

# Zeitschrift für Geophysik

Band 38

1972

Heft 1

## Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: BEHRENS, J., und L. WANIEK: Modellseismik . . . . .	1
BEHLE, A., W. EHRISMANN, J. MAKRIS, H. MENZEL, C. MORELLI und O. ROSENBACH: Gravimetrische Untersuchungen in den Ostalpen I (Meßgebiet Mittenwald – Inns- bruck – Verona) . . . . .	45
KOCH, K. R.: Geophysical Interpretation of Density Anomalies of the Earth Computed from Satellite Observations and Gravity Measurements . . . . .	75
HAAK, V.: Magnetotellurik: Bestimmung der Übertragungsfunktionen in Gebieten mit lateralen Änderung der elektrischen Leitfähigkeit . . . . .	85
REITMAYR, G.: Die bevorzugten Polarisationsrichtungen des natürlichen erdelektrischen Feldes im Gebiet des Oberrhein-Grabens . . . . .	103
CANER, B., and H. DRAGET: Instrumentation for Wide-Frequency-Band (0.01 – 100 Milli- hertz) Geomagnetic Induction Work . . . . .	121
BEBLO, M.: Ein transportabler, netzunabhängiger Elektrograph für Dauerregistrierungen des induzierten erdelektrischen Feldes . . . . .	133
TIEFENAU, H., P. G. PRUCHNIEWICZ and P. FABIAN: Meridional Distribution of Tropospheric Ozone from Measurements Aboard Commercial Airlines . . . . .	145
HARTH, W.: Die Beschreibung von VLF-Atmospherics-Parametern mit dem Wait-und- Walters-Modell . . . . .	153
SCHÖDEL, J. P., und J. W. MÜNCH: Methode zur Untersuchung der spektralen Frequenzver- teilung von Schwerewellen in der Ionosphäre . . . . .	169
Briefe an den Herausgeber:	
SCHRÖDER, W.: Untersuchungen zur Tunguska-Katastrophe und den hochatmo- sphärischen Erhellungen vom 30. Juni 1908 . . . . .	179
ERNSTSON, K.: Bemerkungen zum Artikel von L. Engelhard über geoelektrische und magnetische Messungen im Nördlinger Ries (Z. Geophys. 37 (4), 667, 1971) .	183
ENGELHARD, L.: Zur Kritik von K. Ernstson an dem Artikel von L. Engelhard über geoelektrische und magnetische Messungen im Nördlinger Ries (Z. Geophys. 37 (4), 667, 1971) . . . . .	185
Buchbesprechungen . . . . .	189



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

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) 112,— 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. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA VERLAG Rudolf Liebig K.-G., D 87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Straße 5.  
Pers. haft. Ges., Arnulf Liebig und Hildegund Höller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebig, Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1972

# **Modellseismik<sup>1)</sup>**

## **Model Seismology**

J. BEHRENS, Clausthal<sup>2)</sup> und L. WANIEK, Prag<sup>3)</sup>

Eingegangen am 15. März 1972

### **1. Einleitung**

Die Modellseismik hat in den letzten zwei Jahrzehnten als wirksame Arbeitsmethode innerhalb der modernen Seismologie einen festen Platz eingenommen. Aufgrund ihrer Erfolge steht sie heute selbständig den Seismologen – klassischen Beobachtern sowie Theoretikern – mit den von ihr erarbeiteten Mitteln zur Verfügung. Es soll das Ziel dieses Artikels sein, dem unvoreingenommenen Leser eine möglichst umfassende Übersicht über die Arbeitsmethoden dieses noch ziemlich jungen Zweiges der Seismologie zu geben und eine Zusammenfassung der wesentlichsten mit diesen Methoden erzielten Resultate zu versuchen.

Falls in der Einreihung und Darlegung der in den schon über dreihundert Veröffentlichungen enthaltenen Ergebnisse eine gewisse Tendenz zu fühlen sein sollte, muß sie von den Autoren ehrlich eingestanden werden. Sie soll den Leser jedoch zu einer weiteren Anwendung der Modellseismik provozieren und damit zu ihrer positiven Entwicklung beitragen. In dem Bestreben, weitere modellseismische Arbeiten anzuregen, werden daher zusammen mit den angeführten Resultaten stets auch Lücken und bisher nicht ausgenutzte Möglichkeiten der Modellseismik erwähnt werden.

Zunächst soll der Begriff Modellseismik definiert werden und der Rahmen abgegrenzt werden, innerhalb dessen die vorgelegte Übersicht erfolgen soll.

Unter Modellseismik sei eine Methodik zur Simulierung seismischer Vorgänge (von ihrer Erzeugung bis zu ihrer Registrierung) im verkleinerten Maßstab mit Hilfe einer dem Problem angepaßten Anordnung verstanden.

Alle Untersuchungen über die physikalischen Eigenschaften von Gesteinen unter hohen Drücken und Temperaturen und über ihren Einfluß auf die Ausbreitung elastischer Wellen stehen danach außerhalb des definierten Gebietes. Der Begriff Modellseismik soll auch nicht

---

<sup>1)</sup> Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

<sup>2)</sup> Prof. Dr. Jörn BEHRENS, Institut für Geophysik der Technischen Universität Clausthal, 3392 Clausthal-Zellerfeld, Adolf-Römer-Straße 2 A, BRD.

<sup>3)</sup> Dr. Ludvík WANIEK, Geofyzikální ústav ČSAV, Praha 4 – Spořilov, Boční II, ČSSR.

auf feldseismische Untersuchungen im Nahfeld explosiver seismischer Quellen ausgeweitet werden, obwohl manche Arbeiten in dieser Richtung in den letzten Jahren einen fast modellseismischen Charakter angenommen haben.

Die Modellseismik liegt somit heute als Brücke zwischen der klassischen Seismologie und der durch die Computertechnik unterstützten Theorie. Gegenüber den am Objekt Erde selbst vorgenommenen Beobachtungen hat sie – wie alle physikalischen Beobachtungen im Labor – den wesentlichen Vorteil einer Separierung einzelner Phänomene, die bei Feldbeobachtungen in ihrer Einzelwirkung nicht erkannt werden können, da sie oft verdeckt werden. Ihr Nachteil liegt in der Verwendung meist idealisierter und damit oft unvollkommener Modellmedien, so daß die Übertragung modellseismischer Ergebnisse auf die Gegebenheiten in der Natur stets mit großer Umsicht vorgenommen werden muß.

Die Existenzfrage der Modellseismik, ob modellseismische Untersuchungen nicht besser durch theoretische Berechnungen ersetzt werden können, wurde in den letzten Jahren häufig diskutiert. Die Konzeption, wie sie die Begründer der Modellseismik<sup>1)</sup> vor Augen hatten, entspricht gegenwärtig sicherlich nicht den modernen Erfordernissen. Synthetische Seismogramme ersetzen Modellregistrierungen in all den Fällen, die innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Strahlentheorie liegen. In dieser Richtung mußte die Modellseismik das Feld räumen. Dies bedeutete jedoch nicht, wie manche erwarteten, eine „Götterdämmerung“ der Modellseismik, sondern nur eine Präzisierung der Probleme, die mit Hilfe ihrer Mittel verfolgt werden können und müssen.

Die in dem vorliegenden Artikel bei der Darlegung der Ergebnisse gewählte Systematik soll zu einer weiteren Präzisierung beitragen.

## 2. Grundlagen modellseismischer Untersuchungen

### 2.1 Modellgesetze

Die Anwendung der Modellseismik auf konkrete seismologische Probleme ist von den Möglichkeiten der Übertragung der in der Natur vorkommenden Verhältnisse auf Modelldimensionen abhängig. Hierbei spielt die richtige Anwendung und Einhaltung der Modellgesetze die entscheidende Rolle [WHITE 1965; O'BRIEN, SYMES 1971]. Eine Übertragung aller, in der Natur auf den Vorgang der Wellenausbreitung Einfluß nehmender Parameter auf das Modell ist in den meisten Fällen nicht möglich. Bei allen modellseismischen Untersuchungen der Wellenausbreitung muß jedoch stets das Verhältnis zwischen Wellenlänge und Periode (Frequenz) in der Natur und im Modell eingehalten werden.

---

<sup>1)</sup> 1927 – 1939: F. RIEBER, O. SCHMIDT, T. TERADA, CH. TSUBOI. 1945 – 1955: D. V. ANDERSON, V. R. BUGROV, M. EVING, E. T. HOWES, B. N. IVAKIN, T. D. NORTHWOOD, J. OLIVER, F. PRESS, L. RANDOLPH, JU. V. RIZNICHENKO, L. H. TEJADAFLORES. Eine kompetente historische Übersicht wird von RIZNICHENKO [1966] gegeben.

Hierfür sind folgende grundlegende Modellkoeffizienten (scale factors) maßgebend:  $s_v$  für die Kompressionswellengeschwindigkeit,  $s_\lambda$  für die Wellenlänge der beobachteten Signale und  $s_T$  für die Zeit.

Die Koeffizienten sind wie folgt definiert:

$s_v = v_p^M / v_p^N$ ;  $s_\lambda = \lambda^M / \lambda^N$  und  $s_T = T^M / T^N$ . Dabei bedeuten  $v_p^M$  und  $v_p^N$  die Kompressionswellengeschwindigkeiten,  $\lambda^M$  und  $\lambda^N$  die Wellenlängen,  $T^M$  und  $T^N$  die Perioden der untersuchten Wellen im Modell ( $M$ ) bzw. in der Natur ( $N$ ).

Meistens können nur zwei der Modellkoeffizienten unabhängig gewählt werden. Es gilt:  $\lambda^N = v_p^N \cdot T^N$  und  $\lambda^M = v_p^M \cdot T^M$ , d. h.  $s_\lambda = s_v \cdot s_T$ . Unter Beibehaltung dieser letztgenannten Grundbedingungen kann damit aber die Modellierung von Wellenausbreitungsproblemen – von Sonderfällen wie z. B. der zusätzlichen Berücksichtigung der Dichte abgesehen – auf die Modellierung reiner Geschwindigkeitsverhältnisse reduziert werden.

## 2.2 Modelltypen

Die Verknüpfung von Problemstellung und Modellgesetzen bedingt die Wahl des Modelltyps.

### 2.2.1 Dreidimensionale Modelle

Diese Modelle gleichen in ihren geometrischen Verhältnissen der Natur am meisten. Die Form der Wellenausbreitung entspricht unter Berücksichtigung der Modellkoeffizienten ebenfalls der Ausbreitung in der Natur am besten, d. h. die Wellengleichung kann unmittelbar übernommen werden. Diese Modelltechnik wird dementsprechend vorzugsweise für die direkte Untersuchung von Ausbreitungsvorgängen elastischer Wellen verwendet, bei denen Fragen der *räumlichen* Energieverteilung und der *räumlichen* Struktur der Grenzflächen (bzw. Grenzschichten) im Vordergrund stehen.

### 2.2.2 Zweidimensionale Modelle

Diese Modelle zeichnen sich dadurch aus, daß die Ausdehnung des Modells in einer Richtung sehr viel geringer sein muß als die Wellenlänge der an diesen Modellen beobachteten elastischen Wellen. Hierdurch wird eine Modifikation der für den dreidimensionalen Fall gültigen Wellengleichung notwendig [OLIVER, PRESS, EWING 1954]. Anstelle der *Vollraumgeschwindigkeit* der Kompressionswelle im dreidimensionalen Modell geht hier die *Plattenwellengeschwindigkeit* ein. Die Modellkoeffizienten müssen wie vorher berücksichtigt werden. Bei Erfüllung der Modellbedingungen für eine zweidimensionale Wellenausbreitung besteht die Möglichkeit, das Wellenfeld nicht nur durch Messungen an der Modellkante, sondern auch an der gesamten Modellplattenoberfläche zu bestimmen [GUTDEUTSCH, MENZEL 1967].

Zweidimensionale Modelle können grundsätzlich stets dort eingesetzt werden, wo die Betrachtungen auf einem Profilschnitt ausreichend sind, d. h. wo die vertikale Profilierung einer Struktur untersucht werden soll und wo Fragen der räumlichen Energieverteilung von untergeordneter Bedeutung sind.

Modelle, die einen Übergang zwischen dem zwei- und dreidimensionalen Fall darstellen, d. h. bei denen die Modelldicke im Bereich einer oder mehrerer Wellenlängen des beobachteten Signals liegt, werden als *Plattenmodelle* bezeichnet [KOZÁK, WANIEK 1970].

### 2.2.3 Eindimensionale Modelle

Eine Reduzierung der zweidimensionalen Modelle um eine weitere Dimension führt zu stabartigen Modellen. Bei diesen Modellen wird die Ausbreitung der *Stabdewnungswelle* verwendet, um Sonderprobleme der Wellenausbreitung in einer einzigen Richtung zu studieren, wie z. B. die Transmission durch eine Schicht oder die Reflexion bei Senkrechteinfall einer Welle auf eine Diskontinuität.

## 2.3 Quellen und Aufnehmer

Den gleichen Modellgesetzen, wie die oben erwähnten seismischen Modelle, müssen auch die bei der Modellierung verwendeten seismischen Quellen und Aufnehmersysteme gehorchen.

Der Typ und die Form der Quelle richtet sich ganz allgemein nach der notwendigen Amplitude und dem geforderten Spektrum des erzeugten Signales sowie nach der von der Problemstellung bedingten Abstrahlcharakteristik der Quelle – insbesondere für die Abstrahlung bestimmter Wellenarten. Sowohl Quelle als auch Aufnehmer müssen in ihren Abmessungen klein gegenüber den Dimensionen des gesamten Wellenfeldes sein, um Rückwirkungen auf das Wellenfeld zu vermeiden. Weiterhin ist bei der Verwendung von Modellquellen und Aufnehmern zu unterscheiden, ob die Anregung elastischer Wellen durch Einwirkung eines Schwingers auf das Modellmedium vollzogen wird oder durch Vorgänge im Modellmedium selbst (z. B. Bruchvorgänge) geschieht (Kapitel 5).

Die Beachtung der Modellgesetze, die Möglichkeiten bei der Formgebung der Modelle und die Forderungen an Quelle und Aufnehmer führten zu einer Modelltechnik, wie sie in den Kapiteln 3 und 4 beschrieben wird.

## 3. Modellseismische Meßverfahren

In der Modellseismik finden zur Zeit hauptsächlich zwei Meßprinzipien Anwendung:

- a) Das sog. Ultraschallverfahren mit einer Geber- und Empfängeranordnung analog der Feldseismik,
- b) die Verfahren mit Wellenfeldbeobachtung, d. h. die Methoden der Schlieren- und Spannungsoptik.

Diese Prinzipien werden ganz allgemein für die ein-, zwei- und dreidimensionale Modelltechnik verwendet.

### 3.1 Ultraschallverfahren

Die Arbeitsweise des Ultraschallverfahrens wird in Abb. 1 anhand eines Blockschaltbildes erläutert.

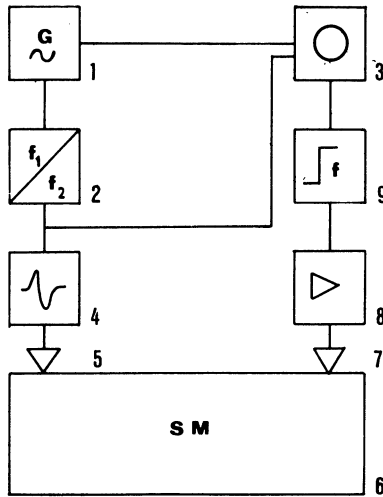


Abb. 1: Blockschaltbild modellseismischer Ultrasonallapparaturen.

1 = Zeitmarkengenerator, 2 = Frequenzteiler, 3 = Oszillograph, 4 = Leistungsimpulsgenerator, 5 = Geber, 6 = seismisches Modell, 7 = Aufnehmer, 8 = Verstärker, 9 = Bandfilter.

Block diagram of ultrasonic apparatus for seismic modelling.

1 = time scale generator, 2 = frequency divider, 3 = oscillograph, 4 = power pulse generator, 5 = source, 6 = seismic model, 7 = receiver, 8 = amplifier, 9 = filter.

Ein Zeitmarkengenerator (1) erzeugt Signale mit einer Impulsfolge von gewöhnlich 1 bis 100  $\mu\text{s}$ . Ein nachgeschalteter Frequenzteiler (2) erlaubt die Wahl bestimmter Folgefrequenzen der gelieferten Impulse. Diese werden einem Impulsgenerator (4) zugeführt, der, von einer Hochspannungsquelle gespeist, elektrische Impulse mit geforderter Zeitfunktion (Rechteck-, Dreieckimpulse, harmonisch gedämpfte Oszillationen) und gewünschter Amplitude (200 bis 3000 V) liefert. Diese Impulse dienen zur Anregung der Ultraschallschwinger (5), die die geforderten elastischen Impulse im Modell (6) erregen.

Die bei diesem Verfahren vorwiegend verwendeten piezoelektrischen Schwinger (Quarzschliffe, Piezokeramiken) werden auch als Aufnehmer (7) verwendet. Sie wandeln die am Modell aufgenommenen elastischen Impulse in elektrische Signale um, die über eine geeignete Verstärker- und Filteranordnung (8,9) dem Vertikalsystem eines Kathodenstrahl-Oszillographen (3) zugeführt werden. Durch eine geeignete Triggerung des Oszillographen entsteht auf dem Schirm des Oszillographen ein stehendes Seismogramm mit Zeitmarke.

Abb. 2 zeigt ein typisches Modellseismogramm mit Zeitmarke. In der dreidimensionalen Technik wird hinsichtlich der Hauptfrequenzen der erzeugten elastischen Wellen in einem Bereich von 0,1–2,0 MHz, bei der zwei- und eindimensionalen Technik in einem Bereich von 2–200 kHz gearbeitet. Alle im Blockdiagramm beschriebenen Elemente sind dem verwendeten Frequenzbereich entsprechend ausgelegt. Ausführ-

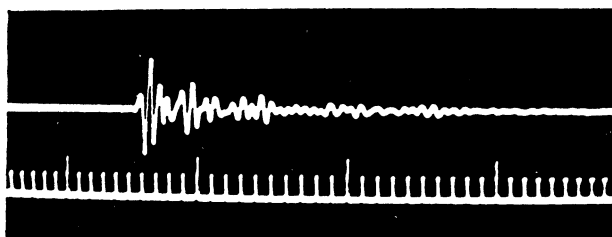


Abb. 2: Typisches Modellseismogramm. Zeitmarkenabstand  $1 \mu\text{s}$  [WANIEK, VANĚK, PROS, KLÍMA 1966].

Typical oscillogram of the wave pattern on the surface of a model. Time marks in  $\mu\text{s}$  [WANIEK, VANĚK, PROS, KLÍMA 1966].

liche Angaben über den Aufbau der Apparaturen finden sich bei SCHICK [1962]; PROS, CHALUPA [1966]; O'BRIEN, SYMES [1971].

Eine zusammenfassende und einheitliche Beschreibung der Konstruktionsmerkmale der z. Z. benutzten Geber- und Empfängersysteme analog der oben beschriebenen Apparatur ist an dieser Stelle nicht möglich. Jedes modellseismische Laboratorium hat eigene Konstruktionen entwickelt. Generell werden piezoelektrische Dicken- und Radialschwinger als Geber verwendet, wobei eine kreisförmige Abstrahlcharakteristik angestrebt wird.

Besondere Aufmerksamkeit gebührt der akustischen Ankopplung der Geber an die Modelle, weil die Form des elastischen Impulses im Modell wesentlich durch die Kontaktbedingungen beeinflußt werden kann. In gleicher Weise spielt die Anpassung des elektrischen Impulses an das spezifische Schwingverhalten des Gebers eine entscheidende Rolle für die Form des erzeugten Impulses im Modell [DRESEN 1969].

Für eine breitbandige Aufnahme der Impulse werden hauptsächlich piezoelektrische Biegeschwinger, mit denen eine Komponentenregistrierung möglich ist [GUTDEUTSCH, KOENIG 1966] oder Splitterempfänger verwendet [KLÍMA, PROS, KNOBLOCHOVÁ 1966]. Aufnehmersysteme, mit denen die Partikelbewegung mit Hilfe kapazitiver Verfahren direkt registriert werden kann, werden bei BERCKHEIMER, ANSORGE [1963] beschrieben. Detaillierte Angaben über die Funktion und Konstruktion der Geber- und Aufnehmersysteme finden sich bei SCHENK [1966]; IVAKIN [1969] und O'BRIEN, SYMES [1971].

Seit neuester Zeit können die oben beschriebenen Verfahren zur analogen Registrierung modellseismischer Meßwerte durch eine Digitalisierung und Magnetbandspeicherung der Daten erweitert werden [KOENIG 1969]. Die Registrierung mit XY-Schreibern wird gegenwärtig durch Anwendung von Samplingeinschüben in den Kathodenstrahloszillographen ermöglicht.

### 3.2 Verfahren mit Wellenfeldbeobachtung

Zu den Methoden mit Wellenfeldbeobachtung gehören die Schlierenverfahren und die Verfahren der Spannungsoptik. Während die Spannungsoptik in der Modellseismik



bisher nur selten angewendet wurde [EVANS, HADLEY, EISLER, SILVERMAN 1954; DUDA 1965; DALLY, LEWIS 1968], haben Schlierenuntersuchungen durch die Entwicklung quantitativer Methoden zur Auswertung der dynamischen Parameter der untersuchten elastischen Wellen in der letzten Zeit eine besondere Bedeutung gewonnen [STROWALD 1969; KOZÁK, WANIEK 1970].

Das Beispiel einer solchen Anordnung zeigt das Blockschaltbild in Abb. 3.

Das seismische Modell, welches sich zwischen dem Kollimator und dem Fokussator befindet, wird mit parallelem Lichtstrahlbündel durchstrahlt. Das Feld der elastischen Wellen im Modell wird durch die seismische Quelle erregt und senkrecht zur Wellenausbreitungsrichtung von der Lichtquelle beleuchtet. Das hinter der Schlierenblende entstehende Bild wird mit Hilfe von Vorsatzobjektiven in einer Zeitlupe (Drehspiegelkamera) abgebildet. Das Resultat besteht aus Momentaufnahmen des Wellenfeldes mit programmierbarem zeitlichen Abstand der einzelnen Wellenfeldaufnahmen.

Eine Alternative zu der hier angeführten Registrierung seismischer Wellenfelder besteht in der Anwendung stroboskopischer Beleuchtungsquellen und der damit verbundenen Erzeugung stehender Bilder [VOSAHLO 1958].

Als Modelle werden vorwiegend Plattenmodelle in der oben (Kapitel 2) vorgelegten Definition verwendet, wobei alle Kombinationen durchsichtiger Modellstoffe (eventuell gemeinsam mit undurchsichtigen) möglich sind (siehe Kapitel 4). Als seismische

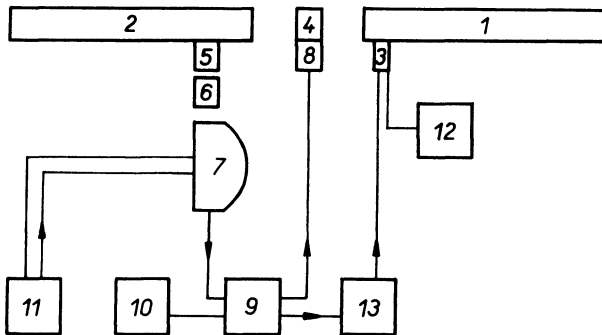


Abb. 3: Blockschaltbild einer schlierenoptischen Modellapparatur.

1 = Kollimator, 2 = Fokussator, 3 = Lichtquelle, 4 = seismisches Modell, 5 = Schlierenblende, 6 = Vorsatzobjektive, 7 = Zeitlupe, 8 = Wellenquelle, 9 = Hochspannungsgenerator, 10 = Hochspannungskondensator, 11 = Lenkungspult für die Zeitlupe, 12 = Stromversorgung der Lichtquelle, 13 = Verzögerungsschaltung [KOZÁK, WANIEK 1970].

Block diagram of a schlieren device for seismic modelling.

1 = collimating system, 2 = focussing system, 3 = light source, 4 = seismic model, 5 = knife edge, 6 = supplementary lenses, 7 = high-speed camera, 8 = wave source, 9 = HV-generator, 10 = HV-capacitor, 11 = high-speed camera control panel, 12 = light source power supply, 13 = delay circuit [KOZÁK, WANIEK 1970].

Quelle dienen bei diesen Untersuchungen Sprengstoffladungen [DALLY, LEWIS 1968], explodierende Drähte [KOZÁK, WANIEK 1970] sowie Piezoschwinger [VOSAHO 1958]. Die Frequenz der auftretenden elastischen Wellen ist von der Anregungsart abhängig und liegt bei den erwähnten Quellen im Bereich von 0,1 – 1,0 MHz. Die Registrierung bezieht sich bei der Schlierenmethode bekanntermaßen nur auf das Wellenfeld der Kompressionswellen bzw. auf die Kompressionskomponenten anderer Wellentypen. Die quantitative Auswertung dynamischer Parameter der sich ausbreitenden Wellen ist durch die Anwendung mikrophotometrischer Methoden möglich [KOZÁK, WANIEK 1970].

Bei den spannungsoptischen Methoden ist die Interpretation der dynamischen Parameter der beobachteten Wellenfelder auch bei der Anwendung der Farbphotographie außerordentlich schwierig. Eine interessante Anwendung dieser Methode stellt die Beobachtung von Spannungszentren in antiseismischen Baukörpermodellen dar.

## **4. Aufbau und Eigenschaften der Modelle**

In diesem Kapitel sollen die zur Zeit üblichen Verfahren für die Herstellung seismischer Modelle an charakteristischen Einzelbeispielen beschrieben werden. Gleichzeitig soll auf die Grenzen und Möglichkeiten der einzelnen Modelltechniken hingewiesen werden.

### **4.1 Eindimensionale Modelle**

Als eindimensionale Modelle werden Stäbe verschiedener Materialien verwendet, die mit Hilfe von geeigneten Klebern miteinander verbunden werden können (Diskontinuitäten erster Ordnung). Zur Herstellung von Übergangsschichten mit variabler Geschwindigkeitstiefenfunktion werden Stäbe aus Kunststoffen mit verschiedenen Zusätzen gegossen [BERRYMAN, GOUPILLAUD, WATERS 1958; DATTA 1967].

### **4.2 Zweidimensionale Modelle**

#### *4.2.1 Modelle mit homogenen Schichten*

Geschichtete Medien lassen sich durch eine Kombination homogener Einzelschichten unterschiedlicher Geschwindigkeit modellieren (Abb. 4). Der akustische Kontakt zwischen den einzelnen Schichten wird entweder durch feste Klebmittel oder durch Öle, viskose Fette usw. hergestellt (Abb. 4a). Eine häufig angewendete technische Modifikation ist das Zusammenkleben der Platten mit teilweiser Überlappung, wodurch eine Zwischenschicht mit entsprechender Durchschnittsgeschwindigkeit entsteht (Abb. 4b).

Diese Modelltechnik ist besonders gut zur Herstellung von Diskontinuitäten erster Ordnung mit besonderer geometrischer Prägung geeignet (Verwerfungen, sinusförmige, rechteckige und andere komplizierte Grenzflächenstrukturen).

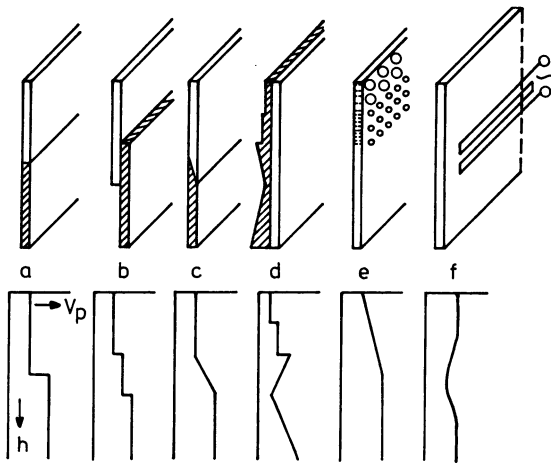


Abb. 4: Grundtypen zweidimensionaler Modelle.

a = Schichtmodell, b = Modell mit homogener Zwischenschicht, c = bimorphes Modell mit Übergangsschicht, d = bimorphes Modell mit komplizierter Geschwindigkeitstiefenverteilung, e = perforiertes Modell mit Geschwindigkeitsgradient, f = thermisches Modell mit Geschwindigkeitsgradient.

Im unteren Teil der Abbildung sind die zugehörigen Geschwindigkeitstiefenverteilungen schematisch dargestellt worden.

Basic types of two-dimensional models.

a = simple layered model, b = model with intermediate homogeneous layer, c = bimorphic model with transition layer, d = bimorphic model with complicated velocity-depth distribution, e = perforated model with velocity gradient, f = thermal model with velocity gradient.

In the lower part the corresponding velocity-depth distributions are given.

#### 4.2.2 Bimorphe Modelle mit Geschwindigkeitsgradienten

Eine stetige Geschwindigkeitsänderung in zweidimensionalen Modellen kann am einfachsten durch keilförmiges Aneinanderfügen zweier Platten mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten erzielt werden (Abb. 4c). Leider ist diese Modelltechnik aufgrund der Herstellungsschwierigkeiten bisher nur auf relativ geringe Schichtmächtigkeiten beschränkt [HEALY, PRESS 1960]. Sie wurde von RIZNICHENKO und SHAMINA [1963a] für die Untersuchung komplizierter Erdkrusten- und Erdmantelstrukturen erweitert. Bei diesen Modellen wurde eine Kombination von Eisen und Kupfer benutzt. Die Technologie besteht in der Herstellung einer Eisenplatte mit vorgeschriebenem Profil (Abb. 4d), auf welche eine homogene Kupferplatte galvanisch aufgetragen wird.

#### 4.2.3 Perforierte Modelle mit Geschwindigkeitsgradienten

Eine weitere Möglichkeit zur Herstellung von Geschwindigkeitsgradienten besteht in der Perforierung einer homogenen Platte mit Hilfe eines Systems von Bohrungen

mit verschiedenem Durchmesser und variabler Dichte. Diese von IVAKIN [1956a] entwickelte Modelltechnik ist in Abb. 4e schematisch dargestellt.

Die Bohrungen werden gewöhnlich in Knotenpunkten eines Dreiecknetzes angebracht, so daß Lochdurchmesser und Netzdichte die bestimmenden Parameter für die Geschwindigkeitsänderung sind. Das Verhältnis dieser Parameter zur Wellenlänge des einfallenden Signales bestimmt die Grenze zwischen homogenem und heterogenem Verhalten des Mediums. Durch Ausfüllen der Bohrungen mit einem anderen Material gelingt es innerhalb bestimmter Grenzen, nicht nur die Geschwindigkeits-, sondern auch die Dichteverteilung zu modellieren.

#### 4.2.4 Thermische Modelle

Geschwindigkeitsänderungen in zweidimensionalen Modellen können auch durch lokale Änderungen der physikalischen Eigenschaften der verwendeten Modellmedien erzeugt werden. Die starke Geschwindigkeitsabhängigkeit elastischer Wellen von der Temperatur in Paraffin und Polyäthylen wurde von RYKUNOV [1957] zur Herstellung zweidimensionaler Modelle mit Geschwindigkeitsgradienten benutzt. Diese sog. thermischen Modelle haben den wesentlichen Vorteil, daß sie zur Untersuchung von Wellenphänomenen an Diskontinuitäten dienen können, welche nicht durch die Verwendung unterschiedlicher Materialien erzeugt werden (Abb. 4f). Durch lokales Aufheizen der Modellplatte können sehr komplizierte Geschwindigkeitstiefenverteilungen hergestellt werden [SCHICK, SCHNEIDER 1967].

Diese Methodik, im Prinzip sehr einfach, ist jedoch in der technischen Durchführung, besonders in der komplexen Kontrolle und Einhaltung der geforderten Parameter, sehr anspruchsvoll [BEZRODNOV 1968].

#### 4.2.5 Möglichkeiten und Grenzen der zweidimensionalen Modelltechnik

Die zweidimensionale Modelltechnik ermöglicht gegenwärtig die Erfassung fast aller Probleme der Wellenausbreitung. Als wesentliche Vorteile dieser Technik können die Homogenität der Modellmaterialien, der Preis und die meist einfache Herstellung der Modelle angesehen werden.

Besonders gut lassen sich eingehende Untersuchungen an Diskontinuitäten erster Ordnung mit beliebig komplizierter geometrischer Struktur durchführen. Es können die kinematischen und dynamischen Parameter des Wellenfeldes auf dem gesamten Profilschnitt und auch in unmittelbarer Nähe einzelner Diskontinuitäten bestimmt werden. Wie in Abschnitt 4.2.2 bis 4.2.4 aus der Technologie der Modellherstellung zu ersehen ist, kann die Modellierung nicht-einfacher Geschwindigkeitstiefenverteilungen schwierig werden. Eine weitere Schwierigkeit bildet die Einhaltung des Modellkoeffizienten für die Wellenlänge der untersuchten elastischen Wellen im Verhältnis zu den Dimensionen einzelner Schichten. Bei der Modellierung seismischer Großstrukturen werden die Modelle sehr unhandlich.

### 4.3 Dreidimensionale Modelle

Als Modellmedien können alle geeigneten Materialien benutzt werden, wobei hier eine wesentliche Erweiterung der Möglichkeiten in der Verwendung von Flüssigkeiten in Verbindung mit Festkörpern beruht. Es muß dabei beachtet werden, daß nur bei reinen Festkörpermodellen die Gesamtheit aller elastischen Wellentypen beobachtet werden kann. Bei der Kombination Festkörper/Flüssigkeit sind die mit den Schwellen verbundenen Phänomene völlig eliminiert oder grundlegend verzerrt. Dies betrifft in bestimmten Grenzen auch die Oberflächen- und Grenzschichtenwellen.

#### 4.3.1 Modelle mit homogenen Schichten

Bei diesen Modellen wird meistens eine Kombination von Festkörper/Flüssigkeit verwendet, um die geforderte Geschwindigkeitsverteilung zu ermöglichen. Diese Anordnung ist technisch einfacher als eine Kombination reiner Festkörper. Auch die Dimensionen der Modelle sind, den niedrigeren Geschwindigkeiten in Flüssigkeiten entsprechend, laborfähiger. Mit dieser Art von Modellen wurden die ersten modellseismischen Untersuchungen überhaupt unternommen [TERADA, TSUBOI 1927; RIEBER 1936]. Für die Herstellung von mehrschichtigen dreidimensionalen Modellen können unter Vernachlässigung des S-Wellenfeldes auch nichtmischbare Flüssigkeiten benutzt werden.

#### 4.3.2 Feste Zweikomponenten-Modelle mit Geschwindigkeitsgradienten

Für die Herstellung komplizierter dreidimensionaler Modelle mit Geschwindigkeitsgradienten mußten spezielle Verfahren entwickelt werden. Hier bot sich die Verwendung von Zweikomponentensystemen an, wobei die Grenzgeschwindigkeiten durch die Wahl der Medien bestimmt werden.

Es werden nebeneinander zwei Verfahren angewendet. Bei dem ersten wird der Geschwindigkeitsgradient wie bei den eindimensionalen Modellen durch erstarrte Sedimentation erzeugt.

Zum Beispiel kann Quarzsand mit Kunstharz vermischt werden, wobei die nötige Sedimentationszeit und damit der Geschwindigkeitsgradient durch die Wahl der Temperatur bei der Erstarrung des Kunstharzes geregelt wird [DATTA 1967].

Bei dem zweiten, häufiger benutzten Verfahren wird die Modulierung eines stetigen Gradienten durch eine Folge dünner Schichten mit sehr kleiner Geschwindigkeitsdifferenz ersetzt, wobei die Dicke der Einzelschichten klein gegenüber der Wellenlänge des einfallenden Signales sein muß.

SHAMINA [1965] benutzte eine Mischung von Epoxy-Harz und Kieselsand. Eine fast lineare Abhängigkeit der Kompressionswellengeschwindigkeit vom Konzentrationsverhältnis beider Komponenten ermöglicht Geschwindigkeitsänderungen bis zu 20%. Diese Methodik ist aus technologischen Gründen bisher auf sehr kleine Modelle begrenzt.

#### 4.3.3 Dreikomponenten-Gelmodelle mit Geschwindigkeitsgradienten

Zur Herstellung dreidimensionaler Erdkrusten- und Erdmantelmodelle erwies sich die Anwendung dreikomponenter Gele des Systems Wasser-Glycerin-Gelatine als sehr vorteilhaft. Dieses System ermöglicht eine Änderung der Kompressionswellengeschwindigkeit um 25% – hauptsächlich beeinflusst durch das Verhältnis von Wasser und Glycerin (Abb. 5). Entsprechend der fast idealen Reproduzierbarkeit der Kontaktbedingungen zwischen Aufnehmer und Modell sind diese Gelmodelle besonders für die Untersuchung dynamischer Signalparameter geeignet. Es läßt sich jedoch nur die Ausbreitung des Kompressionswellenfeldes studieren, da Scherwellenamplituden in diesen Gelen vernachlässigbar klein sind.

Geschwindigkeitsgradienten werden durch eine Folge dünner Schichten mit kleiner Geschwindigkeitsdifferenz verwirklicht [WANIEK 1966 b].

Die guten optischen Eigenschaften dieser Gele führten ferner zur Herstellung schlierenoptisch zu untersuchender Plattenmodelle [KOZÁK, WANIEK 1970]. Die Technologie der Herstellung ist die gleiche wie bei den dreidimensionalen Modellen.

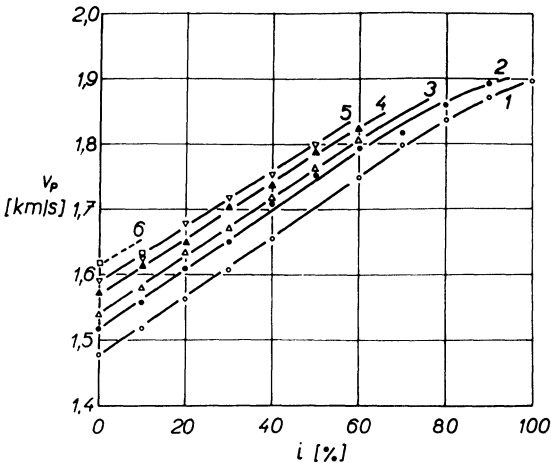


Abb. 5: Geschwindigkeitsbereich für Kompressionswellen in Gelen des Systems Wasser-Glycerin-Gelatine.

$i$  = Glycerinkonzentration in Wasser,  $v_p$  = Kompressionswellengeschwindigkeit.

$1-j=0$ ,  $2-j=10$ ,  $3-j=20$ ,  $4-j=30$ ,  $5-j=40$ ,  $6-j=50$ .

Mit  $j$  ist die Gelatinekonzentration im Wasser-Glycerinmischung bezeichnet [WANIEK 1966a].

Velocity range of P-waves in gels of the system water-glycerol-gelatine.

$i$  = concentration of glycerol in water,  $v_p$  = velocity of longitudinal waves.

$1-j=0$ ,  $2-j=10$ ,  $3-j=20$ ,  $4-j=30$ ,  $5-j=40$ ,  $6-j=50$ .

By  $j$  is denoted the concentration of gelatine in the water-glycerol mixture [WANIEK 1966a].

Als allgemeiner Nachteil dieser Technik kann eine beschränkte zeitliche Stabilität der Gele (etwa eine Woche) angesehen werden.

#### 4.3.4 Möglichkeiten und Grenzen der dreidimensionalen Modelltechnik

Die dreidimensionale Modelltechnik bietet in gleicher Weise wie die zweidimensionale die Möglichkeit zum Studium aller Wellenausbreitungsprobleme. Besonders vorteilhaft ist dabei die naturgetreue räumliche Ausbildung des gesamten Wellenfeldes. Damit können alle die Probleme behandelt werden, bei denen ein Profilschnitt durch das Wellenfeld nicht ausreichend ist (z. B. Dämpfung in allen drei Ausbreitungsrichtungen, Abstrahlcharakteristiken verschiedener Herdmechanismen und Wellenausbreitung in anisotropen Medien).

Mit Hilfe dreidimensionaler Modelle können fast alle Typen von Grenzflächen und Grenzschichten mit großer Variationsbreite untersucht werden. Dabei kann das Verhältnis von Wellenlänge der verwendeten Wellen zur Mächtigkeit der einzelnen Schichten im Modell beliebig gewählt werden als im zweidimensionalen Fall. Die Bestimmung der kinematischen und dynamischen Parameter der seismischen Signale *innerhalb* des Modelles ist jedoch nur bei Verwendung von Flüssigkeits-Festkörpermodellen bzw. reinen Flüssigkeitsmodellen möglich. Eine Beschränkung der dreidimensionalen Modelltechnik zeigt sich bei der Modellierung geometrisch komplizierter Grenzflächenstrukturen. Sehr stark wirken sich auch die oft recht großen technologischen Schwierigkeiten bei der Herstellung komplizierter Geschwindigkeitstiefenverteilungen aus.

## 5. Untersuchungen über die Entstehung und Ausbreitung seismischer Wellen

Im folgenden Kapitel sollen Beiträge modellseismischer Untersuchungen zu Fragen der Entstehung und Ausbreitung elastischer Wellen angesprochen werden. Die Erzeugung seismischer Signale und ihre Ausbreitung in Form verschiedener Wellentypen sollen gemeinsam behandelt werden, zumal bei dem Problemkreis Herdmechanismus und seiner Bearbeitung mit modellseismischen Mitteln das Modell der Quelle nicht nur als maßstäbliche Verkleinerung des Erdbebenherdes angesehen werden darf, sondern zu Aussagen über den physikalischen Vorgang der Wellenerzeugung innerhalb und in unmittelbarer Nähe der Quelle selbst führen kann.

### 5.1 Quellmechanismen und Nahfelduntersuchungen

Das Problem der Modellierung von Quellmechanismen und der Untersuchung ihrer Nahfelder wurde vornehmlich für drei Gruppen von Quellen angefaßt.

Die meisten Arbeiten beziehen sich auf eine Gruppe von Modellquellen, die im Bereich elastischer Verformungen ein Signal mit ausgeprägt schmalen Frequenzspektrum aufweisen (*elastische Quellen*).

Zu der zweiten Gruppe gehören modellseismische Quellen, die im Modellmedium irreversible Verformungen verursachen, so daß auch Prozesse in der sogenannten „inneren Zone“ verfolgt werden können (*explosive Quellen*).

Die dritte Gruppe wird von Quellen gebildet, bei denen seismische Wellen durch Bruchvorgänge in geeigneten Modellmedien oder in Gesteinen erzeugt werden (*Bruchvorgänge*).

### 5.1.1 Elastische Quellen

Die elastischen Quellen lassen sich in der Modellseismik am besten durch die Anwendung piezoelektrischer Schwinger realisieren. Mit ihnen können durch Anpassung des elektrischen Impulses an die charakteristischen Schwingungseigenschaften der piezoelektrischen Geberelemente seismische Wellen verschiedenen Typs mit bestimmter vorherrschender Wellenlänge erzeugt werden [DRESEN 1969]. Von dieser Möglichkeit wird vornehmlich dann Gebrauch gemacht, wenn das Verhältnis zwischen vorherrschender Wellenlänge des Signales und geometrischer Abmessung der zu untersuchenden Modellstruktur (z. B. Schichtmächtigkeit) von entscheidender Bedeutung ist. Die gezielte Erzeugung eines S-Wellenfeldes gelingt für diesen Quellentyp durch die Anwendung von Quarzschliffen mit verschiedener Kristallorientierung [SCHICK, SCHNEIDER 1964], sowie durch die Konversion der mit Hilfe von Dicken-schwingern erregten P-Wellen in Gebern geeigneter Konstruktion [SCHENK 1966].

Der Wert der mittels dieser Modellquellen durchgeführten Untersuchungen liegt einmal im Vergleich ihrer Ergebnisse mit denen theoretischer Überlegungen. Die Bestimmungen der kinematischen und dynamischen Parameter des gesamten Wellenfeldes für verschiedene Modelle von Herdmechanismen zeigten, daß das Wellenfeld punktförmiger und zylinderförmiger P- und S-Wellenquellen im allgemeinen den theoretischen Berechnungen entspricht.

Diese Aussage bezieht sich nicht nur auf den Bereich des Fernfeldes, in dem diese Vergleiche vornehmlich durchgeführt wurden. Bemerkenswert sind die Amplituden- und Geschwindigkeitsuntersuchungen von DRESEN [1969, 1971] zur Klärung der Frage, in welchem Maße dynamische und kinematische Meßdaten aus dem Nahfeld einer auf einen *homogenen* elastischen Halbraum wirkenden elastischen Quelle (theoretisch einer vertikal auf den Halbraum gerichteten Einzelkraft vergleichbar) zur Charakterisierung ihres Fernfeldes herangezogen werden können, bzw. welche qualitativen Unterschiede zu den Parametern des Nahfeldes einer auf einen *inhomogenen* Halbraum (Verwitterungsschicht) wirkenden Quelle bestehen.

Der Vergleich modellseismischer Untersuchungen mit seismologischen Studien natürlicher Erdbebenquellen zeigt eine andere Skala von Anwendungsmöglichkeiten elastischer Quellen in der Modellseismik. Wenn mit Hilfe dieser Modellquellen prinzipiell auch nur eine Nachahmung der Abstrahlcharakteristik natürlicher Erdbeben bzw. eine Simulierung der physikalischen Bedingungen an der Oberfläche einer in der Theorie bezeichneten „*elastischen Quelle*“ verwirklicht werden können (Abb. 6), so



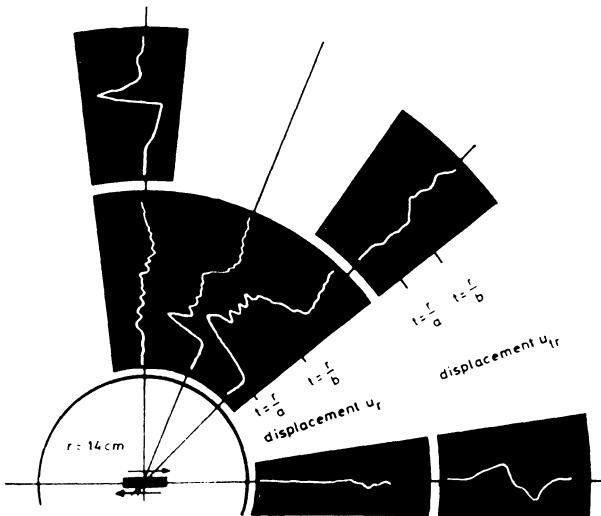


Abb. 6: Winkelabhängigkeit der radialen und transversalen Partikelbewegung, angeregt durch eine piezoelektrische Quadrupolquelle in einem zweidimensionalen Modell [SCHICK 1966].

Azimuth changes of radial and transversal displacements caused by a piezoelectric quadrupole source in a twodimensional model [SCHICK 1966].

können diese Modellmessungen doch wesentlich zum Nachweis von Mechanismen natürlicher Erdbebenherde beitragen [SCHICK, SCHNEIDER 1964; SCHICK 1966] bzw. Auskunft über Entstehung und Eigenschaften der sich bildenden Wellengruppen geben.

### 5.1.2 Explosive Quellen

Vorwiegend angeregt durch die angewandte Seismik entstand in der Modellseismik ein besonderes Interesse an der Entstehung und Ausbreitung seismischer Wellen, die durch eine Explosion erzeugt werden. Im Falle einer solchen Anregung entspricht die Modellquelle den natürlichen Bedingungen in allen charakteristischen Parametern, so daß im Modellmedium das gesamte in der Natur vorkommende Wellenbild untersucht werden kann. Quellen mit Mikroladungen brisanter Sprengstoffe [GUPTA, KISSLINGER 1964; KOSTUCHENKO 1966; BAHJAT, DUDA 1971], sowie explodierender Drähte [KOZÁK, WANIEK 1970] wurden an zwei- und dreidimensionalen Modellen untersucht.

Aufgrund der bisher durchgeführten Untersuchungen kann ein ziemlich komplettes Bild über die Wirkungsweise einer explosiven Quelle gegeben werden. So konnten besonders die Abhängigkeit der dynamischen Parameter der erregten Wellen von den Eigenschaften der Sprengstoffladungen sowie die Abstrahlcharakteristik solcher

Quellen als Funktion der Versuchsgeometrie dargestellt werden. Es zeigte sich hierbei, daß diese typischen P-Wellenquellen schon im Nahfeld zur Ausbildung von Scherspannungen und somit zur Ausbreitung von S-Wellen führen.

### 5.1.3 Bruchvorgänge

Im Vordergrund vieler Arbeiten stehen in letzter Zeit die Untersuchungen seismischer Wellen, die durch einen Bruchvorgang erzeugt werden. Dieser in der Natur wahrscheinlich häufigste Herdmechanismus kann modellseismisch durch Druck- oder Scherspannungen im Modellmedium realisiert werden [PRESS, BEN-MENACHEM, TÖKSÖZ 1961; SAVAGE, MANSINHA 1963; SAVAGE, HASEGAWA 1965]. Die Abstrahlcharakteristik des durch Bruchvorgänge erregten seismischen Wellenfeldes konnte eingehend untersucht werden. Die Ergebnisse führten zur Bestimmung der Bruchgeschwindigkeit als Funktion der elastischen Eigenschaften des Mediums.

Eine neue Konzeption modellseismischer Arbeiten brachte die Untersuchung von Bruchvorgängen in Spannungszonen verschiedener Modellmedien [MOGI 1967]. Ein hoher Grad der Übereinstimmung zwischen den durch Spannung verursachten Bruchvorgängen und der Erdbebensequenz sowie die Ähnlichkeit der Beziehung zwischen Erdbebenmagnitude und Bruchintensität im Zusammenhang mit den elastischen Eigenschaften des Mediums und der Verteilung von Vor- und Nachbeben in verschiedenen Erdbebengebieten unterstützen die Hypothese der Erdbeben als Bruchvorgang (Abb. 7). Es zeigte sich, daß diese Auffassung eine mögliche Erklärung für die Erdbebenhäufigkeit und ihre Intensität bietet, und daß weitere modellseismische Versuche in dieser Richtung zur Lösung des Problems der Vorhersage von Erdbeben wirksam beitragen können.

## 5.2 Raumwellen

Die kinematischen und dynamischen Parameter direkter Raumwellen sind mit modellseismischen Mitteln eingehend untersucht worden [ANGONA 1960; IVAKIN 1969]. Die Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit seismologischen Beobachtungen. Die Ausbreitung von Raumwellen in homogenen geschichteten Medien kann gegenwärtig fast restlos theoretisch behandelt werden. Der Aufgabenbereich der Modellseismik lag und liegt vorwiegend in der Bestimmung der Kinematik und Dynamik reflektierter und refraktierter Wellen an speziellen, im Untergrund zu vermutenden Strukturen (Kap. 6 und Kap. 7). Dabei wurde bis jetzt der Ausbreitung der P-Wellen ungleich mehr Aufmerksamkeit gewidmet als der modellseismischen Beobachtung des S-Wellenfeldes.

Als Beispiel besonders hervorzuhebender Beiträge modellseismischer Untersuchungen zum Thema dieses Abschnittes sind die Arbeiten von IVAKIN [1958] und SHAMINA [1959] zu nennen. Mit Hilfe modellseismischer Verfahren wurden eingehende Untersuchungen zur Problematik der Dämpfung seismischer Wellen unternommen.

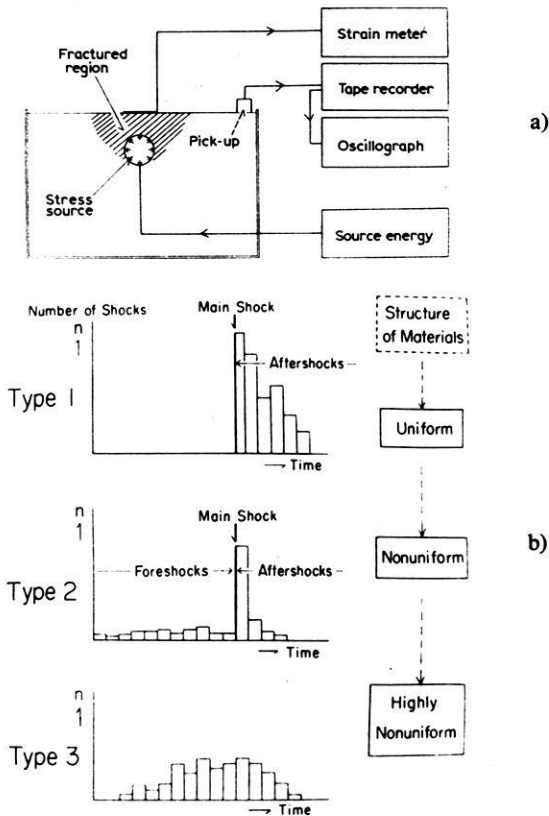


Abb. 7: Modellierung von Bruchvorgängen in Herdzone.

a = Versuchsanordnung, b = Zeitfolge der durch Bruch erregten Stöße im Zusammenhang mit der Struktur des Modellmediums [MOGI 1967].

Modelling of fracture processes in focal zones.

a = experimental arrangement, b = shock sequences accompanying fractures and their relation to the structure of the medium [MOGI 1967].

Die physikalische Deutung der beobachteten Amplitudenkurven beruht in der Trennung der durch geometrische Ausdehnung der Wellenfront verursachten Amplitudenabnahme von der eigentlichen Absorption des Mediums, die durch den Absorptionskoeffizienten charakterisiert werden kann. Mit besonderer Aufmerksamkeit wurden Absorptionsmessungen in heterogenen Medien durchgeführt, insbesondere in Medien mit Kornstruktur. Die hierbei auftretende Dispersion konnte modellseismisch eingehend untersucht werden [KNOPOFF 1956; HELBIG 1958].

Ein gutes Beispiel für die Anwendung der Modellseismik zur Klärung bisher ungeklärter Fragen stellt die Simulierung der Aufzeichnung des ersten seismischen Experi-

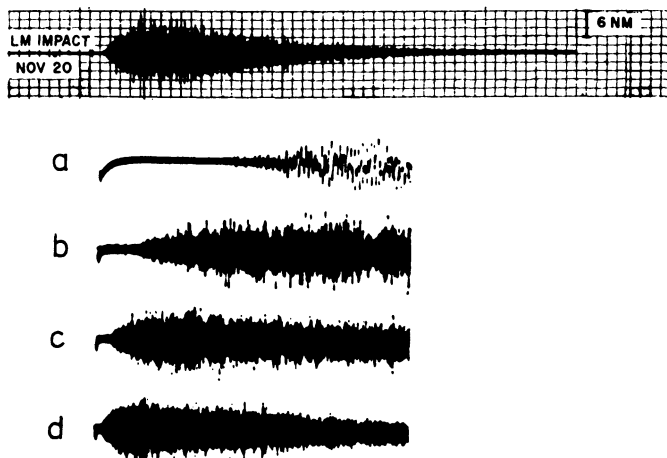


Abb. 8: Seismogramm des ersten seismischen Experimentes auf dem Mond (Apollo 12) und die entsprechenden Modellseismogramme im Medium mit statistischer Struktur,  $a = 75 \mu\text{s/cm}$ ,  $b = 0,3 \text{ ms/cm}$ ,  $c = 0,75 \text{ ms/cm}$ ,  $d = 1,5 \text{ ms/cm}$  [BERCKHEMER 1970].

Record of the first lunar seismic experiment (Apollo 12) and the corresponding oscillograms from a model with randomly distributed slits,  $a = 75 \mu\text{s/cm}$ ,  $b = 0.3 \text{ ms/cm}$ ,  $c = 0.75 \text{ ms/cm}$ ,  $d = 1.5 \text{ ms/cm}$  [BERCKHEMER 1970].

menten auf dem Monde dar [BERCKHEMER 1970]. Unter der Annahme einer Vielfachstreuung in einer schwach absorbierenden Mondkruste wurde ein entsprechendes zweidimensionales Modell (Stahlplatte mit statistisch verteilten Schlitzten) hergestellt und eine gute Übereinstimmung der Modellseismogramme mit den auf dem Mond gewonnenen Aufzeichnungen erreicht (Abb. 8).

### 5.3 Oberflächenwellen

Seismische Oberflächenwellen (Rayleigh-Wellen) können besonders gut mit Hilfe zweidimensionaler Modellverfahren beobachtet und untersucht werden.

Bei der Anregung eines Wellenfeldes durch elastische P-Wellenquellen an der Oberfläche der Modelle stellen die Rayleigh-Wellen die weitaus stärkste Wellengruppe dar, die als *Stör-signal* bei der Untersuchung von Raumwellen entweder durch technologische Kunstgriffe abgeschwächt werden muß bzw. durch eine spezielle Modellanordnung eliminiert werden kann [BEHRENS, DRESEN 1966].

Bisher konnten weitgehende Untersuchungen der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit dieser Wellen unternommen und ihre Ergebnisse mit denen der Theorie verglichen werden. Dasselbe gilt für die experimentelle Aufnahme von Dispersionskurven [SAVARENSKIJ, GLASKO, GRANIT 1965]. Dabei wurde die Modellseismik wie immer stets dort zur Hilfe genommen, wo eine exakte Lösung mit mathematischen Mitteln nicht durchführbar ist [HEALY, PRESS 1960; STEINBECK 1965].

Aus naheliegenden Gründen wurde in letzter Zeit die durch explosive Quellen verursachte Anregung von Rayleigh-Wellen erneut systematisch untersucht [GUPTA, KISSLINGER 1964]. Es konnte gezeigt werden, daß eine Sprengstoffladung an der Oberfläche sich im wesentlichen als vertikale Einzelkraft auswirkt, durch die in starkem Maße Rayleigh-Wellen mit großen Amplituden erzeugt werden. Dieser Mechanismus gilt bis zu Herdtiefen, welche kleiner sind als der Radius der beobachteten plastischen Verformungen. Für größere Tiefen nimmt die Explosion den Charakter einer P-Wellenquelle an, wobei die Wellenlänge der Rayleigh-Wellen allmählich ansteigt. Die Modelluntersuchungen haben weiter gezeigt, daß für die Form der Rayleigh-Wellen die Herdparameter und die Größe der plastischen Verformungen von bestimmender Bedeutung sind.

Spannungsoptische [DALLY, LEWIS 1968] und schlierenoptische [MOSLER, WANIEK 1971] Untersuchungen ermöglichten es, die räumliche Struktur des Rayleigh-Wellenfeldes in Einzelheiten zu erfassen (Abb. 9). Hierbei wurde auch die Reflexion und Transmission dieser Wellen an Kanten und Stufen bzw. ihre Konversion in seismische Raumwellen beobachtet.

Die Ausbreitung von Rayleigh-Wellen an keilförmigen Strukturen wurde mit der üblichen zweidimensionalen Ultraschalltechnik eingehend untersucht [GUTDEUTSCH 1969]. Die Messungen ergaben eine Aufspaltung der Rayleigh-Wellen in zwei neue Wellenarten, deren Partikelbewegungen symmetrisch und asymmetrisch zur Mittelebene des Keiles liegen. Das Verhalten der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit beider Moden konnte unmittelbar in Abhängigkeit von der Epizentralentfernung und der lokalen Keilweite verfolgt werden.

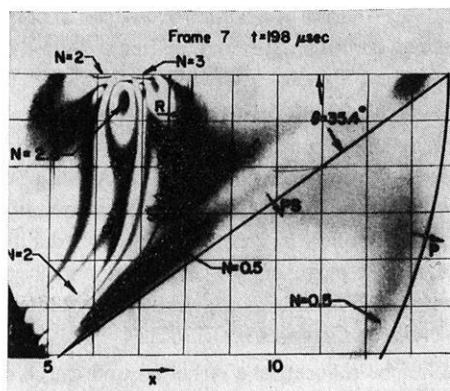


Abb. 9: Spannungsoptische Zeitlupenaufnahme des durch Explosion erregten Wellenfeldes im zweidimensionalen Modell eines homogenen Halbraumes mit gut sichtbarer Oberflächenwelle [DALLY, LEWIS 1968].

Photoelastic wave pattern generated by an explosive charge on the surface of a two-dimensional model of a homogeneous half-space with a clear visible surface wave [DALLY, LEWIS 1968].

## 6. Untersuchungen der Wellenausbreitung an typischen Untergrundstrukturen

Das Ergebnis jeder seismologischen Beobachtung stellt bekanntlich eine Summierung der Einflüsse dar, die von den verschiedenen Typen von Grenzstrukturen auf die Ausbreitung aller in Frage kommenden seismischen Wellen ausgeübt werden. Es war das ständige Bestreben der Modellseismik, Hand in Hand mit der Theorie und der Seismologie, die Kenntnis über den Aufbau des Erdkörpers zu erweitern. Dies geschah durch detaillierte Untersuchungen von Wellenausbreitungsprozessen an Modellen mit verschiedenen plausiblen Tiefenstrukturen.

Es soll im folgenden versucht werden, allgemein gültige Aussagen über das Verhalten seismischer Wellen an einzelnen typischen Strukturelementen zusammenfassend darzustellen. Diese Systematik ist insofern schwierig, als aus zahlreichen modellseismischen Arbeiten Teilresultate entnommen werden mußten. Die gewählte Einteilung im vorliegenden Kapitel gibt jedoch einen tieferen Einblick in die bis zu diesem Zeitpunkt von der Modellseismik geleistete Arbeit, zeigt zusammenfassend die genutzten Möglichkeiten und kann sicherlich zu neuen Anregungen führen.

### 6.1 Raumwellen an Diskontinuitäten erster und höherer Ordnung

#### 6.1.1 Ebene Diskontinuitäten erster Ordnung

Ebene Diskontinuitäten erster Ordnung wurden mit Hilfe der ein-, zwei- und dreidimensionalen Modelltechnik untersucht (Abb. 10). Sie gehören zu den am einfachsten zu modellierenden Strukturen und wurden lange Zeit als allein existent zur Deutung der Erdstruktur angewendet. Das Hauptziel aller dieser Untersuchungen bestand zunächst darin, die von der Theorie gemachten Aussagen experimentell zu bestätigen. Dies bezog sich zuerst auf die kinematischen, später auf die dynamischen Parameter der beobachteten seismischen Signale – sowohl an Modellen mit einer Schicht über einem Halbraum, als auch an mehrschichtigen Modellen.

Einen breiten Raum nehmen zunächst die Untersuchungen ein, die sich mit den Eigenschaften multipler Reflexionen befassen. Diese Arbeiten wurden von seiten der angewandten Seismik angeregt. Laufzeitstudien, Beobachtungen der Amplitudenverhältnisse multipler Reflexionen in Abhängigkeit von der Schußpunktentfernung und Schichtmächtigkeit sowie eingehende Frequenzuntersuchungen zeigten Möglichkeiten zur Erkennung und Eliminierung multipler Reflexionen [RIZNICHENKO, SHAMINA 1960; BENNET 1962; GUTDEUTSCH 1962].

Angeregt durch zahlreiche theoretische Arbeiten und durch eingehende feldseismische Untersuchungen wurde eine Vielzahl von modellseismischen Experimenten zur Untersuchung des gesamten Wellenbildes im Bereich der kritischen Entfernung durchgeführt. Neben der Bestätigung der theoretischen Aussagen hinsichtlich der Form der Laufzeitkurven und der Amplituden-Entfernungskurven und den damit verbundenen praktischen Hinweisen für die Durchführung feldseismischer Untersuchungen, konnte speziell durch unterschiedliche Filterung der registrierten Signale gezeigt werden, daß

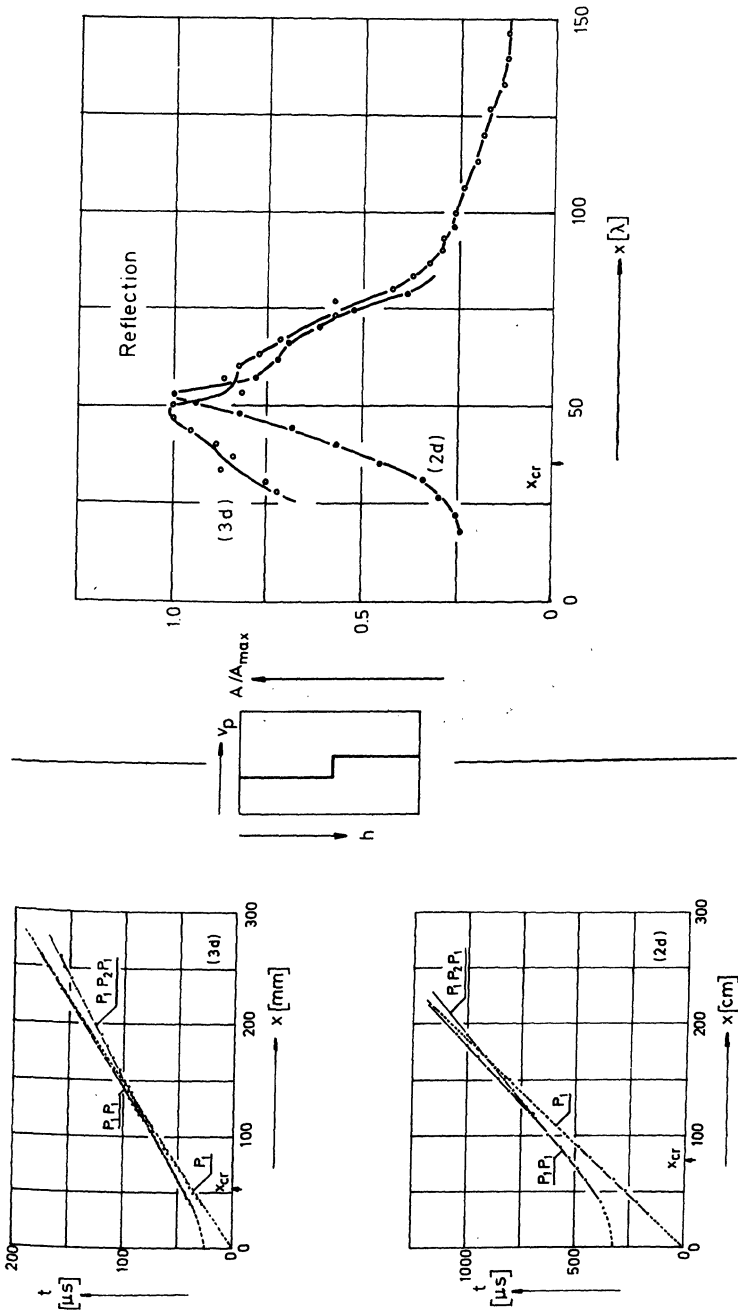


Abb. 10: Beobachtete Laufzeitkurven und Amplitudenerntfernungskurven reflektierter P-Wellen für ein Modell mit ebener Diskontinuität I. Ordnung. Testmodell Nr. 1 in zwei- und dreidimensionaler Durchführung [BEHRENS, DRESEN, WANIEK 1971 a].  
 Observed travel-time curves and amplitude-distance curves of reflected P-waves in a model with a plane discontinuity of 1st order. Test model No. 1 realized by two- and three-dimensional model technique [BEHRENS, DRESEN, WANIEK 1971 a].

sich die dynamischen Parameter im Bereich der kritischen Entfernung (Ablösebereich von Weitwinkelreflexion und Kopfwelle) stark ändern [BEHRENS, DRESEN, HINZ 1969]. Dieses Verhalten der dynamischen Parameter bot die Möglichkeit, den Ablösevorgang zu erkennen und, wie sich später herausstellte, im gewissen Rahmen auf die Struktur der Grenzfläche zu schließen (siehe Abschn. 6.1.2).

Das Studium der Ausbreitung refraktierter Wellen und Kopfwellen wurde hauptsächlich an Diskontinuitäten erster Ordnung betrieben. Der Vergleich der Kopfwellenamplituden mit denen der direkten und reflektierten Wellen ergab, daß sich die Kopfwelle an idealen Diskontinuitäten erster Ordnung nur schwach ausbildet (Abb. 11).

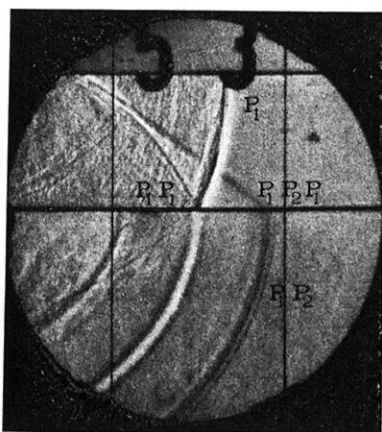


Abb. 11: Schlierenoptische Zeitlupenaufnahme des P-Wellenfeldes an einer ebenen Diskontinuität I. Ordnung [BEHRENS, KOZÁK, WANIEK 1971].

Schlieren pattern of longitudinal body waves propagating along a plane discontinuity of the 1st order [BEHRENS, KOZÁK, WANIEK 1971].

Diese Ergebnisse führten – speziell im Vergleich mit den in der Natur zu beobachtenden relativ großen Amplituden refraktierter Kompressionswellen – zu der Annahme komplizierterer Grenzstrukturen in der Erde. SHAMINA [1965b] zeigte an ebenen Diskontinuitäten mit gleitendem Kontakt, daß die Abnahme der Kopfwellenamplitude mit der Entfernung wesentlich geringer ist, als an Grenzflächen mit festen Kontaktbedingungen. Dieses Ergebnis führte zu Untersuchungen der dynamischen Parameter reflektierter und refraktierter Wellen an nichtebenen Diskontinuitäten bzw. an Übergangsschichten (6.1.2 und 6.2.3).

Mit Ausnahme weniger Arbeiten wurde bisher vornehmlich nur das P-Wellenfeld eingehend untersucht, obwohl das Studium des S-Wellenfeldes mit Hilfe modellseismischer Methoden ebenfalls möglich ist und in starkem Maße zum Verständnis des Wellenausbreitungsprozesses beitragen kann [ORGURTSOV, BUROVA 1958; JORDAN 1966; BOKANENKO 1957].



6.1.2 Diskontinuitäten erster Ordnung mit komplizierter Geometrie

Die Annahme komplizierter Grenzflächenstrukturen in der Erde erwies sich in den letzten Jahren als immer zwingender. So wurde der mögliche Einfluß deformierter Diskontinuitäten erster Ordnung mit periodisch geometrischer Struktur auf das Seismogramm häufig diskutiert. Besonders die theoretischen Arbeiten von ASANO [1966] sowie von LEVY und DERESIEWICZ [1967] ergaben, daß die dynamischen Eigenschaften der reflektierten Wellen stark von den geometrischen Parametern der Grenzflächenstruktur abhängen. Quantitative Aussagen konnten jedoch nur für senkrechten Einfall oder für sehr kleine Einfallswinkel gemacht werden.

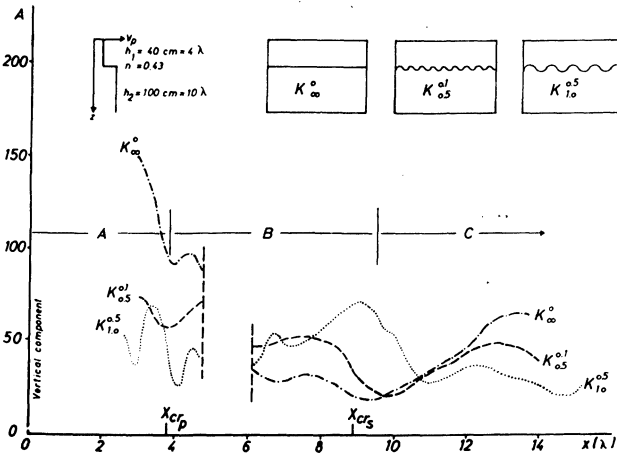


Abb. 12: Amplitudenentfernungskurven der an welligen Diskontinuitäten I. Ordnung reflektierten P-Wellen [BEHRENS 1969].

- $K_j^i$  = Bezeichnung der Grenzflächengeometrie.
- $i$  = Amplitude,  $j$  = Wellenlänge der Grenzflächenwelligkeit in Wellenlängen  $\lambda$  des einfallenden Signales.
- $A$  = Unterkritischer Bereich,  $B$  = Ablösebereich von Kopfwellen und Weitwinkelreflexion,  $C$  = Bereich getrennt auswertbarer Amplituden von Kopfwellen und Weitwinkelreflexion.
- $x_{cr_p}, x_{cr_s}$  = Erste und zweite kritische Entfernung.

Amplitude-distance curves of P-waves reflected on 1st order discontinuities with sinusoidal corrugation [BEHRENS 1969].

- $K_j^i$  = symbol denoting the corrugated boundary.
- $i$  = amplitude,  $j$  = wavelength of corrugation expressed by the wavelength  $\lambda$  of the incident wave.
- $A$  = subcritical region,  $B$  = interference-zone of reflected and head wave,  $C$  = zone of separation of the reflected wave and head wave.
- $x_{cr_p}, x_{cr_s}$  = 1st and 2nd critical distance.

Modellseismische Mittel ermöglichen eine wesentliche Erweiterung solcher Untersuchungen für sehr große Winkelbereiche. Darüber hinaus erlauben sie auch die Erfassung der Kinematik und Dynamik refrakterter Wellen. Zweidimensionale Modelluntersuchungen [BEHRENS 1969] sowie schlierenoptische Untersuchungen [BEHRENS, KOZÁK, WANIEK 1971] an Modellen mit sinusförmiger Struktur zeigten, daß es nicht möglich ist, auf Grund reiner Laufzeitmessungen eine Aussage über die wirkliche Form der Grenzschicht zu machen. Die Amplitudenentfernungskurven reflektierter Wellen an welligen Grenzflächen unterschiedlicher Geometrie weisen im unter- und überkritischen Bereich ein grundsätzlich verschiedenes Bild gegenüber den an einer ebenen Diskontinuität gewonnenen Kurven auf (Abb. 12). Die Möglichkeit einer Charakterisierung derartiger Strukturen, auch im Vergleich zu Übergangsschichten (siehe weiter 6.2.3), konnte damit gezeigt werden [BEHRENS 1971].

Die Amplituden der unterkritisch reflektierten Wellen sind im allgemeinen kleiner als die an glatten Grenzflächen. Im Gegensatz dazu tritt die Kopfwelle generell mit größeren Amplituden in Erscheinung (Abb. 13). Die Stärke dieser Erscheinung hängt dabei von dem Verhältnis der Grenzflächenwelligkeit zur Wellenlänge des einfallenden Signals ab. Entsprechend dem komplizierten Entstehungs- und Ausbreitungsmechanismus der elastischen Wellen an solchen Grenzflächen ergeben sich in allen Bereichen der Beobachtung sehr komplizierte Amplituden- und Phasenspektren.

In die gleiche Problematik gehören die Untersuchungen an sogenannten unscharfen Grenzflächen. Diese wurden modellseismisch in zwei- und dreidimensionaler Ausführung durch zylindrische und halbkreisförmige Ausbuchtungen einer ebenen Grenz-

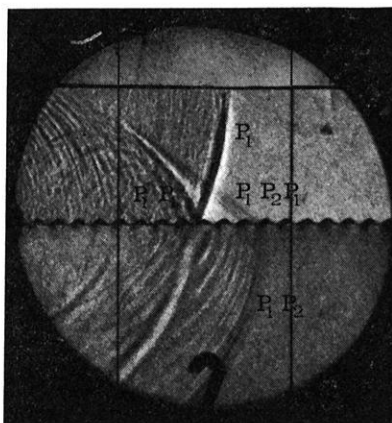


Abb. 13: Schlierenoptische Zeitlupenaufnahme des P-Wellenfeldes an einer welligen Diskontinuität I. Ordnung [BEHRENS, KOZÁK, WANIEK 1971].

Schlieren pattern of longitudinal body waves propagating in a model of 1st order discontinuity with sinusoidal corrugation [BEHRENS, KOZÁK, WANIEK 1971].

fläche verwirklicht. Im Gegensatz zu den vorher beschriebenen Untersuchungen sind die Dimensionen dieser Grenzflächenverformungen sehr viel kleiner als die Wellenlänge des einfallenden Signals. Wichtig für die angewandte Seismik ist es, daß die an solchen rauhen Grenzflächen zu beobachtenden Reflexionen von sekundären Wellen begleitet sind. Dieser Effekt wird auch bei Kopfwellen beobachtet [RAPOPORT 1961; VOSKRESENSKIJ 1962].

Diskontinuitäten erster Ordnung mit Stufen sollen auf Grund der hier gewählten Systematik als Repräsentanten tektonischer Strukturen in Kapitel 7 behandelt werden.

### 6.1.3 Diskontinuitäten höherer Ordnung

Unter Diskontinuitäten höherer Ordnung seien Grenzflächen verstanden, bei denen eine homogene Schicht über (unter) einer Schicht mit zunehmender oder abnehmender Geschwindigkeitstiefenfunktion liegt (siehe Abb. 4c) oder zwei Medien mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsgradienten aneinandergrenzen (Abb. 4d).

Systematische Arbeiten über die Kinematik und Dynamik der Wellenausbreitung an derartigen Diskontinuitäten liegen zur Zeit nur im geringen Maße vor. Teilergebnisse werden von IVAKIN [1969] an perforierten Modellen bzw. von BEHRENS, DRESEN, WANIEK [1971 a, 1971 b] an sogenannten Testmodellen, deren Bearbeitung von der ESC<sup>1)</sup> 1966 empfohlen wurde, vorgelegt.

Generell kann gesagt werden, daß eine Unterscheidung zwischen diesen Grenzflächen und Diskontinuitäten erster Ordnung mit Hilfe der *kinematischen* Parameter der beobachteten Wellen *nicht* durchführbar ist. Auch die Form der Amplitudenentfernungskurven ist nur in besonderen Fällen genügend spezifisch. Abb. 14 demonstriert den Einfluß unterschiedlicher Geschwindigkeitsgradienten in der unteren Schicht auf die beobachteten Amplituden reflektierter P-Wellen.

## 6.2 Raumwellen an Zwischenschichten

### 6.2.1 Dünne Schichten mit höherer Geschwindigkeit

Im Zusammenhang mit den Problemen einer richtigen Deutung feldseismischer Ergebnisse wurde besonders in der UdSSR theoretisch und modellseismisch der Einfluß dünner Zwischenschichten eingehend untersucht. Eine dünne Schicht im homogenen Medium wird hier als die einfachste und typischste geologische Struktur angesehen. Das Ziel dieser Untersuchungen lag in der Bestimmung der kinematischen und dynamischen Eigenschaften der reflektierten Wellen und Kopfwellen in Abhängigkeit von der Schichtmächtigkeit [IVAKIN 1956 b; PARCHOMENKO 1958; SHAMINA 1960; POLEY, NOOTEBOOM 1966].

Die Mehrheit dieser modellseismischen Arbeiten bezog sich auf feste Schichten in Flüssigkeiten, wobei nur in wenigen Fällen die zweidimensionale Modelltechnik zur Hilfe genommen wurde. Eingehende Aussagen konnten zunächst über das Verhalten

<sup>1)</sup> European Seismological Commission

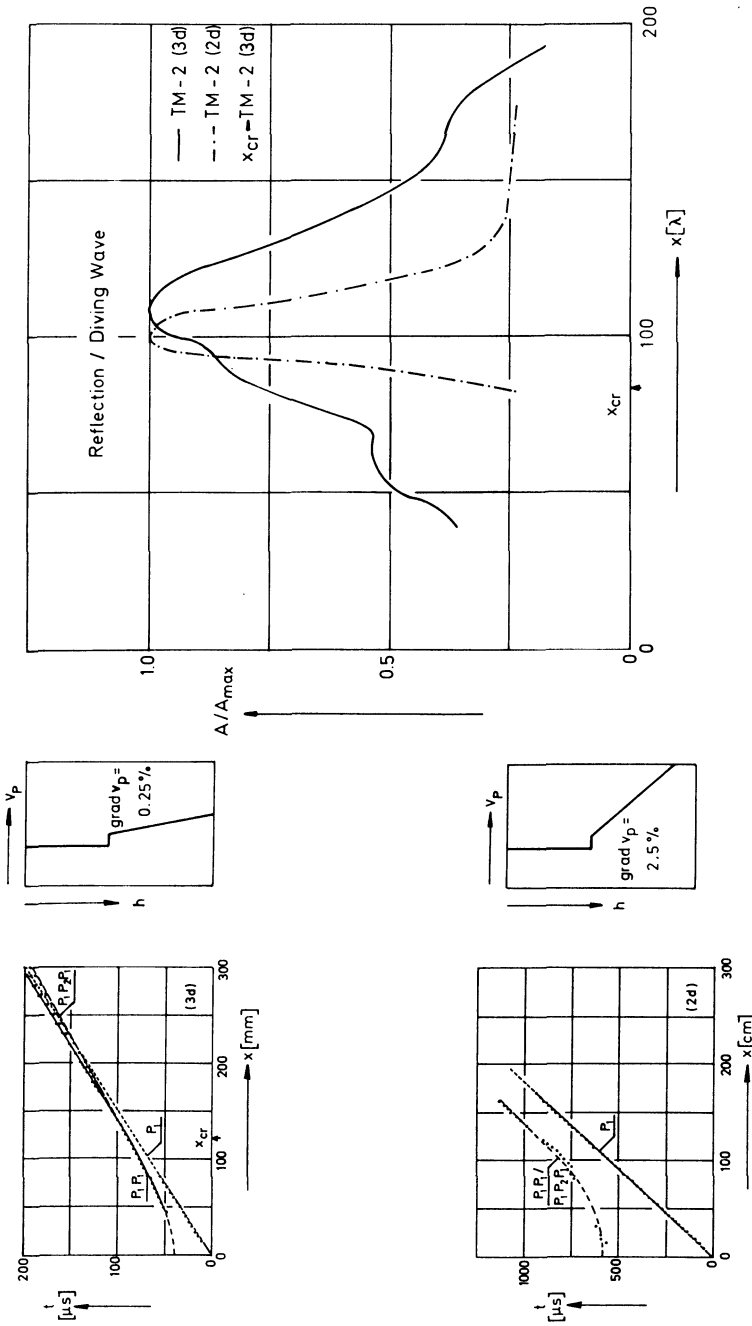


Abb. 14: Einfluß verschieden starker Geschwindigkeitsgradienten in der unteren Schicht auf die beobachteten Laufzeitkurven und Amplitudentfernungskurven reflektierter P-Wellen [BEHRENS, DRESEN, WANIEK 1971 b].

Influence of different velocity gradients in the lower layer on the observed travel-time curves and on the amplitude-distance curves of reflected P-waves [BEHRENS, DRESEN, WANIEK 1971 b].

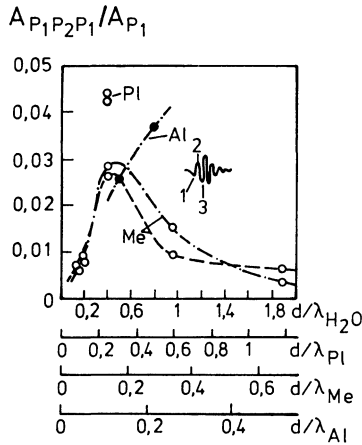


Abb. 15: Abhängigkeit der Kopfwellenamplituden  $A_{P_1 P_2 P_1}$  (bezogen auf die Amplitude  $A_{P_1}$  der direkten Welle) von der Schichtmächtigkeit  $d$  (ausgedrückt in Wellenlängen des einfallenden Signales) in verschiedenen Modellen [IVAKIN 1969].

Modelle:  $H_2O$  = Wasser, PI = Plexiglas, Me = Messing, Al = Aluminium.

Dependence of the observed head wave amplitudes  $A_{P_1 P_2 P_1}$  (related to the amplitude  $A_{P_1}$  of the direct P-wave) on the thickness of the layer  $d$  (expressed by the wave length of the incident wave) for different models [IVAKIN 1969].

Models:  $H_2O$  = water, PI = Plexiglas, Me = brass, Al = Aluminium.

des Reflexions- und Transmissionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel getroffen werden. Weiterhin konnte nachgewiesen werden, daß das Verhältnis der Schichtmächtigkeit zur Wellenlänge des einfallenden Signals für die Energie der sich bildenden Kopfwellen bestimmend ist (Abb. 15), daß die Frequenz der Kopfwellen mit zunehmender Schichtmächtigkeit relativ stark absinkt und daß auch die Absorption dieser Wellen von dem genannten Verhältnis abhängig ist. Im Einklang mit der Theorie konnte auch der Einfluß des Geschwindigkeitskontrastes zwischen betrachteter Schicht und umgebendem Medium auf die Energie der Kopfwellen nachgewiesen werden. Das Maximum der Energie liegt etwa bei dem Geschwindigkeitsverhältnis 0,6. Bei sehr starken oder sehr schwachen Kontrasten werden die Kopfwellenamplituden sehr viel geringer.

Das Wellenbild der Kopfwelle ist von der Schichttiefe unabhängig, demgegenüber steigt die Amplitude der Kopfwelle mit der Schichttiefe allmählich an. Auf den Modellseismogrammen konnte neben der normalen Kopfwelle ein zweiter Typ, die sogenannte PSP-Kopfwellen beobachtet werden. Die Amplitude dieser Welle kann bis zu 25% der direkten P-Wellenamplitude betragen.

Eine Erklärung dieser Erscheinungen beruht auf der Vorstellung einer komplizierten Interferenzerscheinung bei der Entstehung der aus der einfallenden Raumwelle sich bildenden

Plattenwelle. Bei dünnen Schichten (Schichtmächtigkeit kleiner als 0,2 der Wellenlänge des einfallenden Signales) bildet sich die Plattenwelle unmittelbar nach dem Einfall der Raumwelle, bei einem Verhältnis von Schichtmächtigkeit zu Wellenlänge des einfallenden Signales von 0,3–0,7 erstreckt sich die Übergangzone zwischen Raumwelle und Plattenwelle auf oft relativ große Entfernungen. Für diese Schichtmächtigkeiten ist auch die größte Absorption der Kopfwellenamplituden zu beobachten.

Eine Weiterführung dieser Arbeiten bestand in dem Studium der Wellenausbreitung in Medien mit einer Folge paralleler dünner Schichten. Die einzelnen Schichten waren räumlich genügend voneinander getrennt; multiple Reflexionen konnten das Wellenbild nicht verzerren [PARCHOMENKO 1959]. Es wurde die Abhängigkeit der Amplituden der reflektierten P-Wellen vom Einfallswinkel und vom Geschwindigkeitskontrast untersucht. Es zeigte sich, daß die Amplituden dieser Wellen nicht nur kleiner, sondern auch größer sein können als im Falle einer Reflexion an einer einzigen Schicht, welche die Summe der einzelnen Schichten darstellt.

Eine Reihe weiterer modellseismischer Untersuchungen griff die Problematik der Kinematik und Dynamik multipler Reflexionen an dünnen geneigten Schichten an. Bezüglich der Kinematik konnte einwandfrei die Gültigkeit der bestehenden strahlseismischen Interpretationsverfahren nachgewiesen werden. Hinsichtlich der Dynamik wurde ersichtlich, daß die Mehrfachreflexionen grundsätzlich durch Phasenänderung charakterisiert sind und daß sich ihre Amplituden nur sehr wenig ändern. Auch die dynamischen Eigenschaften der Kopfwellen ändern sich nicht wesentlich in Abhängigkeit von der Schichtneigung [IVAKIN 1969].

### 6.2.2 Schichten mit niedrigerer Geschwindigkeit

Als weitere wichtige Strukturelemente im Hinblick auf den Aufbau des Erdkörpers können Schichten mit niedrigerer Geschwindigkeit angesehen werden. Besonders in der Erdkruste und im oberen Erdmantel werden gegenwärtig solche Zwischenschichten, oft auch Kanäle, Wellenleiter oder „*low velocity layers*“ genannt, zur Deutung des bestehenden seismologischen Beobachtungsmaterials angenommen.

Mit den zur Zeit zur Verfügung stehenden Mitteln der Modellseismik kann die Wellenausbreitung in Schichten mit niedrigerer Geschwindigkeit unter allen Aspekten eingehend untersucht werden. Alle Verfahren der zwei- und dreidimensionalen Modellherstellung können angewendet werden.

Symmetrische Kanäle mit Diskontinuitäten erster Ordnung sind bisher am meisten behandelt worden. Mit Hilfe der zweidimensionalen Technik wurde insbesondere eine räumliche Abtastung des Wellenfeldes unternommen [KHOROSHEVA 1962; KAPCAN, KISLOVSKAJA 1966]. Bei Anregung innerhalb der Wellenleiter konnten außerhalb der Zwischenschicht die refraktierten Wellen und in der Zwischenschicht die sogenannte Kanalwelle beobachtet werden. Die Abstrahlung der Kanalwelle in das umgebende Medium ist dabei stark gedämpft.

Weitere komplexe Untersuchungen an symmetrischen Kanälen wurden im Rahmen der schon erwähnten Untersuchungen an Testmodellen vorgeschlagen. Bisher wurden

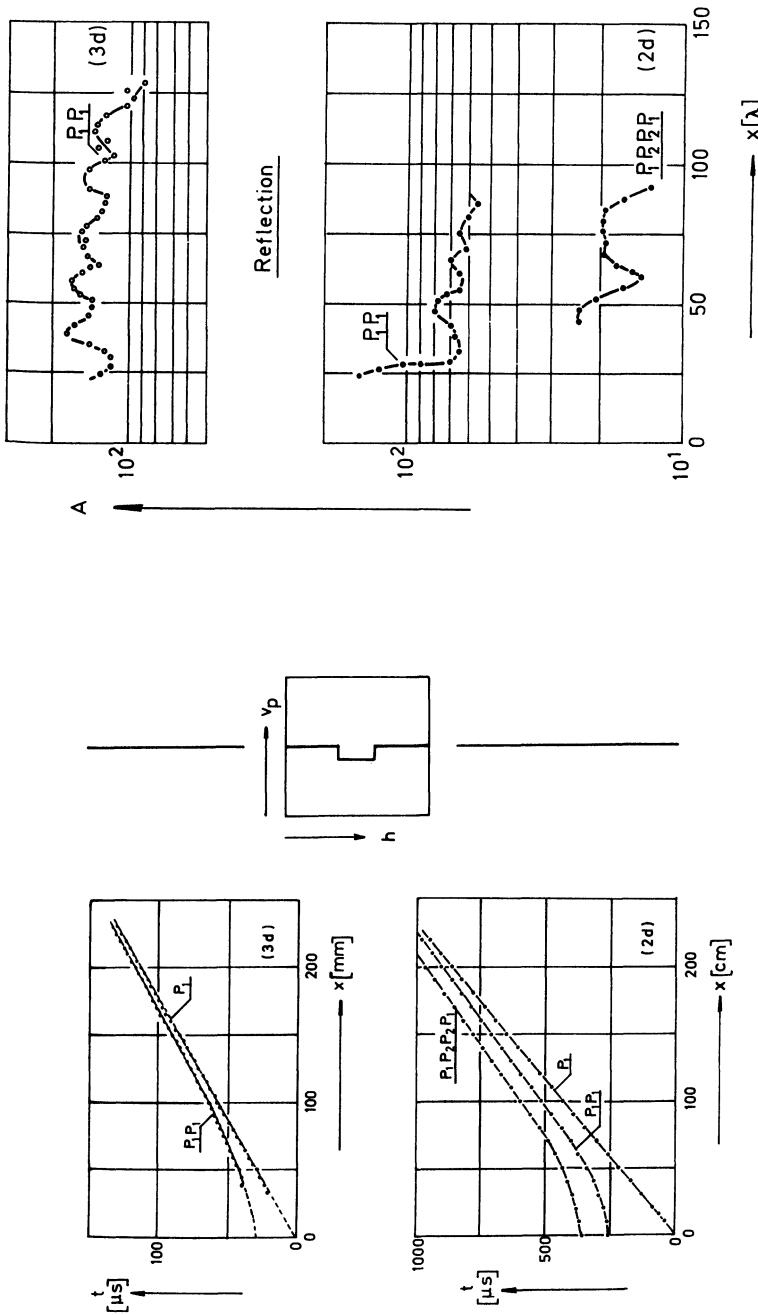


Abb. 16: Beobachtete Laufzeitkurven und Amplitudenentfernungskurven reflektierter P-Wellen an einer Zwischenschicht niedrigerer Geschwindigkeit. Testmodell Nr. 5 in zwei- und dreidimensionaler Durchführung [BEHRENS, DRESEN, WANIEK 1971b].  
 Observed travel-time curves and amplitude-distance curves of reflected P-waves on a low velocity layer. Test model No. 5 realized by two- and three-dimensional model technique [BEHRENS, DRESEN, WANIEK 1971b].

Ergebnisse an zweidimensionalen und dreidimensionalen Kanalmodellen mit vergleichbaren Parametern vorgelegt (Abb. 16). Bei Anregung an der Oberfläche der Modelle (einer der Feldseismik entsprechenden Anordnung) konnten typische Oszillationen der Amplitudenentfernungskurve der an der oberen Begrenzung des Kanales reflektierten P-Wellen beobachtet werden. Eine Erklärung dieser für die Seismologie möglicherweise wichtigen Erscheinung konnte bisher nicht gegeben werden. Die Ausbreitung der P-Wellen in diesem Testmodell konnte auch schlierenoptisch mit photometrischer Auswertung des Wellenfeldes verfolgt werden (Abb. 17) [KOZÁK, WANIEK 1970]. Die Ausbreitung von S-Wellen in Wellenleitern sind bisher modellseismisch nur wenig untersucht worden [CHOWDHURY, DEHLINGER 1963].

Umfassende systematische Untersuchungen an symmetrischen Kanälen mit unscharfen Begrenzungen sind bisher nur vereinzelt vorgenommen worden. Messungen an perforierten Modellen [KAPCAN, KISLOVSKAJA 1966] und an thermischen Modellen [RYKUNOV 1957] dienten mehr zur Lösung von Teilproblemen.

Eine der Natur vermutlich am meisten entsprechende Variante einer Schicht niedrigerer Geschwindigkeit stellt eine Zwischenschicht mit negativem Geschwindigkeitsgradienten dar. Auf Seiten der Modellseismik eignete sich vornehmlich die dreidimensionale Modelltechnik zur Herstellung und Untersuchung derartiger Gradientenschichten. Das besondere Ziel dieser Untersuchungen bestand in der Simulierung von Großstrukturen in der Erdkruste und im oberen Erdmantel, um einer besseren Deutung seismologischer Beobachtungen zu dienen (siehe Kap. 7).

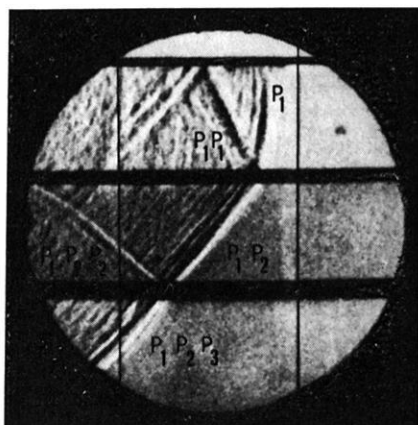


Abb. 17: Schlierenoptische Zeitlupenaufnahme des P-Wellenfeldes in einem Modell mit einer symmetrischen Zwischenschicht mit niedrigerer Geschwindigkeit. Testmodell Nr. 5 [KOZÁK, WANIEK 1970].

Schlieren pattern of P-waves on a symmetrical low velocity layer. Test model No. 5 [KOZÁK, WANIEK 1970].



Systematische Arbeiten im Sinne eines Studiums einzelner Wellenausbreitungsphänomene wurden bisher nicht durchgeführt. SHAMINA [1966] legte jedoch Ergebnisse vor, nach denen die notwendigen und hinreichenden seismologischen Bedingungen für die Existenz von wellenleitenden Kanälen formuliert werden können:

- a) Das Verschwinden der Ersteinsätze und das Anwachsen der Amplituden weiterer Wellengruppen mit zunehmender Entfernung,
- b) die Beobachtung eines ausgeprägten Minimums in der Amplitudenentfernungskurve, falls sich die seismische Quelle innerhalb oder oberhalb des Wellenleiters befindet,
- c) eine Verschiebung des in b) erwähnten Minimums zu geringeren Epizentralentfernungen mit zunehmender Herdtiefe und ein Verschwinden des Minimums, wenn sich die Quelle unterhalb des Kanales befindet,
- d) ein ausgeprägtes Minimum der Amplituden-Herdtiefenkurve bei Beobachtungen in der Schattenzone.

Als ausreichend für den Existenznachweis *starker* Kanäle ist die Erfüllung der Bedingungen a), b), c) oder b) und d) anzusehen.

### 6.2.3 Übergangsschichten

In den letzten Jahren hat sich in immer stärkerem Maße die Erkenntnis gefestigt, daß die in der Natur beobachteten Grenzflächen in den wenigsten Fällen den Charakter einer Diskontinuität erster Ordnung besitzen. Ein allmählicher Übergang der Wellengeschwindigkeit zwischen zwei homogenen Schichten dürfte in vielen Fällen als viel wahrscheinlicher angesehen werden. Auch die Mohorovičić-Diskontinuität könnte eine solche Struktur aufweisen.

Das Studium der Wellenausbreitung an solchen Übergangsschichten wurde besonders mit Hilfe der zweidimensionalen Modelltechnik unter Verwendung bimorpher Modelle betrieben. BEHRENS [1969, 1971] versuchte, die kinematischen und dynamischen Parameter der sich an solchen Zwischenschichten ausbreitenden Kompressionswellen zu bestimmen und sie mit denen an ebenen und geometrisch komplizierten Diskontinuitäten zu vergleichen, d. h. eine Charakterisierung dieser Schichten auf Grund seismischer Daten vorzunehmen. Es konnte gezeigt werden, daß das Laufzeitkurvenbild reflektierter Wellen allein für eine solche Charakterisierung nicht ausreicht, sondern daß das Ergebnis der Amplituden- und zum Teil der Frequenzuntersuchungen hinzugezogen werden muß. Diese Aussage wurde durch Messungen von BEHRENS, DRESEN, WANIEK [1971 a, 1971 b] an Übergangsschichten im Vergleich zu Kanälen niedrigerer Geschwindigkeit bestätigt. An Hand dieser Untersuchungen mußte jedoch auch darauf hingewiesen werden, daß selbst die Amplituden-Entfernungskurven kein sicheres Mittel zur Unterscheidung unterschiedlicher Diskontinuitäten darstellen.

Die Bestimmung der dynamischen Parameter der sich an Übergangsschichten ausbreitenden Kopfwellen bzw. Tauchwellen bildete eine Spezialaufgabe modellseismi-

scher Untersuchungen [NAKAMURA 1964; SISKIND, HOWELL 1967; BEHRENS 1969]. Messungen an Übergangsschichten mit kontinuierlicher und stufenförmiger Geschwindigkeitstiefenverteilung im Vergleich mit Diskontinuitäten sägezahn- oder sinusförmiger Struktur ergaben, daß von der Wellenform kaum Rückschlüsse auf die Struktur der Übergangsschicht gezogen werden können.

Hervorzuheben ist das Ergebnis systematischer Amplitudenuntersuchungen in Abhängigkeit von dem Verhältnis Signalfrequenz zu Schichtmächtigkeit [NAKAMURA 1968]. Für Frequenzen, bei denen die Wellenlänge des beobachteten Signales vergleichbar mit der Mächtigkeit der Übergangsschicht ist, läßt sich eine starke Erhöhung der Kopfwellenamplitude gegenüber der an ebenen Diskontinuitäten erster Ordnung verzeichnen (Abb. 18). Bei Signalfrequenzen, die höher als eine für die betreffende Übergangsschicht charakteristische Frequenz  $f_0$  sind, sinkt die Kopfwellenamplitude stark ab.

Die modellseismischen Arbeiten über die Wellenausbreitung an Übergangsschichten, Zwischenschichten und an Grenzflächen mit komplizierter Struktur führten zu der für die Seismologie allgemein wichtigen Feststellung, daß die Amplituden der Kopfwellen um so größer sind, je weniger die Grenzfläche zwischen zwei homogenen Schichten definiert ist, d. h. je unschärfer sie ist. Dieses Ergebnis, im Vergleich mit dem Amplituden- und Frequenzverhalten unter- und überkritischer Reflexionen, könnte

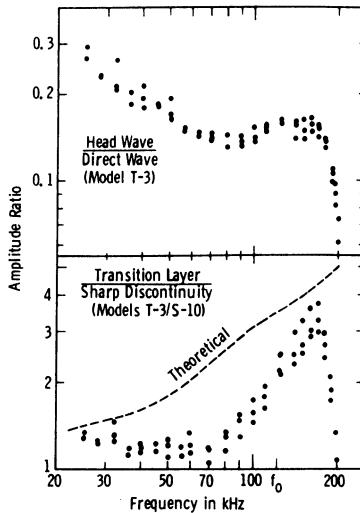


Abb. 18: Frequenzabhängigkeit der an Übergangsschichten beobachteten Kopfwellenamplituden [NAKAMURA 1968].

Frequency dependence of the amplitudes of head waves observed on a model with a transition layer [NAKAMURA 1968].

für eine Erklärung der in der Natur oft beobachteten starken Kopfwellenamplituden bei fehlenden Reflexionseinsätzen dienen.

Die mit S-Wellen verbundenen Phänomene der Wellenausbreitung an Übergangsschichten sind bisher nur unzureichend behandelt worden. Hier besteht ein Ansatzpunkt für weitere Modellstudien.

## 7. Untersuchungen zur Deutung der Erdstruktur

Neben der Behandlung systematischer Fragen nach der Ausbreitung elastischer Wellen an bestimmten Strukturen und einem Vergleich der Ergebnisse mit Theorie und Feldmessung war es stets das Ziel der Modellseismik, komplexe geologische Strukturen zu simulieren und damit zur Deutung der Erdstruktur beizutragen. Es soll im vorliegenden Kapitel versucht werden, einen kurzgefaßten Einblick in die von der Modellseismik zu diesem Thema bisher ausgenutzten Möglichkeiten zu geben.

Eine Vielzahl von Arbeiten nehmen sowohl zu Problemen der angewandten Seismik als auch zu Fragen der globalen Seismologie Stellung.

Hinsichtlich der Anlage der Modellexperimente werden prinzipiell zwei grundlegende Tendenzen sichtbar:

- a) Die analoge Modellierung seismologisch gedeuteter Tiefenstrukturen zur Bestätigung der Identität der Wellenbilder in der Natur und im Modell,
- b) die Prüfung und Verallgemeinerung der an Modellexperimenten beobachteten Gesetzmäßigkeiten an Hand des seismologischen Beobachtungsmaterials.

Hierbei können natürlich alle in Kapitel 6 beschriebenen Einzelelemente kombiniert werden und zur Simulierung einer komplexen Tiefenstruktur dienen.

### 7.1 Modellierung oberflächennaher Strukturen

Eine ständige Anregung erhielt die Modellseismik seit ihrem Beginn von Seiten der Feldseismik. Es waren vor allem die Probleme der Bestimmung des Wellenfeldes an komplizierten geologischen Strukturen, welche mit Mitteln der zwei- und dreidimensionalen Modelltechnik unter kontrollierten Bedingungen gelöst werden konnten [HOWES, TEJADAFLORES, RANDOLPH 1953; KATO, TAKAGI 1956; ANGONA 1960]. Modellseismische Untersuchungen an Blockstrukturen sowie an vertikalen und schrägen Verwerfungen führten auf der einen Seite zu einer besseren Deutung der Feldseismogramme, auf der anderen Seite bildeten sie eine Brücke zwischen der Theorie und den feldseismischen Beobachtungen.

Als besonders fruchtbar erwies sich die Bearbeitung der Modellseismogramme mit Mitteln prospektionsseismischer Auswertungsverfahren. Als Beispiel neuerer Arbeiten können die von O'BRIEN und SYMES [1971], KOENIG [1969] und BEHRENS, BORTFELD, GOMMLICH, KÖHLER [1972] genannt werden.

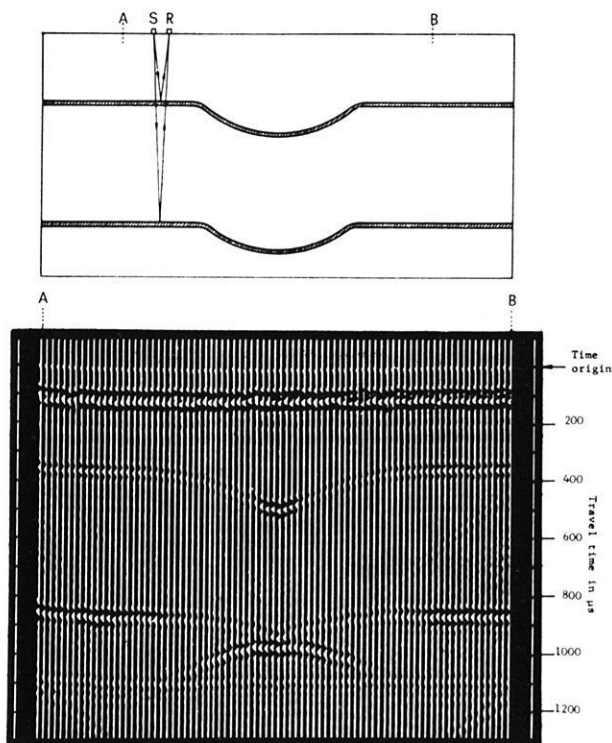


Abb. 19: Typische Modellaufgabe der angewandten Seismik und ihre zeitgemäße Verarbeitung [O'BRIEN, SYMES 1970].

Typical model study stimulated by seismic prospecting problems and its result obtained by modern data processing technique [O'BRIEN, SYMES 1970].

In Abb. 19 ist das Resultat einer Modellmessung unter typischen prospektionsseismischen Aspekten an einem zweidimensionalen Modell mit zwei nach unten ausgewölbten Schichtgrenzen in verschiedenen Tiefen dargestellt.

Es wird hier ersichtlich, daß auch mit modernsten Bearbeitungsmethoden der Feldseismik in diesem einfachen Fall die Form und die Lage der unteren Zwischenschicht nicht eindeutig zu bestimmen ist.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sich modellseismische Untersuchungen zum Thema Prospektionsseismik vorwiegend mit der *Kinematik* und der Wellenfrontengeometrie der sich ausbreitenden Signale befassen und daß die *Dynamik* der registrierten Wellen bisher nur wenig beachtet wurde. Systematische Experimente zu einer verallgemeinerten Darstellung über die Auswirkung typischer geologischer Strukturelemente auf das Seismogramm sind bisher nicht unternommen worden.

## 7.2 Modelle der Erdkruste und der Mohorovičić-Diskontinuität

Es ist begreiflich, daß die Ergebnisse seismischer Tiefensondierungen zum Aufbau der Kruste und der M-Diskontinuität auch an zwei- und dreidimensionalen Modellen nachgeprüft wurden. Krustenmodelle mit zwei homogenen Schichten [SHAMINA, LEBEDEVVA 1962], drei homogenen Schichten [SAVARENSKIJ, GLASKO, GRANIT 1965] und mit Gradientschichten [WANIEK, SCHENK 1966; HOLUP, KÁRNÍK, TOBYÁŠ 1966; SCHICK, SCHNEIDER 1967] sind kinematisch und dynamisch eingehend untersucht worden.

Abb. 20 zeigt als Beispiel das Ergebnis einer Modelluntersuchung zur Deutung refraktionsseismischer Beobachtungen. Es ist die auf Grund von Feldmessungen in der bayerischen Molasse modellierte Geschwindigkeitstiefenverteilung in einem einfachen dreidimensionalen Gel-Modell.

Es zeigt sich, daß mit Hilfe seismischer Modelle unwahrscheinliche Strukturen relativ einfach ausgeschieden werden können. So kann z. B. die Conrad-Diskontinuität in Modellmessungen kinematisch nur in speziellen Fällen und dynamisch kaum nachgewiesen werden. In diesem Zusammenhang hat es sich weiterhin herausgestellt, daß

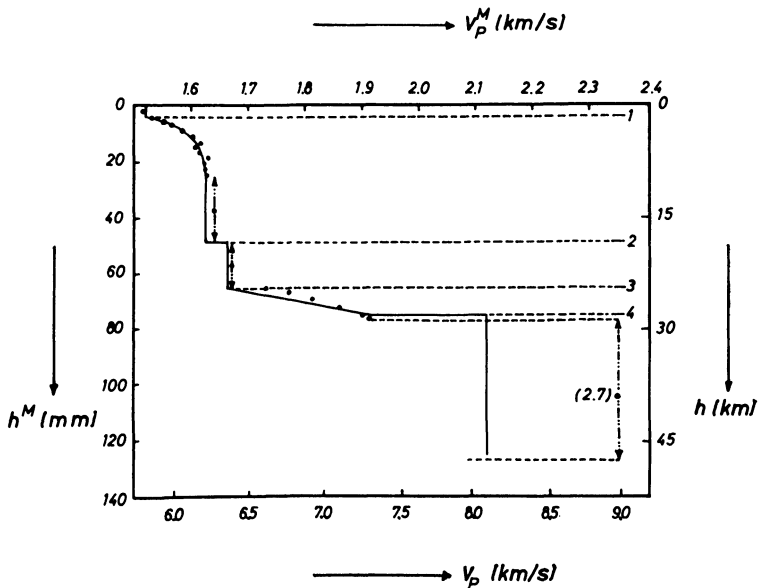


Abb. 20: Auf Grund von Feldmessungen in der bayerischen Molasse modellierte Geschwindigkeitstiefenverteilung (dreidimensionales Gelmodell) [WANIEK, SCHENK 1966].

Velocity-depth distribution in the Earth's crust based on deep seismic sounding data (Bavarian Molasse Basin) treated by three-dimensional modelling technique [WANIEK, SCHENK 1966].

die Amplitudenkurven der beobachteten Raumwellen viel empfindlicher auf die Feinstruktur der Geschwindigkeitstiefenfunktion reagieren, als die ermittelten Laufzeitkurven. Modellmessungen zufolge sind zur besseren Klärung des seismischen Aufbaues der Erdkruste eingehende Amplitudenmessungen als unentbehrlich anzusehen. Seismische Modelle können daher auch in Zukunft wertvolle Hilfe bei der Beantwortung der Frage nach dem Charakter tiefer liegender Diskontinuitäten leisten.

Über die Struktur der M-Diskontinuität liegen z. Z. eine Reihe von Arbeiten vor. Praktisch alle in Abschn. 6.1.1, 6.1.2 und 6.2.3 erwähnten Resultate können zur Klärung dieser grundlegenden Frage nach der Grenzstruktur Kruste/Mantel dienen. Auf Grund refraktionsseismischer Ergebnisse kann bisher keine eindeutige Antwort über den Charakter dieser Diskontinuität gegeben werden. Auf Grund modellseismischer Untersuchungen kann die Struktur der Mohorovičić-Diskontinuität in der Form einer Diskontinuität erster Ordnung mit komplizierter Geometrie als ebenso wahrscheinlich angenommen werden wie in der Form einer Übergangsschicht mit der Mächtigkeit einiger Kilometer [BEHRENS 1971]. Auch hier zeigt es sich deutlich, daß ohne Kenntnis der dynamischen Parameter der registrierten seismischen Wellen kein weiterer Fortschritt bei der Beurteilung der Feinstruktur dieser Diskontinuität erwartet werden kann.

### 7.3 Modelle des oberen Erdmantels

Bei der Deutung der Struktur des oberen Erdmantels zeigten sich zwei prinzipiell verschiedene Tendenzen. Auf der einen Seite wurde versucht, die Amplitudenerhöhung seismischer Raumwellen bei der Epizentralentfernung von  $20^\circ$  auf die Existenz eines Kanals niedrigerer Geschwindigkeit zurückzuführen [GUTENBERG 1948], auf der anderen Seite konnte derselbe Effekt durch eine Diskontinuität in größeren Tiefen ohne die Voraussetzung eines Wellenleiters zwanglos geklärt werden [JEFFREYS 1936]. Es kann gesagt werden, daß gerade in dieser Richtung die Modellseismik wertvolle Hilfe leisten konnte.

Zunächst wurde versucht, plausible Strukturen mit einem Kanal niedrigerer Geschwindigkeit zu simulieren. Sowohl die zweidimensionale Modelltechnik [RIZNICHENKO, SHAMINA 1963 a, b; KAPCAN, KISLOVSKAJA 1966], als auch die dreidimensionale Modelltechnik [SHAMINA 1966] wurden zur Hilfe genommen. Der Sinn dieser Untersuchungen lag in dem Bestreben, die an den Modellen beobachteten Effekte seismologisch zu bestätigen. Der ausgeprägt oszillatorische Charakter der an Erdmantelmodellen gewonnenen Amplitudenkurven der sogenannten Kanalwellen konnte an dem Beispiel von fünf Tiefherdbeben mit einer Magnitude größer als 6,5 eindeutig bestätigt werden.

Die an Modellen bestimmten notwendigen und hinreichenden Bedingungen für die Existenz eines Kanals (Abschn. 6.2.2) führten zu Untersuchungen an natürlichen Beben im Hinblick auf die Herdtiefenabhängigkeit der Amplituden der in der Schattenzone registrierten P-Wellen. Die Form dieser am Modell gemessenen Abhängigkeit

und ihre Ähnlichkeit mit der für Beben aus der Herdzone Hindukusch abgeleiteten Beziehung führte zur Bestätigung der Annahme eines Kanals niedrigerer Geschwindigkeit mit einem Geschwindigkeitsminimum bei einer Tiefe von 160 km unter dem Gebiet Mittelasiens.

Zur Klärung der ermittelten Oszillationen der Amplitudenkurven seismischer Raumwellen im Epizentralbereich von  $15-25^\circ$  [VANĚK, STELZNER 1960] wurden eine Reihe dreidimensionaler Gel-Modelle des oberen Erdmantels hergestellt. Es wurden Modelle mit einem Kanal niedrigerer Geschwindigkeit in einer Tiefe von 80–110 km und mit einer mächtigen Gradientschicht bis zu einer Tiefe von 550 km untersucht, Modelle ohne Kanal mit einer Änderung der Wellengeschwindigkeit zwischen 300 und 450 km Tiefe sowie Modelle, welche eine Kombination beider Typen darstellen.

Die Resultate zeigen, daß dem beobachteten Verlauf der Amplitudenkurven seismischer Raumwellen eine Geschwindigkeitstiefenverteilung entsprechen könnte, deren Hauptmerkmal ein sehr schwacher Kanal niedrigerer Geschwindigkeit in etwa 80 bis 110 km Tiefe und eine mächtige Gradientschicht mit einer Diskontinuität zweiter Ordnung in 420 km Tiefe darstellt [VANĚK, WANIEK, PROS, KLÍMA 1966].

In Abb. 21 ist eine solche Geschwindigkeitstiefenverteilung mit den in der Natur und am Modell beobachteten Amplitudenkurven für P-Wellen wiedergegeben. Es ergab sich weiterhin, daß eine Variation der Tiefe der einzelnen Diskontinuitäten die

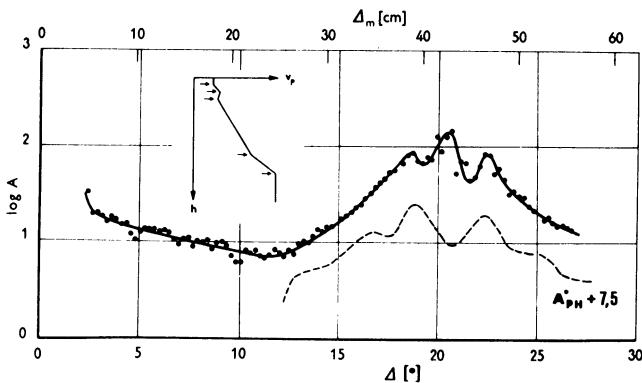


Abb. 21: Amplitudenentfernungskurve der beobachteten P-Wellen an einem dreidimensionalen Gelmodell des oberen Erdmantels mit eingezeichneter Geschwindigkeitstiefenverteilung und Amplitudenkurve seismischer Raumwellen. Bei den Modellmessungen ist die Erdkrümmung nicht berücksichtigt [WANIEK, VANĚK, PROS, KLÍMA 1966].

Amplitude-distance curve of P-waves observed on a three-dimensional gel-model of the Earth's upper mantle and the corresponding velocity-depth function. For comparison the amplitude-distance curve of seismic body waves based on seismological data is given. The model result neglects the Earth's curvature [WANIEK, VANĚK, PROS, KLÍMA 1966].

beobachteten Amplitudenkurven stark beeinflusst. Diesen Messungen zufolge sind die Vorstellungen von GUTENBERG und JEFFREYS nicht im Widerspruch, sondern können bei der Deutung der Erdmantelstruktur nebeneinander existierend als wahrscheinlich angesehen werden.

Eine zweite Gruppe modellseismischer Untersuchungen simulierte plausible Geschwindigkeitstiefenverteilungen unterhalb der M-Diskontinuität bis zum Beginn des Kanales niedrigerer Geschwindigkeit in einer Tiefe von etwa 90 km. Diesem Tiefenbereich entsprechen die für den Epizentralbereich  $5-12^\circ$  abgeleiteten Amplitudenkurven seismischer Raumwellen [VANĚK, RADU 1964]. Auf Grund der modellseismischen Untersuchungen kann der beobachtete oszillatorische Verlauf dieser Kurven als eine Überlagerung der an den Diskontinuitäten unterhalb der Grenze Kruste/Mantel reflektierten Wellen gedeutet werden. Die Existenz zweier oder mehrerer Diskontinuitäten erster oder zweiter Ordnung im untersuchten Tiefenbereich kann daher als wahrscheinlich angenommen werden.

#### 7.4 Modelle des gesamten Erdkörpers

Es waren vornehmlich die mit Reflexionen am Erdkern verbundenen Probleme, welche zur Herstellung vereinfachter Erdkörpermodelle führten. Zweidimensionale Modelle in Form einer Kreisscheibe mit eingelagertem Kern konnten durch geeignete Materialkombination aufgebaut werden [KATO, TAKAGI 1956]. Es konnte gezeigt werden, daß die Vorstellung eines viskoplastischen Kernes in gutem Einklang mit den Resultaten seismologischer Beobachtungen steht. Modelluntersuchungen zufolge sind auch in der Schattenzone durch Diffraktion verursachte schwache P-Welleneinsätze nachzuweisen, wobei eine Fokussierung der seismischen Raumwellen nur dann beobachtet werden kann, wenn die Kerngeschwindigkeit entsprechend gering ist.

Eingehende Untersuchungen der dynamischen Parameter von P-Wellen an zweidimensionalen seismischen Modellen unter Einhaltung auch der vermuteten Dichte- und Absorptionsfunktion ergaben, daß die Amplitudenabnahme in der Schattenzone zur Bestimmung der Righeit und der Dichte im Erdkern angewendet werden kann [RYKUNOV 1959].

### 8. Schlußwort und Danksagung

Am Schluß der vorgelegten Übersicht, die verständlicherweise manche Lücke aufweisen muß, soll kurz auf die Möglichkeiten und Aussichten der Modellseismik in der Zukunft eingegangen werden. Seismische Modelluntersuchungen werden stets da ihren Wert behalten, wo theoretische Berechnungen nur unvollkommene Lösungen geben können bzw. wo das Problem mit Hilfe der Theorie zur Zeit überhaupt nicht gelöst werden kann. Dies betrifft im allgemeinen Probleme der Wellenausbreitung an komplizierten Strukturen.

Seismische Modelle werden weiterhin ein brauchbares Mittel zur physikalischen Bestätigung theoretisch vorausgesetzter, mit der Entstehung und Ausbreitung seismi-



scher Wellen verbundenen Phänomene, sein. In diese Richtung gehören vor allem Modelluntersuchungen zum Nachweis hypothetischer Wellengruppen und alle diejenigen Experimente, die der Verifizierung berechneter bzw. vorausgesetzter Gesetzmäßigkeiten der kinematischen und dynamischen Parameter der untersuchten seismischen Wellen dienen.

Ein weites Betätigungsfeld der Modellseismik dürfte in Zukunft bei der Modellierung von Herdmechanismen liegen, sowie bei der Untersuchung physikalischer Prozesse innerhalb der Herdzone und des Nahfeldes.

Es soll an dieser Stelle der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* und der *Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften* unser aufrichtigster Dank ausgesprochen werden, besonders für die wirksame Hilfe bei der Überwindung der durch die örtliche Trennung beider Verfasser entstandenen Schwierigkeiten. Zu großem Dank sind wir dem Vorstand der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft* verpflichtet für das erwiesene Vertrauen und nicht weniger für den uns durch die Abfassung des Artikels entstandenen Gewinn; durch die Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse sind auch uns die Möglichkeiten und Grenzen der Modellseismik stärker bewußt geworden.

Weiter möchten wir uns herzlichst bei allen unseren uns nahestehenden Kollegen für ihre Anregungen und Geduld bedanken. Unser aufrichtigster Dank gebührt Frau N. PICKOVÁ für ihre opferwillige Hilfe bei aller unserer Arbeit und für ihre Sorgfalt bei der technischen Durchführung des Manuskriptes.

### Literatur

- ANGONA, F. A.: Two-dimensional modelling and its application to seismic problems. *Geophysics*, 25, 468–482, 1960
- ASANO, S.: Reflection and refraction of elastic waves at a corrugated interface. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 56, 201–221, 1966
- CHOWDHURY, D. K., and P. DEHLINGER: Elastic wave propagation along layers in two-dimensional models. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 53, 593–618, 1963
- BAHJAT, D. S., and S. J. DUDA: Instrumentation and procedure for three-dimensional model experiments. *J. Phys. of the Earth*, 19, 21–30, 1971
- BEHRENS, J.: Die Charakterisierung seismischer Grenzflächen mit Hilfe modellseismischer Verfahren im Hinblick auf Deutungsmöglichkeiten des Krustenaufbaues. *Habilitationsschrift*, Techn. Univ., Clausthal 1969
- BEHRENS, J.: Model investigations on the boundary structure Earth's crust/mantle. *Proc. 12th Assembly ESC*, Luxembourg, 1971
- BEHRENS, J., und L. DRESEN: Ein experimentelles Verfahren zur Eliminierung von Stör-signalen bei modellseismischen Untersuchungen. *Z. Geophys.*, 32, 232–241, 1966

- BEHRENS, J., L. DRESEN und E. HINZ: Modellseismische Untersuchungen der dynamischen Parameter von Kopfwelle und Reflexion im überkritischen Bereich. *Z. Geophys.*, 35, 43–68, 1969
- BEHRENS, J., L. DRESEN und L. WANIEK: Modellseismische Untersuchungen an zwei- und dreidimensionalen Testmodellen. Teil 1, *Studia geoph. et geod.*, 15, 147–160, 1971 a
- BEHRENS, J., L. DRESEN and L. WANIEK: Investigation on two- and three-dimensional test-models. *Proc. 12th Assembly ESC, Luxembourg*, 1971 b
- BEHRENS, J., J. KOZÁK and L. WANIEK: Investigation of wave phenomena on corrugated interfaces by means of the schlieren-method. *Proc. 12th Assembly ESC, Luxembourg*, 1971
- BEHRENS, J., R. BORTFELD, G. GOMMLICH and K. KÖHLER: Interpretation of discontinuities by seismic imaging. *Z. Geophys.*, 38, 1972 (im Druck)
- BENNET, A.: Study of multiple reflections using a one-dimensional seismic model. *Geophysics*, 27, 61–72, 1962
- BERCKHEMER, H.: A possible scattering mechanism for lunar seismic waves. *Z. Geophys.*, 36, 523–529, 1970
- BERCKHEMER, H., and J. ANSORGE: Wave front investigations in model seismology. *Geophys. Prospect.*, 11, 459–470, 1963
- BERRYMAN, L. H., P. L. GOUPILLAUD and K. H. WATERS: Reflections from multiple transition layers. Part II, Experimental Investigation, *Geophysics*, 23, 244–252, 1958
- BEZRODNOV, A. N.: A method of producing complicated transient boundaries in seismic models. *Studia geoph. et geod.*, 10, 300–305, 1966
- BEZRODNOV, A. N.: A procedure for controlling gradient boundaries in time by heat action in two-dimensional seismic modelling. *Uzbek. Geol. Zhur.*, 3, 74–76, 1968
- BOKANENKO, L. I.: Dispersion and absorption of shear waves in PVC and Plexiglas. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Earth Physics*, 8, 93–100, 1967
- DALLY, J. W., and D. LEWIS: Photoelastic analysis of propagation of Rayleigh waves past a step change in elevation. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 58, 539–563, 1968
- DATTA, B.: Das Spektrum seismischer Wellen bei der Reflexion an einer Übergangsschicht. *Z. Geophys.*, 33, 80–93, 1967
- DRESEN, L.: Das Schwingungsverhalten modellseismischer Geber und das von ihnen erzeugte Wellenfeld in 2dimensionalen Modellen. *Dissert., Techn. Univ., Clausthal*, 1969
- DUDA, S. J.: The stress around a fault according to a photoelastic model experiment. *Geophys. J.*, 9, 399–410, 1965
- EVANS, J. F.: Seismic model experiments with shear waves. *Geophysics*, 5, 40–48, 1959
- EVANS, J. F., C. F. HADLEY, J. D. EISLER and D. SILVERMAN: A three-dimensional seismic wave model with both electrical and visual observation of waves. *Geophysics*, 19, 220–236, 1954
- GUPTA, I. N., and C. KISSLINGER: Model study of explosion-generated Rayleigh waves in a half space. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54, 475–484, 1964

- GUTDEUTSCH, R.: Über Vielfacheinsätze elastischer Wellen an Schichten. *Z. Geophys.*, 28, 11–78, 1962
- GUTDEUTSCH, R.: On Rayleigh waves in a wedge with free boundaries. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 59, 1645–1652, 1969
- GUTDEUTSCH, R., and M. KOENIG: Component registration in two-dimensional model seismology. *Studia geoph. et geod.*, 10, 314–322, 1966
- GUTDEUTSCH, R., und H. MENZEL: Bemerkungen zur sogenannten 2-dimensionalen Theorie der Modellseismik. *Z. Geophys.*, 33, 200–205, 1967
- GUTENBERG, B.: On the layer of relatively low wave velocity at a depth of about 80 kilometres. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 38, 121–148, 1948
- HEALY, J. H., and F. PRESS: Two-dimensional seismic models with continuously variable velocity-depth and density functions. *Geophysics*, 25, 987–997, 1960
- HELBIG, K.: Elastische Wellen in anisotropen Medien. Teil II. *Gerlands Beitr. Geophys.*, 67, 256–288, 1958
- HOLUB, K., V. KÁRNÍK and V. TOBYÁŠ: A simple three-dimensional model of the Earth's crust. *Studia geophys. et geod.*, 10, 370–375, 1966
- HOWES, E. T., L. H. TEJADAFLORES and L. RANDOLPH: Seismic model study. *J. Acoust. Soc. Am.*, 25, 915–921, 1953
- IVAKIN, B. N.: Simulation of elastic wave processes. I, II, *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 11, 1269–1281, 12, 1384–1388, 1956a
- IVAKIN, B. N.: Golonye prochodjaschie i drugie volny v sluchae tonkogo sloja v zhidkosti (Head, passing and other waves for a thin solid layer in a liquid). *Trudy Geofiz. Instituta ANSSSR*, 35, 88–115, 1956b
- IVAKIN, B. N.: The calculation and modelling of the absorption of seismic waves. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.* 11, 743–754, 1958
- IVAKIN, B. N.: Metody modelirovanija seismicheskich javlenij (Modelling of seismic wave processes). *Izd. Nauka, Moskva*, 1969
- JEFFREYS, H.: The structure of the Earth down to the 20° discontinuity. *Monthly Notices Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, 3, 401–422, 1936
- JORDAN, N. F.: Attenuation and dispersion of shear waves in plexiglas. *Geophysics*, 31, 622–624, 1966
- KAPCAN, A. D., and V. V. KISLOVSKAJA: Investigation of a waveguide with weak boundaries in two-dimensional perforated models. *Studia geoph. et geod.*, 10, 360–369, 1966
- KATO, Y., and A. TAKAGI: Model seismology. Part 2, Two-dimensional model experiments on wave propagation in the Earth. *Scient. Rep. Tohoku Univ. Ser. Geophys.*, 7, 180–189, 1956
- KHOROSHEVA, V. V.: The study of a wave guide on a solid two-dimensional model with sharp boundaries. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 8, 657–661, 1962
- KISSLINGER, C., and I. N. GUPTA: Studies of explosion-generated dilatational waves in two-dimensional models. *J. Geophys. Res.*, 68, 5197–5206, 1963

- KLÍMA, K., Z. PROS and A. KNOBLOCHOVÁ: Electroacoustic transducers for seismic modelling. *Studia geoph. et geod.*, 10, 323–333, 1966
- KNOPOFF, L.: The attenuation of compressional waves in lossy media. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 46, 47–55, 1956
- KOENIG, M.: Digitalisierung modellseismischer Signale. *Z. Geophys.*, 35, 9–15, 1969
- KOSTUCHENKO, V. N.: Investigation of seismic waves generated by explosive sources in models. *Studia geoph. et geod.*, 10, 396–400, 1966
- KOZÁK, J., und L. WANIEK: Schlierenoptische Untersuchungen an seismischen Gelmodellen mit photometrischer Auswertung des Wellenfeldes. *Z. Geophys.*, 36, 175–192, 1970
- LEVY, A., and H. DERESIEWICZ: Reflection and transmission of elastic waves in a system of corrugated layers. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 57, 393–419, 1967
- MOGI, K.: Earthquakes and fractures. *Tectonophysics*, 5, 35–56, 1967
- MOSLER, J., und L. WANIEK: Schlierenoptische Untersuchungen der kinematischen und dynamischen Parameter von Oberflächenwellen. *Studia geoph. et geod.*, 16, 424–428, 1971
- NAKAMURA, Y.: Model experiments on refraction arrivals from a linear transition layer. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54, 1–8, 1964
- NAKAMURA, Y.: Head waves from a transition layer. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 58, 963–976, 1968
- NIKOLAYEV, A. V., and A. G. AVER'YANOV: A study of longitudinal wave amplitudes in a plane model of a medium with random fluctuations of the absorption coefficient. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR Earth Physics*, 10, 624–628, 1970
- O'BRIEN, P. N. S., and M. P. SYMES: Model seismology. Report BP Research Centre Sunbury-on-Thames, Middlesex, 1971
- OLIVER, J., F. PRESS and M. EWING: Two-dimensional model seismology. *Geophysics*, 19, 202–219, 1954
- OGURTSOV, K. I., and A. V. BUROVA: Intensities of longitudinal and transverse waves propagating at the boundary of a half-space. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 2, 93–96, 1958
- PARCHOMENKO, I. S.: Model experiments for studying the traversal of a head wave trough a high-velocity layer. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 2, 111–117, 1958
- PARCHOMENKO, I. S.: On the intensity of a wave which has passed through a series of layers with higher velocity. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 5, 474–479, 1959
- POLEY, J. P., and J. J. NOOTEBOOM: Seismic refraction and screening by thin high-velocity layers (a scale-model study). *Geophys. Prospect.*, 14, 184–203, 1966
- PRESS, F., A. BEN-MENAHEN and M. N. TOKSÖZ: Experimental determination of earthquake fault length and rupture velocity. *J. Geophys. Res.*, 66, 3471–3485, 1961
- PROS, Z., and J. CHALUPA: Electronic apparatus for measuring the kinematic and dynamic properties of elastic waves on seismic models. *Studia geoph. et geod.*, 10, 333–341, 1966
- RAPOPORT, M. B.: On the reflection of seismic waves at non specular boundaries. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR*, 2, 118–124, 1961

- RIEBER, F.: Visual presentation of elastic wave patterns under various structural conditions. *Geophysics*, 1, 196–218, 1936
- RIZNICHENKO, JU. V., and O. G. SHAMINA: Multiple reflected and transmitted waves. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 12, 1129–1139, 1960
- RIZNICHENKO, JU. V., O. G. SHAMINA and R. V. CHANUTINA: Elastic waves with generalized velocity in two-dimensional bimorphic models. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 4, 321–334, 1961
- RIZNICHENKO, JU. V., and O. G. SHAMINA: Modelling of longitudinal waves in the Earth's upper mantle. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 2, 134–148, 1963a
- RIZNICHENKO, JU. V., and O. G. SHAMINA: Issledovanie zony teni pri modelirovanii kory i verkhney mantii Zemli (Investigation of the shadow zone on models of the Earth's crust and upper mantle). *Bjull. sov. po sejsmologii ANSSSR*, 15, 11–24, 1963b
- RIZNICHENKO, JU. V.: Seismic modelling, development and outlook. *Studia geoph. et geod.*, 10, 243–253, 1966
- RYKUNOV, L. N.: A study of the character of diminution of amplitudes of waves in the shadow zone of the Earth's model. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR*, 10, 73–77, 1957
- RYKUNOV, L. N.: P-waves diffracted at the Earth's core and rigidity of the core. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 7, 678–684, 1959
- SAVAGE, J. C., and L. MANSINHA: Radiation from a tensile fracture. *J. Geophys. Res.*, 68, 6345–6358, 1963
- SAVAGE, J. C., and H. S. HASEGAWA: A two-dimensional model study of the directivity function. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 55, 27–45, 1965
- SAVARENSKIJ, E. F., V. G. GLASKO and JA. SH. GRANIT: Dispersion curves of Rayleigh and Love waves as applied to two- and three-layer continental Earth's crust. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Earth Physics*, 4, 242–250, 1965
- SHAMINA, O. G.: Absorption of longitudinal and transversal waves in specimens of various forms. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 11, 1143–1146, 1959
- SHAMINA, O. G.: An investigation of the dynamic features of longitudinal waves in layers of different thickness. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 8, 754–760, 1960
- SHAMINA, O. G.: A method of three-dimensional modelling of a wave-guide layer with solid media. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Earth Physics*, 7, 484–486, 1965a
- SHAMINA, O. G.: Attenuation of head waves from thin beds for rigid and sliding contact. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Earth Physics*, 3, 148–153, 1965b
- SHAMINA, O. G.: Experimental investigation of necessary and sufficient characteristics of a wave-guide. *Studia geoph. et geod.*, 10, 341–350, 1966
- SHAMINA, O. G., and F. V. LEBEDEVA: Converted waves on models of the Earth's crust and mantle. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser.*, 5, 399–403, 1962
- SCHENK, V.: Experimental investigation of wave fields produced by sources of longitudinal and shear waves. *Studia geoph. et geod.*, 10, 387–395, 1966
- SCHICK, R.: Modellseismische Arbeiten. Teil 1: Methodische Grundlagen und technische Einzelheiten. Veröff. d. Landeserbbeobachtungsanstalt Baden-Württemberg, Stuttgart, 1962

- SCHICK, R.: On the radiation from earthquake sources in model seismology. *Studia geoph. et geod.*, 10, 381–386, 1966
- SCHICK, R., und G. SCHNEIDER: Modellseismische Arbeiten. Teil 3: Über die Nachbildung eines Erdbebenherdes in der Modellseismik. Veröff. des Landeserdbebendienstes Baden-Württemberg, Stuttgart, 1964
- SCHICK, R., and G. SCHNEIDER: The propagation of seismic pulses in media with variable velocity. *Proc. 9th Assembly ESC, Copenhagen*, 413–422, 1967
- SCHWAB, F., and R. BURRIDGE: The interface problem in model seismology. *Geophysics*, 33, 473–480, 1968
- SISKIND, D. E., and B. F. HOWELL, JR.: Scale-model study of refraction arrivals in a three-layered structure. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 57, 437–442, 1967
- STEINBECK, J.: Modellseismische Untersuchungen von Rayleighwellen unter besonderer Berücksichtigung einer Deckschicht von variabler Mächtigkeit. *Dissert. der Math.-Naturwiss. Fak., Universität Hamburg*, 1965
- STROWALD, J.: Schlierenoptische Untersuchungen der  $\Omega$ -Welle. *Z. Geophys.*, 35, 89–95, 1969
- TERADA, T., and CH. TSUBOI: Experimental studies on elastic waves. Part 1., *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 3, 55–65, 1927
- TSUBOI, CH.: Experimental studies on elastic waves. Part 2. *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 4, 9–20, 1928
- VANĚK, J., and J. STELZER: Oscillatory character of amplitudes curves of seismic body waves. *Nature*, 187, 491–492, 1960
- VANĚK, J., and C. RADU: Amplitude curves of seismic body waves at distances smaller than  $12^\circ$ . *Studia geoph. et geod.*, 8, 319–325, 1964
- VANĚK, J., L. WANIEK, Z. PROS und K. KLÍMA: Modellseismische Untersuchungen an dreidimensionalen Modellen des oberen Erdmantels. *Travaux Inst. Geophys. Acad. Tchécosl. Sci., Geofysikální sborník*, 14, 247–289, 1966
- VOSAHL, H.: Fortschritte beim Impuls-Schlieren-Verfahren, einem Hilfsmittel geophysikalischer Forschung und Praxis. *Freiberger Forschungsh.*, C 45, 62–67, 1958
- VOSKRESENSKI, JU. V.: The study of seismic reflections from nonspecular boundaries in three-dimensional models. *Bull. (Izv.) Acad. Sci., Geophys. Ser.*, 5, 404–409, 1962
- WANIEK, L.: The system water-glycerol-gelatine as a medium for three-dimensional seismic models. *Studia geoph. et geod.*, 10, 273–281, 1966a
- WANIEK, L.: Fabrication and properties of three-dimensional seismic models of the upper mantle. *Studia geoph. et geod.*, 10, 290–299, 1966b
- WANIEK, L., und V. SCHENK: Modellseismischer Beitrag zur Deutung des Krustenbaues in der bayerischen Molasse. *Z. Geophys.*, 32, 482–487, 1966
- WANIEK, L., J. VANĚK, Z. PROS and K. KLÍMA: Three-dimensional seismic models of the Earth's upper mantle. *Proc. 8th Assembly ESC*, 264–267, Budapest 1968
- WHITE, J. E.: *Seismic waves-Radiation, Transmission and Attenuation*. Mc Graw-Hill, New York, 1965

# **Gravimetrische Untersuchungen in den Ostalpen I (Meßgebiet Mittenwald—Innsbruck—Verona)<sup>1)</sup>**

## **Gravimetric Investigations in the Eastern Alps I**

A. BEHLE<sup>2)</sup>, W. EHRISMANN<sup>3)</sup>, J. MAKRIS<sup>2)</sup>, H. MENZEL<sup>2)</sup>, C. MORELLI<sup>4)</sup>  
und O. ROSENBACH<sup>5)</sup>

Eingegangen am 1. Februar 1972

*Zusammenfassung:* Es wird über Gravimetermessungen berichtet, die in den Jahren 1962 bis 1964 im Gebiet der Ostalpen von Mittenwald über Innsbruck bis Verona ausgeführt wurden.

Die Ergebnisse werden in folgender Form mitgeteilt:

- (1) Profile der Freiluft- und Bouguer-Anomalien
- (2) Liste der gravimetrischen und topographischen Daten der Meßstationen

Die bei den Feldmessungen und bei der Auswertung verwendeten Methoden werden beschrieben. Dabei wird auf die Bestimmung der Geländereduktion besonders eingegangen.

Die ermittelten Schwerewerte werden mit früheren Werten verglichen, die HOLOPAINEN [1947] zusammenfassend veröffentlichte.

*Summary:* Gravity measurements in the Eastern Alps have been carried out during the years from 1962 to 1964 along a profile strip.

The results of the measurements are presented as follows:

- (1) Profiles of Free-air und Bouguer anomalies along four traverses
- (2) List of gravity stations containing topographic and gravity data

Field technique and computational procedures are described. Special attention has been given to the terrain corrections. The measured gravity values are compared with previous measurements published by HOLOPAINEN [1947].

### **1. Einleitung**

Im Zusammenhang mit den Forschungsarbeiten des Schwerpunktprogrammes der Deutschen Forschungsgemeinschaft „Geophysikalische Erforschung des tieferen

---

<sup>1)</sup> Beitrag Nr. 140 zum Schwerpunktprogramm „Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes Mitteleuropas“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft. Publ. 195 bis, Osservatorio Geofisico Sperimentale, Trieste.

<sup>2)</sup> Institut für die Physik der Erdkörper, Universität Hamburg, bis Frühjahr 1964: Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal – Technische Hochschule.

<sup>3)</sup> Preussag AG, Hannover, früher <sup>5)</sup>.

<sup>4)</sup> Osservatorio Geofisico Sperimentale, Trieste.

<sup>5)</sup> Institut für Geophysik, Technische Universität Clausthal, bis Frühjahr 1965: Abteilung Geophysik, Universität Mainz.

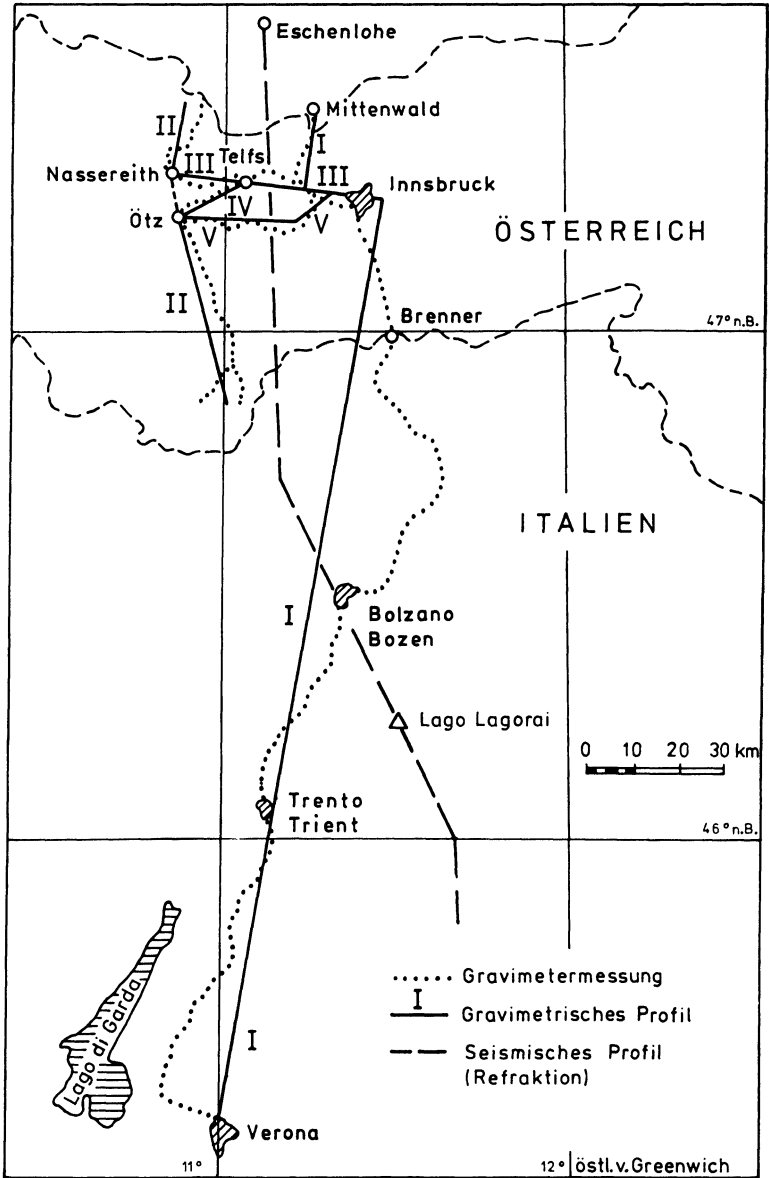


Abb. 1: Lageplan/Location map



Untergrundes Mitteleuropas“ wurden seit 1962 auch gravimetrische Messungen im Alpenraum durchgeführt, insbesondere im Bereich vermessener seismischer Profile. Im folgenden wird über die Meßergebnisse aus den Jahren 1962 – 1964 berichtet.

### 1.1 Lage des Meßgebietes

Das Meßgebiet (Abb. 1) erstreckt sich von Mittenwald im Norden über Innsbruck, den Brenner bis Verona im Süden. Auf österreichischem Gebiet überdecken die Meßpunkte einen Streifen von ca. 45 km Breite, während auf italienischem Gebiet ein Profil entlang der Straße Brenner – Verona vermessen wurde. Anschlüsse erfolgten an die nationalen Schwerenetze in der Bundesrepublik Deutschland, Österreich, Italien und an verschiedene Punkte der europäischen Gravimetereichlinie. Der Lageplan in Abb. 1 zeigt die großräumigen Übersichtsprofile des Meßprogramms der Jahre 1962 bis 1964 und das seismische Profil, auf welches in Abschnitt 1.3 eingegangen wird.

### 1.2 Bisherige gravimetrische Untersuchungen im Meßgebiet

Eine umfangreiche Information über frühere gravimetrische Untersuchungen im vorliegenden Meßgebiet gibt HOLOPAINEN [1947]. Sein Bericht bezieht sich auf wohl alle im dortigen Raum ausgeführten gravimetrischen Messungen bis 1932. Der Arbeit schließt sich eine für diesen Bereich ausführliche Bibliographie aller bis 1942 publizierten gravimetrischen Untersuchungen an.

Neuere Ergebnisse in bezug auf den österreichischen Teil des Meßgebietes sind in der Bouguer Anomalienkarte 1:1 000 000 des Österreichischen Bundesamtes für Eich- und Vermessungswesen [1965] zusammengestellt.

Auf den italienischen Teil des Untersuchungsgebietes beziehen sich die Arbeiten von MORELLI [1951] sowie MORELLI, DAL CIN und SEMENZA [1968]; die von diesen Autoren behandelten Meßgebiete werden im Westen teilweise durch die Profillinie I von Abb. 1 begrenzt.

Schließlich ist zu erwähnen, daß die europäische Gravimetereichlinie teilweise durch das Meßgebiet der Abb. 1 führt; an eine Reihe von Stationen dieser Eichlinie sind die vorliegenden Messungen angeschlossen worden.

### 1.3 Neuere Ergebnisse aus seismischen Messungen

Im Rahmen des Schwerpunktprogramms „Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes Mitteleuropas“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft wurden refraktionsseismische Messungen entlang des Profils Eschenlohe – Lago Lagorai von Abb. 1 durchgeführt. Diese Ergebnisse erarbeiteten PRODEHL [1965], GIESE [1966], CLOSS [1969] sowie MÜLLER und TALWANI [1971]. Hierbei sind detaillierte Vorstellungen in bezug auf den Bau des tieferen Untergrundes sowohl im Alpenraum als auch im Alpenvorland erarbeitet worden. Diese seismischen Ergebnisse bieten einerseits eine Grundlage für die gravimetrische Interpretation, sie können aber andererseits durch die gravimetrischen Ergebnisse vermutlich wesentlich ergänzt werden.

## 2. Feldmessungen

### 2.1 Anlage der Gravimetermessungen

Die Auswahl geeigneter Meßstationen erfolgte im allgemeinen nach folgenden Gesichtspunkten:

- a) möglichst ruhiges Geländere relief in der Umgebung des Meßpunktes, um die gravimetrische Nahwirkung klein zu halten;
- b) möglichst geringe Entfernung des Gravimeterpunktes von einem Höhenfestpunkt. Der mittlere Punktabstand beträgt ca. 1,5–2 km; vgl. hierzu auch Abschnitt 4.3.

### 2.2 Durchführung der Messungen

#### *Instrumente*

Für die Messungen standen folgende Geräte zur Verfügung:

- 2 Worden Gravimeter, Typ Master, Nr. 614 und Nr. 635
- 1 Worden Gravimeter, Typ Educator, Nr. 136
- 4 Nivelliere Zeiß Ni-2
- 2 Reduktionstachymeter Wild RDS
- 2 Koinzidenztelemeter Wild TM 10
- 2 Taschengefällemesser, Fabrikat Möller-Wedel

Die Überprüfung der Skalenwerte der Gravimeter erfolgte auf der deutschen Gravimereichlinie zwischen Bad Harzburg und Torfhaus und auf einigen Strecken der europäischen Gravimereichlinie; die erhaltenen Werte sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Den Vergleich der Gravimeter im Verlauf der Geländemessungen zeigt Tab. 2. Verschiedene Meßstrecken, insbesondere Basismessungen, sind mit den Gravimetern Worden Master und Worden Educator gleichzeitig gemessen worden. Die Ergebnisse zeigten gute Übereinstimmung, solange die meteorologischen Bedingungen während des Meßablaufs günstig waren, so daß die bei dem Instrumententyp Worden Educator fehlende Temperaturstabilisierung sich nicht ungünstig auswirken konnte.

#### *Meßpunkte*

Die Anlage der Gravimetermessungen erfolgte in üblicher Weise. Zwischen einer Folge von Basispunkten, deren mittlerer Abstand ca. 10 km beträgt, liegen Feldpunkte mit einem Abstand von ca. 1,5–2 km. In das Basisnetz sind Stationen der europäischen Gravimereichlinie mit einbezogen worden. Durch mehrfache unabhängige Direktmessungen der Schwereunterschiede zwischen den einzelnen Basispunkten, Anlage von Meßschleifen für die Feldpunkte und mehrfache Ablesung am Beobachtungsort sind die Meßergebnisse hinreichend gesichert worden.

Tab. 1: Vergleich der Gravimeter auf der Europäischen Eichlinie  
 Table 1: Comparison of gravity meters along the European Calibration Line

Worden Master 635			Worden Master 614			
Eichlinien	Datum	Instrumenten- höhe [cm]	$\Delta g$ [mgal]	Datum	Instrumenten- höhe cm	$\Delta g$ [mgal]
Torfhaus (4129/13B (PA))	17. 7. 62	46	84.64	17. 7. 62	54	84.64
→	19. 8. 63	53	84.59	19. 8. 63	53	84.63
Bad Harzburg (4129/2A (PA))	19.12.63	49	84.60	18.10.63	54	84.63
				30. 7. 64	52	84.62
64030 → 64045		51	52.74		49	52.75
64030 → 64042	+	51	30.30	+	51	30.31
64055 → Innsbruck		50	7.88		49	7.87

+ Ausführung während der Feldmessungen, Österreich, Sommer 1964

Tab. 2: Vergleich der Gravimeter, Feldmessung 1963

Table 1: Comparison of gravity meters, field measurements 1963

Meß-Strecke	Worden Educator 136				Worden Master 635				Worden Master 614			
	Datum	Instr.-Höhe üb. Boden [ cm ]	$\Delta g$ [ mgal ]	Datum	Instr.-Höhe üb. Boden [ cm ]	$\Delta g$ [ mgal ]	Datum	Instr.-Höhe üb. Boden [ cm ]	$\Delta g$ [ mgal ]	Datum	Instr.-Höhe üb. Boden [ cm ]	$\Delta g$ [ mgal ]
B1 — B2	10. 9.	50	- 0.34	3. 9.	45	- 0.37	10. 9.	50	- 0.34			
B2 — B3	6. 9.	93	-17.71	7. 9.	44	-17.68	6. 9.	93	-17.70			
B3 — B4	11. 9.	93	-15.83	9. 9.	40	-15.81	11. 9.	93	-15.82			
B4 — B5	12. 9.	93	-23.45	17. 9.	46	-23.46	12. 9.	93	-23.47			
B5 — B6				18. 9.	48	-28.77			-28.77			
B6 — B7	24. 9.	93	- 5.36	19. 9.	48	- 5.37	24. 9.	93	- 5.35			
B7 — B8	23. 9.	93	0.70	21. 9.	48	0.66	23. 9.	93	0.66			
B8 — B9	1.10.	93	- 4.63	25. 9.	45	- 4.62	1.10.	93	- 4.63			
B9 — B10	1.10.	93	-22.79	1.10.	47	-22.85	1.10.	93	-22.85			
B10 — B11	2.10.	93	-12.33	2.10.	49	-12.32	2.10.	93	-12.34			

### Topographische Karten

Als topographische Karten- und Nivellementunterlagen dienen:

*In Österreich:* Die alte österreichische Landesaufnahme 1:25000, die österreichische Karte 1:25000 und 1:50000 sowie Punktkarten des Präzisionsnivellements, der Nivellements 2. und 3. Ordnung vom Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen, Wien.

*In Italien:* Die Carta d'Italia 1:25000 und 1:100000 mit den Punktkarten des Istituto Geografico Militare (Elementi provvisori della nuova rete altimetrica fondamentale).

## 3. Bearbeitung der Meßergebnisse

### 3.1 Anomalien

Je nach der Art und dem Ausmaß der angebrachten Reduktionen ergeben sich folgende Schwereanomalien:

- a)  $\Delta g' = g + \delta g_{Ni} - \gamma$  (Freiluftanomalie),  
 b)  $\Delta g'' = g + \delta g_{Ni} + \delta g_{Top} + \delta g_B - \gamma$  (Bougueranomalie);

dabei bedeuten:

- $g$  gemessene Schwere, bezogen auf den Eichpunkt Innsbruck (Nr. 20344 G neu) der europäischen Gravimetereichlinie:  $g_{Innsbruck} = 980\,569,73$  [mgal]  
 $\gamma$  Normalschwere  
 $\delta g_{Ni}$  Freiluftreduktion  
 $\delta g_{Top}$  Geländereduktion  
 $\delta g_B$  sphärische Bouguerreduktion

### 3.2 Bemerkungen zu den Reduktionen

#### (1) Normalschwere

Internationale Schwereformel, Stockholm 1930:

$$\gamma_0 = \gamma_{\text{Äqu}} (1 + b \sin^2 B - \beta \sin^2 B - \beta' \sin^2 B \sin^2 2B)$$

$$\gamma_{\text{Äqu}} = 978049$$

$$b = 5,28838 \times 10^{-3}$$

$$\beta = 5,87 \times 10^{-6}$$

$$\beta' = 3 \times 10^{-8}$$

$$B = \text{Geographische Breite}$$

#### (2) Freiluftreduktion

$$\delta g_{Ni} = 0,3086 (h_s - h_0) \quad [\text{mgal}]$$

$h_s$  [m]: Stationshöhe

$h_0$  [m]: Bezugshöhe

Das Verhalten des Vertikalgradienten im Meßgebiet wird noch eingehend untersucht werden müssen.

### (3) Geländereduktion

Die Berechnung der Geländereduktion erfolgte in Teilbeträgen für 3 Bereiche:

$$\delta g_{Top} = GR_1 + GR_2 + GR_3$$

Nah-	Mittel-	Fern-
└─ Bereich ─┘		

Zur näheren Erläuterung dienen die nachstehenden Angaben.

#### a) Fernbereich (ca. 3 km bis 166,7 km, d. h. bis Hayford-Zone $O_2$ )

Dem benutzten Reduktionsverfahren liegt eine Einteilung der Erdoberfläche nach Kugelflächenkoordinaten zugrunde. Die durch diese Einteilung entstehenden Massensäulen werden durch Quader approximiert, deren Anziehung unter Berücksichtigung der Depression exakt oder näherungsweise berechnet wird. Das für die Reduktionsberechnung entwickelte ALGOL-Programm [EHRISMANN et al., 1966] arbeitet derzeit mit einer für das ganze Reduktionsgebiet konstanten Dichte.

#### b) Mittelbereich (160 m bis ca. 3 km)

Bei der Bestimmung der Fernwirkung nach a) wird um die Meßstation  $S$  eine nahezu rechteckige Zone mit einer Begrenzung  $B_0$  ausgespart. Die topographische Reduktion innerhalb dieses Bereiches wird durch das Rechenprogramm zur Bestimmung der Fernwirkung nicht erfaßt. Für diesen Bereich wählt man die bekannte Einteilung nach Zylinderkoordinaten.

Die Grenze  $B_0$  muß in üblicher Weise bestmöglich angenähert werden; wie Testrechnungen zeigen, liegen die hierbei entstehenden Fehler im allgemeinen unterhalb  $\pm 0,02$  mgal für die Dichte 1 cgs.

#### c) Nahbereich (0 m bis 160 m)

Zur Bestimmung der gravimetrischen Nahwirkung wurde die Geländeaufnahme bis in eine Entfernung von 160 m folgendermaßen durchgeführt:

- in schwach ansteigendem Gelände mit Hilfe eines Gefällemessers,
- in stärker kuperem Gelände mit Hilfe eines Koinzidenztelemeters von Wild.

Nach den Nomogrammen von SCHLEUSENER [1940] läßt sich dann die Nahwirkung ermitteln.

### (4) Sphärische Bouguerreduktion

Da die Geländewirkung sphärisch bestimmt wird, ist anstelle der Bouguerplatte die Wirkung einer Kugelkalotte der Dicke  $h$  auf die Station  $S$  zu berechnen. Die Kalotte reicht bis zur Hayford-Zone  $O_2$ . Die Wirkung der Kalotte auf  $S$  wird mit der Formel von CASSINIS [1937] bestimmt.

### 3.3 Genauigkeiten

*Gravimetermessungen:* Alle Stationen sind voneinander unabhängig mehrfach vermessen. Der mittlere Fehler eines gemessenen Schwereunterschiedes beträgt etwa  $\pm 0,02 - 0,03$  mgal.

*Höhenmessungen:* Die Genauigkeit des Nivellements entspricht der Genauigkeit der Gravimetermessungen. Aus dem mittleren Fehler der Höhenmessung folgt, daß die hierdurch verursachten Ungenauigkeiten für die Niveaureduktion und die Bouguer-reduktion kleiner als  $\pm 0,01$  mgal sind.

*Geländereduktion:* Die Werte für die Geländereduktion erreichen bei einer Dichte von  $2,67 \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-3}$  bis zu 35 mgal. Wird die Reduktionsdichte als fehlerfrei angesehen, dürften die Fehler bei der Bestimmung der Geländereduktion im allgemeinen recht klein sein: wie Testrechnungen zeigen, betragen die Fehler bei vorsichtiger Schätzung ca.  $\pm 0,05$  mgal.

*Normalschwere:* Die Bestimmung der Normalschwere kann als fehlerfrei angesehen werden.

Danach berechnet sich der mittlere Fehler der

Freiluftanomalie (3.1, a) zu ca.  $\pm 0,03$  mgal

Bougueranomalie (3.1, b) zu ca.  $\pm 0,06$  mgal

Hierbei wurde die Reduktionsdichte als fehlerfrei angesehen. Abweichungen der wahren Dichte vom angenommenen Wert kommen in den Schwereanomalien mit zum Ausdruck.

## 4. Meßergebnisse

Die Meßergebnisse werden in folgender Form vorgelegt:

- (1) Übersichtsmäßige Schwereprofile
- (2) Vergleich mit früheren Schweremessungen
- (3) Stationsliste

### 4.1 Schwereprofile

Die Lage der Übersichtsprofile I–V ist aus Abb. 1 ersichtlich. – Die Meßergebnisse sind in den Abb. 2–6 wiedergegeben; dabei sind die Stationen und die dazugehörigen Meßwerte senkrecht auf die Profilinien I–V projiziert worden.

*Profil I* verläuft nach Abb. 1 in seinem wesentlichen Teil senkrecht zum Generalstreichen der Ostalpen; bei Mittenwald beginnend, durchquert er zunächst die nördlichen Kalkalpen und kreuzt bei Zirl im Inntal das Profil III. Es ist hier um ca. 15 km nach Osten versetzt bis Innsbruck und führt von dort durch das Kristallin der Zentralalpen über den Brenner nach Bozen. Hier quert es den Bozener Quarzporphyr und

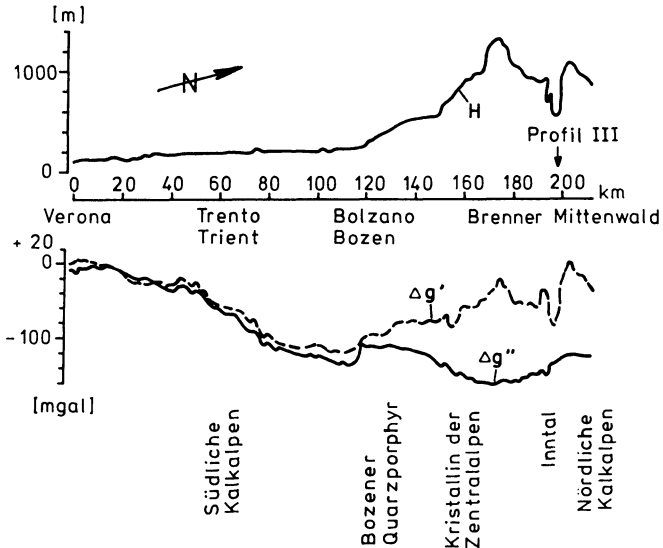


Abb. 2: Profil/Profile I: Mittenwald – Verona  
*H*: Höhe der Gravimeterstation  
 Elevation of gravity station  
 $\Delta g'$ : Freiluftanomalie/Free air anomaly  
 $\Delta g''$ : Bougueranomalie/Bouguer anomaly

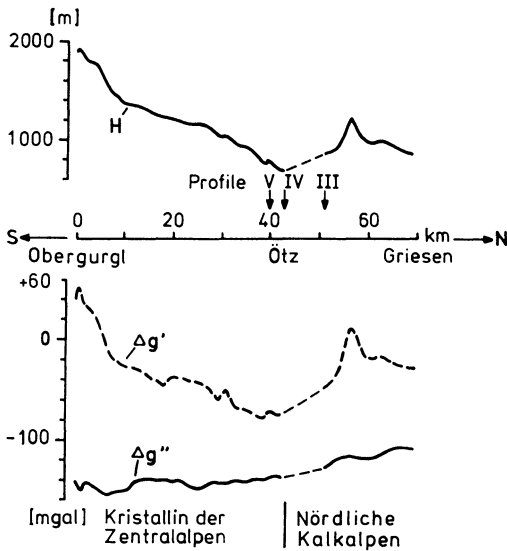


Abb. 3: Profil/Profile II: Obergurgl – Griesen  
*H*,  $\Delta g'$ ,  $\Delta g''$ : s. Abb. 2



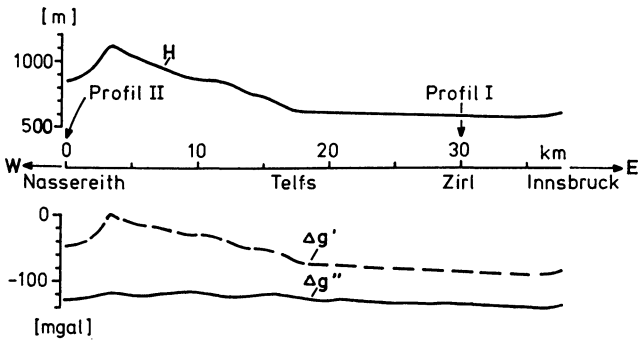


Abb. 4: Profil/Profile III: Nassereith – Innsbruck  
 $H$ ,  $\Delta g'$ ,  $\Delta g''$ : s. Abb. 2

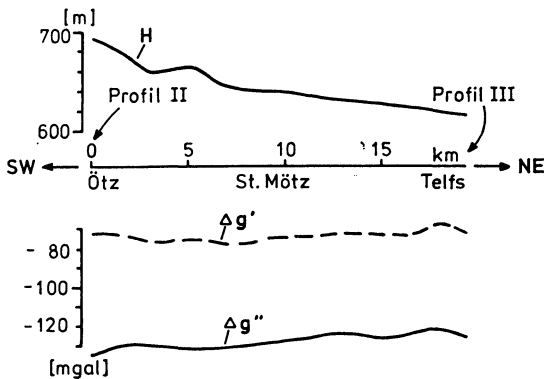


Abb. 5: Profil/Profile IV: Ötz – Telfs  
 $H$ ,  $\Delta g'$ ,  $\Delta g''$ : s. Abb. 2

verläuft weiter durch die südlichen Kalkalpen entlang der Etsch, um bei Verona im nördlichen Rand der Poebene zu enden.

Das Profil I zeigt nach Abb. 2 den ausgeprägten Verlauf der negativen Bouguer-anomalie im Bereich der Alpen, die unter dem Brennerpaß einen Wert von  $-158$  mgal erreicht; die Freiluftanomalie hat hier einen Wert von  $-26$  mgal. Südwärts gehend steigt die Bougueranomalie auf ca.  $-100$  mgal an und fällt in der Nähe von Bozen sprunghaft auf  $-128$  mgal ab. Die Existenz dieses lokalen Minimums dürfte im wesentlichen ihre Ursache in der Versetzung des Profils um ca. 8 km nach Westen im Bozener Quarzporphyr haben. Die Freiluftanomalie erreicht hier ihr Minimum von  $-114$  mgal. Beide Anomalien wachsen in Richtung S langsam an, bis sie ca. 10 km nördlich von Verona den Wert Null erreichen.

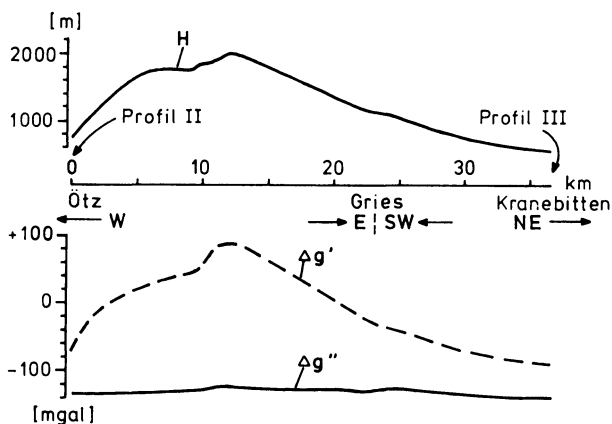


Abb. 6: Profil/Profile V: Ötz–Kranebitten  
 $H$ ,  $\Delta g'$ ,  $\Delta g''$ : s. Abb. 2

Auffallend ist die vom südlichen Teil des Kristallins der Zentralalpen bis hin zum Zentralteil der südlichen Kalkalpen weitreichende negative Freiluftanomalie von meist weit unterhalb  $-40$  mgal; sie stimmt südlich von Bozen weitgehend mit der Bouguer-anomalie überein. Zu beachten ist hier allerdings, daß bei dem gravimetrischen Profil, welches entlang dem Nivellement im Etschtal verläuft, die Meßpunkte meist auf Tal- oder Hangschotter liegen.

*Profil II* verläuft nach Abb. 1 ca. 40–50 km westlich verschoben parallel zu Profil I von Garmisch am westlichen Rand des Wettersteingebirges vorbei durch das Ötztal und endet in den Ötztaler Alpen bei Obergurgl; es durchquert somit zunächst die nördlichen Kalkalpen und verläuft ab dem Inntal im Kristallin der Zentralalpen.

Das Profil II zeigt in Abb. 3 für die Bouguer-anomalie einen ähnlichen Verlauf wie im nördlichen Teil von Profil I; die Freiluftanomalie steigt dagegen in den Ötztaler Alpen auf  $+50$  mgal an.

*Profil III* liegt nach Abb. 1 zwischen Innsbruck und Telfs im Inntal sowie westlich Telfs entlang der Straße nach Nassereith.

Auf Profil III ändert sich nach Abb. 4 die Bouguer-anomalie nur wenig, da dieses in der Hauptstreichrichtung der Alpen geführt ist. – Die in der Abbildung wiedergegebenen Anomalien sind lediglich durch Projektion der tatsächlichen Meßpunkte mit ihren Anomalienwerten auf die Profillinie übernommen worden. Es ist dabei die Änderung der Anomalien senkrecht zur Hauptstreichrichtung nicht berücksichtigt worden, wie sie in den Profilen I und II (Abb. 2 und 3) zum Ausdruck kommt.

*Profil IV* setzt nach Abb. 1 das Profil III bei Telfs entlang dem oberen Inn fort bis zur Einmündung der Ötztaler Ache in den Inn. Das Inntal stellt die Grenze zwischen

den nördlichen Kalkalpen und dem Kristallin dar; den Talboden bildet eiszeitliches Moränenmaterial großer Mächtigkeit.

Entlang Profil IV macht sich nach Abb. 5 in der Bougueranomalie bereits das großräumige Schwereminimum der Zentralalpen schwach bemerkbar.

*Profil V* liegt nach Abb. 1 bis zu ca. 9 km südlich parallel zum Inntal im Sellraintal, also im Bereich des Kristallins der Stubaier Alpen.

Auf Profil V ändert sich nach Abb. 6 die Bougueranomalie nur geringfügig, da dieses im wesentlichen in der Hauptstreichrichtung der Alpen liegt. — Wie bei Profil III ist auch hier bei der Projektion die Änderung der Anomalien senkrecht zur Hauptstreichrichtung nicht berücksichtigt.

Das Höhenprofil der Abb. 6 zeigt, daß die Topographie sehr rauh ist; sie ist offenbar durch die Geländereduktion befriedigend erfaßt, wie der sanfte Verlauf der Bougueranomalie erkennen läßt.

Die Schwereprofile lassen selbst bei der vorliegenden generalisierten Darstellung erkennen, daß kleine lokale Anomalien der großräumigen Alpenanomalie überlagert sind. Es zeigt sich deutlich, daß allein ein hinreichend enger Stationsabstand Aufschluß über die Möglichkeit der Trennung dieser Anomalienanteile liefern kann.

Eine eingehende Interpretation der vorliegenden Meßergebnisse ist hier nicht am Platze, da sie die Ergebnisse der sonstigen geophysikalischen Messungen im Untersuchungsgebiet berücksichtigen müßte, wodurch der Rahmen dieser Arbeit weit überschritten würde.

#### 4.2 Vergleich mit Ergebnissen früherer Arbeiten

Es ist zweckmäßig, eine Gegenüberstellung des hier vorgelegten Materials und der Schweredaten früherer Messungen vorzunehmen, insbesondere mit Hinblick auf die Genauigkeit. Für einen derartigen Vergleich kommt vor allem die Publikation von HOLOPAINEN [1947] in Betracht.

In Tab. 3 werden die gemessenen Schweredifferenzen und die Geländereduktionen für einige Punkte miteinander verglichen; ihre Auswahl erfolgte derart, daß die geographische Lage der Stationen nach HOLOPAINEN mit derjenigen der vorliegenden Arbeit nach Tab. 4 bestmöglichst übereinstimmt.

Die wesentlichen Ursachen für die Differenzen in den beobachteten Schwerewerten dürften von den unterschiedlichen Meßbedingungen herrühren. Pendelmessungen liefern bestenfalls eine Genauigkeit von einigen mgal, während die Gravimetermessungen nur mit einem Fehler von einigen  $10^{-2}$  mgal behaftet sind; s. hierzu Tab. 1 und 2.

Die Abweichungen in der Geländereduktion liegen meist unter 10 mgal. Es gibt zwar auch heute für das Meßgebiet kein genaueres topographisches Kartenmaterial als seinerzeit; jedoch erfolgte für die Reduktionen gem. 3.2, (3) eine wesentlich feinere Aufteilung des Geländes als bei HOLOPAINEN.

Tab. 3: Vergleich der Meßwerte 1962/63 (untere Zahl) mit Angaben nach Holopainen (obere Zahl)

Table 3: Comparison of measurements from 1962/63 (lower number) with results published by Holopainen (upper number)

Lfd. Nr.	Station a) Holopainen (1947) b) Stat.-Nr. Tab. 4	Länge östlich von Greenwich		nördliche Breite	Höhe über Adria		Gelände- reduktion	Dichte	Beobachtete Schweredifferenz	
		grd	min		grd	m			mgal	mgal
1	a) 173. Innsbruck 1)	11	24.3	47 15.7	584				a) 1) 84	
	a) 176. Innsbruck 2)	11	24.1	47 16.2	576				a) 2) 127	
	b) 20344 G neu								b) 109.19	
2	a) 153. Matrei	11	27.5	47 7.6	995	17.1	2.6	a) 25		
	b) 62023	11	27.12	47 7.25	997,77	13.57	2.67	b) 17.29		
3	a) 148. Steinach	11	28.4	47 5.4	1050	17.8	2.6	a) 13		
	b) 62025	11	28.20	47 5.25	1048,88	14.53	2.67	b) 30.58		
4	a) 137. Gries	11	29.4	47 2.6	1257	11.7	2.6	a) 52		
	b) 62028	11	28.90	47 2.52	1161.42	15.99	2.67	b) 44.94		
5	a) 129. Brenner	11	30.5	47 0.3	1372	18.5	2.6	a) - 51		
	b) 21629=62031	11	30.38	47 0.52	1368.54	16.69	2.67	b) - 55.39		
6	a) 120. Gossensass	11	26.7	46 56.3	1067	26.0	2.6	a) - 29		
	b) 63103	11	26.62	46 56.28	1081.55	17.58	2.67	b) - 32.10		
7	a) 118. Sterzing	11	26	46 53.9	950	18.0	2.6	a) - 30		
	b) 63100	11	25.98	46 53.48	942.56	11.65	2.67	b) - 2.26		
8	a) 112. Freienfeld	11	29.5	46 52.2	937	27.8	2.6	a) 29		
	b) 63097	11	29.65	46 51.88	930.48	17.24	2.67	b) 1.82		

Tab. 3: Fortsetzung  
Table 3: Continuation

i	grd	min	grd	min	m	mgal	cgs	mgal
8 a)	112.	29.5	46	52.2	937	27.8	2.6	29
b)	63097	29.65	46	51.88	930.48	17.24	2.67	1.82
9 a)	102.	32	46	49.3	846	38.1	2.6	12
b)	63094	32.22	46	49.36	842.26	31.54	2.67	26.15
10 a)	95.	36.8	46	47.4	749	34.3	2.6	68
b)	63090	36.61	46	47.32	747.41	27.64	2.67	56.41
11 a)	81.	39.3	46	42.8	573	22.8	2.6	25
b)	63084	39.38	46	42.94	560.05	15.37	2.67	4, 16
12 a)	74.	34.6	46	38.6	525	28.6	2.6	5
b)	63079	34.74	46	38.80	531.32	21.97	2.67	20.72
13 a)	53.	29.9	46	32.3	376	24.5	2.8	24
b)	63073	29.36	46	31.98	370.96	26.94	2.67	10.30
14 a)	47.	26.9	46	29.8	318	24.6	2.8	22
b)	63071	27.23	46	29.98	318.09	24.06	2.67	4.62
15 a)	45.	18.3	46	28.9	353	14.2	2.8	29
b)	63064	19.35	46	29.07	246.91	10.31	2.67	3, 81
16 a)	41.	19.2	46	24.3	230	12.7	2.8	2
b)	63059	18.89	46	24.42	226.23	12.79	2.67	3.04

Tab. 3: Fortsetzung  
Table 3: Continuation

i		grd	min	grd	min	m	mgal	cgS	mgal
16	a)	11	19.2	46	24.3	230	12.7	2.8	a) - 2
	b)	11	18.89	46	24.42	226.23	12.79	2.67	b) - 3.04
17	a)	11	16.6	46	19.2	219	13.4	2.8	a) 25
	b)	11	16.34	46	20.48	216.70	11.51	2.67	b) 4.85
18	a)	11	12.4	46	14.8	214	15.7	2.5	a) - 5
	b)	11	12.47	46	14.50	210.63	16.31	2.67	b) - 8.77
19	a)	11	7.9	46	12.5	212	13.3	2.5	a) - 77
	b)	11	7.72	46	12.00	207.22	10.92	2.67	b) - 44.96
20	a)	11	5.9	45	56.3	185	17.4	2.2	a) 19
	b)	11	5.94	45	56.18	186.27	17.42	2.67	b) - 14.83
21	a)	11	0.3	45	51.6	176	12.6	2.2	a) - 71
	b)	11	1.42	45	52.31	171.69	9.53	2.67	b) - 16.57
22	a)	10	54.2	45	39.5	126	2.3	2.2	a) 2.2
	b)	10	54.11	45	40.56	120.00	17.38	2.67	b) 2.67

Tabelle 4: Verzeichnis der gravimetrischen Stationen  
Table 4: List of gravity stations

Länge L grd	Breite B min	Höhe üb. H m	Schwere G mgal	Geländereduktion			Freiluft- anomalie $\Delta g'$ mgal	Bouguer- anomalie $\Delta g''$ mgal	Dichte- anomalie korrekt. zahl DK mgal	Station Nr.		
				nah CR1 mgal	mittel CR2 mgal	fern CR3 mgal						
11 15,90	47 23,72	955,18	980 523,26	0,00	8,38	4,30	12,68	-27,63	-14,94	-122,90	-3,57	62001
11 15,23	47 23,12	974,72	980 521,44	0,00	4,99	4,22	9,21	-22,52	-13,31	-123,47	-3,78	62002
11 14,07	47 22,73	1005,28	980 516,46	0,00	5,37	3,79	9,16	-17,50	-8,34	-121,94	-3,91	62003
11 12,72	47 21,10	1040,15	980 507,33	0,00	8,30	3,34	11,64	-13,43	-1,79	-119,32	-3,97	62004
11 11,70	47 19,37	1179,68	980 481,37	0,03	2,70	3,12	5,85	6,22	12,07	-121,17	-4,77	62005
11 11,83	47 18,88	1162,17	980 483,12	0,00	3,66	3,18	6,84	3,31	10,14	-121,12	-4,66	62006
11 13,27	47 17,28	1000,69	980 500,98	0,03	6,51	4,70	11,24	-26,21	-14,97	-128,06	-3,81	62007
11 13,43	47 16,93	819,72	980 529,22	0,64	9,13	6,78	16,55	-53,24	-36,69	-129,38	-2,85	62008
11 13,58	47 16,65	595,74	980 567,84	0,00	6,67	11,48	18,16	-83,26	-65,10	-132,51	-1,84	62009
11 15,60	47 14,72	660,36	980 551,56	0,53	4,81	10,76	16,10	-76,72	-60,62	-135,32	-2,19	62010
11 17,77	47 14,12	849,75	980 517,53	0,00	2,14	7,56	9,69	-51,46	-41,77	-137,84	-3,24	62011
11 19,10	47 15,63	581,54	980 565,01	0,00	3,95	10,79	14,74	-88,93	-74,19	-140,00	-1,91	62012
11 20,02	47 15,05	602,93	980 562,72	0,05	3,71	9,93	13,70	-83,76	-70,06	-138,28	-2,04	62013
11 23,52	47 14,17	696,94	980 548,18	0,08	1,87	7,88	9,83	-67,99	-58,17	-137,00	-2,58	62014
11 23,47	47 13,70	712,84	980 542,79	0,00	1,95	8,09	10,04	-67,78	-57,74	-138,37	-2,64	62015
11 23,65	47 12,98	755,68	980 526,20	0,00	2,94	7,88	10,81	-70,08	-59,27	-144,73	-2,80	62016
11 24,87	47 12,62	1008,15	980 481,97	0,03	4,19	5,15	9,37	-35,93	-26,56	-140,49	-3,92	62017
11 25,78	47 11,23	1075,88	980 462,27	0,03	5,21	5,23	10,47	-32,67	-22,20	-143,75	-4,16	62018
11 25,83	47 10,27	950,94	980 478,11	0,21	8,22	7,34	15,78	-53,90	-38,12	-145,60	-3,43	62019

Tabelle 4: Fortsetzung  
Table 4: Continuation

L grd	min	grd	B min	H m	G mgal	GR1 mgal	GR2 mgal	GR3 mgal	$\delta g_{\text{top}}$ mgal	$\Delta g'$ mgal	$\delta g_{\text{top}} + \Delta g'$ mgal	$\Delta g''$ mgal	DK mgal	Station Nr.
11	26,78	47	9,07	961,54	980 470,66	0,19	9,99	7,72	17,89	-56,29	-38,40	-147,07	-3,40	62020
11	27,18	47	8,80	978,72	980 468,08	0,03	10,89	8,06	18,98	-53,16	-34,18	-144,79	-3,43	62021
11	27,12	47	7,25	997,77	980 460,54	0,00	5,82	8,12	13,94	-52,50	-38,57	-151,32	-3,70	62022
11	27,75	47	6,25	1024,68	980 450,76	0,00	6,97	8,97	15,94	-52,49	-36,55	-152,33	-3,74	62023
11	28,20	47	5,25	1048,88	980 443,25	0,03	6,70	8,20	14,93	-51,04	-36,11	-154,62	-3,88	62024
11	28,93	47	4,55	1073,50	980 432,30	0,03	11,43	7,32	18,77	-53,34	-34,57	-155,86	-3,84	62025
11	29,47	47	3,90	1100,89	980 427,09	0,00	9,61	7,85	17,46	-49,13	-31,67	-156,04	-4,00	62026
11	29,10	47	3,03	1133,89	980 415,58	0,13	12,76	6,92	19,81	-49,16	-29,35	-157,44	-4,06	62027
11	28,90	47	2,52	1161,42	980 412,67	0,08	9,67	6,67	16,42	-42,82	-26,40	-157,58	-4,30	62028
11	30,15	47	1,28	1312,28	980 378,76	0,16	14,02	5,74	19,92	-28,36	- 8,44	-156,59	-4,80	62029
11	30,38	47	1,00	1312,61	980 378,60	0,00	12,18	5,95	18,13	-28,00	- 9,87	-158,06	-4,87	62030
11	30,38	47	0,52	1368,54	980 367,73	0,11	11,61	5,42	17,14	-20,90	- 3,76	-158,24	-5,14	21629= 62031
10	58,17	45	27,54	74,48	980 668,44	0,00	0,13	0,61	0,75	20,62	21,37	12,93	-0,29	63001
10	57,22	45	27,96	71,16	980 669,21	0,00	0,21	0,64	0,85	19,73	20,59	12,52	-0,27	63002
10	55,10	45	28,60	77,18	980 669,33	0,00	0,03	0,69	0,72	20,75	21,47	12,72	-0,30	63003
10	53,44	45	29,10	96,82	980 665,28	0,00	0,05	0,69	0,75	22,00	22,75	11,77	-0,38	63004
10	52,05	45	29,74	107,83	980 663,25	0,00	0,03	0,77	0,80	22,40	23,20	10,98	-0,43	63005
10	50,69	45	30,37	120,44	980 664,51	0,00	0,05	0,85	0,91	26,60	27,51	13,86	-0,48	63006
10	49,29	45	30,82	113,97	980 667,11	0,00	0,11	0,85	0,96	26,53	27,49	14,58	-0,45	63007



Tabelle 4:  
Table 4:

Fortsetzung  
Continuation

L grd	B min	H m	G mgal	GR1 mgal	GR2 mgal	GR3 mgal	$\delta_{gTop}$ mgal	$\Delta g'$ mgal	$\delta_{gTop} + \Delta g'$ mgal	$\Delta g''$ mgal	DK mgal	Station Nr.			
10	49,02	45	32,16	111,48	980	670,36	0,00	0,72	1,17	1,90	27,00	28,89	16,26	-0,40	63008
10	49,36	45	32,88	95,93	980	672,62	0,00	2,16	1,60	3,76	23,38	27,14	16,27	-0,27	63009
10	49,34	45	34,26	96,15	980	675,04	0,03	3,52	2,43	5,98	23,79	29,77	18,87	-0,18	63010
10	49,88	45	34,66	107,24	980	668,47	0,03	6,54	2,59	9,16	20,04	29,20	17,04	-0,11	63011
10	50,96	45	35,94	105,40	980	670,10	0,00	6,11	3,71	9,83	19,17	29,00	17,06	-0,08	63012
10	51,47	45	36,69	123,48	980	667,11	0,00	6,35	5,02	11,37	20,63	32,00	18,01	-0,10	63013
10	53,26	45	38,61	126,07	980	663,34	0,00	7,08	6,73	13,80	14,77	28,57	14,29	-0,02	63014
10	54,11	45	40,56	120,00	980	657,53	0,00	7,77	9,61	17,38	4,16	21,54	7,94	0,14	63015
10	55,15	45	41,52	122,23	980	653,18	0,00	10,07	9,61	19,68	-0,95	18,73	4,88	0,22	63016
10	55,74	45	42,33	125,34	980	649,88	0,00	10,36	10,47	20,83	-4,51	16,32	2,11	0,25	63017
10	56,82	45	43,68	149,77	980	647,50	0,03	8,20	11,24	19,46	-1,39	18,07	1,10	0,09	63018
10	58,70	45	44,82	137,55	980	646,68	0,27	13,43	11,05	24,75	-7,69	17,06	1,47	0,34	63019
10	59,75	45	45,17	142,06	980	649,27	0,00	8,78	10,73	19,52	-4,24	15,28	-0,82	0,13	63020
11	0,45	45	46,26	143,95	980	651,10	0,00	5,77	10,65	16,42	-3,46	12,96	-3,35	0,00	63021
11	1,34	45	47,26	155,09	980	649,11	0,00	6,41	9,83	16,23	-3,52	12,71	-4,86	-0,05	63022
11	1,02	45	48,42	151,12	980	645,71	0,00	10,15	7,74	17,89	-9,89	8,00	-9,13	0,03	63023
11	0,35	45	49,13	153,71	980	647,15	0,00	5,45	8,62	14,07	-8,72	5,35	-12,07	-0,13	63024
11	0,28	45	50,36	157,83	980	648,06	0,00	2,75	7,61	10,36	-8,39	1,97	-15,92	-0,28	63025
11	1,42	45	52,31	171,69	980	640,96	0,00	1,42	8,12	9,53	-14,15	-4,62	-24,07	-0,37	63027
11	1,94	45	54,72	178,31	980	630,64	0,00	3,04	8,73	11,77	-26,06	-14,28	-34,48	-0,32	63028

Tabelle 4: Fortsetzung  
Table 4: Continuation

grd	min	grd	min	H	G	CR1	CR2	CR3	$\delta_{\text{G}^{\text{TOP}}}$	$\Delta_{\text{G}^{\text{TOP}}}$	$\delta_{\text{G}^{\text{TOP}}}$	$\Delta_{\text{G}^{\text{TOP}}}$	DK	Station
L	B			m	mgal	mgal	mgal	mgal	mgal	mgal	mgal	mgal	mgal	Nr.
11	3,62	45	55,11	178,98	980 636,71	0,03	2,75	9,00	11,77	- 20,37	- 8,59	- 28,87	- 0,32	63029
11	5,29	45	55,19	175,01	980 628,27	0,00	8,04	9,24	17,27	- 30,15	- 12,88	- 32,70	- 0,10	63030
11	5,94	45	56,18	186,27	980 626,13	0,00	4,57	9,85	14,42	- 30,31	- 15,89	- 36,99	- 0,25	63031
11	6,13	45	57,29	179,36	980 617,93	0,00	6,92	10,15	17,06	- 42,31	- 25,25	- 45,57	- 0,12	63032
11	6,01	45	58,43	183,64	980 613,27	0,00	6,81	9,91	16,71	- 47,36	- 30,65	- 51,45	- 0,15	63033
11	6,93	45	59,52	182,32	980 614,34	0,00	6,22	9,64	15,86	- 48,34	- 32,48	- 53,13	- 0,18	63034
11	6,97	46	0,53	184,03	980 611,48	0,00	4,27	9,75	14,02	- 52,19	- 38,17	- 59,02	- 0,26	63035
11	7,53	46	1,52	185,44	980 611,33	0,00	1,92	10,12	12,04	- 53,39	- 41,35	- 62,36	- 0,34	63036
11	7,63	46	2,78	189,77	980 609,41	0,00	1,63	9,13	10,76	- 55,87	- 45,11	- 66,61	- 0,40	63037
11	7,18	46	5,00	191,53	980 608,05	0,00	2,75	7,29	10,04	- 60,03	- 49,99	- 71,69	- 0,44	63038
11	6,69	46	5,86	192,06	980 602,65	0,00	2,51	7,69	10,20	- 66,56	- 56,36	- 78,12	- 0,43	63039
11	6,18	46	6,84	199,76	980 596,22	0,00	2,00	8,33	10,33	- 72,09	- 61,76	- 84,39	- 0,46	63040
11	6,57	46	7,93	225,33	980 591,80	0,00	1,36	8,54	9,91	- 70,26	- 60,36	- 85,88	- 0,59	63041
11	5,81	46	9,10	203,04	980 589,86	0,00	2,32	9,91	12,23	- 80,84	- 68,61	- 91,61	- 0,40	63042
11	6,23	46	10,13	200,69	980 580,66	0,00	3,07	9,13	12,20	- 92,31	- 80,11	- 102,84	- 0,39	63043
11	7,05	46	10,95	203,41	980 584,33	0,00	2,38	8,86	11,24	- 89,03	- 77,79	- 100,84	- 0,44	63044
11	7,72	46	12,00	207,22	980 581,17	0,00	1,74	9,18	10,92	- 92,60	- 81,68	- 105,15	- 0,47	63045
11	8,45	46	13,01	205,64	980 572,42	0,00	5,45	9,43	14,87	- 103,35	- 88,48	- 111,78	- 0,32	63046
11	9,61	46	13,47	208,03	980 571,08	0,00	9,48	9,48	18,96	- 104,65	- 85,69	- 109,26	- 0,17	63047
11	10,94	46	14,21	208,18	980 571,59	0,00	8,73	10,33	19,06	- 105,20	- 86,14	- 109,72	- 0,17	63048
11	12,47	46	14,50	210,63	980 572,40	0,00	5,79	10,52	16,31	- 104,07	- 87,76	- 111,62	- 0,28	63049

Tab<sup>l</sup>e 4: Fortsetzung  
 Tab<sup>l</sup>e 4: Continuation

L grd	B min	H m	G mgal	GRI. mgal	GR2 mgal	GR3 mgal	$\delta_{gTop}$ mgal	$\Delta g'$ mgal	$\delta_{gTop} + \Delta g'$ mgal	$\Delta g''$ mgal	DK mgal	Station Nr.	
11	13,46	46	15,33	210,46	980	571,72	0,00	3,66	11,64	15,30	-106,06	-90,76	63050
11	13,48	46	16,45	211,25	980	571,51	0,00	3,26	11,80	15,06	-107,71	-92,65	63051
11	13,95	46	17,54	212,05	980	572,72	0,00	3,63	10,97	14,60	-107,89	-93,28	63052
11	14,69	46	18,47	212,42	980	574,08	0,00	2,94	11,03	13,96	-107,81	-93,85	63053
11	15,79	46	19,41	215,07	980	576,91	0,00	1,25	11,29	12,55	-105,58	-93,03	63054
11	16,34	46	20,48	216,70	980	577,25	0,00	0,75	10,76	11,51	-106,34	-94,84	63055
11	17,67	46	21,14	225,50	980,577,36	0,00	1,39	10,31	11,69	-104,51	-92,82	-118,36	63056
11	18,34	46	22,13	221,90	980	574,09	0,00	3,18	10,97	14,15	-110,38	-96,23	63057
11	18,37	46	23,32	223,87	980	572,55	0,00	3,07	10,47	13,54	-113,10	-99,56	63058
11	18,89	46	24,42	226,23	980	574,21	0,00	3,04	9,75	12,79	-112,37	-99,58	63059
11	19,53	46	25,33	228,36	980	573,84	0,00	2,14	10,68	12,82	-113,45	-100,63	63060
11	19,93	46	26,27	230,57	980	573,55	0,00	3,02	9,75	12,76	-114,47	-101,71	63061
11	19,49	46	27,05	234,08	980	574,58	0,00	1,66	9,83	11,48	-113,53	-102,05	63062
11	19,61	46	28,06	241,01	980	575,37	0,00	3,26	9,69	12,95	-112,12	-99,17	63063
11	19,35	46	29,07	246,91	980	578,02	0,00	0,88	9,43	10,31	-109,17	-98,86	63064
11	20,73	46	29,49	258,15	980	579,86	0,00	3,47	9,18	12,66	-104,50	-91,84	63065
11	22,11	46	29,65	266,63	980	580,03	0,00	6,35	10,63	16,98	-101,95	-84,97	63066
11	23,36	46	29,59	278,47	980	576,83	0,0	9,77	10,36	20,19	-101,41	-81,23	63067
11	24,32	46	29,62	286,60	980	575,08	0,03	12,36	11,11	23,50	-100,70	-77,20	63068

Tabelle 4: Fortsetzung  
Table 4: Continuation

L grd	B min	H. m	G mgal	GR1 mgal	GR2 mgal	GR3 mgal	$\delta_{\text{GrOp}}$ mgal	$\Delta g'$ mgal	$\delta_{\text{GrOp}} + \Delta g'$ mgal	$\Delta g''$ mgal	DK mgal	Station Nr.			
11	25,49	46	29,32	296,29	980	570,55	0,05	16,77	11,93	28,76	-101,79	-73,04	-106,59	-0,18	63069
11	26,52	46	29,58	306,35	980	573,77	0,21	16,31	11,80	28,33	-95,86	-67,53	-102,23	-0,24	63070
11	27,23	46	29,98	318,09	980	573,40	0,37	11,80	11,88	24,06	-93,21	-69,16	-105,18	-0,45	63071
11	28,60	46	30,94	340,59	980	570,41	0,43	12,18	13,30	25,90	-90,71	-64,81	-103,38	-0,47	63072
11	29,36	46	31,98	370,96	980	563,10	0,05	13,00	13,88	26,94	-90,22	-63,28	-105,28	-0,56	63073
11	30,60	46	33,39	414,38	980	549,72	1,28	16,71	14,07	32,07	-92,33	-60,26	-107,18	-0,56	63074
11	31,42	46	35,05	457,28	980	548,56	0,53	15,19	14,34	29,96	-82,76	-52,80	-104,57	-0,82	63075
11	32,26	46	36,85	509,42	980	543,79	0,05	9,96	13,24	23,26	-74,16	-50,90	-108,56	-1,29	63076
11	32,58	46	37,30	518,25	980	541,34	0,16	8,73	14,10	22,99	-74,56	-51,57	-110,23	-1,34	63077
11	33,31	46	37,96	514,38	980	541,91	0,00	11,08	13,03	24,11	-76,18	-52,07	-110,28	-1,28	63078
11	34,74	46	38,80	521,32	980	542,38	0,03	8,06	13,88	21,97	-74,83	-52,86	-111,86	-1,39	63079
11	35,66	46	39,34	536,15	980	540,73	0,00	7,61	13,70	21,31	-72,72	-51,41	-112,09	-1,47	63080
11	37,05	46	40,32	538,75	980	538,65	0,00	9,10	13,03	22,13	-75,47	-53,34	-114,31	-1,45	63081
11	37,88	46	41,24	544,18	980	537,37	0,00	8,54	13,22	21,76	-76,46	-54,70	-116,28	-1,49	63082
11	39,00	46	41,90	551,10	980	538,22	0,00	5,29	13,16	18,45	-74,47	-56,02	-118,38	-1,64	63083
11	39,38	46	42,94	560,05	980	538,22	0,00	2,78	13,00	15,78	-73,27	-57,49	-120,87	-1,78	63084
11	39,04	46	43,47	568,04	980	535,17	0,00	4,25	12,66	16,90	-74,65	-57,75	-122,03	-1,77	63085
11	38,79	46	44,02	593,02	980	527,55	0,00	4,38	12,15	16,53	-75,14	-58,62	-125,81	-1,90	63086
11	38,15	46	54,05	660,20	980	510,21	0,05	6,67	10,84	17,57	-73,57	-56,00	-130,69	-2,14	63087
11	38,36	46	46,18	712,72	980	502,60	0,00	5,85	9,99	15,63	-66,69	-50,86	-131,47	-2,43	63088

Tabelle 4:  
Fortsetzung  
Table 4:  
Continuation

L grd min	B grd min	H m	G mgal	GR1 mgal	GR2 mgal	GR3 mgal	$\delta g_{\text{Top}}$ mgal	$\Delta g'$ mgal	$\delta g_{\text{Top}} + \Delta g'$ mgal	$\Delta g''$ mgal	DK mgal	Station Nr.
11	37,80	46 46,66	721,01	980 495,57	0,29	11,72	10,81	22,83	-71,88	-49,06	-130,61	63089
11	36,61	46 47,32	747,41	980 481,81	0,00	16,21	12,18	28,38	-78,50	-50,11	-134,64	63090
11	35,77	46 48,01	770,10	980 472,01	0,13	20,75	11,85	32,73	-82,34	-49,60	-136,69	63091
11	34,54	46 48,40	795,52	980 466,88	0,00	17,84	13,03	30,87	-80,22	-49,35	-139,31	63092
11	33,72	46 48,82	824,23	980 457,17	0,03	21,68	13,00	34,71	-81,71	-47,00	-140,19	63093
11	32,22	46 49,36	842,26	980 455,66	0,08	19,73	12,58	32,39	-78,47	-46,08	-141,31	63094
11	31,63	46 50,28	863,12	980 454,42	0,00	17,14	13,56	30,71	-74,66	-43,95	-141,53	63095
11	31,03	46 50,98	891,76	980 459,28	0,03	8,92	11,61	20,56	-62,02	-41,46	-142,27	63096
11	29,65	46 51,88	930,48	980 457,48	0,00	7,10	10,60	17,70	-53,23	-35,53	-140,71	63097
11	28,34	46 52,58	932,69	980 455,22	0,00	6,65	9,75	16,39	-55,86	-39,47	-144,89	63098
11	26,95	46 52,71	935,72	980 455,26	0,00	4,41	10,07	14,47	-55,09	-40,61	-146,38	63099
11	25,98	46 53,48	942,56	980 455,22	0,00	2,64	9,32	11,96	-54,17	-42,21	-148,75	63100
11	25,94	46 54,50	963,26	980 447,73	0,37	7,80	9,05	17,22	-56,81	-39,59	-148,46	63101
11	26,64	46 55,02	989,20	980 441,37	0,43	9,26	8,86	18,56	-55,96	-37,40	-149,19	63102
11	26,62	46 56,28	1081,55	980 423,12	0,00	8,49	9,56	18,05	-47,63	-29,58	-151,77	63103
11	27,42	46 57,42	1218,73	980 389,62	0,51	16,93	6,89	24,32	-40,55	-16,22	-153,85	63104
11	28,51	46 58,35	1302,99	980 373,49	0,16	15,11	6,41	21,68	-32,09	-10,41	-157,52	63105
11	29,91	46 59,55	1361,60	980 363,18	0,19	15,17	5,31	20,67	-26,14	-5,47	-159,17	63106
11	1,73	46 52,05	1890,27	980 260,62	0,03	18,42	7,37	25,82	45,55	71,37	-141,65	64001
11	2,22	46 52,37	1910,36	980 260,48	0,00	13,86	6,81	20,67	51,13	71,79	-143,48	64002

Table 4: Fortsetzung  
Table 4: Continuation

L	B	H	G	GR1	GR2	GR3	$\delta g^{\text{Top}}$	$\Delta g'$	$\delta g^{\text{Top}}$	$\Delta g''$	DK	Station				
grd	min	m	mgal	mgal	mgal	mgal	mgal	mgal	mgal	mgal	mgal	Nr.				
11	2,48	46	53,05	1827,69	980	272,89	0,03	11,83	7,74	19,60	37,03	56,63	-149,38	-6,98	64003	
11	2,68	46	53,37	1799,14	980	277,52	0,00	18,66	7,53	26,19	32,38	58,57	-144,24	-6,61	64004	
11	2,70	46	53,93	1779,14	980	280,68	0,03	20,59	7,21	27,82	28,53	56,35	-144,22	-6,47	64005	
11	1,77	46	56,10	1460,24	980	335,80	0,00	15,81	12,87	28,68	-17,93	10,75	-154,03	-5,10	64006	
11	1,97	46	56,37	1452,22	980	336,84	0,00	17,38	13,80	31,19	-19,76	11,42	-152,46	-4,97	64007	
10	56,27	46	52,28	1829,97	980	249,00	0,03	28,41	10,09	38,53	15,00	53,53	-152,74	-6,28	64008	
10	57,57	46	53,60	1757,36	980	268,28	0,37	21,52	11,40	33,29	9,91	43,20	-154,92	-6,17	64009	
10	58,22	46	54,17	1713,48	980	279,08	0,32	25,50	10,87	36,69	6,33	43,01	-150,19	-5,86	64010	
10	59,40	46	55,15	1567,17	980	305,18	0,05	21,73	13,22	35,00	-14,15	20,85	-155,94	-5,31	64011	
11	1,32	46	55,98	1478,09	980	332,24	0,05	16,69	13,08	29,82	-15,80	14,02	-152,76	-5,13	64012	
11	0,90	46	57,37	1361,06	980	358,82	0,00	15,19	15,46	30,65	-27,39	3,26	-150,37	-4,61	64013	
11	0,82	46	58,03	1348,40	980	363,03	0,00	15,59	14,79	30,38	-28,07	2,31	-149,90	-4,56	64014	
11	0,92	46	58,65	1340,83	960	366,75	0,00	21,60	15,38	36,98	-27,62	9,36	-142,00	-4,28	64015	
11	0,28	47	0,38	1261,18	980	381,32	0,05	26,81	17,17	44,03	-40,20	3,83	-138,58	-3,68	64017	
10	59,90	47	0,92	1231,99	980	389,48	0,00	26,06	16,10	42,16	-41,85	0,31	-138,82	-3,63	64018	
10	59,77	47	1,43	1217,00	980	389,53	0,03	30,54	15,99	46,56	-47,19	-	0,62	-138,06	-3,40	64019
10	58,72	47	2,00	1199,29	980	405,11	0,00	15,54	16,07	31,61	-37,93	-	6,31	-141,76	-3,89	64020
10	57,80	47	3,03	1183,57	980	411,74	0,00	15,03	15,83	30,87	-37,69	-	6,82	-140,50	-3,85	64021
10	57,88	47	3,82	1171,75	980	415,77	0,00	14,28	15,81	30,09	-38,49	-	8,40	-140,74	-3,83	64022
10	58,65	47	4,22	1167,15	980	416,22	0,00	10,44	15,75	26,19	-40,06	-	13,86	-146,69	-3,96	64023

Table 4: Fortsetzung  
Table 4: Continuation

L	grd	min	grd	B	min	H	m	G	mgal	GRI	mgal	GR2	mgal	GR3	mgal	$\delta_{\text{GTop}}$	mgal	$\Delta g'$	mgal	$\delta_{\text{GTop}} + \Delta g'$	mgal	$\Delta g''$	mgal	DK	mgal	Station	Nr.
10	57,25	47	5,55	1155,56	980	418,81	0,00	11,19	14,39	25,58	-43,04	-17,46	-147,98	-3,93	64024												
10	57,20	47	6,15	1149,96	980	419,78	0,00	14,36	14,85	29,21	-44,69	-15,48	-145,38	-3,77	64025												
10	55,75	47	7,30	1029,04	980	445,69	0,03	15,17	16,63	31,83	-57,79	-25,96	-142,24	-3,16	64026												
10	55,60	47	7,98	1054,38	980	447,42	0,03	9,13	15,99	25,15	-49,27	-24,12	-143,25	-3,52	64027												
10	54,77	47	9,30	939,97	980	467,41	0,00	17,01	15,97	32,97	-66,53	-33,56	-139,80	-2,74	64028												
10	54,57	47	10,47	925,40	980	472,06	0,00	15,70	16,29	31,99	-68,13	-36,14	-140,74	-2,72	64029												
10	54,48	47	11,35	838,32	980	492,47	0,00	15,22	16,82	32,04	-75,89	-43,89	-138,63	-2,35	64030												
11	1,97	47	3,93	1610,56	980	330,77	0,03	23,55	9,13	32,71	11,63	44,34	-137,32	-5,58	64031												
11	1,35	47	3,82	1568,15	980	340,20	0,00	16,87	11,08	27,95	8,15	36,11	-140,79	-5,58	64032												
10	59,97	47	3,92	1443,19	980	361,15	0,19	23,55	10,55	34,28	-9,57	24,71	-138,16	-4,82	64033												
10	53,27	47	12,28	762,57	980	516,59	0,00	10,92	14,44	25,37	-76,52	-51,15	-137,39	-2,28	64034												
11	1,68	47	12,65	2017,80	980	294,77	0,11	6,57	5,85	12,52	88,10	100,62	-126,68	-8,04	64035												
11	1,48	47	12,57	2016,27	980	294,79	0,03	7,40	5,61	13,03	87,77	100,79	-126,34	-8,02	64036												
11	0,07	47	12,50	1873,45	980	318,77	0,05	9,26	4,99	14,31	67,82	82,13	-129,01	-7,37	64037												
10	59,57	47	13,12	1808,57	980	327,82	0,05	11,64	5,98	17,68	55,94	73,61	-130,25	-6,97	64038												
10	59,20	47	13,30	1752,08	980	338,39	0,03	13,24	5,71	18,98	48,82	67,80	-129,73	-6,69	64039												
10	57,70	47	13,47	1772,52	980	371,48	0,11	15,75	5,53	21,39	87,96	109,34	-90,48	-6,68	64040												
10	56,27	47	13,22	1521,85	980	385,49	0,08	9,64	5,90	15,62	25,06	40,68	-131,02	-5,85	64041												
10	53,03	47	13,03	1119,55	980	462,16	0,05	6,38	6,89	13,32	-22,01	-8,69	-135,16	-4,24	64042												
10	52,10	47	12,48	788,12	980	516,39	0,05	8,30	12,02	20,37	-69,14	-48,77	-137,89	-2,57	64043												

Tabelle 4: Fortsetzung  
Table 4: Continuation

L grd min	B grd min	H m	G mgal	GR1 mgal	GR2 mgal	GR3 mgal	$\delta$ <sup>gTop</sup> mgal	$\Delta$ g' mgal	$\delta$ <sup>gTop</sup> + $\Delta$ g' mgal	$\Delta$ g'' mgal	DK mgal	Station Nr.
10	51,78	47 13,15	735,48	980 529,53 0,00	11,11	11,16	22,27	-73,23	-50,96	-134,15	-2,28	64044
10	51,55	47 14,27	693,15	980 545,22 0,00	3,90	11,83	15,73	-72,27	-56,55	-134,95	-2,35	64045
10	52,70	47 14,63	678,77	980 549,19 0,00	8,54	11,35	19,89	-73,28	-53,39	-130,17	-2,13	64046
10	53,42	47 15,57	658,76	980 553,35 0,00	10,76	10,84	21,60	-76,70	-55,10	-129,62	-1,98	64047
10	55,15	47 15,77	665,04	980 552,43 0,00	7,77	11,61	19,38	-75,98	-56,60	-131,83	-2,09	64048
10	56,32	47 16,13	645,61	980 556,88 0,00	7,08	13,03	20,11	-78,06	-57,96	-131,00	-1,98	64049
10	58,33	47 16,58	640,83	980 561,33 0,00	5,63	13,72	19,36	-75,76	-56,40	-128,90	-1,99	64050
10	59,72	47 16,93	634,70	980 564,44 0,00	5,77	14,98	20,75	-75,06	-54,32	-126,13	-1,91	64051
11	0,28	47 17,15	632,75	980 566,67 0,00	4,09	16,39	20,48	-73,77	-53,29	-124,87	-1,91	64052
11	2,10	47 17,58	627,26	980 569,04 0,00	5,23	12,58	17,81	-73,73	-55,92	-126,89	-1,99	64053
11	3,47	47 17,65	624,51	980 569,72 0,00	5,79	13,80	19,60	-74,01	-54,41	-125,07	-1,91	64054
11	4,53	47 18,27	621,22	980 577,51 0,00	1,76	14,90	16,66	-68,16	-51,50	-121,79	-2,01	64055
11	5,53	47 18,68	617,77	980 574,93 0,00	2,54	13,27	15,81	-72,42	-56,61	-126,51	-2,03	64056
11	7,92	47 18,03	611,10	980 572,62 0,00	5,34	12,02	17,35	-75,81	-58,46	-127,60	-1,94	64057
11	9,45	47 17,43	606,09	980 569,65 0,00	4,83	11,11	15,94	-79,43	-63,49	-132,06	-1,97	64058
11	11,83	47 16,93	600,29	980 570,29 0,00	4,91	10,57	15,49	-79,82	-64,34	-132,26	-1,96	64059
11	14,25	47 13,73	787,92	980 519,47 0,05	10,57	10,07	20,69	-68,00	-47,30	-136,40	-2,56	64060
11	13,30	47 13,28	909,05	980 494,00 0,05	17,30	9,18	26,54	-55,45	-28,91	-131,66	-2,85	64061
11	10,83	47 11,93	1108,04	980 449,90 0,00	24,19	9,24	33,43	-36,17	-2,74	-127,92	-3,44	64063
11	10,33	47 11,77	1132,59	980 443,50 0,03	22,05	9,56	31,64	-34,76	-3,12	-131,06	-3,61	64064



Tabelle 4:  
Table 4:

Fortsetzung  
Continuation

L grd min	B grd min	H m	G mgal	GR1 mgal	GR2 mgal	GR3 mgal	$\delta_{\text{gTop}}$ mgal	$\Delta_{\text{g}'}$ mgal	$\delta_{\text{gTop}} + \Delta_{\text{g}'}$ mgal	$\Delta_{\text{g}''}$ mgal	DK mgal	Station Nr.
11 9,48	47 11,48	1186,14	980 437,80	0,00	16,29	9,64	25,93	-23,52	2,41	-131,56	-4,05	64065
11 6,85	47 11,92	1488,55	980 386,72	0,11	15,46	6,33	21,89	17,97	39,87	-128,09	-5,47	64068
11 2,60	47 13,00	1965,93	980 304,99	0,05	7,72	5,58	13,35	81,80	95,15	-126,34	-7,80	64071
11 8,83	47 10,33	1375,69	980 397,24	0,08	16,79	8,17	25,04	-3,91	21,13	-134,15	-4,88	64073
11 8,22	47 9,10	1557,39	980 362,43	0,21	18,88	6,59	25,69	19,14	44,83	-130,86	-5,62	64074
11 8,32	47 8,63	1594,96	980 355,58	0,11	16,79	7,29	24,19	24,58	48,77	-131,14	-5,83	64075
11 8,45	47 7,68	1625,86	980 342,12	0,00	21,81	9,26	31,08	22,07	53,15	-130,23	-5,70	64076
11 2,55	47 18,43	727,18	980 561,62	0,08	2,24	12,20	14,52	-51,62	-37,10	-119,35	-2,54	64077
11 1,20	47 18,70	790,98	980 548,64	0,08	2,16	10,33	12,58	-45,34	-32,76	-122,21	-2,88	64078
10 59,50	47 18,43	867,76	980 539,67	0,08	0,96	7,53	8,57	-30,23	-21,66	-119,77	-3,35	64079
10 57,95	47 18,27	875,18	980 539,95	0,00	0,99	7,53	8,52	-27,42	-18,91	-117,85	-3,39	64080
10 55,88	47 18,02	981,02	980 516,81	0,08	1,87	5,63	7,58	-17,56	-9,98	-120,85	-3,87	64081
10 55,17	47 18,08	1013,54	980 509,41	0,08	2,75	5,07	7,90	-15,02	-7,12	-121,65	-3,99	64082
10 53,28	47 18,32	1115,60	980 494,48	0,08	2,70	4,51	7,29	1,15	8,44	-117,58	-4,45	64083
10 52,15	47 18,78	926,69	980 515,10	0,13	9,67	5,95	15,75	-37,16	-21,41	-126,15	-3,33	64084
10 50,65	47 18,55	838,36	980 530,45	0,08	7,56	6,97	14,60	-48,70	-34,09	-128,88	-3,00	64085
10 49,20	47 19,55	875,86	980 525,34	0,00	13,64	6,81	20,45	-43,75	-23,29	-122,31	-2,94	64086
10 48,88	47 20,38	913,35	980 524,67	0,00	13,83	7,24	21,07	-34,10	-13,04	-116,28	-3,08	64087
10 49,87	47 21,73	1211,68	980 480,95	0,08	6,33	3,44	9,85	12,13	21,98	-114,66	-4,76	64088

## 4.3 Stationsliste

Zur Ergänzung der übersichtsmäßigen Schwereprofile in Abschn. 4.1 wird in Tab. 4 eine vollständige Stationsliste mit allen Daten vorgelegt, die für eine Überprüfung der einzelnen Bearbeitungsergebnisse sowie für eine Verwendung zu detaillierter Interpretation notwendig sind.

Die Bearbeitung der Daten ist in den Abschn. 3.1 und 3.2 erläutert.

Als Reduktionsdichte wurde einheitlich der Wert  $D = 2,67$  verwendet. — Eine Abschätzung des Einflusses abweichender Dichtewerte ist mit Hilfe der Dichtekorrekturezahl ( $DK$ ) in der vorletzten Spalte von Tab. 4 möglich; diese Korrekturzahl gibt an, um welchen Betrag in mgal sich die Bougueranomalie ändert, wenn die Reduktionsdichte um  $+0,1 \text{ gr/cm}^3$  vom angenommenen Wert  $2,67 \text{ gr/cm}^3$  abweicht.

Tabelle 5: Verzeichnis der Mitarbeiter  
List of participants

Institut		Clausthal	Hamburg	Mainz
Leiter der Forschungsarbeit	1962	H. Menzel	—	O. Rosenbach
	1963	H. Menzel	—	O. Rosenbach
	1964	—	H. Menzel	O. Rosenbach
Verantwortlicher Sachbearbeiter	1962	A. Behle	—	O. Schmitt
	1963	A. Behle	—	O. Schmitt
	1964	—	A. Behle	W. Ehrismann
Mitarbeiter bei den Feldmessungen	Herbst	A. Behle	—	O. Schmitt
	1962	C. P. Bonjer E. Hinz D. Kessel R. Lederer		W. Ehrismann U. Mebold G. Müller N. Sperlich
	Herbst	A. Behle	—	W. Ehrismann
	1963	B. Buttkus E. Hinz H. Illi M. Rahal		H. Burkhardt A. Cete U. Mebold L. Russo*) M. Wilhelm
	Herbst	—	A. Behle	U. Mebold
	1964		A. Abdulhack B. Buttkus H. Malaviya M. Rahal R. Szelwis	A. Cete (Mehner) W. Düweke D. Flach M. Papaterpos M. Wilhelm

\*) Osservatorio Geofisico Sperimentale, Trieste

## 5. Referenzen

Wir danken für die wohlwollende Unterstützung und Förderung der gravimetrischen Feldmessungen folgender Institutionen:

Bezirksbauamt Innsbruck

Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen, Wien, Abt. K2, Vorstand Hofrat Dr. J. Mitter

Geologisches Institut der Universität Innsbruck, Prof. Dr. W. Heissel

Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck, Prof. Dr. H. Hoinkes

Tiroler Landesregierung, Landesbaudirektion, Oberbaurat W. Polland

Studiengesellschaft Westtirol GmbH, Prof. Dr. G. Markt

Die Teilnehmer an der Gemeinschaftsarbeit sind in Tab. 5 namentlich aufgeführt.

Die vorliegende Arbeit stellt ein Teilergebnis von gravimetrischen Untersuchungen im Alpenraum dar, die von der Deutschen Forschungsgemeinschaft finanziell unterstützt werden, wofür wir sehr zu Dank verpflichtet sind.

## Literatur

CASSINIS, G., P. DORE und S. BALLARIN: Fundamental tables for reducing gravity observed values. R. Commissione Geodetica Italiana Pubblicazioni, Nuova serie, n. 13, 1937

CLOSS, H.: Explosion seismic studies in Western Europe. Geophysical Monograph 13, 178 to 188, 1969

EHRISMANN, W., G. MÜLLER, O. ROSENBACH und N. SPERLICH: Topographic reduction of gravity measurements by the aid of digital computers. Bollettino di Geofisica teorica ed applicata 8 (29), 3–20, 1966

GIESE, P.: Versuch einer Gliederung der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland, in den Ostalpen und in Teilen der Westalpen mit Hilfe charakteristischer Refraktions-Laufzeitkurven sowie eine geologische Deutung. Habil. Schrift, Math.-Naturw. Fak. der Freien Universität Berlin, 143 p., 1966

HOLOPAINEN, P. E.: On the gravity field and the isotatic structure of the earth's crust in the East Alps. Publ. of Isost. Inst. of the Intern. Assoc. of Geodesy 16, 94 p., Helsinki 1947

MORELLI, C.: Rilievo gravimetrico e riduzione isostatica nell'Italia nord-orientale. Pubblicazioni dell'Istituto di Geodesia e Geofisica dell'Universita di Padova 6, 47 p., 1951

MORELLI, C., R. DAL CIN und E. SEMENZA: Contributi geofisici con appendici geologiche, in: P. Leonardi e Collaboratori: „Le Dolomiti“, S. 535–552; R. Manfrini, Rovereto 1968 (Sonderdruck O.G.S. Trieste, Pubbl. 156 bis.)

MÜLLER, ST., und M. TALWANI: A crustal section across the Eastern Alps based on gravity and seismic refraction data. *Pure and Applied Geophysics* 85, 226–239, 1971

Österreichisches Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (Landaufnahme) in Wien. Bearbeitet von E. Senftl. Ausgabe 1965

PRODEHL, C.: Struktur der tieferen Erdkruste in Südbayern und längs eines Querprofils durch die Ostalpen, abgeleitet aus refraktionsseismischen Messungen bis 1964. *Bollettino di Geofisica teorica ed applicata* 7, 35–88, 1965

SCHLEUSENER, A.: Nomogramme für Geländeverbesserung von Gravimetermessungen der angewandten Geophysik. *Beiträge der angewandten Geophysik* 8 (4), 415–430, 1940

# **Geophysical Interpretation of Density Anomalies of the Earth Computed from Satellite Observations and Gravity Measurements<sup>1)</sup>**

K. R. KOCH, Bonn<sup>2)</sup>

Eingegangen am 26. November 1971

*Summary:* Density values for the potential of a simple layer distributed over the surface of the earth are computed from a combination of Doppler observations to earth satellites and of gravity anomalies. The density values referred to an ellipsoid in hydrostatic equilibrium are used for geophysical interpretations. By taking additional results from seismic measurements it can be concluded that the density anomalies which cause the geopotential lie in the crust and upper mantle. Positive density anomalies are found at the zones of compression in the system of global tectonics i.e. at the trenches and island arcs. Positive anomalies prevail also in the zones of ocean rises.

*Zusammenfassung:* Dichtewerte des Potentials einer einfachen, über die Erdoberfläche verteilten Schicht werden aus einer Vereinigung von Dopplerbeobachtungen nach Erdsatelliten und Schwereanomalien berechnet. Die Dichtewerte, die sich auf ein Ellipsoid in hydrostatischem Gleichgewicht beziehen, werden zu einer geophysikalischen Interpretation benutzt. Dabei kann unter Hinzunahme von Ergebnissen seismischer Messungen geschlossen werden, daß die Dichteanomalien, die das Schwerefeld der Erde hervorrufen, in der Erdkruste und im oberen Erdmantel liegen. Positive Dichteanomalien trifft man in den Kompressionszonen des Systems der globalen Tektonik an, d. h. im Bereich der Gräben und Inselbögen. Positive Anomalien überwiegen auch im Gebiet der Ozeanrücken.

## **Introduction**

If the determinations of the gravity field of the earth from satellite observations are used for geophysical interpretations, one has to keep in mind that only the long wave components of the gravity field are obtained from these observations. When combining the satellite results with gravity anomalies, the short wave components coming from the gravity measurements are usually suppressed because the surface of the earth is only partly covered with gravity observations. The empty regions of

---

<sup>1</sup> The numerical computations were finished during an employment with the Geodetic Research and Development Laboratory, NOAA, Rockville, Md. 20 852, USA.

<sup>2</sup> Prof. Dr. KARL-RUDOLF KOCH, Institut für Theoretische Geodäsie der Universität Bonn, 53 Bonn 1, Nußallee 17.

the earth are filled with gravity anomalies computed by means of models of the earth or statistical prediction methods.

The question of the sources of the gravity field determined by satellites and gravity observations is tried to be answered in the geophysical interpretation. First of all there is the question of the depth of the density variations which cause the geopotential. Furthermore the question arises whether the gravity field can give additional support to the theory of the global tectonics by which the continental drift and the mountain belts are explained.

The geopotential in terms of gravity anomalies is generally used for geophysical interpretations. Anomalies are preferable to geoid undulations by which the gravity field is usually depicted, since the anomalies increase the effect of shorter wavelengths. However, density values of the potential of a simple layer distributed over the surface of the earth are even more appropriate for geophysical purposes [KOCH 1970]. This expression of the gravity field does not only allow qualitative interpretations of the sources of the gravity field but also enables statements for the depth of the density variations.

In [KOCH 1970] gravity anomalies were combined with a satellite solution which had only served to test the feasibility of the density layer model of the geopotential in satellite geodesy [KOCH and MORRISON 1970]. Based on the same approach a new satellite solution is now available derived from 53584 Doppler observations to 5 satellites [KOCH and WITTE 1971]. This solution is combined here with the gravity anomalies already used in [KOCH 1970]. The anomalies are given as mean values together with their variances for 2592 surface elements of the size  $5^\circ \times 5^\circ$ , 1470 values are based on gravity measurements and the rest on model computations.

### Combined Solution

The unknown parameters of the earth's gravity field in the satellite solution are the density values of a surface layer. The density is assumed constant for 104 surface elements into which the earth's surface is divided. The elements possess the approximate size of an area of  $20^\circ \times 20^\circ$  at the equator so that the resolution of the results for the gravity field is about  $20^\circ$ . The 104 density values are determined from Doppler observations together with the coordinates of the tracking stations, a frequency offset per pass of a satellite over a station, and for each satellite arc the six orbital elements. These parameters are computed by least squares adjustment based on a differential correction process. The observation equations are obtained as [KOCH et al. 1971]

$$|E, D| \begin{vmatrix} \Delta p \\ \Delta \chi \end{vmatrix} = l + v \quad (1)$$

where  $E$  and  $D$  are matrices of coefficients,  $\Delta \chi$  is the vector of the corrections to the preliminary density values and  $\Delta p$  the vector of corrections for the remaining unknown parameters.  $l$  and  $v$  are the vectors of observations and residuals.

From the gravity anomalies density values can be computed together with their covariances for the surface elements for which density values are obtained from the satellite solution [KOCH et al. 1970]. Hence, we get the additional observation equations

$$\Delta\chi = \chi_0 + u \quad (2)$$

where  $\chi_0$  is the vector of the differences between the density values computed from the gravity anomalies and the preliminary density values for the satellite solution and  $u$  the vector of the residuals. If  $\Sigma_l$  denotes the covariance matrix of the observations  $l$  and  $\Sigma_\chi$  the covariance matrix of the density values  $\chi_0$ , we obtain the normal equations of the least squares adjustment for the combined solution

$$\begin{vmatrix} E^T \Sigma_l^{-1} E & E^T \Sigma_l^{-1} D \\ D^T \Sigma_l^{-1} E & D^T \Sigma_l^{-1} D + \Sigma_\chi^{-1} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta p \\ \Delta \chi \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} E^T \Sigma_l^{-1} l \\ D^T \Sigma_l^{-1} l + \Sigma_\chi^{-1} \chi_0 \end{vmatrix} \quad (3)$$

The variance  $\sigma^2$  of unit weight of the least squares adjustment (3) equals  $\sigma^2 = 12.8$ . The satellite solution gave a value of  $\sigma^2 = 12.7$  [KOCH et al. 1971]. Hence, it is the satellite solution which is responsible for the great value of  $\sigma^2$ . Since with appropriately chosen variances for the observations a value of  $\sigma^2$  close to one should be expected, the question arises whether the normal equations of the satellite solution should be multiplied with a scale factor before the combination with the gravity anomalies. However, it was found that the great value of  $\sigma^2$  in the satellite solution is mainly due to the lack of resonant terms in the expansion in spherical harmonics being used for the orbit adjustments. Thus, no scale factor has been applied for the combination.

The density values obtained from (3) are converted into normalized, spherical harmonics  $\bar{C}_{nm}$  and  $\bar{S}_{nm}$  up to the 11th degree  $n$  and order  $m$  which is equivalent to a wavelength of  $17^\circ$  and thus compatible with the size of the surface elements for which the density is determined. The results for  $\bar{C}_{nm}$  and  $\bar{S}_{nm}$  are given in Table 1. The second zonal harmonic is obtained as  $\bar{C}_{20} = -484.1713 \times 10^{-6}$ . This corresponds to a flattening of 1:298.256 for the best fitting reference ellipsoid with the equatorial radius of  $a = 6\,378\,145$  m and  $kM = 3.986\,013 \times 10^{14} \text{m}^3 \text{sec}^{-2}$  where  $k$  is the gravitational constant and  $M$  the mass of the earth. By means of the harmonic coefficients of Table 1 the geoid undulations of Figure 1 are computed. They refer to the best fitting ellipsoid. By comparing Figure 1 with the geoid of the recent solution of GAPOSCHKIN and LAMBECK [1971] one finds excellent agreement. The rms discrepancy between the geoid heights computed at  $10^\circ$  intervals for the two solutions equals  $\pm 9.6$  m.

The combined solution considerably affects the higher order coefficients in the harmonic expansion. These coefficients are improved with respect to the satellite solution which can be shown by comparing the mean degree variances and the anomaly degree variances for the coefficients of both solutions. Only the results for

Table 1: Fully normalized harmonic coefficients.

$n$	$m$	$10^6 \bar{C}_{nm}$	$10^6 \bar{S}_{nm}$	$n$	$m$	$10^6 \bar{C}_{nm}$	$10^6 \bar{S}_{nm}$
2	0	-484.1713		8	5	-.1965	-.0960
2	2	2.4767	-1.5056	8	6	.0367	.0508
3	0	.9232		8	7	.0372	-.0892
3	1	2.1596	.2832	8	8	-.1971	-.0841
3	2	.8927	-.8645	9	0	-.0029	
3	3	.8320	1.2758	9	1	.0494	-.0262
4	0	.5500		9	2	-.0083	-.0234
4	1	-.4306	-.4412	9	3	-.0062	-.3331
4	2	.3797	.3470	9	4	.1071	-.0107
4	3	.9946	-.1089	9	5	.2052	.1243
4	4	-.1600	.4771	9	6	.1266	.2260
5	0	.0871		9	7	-.1180	-.2359
5	1	-.2425	-.0392	9	8	-.2294	-.2379
5	2	.5714	-.3797	9	9	-.0440	.1083
5	3	-.5144	-.1817	10	0	-.0063	
5	4	-.2967	.0770	10	1	.0656	-.1222
5	5	.3143	-.5213	10	2	-.1668	.0335
6	0	-.1878		10	3	.0049	-.0761
6	1	-.1834	.0010	10	4	.0130	-.2138
6	2	-.0002	-.1900	10	5	-.0998	-.0330
6	3	.1486	.2437	10	6	-.0844	-.2985
6	4	-.0988	-.4089	10	7	-.0080	-.0308
6	5	-.2216	-.4028	10	8	.1692	-.0759
6	6	-.2083	-.1085	10	9	.1634	.1640
7	0	.0946		10	10	.2013	-.0712
7	1	.4084	-.0632	11	0	.0085	
7	2	.3500	.1301	11	1	.0649	-.0762
7	3	.2361	-.1334	11	2	-.0137	-.2023
7	4	-.1499	-.3979	11	3	-.0186	.0286
7	5	.2345	-.0286	11	4	.0393	.0105
7	6	-.2625	-.3481	11	5	.0075	-.2073
7	7	.0792	-.2972	11	6	.0022	.0486
8	0	.0334		11	7	.0821	-.1168
8	1	.0665	-.1625	11	8	-.0742	.0610
8	2	.2650	-.0895	11	9	-.0731	-.0751
8	3	.0200	-.1474	11	10	-.0407	-.0415
8	4	-.3407	.0035	11	11	-.1131	.0580

the geopotential are of interest here, so that the results for the coordinates of the tracking stations are not given.

The density values of (3) refer to a gravitational potential expressed by an expansion in spherical harmonics up to the 7th degree and order [Koch et al. 1971]. For the geophysical interpretation, however, we need the geopotential expressed by density values of a surface layer from which the potential of the level ellipsoid with the shape



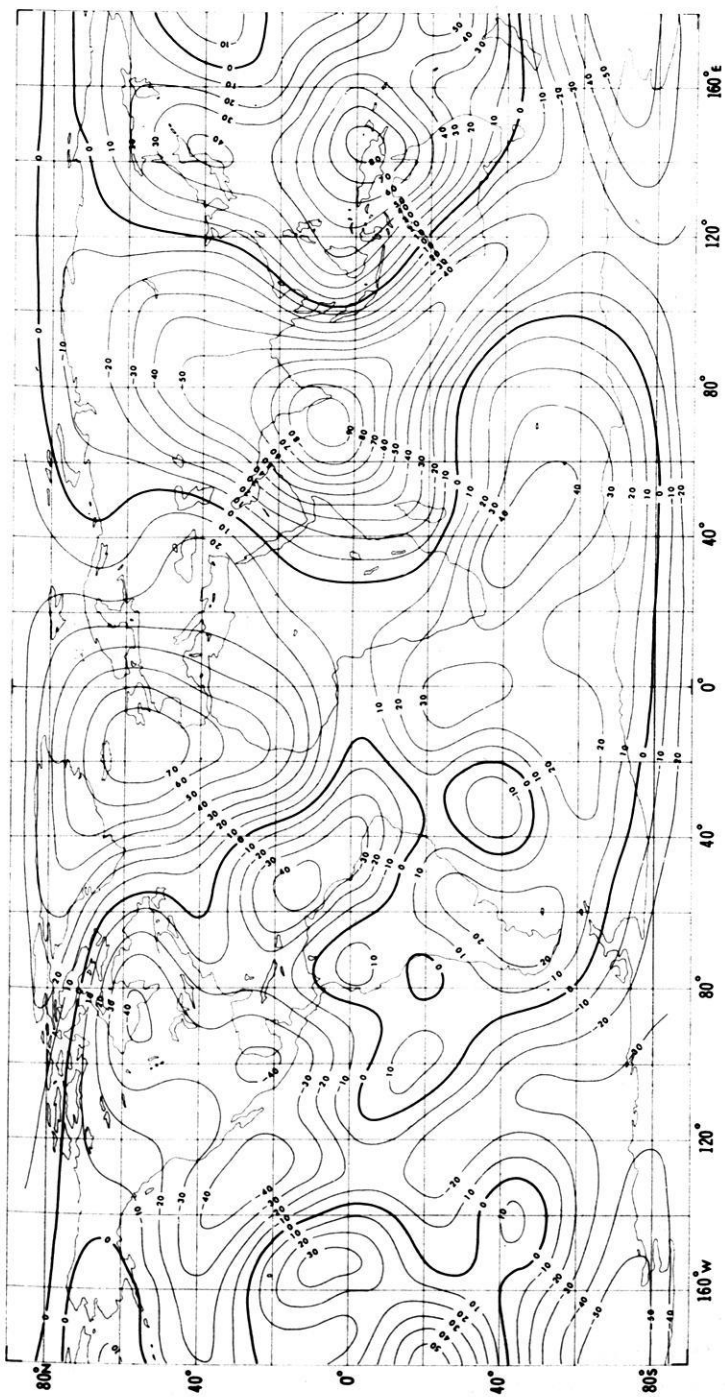


Fig. 1: Geoid heights in meters referred to the best fitting ellipsoid.

of the earth in hydrostatic equilibrium is subtracted [KOCH 1970]. These density values  $\chi$  are obtained by

$$k\chi = \frac{\Delta g}{2\pi} + \frac{3}{4\pi} \frac{T}{R} \quad (4)$$

where  $\Delta g$  is the gravity anomaly,  $T$  the disturbing potential and  $R$  the mean radius of the earth. The values for  $\Delta g$  and  $T$  in (4) are computed by the coefficients of Table 1. They refer to the ellipsoid with the second zonal harmonic for a fluid earth [JEFFREYS 1964].

$$\bar{C}_{20} = -479.458 \times 10^{-6}$$

This corresponds to a flattening of 1:299.670 with the values for  $a$  and  $kM$  chosen here.

A map of the density values is given in Figure 2. The dimension of the density of a simple layer is mass divided by area. To obtain the common dimension for the density, we assume the simple layer to be spread over a layer of finite thickness. In Figure 2 a layer 10 m thick has been chosen and the density values are given in units of  $\text{g cm}^{-3}$ .

### Geophysical Interpretation

As already mentioned, the density values of Figure 2 are obtained after subtracting from the geopotential the potential of a level ellipsoid with the shape of the earth in hydrostatic equilibrium. The values in Figure 2 represent therefore density anomalies or lateral variations of the density because one possible mass distribution of a level ellipsoid is a homogeneous core with a nearly homogeneous mantle [MORITZ 1968]. The anomalies include the values produced by the deviation of the earth from hydrostatic equilibrium. They are preferable to the anomalies without these values [KOCH 1970].

Figure 2 demonstrates that there is no correlation between the density anomalies and the topography. The contour lines of the anomalies do not follow the boundaries between the oceans and the continents. Furthermore the density anomalies are not correlated with the crustal thickness which on the other hand is strongly correlated with the topography [TOKSÖZ, ARKANI-HAMED, and KNIGHT 1969]. Hence, the sources of the geopotential must lie in the crust and below the crust, i.e. deeper than 50 km which is about the maximum depth of the Mohorovičić discontinuity. This conclusion is supported by the following considerations.

The maximum absolute amount of the density anomalies in Figure 2 equals  $160 \text{ g cm}^{-3}$  for a surface layer 10 m thick. This value is found for the Ross Sea south-east of New Zealand. Assuming a layer of 50 km thickness, we obtain the maximum

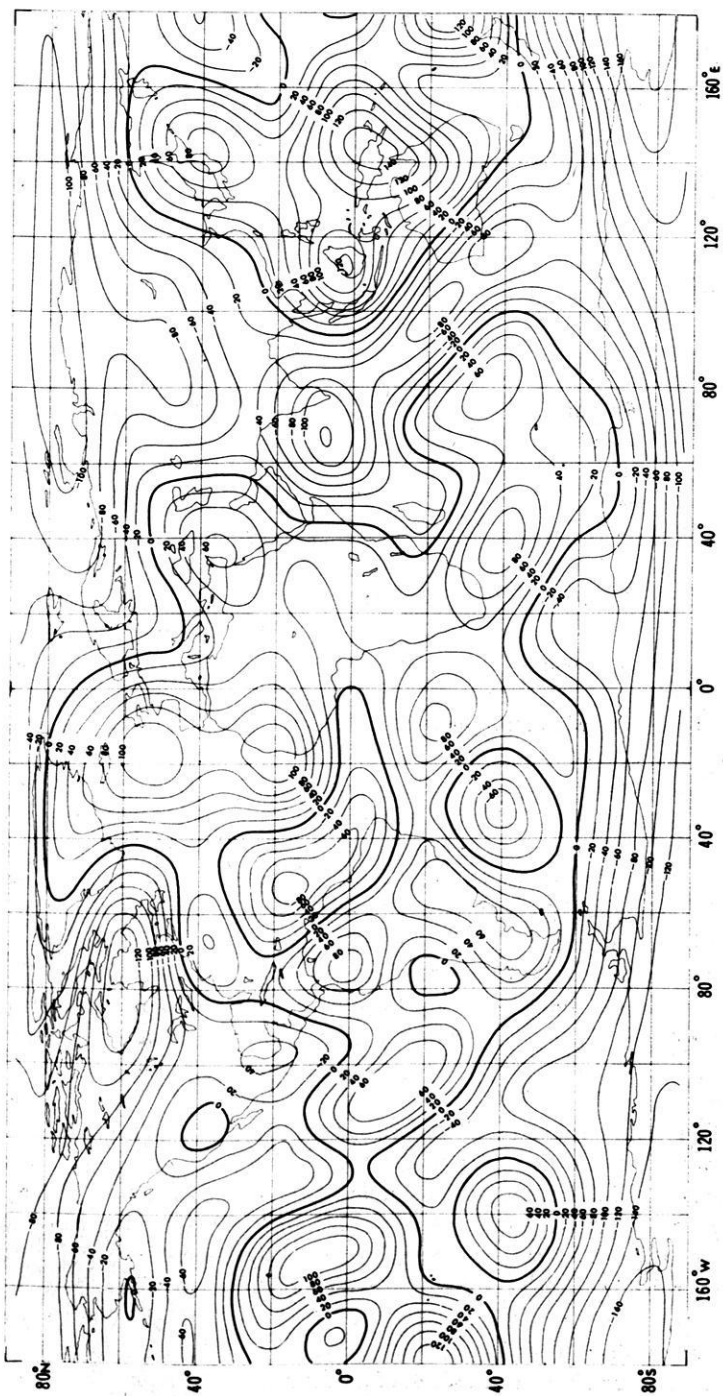


Fig. 2: Density values, referred to an ellipsoid in hydrostatic equilibrium, in  $\text{g cm}^{-3}$  for a surface layer 10m thick.

amount for the lateral variation of the density of  $0.080 \text{ g cm}^{-3}$ . By means of seismic P wave velocities lateral density variations for a surface layer 50 km thick have been found of the order of  $0.3 \text{ g cm}^{-3}$  [ARKANI-HAMED 1970]. These variations are more than three times greater than those which cause the geopotential. Hence, the upper mantle must compensate most of the anomalies of the crust. The anomalies in the crust which are not compensated by the upper mantle or vice versa produce the gravity field. Thus, the sources of the satellite determined gravity field lie in the crust and upper mantle.

If we assume the upper mantle to be 400 km thick and take a surface layer of equal thickness, we obtain the maximum lateral variation of the density in Figure 2 of  $0.0096 \text{ g cm}^{-3}$ . For this layer a density variation of  $0.1 \text{ g cm}^{-3}$  has been found from P wave velocities [ARKANI-HAMED 1970]. This value is much greater than that from the geopotential. A compensation of lateral variations of the density must therefore take place between the upper and lower mantle, too. Since the density variations which are necessary to cause the geopotential are so much smaller than the actual variations, it is unlikely that the sources of the geopotential reach far into the lower mantle. This is confirmed by HIGBIE and STACEY [1970] who obtained depths of density anomalies between 250 km and 900 km for different solutions of the geopotential. They computed stresses at different depths due to the harmonic coefficients of the geopotential of each degree and chose as depth for the density anomaly the value at which no linear dependence exists between the stress and the degree of the harmonic coefficients.

After the conclusion has been reached that the sources for the gravity field lie in the crust and upper mantle, it shall be tried to explain them by the theory of the global tectonics based on the results of seismology [SACKS, OLIVER, and SYKES 1968]. Using the results of GAPOSCHKIN et al. [1971], KAULA [1970] found positive gravity anomalies in the areas of the trenches and island arcs and of the ocean rises. These regions are identified as zones of tension and compression in the global tectonics system. Based on older results MOBERLY and KHAN [1969] and KHAN [1971] found positive anomalies for the trenches and island arcs and negative anomalies for the ocean rises. KOCH [1970] confirmed the latter results in general but also pointed out exceptions.

The density anomalies of Table 2 allow a new interpretation. They show without any exceptions that the zones of compression in the global tectonics system are connected with mass excesses. This is evident from the positive anomalies for the trenches east of the Philippines and Japan, and north of New Guinea, for the Tonga and Kermadec Trench north of New Zealand and for the compression zone at the west coast of South America. Here the maximum of the anomalies is shifted slightly to the east, probably due to the poor resolution of the results. Positive anomalies are given for the Alpidic belt in the eastern Mediterranean. Although the density anomalies are negative in the location of the Himalayas, this region lies in an area of a relative maximum. North and south of the Himalayas the anomalies are smaller.

The same is true for the Aleution Island Arc where we have a relative maximum with partly positive anomalies.

The mass excess can be explained by the movement of the plates into which the lithosphere is broken and which causes the continental drift and the mountain belts [DEWEY and BIRD 1970]. In the zones of compression one plate underthrusts a second one so that cold and dense material is shoved into the asthenosphere. At the ocean rises in the Pacific and the Atlantic and Indian Ocean, on the other hand, material out of the asthenosphere is convecting upwards thus pushing the plates aside. Negative anomalies are to be expected in these zones if one argues that less dense material is brought upwards out of the warm asthenosphere. Positive anomalies should be found if one assumes that the effect of the mass being piled up at the rises surpasses the density effect.

The density anomalies of Figure 2 show for the ocean rises positive as well as negative values. However, the positive values prevail so that the results of KAULA [1970] are partly confirmed. The positive features for the ocean rises in Figure 2 are not nearly as pronounced as those connected with the trenches and island arcs. This might be either due to the poor resolution of the results or more likely due to the fact that ocean rises have smaller amounts of mass excess than zones of underthrusting plates.

To give a final answer to the question which type of anomalies in the system of global tectonics is connected with the zones of tension and compression and with the areas of the moving plates, a resolution of the results for the geopotential is needed which is better than  $5^\circ$ . This improvement might be attained by new techniques such as satellite altimetry over the oceans and the tracking of low flying earth satellites from geostationary satellites.

### References

- ARKANI-HAMED, J.: Lateral variations of density in the mantle. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 20, 431–455, 1970.
- DEWEY, J. F., and J. M. BIRD: Mountain belts and the new global tectonics. *J. Geophys. Res.* 75, 2625–2647, 1970.
- GAPOSCHKIN, E. M., and K. LAMBECK: Earth's gravity field to the sixteenth degree and station coordinates from satellite and terrestrial data. *J. Geophys. Res.* 76, 4855–4883, 1971.
- HIGBIE, J., and F. D. STACEY: Depth of density variations responsible for features of the satellite geoid. *Phys. Earth Planet. Interiors* 4, 145–148, 1970.
- ISACKS, B., J. OLIVER, and L. R. SYKES: Seismology and the new global tectonics. *J. Geophys. Res.* 73, 5855–5899, 1968.
- JEFFREYS, H.: On the hydrostatic theory of the figure of the earth. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 8, 196–202, 1964.

- KAULA, W. M.: Earth's gravity field: Relation to global tectonics. *Science* 169, 982–985, 1970.
- KHAN, M. A.: Some geophysical implications of the satellite-determined geogravity field. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 23, 15–43, 1971.
- KOCH, K. R.: Surface density values for the earth from satellite and gravity observations. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 21, 1–12, 1970.
- KOCH, K. R., and F. MORRISON: A simple layer model of the geopotential from a combination of satellite and gravity data. *J. Geophys. Res.* 75, 1483–1492, 1970.
- KOCH, K. R., and B. U. WITTE: Earth's gravity field represented by a simple layer potential from Doppler tracking of satellites. *J. Geophys. Res.* 76, 8471–8479.
- MOBERLY, R., and M. A. KHAN: Interpretation of the sources of the satellite-determined gravity field. *Nature* 223, 263–267, 1969.
- MORITZ, H.: Mass distributions for the equipotential ellipsoid. *Boll. Geofis. teor. appl.* 37, 59–65, 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.

# **Magnetotellurik: Bestimmung der Übertragungsfunktionen in Gebieten mit lateraler Änderung der elektrischen Leitfähigkeit**

## **Magnetotelluric Method: The Determination of Transfer Functions in Areas with Lateral Variation of Electrical Conductivity**

V. HAAK, München<sup>1)</sup>

Eingegangen am 2. November 1971

*Zusammenfassung:* Bei dem gegenwärtigen Stand der Modellrechnungen in der Magnetotellurik ist man nur dann in der Lage, die aus den Messungen bestimmten Übertragungsfunktionen zwischen elektrischem und magnetischem Feld in die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit umzudeuten, wenn die Verteilung am Meßort 1- oder höchstens 2dimensional ist. Die Beobachtungen zeigen jedoch, daß die Leitfähigkeitsverteilung meist als eine 3dimensionale behandelt werden muß. Man entwickelte in der Literatur Kriterien, nach denen man Koordinatensysteme bestimmt, in denen die Beziehungen zwischen elektrischem und magnetischem Feld angenähert wie in einer 2dimensionalen Verteilung sind. Die hiermit erzielten Ergebnisse sind oft nicht zufriedenstellend. So wird hier eine andere Methode angegeben.

Hierbei bestimmt man zunächst nur für das elektrische Feld ein Koordinatensystem (minimale Kohärenz der zueinander senkrechten Komponenten), in dem sich das elektrische Feld genau wie in einer 2dimensionalen Verteilung verhält. Dann bestimmt man die Richtungen jener Komponenten des magnetischen Feldes, die zu den so bestimmten Komponenten des elektrischen Feldes maximal kohärent sind. Bei einer 2dimensionalen Verteilung müßten dann die hiermit gefundenen Komponenten des Magnetfeldes senkrecht zu denen des elektrischen Feldes sein. Man beobachtet aber meistens, daß die kohärenten Komponenten von elektrischem und magnetischem Feld schiefwinklig zueinander sind. Andere, hiervon unabhängige Beobachtungen ergeben den gleichen Sachverhalt. Es wird mit einem Modell versucht, die mit dieser Methode bestimmten Übertragungsfunktionen als Überlagerung von Übertragungsfunktionen mehrerer 2dimensionaler Anomalien unterschiedlicher Streichrichtung zu verstehen. Damit kann man die Beobachtungen in einer in Wirklichkeit 3dimensionalen Verteilung durch 2dimensionale Modelle der elektrischen Leitfähigkeit interpretieren.

*Summary:* In the present state of numerical model calculation the interpretation of magnetotelluric data is possible only in the case of an one- or two-dimensional structure of conductivity. However observations at most of the measuring sites reveal a three-dimensional structure. Several methods have been published to determine certain orientations of coordinate

---

<sup>1)</sup> Dr. VOLKER HAAK, Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 8 München 2, Theresienstraße 41/4.

systems where the relations between the electric and magnetic field are approximately those of a two-dimensional structure and interpretation could thus be done by two-dimensional models. The results achieved by these methods, however, have often been unsatisfying. In this paper a new method is presented.

First, one determines a coordinate system for the electric field only (minimum coherency between the orthogonal components). Here the electric field has exactly the properties as it would have in a two-dimensional structure. Second, one determines the directions of those components of the magnetic field which have maximum coherency with the already determined components of the electric field. In a true two-dimensional structure of conductivity the components of the magnetic field as determined by this method must be perpendicular to the components of the electric field. But one observes at most places that the most coherent components of electric and magnetic field are not perpendicular to each other but oblique. This is also confirmed by other investigations. To explain the fact of oblique components of electric and magnetic field a simple model is presented: It consists of a superposition of two two-dimensional structures of conductivity with different directions of strike. The method of minimum-maximum coherency then yields a transfer function of this in fact three-dimensional structure which is a superposition of the main transfer functions of both two-dimensional structures of conductivity.

## Einleitung

Das Ziel der Magnetotellurik ist die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit in der Erdkruste und im oberen Erdmantel aus der Beobachtung natürlicher, zeitlich variabler elektrischer und magnetischer Felder an der Erdoberfläche. Die zeitlich variablen magnetischen Felder mit Perioden von einigen Sekunden bis zu mehreren Stunden werden in der Magnetosphäre und Ionosphäre erzeugt. Sie dringen in die elektrisch leitende Erde ein und induzieren dort zeitlich variable elektrische Ströme. Die Magnetfelder dieser induzierten Ströme schwächen die in die Erde eindringenden Magnetfelder.

Es sei durch  $(x, y, z)$  ein rechtshändiges Koordinatensystem festgelegt, wobei  $z$  vertikal nach unten zeigt und  $x$  und  $y$  parallel zur Erdoberfläche  $z=0$  sind. Man beobachtet also an der Erdoberfläche ein induziertes, zeitlich variables elektrisches Feld. Die Stärke dieses elektrischen Feldes an einem Punkt  $\mathbf{r}=(x, y, 0)$  auf der Erdoberfläche hängt einerseits ab von der Stärke und Geometrie des von außen eindringenden Magnetfeldes, andererseits von der Größe der elektrischen Leitfähigkeit und deren Änderung in der Umgebung des Punktes  $\mathbf{r}$ . Wichtig ist, daß nicht nur die Leitfähigkeit am Beobachtungspunkt  $\mathbf{r}$  die elektrische Feldstärke am Punkt  $\mathbf{r}$  bestimmt, sondern auch die Leitfähigkeit in einer weiteren, aber doch beschränkten Umgebung. Bei einer homogen leitfähigen Erde kann man diese Umgebung durch eine Entfernung in vertikaler Richtung, der Eindringtiefe, und in horizontaler Richtung vom Beobachtungspunkt  $\mathbf{r}$  durch eine analog zu benennende Maßstabsgröße, sie sei hier die Induktions-Reichweite genannt, angeben. Die so definierte Umgebung des Punktes  $\mathbf{r}$  wird Induktionsraum um den Punkt  $\mathbf{r}$  genannt. Er gibt die „induktive Erwiderng“ (engl. „inductive response“) dem bei  $\mathbf{r}$  in die Erde eindringenden Magnetfeld (vgl. z. B. SCHMUCKER [1970b]). Die am Punkt  $\mathbf{r}$  beobachteten Felder ändern sich deshalb



nicht meßbar, wenn man die elektrische Leitfähigkeit außerhalb des Induktionsraumes ändert. Die Größe dieses Induktionsraumes um den Beobachtungspunkt  $r$  wächst mit der Periode des induzierenden Magnetfeldes. Deshalb werden die am Ort  $r$  beobachteten elektrischen und magnetischen Felder mit wachsender Periode von stets entfernter gelegener Leitfähigkeit beeinflusst, und zwar sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung.

a) Bei einem räumlich homogenen, induzierenden Magnetfeld und einem Untergrund, dessen Leitfähigkeit nur eine Funktion der Tiefe ist, kann man aus den Beobachtungen des elektrischen und magnetischen Feldes an nur einem Punkt der Erdoberfläche die Leitfähigkeit als Funktion der Tiefe bestimmen. Hierzu kann man z. B. die Methode von Cagniard anwenden: Man berechnet das Verhältnis der zueinander orthogonalen, zur Erdoberfläche horizontalen Komponenten von elektrischem zu magnetischem Feld als Funktion der Periode  $T$

$$z(T) = E(T)_x / H(T)_y = -E(T)_y / H(T)_x \quad (1)$$

Diese Übertragungsfunktion  $z(T)$  vergleicht man mit Modellkurven, wobei man die Parameter der Modelle (Leitfähigkeit, Schichtmächtigkeiten, Anzahl der Schichten) sooft ändert, bis die gemessene Übertragungsfunktion mit einer Modellkurve übereinstimmt.

b) Anders als oben beschrieben ist es nun bei einem zwar räumlich homogenen, induzierenden Magnetfeld, aber einem Untergrund, dessen Leitfähigkeit nicht nur eine Funktion der Tiefe, sondern auch eine Funktion der horizontalen Entfernung vom Beobachtungspunkt ist. Im folgenden wird der Induktionsvorgang an einem einfachen 2dimensionalen Modell erläutert.

Das Modell besteht aus zwei miteinander verbundenen Vierterräumen, ihre gemeinsame Grenzfläche reiche vertikal weit nach unten, wobei der eine Viertelraum eine kleine Leitfähigkeit  $\sigma_1$ , der andere eine hohe Leitfähigkeit  $\sigma_2$  habe. Es induziere ein über den ganzen Halbraum homogenes Magnetfeld. Ein Beobachtungspunkt sei am Ort  $r_1$  im Viertelraum mit der Leitfähigkeit  $\sigma_1$ , ein anderer Beobachtungspunkt am Ort  $r_2$  im zweiten Viertelraum mit der Leitfähigkeit  $\sigma_2$  gelegen. Die Grenze zwischen beiden Leitfähigkeiten sei bei  $r_G$ .

Zunächst sei die Periode  $T$  des induzierenden Magnetfeldes so klein, daß weder der Induktionsraum um  $r_1$  noch der um  $r_2$  bis an die Grenze reiche. Da die Leitfähigkeit in beiden Induktionsräumen um  $r_1$  und  $r_2$  homogen ist, kann man als Induktions-Reichweite z. B. die Eindringtiefe  $p$  nehmen; der Abstand der beiden Beobachtungspunkte von der Grenzfläche ist dann

$$|r_{1,2} - r_G| > p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{10 T / \sigma_{1,2}} \quad (2)$$

$r, p$  in km;  $T$  in s;  $\sigma$  in  $\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ .

Mit wachsender Periode  $T$  wachsen die Induktionsräume um die Beobachtungspunkte; liegen diese beiden Beobachtungspunkte soweit von der Grenzfläche entfernt, daß gilt

$$|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_G| \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2}} = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_G|, \quad (3)$$

dann erreicht bei einer bestimmten Periode  $T_G$  sowohl der Induktionsraum um  $\mathbf{r}_1$  als auch der um  $\mathbf{r}_2$  die Grenze. An der Grenze aber gilt:

a) Die Amplituden der zur Grenze parallelen Komponente des elektrischen Feldes müssen stetig durch die Grenze gehen.

b) Das Verhältnis der zur Grenze senkrechten Komponente des elektrischen Feldes ist diesseits und jenseits der Grenze gleich dem reziproken Verhältnis der Leitfähigkeiten.

Wegen der Bedingung a) verändern sich nun die Amplituden der zur Grenzfläche parallelen Komponente des elektrischen Feldes an beiden Beobachtungspunkten  $\mathbf{r}_1$  und  $\mathbf{r}_2$ ; denn damit die großen Amplituden im Viertelraum mit der kleinen Leitfähigkeit  $\sigma_1$  und die kleinen Amplituden im Viertelraum mit der hohen Leitfähigkeit  $\sigma_2$  an der Grenze genau gleich groß sind, muß die Amplitude der zur Grenze parallelen Komponente von  $\mathbf{r}_1$  bis zur Grenze stetig abnehmen, von  $\mathbf{r}_2$  bis zur Grenze stetig zunehmen.

An Beobachtungspunkten, die weiter von der Grenze entfernt sind als die beiden bisher betrachteten Beobachtungspunkte  $\mathbf{r}_1$  und  $\mathbf{r}_2$  werden die Amplituden der parallelen Komponente erst bei längeren Perioden durch die Grenze beeinflusst; zugleich werden die Amplituden an den Orten  $\mathbf{r}_1$  und  $\mathbf{r}_2$  mit wachsender Periode gleich groß: Bei genügend großer Periode, theoretisch exakt erst im Gleichstromfall, sind die Amplituden der parallelen Komponente an beiden Orten  $\mathbf{r}_1$  und  $\mathbf{r}_2$  gleich groß. Die Amplituden der senkrechten Komponente des elektrischen Feldes sind dagegen an beiden Orten  $\mathbf{r}_1$  und  $\mathbf{r}_2$  im Verhältnis der Leitfähigkeiten verschieden.

Da die Amplituden der Komponenten des elektrischen Feldes auf laterale Änderungen der Leitfähigkeit verschieden reagieren, je nachdem, ob man die Komponente parallel oder die Komponente senkrecht zur Richtung der größten Änderung betrachtet, sind auch die Beziehungen zwischen elektrischem und magnetischem Feld in den Komponenten parallel und senkrecht zur Streichrichtung einer 2dimensionalen Verteilung verschieden. Anstelle der Beziehungen (1) gilt hier

$$\begin{pmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & z_{\perp} \\ z_{\parallel} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{\perp} \\ H_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (4)$$

wobei alle Größen  $E_{\perp}$ ,  $E_{\parallel}$ ,  $H_{\perp}$ ,  $H_{\parallel}$ ,  $z_{\perp}$ ,  $z_{\parallel}$  Funktionen des Ortes  $\mathbf{r} = (x, y, 0)$  und der Periode  $T$  sind.

In einem um den Winkel  $\varphi$  im Uhrzeigersinn gedrehten Koordinatensystem folgt hieraus:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{z_{\parallel} + z_{\perp}}{2} \sin 2\varphi & \frac{z_{\perp} - z_{\parallel}}{2} + \frac{z_{\perp} + z_{\parallel}}{2} \cos 2\varphi \\ -\frac{z_{\perp} - z_{\parallel}}{2} + \frac{z_{\perp} + z_{\parallel}}{2} \cos 2\varphi & -\frac{z_{\perp} + z_{\parallel}}{2} \sin 2\varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (5)$$

Am Beobachtungspunkt  $\mathbf{r}_1$  im schlechten Leiter ist für Perioden  $T$  größer als  $T_G$

$$|z_{\perp}| > |z_{\parallel}| \quad (6a)$$

da die Amplituden der zur Grenze parallelen Komponente des elektrischen Feldes kleiner sind als die der senkrechten Komponente; am Beobachtungspunkt  $\mathbf{r}_2$  im guten Leiter ist dagegen

$$|z_{\perp}| < |z_{\parallel}| \quad (6b)$$

Das hat zur Folge, daß das im allgemeinen elliptisch polarisierte elektrische Feld im schlechten Leiter – mehr oder weniger streng – senkrecht zur Grenze gerichtet ist, im guten Leiter dagegen parallel zur Grenze. Der Mittelwert der Verteilung der Polarisationsrichtungen an einem Ort wird die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes genannt: Sie ist also im schlechten Leiter stets senkrecht, im guten Leiter stets parallel zur Grenze (siehe hierzu z. B. den Artikel von G. REITMAYR im gleichen Heft).

Um die elektrische Leitfähigkeit in einem Untergrund mit 2dimensionaler Verteilung der Leitfähigkeit zu bestimmen, beobachtet man elektrisches und magnetisches Feld an mehreren Orten auf einem Profil senkrecht zur Streichrichtung; denn nur dann kann man den Einfluß lateraler Änderungen der Leitfähigkeit von dem vertikaler Änderungen trennen. Hieraus bestimmt man aufgrund der allgemeinen Beziehungen (4) die Übertragungsfunktionen  $z_{\perp}(T, \mathbf{r})$  und  $z_{\parallel}(T, \mathbf{r})$ . Man kann zwar sowohl aus den  $z_{\perp}(T, \mathbf{r})$  als auch aus den  $z_{\parallel}(T, \mathbf{r})$  die elektrische Leitfähigkeit des Untergrundes ableiten. Da jedoch die Übertragungsfunktion  $z_{\perp}(T, \mathbf{r})$  anders auf die laterale Änderung der Leitfähigkeit reagiert als die Übertragungsfunktion  $z_{\parallel}(T, \mathbf{r})$  (aufgrund der Grenzbedingungen), sind ihre Aussagefähigkeiten in bezug auf die laterale und vertikale Verteilung der Leitfähigkeit verschieden. Daher ist keine dieser Übertragungsfunktionen „überflüssig“.

c) Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit in der Natur ist im allgemeinen 3dimensional. Derartige Modelle kann man aber noch nicht berechnen. Man versucht deshalb, die Beobachtungen durch 2dimensionale Modelle zu interpretieren. Das heißt aber, daß man an jedem Meßort eine Richtung finden muß, in der sich die Komponenten des elektrischen Feldes und auch die Beziehungen zwischen dem elektrischen

und dem magnetischen Feld wie an einer Grenze oder einem Gradienten der Leitfähigkeit einer 2dimensionalen Verteilung verhalten sollten. Sonst würde die Gefahr bestehen, die beobachteten Felder durch falsche – eben nur für 2dimensionale Verteilungen gültige – Gesetzmäßigkeiten in eine nicht existierende Leitfähigkeits-Verteilung umzudeuten.

Ändern sich die Richtungen der horizontalen Gradienten der Leitfähigkeit nicht allzu stark, so wird man an den einzelnen Meßorten quasi-2-dimensionale Verhältnisse vorfinden, da es nur darauf ankommt, wie stark sich die Richtung des horizontalen Gradienten innerhalb des Induktionsraumes um einen Beobachtungspunkt ändert. Es ist dann möglich, daß sich die „Streichrichtung“ einer 2dimensionalen Verteilung von Meßort zu Meßort, d. h. von einem Induktionsraum zum benachbarten Induktionsraum, ändert. Eine einfache Methode, die Dimension der Leitfähigkeitsverteilung in einem großen Gebiet festzustellen, ist die Bestimmung der Vorzugsrichtungen des elektrischen Feldes als Funktion der Periode an mehreren Orten (siehe hierzu z. B. den Artikel von REITMAYR im gleichen Heft).

Man habe also die zeitlichen Variationen des horizontalen elektrischen und magnetischen Feldes

$$E_x(\mathbf{r}, t), \quad E_y(\mathbf{r}, t), \quad H_x(\mathbf{r}, t), \quad H_y(\mathbf{r}, t)$$

an mehreren Orten registriert. Transformiert man diese Orts-Zeit-Funktionen in den Orts-Frequenz-Bereich, so existieren lineare Beziehungen zwischen den Komponenten:

$$\begin{aligned} E_x(\mathbf{r}, T) &= z_{xx}(\mathbf{r}, T) H_x(\mathbf{r}, T) + z_{xy}(\mathbf{r}, T) H_y(\mathbf{r}, T) \\ E_y(\mathbf{r}, T) &= z_{yx}(\mathbf{r}, T) H_x(\mathbf{r}, T) + z_{yy}(\mathbf{r}, T) H_y(\mathbf{r}, T) \end{aligned} \quad (7)$$

wobei  $T = 2\pi/\omega$  ist.

Diese allgemeine Form linearer Beziehungen gilt unter der Voraussetzung, daß das Magnetfeld innerhalb der Induktionsreichweite räumlich homogen ist, was aus Erfahrung in guter Näherung meist auch erfüllt ist.

Dieser tensorielle Ansatz (7) enthält auch die bereits genannten Spezialfälle einer 1dimensionalen und 2dimensionalen Verteilung:

A) 1dimensionale Verteilung  $\sigma = \sigma(z)$ , hier gilt

$$z_{xx} = z_{yy} = 0; \quad z_{xy} = -z_{yx} \text{ unabhängig von der Orientierung des Koordinatensystems}$$

B) 2dimensionale Verteilung  $\sigma = \sigma(x, z)$ , hier gilt

$$a) \text{ im Koordinatensystem der Streichrichtung } z_{xx} = z_{yy} = 0, \quad z_{xy} \neq z_{yx}$$

$$b) \text{ bei allen anderen Orientierungen des Koordinatensystems gelten die Beziehungen (5)}$$

C) 3dimensionale Verteilung  $\sigma = \sigma(x, y, z)$ 

Bei einer Drehung des Koordinatensystems wird zwar keine der 4 Übertragungsfunktionen Null, doch gibt es Orientierungen, in denen die Übertragungsfunktionen  $|z_{xx}|$  und  $|z_{yy}|$  minimal werden. Im allgemeinen wird jedoch  $|z_{xx}|$  bei einer anderen Orientierung minimal als  $|z_{yy}|$ .

Diese Eigenschaft der Übertragungsfunktionen  $|z_{xx}|$  und  $|z_{yy}|$ , in bestimmten Koordinatensystemen minimal zu werden, gleicht der Eigenschaft der Übertragungsfunktionen  $|z_{xx}|$  und  $|z_{yy}|$  in 2dimensionalen Verteilungen, im Koordinatensystem der Streichrichtung zu verschwinden. Deshalb glauben einige Autoren (z. B. SWIFT [1968]), daß die Streichrichtung einer quasi-2-dimensionalen Verteilung in jenem Koordinatensystem existiert, in dem

$$|z_{xx}|^2 + |z_{yy}|^2 = \text{minimal} \quad (8)$$

ist.

Im folgenden wird eine Methode diskutiert, die mit anderen Kriterien jene Koordinatensysteme bestimmt, in denen die Übertragungsfunktionen formal Eigenschaften wie im Koordinatensystem der Streichrichtung einer 2dimensionalen Verteilung haben.

### 1. Methode der minimalen Kohärenz

In einer 2dimensionalen Verteilung gilt im Koordinatensystem der Streichrichtung der Anomalie die Beziehung (4)

$$E_{\perp} = z_{\perp} H_{\parallel} \quad \text{und} \quad E_{\parallel} = z_{\parallel} \cdot H_{\perp} \quad T = \text{konstant}$$

Man habe nun für eine Periode  $T$  mehrere Werte  $E_{\perp}^i, E_{\parallel}^i, H_{\perp}^i, H_{\parallel}^i$  aus den Registrierungen bestimmt, für die alle die Beziehung (4) gilt. Sind nun die Polarisationsrichtungen der (horizontalen) Magnetfeld-Variationen beliebig, so ist auch das Verhältnis  $|H_{\perp}^i|/|H_{\parallel}^i|$  beliebig. Diese Amplitudenverhältnisse können – zufällig gestreut – zwischen Null und Unendlich liegen. Es besteht also keine lineare Beziehung zwischen  $|H_{\perp}^i|$  und  $|H_{\parallel}^i|$ . Das gleiche gilt auch für die Beziehung zwischen  $|E_{\perp}^i|$  und  $|E_{\parallel}^i|$  nach (4).

Betrachtet man diese Beziehungen in einem anderen Koordinatensystem, das um den Winkel  $\varphi$  aus der Streichrichtung der Anomalie herausgedreht ist, so haben sich die Beziehungen folgendermaßen geändert:

Zwischen den zueinander orthogonalen Komponenten des Magnetfeldes besteht – wie oben – ebenfalls keine lineare Beziehung. Anders ist es aber mit der Beziehung zwischen den zueinander orthogonalen Komponenten des elektrischen Feldes; denn in einer 2dimensionalen Anomalie ist nach (6a) z. B. im Gebiet mit der kleinen Leitfähigkeit  $|z_{\perp}| > |z_{\parallel}|$ , und zwar oft um den Faktor 10 bis 100. Deshalb ist laut (4) in diesem Beispiel auch  $E_{\perp}$  im Mittel (da noch abhängig von der Polarisationsrichtung

des Magnetfeldes) sehr viel größer als  $E_{\parallel}$ . Dreht man das Koordinatensystem, so berechnet man die Komponenten des elektrischen Feldes nach

$$\begin{aligned} E_x &= E_{\perp} \cdot \cos \varphi + E_{\parallel} \sin \varphi \approx E_{\perp} \cdot \cos \varphi \\ E_y &= -E_{\perp} \cdot \sin \varphi + E_{\parallel} \cos \varphi \approx -E_{\perp} \cdot \sin \varphi \quad \text{wenn } |z_{\perp}| \gg |z_{\parallel}| \end{aligned} \quad (9)$$

Beide zueinander orthogonale Komponenten  $E_x$  und  $E_y$  werden also vorwiegend durch  $E_{\perp}$  bestimmt, während der Anteil aus der kleineren Komponente  $E_{\parallel}$  kaum ins Gewicht fällt. Damit wird aber die Beziehung zwischen  $E_x$  und  $E_y$  weitgehend eine lineare.

Ein Kriterium, inwieweit eine solche Beziehung linear ist oder zufallsbedingt, ist die Kohärenz  $KOH$ : Zwischen zwei Zahlenfolgen, deren Werte Zufallswerte sind, ist  $KOH \approx \sqrt{2/k}$ ; existiert aber ein linearer Zusammenhang zwischen den beiden Zahlenfolgen, so ist  $KOH > \sqrt{4/k}$  ( $k = \text{Freiheitsgrad}$ , siehe Anhang). Ist die Kohärenz gleich 1, dann besteht ein perfekter linearer Zusammenhang.

Wendet man dieses Kriterium auf die oben besprochenen Beziehungen zwischen den zueinander orthogonalen Komponenten des elektrischen Feldes einerseits und des magnetischen Feldes andererseits an, so erwartet man folgendes:

a) Im Koordinatensystem der Streichrichtung der Anomalie

$$KOH(H_{\perp}, H_{\parallel}) \approx \sqrt{2/k} \quad \text{und} \quad KOH(E_{\perp}, E_{\parallel}) \approx \sqrt{2/k} \quad (10)$$

b) In einem anderen Koordinatensystem  $(x, y)$

$$KOH(H_x, H_y) \approx \sqrt{2/k} \quad \text{aber} \quad KOH(E_x, E_y) \rightarrow 1 > \sqrt{4/k} \quad (11)$$

Die Voraussetzung für dieses Verfahren ist also eine gleichmäßige Verteilung der Polarisationsrichtungen des Magnetfeldes über den ganzen Winkelbereich. Bei einer kontinuierlichen Gleichverteilung der Polarisationsrichtungen im Magnetfeld ist  $KOH(H_x, H_y) = 0$  für alle Orientierungen des Koordinatensystems. Für das elektrische Feld ergibt sich (HAAK [1970])

$$KOH(E_x, E_y) = \frac{\left| \left( 1 - \frac{|z_{\parallel}|^2}{|z_{\perp}|^2} \right) \cdot \sin 2\varphi \right|}{\sqrt{\left( 1 + \frac{|z_{\parallel}|^2}{|z_{\perp}|^2} \right)^2 - \left( 1 - \frac{|z_{\parallel}|^2}{|z_{\perp}|^2} \right)^2 \cos^2 2\varphi}} \quad (12)$$

Unter den idealisierenden Voraussetzungen einer Gleichverteilung variiert die Kohärenz zwischen den zueinander orthogonalen Komponenten des elektrischen Feldes also von

$$KOH(E_{\perp}, E_{\parallel}) = 0 \quad \text{für} \quad \varphi = 0, 90^\circ \quad \text{usw.}, \quad (12a)$$

was hier jeweils die Richtungen senkrecht und parallel zur Streichrichtung der Anomalie sind, bis

$$KOH(E_x, E_y) = \frac{\left| 1 - \frac{|z_{\parallel}|^2}{|z_{\perp}|^2} \right|}{1 + \frac{|z_{\parallel}|^2}{|z_{\perp}|^2}} \quad (12b)$$

in einem um den Winkel  $\varphi = 45^\circ$  gegenüber der Streichrichtung gedrehten Koordinatensystem. Dieser maximale Wert der Kohärenz nähert sich mit steigendem Verhältnis  $|z_{\perp}|/|z_{\parallel}|$  gegen Eins.

In mittleren geographischen Breiten wird man bei genügend langer Registrierdauer im allgemeinen sowie verschiedene Polarisationsrichtungen im Magnetfeld finden, daß man sich eine Gleichverteilung der Polarisationsrichtungen im Magnetfeld vorgeben kann. Es hat sich jedoch in der Praxis gezeigt, daß sich die Lage des Minimums der Kohärenz wenig ändert, auch wenn in der Verteilung der Polarisationsrichtungen bestimmte Richtungen häufiger vorkommen als andere. Dies hängt allerdings vom Verhältnis  $|z_{\perp}|/|z_{\parallel}|$  ab: Je größer die Änderung der Leitfähigkeit in lateraler Richtung ist, desto größer oder kleiner ist  $|z_{\perp}|/|z_{\parallel}|$  als 1, desto deutlicher und genauer findet man mit Hilfe der Kohärenz die Streichrichtung der Leitfähigkeitsverteilung.

Wendet man dieses Kriterium, das für eine 2dimensionale Leitfähigkeitsverteilung entwickelt worden ist, auf beobachtete Meßdaten an, erhält man z. B. die in Abbildung 1 dargestellten Ergebnisse.

Beachtet man die elektrischen Felder an nur einem Ort, so würde man also die Messungen durch eine 2dimensionale Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit interpretieren. Beachtet man aber die Messungen auch an den anderen benachbarten Orten, so erkennt man, daß sich die scheinbare Streichrichtung dieser 2dimensionalen Anomalie ändert. Insgesamt hat man also eine 3dimensionale Verteilung. Von echten 2dimensionalen Verteilungen der Leitfähigkeit kann man nur dann sprechen, wenn die Orientierungen der Koordinatensysteme minimaler Kohärenz an benachbarten Orten die gleichen sind.

Nachdem man also Koordinatensysteme findet, in denen das elektrische Feld formal jene Eigenschaft hat, die es in einer 2dimensionalen Verteilung haben würde, wird nun geprüft, inwieweit die Beziehungen zwischen elektrischem und magnetischem Feld diese Eigenschaft besitzen.

## 2. Methode der maximalen Kohärenz

Sei nun die Verteilung der Leitfähigkeit exakt 2dimensional. Mit der beschriebenen Methode der minimalen Kohärenz hat man also die Komponenten des elektrischen Feldes gefunden, die senkrecht und parallel zur Streichrichtung der Anomalie liegen. Nun sucht man zu einer – zum Beispiel zur Anomalie senkrechten – Komponente des elektrischen Feldes die Richtung jener Komponente des magnetischen Feldes, die

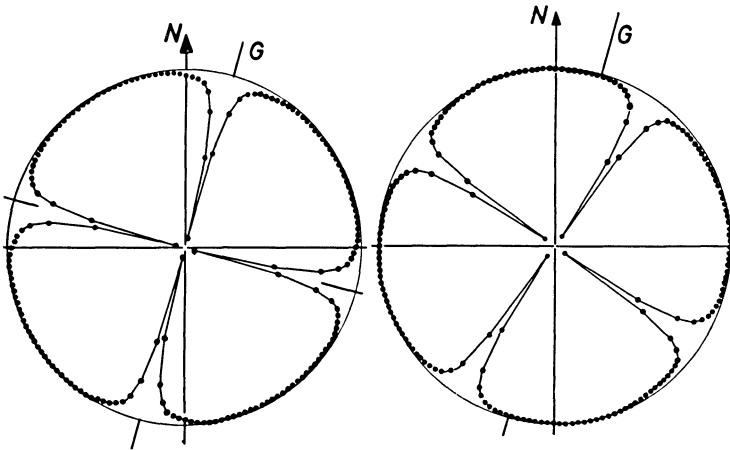


Abb. 1: Die Kohärenz zwischen  $E_x$  und  $E_y$  als Funktion der Orientierung des Koordinatensystems an den zwei Meßorten Dammbach (links) und Witternheim (rechts) im Rheingraben (zur Lage dieser Stationen siehe den Artikel von REITMAYR im gleichen Heft; Dammbach hat die Nummer 40, Witternheim die Nummer 39). Die Periode ist 650 s. Die tiefen Minima in beiden Figuren zeigen, daß in diesen Koordinatensystemen keine linearen Beziehungen zwischen den zueinander senkrechten Komponenten des elektrischen Feldes bestehen. In allen anderen Koordinatensystemen ist die Kohärenz zwischen den zueinander senkrechten Komponenten fast eins. Der Radius des Kreises entspricht  $KOH=1$ . Das elektrische Feld hat also die in einer 2dimensionalen Verteilung typische Eigenschaft; die Minima geben die Streichrichtung der Anomalie und die dazu senkrechte Richtung an

The coherency between the two orthogonal components  $E_x$  and  $E_y$  of the electric field as a function of the orientation of the coordinate system. The data have been obtained from measurements at the sites Dammbach (left) and Witternheim (right) in the Rhine Graben (c.f. also REITMAYR in this volume). The period of the concerned field is  $T=650$  sec. The minima in both figures reveal that there exists no linear relation between both orthogonal components of the electric field in these coordinate systems. In all other coordinate systems the coherency between the orthogonal components is approximately 1 (= linear dependency). Hence, the observed electric field has the properties of a two-dimensional conductivity structure. The minima determine the directions parallel and perpendicular to the strike direction of the structure

mit der Komponente des elektrischen Feldes maximale Kohärenz hat (im Idealfall also die Kohärenz 1). Hierzu dreht man das Koordinatensystem nur für das Magnetfeld, hält das vom elektrischen Feld fest und bestimmt so die Kohärenz zwischen  $E_1$  (fest) zu  $H_x$  ( $\alpha$  von  $0^\circ - 180^\circ$ ): Da die Verteilung exakt 2dimensional ist, sollte die Kohärenz dann am größten sein (nahe 1), wenn  $H_x$  senkrecht auf  $E_1$  steht. Dies ergibt sich in der Tat für manche Meßorte, wie hier zum Beispiel für Bolstern (siehe hierzu den Artikel von REITMAYR im gleichen Heft, Station Nr. 20) in Abbildung 2.



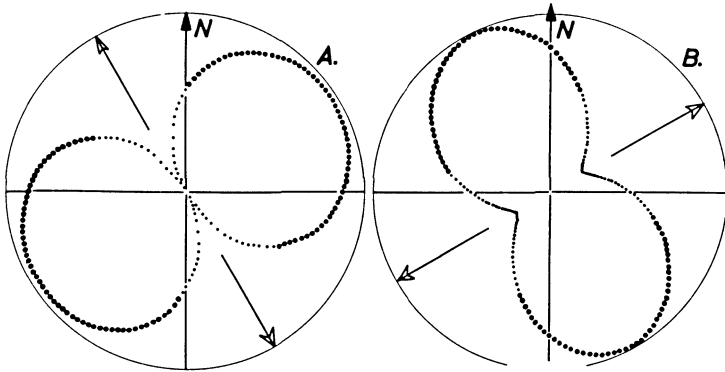


Abb. 2: Die Abhängigkeit der Kohärenz zwischen elektrischem und magnetischem Feld von der Orientierung des Koordinatensystems für das Magnetfeld. Die offenen Pfeile geben jeweils die Richtung einer der Komponenten des elektrischen Feldes im Koordinatensystem minimaler Kohärenz an. Meßort ist Bolstern (= Nr. 20 im Artikel von REITMAYR in diesem Heft), die Periode ist  $T=100$  s. Die dicken Punkte geben an, daß der Wert für die Kohärenz größer ist als  $\sqrt{4/k}$ . Die maximale Kohärenz wird erreicht, wenn das Magnetfeld senkrecht auf einer der beiden Komponenten des elektrischen Feldes steht

The coherency between one of the components of the electric field in the coordinate system of minimum coherency (= open arrows) and one component of the magnetic field as function of the varying orientation of the coordinate system of the magnetic field only. The thick points indicate that the value of the coherency exceeds  $\sqrt{4/k}$  (which means a likely linear dependency between both components). The maximum coherency between both components occurs when the component of the electric field is perpendicular to the component of the magnetic field. The data have been obtained from measurements at the site Bolstern (c.f. REITMAYR in this volume; site Nr. 20)

Für die beiden Stationen Dammbach und Witternheim im Rheingraben (siehe Artikel von REITMAYR, Dammbach hat die Nr. 40, Witternheim die Nr. 39) ergibt sich aber etwas anderes, vergleiche Abbildung 3.

Zwar sieht das Resultat auf den ersten Blick dem in Abbildung 2 ähnlich, doch genau genommen ist die Richtung jener Komponente des Magnetfeldes, die die maximale Kohärenz mit der entsprechenden Komponente des elektrischen Feldes hat, nicht senkrecht zu ihr.

Einerseits kann man davon ausgehen, daß man dieser Unsymmetrie der Figuren keine Bedeutung zumißt (die Unsymmetrie also als Meßfehler betrachtet): Dann nimmt man die zu  $E$  senkrechte Komponente von  $H$ , die ja (wie aus den Abbildungen 3A und 3C ersichtlich) noch eine so hohe Kohärenz hat, daß man von einem linearen Zusammenhang sprechen kann.

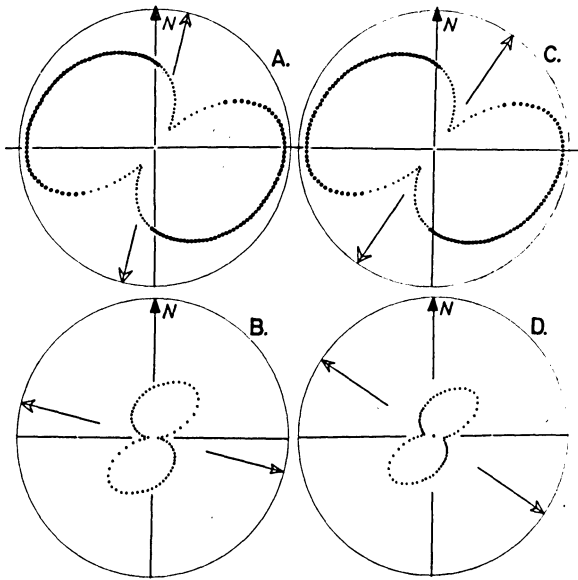


Abb. 3: A) Station Dammbach,  $T=650$  s. Offener Pfeil ist die Richtung einer Komponente des elektrischen Feldes im Koordinatensystem der minimalen Kohärenz ( $N 14^\circ E$ ). Hierzu hat die Komponente des Magnetfeldes ( $N 92^\circ E$ ) maximale Kohärenz  
 B) Station wie oben. Die zweite Komponente des elektrischen Feldes ( $N 104^\circ E$ ), hierzu erreicht das Magnetfeld bei ( $N 40^\circ E$ ) maximale Kohärenz  
 C) Station Witternheim,  $T=650$  s. Komponente des elektrischen Feldes bei ( $N 34^\circ E$ ), Komponente des maximal kohärenten magnetischen Feldes bei ( $N 95^\circ E$ )  
 D) Komponente des elektrischen Feldes bei ( $N 124^\circ E$ ). Komponente des maximal kohärenten magnetischen Feldes bei ( $N 44^\circ E$ )

The coherency between one of the components of the electric field (indicated by the open arrows) and one component of the magnetic field as function of the varying orientation of the coordinate system of the magnetic field only. This figure represents the situation in a three-dimensional structure, the components of the magnetic field with maximum coherency are not anymore perpendicular to the corresponding components of the electric field. Particularly:

A) Site Dammbach,  $T=650$  sec. Component of the electric field at ( $N 14^\circ E$ ), the direction of the component of the magnetic field with maximum coherency is ( $N 92^\circ E$ )

B) The second component of the electric field at ( $N 104^\circ E$ ), it is most coherent with the component ( $N 40^\circ E$ ) of the magnetic field. The coherency reaches in no coordinate system the value  $\sqrt{4/k}$  which would indicate a linear relation between these two components of the electric and magnetic field. This fact is due to the extreme strong polarization of the electric field at this site, which means a very small component perpendicular to the strike direction of the anomaly and therefore gives a bad signal/noise ratio

C) Site Witternheim,  $T=650$  sec. The electric field component is directed ( $N 34^\circ E$ ), the component of the magnetic field reaches maximum coherency at ( $N 95^\circ E$ )

D) The second component of the electric field at ( $N 124^\circ E$ ) and the most coherent component of the magnetic field at ( $N 44^\circ E$ )

Andererseits kann man davon ausgehen, daß die Unsymmetrie durch die Struktur des Untergrundes verursacht wird, dann wird man die zueinander schiefwinkligen Komponenten von  $E$  und  $H$  aufeinander beziehen.

Um nun zwischen dem „einerseits“ und „andererseits“ entscheiden zu können, werden noch einige weitergehende Beobachtungen diskutiert.

a) Die Richtung der kohärenten Komponenten im Magnetfeld für die beiden Orte Dammbach und Witternheim sind gleich, obwohl die korrespondierenden Komponenten des elektrischen Feldes an den beiden Orten verschiedene Richtungen haben. Dies bestätigt für alle Perioden an den beiden Stationen die Abbildung 4.

b) KIESSLING [1970] gab sich verschiedene Polarisationsrichtungen des Magnetfeldes im Bereich von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  vor und suchte zu jeder dieser Polarisationsrichtungen die

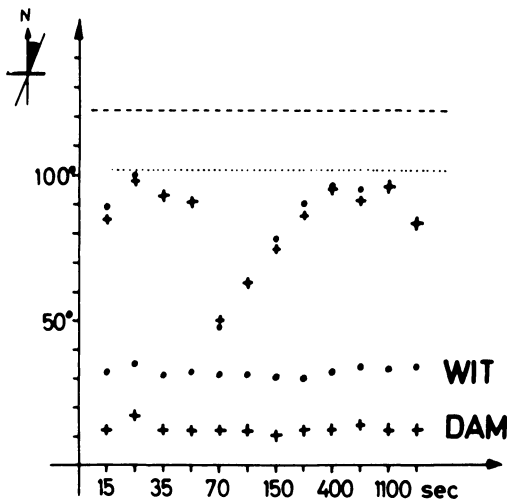


Abb. 4: Ordinate: Winkel positiv gezählt von N über E, Abszisse = Periode. Unten (Kreuze): Die Richtung der großen Komponente des elektrischen Feldes aus dem Koordinatensystem der minimalen Kohärenz an der Station Dammbach, darüber (Punkte) die Richtungen der großen Komponente an der Station Witternheim. Oben mit den gleichen, entsprechenden Symbolen die Richtungen der Komponente des Magnetfeldes mit der maximalen Kohärenz. Obwohl also die Richtungen der Komponenten des elektrischen Feldes an beiden Stationen verschieden sind, sind die Richtungen der Komponenten des magnetischen Feldes gleich

Ordinate: azimuthal angles, count from N to E, abscissa: period in seconds. Crosses below: direction of the larger components of the coordinate systems of minimum coherency at the site Dammbach. Dots: Direction of the large components at Witternheim. Crosses and dots in the middle of the figure: Direction of the corresponding components of the magnetic field with maximum coherency. The important result is that the directions of the most coherent components of the magnetic field are the same for both sites although the directions of the electric field components are different

Richtung der kohärenten Komponente im elektrischen Feld. Das Ergebnis ist in Abbildung 5 zu sehen.

Diskussion der Abbildung 5: Wäre die Leitfähigkeit in diesem Gebiet nur eine Funktion der Tiefe (Modell nach Cagniard), dann müßten elektrisches und magnetisches Feld immer senkrecht aufeinander stehen, die Punkte also auf der eingezeichneten Geraden „senkrecht“ liegen. Wäre die Leitfähigkeit 2dimensional verteilt, dann sollten die Punkte auf einer „Schlangenlinie“ liegen, die sich symmetrisch um die Gerade „senkrecht“ windet, und die sie in jenen Punkten schneidet, in denen das elektrische Feld senkrecht oder parallel zur Streichrichtung der 2dimensionalen Anomalie gerichtet ist. Die Beobachtung ist aber, daß diese „Schlangenlinie“ neben der Geraden „senkrecht“ liegt. Verschiebt man aber diese Gerade „senkrecht“ um  $25^\circ$  nach links, dann erhält man formal das Bild einer 2dimensionalen Anomalie. Allerdings sind elektrisches und magnetisches Feld in den Schnittpunkten der neuen Geraden mit der Schlangenlinie nicht senkrecht aufeinander. KIESSLING [1970] zeigte nun, daß in diesem Schnittpunkt das elektrische Feld die Richtung der großen (bzw. der kleinen) Komponente im Koordinatensystem der minimalen Kohärenz hat, und das magnetische Feld die Richtung der hierzu maximal kohärenten Komponente hat.

c) Es wurde erwähnt, daß man versucht, aus den Eigenschaften der Übertragungsfunktionen  $z_{ij}$  jenes Koordinatensystem zu finden, das sich optimal einer 2dimensionalen Verteilung anpaßt. Die Schwierigkeit besteht darin, daß die Minima der Über-

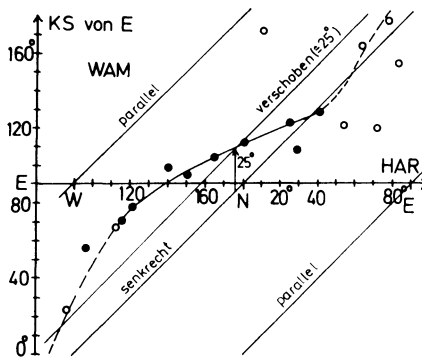


Abb. 5: Ausgewertet wurden hier Messungen im Kristallin des Bayerischen Waldes. Aufgetragen ist die Abhängigkeit der Polarisations-Richtungen des elektrischen Feldes (Ordinate) von der Polarisations-Richtung des magnetischen Feldes (Abszisse) [KIESSLING 1970] (offene Kreise: Werte sind unsicher, da  $E$ -Feld senkrecht zur Vorzugsrichtung polarisiert ist)

The here presented result is based on measurements in the Bavarian Forest. It shows the dependency of the polarization angle of the electric field (ordinate) from the polarization angle of the magnetic field (abscissa) [KIESSLING 1970] (open dots: bad values because the electric field is polarized perpendicular to the preference direction)

tragungsfunktionen  $|z_{xx}|$  und  $|z_{yy}|$  bei Drehung des Koordinatensystems nicht im gleichen Koordinatensystem erscheinen (dies führte zu Swifts Kriterium, jenes Koordinatensystem zu nehmen, in dem

$$|z_{xx}|^2 + |z_{yy}|^2 = \text{minimal}$$

wird). Geht man nun *davon ab*, daß die Koordinatensysteme von elektrischem und magnetischem Feld identisch sein müssen, so findet man tatsächlich, daß sowohl  $|z_{xx}|$  als auch  $|z_{yy}|$  im gleichen Koordinatensystem minimal werden, wenn das Koordinatensystem für das elektrische Feld mit dem Koordinatensystem für das magnetische Feld einen Winkel  $\vartheta$  einschließt, wobei  $\vartheta$  weder  $0^\circ$  noch  $90^\circ$  ist. KIESSLING [1970] zeigte auch hier, daß das Koordinatensystem für das elektrische Feld dann wiederum jenes der minimalen Kohärenz ist, und das Koordinatensystem für das magnetische Feld jenes der maximalen Kohärenz ist.

### 3. Modell

Zusammenfassend kann man die hier diskutierten Beobachtungen mit der einfachen Modellvorstellung in Abbildung 6 erklären.

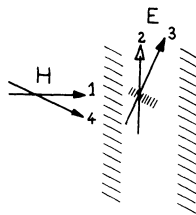


Abb. 6: Die Magnetfeld-Komponente  $H_1$  induziert in einer großräumig 2dimensionalen Anomalie senkrecht zu ihr das elektrische Feld  $E_2$ . Durch eine lokale Anomalie, die eine andere Streichrichtung hat als die großräumige, wird  $E_2$  abgelenkt in Richtung von  $E_3$ .  $E_3$  ist also die kohärente Richtung zu  $H_1$ . Andererseits induziert  $H_4$  senkrecht zu ihr, also in Richtung von  $E_3$ , ebenfalls einen kleinen Anteil zu  $E_3$ . Somit findet man zu  $E_3$  zwei kohärente Richtungen im Magnetfeld ( $H_1$  und  $H_4$ ), was dann zu den unsymmetrischen Figuren in Figur 3 führt

Model to explain why the coherent components of the electric and magnetic field are not perpendicular to each other in a three dimensional structure. The three dimensional structure here consists of two two-dimensional structures with different directions of strike. The magnetic field  $H_1$  induces in the large two dimensional structure the electric field  $E_2$ .  $E_2$  is bent in the direction of  $E_3$  at the local anomaly, hence  $E_3$  is the coherent direction with  $H_1$ . On the other hand  $H_4$ —perpendicular to the local anomaly—induces also in the direction of  $E_3$ . Therefore one observes two coherent directions in the magnetic field with the component  $E_3$ , which leads to those asymmetrical shapes of the figures in figure 3

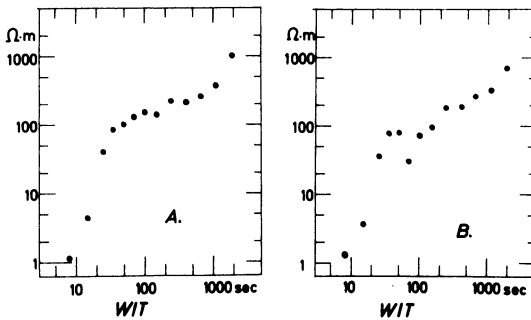


Abb. 7: Linkes Bild: Der scheinbare spezifische Widerstand  $\varrho_s(T)$  in Streichrichtung der Anomalie, berechnet in den Koordinatensystemen, die mit den Methoden der minimalen und maximalen Kohärenz gefunden wurden, an der Station Witternheim (siehe hierzu auch Abbildung 4, WIT)

Rechtes Bild: Der scheinbare spezifische Widerstand  $\varrho_s(T)$  in Streichrichtung der Anomalie, berechnet in einem für alle Perioden einheitlichen Koordinatensystem, das durch die Streichrichtung des Rheingrabens (N 15° E) aus einer geologischen Karte bestimmt wurde, ebenfalls Station Witternheim

Apparent resistivity  $\varrho_a(T)$  in strike direction at the site Witternheim, calculated twice:

Left side: coordinate systems have been determined by the method of minimum-maximum coherency (c.f. Figure 4)

Right side: One coordinate system only for all periods was accepted, both for the electric and the magnetic field. The orientation of this coordinate system was inferred by the strike direction of the Rhinegraben from a geological map (N 15° E)

Aus der Geologie des Gebietes ist bekannt, daß die beiden Stationen Dammbach und Witternheim am Rande eines lokalen tiefen Troges mit hoher Leitfähigkeit liegen. Siehe hierzu den Artikel von REITMAYR im gleichen Heft.

#### 4. Schlußfolgerungen

Zunächst einmal fragt man sich, ob die Bestimmung der Übertragungsfunktionen durch diese Methode besser wird. Formal ist dies zu bejahen, da maximale Kohärenz identisch ist mit minimalem Fehler. Als Beispiele siehe Abbildung 7.

Eine andere Frage ist, ob man die so erhaltenen  $\varrho_s(T)$ -Kurven eindeutig durch 2dimensionale Modelle interpretieren kann. Die Wirkung der beschriebenen Methode ist etwa die, als würden alle innerhalb eines Induktionsraumes liegenden Anomalien mit verschiedener Streichrichtung eine einheitliche Streichrichtung haben. Allerdings haben die Übertragungsfunktionen auch in den Koordinatensystemen der minimalen und maximalen Kohärenz noch nicht die Symmetrieeigenschaften, wie man sie laut

Gleichung (5) für 2dimensionale Verteilungen erwarten sollte. Der Grund für die Unsymmetrie könnte der sein, daß sich der  $E$ -polarisierte Anteil aus der einen Anomalie dem  $H$ -polarisierten Anteil aus einer anderen Anomalie überlagert.

Die Streuung der in Abbildung 7B eingetragenen  $\varrho_s$ -Werte ist korrelierbar mit einer Änderung der Verteilung der Polarisationsrichtungen im Magnetfeld. Bei den  $\varrho_s$ -Werten, die in den Koordinatensystemen der minimalen und maximalen Kohärenz berechnet wurden, ist dieser Effekt nicht zu erkennen. Es scheint deshalb so, als ob der lineare Ansatz (7) die Beziehungen zwischen den Feldkomponenten nicht vollständig beschreibt, zumindest nicht für jedes beliebige Koordinatensystem.

## 5. Anhang

Berechnung der Kohärenz zwischen zwei Komponenten  $X$  und  $Y$ : Man habe  $i = (1, \dots, N)$  Stücke der Zeitfunktionen  $X(t)$  und  $Y(t)$ :

$$X^i(t) = \sum_n X_{a,n}^i \cos n\omega t + \sum_n X_{b,n}^i \sin n\omega t$$

$$Y^i(t) = \sum_n Y_{a,n}^i \cos n\omega t + \sum_n Y_{b,n}^i \sin n\omega t$$

Für eine feste Periode ( $n = \text{konstant}$ ) gilt dann:

$$KOH(X, Y) = \sqrt{\frac{\left[ \sum_i (X_a^i Y_a^i + X_b^i Y_b^i) \right]^2 + \left[ \sum_i (X_b^i Y_a^i - X_a^i Y_b^i) \right]^2}{\sum_i (X_a^{i2} + X_b^{i2}) \cdot \sum_i (Y_a^{i2} + Y_b^{i2})}}$$

Freiheitsgrad  $k \approx N$

## Danksagung

Herrn Professor Dr. G. ANGENHEISTER danke ich, daß er mit dem von ihm geleiteten Forschungsprogramm „Magnetotellurik im Rheingraben“ diese Untersuchungen ermöglicht und durch sein stetes Interesse gefördert hatte.

Den Herren Diplom-Geophysikern Dr. A. BERKTOLD, S. GREINWALD und G. REITMAYR danke ich für viele Anregungen und für ihr freundliches Zugeständnis, einige ihrer noch nicht veröffentlichten Ergebnisse hier zu diskutieren.

Die Feldmessungen und die Auswertungen, insbesondere die Benutzung der TR 4 des Leibniz-Rechenzentrums der Bayerischen Akademie der Wissenschaften wurden durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft finanziell ermöglicht.

**Literatur**

- HAAK, V.: Das zeitlich sich ändernde erdelektrische Feld, beobachtet auf einem Profil über den Rheingraben; eine hiervon abgeleitete Methode der Auswertung mit dem Ziel, die elektrische Leitfähigkeit im Untergrund zu bestimmen. Diss. Naturw. Fak. Univ. München, 1970
- KIESSLING, W.: Untersuchung der Variationen des erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes im Oberpfälzer Wald zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit in größeren Tiefen mit der Methode der Magnetotellurik. Dipl.-Arb. Inst. Angew. Geophysik Univ. München, 1970
- REITMAYR, G.: Auswertung von Messungen des erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes auf einem Profil quer über den Rheingraben. Dipl.-Arb. Inst. Angew. Geophysik Univ. München, 1971
- SCHMUCKER, U.: Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States. Bull. Scripps Inst. of Oceanogr., 13, Univ. of California Press, 1970a
- SCHMUCKER, U.: An Introduction to Induction Anomalies. J. Geomagn. Geoelectr., 22, 9–33, 1970b
- SIMS, W. E., and F. X. BOSTICK JR.: Methods of geomagnetic analysis. Electr. Res. Center Univ. Texas at Austin, Techn. Rep. No. 58, 1969
- VOZOFF, K., and C. M. SWIFT JR.: Magnetotelluric measurements in the North German Basin. Geophys. Prosp., 16, 454–473, 1968
- WARD, S. H., and H. G. FOURNIER: Coherency of geoelectromagnetic signals. Space Sci. Lab., Berkeley, Ser. No. 4, 72, 1963



## **Die bevorzugten Polarisationsrichtungen des natürlichen erdelektrischen Feldes im Gebiet des Oberrhein-Grabens**

### **The Preferred Directions of Polarization of the Natural Electric Field of the Earth in the Area of the Upper Rhine Graben**

G. REITMAYR, München<sup>1)</sup>

Eingegangen am 2. November 1971

*Zusammenfassung:* Der Begriff „Vorzugsrichtung“ des erdelektrischen Feldes wird zunächst definiert und es werden drei Methoden angegeben, wie diese ermittelt werden kann. An 17 Meßstationen längs eines Profils quer über den Oberrhein-Graben werden sodann diese Richtungen in ihrer Abhängigkeit von der Periode untersucht.

1. Es zeigt sich dabei, daß sich die Struktur des Grabens deutlich abzeichnet:
  - a) Am östlichen Grabenrand finden sich – im Gegensatz zum westlichen – zwei Verwerfungen. Die Hauptstörung ist dabei die westlichere von beiden.
  - b) Eine mit zunehmender Periode der Variationen an Einfluß gewinnende Richtung parallel zur Grabenachse im westlichen Profiltrilteil könnte auf die Begrenzung einer gut leitenden Schicht in größerer Tiefe in diesem Areal hindeuten.
  - c) An Stationen in der westlichen Grabenhälfte zeigen die Vorzugsrichtungen in Richtungen maximaler Änderung der integrierten Leitfähigkeit.
2. Auch außerhalb des unmittelbaren Einflußbereichs der Grabenstruktur können die Begrenzungen zwischen geologischen Einheiten erkannt und ihr Verlauf in der Tiefe qualitativ verfolgt werden (etwa Grenze Kristallin – Mesozoikum).
3. An einer Meßstation etwa 120 km vom Graben entfernt wurde eine starke Perioden-Abhängigkeit der Vorzugsrichtung gefunden. Diese ist offensichtlich weniger durch den Untergrund als durch die Existenz von bereits bevorzugten Polarisationsrichtungen des als anregend betrachteten Magnetfeldes bedingt.

*Summary:* The concept of “preferred direction” of the electric field of the earth is defined; three methods are presented how preferred directions can be determined. At 17 sites along a profile across the Upper Rhine Graben these direction are then studied in respect to their dependence on the period with the following results:

1. The structure of the Graben is clearly shown:
  - a) At the eastern edge of the Graben – different from the western one – two faults are to be found, of which the main fault is the western one.

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Geophys. GERNOT REITMAYR, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 8 München 2, Theresienstraße 41/IV.

- b) A direction parallel to the axis of the Graben, which gains influence with increasing periods at the western part of the profile, could point to the boundary of a well conducting layer in greater depth within this area.
  - c) At sites situated in the western half of the Graben the preferred directions run parallel to directions of maximal change of the integrated conductivity.
2. In addition, outside the area of direct influence of the Graben the borders of geologic units and their course into the depth can be recognized in a qualitative way (for instance crystalline basement – Mesozoic).
  3. At one point about 120 km away of the Graben a strong periodic dependence of the preferred direction was found. This can be interpreted as being caused by the existence of already preferred directions of the inducing magnetic field.

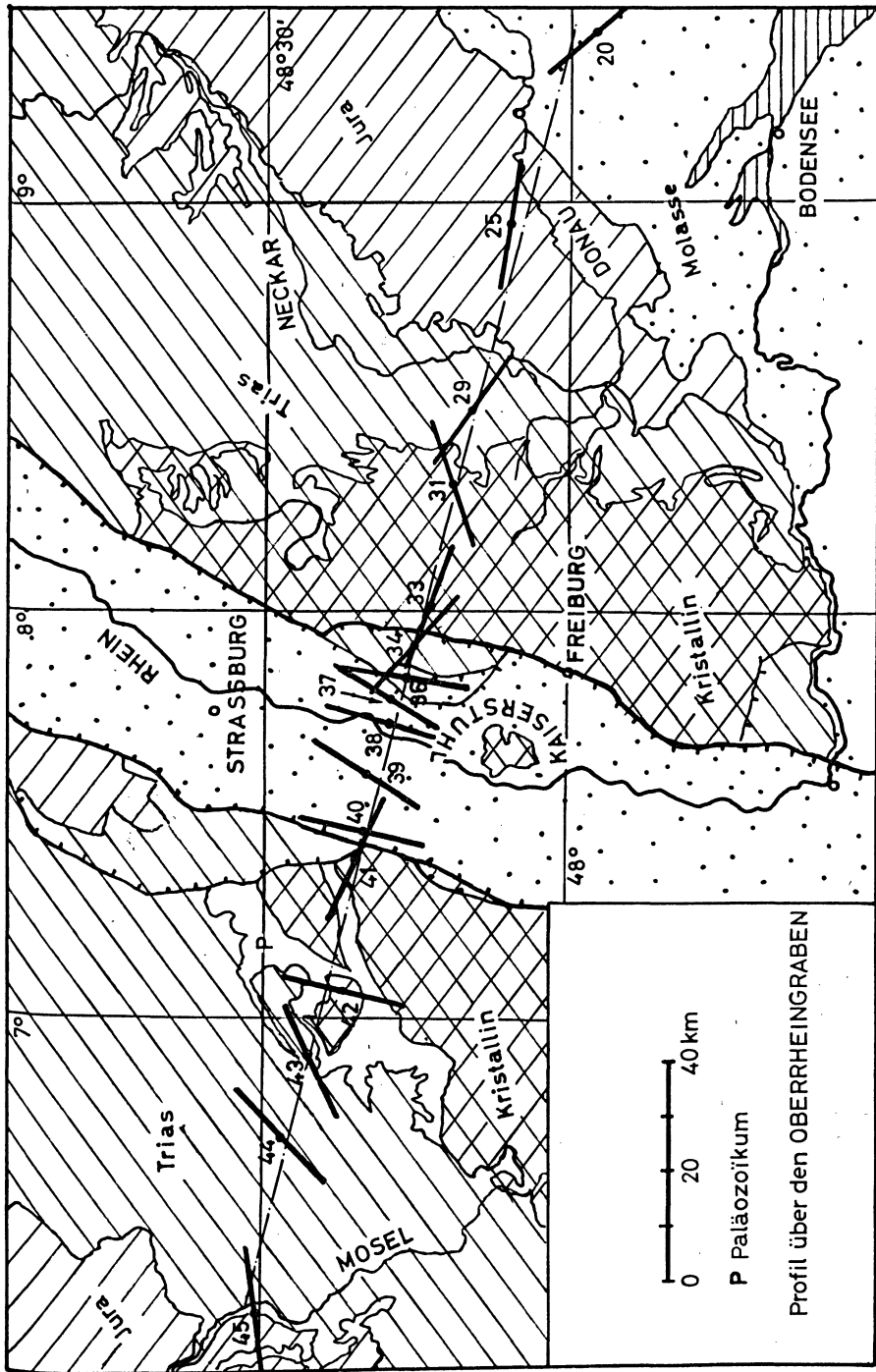
In den Jahren 1966 bis 1969 hat die Arbeitsgruppe „Geoelektrik“ des Instituts für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität in München längs zweier Profile über den Oberrhein-Graben die Variationen des natürlichen erdelektrischen Horizontalfeldes gemessen. Die Messungen auf dem Profil R I, das südlich von Karlsruhe senkrecht zur Grabenrichtung verläuft, wurden nach Methoden der Tellurik ausgewertet. Die Ergebnisse dieses Profils sind veröffentlicht [SENGPIEL und HAAK, 1967; HAAK, 1968 und 1970; HAAK, SENGPIEL, BERKTOLD und GREINWALD, 1970]. In diesem Artikel soll die räumliche Verteilung und die Perioden-Abhängigkeit der bevorzugten Polarisationsrichtungen des natürlichen erdelektrischen Feldes als ein Teil der Ergebnisse von Auswertungen der Registrierungen auf dem Profil R II behandelt werden. Neben den Variationen des erdelektrischen wurden an zwei Basisstationen die des erdmagnetischen Feldes gemessen, so daß Auswertungen nach Methoden der Magneto-Tellurik erfolgen können. Diese sind erst zum Teil abgeschlossen [G. REITMAYR, 1971].

#### A) Meßgebiet und Registrierungen

Einen Überblick über das Meßgebiet und die Lage der bisher bei der Auswertung berücksichtigten Meßstationen auf dem Profil R II bietet die Abb. 1. Das Profil ist 240 km lang und verläuft senkrecht zur Grabenachse von der östlichsten Station (Nr. 20, Bolstern) 30 km nördlich des Bodensees in der Molasse durch Jura und Trias über das Kristallin des Schwarzwaldes, quert den Rhein-Graben etwa zwischen Straßburg und Freiburg, setzt sich auf französischer Seite wiederum über Kristallin

Abb. 1: Karte des Meßgebiets mit der Lage der zur Auswertung herangezogenen Meßstationen. Die dicken Striche geben die Vorzugsrichtungen für mittlere Perioden (einige hundert s) an

Map of the surveyed area showing the position of the measuring points used. Thick dashes represent the preferred directions for the middle periods (some hundreds of sec)



Profil über den OBERRHEINGRABEN

# Profilschnitt senkrecht zum Rheingraben (schematisiert)

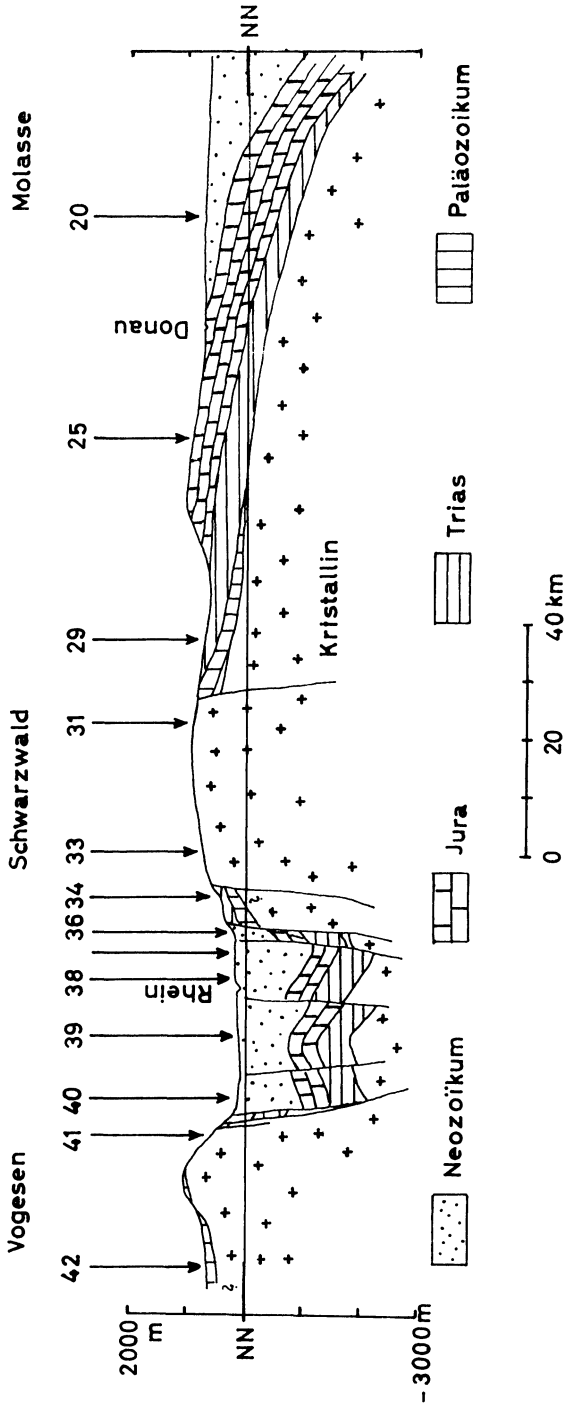


Abb. 2: Profilschnitt entlang des mittleren und östlichen Teils des Rheingraben-Profiles R II in zehnfacher Überhöhung. Die Pfeile markieren die Lage der Meßstationen. Die Zeichnung wurde nach Unterlagen der Bundesanstalt für Bodenforschung in Hannover angefertigt

Cross-section through central and eastern parts of the Rhinegraben profile R II, based on information from the "Bundesanstalt für Bodenforschung", Hannover. Vertical exaggeration ten-fold

(der Vogesen) und Trias fort, um im Jura 20 km südlich Nancy zu enden (Nr. 45, Bayon). Es wurde an 26 Stationen gemessen, 17 wurden bisher zur Auswertung herangezogen. Ein Profil-Schnitt entlang des mittleren und östlichen Teils ist in der Abb. 2 nach Unterlagen der Bundesanstalt für Bodenforschung in Hannover gezeichnet.

Die Registrierungen erfolgten mit am Institut für Angewandte Geophysik in München entwickelten und gebauten sogenannten Elektrographen[GREINWALD,1967]. Diese erreichen eine Empfindlichkeit von 10 cm/mV (bei Film-Aufzeichnung). Sie erlauben die Registrierung von Variationen mit Perioden von 10 bis  $3 \cdot 10^4$  s. Die Spannungsdifferenzen werden dabei mit unpolarisierbaren Cu/CuSO<sub>4</sub>-Elektroden mit Auslagen von 50 m abgegriffen und auf Film (mit den Geschwindigkeiten 8 und 72 cm/h) oder Magnetband (Precision Instruments PI – 5107) aufgezeichnet. Registrierbeispiele und die dazugehörigen Vektor-Diagramme werden in der Abb. 3 und 5 gezeigt.

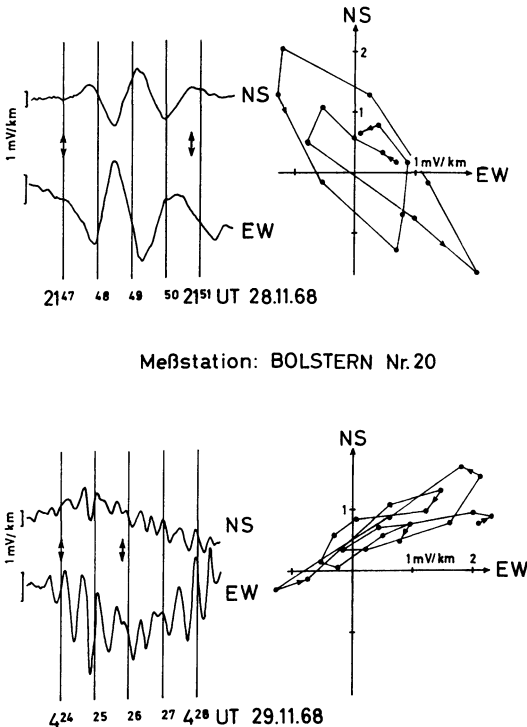


Abb. 3: Registrier-Beispiele und die dazugehörigen Vektor-Diagramme als Demonstration der Perioden-Abhängigkeit der Vorzugsrichtung an der Station Bolstern (Nr. 20)

Examples of recordings and the corresponding vector diagrams as illustration of the period dependence of the preferred directions at the site Bolstern (No. 20)

## B) Definition der Vorzugsrichtung

Mit Vorzugsrichtung wird die an einem Meßpunkt gefundene Richtung bezeichnet, in der in einem bestimmten Frequenzbereich das natürliche erdelektrische Horizontalfeld im Mittel seine größte Intensität erreicht.

Im folgenden werden drei Methoden angegeben, nach denen sich die Vorzugsrichtung ermitteln läßt.

a) Die Spitze des Vektors des erdelektrischen Feldes durchläuft gewöhnlich langgestreckte Figuren, die man näherungsweise als schlanke Ellipsen bezeichnen kann. Aus Registrierungen lassen sich durch Zeichnen von Vektor-Diagrammen diese Figuren ermitteln. Die Richtungen der großen Achsen dieser Quasi-Ellipsen können sich von Ort zu Ort stark ändern. Weniger abhängig sind sie meist an einem festen Meßpunkt von der Periode der Variationen. Somit ist es sinnvoll, an einem Ort einen Mittelwert zu berechnen, eben die Vorzugsrichtung [ANGENHEISTER et al., 1965]. Hierbei wird also nicht die Perioden-Abhängigkeit berücksichtigt.

b) Diese läßt sich erst befriedigend erfassen, wenn man die Variationen einer Frequenz-Analyse unterwirft. Sei diese eine harmonische Analyse, so können die Feld-Schwankungen als Überlagerung von harmonischen Anteilen, also von elliptisch polarisierten Einzelschwingungen verschiedener Frequenz betrachtet werden. Bei der Auswertung einer größeren Anzahl von Zeitintervallen, während deren an einer Meßstation registriert wurde, kann man die Gesamtheit der bei der harmonischen Analyse gewonnenen Fourier-Koeffizienten in Perioden-Intervalle einteilen. Aus den Winkeln, die die großen Achsen der durch die Fourier-Koeffizienten bestimmten obengenannten Ellipsen mit irgendeiner festen Richtung, etwa der Nord-Richtung, einschließen, läßt sich für jedes Perioden-Intervall ein Mittelwert bilden. Man erhält auf diese Weise die Vorzugsrichtung als Funktion der Periode, genauer der mittleren Periode eines Intervalls.

c) Eine weitere Methode, die Vorzugsrichtung zu bestimmen, ist die über die Berechnung der Koordinaten-Systeme, in denen die Kohärenz zwischen den orthogonalen Komponenten des  $E$ -Feldes minimal wird. Die Kohärenz ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, ob zwei Folgen  $X$  und  $Y$  voneinander linear abhängig sind. Wird mit  $S(X, Y)$  das Kreuzspektrum, mit  $S(X)$  und  $S(Y)$  das Powerspektrum von  $X$  resp.  $Y$  bezeichnet, so ist die Kohärenz folgendermaßen definiert:

$$Koh = \frac{|S(X, Y)|}{\sqrt{S(X)S(Y)}}$$

Sei nun  $X$  die Folge der in einem Perioden-Intervall zusammengefaßten Fourier-Koeffizienten der EW-Spur,  $Y$  die analoge Folge der NS-Spur des an einem Meßpunkt registrierten  $E$ -Feldes, dann läßt sich die Kohärenz zwischen  $X$  und  $Y$  berechnen. Transformiert man die Koeffizienten in ein gegen das erste gedrehte Koordinaten-

System, so ist im allgemeinen die Kohärenz eine andere. Es stellt sich heraus, daß ein System ausgezeichnet ist, in dem die Kohärenz ein meist scharf ausgeprägtes Minimum besitzt. HAAK [1968, 1970] hat gezeigt, daß eine der beiden Achsen dieses ausgezeichneten Koordinaten-Systems mit der oben definierten Vorzugsrichtung zusammenfällt. (Eine ausführlichere Darstellung und Begründung der Methode der minimalen Kohärenz ist in dem im selben Heft gedruckten Artikel von HAAK zu finden.) Die hier im weiteren wiedergegebenen Ergebnisse der berechneten Vorzugsrichtungen wurden nach dieser Methode der minimalen Kohärenz ermittelt.

Diese drei unter a), b) und c) angegebenen Methoden der Bestimmung der Vorzugsrichtung sind hinsichtlich der Ergebnisse gleichwertig. Man erhält (bei Verwendung der gleichen Variationen) immer die gleichen Richtungen. (Unter a) ist allerdings nicht die Perioden-Abhängigkeit berücksichtigt.)

Es sei vermerkt, daß unter Polarisationsrichtung des erdelektrischen Feldes die Richtung der großen Achse einer einzelnen (entweder durch ein Vektor-Diagramm ermittelten oder – exakter – durch die Fourier-Koeffizienten bestimmten) Schwingungsellipse verstanden wird, während mit Vorzugsrichtung ein statistischer Wert bezeichnet werden soll, der gewonnen wird durch Mittelung über diese Polarisationsrichtungen oder nach der Methode der minimalen Kohärenz für ein Perioden-Intervall.

### C) Deutung der Vorzugsrichtung

Die Existenz einer Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes kann zwei Ursachen haben:

1. Das als anregend betrachtete Magnetfeld hat bereits bevorzugte Richtungen der Polarisation,
2. Anisotropien oder Inhomogenitäten der Leitfähigkeits-Verteilung im Untergrund zwingen die Ströme in bestimmten Richtungen zu fließen.

Gewöhnlich werden nun beide Ursachen Einfluß haben.

Zu 1.: Wenn im Untergrund keine Anisotropien oder Inhomogenitäten der Leitfähigkeit in horizontalen Richtungen vorhanden sind, wenn also die Leitfähigkeit höchstens in vertikaler Richtung variiert, etwa wie beim Modell von Cagniard, stehen die Vektoren des elektrischen und des magnetischen Horizontalfeldes stets senkrecht aufeinander. Aus einer eventuell ermittelten Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes folgt in diesem Fall nur, daß das Magnetfeld ebenfalls bevorzugte Polarisationsrichtungen hat. Das Cagniard'sche Modell ist eine Idealisierung und in der Natur im günstigsten Fall nur näherungsweise erfüllt, d. h. die Vorzugsrichtung wird immer mehr oder weniger durch den Untergrund beeinflußt sein. Ein Beispiel für solche vermutete „quasi-Cagniard'sche“ Verhältnisse wird im nächsten Kapitel unter e) beschrieben.

Zu 2.: Aus dem unter 1. Gesagten folgt, daß nur dann die Vorzugsrichtung nicht vom anregenden Magnetfeld abhängig ist, wenn dieses überhaupt keine Polarisierung

tionsrichtungen (wenn es also nicht elliptisch, sondern zirkular polarisiert ist) oder (was der realistische Fall ist) wenn es im Mittel über viele Einzeleffekte (oder -schwingungen) keine bevorzugten Polarisationsrichtungen hat. Wenn man nun bei den zur Auswertung verwendeten Variationen eine nicht gleichhäufige Verteilung der Anregungsrichtungen findet (was im allgemeinen der Fall ist), sollte man in den meisten Fällen dennoch eine nur durch den Untergrund bedingte Vorzugsrichtung finden können, indem man durch Auswahl auf eine einigermaßen statistische Verteilung der Polarisationsrichtungen des

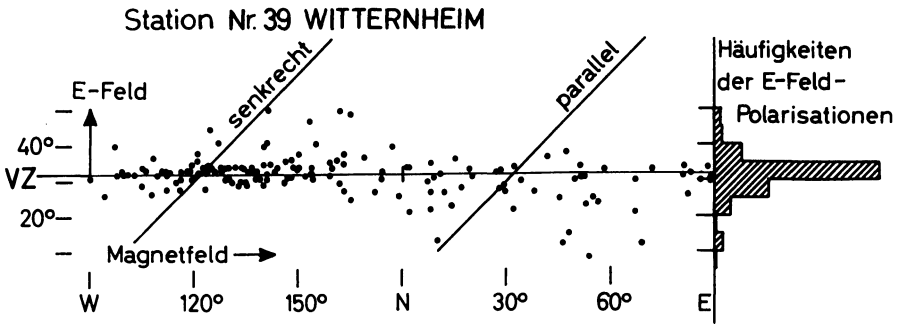


Abb. 4: Abhängigkeit der Polarisationsrichtungen des  $E$ -Feldes von denen des Magnetfeldes an der Grabenstation Witternheim (Nr. 39). Es wurden dazu jeweils gleichzeitige Variationen der beiden Felder einer Fourier-Analyse unterworfen. Im Falle einer eindimensionalen Leitfähigkeits-Verteilung müssen alle Punkte auf der mit „senkrecht“ bezeichneten Geraden liegen ( $E$ -Feld- und Magnetfeld-Vektor stehen stets senkrecht aufeinander). Die durch die Struktur des Grabens vorgegebene Richtung ist hier so dominant, daß sie allein die Polarisationsrichtungen des  $E$ -Feldes bestimmt. Eine Abhängigkeit von den Polarisationsrichtungen von  $H$  ist praktisch nicht vorhanden. Mit VZ ist die nach der Methode der minimalen Kohärenz ermittelte Vorzugsrichtung bezeichnet. (Eine Perioden-Abhängigkeit konnte hier nicht festgestellt werden.) Rechts ist die Häufigkeits-Verteilung der Polarisationsrichtungen des  $E$ -Feldes aufgetragen

Dependence of the directions of polarization of the  $E$ -field on those of the magnetic field at the site Witternheim (No. 39) in the Graben. For this reason a Fourier analysis was applied to variations, which occurred simultaneously in both fields. In the case of a one dimensional distribution of the conductivity all points must lie on the line labelled "senkrecht" ( $E$  orthogonal to  $H$ ). The direction established by the structure of the Graben is so dominant here that the direction of polarization of  $E$  is determined by it only. A dependence on the directions of  $H$  does practically not exist. VZ signifies the preferred directions gained by the method of the minimum coherency. (A dependence on the period could not be established.) On the right side a histogram of the directions of polarization of the  $E$ -field is shown. An example of what a similar diagram looks like in the case of a not two-dimensional distribution of the conductivity can be seen in the Fig. 5 of the article of V. HAAK, which is published in the same issue of this journal



anregenden Magnetfeldes achtet. Dies ist natürlich nur dann möglich, wenn jeweils neben dem elektrischen Feld auch gleichzeitig das magnetische registriert wurde. (Allerdings kann man aus dem registrierten Magnetfeld, das aus einem anregenden plus einem induzierten Anteil besteht, nicht ohne Arbeits-Hypothese auf das anregende Magnetfeld schließen.)

Im Areal des Rhein-Grabens wurden bei den ausgewählten Variationen bei kürzeren und mittleren Perioden (zehn bis einige hundert s) Maxima der Polarisationsrichtungen des Magnetfeldes in EW und NS gefunden, bei längeren (bis etwa  $10^4$  s) jedoch nur in EW. Eine genauere Untersuchung von einzelnen Effekten ergab aber, daß speziell an Punkten, an denen in der Struktur des Untergrundes eine Richtung als dominant betrachtet werden kann, die Polarisationsrichtung des *E*-Feldes praktisch unabhängig von der des Magnetfeldes ist. Solch dominante Richtungen existieren in dem hier zu diskutierenden Untersuchungs-Gebiet an Stationen im Rhein-Graben und solchen in der Nähe der Ränder. In der Abb. 4 wird das eben Gesagte am Beispiel der Grabenstation Witternheim (Nr. 39) demonstriert. Es ist die Abhängigkeit der Polarisationsrichtung des *E*-Feldes von der des Magnetfeldes dargestellt. (Im Falle einer ideal ein-dimensionalen Leitfähigkeits-Verteilung müssen alle Punkte auf der mit „senkrecht“ bezeichneten Geraden liegen; ein Beispiel, wie solch ein Diagramm im Falle einer nicht-zweidimensionalen Verteilung aussieht, zeigt HAAK in der Abb. 5 in seinem im selben Heft dieser Zeitschrift erscheinenden, bereits erwähnten Artikel.) Die Ellipsen des elektrischen Feldes haben dann bei solchen Stationen (im Einflußbereich des Grabens) auch immer eine langgestreckte Form; häufig kann man von linearer Polarisation sprechen. Die Abb. 5 soll dieses veranschaulichen. Meßstation ist der unmittelbar am westlichen Rand, aber außerhalb des Grabens gelegene Ort Blienschwiller (Nr. 41).

Ziel dieser Untersuchungen war es, Strukturen im Untergrund zu erkennen. Aus genannten Gründen wurde bei der Auswahl der Registrier-Intervalle verzichtet, darauf zu achten, daß alle Polarisationsrichtungen des registrierten, gesamten Magnetfeldes gleich häufig sind. Es muß daher beachtet werden, daß die Vorzugsrichtungen an Meßstationen, die weiter vom Rhein-Graben entfernt liegen, auch von der Häufigkeits-Verteilung der Richtungen der Magnetfeld-Polarisationen beeinflusst sein können.

#### D) Ergebnisse

In der Abb. 6 sind die Vorzugsrichtungen an allen bisher berücksichtigten Meßstationen und für alle dort erfaßten Perioden-Intervalle wiedergegeben. Im folgenden wird der Versuch gemacht, einige in dieser Übersicht auffallende Tatsachen zu interpretieren. (Die Lage der unten erwähnten Stationen wird aus der Abb. 1 ersichtlich.)

a) Einige Stationen zeichnen sich durch von der Periode nahezu unabhängige Vorzugsrichtungen aus. Dazu gehören die Stationen mit den Nummern 29, 33, 41 und die im Graben (hauptsächlich im westlichen Teil) gelegenen 37, 38 (ab der Periode 50 s), 39 und 40. Es sind solche Meßpunkte, an denen eine bestimmte Richtung durch

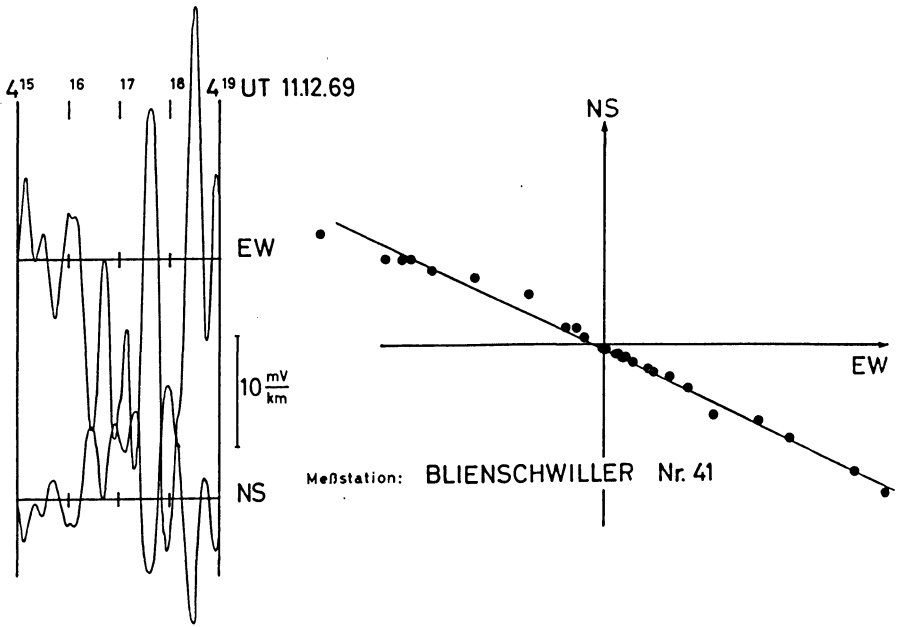


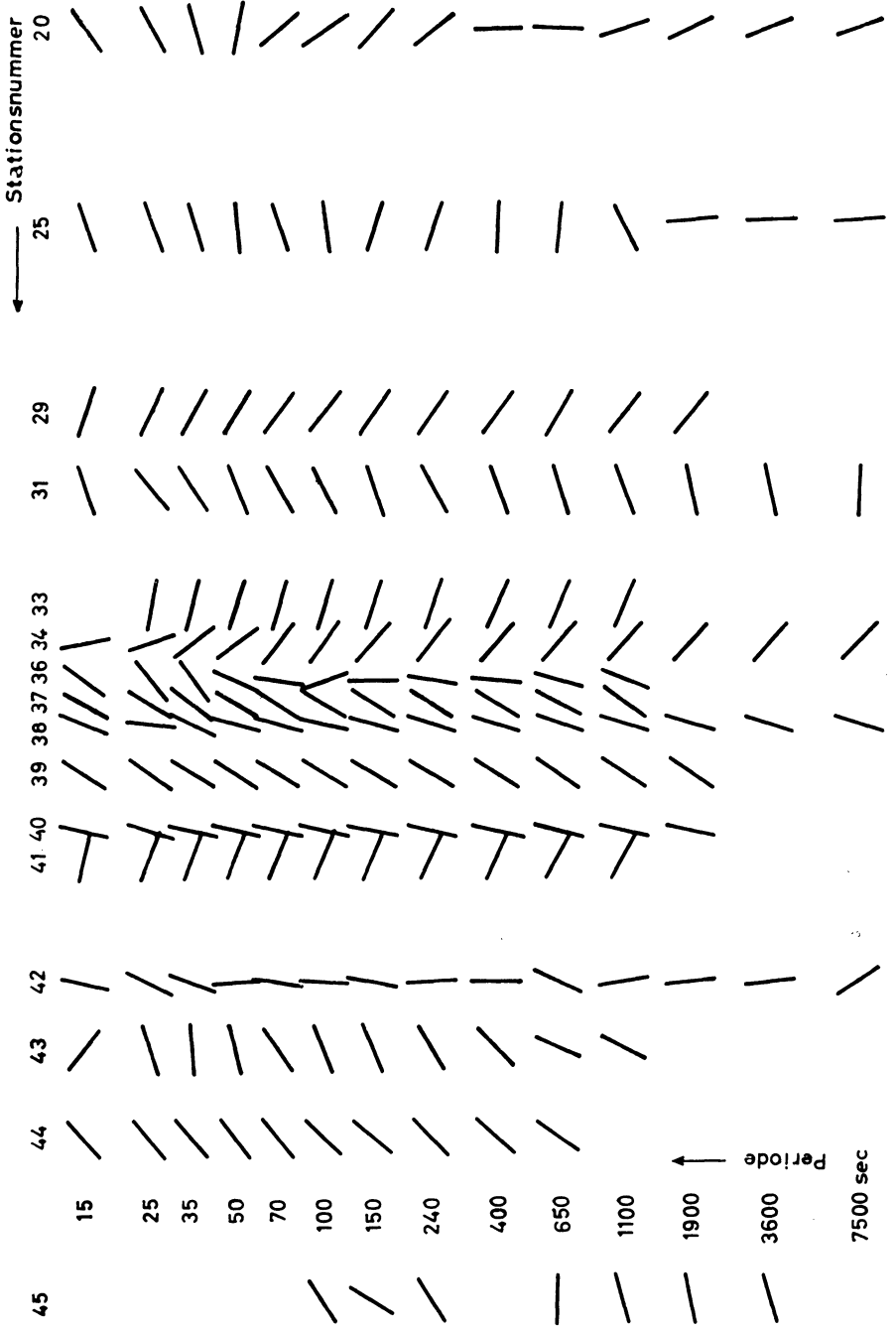
Abb. 5: Registrier-Beispiel und das dazugehörige Vektor-Diagramm. An dieser am westlichen Grabenrand gelegenen Station Nr. 41 (Blienschwiller) liegt nahezu lineare Polarisation vor

An example of a recording and the corresponding vector diagram. We see almost linear polarization at this site No. 41 (Blienschwiller) situated near to the western edge of the Graben

die Geologie (oder Tektonik) – in unserem Fall des Rhein-Grabens – vorgegeben ist. Am östlichen Grabenrand sind die Verhältnisse offensichtlich sehr viel komplizierter als am westlichen, wo der Abbruch zum Graben zwischen den Stationen 41 und 40 liegt. (Es ist eine öfters beschriebene Erfahrung, daß an mehr oder weniger saigeren Grenzflächen zwischen Sedimenten (gutleitend) und Kristallin (schlechtleitend) die Vorzugsrichtung auf Seiten der Sedimente parallel zur Streichrichtung dieser Grenzfläche, auf der anderen senkrecht dazu liegt. Dies kann auch theoretisch begründet

Abb. 6: Vorzugsrichtungen an allen Stationen in Abhängigkeit von der Periode

Preferred directions of the electric field at all measuring sites in dependence on the period



werden.) Hier im Osten liegen tatsächlich die Stationen 34 und 36 (35 wurde noch nicht ausgewertet) auf einzelnen Schuppen einer Trümmerzone. Bei kurzen Perioden sieht es so aus, als verlief die Grenze zwischen den gutleitenden Grabensedimenten und dem Kristallin zwischen den Stationen 33 und 34. Mit zunehmender Periode dreht die Vorzugsrichtung in 34 in eine Richtung mehr senkrecht zur Grabenachse und in 36 eher parallel dazu. Die Hauptstörung scheint nun zwischen 34 und 36 zu verlaufen. ORTLAM [1970] hat auf Grund von Struktur-Analysen zwei übereinander gelagerte Grabensysteme unterschieden; sie werden als Ortho- und als Para-Graben bezeichnet (Abb. 7). Mit diesen Bezeichnungen läßt sich sagen, daß die Grenze des Ortho-Grabens zwischen 36 und 34 verläuft, die des Para-Grabens zwischen 34 und 33. Eben Gesagtes wird auch deutlich, wenn man die Lage der Stationen in der Abb. 1 und auf dem Profil-Schnitt der Abb. 2 berücksichtigt.

b) Eine weitere Besonderheit hinsichtlich der Perioden-Abhängigkeit der Vorzugsrichtung findet man an den drei westlichsten Stationen. Man erkennt an der Station 43 und abgeschwächt in 44 mit zunehmender Periode ein Drehen der Vorzugsrichtung in eine zur Grabenachse mehr oder weniger parallele Richtung. Man könnte dies mit einer mit wachsender Teufe dominant werdenden Richtung der Anisotropie parallel zum Graben in Verbindung bringen. Bei der letzten Station im Westen läßt sich, mit Einschränkungen, ein gegensinniges Drehen in EW-Richtung feststellen. Wenn tatsächlich die Drehungen der Vorzugsrichtungen im westlichen Teil des Profils mit einer gutleitenden Schicht in größerer Tiefe in Verbindung gebracht werden, dann müßte die Begrenzung oder das Auskeilen dieser Schicht zwischen den Stationen 44 und 45 liegen. Eine andere Möglichkeit, die Perioden-Abhängigkeit der Vorzugsrichtungen hier zu erklären, wäre, an eine Beeinflussung durch das sich im Westen anschließende Pariser Becken zu denken.

c) Die Vorzugsrichtungen an den beiden benachbarten Stationen im Graben Witternheim (Nr. 39) und Dambach (Nr. 40) zeigen kaum eine Perioden-Abhängigkeit, sie bilden aber einen Winkel von nahezu  $20^\circ$  miteinander. Zieht man zur Erklärung dafür z. B. den Tiefenlinien-Plan der Tertiär-Basis zu Rate [DOEBL, 1970] (Abb. 8), so erkennt man sofort, daß die Vorzugsrichtungen an den beiden Stationen durch die Richtung zunehmender Mächtigkeiten der neozoischen Sedimente stark beeinflußt sind. Soweit bekannt, ändert sich die Dicke des darunterliegenden präneozoischen Sediment-Pakets speziell im betrachteten Gebiet nicht stark, so daß diese Richtungen etwa identisch sein sollten mit den Richtungen der stärksten Änderung der gesamten Sediment-Mächtigkeit. Die Vorzugsrichtungen zeigen hier offensichtlich in Richtungen, in denen die Änderung der integrierten Leitfähigkeit maximal ist. (In diesem Zusammenhang sei auf die nicht unerheblichen Diskrepanzen hinsichtlich der Sediment-Mächtigkeiten in den Abb. 2 und 8 hingewiesen. Aus eben Gesagtem und anderen Untersuchungen, z. B. der Amplituden-Verhältnisse von gleichzeitig registrierten *E*-Feld-Variationen an den verschiedenen Stationen, folgt, daß die Abb. 8 die Realität wahrscheinlich besser wiedergibt.)

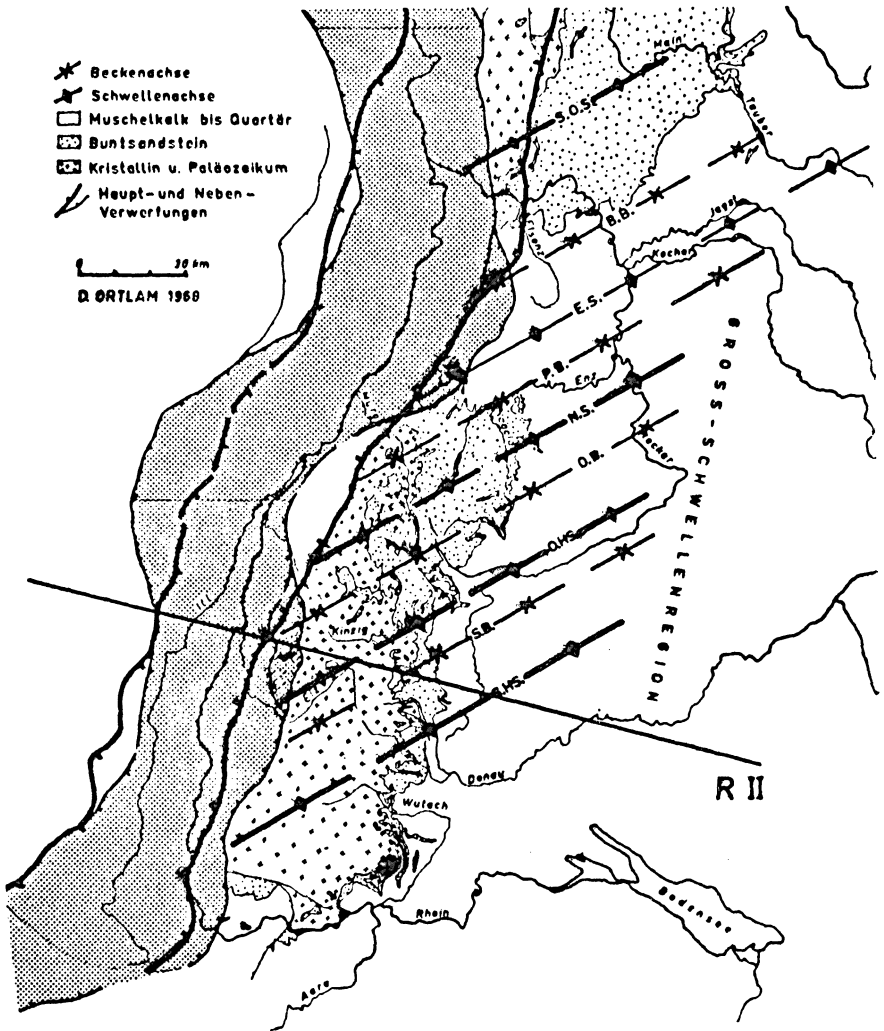
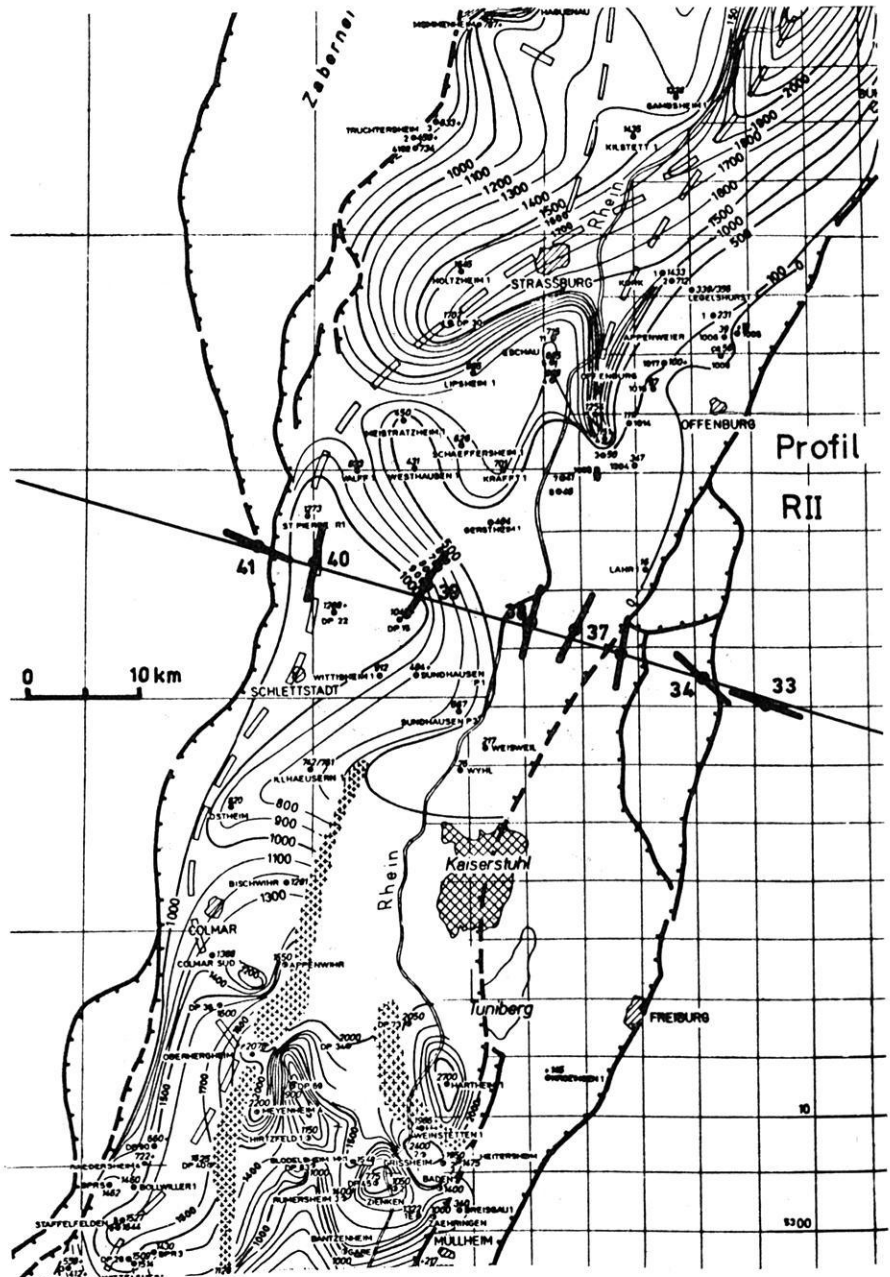


Abb. 7: Lage des Profils R II und Verlauf von Ortho- (dick ausgezogen) und Para- (gerastert) Oberrhein-Graben (nach [ORTLAM 1970])

Position of the profile R II and course of Ortho- (heavy line) and Para- (dotted) Upper Rhine Graben [ORTLAM 1970]



d) Auch außerhalb des unmittelbaren Einflußbereichs des Grabens zeichnen sich durch die Vorzugsrichtungen Strukturen im Untergrund ab. Auffällig sind die starken Richtungsänderungen zwischen den Stationen 29 und 31. Es ist klar, daß sich hier die Grenze des Kristallins (des Schwarzwaldes) zum Mesozoikum ausdrückt (Abb. 1). Die Perioden-Abhängigkeit an beiden Stationen ist gering, was dafür spricht, daß die Grenze nicht nur oberflächlicher Natur ist. (In der Abb. 2 ist wirklich zwischen den beiden Stationen eine Verwerfung mit beträchtlicher Sprunghöhe eingezeichnet.) In ähnlicher Weise kann im westlichen Teil des Profils die Grenze zwischen dem Kristallin der Vogesen und dem Mesozoikum mit Hilfe der Vorzugsrichtung zwischen den Stationen 42 und 43 kartiert werden.

e) Eine bemerkenswerte Tatsache soll zuletzt noch erwähnt werden. An der östlichsten Station Bolstern (Nr. 20) wurden mit variabler Periode etwa alle Richtungen beobachtet. Ein Beispiel für die starke Perioden-Abhängigkeit der Vorzugsrichtung an diesem Meßpunkt ist in der Abb. 3 gezeichnet. Der Einfluß des Rhein-Grabens ist hier, etwa 120 km vom östlichen Grabenrand entfernt, wahrscheinlich nicht mehr wesentlich. Die Station scheint die Voraussetzungen des Cagniard'schen Modells der eindimensionalen Leitfähigkeits-Verteilung ganz gut zu erfüllen, was auch aus anderen Ergebnissen deutlich wird (Vektor-Diagramme der  $E$ -Feld-Variationen haben meist breitere Formen;  $E$ - und  $H$ -Feld-Vektor immer mehr oder weniger senkrecht aufeinander;  $\varrho_s$ -Kurven nur wenig abhängig von der Orientierung der Koordinaten-Systeme). Aus eventuell ermittelten Vorzugsrichtungen kann bei diesem Modell, wie oben erwähnt, nichts über Anisotropien oder Inhomogenitäten in horizontalen Richtungen im Untergrund ausgesagt werden, weil solche eben nach Voraussetzung nicht existieren. Die unterschiedlichen Vorzugsrichtungen für verschiedene Perioden an dieser Station sind, zumindest zum Teil, nur in der unterschiedlichen Häufigkeit der Anregungsrichtungen zu suchen. Bei vorliegenden Untersuchungen wurden, wie erwähnt, Maxima dieser Häufigkeit in NS und EW bei mittleren und kürzeren Perioden (zehn bis einige hundert s) festgestellt. Die Vorzugsrichtungen des  $E$ -Feldes können theoretisch nicht parallel zur Anregungsrichtung liegen: sie zeigen bei unserer Statistik in Richtungen, die mit unterdurchschnittlicher Häufigkeit im (als anregend betrachteten) Magnetfeld vertreten sind: bei kürzeren Perioden sind die Vorzugsrichtungen etwa in NE-SW, bei den mittleren in SE-NW. Bei langen Perioden (bis etwa  $10^4$  s) wurden Maxima der Polarisationsrichtungen des Magnetfeldes nur in EW gefunden – die Vorzugsrichtungen liegen mehr NS.

◀ Abb. 8: Tiefenlinien-Plan der Teriär-Basis (bez. auf NN) im Bereich des südlichen Rheingrabens [DOEBL 1970] sowie die Vorzugsrichtungen für mittlere bis lange Perioden ( $> 500$  s) an Stationen des mittleren Teils des Profils R II

Contour map of the tertiary base (ref. to sea level) in the region of the southern Rhine Graben [DOEBL 1970] with the preferred directions of the middle and long periods ( $> 500$  sec) at sites in the middle part of the profile R II

## E) Ausblick

Die Vorzugsrichtung, wie sie hier vorgestellt wurde, kann bisher nur zu Interpretationen qualitativer Art benutzt werden. Prinzipiell sollte es möglich sein, die theoretischen Grundlagen so auszubauen, daß Modell-Rechnungen möglich sind. Zum Beispiel wäre es sicher sehr interessant, wie Modell-Strukturen konkret aussehen können, bei denen mit sich ändernder Periode Drehungen der Vorzugsrichtungen vorkommen. Unter der Voraussetzung, daß der aus der Anregung stammende Anteil in der Vorzugsrichtung abgetrennt wird (in den meisten Fällen ist er ganz einfach zu vernachlässigen), sollte es dann auch möglich sein, Strukturen sowie Leitfähigkeits-Kontraste auch quantitativ erfassen zu können.

## Danksagung

Herr Prof. Dr. G. ANGENHEISTER, Vorstand des Instituts für Angewandte Geophysik der Universität München, hat die vorliegenden Untersuchungen angeregt und immer mit Interesse verfolgt. Dafür möchte ich ihm besonders danken.

Zu besonderem Dank fühle ich mich auch verpflichtet gegenüber den Herren Diplom-Geophysikern Dr. A. BERKTOLD, S. GREINWALD und Dr. V. HAAK. Durch zahllose Anregungen und Diskussionen waren sie mitbeteiligt am Entstehen dieses Artikels.

Die Feldmessungen wurden von der Deutschen Forschungsgemeinschaft durch finanzielle Förderung ermöglicht.

Die Rechnungen konnten am Leibniz-Rechenzentrum, München, der Bayer. Akademie der Wissenschaften durchgeführt werden.

## Literatur

- ANGENHEISTER, G., A. BERKTOLD und K.-P. SENGPIEL: Die zeitlichen Variationen des erdelektrischen Feldes, beobachtet längs eines NS-Profiles vom Kristallin des Bayerischen Waldes durch das Alpenvorland bis zum Nordrand der Alpen. Bayer. Akad. d. Wiss., Math.-Naturw. Kl., Sonderdruck 7, 1965
- BARSUKOW, O. M.: Variation of the predominant direction and mean amplitude of short-period fluctuations of telluric currents. Bulletin (Izvestiya) Ac. of Sc. USSR, 8, 600–605, 1958
- DOEBL, F.: Die tertiären und quartären Sedimente des südlichen Rheingrabens. Graben Problems, Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 56–66, 1970
- GREINWALD, S.: Die neue Apparatur des Instituts für Angewandte Geophysik der Universität München zur Aufzeichnung der natürlichen Schwankungen des erdelektrischen Feldes. Diplomarbeit Inst. f. Angew. Geophysik der Univ. München, 1967



- HAAK, V.: Beschreibung und Anwendung von Verfahren zur Auswertung von Registrierungen des induzierten erdelektrischen Feldes längs eines Profiles durch die Westhälfte des Rheingrabens. Diplomarbeit Inst. f. Angew. Geophysik der Univ. München, 1968
- HAAK, V.: Das zeitlich sich ändernde, erdelektrische Feld, beobachtet auf einem Profil über den Rheingraben; eine hiervon abgeleitete Methode der Auswertung mit dem Ziel die elektrische Leitfähigkeit im Untergrund zu bestimmen. Diss. Naturwiss. Fak. Univ. München, 1970
- HAAK, V., K.-P. SENGPHEL, A. BERKTOLD, and S. GREINWALD: The Telluric Method: Results of the Measurements along a Profile across the Rhinegraben between Stuttgart and Kaiserslautern. Graben Problems, Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 235–238, 1970
- ORTLAM, D.: Interferenzerscheinungen rheinischer und variszischer Strukturelemente im Bereich des Oberrheingrabens. Graben Problems, Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 91–97, 1970
- REITMAYR, G.: Auswertung von Messungen des erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes auf einem Profil quer über den Oberrhein-Graben. Diplomarbeit Inst. f. Angew. Geophysik der Univ. München, 1971
- SENGPHEL, K. P., and V. HAAK: The natural time-varying earth-electric (telluric) field along a profile across the Rhinegraben and first results of evaluation. The Rhinegraben Progress Report, Abh. geol. Landesamt Baden-Württemberg, 6, 123–130, 1967



## **Instrumentation for Wide-Frequency-Band (0.01—100 Millihertz) Geomagnetic Induction Work<sup>1) 2)</sup>**

B. CANER, Victoria<sup>3)</sup>, and H. DRAGERT, Vancouver<sup>4)</sup>

Eingegangen am 20. Dezember 1971

*Summary:* Instrumentation has been developed to record geomagnetic induction data over a wide range of frequencies (0.01 to 100 millihertz), using commercially available saturable-core magnetometers [TRIGG et al., 1971] as the basic element. Both geomagnetic depth-sounding (GDS) and magnetotelluric (MT) data can be obtained; frequency response (in both amplitude and phase) is linear or closely matched, permitting data analysis without frequency-dependent corrections. The equipment is portable and weatherproof, and can be operated from either batteries or power line. By recording the data in two overlapping frequency ranges with variable sensitivities, a very wide dynamic range (78–82 db) can be obtained. The equipment is thus particularly well suited for use in “low- $\Delta Z$ ” regions such as western North America, where the usefulness of standard variographs is severely restricted; in such regions, unusually tight requirements of sensitivity and dynamic range are imposed by heavily attenuated  $\Delta Z$  (vertical component) fluctuations at short periods, combined with “normal” amplitude fluctuations at long periods.

*Zusammenfassung:* Zur Gewinnung geomagnetischer Induktions-Daten in einem großen Frequenzbereich (0,01 bis 100 Millihertz) ist eine Apparatur entwickelt worden, die kommerziell gefertigte Sättigungskern-Magnetometer [TRIGG et al., 1971] als Grundelemente enthält. Mit dem Gerät können Daten sowohl zur erdmagnetischen Tiefensondierung als auch zur Magnetotellurik gewonnen werden. Der Amplitudengang ist konstant und der Phasengang ist linear, so daß eine Datenauswertung ohne frequenzabhängige Korrekturen möglich ist. Die Apparatur ist tragbar und wetterfest. Sie kann aus Batterien oder mit Netzanschluß betrieben werden. Da die Daten in zwei sich überlappenden Frequenzbereichen mit variablen Empfindlichkeiten registriert werden können, ist es möglich, einen großen dynamischen Bereich (78–82 db) zu erfassen. Die Apparatur eignet sich daher besonders zur Verwendung in Gebieten mit kleinen Z-Variationen (Z vertikale Komponente des Magnetfeldes), z. B. im westlichen Nordamerika, wo die Verwendungsfähigkeit gewöhnlicher Variographen stark eingeschränkt ist. In derartigen Gebieten werden ungewöhnlich hohe Anforderungen an Empfindlichkeit und dynamischen Bereich gestellt, da stark gedämpft Z-Fluktuationen bei kurzen Perioden Variationen mit „normaler“ Amplitude bei langen Perioden überlagert sind.

<sup>1)</sup> A preliminary version of this work was presented at the Kolloquium “Erdmagnetische Tiefensondierung“, Rothenberge, September 1971.

<sup>2)</sup> Contributions from the Earth Physics Branch, No. 382.

<sup>3)</sup> Dr. B. CANER, Victoria Geophysical Observatory, R.R. 7, Victoria, B.C., Canada. (Division of Geomagnetism, Earth Physics Branch, Department of Energy, Mines, and Resources.)

<sup>4)</sup> Mr. H. DRAGERT, Department of Geophysics, University of British Columbia, Vancouver, B.C., Canada.

Geomagnetic induction work has been carried out in western Canada since 1963, mainly in joint projects between the Earth Physics Branch (formerly Dominion Observatory) in Victoria and the Department of Geophysics at the University of British Columbia. Until recently Askania variographs were the primary instrument used in this work; during the last few years, saturable core (fluxgate) magnetometers were also used to supplement Askania stations; in addition, the University of Alberta group has recently started to use variographs of the GOUGH and REITZEL [1967] type. The westernmost area of this region is characterized by heavy attenuation of fluctuations in the vertical component ( $Z$ ) at shorter periods, and most of the work since 1963 has been concerned with delineation and interpretation of the "low- $\Delta Z$ " zone.

Interpretation of this work has always been hampered by the limited sensitivity of the  $Z$  variographs. Although quite adequate for "high- $\Delta Z$ " regions, these variographs simply did not provide enough short-period  $\Delta Z$  data with adequate signal-to-noise ratio at the western stations. This is illustrated in Fig. 1, reproduced from CANER [1971], showing the power ratios between  $Z$  at a western station and  $Z$  at an eastern station near latitude  $49^\circ\text{N}$ . The western attenuation in  $Z$  is of the order of 8–12 db for periods of 1000–2000 secs, and even higher for periods below 1000 secs. In fact, no coherent data with adequate signal/noise ratio were obtained in the vertical com-

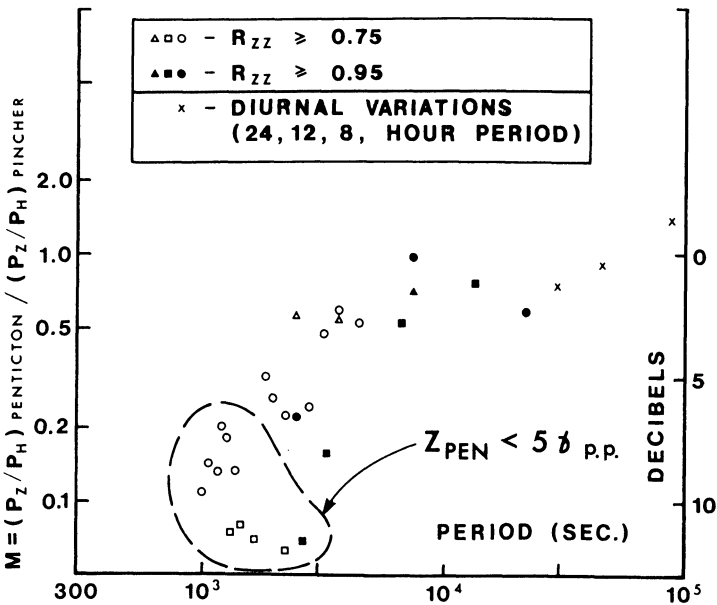


Fig. 1: Power ratios as a function of period for a west/east pair of stations (after Caner, 1971)

ponent at periods below 1500 secs for this pair of stations; since in the horizontal components coherent data were obtained down to periods of 400 secs, this limitation can be ascribed primarily to the sensitivity limitations of the  $Z$  variograph at the western station [CANER 1971]. As long as such surveys were used primarily for mapping, these data could be used qualitatively; however, as soon as quantitative interpretation in terms of conductivity structure models was attempted, the restricted bandwidth (of the order of 1–1.5 decades) for which *valid* data were available resulted in models which were far too ambiguous. In order to restrict the choice of models, considerably broader bandwidth ( $> 2.5$ –3 decades) would be required, and instrumentation was consequently developed to provide these short-period data. It should be noted that the low- $\Delta Z$  region in question is hardly a "local" feature. In its Canadian section alone, the zone is of the order of 750 km wide and at least 1000 km long, and an even larger area in the western U.S.A. presents the same instrumental requirements. Development of instrumentation specifically suited to these requirements is therefore justified, particularly since this region contains a large variety of tectonic features of high interest. Use of this instrumentation is of course not restricted to "low- $\Delta Z$ " regions—it is fully flexible for use over a wide range of latitudes and conductivity-structure conditions. It should be emphasized that this development does not involve any revolutionary new discoveries; it is simply a logical assemblage of components which have recently become available.

Since no very short periods (under 5–10 secs) were to be recorded, time-scale resolution presents no problems; in fact even the photographic variographs could readily be adapted for higher resolution. The Askania variographs used in western Canada have been modified to provide variable chart speeds (20, 30, 60 mm/hr or even higher), and the variographs of Gough and REITZEL [1967] do already have high time-scale resolution. However, without increased sensitivity the higher chart speeds do not really provide useful short-period information in the "low- $\Delta Z$ " region. An examination of Fig. 1 shows that straight-forward increases in sensitivity would not solve the problem either: since there is no attenuation at the longer periods, instruments with high  $Z$  sensitivity would easily go off-scale during even minor disturbances or bays, i.e. any increase in sensitivity must be supported by an increase in dynamic range as well. Also, in the operation of profiles across low- $Z$ /high- $Z$  discontinuities, interchangeable  $Z$  variometers with different sensitivities would be required; although technically feasible for both types of variographs, it is hardly a practical solution. It is clear therefore that we would require variable sensitivities as well as higher dynamic range. We have consequently had to turn to electronic systems, with some regret, since it meant losing the thermal stability which permitted data collection at the diurnal periodicities; it is felt that the resulting loss of about  $1/2$  decade at the long-period end is more than compensated for by the addition of about 2.5 decades to the short-period end. In any case, profiles using the new instrumentation will still be supplemented with Askania variographs at selected sites in order to obtain the diurnal data.

Development of these broad-band systems was made possible by two recent technical advances and by an organizational arrangement:

- a) commercial availability of a transistorized three-component saturable-core magnetometer, at modest cost (about \$ 3000). This instrument [TRIGG et al., 1971] is a transistorized version of the tube-type "IGY" design of SERSON [1957]. Its DC power consumption is low enough ( $\sim 5$  Watt) to permit battery-powered mobile operation.
- b) design of an automatic zero suppression circuit by TRIGG [1970]; this circuit applies a baseline shift whenever the output signal of the magnetometer reaches a preset limiting value. Since the circuit can "step" seven times in each direction it provides a large improvement in dynamic range; for example, with a step-back of 100 gamma a total range of 1600 gamma peak-to-peak can be handled even though the recording device operates at a full-scale range of only 200 gamma.
- c) it was found that the seismic research groups at the participating organizations were in possession of a number of slow-speed FM tape recorders (Geotech type 17373 or Precision Instruments type PI-5100). These were in intensive use for relatively short periods of time, but could be applied to geomagnetic use during the rest of the year. Since the recording device represents the most expensive single item in these systems, such "free" availability permitted the building up of systems for multi-station use without impossible financial strain.

A block diagram of the circuitry used for geomagnetic depth sounding (GDS) work is shown in Figure 2. In order to reach very short periods (5-10 secs), the fluxgate outputs are split into two bands:

- A) the long-period band, using the "scale expanders" of TRIGG [1970], provides an effective dynamic range of about 65-70 db (1600 gamma full-scale, with noise level under 0.5-1.0 gamma peak-to-peak in a low-pass frequency-restricted band).
- B) short-period band: by inserting band-pass filters to attenuate the large-amplitude long-period fluctuations, additional amplification can be introduced to provide even higher sensitivity for short-period fluctuations (<100 secs in particular). Depending on gain settings, resolution of signals as low as 0.1-0.2 gamma can be achieved, with a dynamic range of the order of 50 db.

The overall effective "system" dynamic range is better than 78 db, reaching over 82 db in some favourable situations, and permits the extraction of quantitatively valid data over about 3.5-4 decades in frequency, even with "low- $\Delta Z$ " signals. When used for geomagnetic depth-sounding (GDS), the short-period and long-period data are recorded simultaneously, using six of the tape recorder channels as shown in Fig. 2. One of the channels is operated with shorted input to provide automatic "flutter" compensation on play-back, resulting in a significant improvement in noise level; at the start and end of each tape, time marks from a standard-frequency radio receiver are recorded on this channel, to provide absolute time calibration of the internally-generated (crystal-controlled) hour marks.

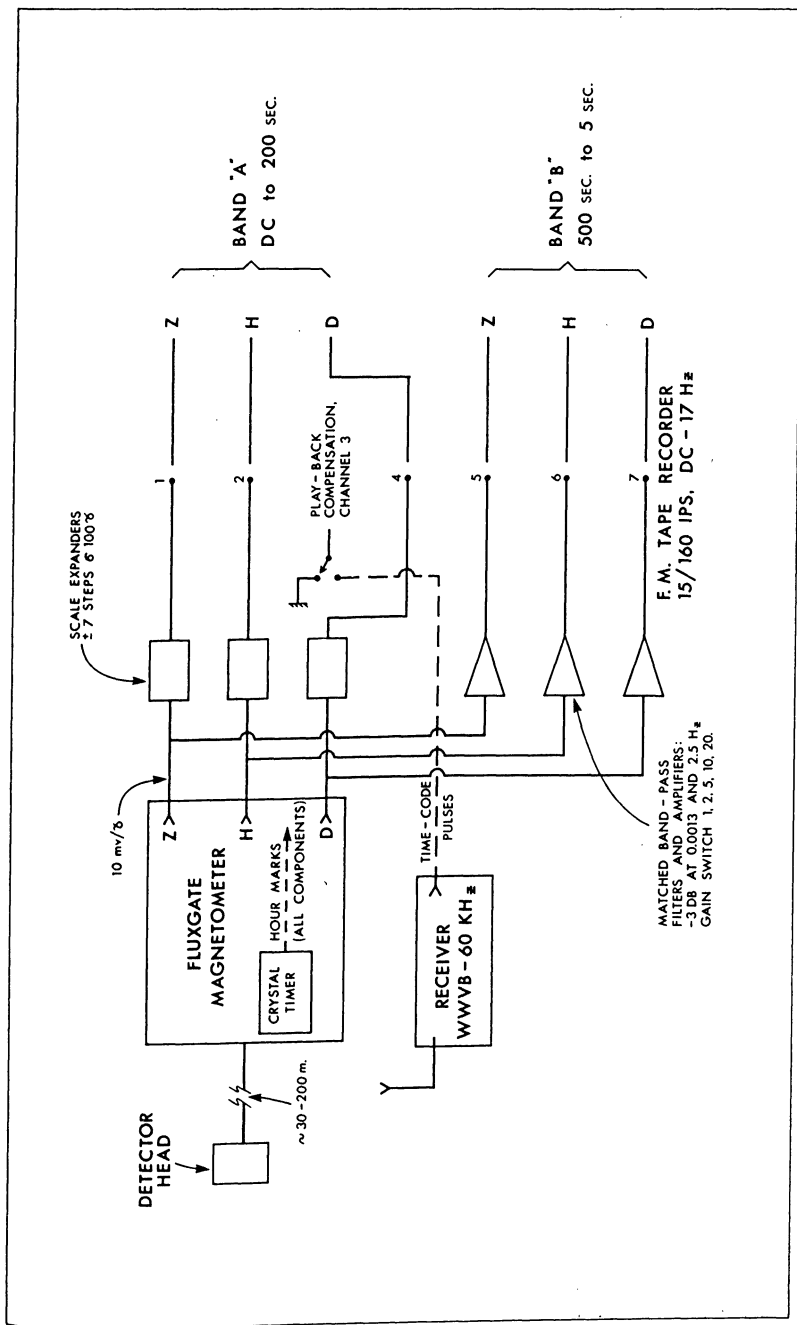


Fig. 2: Block diagram of instrumentation, connected for geomagnetic depth sounding (GDS) use





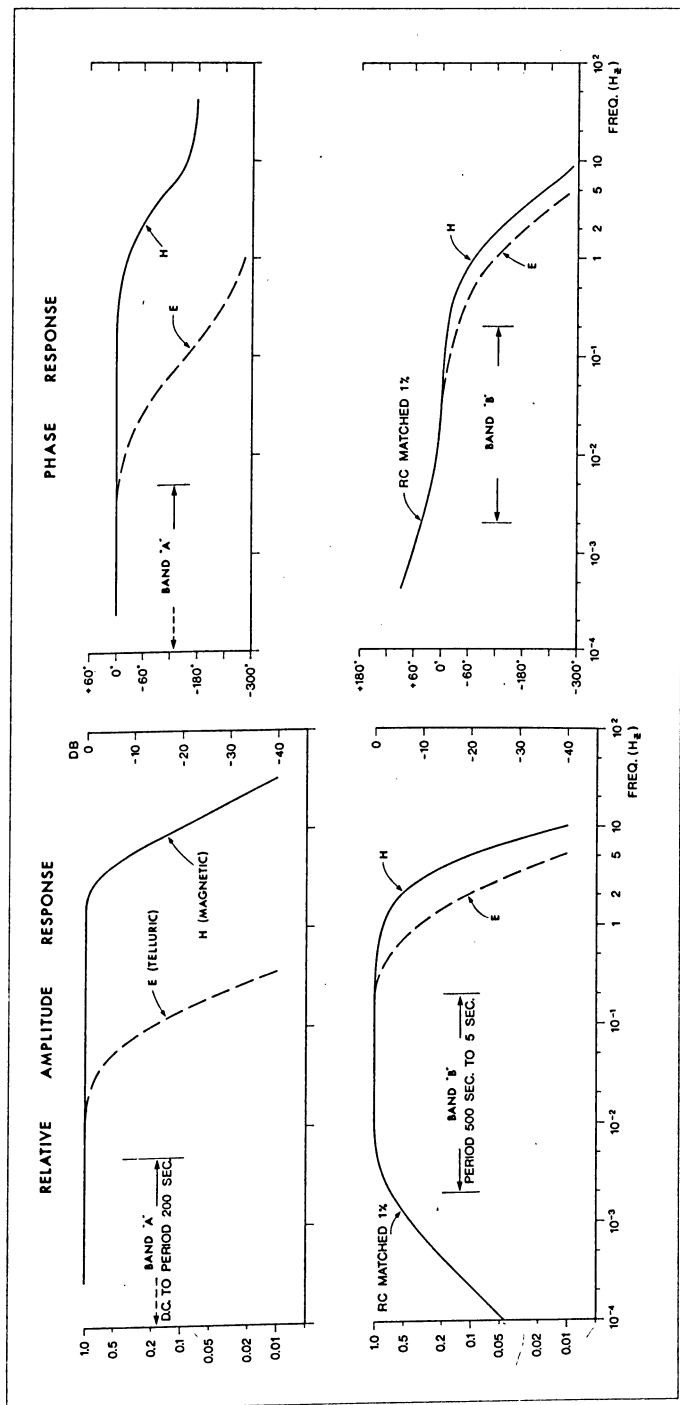


Fig. 4: Overall system frequency response curves

Although the system was developed primarily for geomagnetic depth-sounding, a magneto-telluric (MT) adaption was also built and tested. A block diagram of this MT version is shown in Figure 3. Since 5 channels are required for each band, the two frequency bands are recorded separately. In that case radio timing as well as playback compensation are applied continuously. Data in the two bands are recorded in consecutive recording periods, but could of course be recorded simultaneously if two tape recorders per station were available.

The MT system has also been successfully used with a 5-channel YEW type MPO-51 "scratch" recorder instead of the slow-speed FM tape recorders. For sites where line power is available, this recorder presents significant advantages (in cost, convenience, and particularly reliability) over the slow-speed tape recorders; however, its relatively high power consumption (50 VA maximum, about 25-30 VA average) restricts its use for most mobile operations. Using film advance speeds of 3 mm/hour for "Band A" operation and 18 mm/hour for "Band B", resolution and dynamic range are equivalent to those obtained with the tape recorders.

The overall frequency response curves of the system are shown in Figure 4. Active filters provide the required sharp high-frequency cut-offs, particularly for the telluric

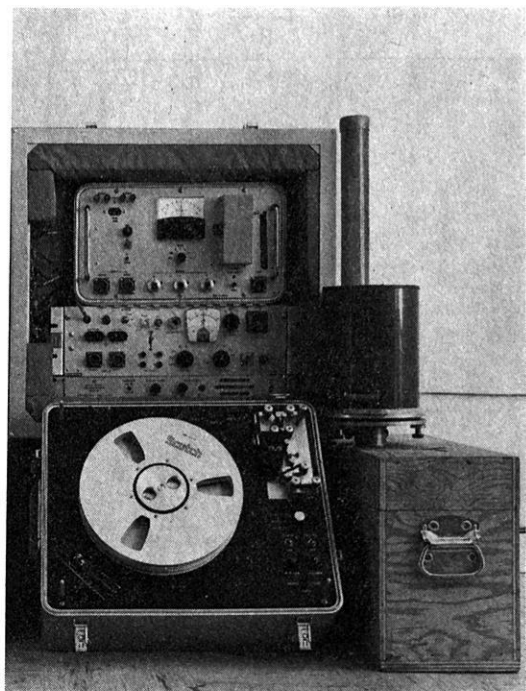


Fig. 5: Photograph of GDS system

channels, and the low-cut characteristics for "Band B". It should be noted that frequency response characteristics within the signal bands are either rigorously flat, or closely matched. Consequently, data analysis (which is always concerned with ratios between components in this type of work) can be carried out without any frequency-dependent instrument-response corrections. Even in the measure of MT phase shifts no corrections need be applied in practice: the E and H response curves deviate from perfect match only at the high-frequency limits of the bands, and it has been our experience that valid phase data are seldom obtained near this limit.

A photograph of the GDS system is shown in Figure 5 (for MT work a second enclosure is added, containing the two telluric amplifiers). The transit case contains (from top to bottom) the fluxgate instrument, a control unit, and the standard-time receiver. The control unit contains plug-in slots for filters and power supply as well as the interface between the amplifiers and the recording devices: channel selector patch-board, signal monitor outlet and meter, and tape recorder calibration circuitry. The tape recorder is shown in front; the fluxgate detector head is shown on one of the battery boxes, and the ferrite core antenna for the radio receiver behind it. The system is fully weatherproof, with equipment being mounted within water-proof aluminium transit cases with adequate thermal and mechanical protection; all connections between units are made through external water-proof connectors and cables, enabling operation with all lids closed.

In mobile operation, each GDS system requires three batteries: two 18-Volt batteries for the fluxgate and other electronic circuitry (filters, scale expanders), and one 12-Volt battery for the tape recorder. In MT use, an additional 18-Volt battery is required for the telluric amplifiers. Each 10.5" (26.67 cm) diameter tape reel, recording at 15/160 IPS (2.38 mm/sec), lasts for over 120 hours, permitting a 5-day service cycle for unattended stations. Using heavy-duty batteries (100 AH for the 12-Volt batteries, 45 AH for the 18-Volt batteries), adequately constant voltage is maintained for these 5 days; should equipment weight become a critical factor, smaller 18-Volt batteries could be used without any significant deterioration in data quality, as the equipment is quite insensitive to power supply parameters. Using larger tape reels (14", i.e. 35.56 cm diameter), a 10-day operating cycle could readily be achieved; for GDS work such long service cycles are quite practicable, but for MT work we have found that problems of line breakage require more frequent station checks, and a 5-day cycle was found to be desirable. For sites where line power is available, the batteries can be omitted, since the equipment can be operated directly from line power; internal voltage regulation is provided, so that the quality of the line power is not critical in either voltage or frequency. Alternatively, the batteries can be connected in a "stand-by" configuration to provide recording continuity during line power failures.

At present four complete systems have been constructed (two each by the University of B.C. and by Victoria Geophysical Observatory). All four systems have been extensively used in the field during 1971, in the GDS as well as MT configurations, with satisfactory results. Figure 6 shows an example of recordings obtained in GDS in the

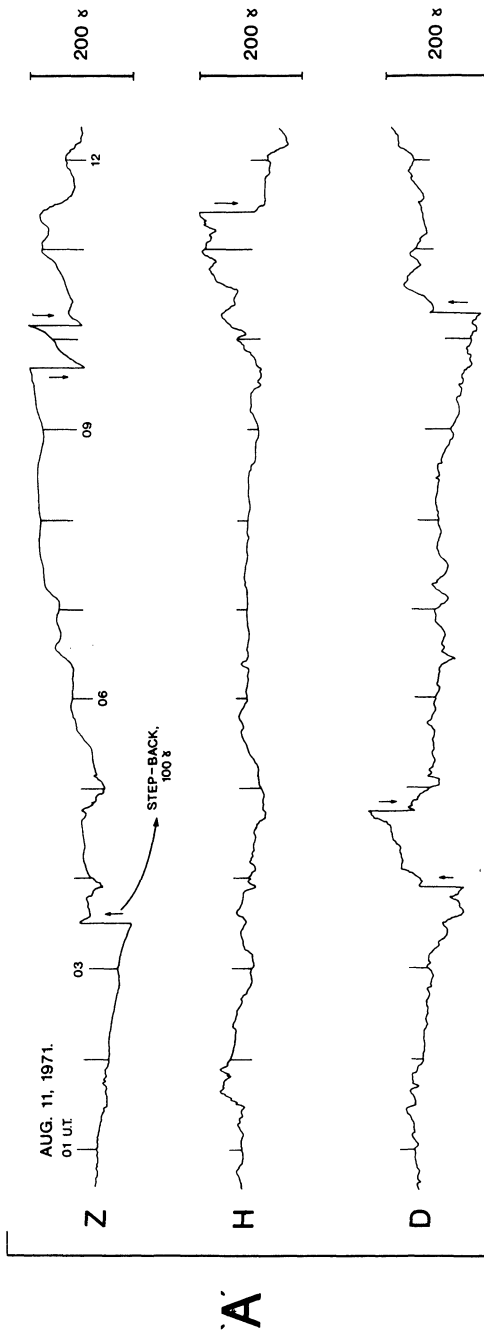


Fig. 6: Example of GDS recordings; long-period (Band "A") mode

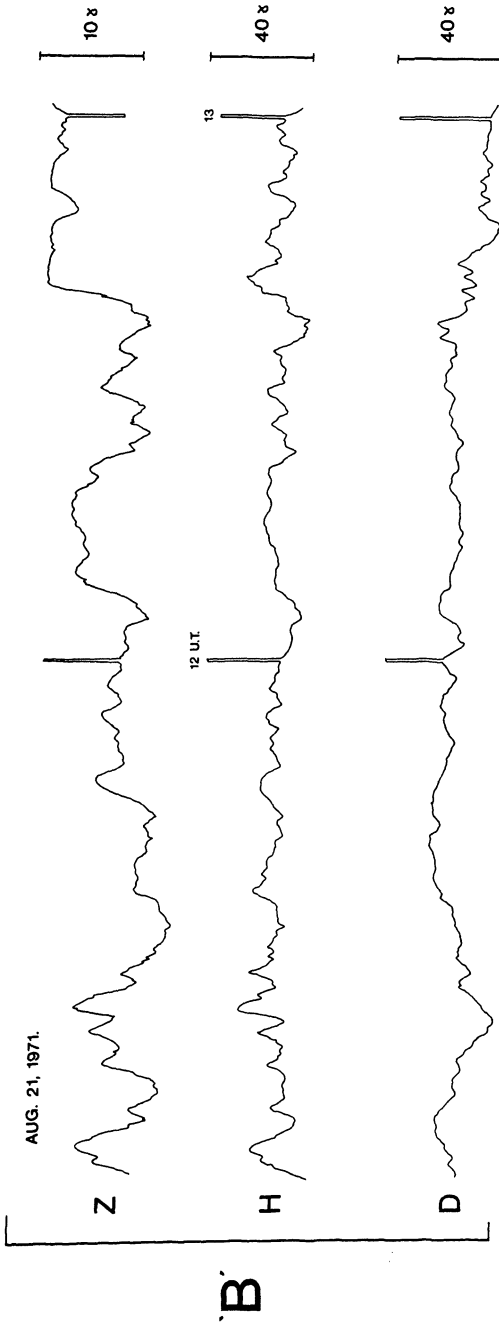


Fig. 7: Example of GDS recordings; short-period (Band "B") mode

long-period (Band "A") mode at a high-latitude low- $\Delta Z$  station. Several step-backs are shown, identified by arrows. A two-hour section of recordings obtained in the Band "B" mode is shown in Figure 7 to illustrate the sensitivity capabilities of the system; effective "trace thickness", including instrumental noise and high-frequency "hash", is the equivalent of about 0.05 gamma on the high-gain ( $Z$ ) channel, permitting resolution of signals with amplitudes as low as 0.2 gamma peak-to-peak. In some cases this limit can be further improved (for narrower frequency bands) by filtering and amplitude "expansion" on play-back.

### Acknowledgments

The portion of this work which was carried out at the University of British Columbia was supported by Grant No. 66-9521 (G. K. C. Clarke) from the Defence Research Board of Canada.

### References

- CANER, B.: Quantitative interpretation of geomagnetic depth-sounding data in western Canada. *J. Geophys. Res.*, 76, 7202-7216, 1971
- GOUGH, D. I., and J. S. REITZEL: A portable three-component magnetic variometer. *J. Geomagn. Geoelectr.*, 19, 203-215, 1967
- SERSON, P. H.: An electrical recording magnetometer. *Can. J. Physics*, 35, 1387-1394, 1957
- TRIGG, D. F.: An automatic zero suppression circuit. *Rev. of Scient. Instruments*, 41, 1298 to 1302, 1970
- TRIGG, D. F., P. H. SERSON, and P. A. CAMFIELD: A solid-state electrical recording magnetometer. *Publ. Earth Physics Branch, Ottawa*, 41, 5, 67-80, 1971

## **Ein transportabler, netzunabhängiger Elektrograph für Dauerregistrierungen des induzierten erdelektrischen Feldes**

### **A Transportable Battery-Operated Electrograph for Permanent Recording of the Induced Electric Field of the Earth**

M. BEBLO, München<sup>1)</sup>

Eingegangen am 27. Januar 1972

*Zusammenfassung:* Am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München wurden mehrere neue Elektrographen zur Registrierung des induzierten erdelektrischen Feldes gebaut. Das neue Meßgerät kann netzunabhängig im Intervall von  $-5^{\circ}\text{C}$  bis  $+60^{\circ}\text{C}$  eingesetzt werden. Die tellurischen Ströme werden über unpolarisierbare Cu-CuSO<sub>4</sub>-Elektroden (Elektrodenauslage 50 m) in magnetisch Nord-Süd und Ost-West abgegriffen, verstärkt, gefiltert und über Spiegelgalvanometer auf Film registriert. Eine Eichung dient zur Anpassung an absolute Spannungsgrößen. Durch eine Gleichstromkompensation können Eigenpotentiale des Bodens und Kontaktpotentiale der Elektroden ausgeglichen werden. Ein umschaltbares aktives Bandpaßfilter erlaubt eine Teilung des Frequenzbandes. Bei einer Filmgeschwindigkeit von 72 cm/h werden Perioden von 3–4500 s registriert, während mit einer Filmgeschwindigkeit von 8 cm/h Perioden von 125–32000 s registriert werden.

*Summary:* During the last years portable electrographs have been developed in the Institute of Applied Geophysics, University of Munich. The new battery-operated electrograph is designed to work in a temperatur-range between  $-5^{\circ}\text{C}$  up to  $+60^{\circ}\text{C}$ . The telluric currents are picked up by unpolarizable Cu-CuSO<sub>4</sub>-electrodes, amplified, filtered and recorded on film. The amplitude of the telluric currents is defined by an automatic calibration. Self potentials are suppressed by a DC-compensation system. An interchangeable wide-band filter makes it possible to record periods from 3 sec up to 4500 sec (film speed 72 cm/h), or periods from 125 sec up to 32000 sec (film speed 8 cm/h).

#### **Einleitung**

Zeitlich variable Magnetfelder der Ströme in der Ionosphäre und Magnetosphäre induzieren in der leitfähigen Erde zeit- und ortsabhängige elektrische Felder.

Aus gleichzeitigen Registrierungen von Variationen des erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes an der Erdoberfläche sind Aussagen über die Verteilung der

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Geophys. MARTIN BEBLO, Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 8 München 2, Theresienstraße 41/IV.

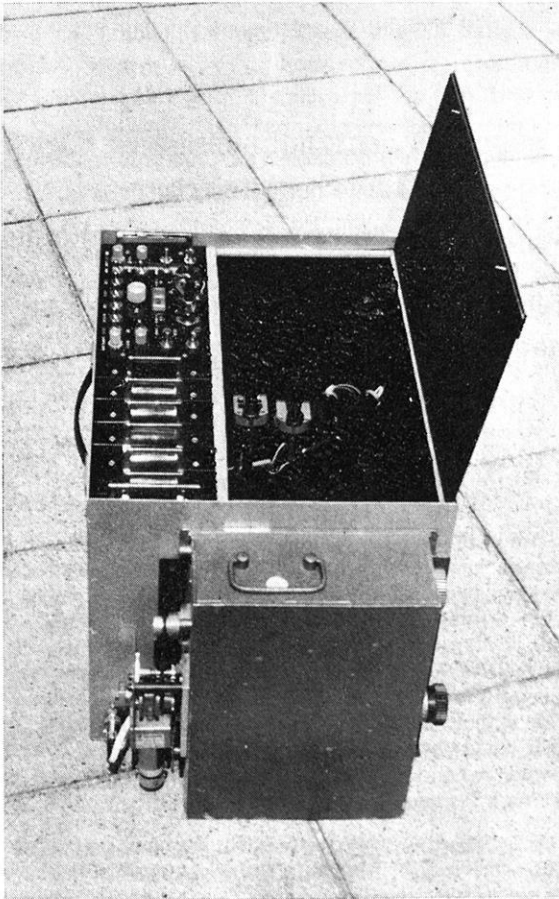


Abb. 1: Geöffneter Elektrograph (47/35/35 cm) mit eingestecktem Lichtschreiber. Links Elektronik-Einschub, rechts Registereinheit mit Blick auf die Galvanometer und die Lampen der Zeitmarkierung

The electrograph with the camera in the foreground. The electronics are visible on the left, whilst on the right side the galvanometers and lamps for the time scales may be seen

elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund möglich. Durch die Berechnung der Leitfähigkeits-Verteilung als Funktion der Tiefe kann die Mächtigkeit der sedimentären Deckschicht bestimmt werden, da die Sedimente – abhängig vom Elektrolytgehalt ihres Porenwassers – eine viel größere Leitfähigkeit haben, als die unter ihnen liegenden kristallinen Gesteine [BERKTOLD 1969, SENGPIEL 1968]. Des weiteren lassen sich möglicherweise Aussagen über die elektrische Leitfähigkeit im oberen Erdmantel



gewinnen, da auf Grund der Halbleiter-Eigenschaften des dortigen Gesteins die Leitfähigkeit mit der Temperatur stark ansteigt [HAAK 1970]. Über den Umweg der Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit mit der Tiefe aus den registrierten Variationen des erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes an der Erdoberfläche könnte man also auch Kenntnisse über normale oder anomale Temperatur-Verteilungen im oberen Erdmantel erhalten, was für die Erforschung geodynamischer Prozesse von großer Wichtigkeit ist.

Während Geräte zur Registrierung der Variationen des erdmagnetischen Feldes – nach verschiedenen Registrierverfahren arbeitend – von der Industrie bezogen werden können, war es notwendig, Meßgeräte zur Registrierung des induzierten erdelektrischen Feldes zu entwickeln, da solche Meßgeräte nicht industriell gefertigt werden.

Angehörige des Institutes für Angewandte Geophysik der Universität München beschäftigen sich schon viele Jahre mit Konstruktion und Bau von Elektrographen, welche die Variationen des erdelektrischen Feldes sowohl auf Film als auch auf Magnetband registrieren [SCHUCH 1962, GREINWALD 1967, 1969]. Ich möchte nicht die langjährige Entwicklung beschreiben, sondern nur den neuen Elektrographen mit Filmregistrierung vorstellen [BEBLO 1971] (Abbildung 1).

## I. Baugruppen des Meßteiles

Der Elektrograph soll mit zwei identischen Meßkreisen die erdelektrischen Variationen in den Komponenten magnetisch Nord-Süd und Ost-West registrieren.

Das elektrische Feld der tellurischen Ströme wird über unpolarisierbare Cu-CuSO<sub>4</sub>-Elektroden – Elektrodenabstand 50 m – in 30 cm Tiefe abgegriffen, verstärkt, gefiltert und über Spiegelgalvanometer auf Papierfilm (15 cm/15 m) registriert. Den schematischen Aufbau des Elektrographen zeigt Abbildung 2. Die genaue elektronische Bestückung kann aus Abbildung 3 entnommen werden.

### a) Eingangsteil

Konstante oder sich langsam ändernde Gleichspannungen, wie Eigenpotentiale des Bodens oder Grenzpotentiale der Elektroden, werden durch eine Gleichstromkompensation unterdrückt. Diese verhindert ein Übersteuern der Meßverstärker durch Gleichströme.

Zur Bestimmung der Amplitude der Variationen des erdelektrischen Feldes wurde eine automatische Eichvorrichtung eingebaut. Die Eichspannung wird über einen zu den Elektroden in Serie liegenden Widerstand eingespeist. Sie überlagert sich dem Meßsignal und bewirkt eine Versetzung der Meßkurve auf dem Film.

Des weiteren wird durch die Richtung des Eichausschlages auf dem Film die Polung der Variationen des erdelektrischen Feldes festgelegt: Variationen des *E*-Feldes in Richtung des Eichausschlages bedeuten: Die Felder sind nach W bzw. S gerichtet.

Darüber hinaus wird die Eichung zur Kennzeichnung der NS-Spur benutzt. Die die Eichung steuernde Uhr (siehe unten) löst jede Stunde im NS-Kreis eine zusätzliche

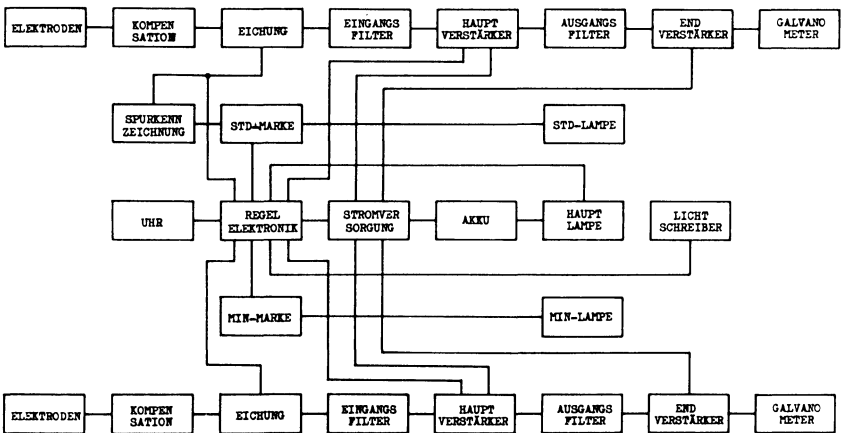


Abb. 2: Blockschaltbild. Aufbau der beiden Meßkreise der Kanäle Nord – Süd und Ost – West zur Registrierung des erdelektrischen Feldes mit den Baugruppen der elektrischen Hilfsgeräte

Block diagram. The two channels to record the electric field of the earth together with the electric auxiliary equipment

Eichung aus. Dadurch können sich überschneidende Meßspuren auf dem Film leicht unterschieden werden.

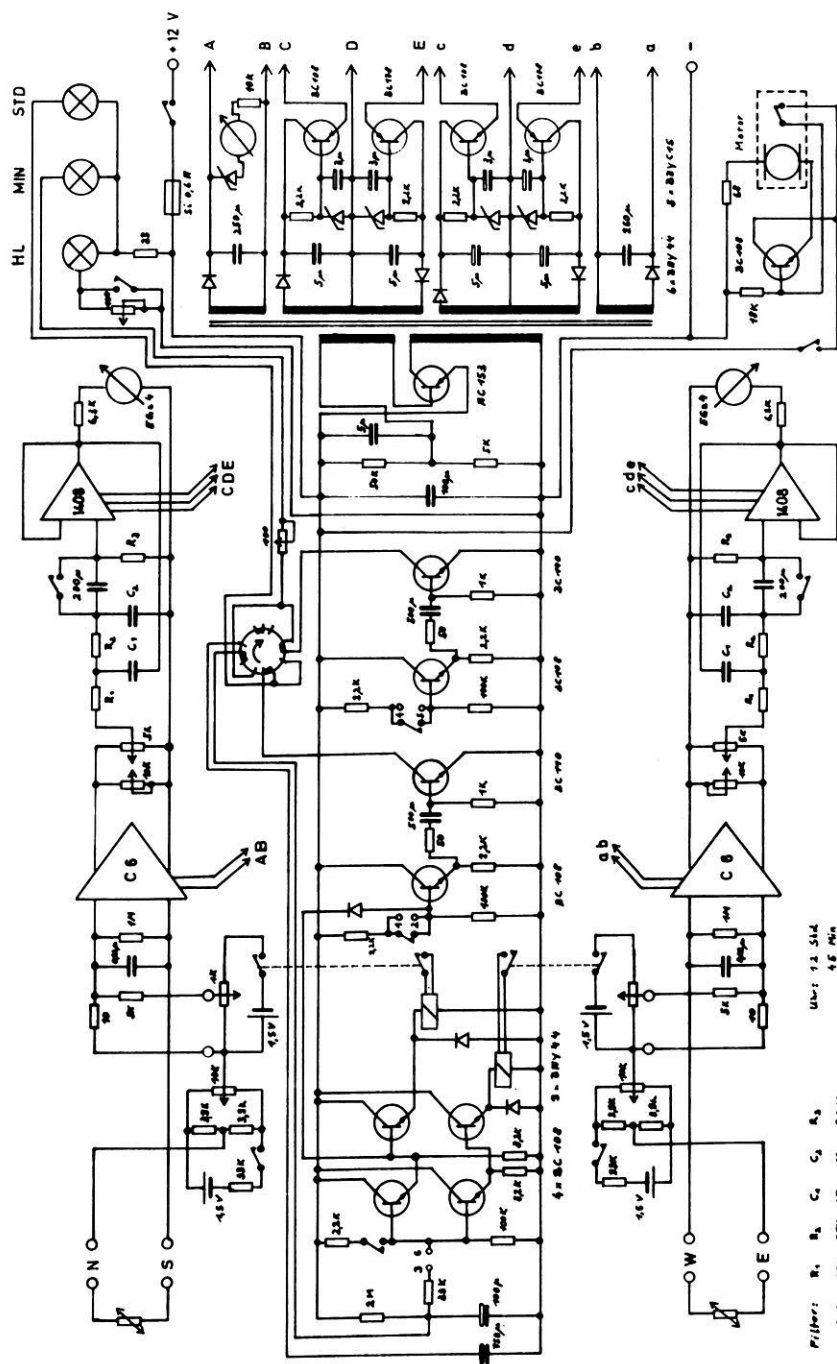
Vor dem eigentlichen Meßverstärker liegt noch ein Tiefpaßfilter, welches die hochfrequenten Störströme vagabundierender technischer Wechselströme (vor allem 50 Hz und  $16\frac{2}{3}$  Hz) dämpft. Die eigentliche Ausbiegung dieser Störströme erfolgt im Bandpaßfilter des Ausgangskreises.

## b) Meßverstärker

Das so vorbereitete Signal gelangt nun an den Eingang des Meßverstärkers, dessen Eingangswiderstand auf  $1\text{ M}\Omega$  herabgesetzt wurde. Als Meßverstärker wurden „low-drift“-Spannungsverstärker eingebaut. Sie arbeiten als modulierte Gleichstromverstärker mit Transistor-Gegentakt-Chopper. Diese Verstärker wandeln kleine, nicht belastbare Meßwerte mit höchster Verstärkungsgenauigkeit und Nullpunktkonstanz in einen eingepprägten Strom. Durch Änderung des äußeren Belastungswiderstandes kann eine von Null bis Tausend reichende Verstärkung eingestellt werden. Als Last-

Abb. 3: Gesamtstromlaufplan. Aufbau wie Blockschaltbild, Abb. 2

Complete circuit diagram



GESAMTSTROMLAUFPLAN

widerstand dient ein Potentiometer, an dessen Mittelabgriff die verstärkte Spannung abgegriffen und variiert werden kann. Die Verstärker wurden so ausgewählt, daß Drift und Rauschen nur etwa 1 Prozent der Meßspannung betragen.

### c) Ausgangskreis

In den Ausgangskreis wurden aktive Bandpaßfilter mit einer Flankensteilheit von 12 dB/Oktave eingebaut. Die *RC*-Bestückung des Bandpaßfilters wurde so vorgenommen, daß man durch Austausch einer Leiterplatte das Frequenzband verändern kann: Um Pulsationen des *E*-Feldes zu registrieren, wird – bei einer Filmgeschwindigkeit von 72 cm/h – ein Intervall von 3–4500 s aufgezeichnet.

Um Variationen des *E*-Feldes zu registrieren, werden – bei einer Filmgeschwindigkeit von 8 cm/h – Perioden von 125–32000 s registriert.

### d) Meßwerke

Als Meßwerke dienen zwei hochstromempfindliche Spiegelgalvanometer. Sie haben eine Stromempfindlichkeit von  $2,2 \cdot 10^{-9}$  A/mm/m. Ihr innerer Widerstand beträgt 6 K $\Omega$ , die Eigenschwingung 1 s.

### e) Amplituden- und Phasenkurven

Alle frequenzabhängigen Baugruppen des Elektrographen bestimmen die Form der Amplituden- und Phasenkurven (Abbildung 4). Der in der Amplitude ungedämpfte Bereich umfaßt Perioden von 30–5000 s. Die in der Amplitude gedämpften Anteile sowie die Form der Phasenkurven müssen noch gesondert berücksichtigt werden. In den Rechenprogrammen zur Auswertung werden dazu Treppenfunktionen benutzt, welche dem wahren Verlauf aller vier Kurven gut angepaßt werden konnten.

## II. Baugruppen der elektrischen Hilfsgeräte

In der Nähe von Städten oder dicht besiedelten Gebieten wird die Registrierung durch technische Störströme ungünstig beeinflusst. Man ist daher auf abgelegene Meßstationen angewiesen, wo eine Stromversorgung aus dem Netz nicht möglich ist und nur die Energie eines Akkumulators zur Verfügung steht. Dadurch sind dem Gesamtstromverbrauch des Meßgerätes enge Grenzen gesetzt. Der hier beschriebene Elektrograph benötigt etwa 2 Watt zur Versorgung der Verstärker, des Filmtransportes und der Zeitmarkierung.

Die Verstärker des Elektrographen werden durch Eintakt-Durchflußwandler betrieben, um einerseits die jeweiligen Versorgungsspannungen zu gewinnen, andererseits um eine galvanische Entkoppelung zu erhalten. Nur so konnte ein genügend hoher Isolationswiderstand ( $> 10^{12} \Omega$ ) zwischen den Meßkreisen erreicht werden, ohne gegenseitige Einstreuungen befürchten zu müssen.

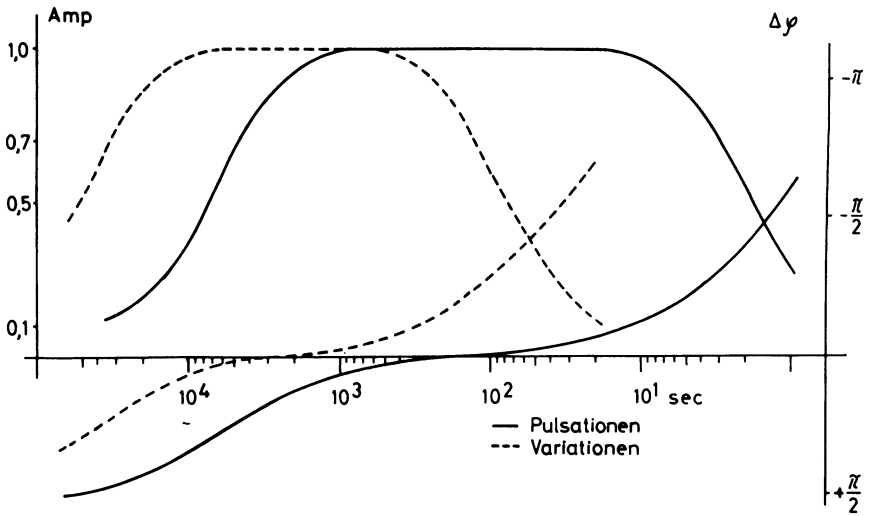


Abb. 4: Amplituden- und Phasenkurven. Durch Änderung des Bandpaßfilters des Elektrographen können zwei Frequenzbereiche registriert werden:

a) Registrierung von Pulsationen des  $E$ -Feldes: Es werden Perioden von 3–4500 s bei einer Filmgeschwindigkeit von 72 cm/h registriert

b) Registrierung von Variationen des  $E$ -Feldes: es werden Perioden von 125 bis 32000 s bei einer Filmgeschwindigkeit von 8 cm/h registriert

Unter den jeweiligen Amplituden-Kurven die dazugehörigen Phasen-Kurven. Alle Kurvenzüge werden bei der Auswertung durch Rechnung berücksichtigt

Amplitude and phase response: The interchangeable wideband filter makes it possible to record

a) The pulsation type = periods from 3 sec up to 4500 sec (film speed 72 cm/h)

b) The variation type = periods from 125 sec up to 32000 sec (film speed 8 cm/h)

The upper curves show the amplitude response, the lower curves show the phase response

Als Filmkameras werden – am Institut für Angewandte Geophysik, München, entwickelte – Lichtschreiber eingesetzt. Der Filmtransport wird durch Gleichstrommotore gesteuert, denen Wechselgetriebe vorgeschaltet sind, so daß die erforderlichen Filmgeschwindigkeiten eingestellt werden können.

Die Steuerung der Zeitmarkierung übernehmen Schaltuhren mit einer Ganggenauigkeit von  $\pm 2,5$  s/Tag. Zur Kennzeichnung auf dem Film werden Lampen benutzt, die zu jeder vollen Minute bzw. Stunde – durch elektronische Schalter gesteuert – kurzzeitig aufblitzen.

Alle vier Stunden wird durch die Uhr eine automatische Eichung ausgelöst. Die Dauer des Eichausschlages wird durch ein variables  $RC$ -Glied bestimmt, so daß die Eichdauer in Abhängigkeit von der Filmgeschwindigkeit eingestellt werden kann.

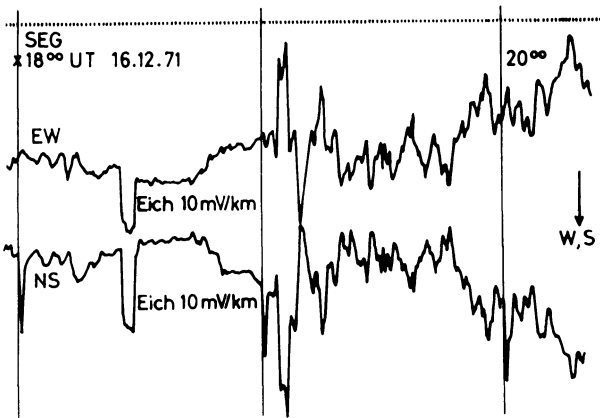
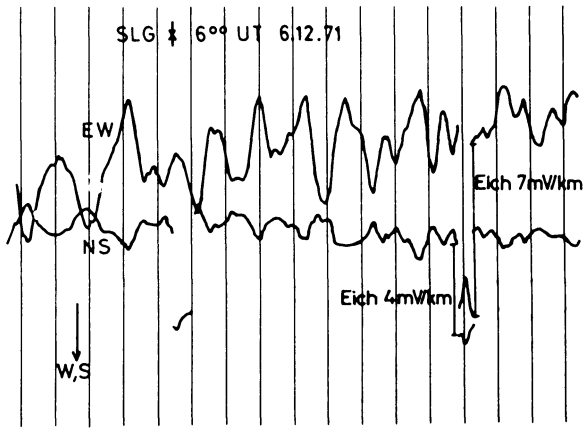


Abb. 5: Registrierbeispiele

*Oben:* Registrierung von Pulsationen des  $E$ -Feldes, Station SLG Schleching/Chiemgau 6. 12. 1971, 6.00 UT. Senkrechte Striche über den Film = Minutenmarken. Punkt am oberen Filmrand = Stundenmarkierung. Spurversetzung der NS-Spur zu jeder vollen Stunde als Kennzeichnung. Automatische Eichung beider Spuren (alle vier Stunden)

*Unten:* Registrierung von Variationen des  $E$ -Feldes, Station SEG Seegatterl/Reit im Winkel 16. 12. 1971, 18.00 UT. Senkrechte Striche über den Film = Stundenmarken. Punkte am oberen Filmrand = Minutenmarken. Spurversetzung der NS-Spur zu jeder vollen Stunde. Automatische Eichung beider Spuren

Example of typical record

*Above:* Electric pulsations; station SLG Schleching 6. 12. 1971, 6.00 UT. Vertical lines crossing the film = minute marks. Point on the top of the film = hour mark. Automatic calibration on both traces. At the beginning of each hour the calibration of the NS-trace is switched on for identification

*Below:* Electric variations; station SEG Seegatterl 16. 12. 1971, 18.00 UT. Vertical lines crossing the film = hour marks. Points on the top of the film = minute marks. Automatic calibration on both traces. At the beginning of each hour the calibration of the NS-trace is switched on for identification

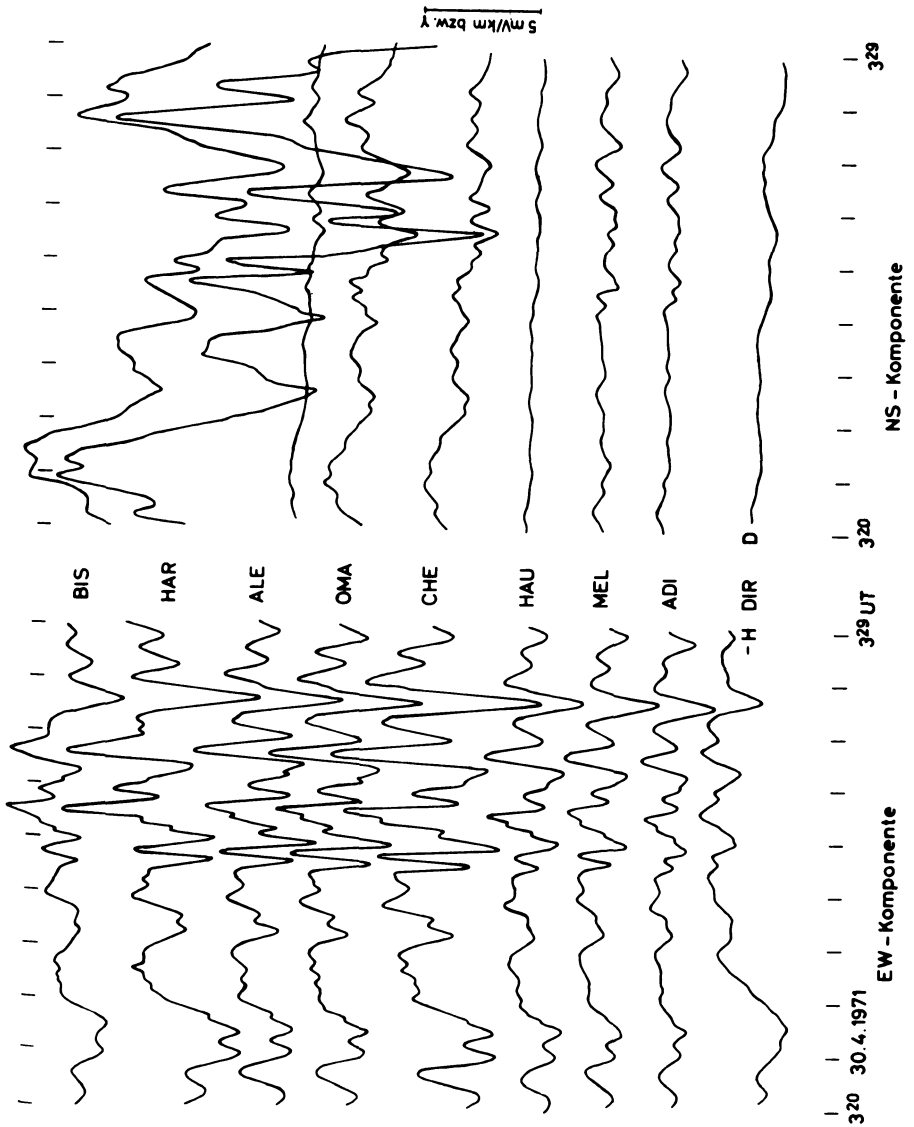


Abb. 6: Montage von  $E$ -Feld-Pulsationen und Pulsationen des Magnetfeldes (Station DIR) längs eines NS-Profiles vom Somali-Plateau in die Afar-Senke/Äthiopien, registriert mit der beschriebenen Apparatur. Die Originalregistrierungen wurden auf gemeinsame Empfindlichkeit,  $5 \text{ mV/km}$  bzw.  $5 \gamma$ , umgerechnet. Profillänge  $160 \text{ km}$ , mittlerer Stationsabstand  $20 \text{ km}$ . BIS–ALE Somali-Plateau, ALE–CHE Somali-Escarpement, CHE–ADI Afar-Senke. Gemessen von der Arbeitsgruppe Geoelektrik des Institutes für Angewandte Geophysik, Universität München, April 1971

Assembly of electric pulsations and magnetic pulsations (station DIR) by a north-south profile from the Somali-plateau to the Afar-depression of Ethiopia. The length of the profile is  $160 \text{ km}$ , the separation between two stations is  $20 \text{ km}$ . The original recordings by the new electrograph have been converted to a standard sensitivity of  $5 \text{ mV/km}$ ,  $5 \gamma$ , respectively

### III. Registrierbeispiele

Die folgenden Abbildungen geben Registrierbeispiele wieder, die mit dem neuen Elektrographen gewonnen wurden. Abbildung 5 zeigt *E*-Feld-Pulsationen und Variationen. Abbildung 6 zeigt eine Montage von *E*-Feld-Pulsationen, die aus Registrierungen in der Afar-Senke/Äthiopien gewonnen wurde. (Weitere Erläuterungen sind den Bildunterschriften zu entnehmen.)

### Ausblick

Die lange Erfahrung im Bau und die ständige Weiterentwicklung der Elektrographen ermöglichten ein preiswertes Meßgerät, welches nahezu überall eingesetzt werden kann (störungsfreie Registrierungen zwischen  $-5^{\circ}\text{C}$  und  $+60^{\circ}\text{C}$ ). Eine weitere Neuentwicklung scheint daher zur Zeit nicht dringend zu sein. Dennoch werden kleinere technische Änderungen, vor allem der Einbau von Quarzuhren zur Verbesserung der Zeitmarkierung, ein noch niedrigerer Energieverbrauch der gesamten Meßapparatur sowie eine größtmögliche Sicherheit gegenüber witterungsbedingten Einflüssen auf Registrierteil und Elektronik diskutiert.

### Danksagung

Durch Unterstützung und Förderung von Herrn Prof. Dr. G. ANGENHEISTER sowie die Mitarbeit der Herren der Arbeitsgruppe Geoelektrik und die vielen Arbeiten, die in der Werkstatt des Institutes für Angewandte Geophysik, München, ausgeführt wurden, nicht zuletzt durch die finanzielle Hilfe der Deutschen Forschungsgemeinschaft konnten mehrere Elektrographen des beschriebenen Typs gebaut werden, so daß derzeit an 13 Stationen die Variationen des erdelektrischen Feldes gleichzeitig registriert werden können.

### Literatur

- BEBLO, M.: Ein neuer Elektrograph zur Registrierung der natürlichen Variationen des induzierten erdelektrischen Feldes. Dipl.-Arbeit, Inst. f. Angew. Geophys. Univ. München, 1971
- BERKTOLD, A.: Tiefensondierung mit Hilfe der Variationen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes längs eines Profils vom Oberpfälzer Wald durch das nördliche Alpenvorland bis zu den Kitzbühler Alpen. Diss. Naturw. Fak. Univ. München, 1969
- GREINWALD, S.: Die neue Apparatur des Institutes für Angewandte Geophysik der Universität München zur Aufzeichnung der natürlichen Schwankungen des erdelektrischen Feldes. Dipl.-Arbeit, Inst. f. Angew. Geophys. Univ. München, 1967



- GREINWALD, S.: Aufzeichnung von Variationen des erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes auf Magnetband. Protokoll Erdmagnetische Tiefensondierung, Reinhausen, 197 bis 204, 1969
- HAAK, V.: Das zeitlich sich ändernde, erdelektrische Feld, beobachtet auf einem Profil über den Rheingraben; eine hiervon abgeleitete Methode der Auswertung mit dem Ziel, die elektrische Leitfähigkeit im Untergrund zu bestimmen. Diss. Naturw. Fak. Univ. München, 1970
- SCHUCH, M.: Eigenpotentialbeobachtungen mit verschiedenen Elektroden, insbesondere an Torflagerstätten. Diss. Naturw. Fak. Univ. München, 1962
- SENGPIEL, K. P.: Das induzierte erdelektrische Feld im süddeutschen Alpenvorland und seine Abhängigkeit vom Untergrund, untersucht mit neuen Methoden der Auswertung und Interpretation. Diss. Naturw. Fak. Univ. München, 1968



## **Meridional Distribution of Tropospheric Ozone from Measurements Aboard Commercial Airliners**

H. TIEFENAU, P. G. PRUCHNIEWICZ and P. FABIAN LINDAU/Harz<sup>1)</sup>

Eingegangen am 28. Januar 1972

*Summary:* Aboard commercial airliners 20 registrations of the ozone concentration of the upper troposphere were carried out within a period of 14 months between Europe and South Africa. Nearly each of these meridional ozone profiles shows an approximately constant ozone content between 25°S and 25°N with a pronounced seasonal variation. Most of these profiles show two marked peaks of the ozone concentration between 25°N and 50°N, at about 30°N and between 40° and 45°N. The meridional distribution of the tropospheric ozone content is discussed in relation with the circulation of air-masses within the higher troposphere and lower stratosphere. A strong asymmetry of the northern and southern hemisphere concerning tropospheric ozone content is apparent.

*Zusammenfassung:* An Bord kommerzieller Linienflugzeuge wurden zwischen Mitteleuropa und Südafrika über einen Zeitraum von 14 Monaten 20 Dauerregistrierungen der hochtroposphärischen Ozonkonzentration durchgeführt. Die dabei erzielten meridionalen Profile weisen für jeden einzelnen Meßflug einen annähernd konstanten Ozongehalt in der Zone zwischen 25°S und 25°N auf, wobei ein deutlicher jahreszeitlicher Gang festzustellen ist. Zwischen 25°N und 50°N zeigen nahezu alle Meridionalschnitte in der Zone um 30°N bzw. zwischen 40° und 45°N zwei ausgeprägte Maxima des Ozongehaltes. Die meridionale Ozonverteilung wird im Zusammenhang mit den großräumigen Zirkulationsbewegungen in der oberen Troposphäre und der unteren Stratosphäre diskutiert. Auf die Unsymmetrie der Nord- und Südhalbkugel bezüglich der troposphärischen Ozonverteilung wird hingewiesen.

### **Introduction**

From September 1970 till November 1971 about 20 meridional profiles of the ozone concentration in the higher troposphere between Frankfurt and Cape Town were obtained by continuously measuring the ozone content of the fresh air system aboard commercial jetliners.

All measurements, which cover the four seasons, were carried out with the same portable instrument. The battery operated instrument consists mainly of a Brewer type electrochemical cell [BREWER 1960], DC-amplifier, sensor for cabin pressure and double track recorder for both ozone and cabin pressure. During the flights the

---

<sup>1</sup> Dr. Helmut TIEFENAU, Dr. P. Gerd PRUCHNIEWICZ und Dr. Peter FABIAN, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz.

instrument was connected by means of a special silicone hose to one of the fresh air nozzles inside the cabin. Data on flight altitude, outside pressure and temperature were permanently obtained from the flight crew.

As the fresh air which was used for the ozone records had passed the compression systems of the aircraft, careful measurements had to be performed to prove that our ozone records inside the cabin were representative for the ozone concentration in the free atmosphere. These additional checks were

1. measuring several times with two instruments at different places inside the planes during the whole flight,
2. comparing the ozone records from inside with outside readings during and after landing at airports with a low frequency of aeroplanes and unpolluted air (i.e. Alexanderbay/South Africa, Windhoek/South West Africa, Fort-Lamy/Tschad, Bangui/Republic of Central Africa),
3. comparing our ozone records with results of simultaneously launched ozone radiosondes at Cagliari/Italy, Hohenpeißenberg and Weißenau/FRG, where the most drastic ozone variations occur.

These additional measurements indicated only small ozone destruction within the air compression systems of the different jetliners. Other aeroplanes than jetliners are not useful for our ozone measurements and it is important that the quantity of the fresh air flow at any nozzle is higher than 3 l/min. The outside values agreed with the cabin records within an accuracy of 10%.

## Results

The results of our measurements are given in figure 1. For every season the mixing ratios ozone/air (units:  $\mu\text{g O}_3/\text{g air}$ ) are plotted against latitude which covers the range between  $34^\circ\text{S}$  (Cape Town) and  $51^\circ\text{N}$  (Frankfurt).

Beyond these limits only one transpolar flight was performed in March 1970; the measurements of tropospheric ozone during that flight are plotted in the upper part of figure 1.

Our flights were performed without choosing special meteorological conditions. Nevertheless, at first sight, there are three striking features, which are characteristic of every meridional profile:

1. The tropical region between  $25^\circ\text{S}$  and  $25^\circ\text{N}$  does not exhibit any systematic variation of ozone concentration with the latitude in the higher troposphere. The ozone concentration shows a seasonal variation between  $0.03 \mu\text{g/g}$  and  $0.08 \mu\text{g/g}$ . The annual variation of tropospheric ozone in the tropical region is shown in figure 2. It reveals a strong asymmetry of the hemispheres, as for the regions between  $25^\circ$  to  $0^\circ\text{S}$  and  $0^\circ$  to  $25^\circ\text{N}$  the highest values occur between May and June, the lowest values between October and December. During northern winter there is no difference between the average ozone concentration in the northern and southern

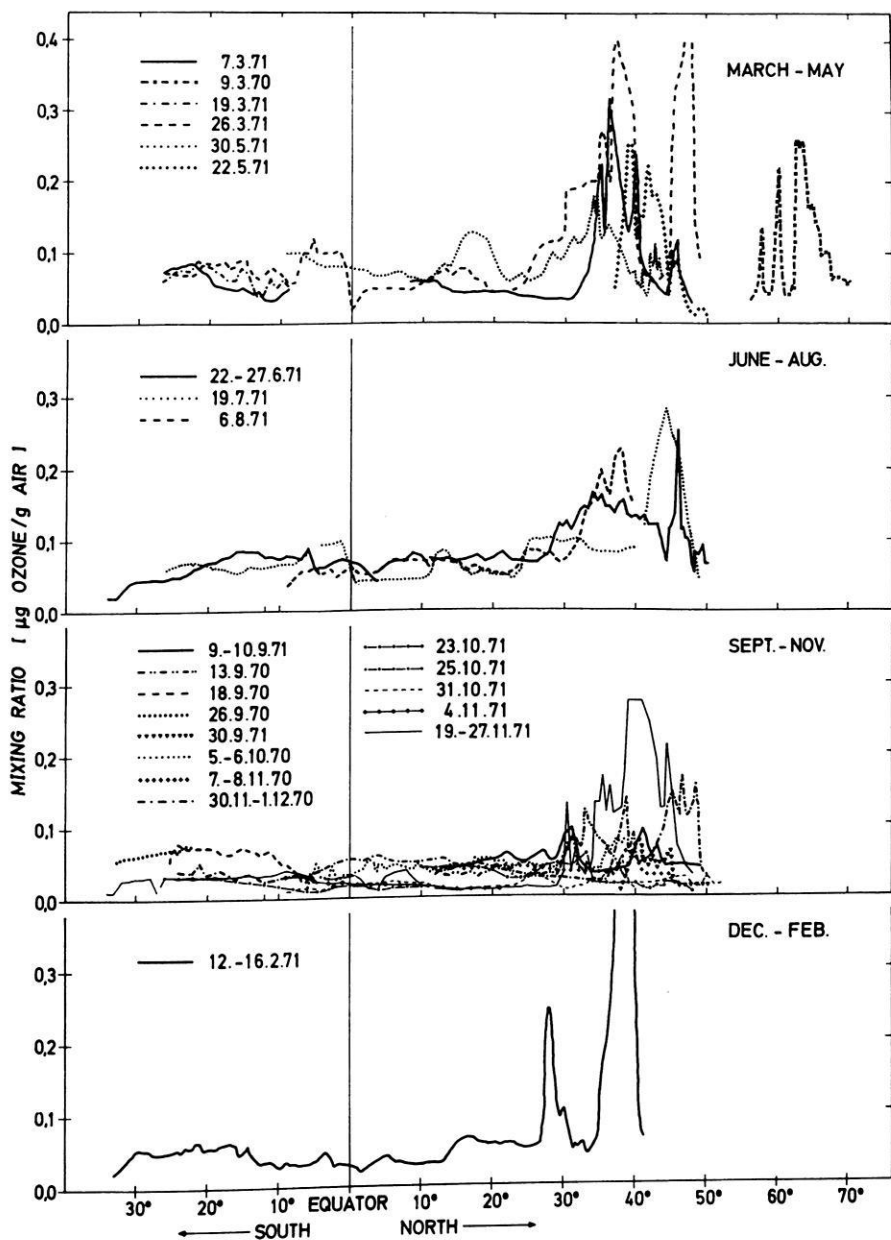


Fig. 1: Meridional ozone profiles in four three-month-intervals from aeroplane measurements over Europe and Africa.

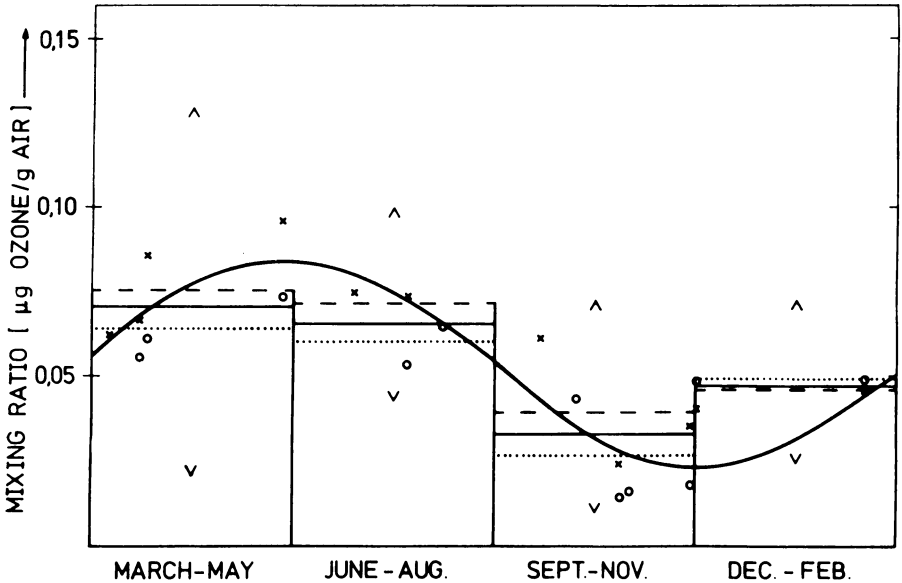


Fig. 2: Ozone concentration versus time.

- × average between  $0^{\circ} - 25^{\circ}\text{S}$ ,
- o average between  $0^{\circ} - 25^{\circ}\text{N}$ ,
- three-month-average between  $0^{\circ} - 25^{\circ}\text{S}$ ,
- ..... three-month-average between  $0^{\circ} - 25^{\circ}\text{N}$ ,
- trend of ozone concentration as a function of time,
- Λ measured maximum and ∇ minimum of ozone concentration, during the three-month-intervals.

tropics, whereas during the other seasons the mean ozone values of the southern tropics are higher than those of the northern tropics.

2. The tropospheric ozone concentration north of  $25^{\circ}\text{N}$  exhibits very strong variations with both season and latitude. The mixing ratios ozone/air, which often exceed values of  $0.2 \mu\text{g/g}$  show very pronounced peaks. As these tropospheric ozone peaks can be interpreted as a result of injection processes from the stratosphere as well as by the entering of the stratosphere by the aircraft we checked whether the jetliner was flying within the troposphere or stratosphere.

From radiosonde data from North Africa (Service Meteorologique de la Tunisie 1970/71) and Italy (Osservatorio Scientifico Sperimentale de Meteorologia Aeronautica 1970/71) we could identify the very high ozone peaks around  $40^{\circ}\text{N}$  on March 26, 1971 and February 16, 1971 as a result of entering the stratosphere in this region. Almost all other peaks, especially during summer and fall when the

tropopause is high, could be identified as measured in the troposphere and thus interpreted as injections from the stratosphere.

Thus two injection regions can be identified in figure 1, one around  $30^{\circ}\text{N}$  and the other around  $40^{\circ}$  to  $45^{\circ}\text{N}$ .

3. An injection region around  $30^{\circ}\text{S}$  latitude could not be detected in the southern hemisphere. If exact symmetry between the hemispheres would occur such injection region would be detectable within our latitude range.

## Discussion

For the northern hemisphere studies with ozone from radiosonde data [PRUCHNIEWICZ 1970] indicate that there are three latitude belts where the main stratospheric-tropospheric exchange processes take place. On the average these latitude belts are centered around  $30^{\circ}\text{N}$ ,  $40^{\circ}$  to  $45^{\circ}\text{N}$ , and  $60^{\circ}\text{N}$ , and can—at least qualitatively—be interpreted as a consequence of the global circulation systems [FABIAN, PRUCHNIEWICZ and ZAND 1971].

As figure 1 demonstrates this average behavior of stratospheric-tropospheric exchange can be found on almost every individual meridional profile.

At about  $30^{\circ}\text{N}$  and  $40^{\circ}$ – $45^{\circ}\text{N}$  well marked injection regions can be identified. There is only one flight north of  $51^{\circ}\text{N}$  during March 1970, but even this single measurements demonstrates the injection region at about  $60^{\circ}\text{N}$ . For better understanding we studied the synoptic weather maps of the 500 mb and 200 mb level for any individual flight.

The first injection region around  $30^{\circ}\text{N}$  always coincides with a high pressure belt over the Sahara desert where the tropical Hadley cell induces downward motions in the troposphere and low stratosphere. This meridional circulation cell is very stable throughout the year with a seasonal variation in latitude.

Compared with the first injection region around  $30^{\circ}\text{N}$  where quasistationary conditions can be assumed the injection region at about  $40^{\circ}$  to  $45^{\circ}\text{N}$  seems to be less understood since no stable meridional circulation exists in middle latitudes. The comparison of our results with 500 mb and 200 mb weather maps indicated that in most cases the region of maximal injection around  $40^{\circ}$  to  $45^{\circ}\text{N}$  is found near the center of old cyclones. These old cyclones which have travelled across the Atlantic Ocean are filled up with the air of the upper troposphere and lower stratosphere. As a result, a remarkable stratospheric-tropospheric exchange of air masses is indicated by the high ozone concentration in the higher troposphere. Among 12 examples presented in figure 1 nine fit very well with this model.

Our aircraft measurements between Frankfurt and Capetown were done on two different routes which are shown in figure 3. The meridional ozone profiles on Sept. 13, Nov. 7–8, Nov. 30, Dec. 1, 1970, Feb. 12–16, March 7 and 26, June 22–27, July 19, Sept. 9–10, Oct. 23 and Nov. 19–27, 1971 were obtained on the direct “continental

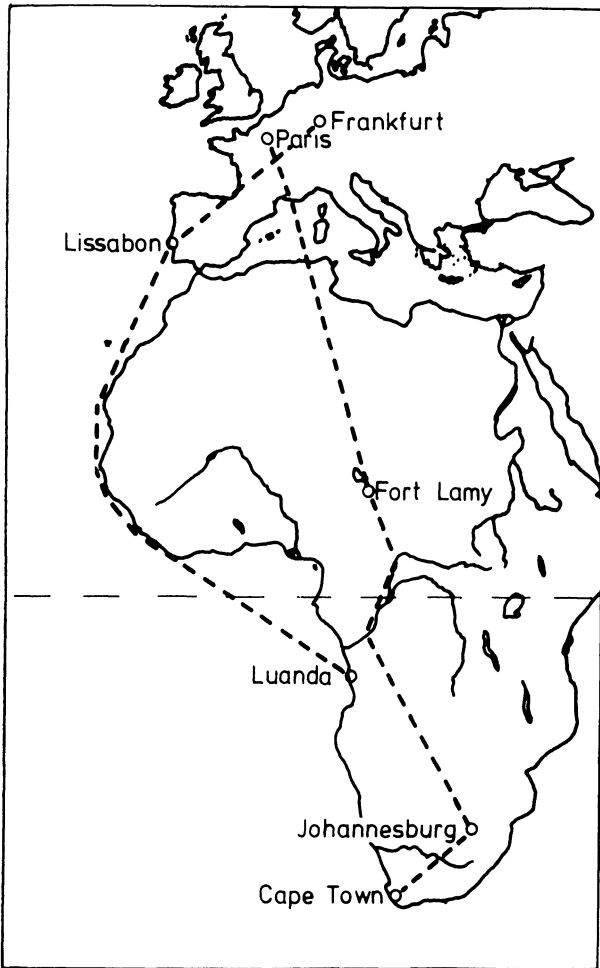


Fig. 3: Flight routes over Europe and Africa.

route”, while those on Oct. 5–6, 1970, May 30, Aug. 6, Oct. 31 and Nov. 4, 1971 were measured on the “maritime route” around West Africa. No significant differences between both types of meridional ozone profiles could be detected.

#### Acknowledgements

Thanks are due to the following companies and their flight crews without whose kind cooperation these measurements could not have been carried out: Air Afrique,



Air France, Alitalia, DETA, KLM, Lufthansa, PanAm, SAA, SAS, TAP, Tunis Air, UTA.

We thank Dr. N. MATTANA, Cagliari/Italy and Dr. W. ATTMANNSPACHER, Hohenpeißenberg/FRG for providing us with ozone radiosonde data for comparison.

The financial support of the Deutsche Forschungsgemeinschaft ist gratefully acknowledged.

### References

- BREWER, A. W. and J. R. MILFORD: The Oxford Kew ozone sonde. Proc. Roy. Soc. A, 256, 470, 1960.
- FABIAN, P., P. G. PRUCHNIEWICZ and A. ZAND: Transport- und Austauschvorgänge in der Atmosphäre und ihre Erforschung mit Spurenstoffen. Naturwissenschaften 58, 541 – 549, 1971.
- PRUCHNIEWICZ, P. G.: Über ein Ozon-Registriergerät und Untersuchung der zeitlichen und räumlichen Variationen des Troposphärischen Ozons auf der Nordhalbkugel der Erde. Mitt. a. d. Max-Planck-Institut f. Aeronomie, 42, 1970.
- Osservatorio Scientifico Sperimentale de Meteorologia Aeronautica, Cagliari/Italy:  
Results of Radiosonde Soundings 1970/71.
- Service Meteorologique de la Tunisie, Tunis/Tunesia:  
Results of Radiosonde Soundings 1970/71.



# **Die Beschreibung von VLF-Atmospherics-Parametern mit dem Wait-und-Walters-Modell**

## **VLF Atmospheric Parameters Described by the Wait and Walters Model**

W. HARTH, Bonn<sup>1)</sup>

Eingegangen am 3. Januar 1972,  
in überarbeiteter Form am 11. Februar 1972

*Zusammenfassung:* Atmospheric-Parameter, wie sie mit dem VLF-Atmospherics-Analysator des Heinrich-Hertz-Instituts in Berlin-Charlottenburg gemessen werden können, werden mit dem mittlerweile klassischen Wait-und-Walters-Modell und dem damit verknüpften „surface impedance“-Konzept berechnet. Da der Analysator hauptsächlich auf Frequenzen im unteren VLF-Bereich abgestimmt ist, werden die modetheoretischen Rechnungen von Wait und Mitarbeitern auf diesen Bereich erweitert. Aus den Dämpfungsraten und den Phasengeschwindigkeiten werden die Parameter GDD (Group Delay Time Difference) und SAR (Spectral Amplitude Ratio) abgeleitet. Diese Parameter zeigen eine signifikante Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung relativ zum Erdmagnetfeld. Für weitentfernte Herde sind die Parameter proportional der Ausbreitungsentfernung. Die Ergebnisse dieses vereinfachten Modells werden durch die Messungen bestätigt. Alle Rechnungen beziehen sich in dieser Arbeit auf den ersten Mode.

*Summary:* The classical Wait and Walters model and the “surface impedance concept” is the basis for a first approach in the discussion of the VLF atmospheric parameters as measured by the VLF atmospheric analyzer of the Heinrich-Hertz-Institut in Berlin-Charlottenburg. Since the analyzer is mainly tuned to frequencies within the lower VLF-range (3–10 kHz), the mode calculations by Wait and others are extended to this range. From attenuation rates and phase velocities the parameters GDD (Group Delay Time Difference) and SAR (Spectral Amplitude Ratio) of spectral groups are derived. These parameters show a significant dependence on the propagation direction relative to the earth’s magnetic field and are – for far away thunderstorms – proportional to the distance. The selection of this simplified model is justified by the good agreement with the measurements. All calculations presented in this paper refer to the first mode.

### **1. Einleitung**

Im unteren VLF-Bereich ist das Atmospheric der wichtigste Energieträger im natürlichen Wellenleiter zwischen Erdoberfläche und unterer Ionosphäre. Den Auswertun-

---

<sup>1)</sup> Dr. WOLFGANG HARTH, Max-Planck-Institut für Radioastronomie, 53 Bonn, Argelanderstraße 3

gen von Atmosphericregistrierungen bezüglich meteorologischer und geophysikalischer Aspekte gehen zweckmäßig Untersuchungen über den Einfluß des Ausbreitungsraumes auf die Form der Signale voraus. Untersuchungen dieser Art sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Die mit dem VLF-Atmospherics-Analysator des Heinrich-Hertz-Instituts gemessenen Parameter werden mit realen und erprobten Wellenleitermodellen diskutiert. Für die erste durchgehende Beschreibung dieser Parameter wurde das Wait-und-Walters-Modell und das damit verbundene „surface impedance“-Konzept zugrunde gelegt [WAIT und WALTERS 1963, 1964]. In diesem Modell werden die Elektronendichte und die Stoßzahl der Elektronen mit den Neutralteilchen in der D-Schicht als exponentielle Funktionen der Höhe angesetzt. Die Anisotropie des D-Schichtplasmas wird durch die horizontale Komponente des Erdmagnetfeldes berücksichtigt und die Richtungsabhängigkeit der Ausbreitungsfunktion durch den Parameter  $\Omega$  angegeben [WAIT und SPIES 1964]. Die Rechnungen beziehen sich auf den ersten Mode und ein ebenes Wellenleitermodell mit unendlicher Erdbodenleitfähigkeit. Ein Vergleich des sphärischen und des ebenen Modells rechtfertigt diese Vereinfachung [HARTH 1972]. Eine Änderung der Leitfähigkeit des Erdbodens von 1 Millisiemens/Meter bis unendlich liefert keinen merklichen Einfluß auf die gemessenen Parameter. Für kleinere Ausbreitungsentfernungen – Entfernungen kleiner 1000 bis 2000 km, von Tageszeit und Ausbreitungsrichtung abhängig – sind höhere Modes zu berücksichtigen und eine komplexere Beschreibung, die das reale geneigte Erdmagnetfeld enthält, angebracht [PAPPERT, GOSSARD und ROTHMULLER 1967, PAPPERT 1968, GALEJS 1969].

## 2. Die physikalische Bedeutung der gemessenen Parameter

Als Atmosphericparameter gelten im folgenden die Größen, die mit dem VLF-Atmospherics-Analysator aus dem komplexen analytischen Signal abgeleitet sind [HEYDT 1967, HEYDT und VOLLAND 1964, FRISIUS und HEYDT 1968]:

Sei

$$E_r(t, \varrho, p_1, p_2, \dots) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots) \exp(i\omega t) d\omega$$

mit

$$A(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots) = |A(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots)| \exp(i\Phi(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots)) \\ = q_r(\omega) T(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots)$$

die vertikale elektrische Feldstärke des Atmosphericics am Empfängereingang, dann sind den Spannungen  $u_{SA}$ ,  $u_{SAR}$  und  $u_{GDD}$  folgende Parameter proportional:

1. Die spektrale Amplitude (Spectral Amplitude):

$$u_{SA} = f_1 (|A(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots)|)$$

2. Das spektrale Amplitudenverhältnis (Spectral Amplitude Ratio):

$$u_{SAR} = f_2 (|A(\omega_1, \varrho, p_1, p_2, \dots)| / |A(\omega_2, \varrho, p_1, p_2, \dots)|)$$

3. Die Laufzeitdifferenz zweier spektraler Gruppen (Group Delay Time Differenz):

$$u_{GDD} = f_3 \left( \frac{\Phi(\omega_2) + \Phi(\omega_1) - 2\Phi(\omega_m)}{\Delta\omega} \right)$$

mit

$$\Delta\omega = \omega_2 - \omega_m = \omega_m - \omega_1$$

Die Abkürzungen bedeuten:

$A(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots)$	Spektralfunktion
$\Phi(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots)$	Phasenspektrum
$T(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots)$	Ausbreitungsfunktion
$q_r(\omega)$	Quellspektrum
$\varrho$	Entfernung: Quellort – Empfänger
$\omega = 2\pi f$	Kreisfrequenz
$p_1, p_2, p_3, \dots$	Summe der terrestrischen Parameter
$f_1, f_2, f_3$	Gerätefunktionen

Das Gerät ist mit Schmalbandverstärkern bestückt, deren Bandbreite bei 120 Hz liegt.

### 3. Wellenleitermodell und Ausbreitungsfunktion

Die vorliegenden Rechnungen stützen sich auf ein Wellenleitermodell, das von WAIT und WALTERS und WAIT und SPIES [1963, 1964] diskutiert wurde. In diesem Modell wird die D-Schicht der Ionosphäre als inhomogenes und anisotropes Plasma betrachtet und mit Hilfe der „non-uniform transmission lines theory“ die „surface impedance“ und der ihr entsprechende Reflexionsfaktor berechnet. Die Elektronendichte nimmt in dieser Modellionosphäre exponentiell mit der Höhe zu, während die effektive Stoßzahl der Elektronen mit den Neutralteilchen exponentiell mit der Höhe abnimmt.

Elektronendichte:  $N(z) = N(0) \exp(bz)$   
 $N(0) = 300 \text{ Elektr./cm}^3$  bei  $H = 70 \text{ km}$   
 $b \begin{cases} 0,15 \text{ im Tagmodell} \\ 0,35 \text{ im Nachtmodell} \end{cases}$

Stoßzahl:  $\nu(z) = \nu(0) \exp(-az)$   
 $\nu(0) = 0,5 \cdot 10^7/\text{s}$  bei  $H = 70 \text{ km}$   
 $a = 0,15$  für Tag- und Nachtmodell

Ein „conductivity parameter“ faßt beide Profile zusammen:

$$\omega_r(z) = \omega_r(0) \exp(\beta z)$$

mit

$$\omega_r(0) = \omega_0^2 / \nu(0); \quad \omega_0^2 = 3,18 \cdot 10^9 \cdot N(z)$$

und

$$\beta = a + b$$

Für verschiedene Ausbreitungsrichtungen gegenüber dem Erdmagnetfeld wurde von WAIT und SPIES [1964] der „Anisotropie“-Faktor eingeführt.

$$\Omega = \omega_T / \nu(0)$$

$\omega_T$  ist die Gyrofrequenz der Elektronen und bestimmt im ( $\epsilon$ )-Tensor die Reflexionseigenschaften des D-Schicht-Plasmas. In mittleren Breiten, mit einer Feldstärke  $H_0$  des Erdmagnetfeldes von 0.5 Gauß und  $67^\circ$  Deklination, hat  $\Omega$  folgende Werte:

$\Omega \sim -1$  Ausbreitung in Richtung West – Ost

$\Omega \sim +1$  Ausbreitung in Richtung Ost – West

Für die isotrope Ausbreitung, d. h. Ausbreitung in Richtung Nord – Süd/Süd – Nord ist  $\Omega = 0$ . Die Richtungen beziehen sich hier auf den magnetischen Äquator und magnetischen Meridian.

Die Reflexion an der Erdoberfläche kann für die Beschreibung der Atmosphericparameter als ideal betrachtet werden:  $R_g = +1$ .

Die Mode-Eigenwertgleichung bestimmt im sphärischen wie im ebenen Wellenleitermodell die Polstellen und damit die Residuen der Integraldarstellung des Potentials. Sie lautet im:

Ebenen Modell:

$$1 - R_g R_t \exp(-i 2 k H C_n) = 0$$

Im sphärischen Modell:

$$1 - A(t_n) B(t_n) = 0$$

$A(t)$  und  $B(t)$  sind Funktionen von Airy-Integralfunktionen und ihren Ableitungen. Sie enthalten Parameter, welche die Reflexion an den Begrenzungen des Wellenleiters

beschreiben. Die Argumente  $t_n$  sind Funktionen der Mode-Eigenwerte  $C_n$ :

$$(-t_n)^{1/2} = (ka/2)^{1/3} C_n$$

Die Mode-Eigenwertgleichung des sphärischen Modells kann nur iterativ gelöst werden. Wird  $R_i$ , der Reflexionsfaktor der Ionosphäre, in der Form  $R_i = -\exp(\alpha \cdot C)$  dargestellt und  $R_g = +1$  gesetzt, dann lauten die Mode-Eigenwerte des ebenen Modells näherungsweise:

$$C_n \cong \frac{\pi(2n-1)}{2kH - i\alpha}$$

Mit  $C_n$  ist die Ausbreitungsfunktion  $T$  bestimmt – Sender und Empfänger am Erdboden:

$$T(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots) = f(H, \varrho, \lambda, a) \sum_n A_n \exp(-ik\varrho(1 - C_n^2/2))$$

Phasengeschwindigkeit und Dämpfungskonstante errechnen sich aus:

$$v/c = 1/Re(1 - C_n^2/2); \quad D_n = -k \operatorname{Im}(1 - C_n^2/2)$$

$A_n$  ist der Anregungsfaktor,  $a$  der Erdradius,  $k = 2\pi/\lambda$  und  $H$  die Bezugshöhe des Reflexionsfaktors.

In Abb. 1 und 2 sind die Dämpfungswerte in dB/1000 km und die relativen Phasengeschwindigkeiten in Abhängigkeit des Parameters  $\Omega$  für ein nächtliches Ausbreitungsmodell mit  $H = 85$  km und  $\beta = 0,5$  gezeigt. Es sind nur die Frequenzen gewählt, auf die der Atmospherics-Analysator abgestimmt ist. Man erkennt, daß die Dämpfung ein starkes nicht reziprokes Verhalten hat. Bei einer Ausbreitung von Osten nach Westen werden die Signale stärker bedämpft als in umgekehrter Richtung. Für die Phasengeschwindigkeit konstatieren wir eine ähnliche Nichtreziprozität. Für die Ausbreitungsrichtung West – Ost ist die Phasengeschwindigkeit größer als in umgekehrter Richtung. Bei tieferen Frequenzen ist dies stärker ausgeprägt und verliert sich fast bei Frequenzen um 10 kHz [HARTH 1972].

#### 4. Die Atmosphericsparameter als Funktionen der Ausbreitungsrichtung, des Elektronendichtegradienten und der Wellenleiterhöhe

In der Ersten-Mode-Näherung gilt für die spektrale Amplitude [FRISIUS und HEYDT 1968]:

$$|A(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots)| = \text{konst} |q_r(\omega)|/H \left( \frac{\lambda}{a \sin(\varrho/a)} \right)^{1/2} |A_1| \exp(-\varrho D_1)$$

$$\Phi(\omega, \varrho, p_1, p_2, \dots) = \Phi_q(\omega) + \Phi_A(\omega) - \varrho\omega/v_1(\omega)$$

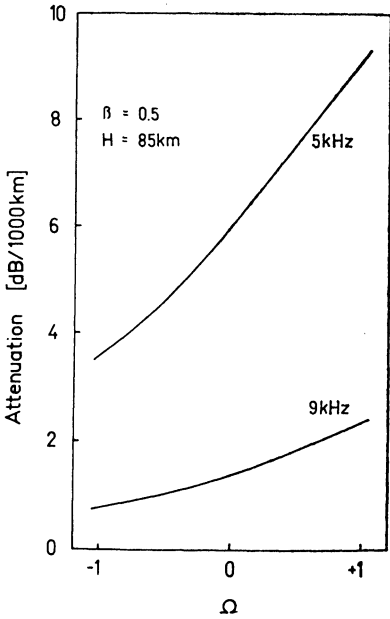


Abb. 1.

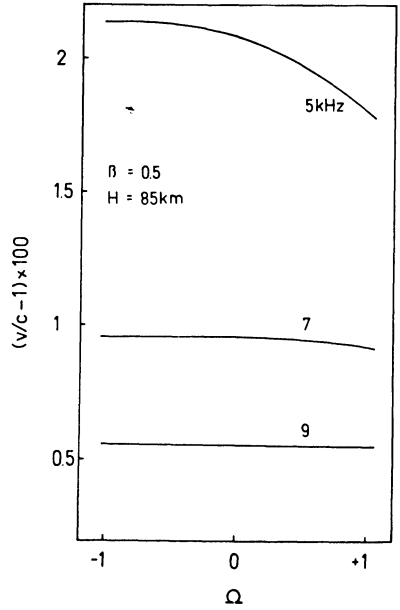


Abb. 2.

Abb. 1: Die Dämpfung in Abhängigkeit der Ausbreitungsrichtung. Ebenes Wellenleitermodell, Nachtausbreitung.  $H$  ist die Bezugshöhe des Reflexionsfaktors,  $\beta$  und  $\Omega$  entsprechen der Notation von Wait und Spies (Text)

The attenuation versus the anisotropic parameter  $\Omega$ . Flat wave guide model, nighttime propagation.  $H$  is the height to which the reflection coefficient is referred.  $\beta$  and  $\Omega$  correspond to the Wait and Spies notation (see text)

Abb. 2: Die relative Phasengeschwindigkeit für ein ebenes Wellenleitermodell, Nachtausbreitung

The phase velocity, relative to  $c$ , for a flat wave guide model versus  $\Omega$ . Nighttime propagation

$\Phi_q(\omega)$  und  $\Phi_A(\omega)$  sind die spektralen Phasen des Quellspektrums bzw. der Anregungsfunktion. Für das spektrale Amplitudenverhältnis bei zwei verschiedenen Frequenzen folgt damit:

$$\begin{aligned}
 SAR &= 20 \log \left( \frac{|A_1(\omega_1, \varrho, p_1, p_2, \dots)|}{|A_1(\omega_2, \varrho, p_1, p_2, \dots)|} \right) \\
 &= 20 \log \left( \frac{|q_r(f_1)| H(f_2) \sqrt{\lambda_1} |A_1(f_1)|}{|q_r(f_2)| H(f_1) \sqrt{\lambda_2} |A_1(f_2)|} \right) - \varrho (D_1^*(f_1) - D_1^*(f_2))
 \end{aligned}$$



Die Dämpfungsfaktoren sind in dB/1000 km angegeben:

$$D_1^*(f) = 20 \log(e) D_1(f)$$

Das Amplitudenverhältnis ist somit eine lineare Funktion der Entfernung:

$$SAR = \text{konstant} - \rho (D_1^*(f_1) - D_1^*(f_2))$$

Die Konstante enthält als unbekannte Größe das Verhältnis der spektralen Amplituden des Quellimpulses. Mit den Daten von TAYLOR [1963] und WATT und MAXWELL [1957] über Atmosphericsspektren im Abstand von 100 km zum Quellort ermitteln wir bei isotroper Ausbreitung für ein Amplitudenverhältnis von 5 zu 9 kHz einen Wert von 4,5 dB [HARTH 1971].

Die Laufzeitdifferenz zweier Frequenzgruppen entspricht der Größe:

$$GDD = t_{g_2} - t_{g_1} = \Delta t_g = - \frac{\Delta^2 \Phi}{\Delta \omega}$$

mit den Gruppenlaufzeiten:

$$t_{g_1} = - \left. \frac{\partial \Phi(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\frac{\omega_m + \omega_1}{2}} \sim \rho \frac{k_m - k_1}{\omega_m - \omega_1}$$

$$t_{g_2} = - \left. \frac{\partial \Phi(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\frac{\omega_2 + \omega_m}{2}} \sim \rho \frac{k_2 - k_m}{\omega_2 - \omega_m}$$

Werden die Beiträge der Anregungsfunktion  $\Phi_A$  und des Quellspektrums  $\Phi_q$  vernachlässigt, dann gilt für die Gruppenlaufzeitdifferenz:

$$GDD = \frac{\rho}{\Delta f} \left( \left( \frac{f_2}{v_1(f_2)} - \frac{f_m}{v_1(f_m)} \right) - \left( \frac{f_m}{v_1(f_m)} - \frac{f_1}{v_1(f_1)} \right) \right)$$

Für ein idealisiertes Ausbreitungsmodell mit  $R_t = -1$  und  $R_g = +1$  erhält man folgende einfache Beziehung für die Gruppenlaufzeitdifferenz [VOLLAND 1968]:

$$GDD = \frac{\rho c \Delta f}{16 H^2 f_m^3}$$

Mit berechneten Dämpfungswerten und Phasengeschwindigkeiten, wie sie in Abb. 1 und 2 gezeigt wurden, sind das spektrale Amplitudenverhältnis von 5 zu 9 kHz

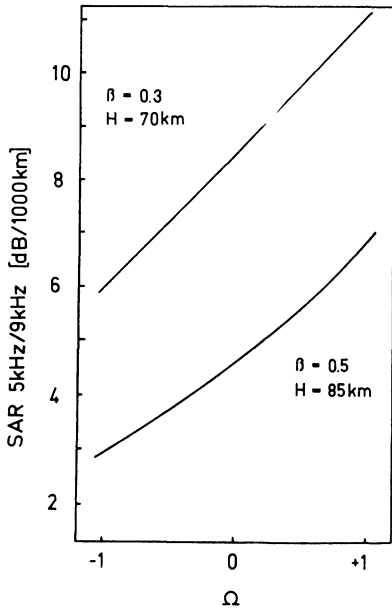


Abb. 3.

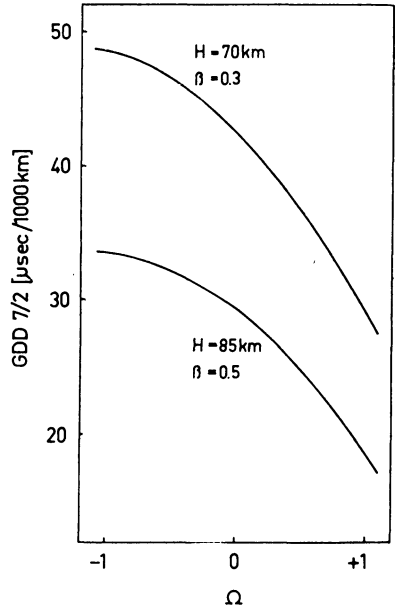


Abb. 4.

Abb. 3: Das Amplitudenverhältnis von 5 zu 9 kHz in Abhängigkeit der Ausbreitungsrichtung in einem ebenen Wellenleitermodell für plausible Ausbreitungsbedingungen am Tage –  $\beta=0,3$ ,  $H=70\text{ km}$  – und in der Nacht –  $\beta=0,5$ ,  $H=85\text{ km}$  –

The spectral amplitude ratio of 5 to 9 kHz versus  $\Omega$  for a flat wave guide model. Daytime conditions:  $\beta=0.3$ ,  $H=70\text{ km}$ ; Nighttime conditions:  $\beta=0.5$ ,  $H=85\text{ km}$

Abb. 4: Die Gruppenlaufzeitdifferenz von 6 zu 8 kHz in Abhängigkeit der Ausbreitungsrichtung in einem ebenen Wellenleitermodell für Ausbreitungsbedingungen am Tage und in der Nacht

The group delay time difference of 6 and 8 kHz versus  $\Omega$ .

und die Gruppenlaufzeitdifferenz von 8 und 6 kHz abgeleitet. Abb. 3 zeigt das Amplitudenverhältnis ohne den Beitrag der Konstanten für ein typisches Tag- und Nachtmodell. Da das SAR nichts anderes als die Differenz der Dämpfungswerte für die beiden Frequenzen ist, kann aus Abb. 1 das nicht reziproke Verhalten bezüglich der Ausbreitungsrichtung direkt abgelesen werden.

Mit der vorangegangenen Ableitung der Gruppenlaufzeitdifferenz aus den Phasengeschwindigkeiten kann aus der Abbildung 2 auf eine ähnliche Richtungsabhängigkeit geschlossen werden. Für die Ausbreitung von Westen nach Osten ist die Dispersion größer als in umgekehrter Richtung, während für das SAR die größeren Werte für

eine Ost – West-Ausbreitung zu erwarten sind. Wird die Phasengeschwindigkeit als Funktion der Frequenz mit  $\Omega$  als Parameter aufgetragen, dann wird aus der Krümmung – zweite Ableitung nach der Frequenz – die Richtungsabhängigkeit für die Gruppenlaufzeitdifferenz noch verständlicher [HARTH 1972]. Die Gruppenlaufzeitdifferenz  $\tau/2$  ist in Abb. 4 wieder für ein Tag- und ein Nachtmodell gezeigt. GDD  $\tau/2$  bedeutet:  $f_m = 7$  kHz und  $\Delta f$ , der Frequenzabstand der Gruppen für welche die Laufzeitdifferenz gemessen wird, ist 2 kHz.

In Abb. 5 ist die Abhängigkeit der Gruppenlaufzeitdifferenz von der Reflexionshöhe gezeigt. Unter Reflexionshöhe wird hier wieder die Bezugshöhe des Reflexionsfaktors verstanden. Die lineare Abhängigkeit der GDD von  $1/H^2$  im idealisierten Modell mit  $R_i = -1$  und  $R_g = +1$  wird auch näherungsweise im realen Modell erreicht. Die absoluten Werte differieren jedoch um einen Faktor 2.

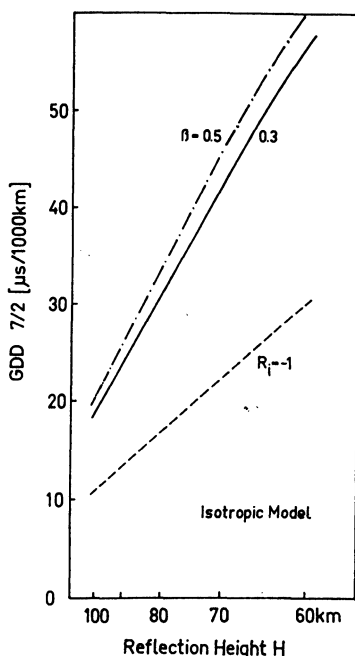


Abb. 5: Die Gruppenlaufzeitdifferenz von 6 zu 8 kHz in Abhängigkeit der Bezugshöhe des Reflexionsfaktors mit  $1/H^2$ . Ebenes, isotropes Wellenleitermodell. Die gestrichelte Linie entspricht der Gruppenlaufzeitdifferenz von 6 zu 8 kHz in einem idealisierten ebenen Wellenleitermodell mit  $R_i = -1$

The group delay time difference of 6 and 8 kHz versus  $1/H^2$ . Flat, isotropic model. The dashed line gives the GDD for a idealized flat model with  $R_i = -1$

## 5. Gemessene Parameter und ihre Interpretation mit den vorliegenden Modellrechnungen

Seit 1966 wird der VLF-Atmospherics-Analysator für längere Meßperioden eingesetzt. Das erste Stationennetz in der Bundesrepublik und West-Berlin, mit Stationen auf dem Stockert nahe Bonn, in Weißenau am Bodensee und in Berlin-Waidmannslust, erwies sich mit diesen Basislängen für einen Vergleich von synoptischen Beobachtungen und ermittelten Ortsbestimmungen aus den Parametermessungen für weitentfernte Gewitter als unzureichend. Im Herbst 1970 wurde ein neuer Gerätetyp in einem weltweiten Netz eingesetzt. An dieser internationalen Zusammenarbeit beteiligen sich die Institute:

Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung Berlin-Charlottenburg  
 Office of Naval Research/Naval Research Laboratory, USA  
 The Research Institut of Atmospherics of the Nagoya University, Toyokawa, Japan  
 Observatorio de Fisica Cosmica, San Miguel, Argentinien  
 Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn

Da der Einzugsbereich der Geräte etwa 4000 und 14000 km beträgt – von Tageszeit und Ausbreitungsrichtung abhängig – wird bereits mit diesem Stationennetz ein beachtlicher Teil der Weltgewittertätigkeit erfaßt.

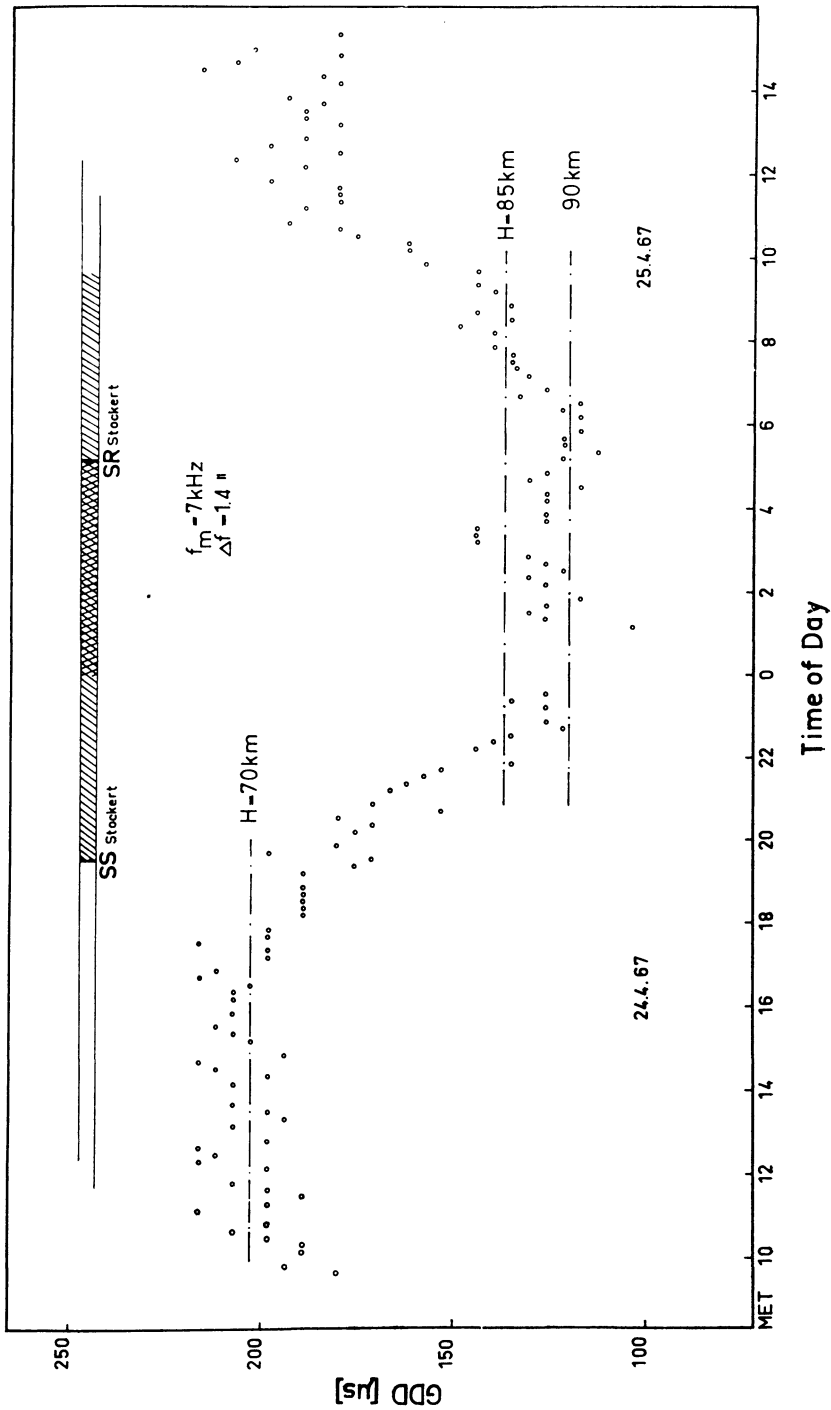
Das außergewöhnlich umfangreiche Datenmaterial, das aus der ersten Meßperiode mit dem deutschen Stationennetz angefallen ist, konnte bisher nur stichprobenweise gesichtet werden. Als Ergebnis läßt sich folgendes zusammenfassen:

1. Für langanhaltende Gewitter zeigen die gemessenen Parameter GDD und SAR die erwarteten Tagesgänge und können mit den Modellrechnungen interpretiert werden.
2. Die von FRISIUS und HEYDT zusammengestellten Korrelationen GDD/SAR haben eine charakteristische Richtungsabhängigkeit, die den Modellrechnungen entspricht [FRISIUS und HEYDT 1968].
3. GDD-Messungen bei verschiedenen Mittenfrequenzen zeigen für den gleichen Herd und gleiche Ausbreitungsbedingungen eine hinreichende Übereinstimmung mit den errechneten Werten.
4. Die Verteilung der spektralen Amplitude kann mit einer Log-Normalverteilung beschrieben werden [HARTH, Diplomarbeit 1968, unveröffentlicht; VOLLAND 1968, FRISIUS 1969].

---

Abb. 6: Der Tagesgang der Gruppenlaufzeitdifferenz von 6,3 zu 7,7 kHz für ein langanhaltendes Gewitter. Die eingezeichneten strichpunktierten Linien entsprechen dem ebenen Wellenleitermodell für Ausbreitungsbedingungen am Tage ( $\beta=0,3$ ) und in der Nacht ( $\beta=0,5$ ) für  $\Omega = -1$ . Als Entfernung ergibt sich 6400 km

The day to night variation of the group delay time difference of 6.3 and 7.7 kHz for a long-lasting storm. The dashed-dotted lines correspond to a daytime ( $\beta=0.3$ ) – and nighttime model ( $\beta=0.5$ ), respectively.  $\Omega = -1$ . The distance is 6400 km from the receiving station Stockert



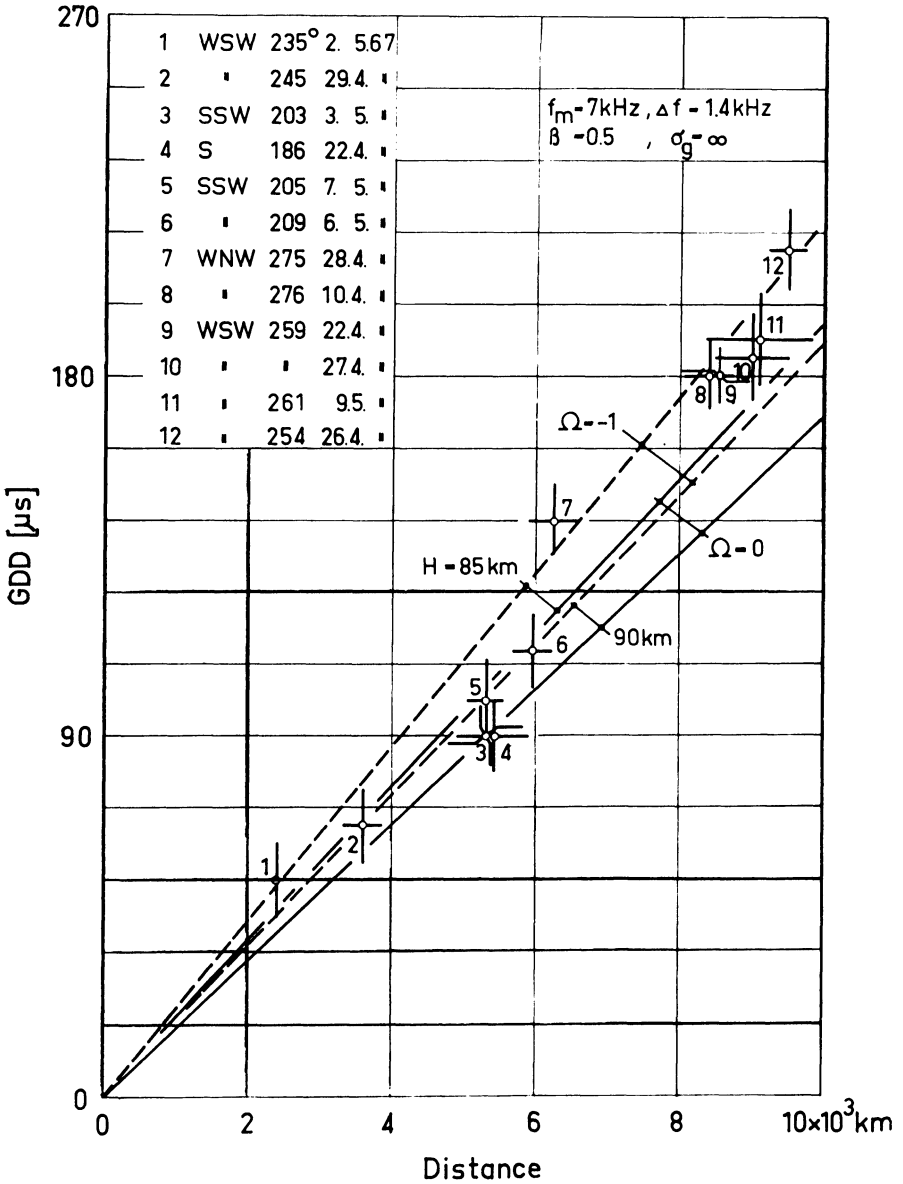


Abb. 7: Die Gruppenlaufzeitdifferenz von 6,3 zu 7,7 kHz für verschiedene Gewitterherde, Nachtausbreitung. Die Gewitterorte wurden mit Wolkenbildern des Satelliten ESSA 5 „ermittelt“ (Text)

The nighttime group delay time difference versus distance for sources mainly located from south to west of the receiving station Stockert

Diese Feststellungen sollen anhand einiger Messungen der Station Stockert belegt werden.

Abbildung 6 zeigt die Gruppenlaufzeitdifferenz  $7/1,4$  ( $f_m=7$  kHz,  $\Delta f=1,4$  kHz) in WNW  $277^\circ$ . Die Zeitfolge der Meßpunkte war 10 Minuten. Die eingezeichneten Linien entsprechen dem ebenen Modell mit  $\Omega=-1$ . Für das Tagmodell ist  $H=70$  km und  $\beta=0,3$  gesetzt worden. Das Nachtmodell wird mit  $\beta=0,5$  und  $H=85$  km und 90 km angenommen. Im oberen Teil der Abbildung ist grob die Tages- und Nachtzeit über der Ausbreitungsstrecke eingezeichnet. Mit den Modellrechnungen ergibt sich für dieses Gewitter eine Entfernung von 6400 km.

In Abbildung 7 sind Gewitterorte, die aus Wolkenbildern des Wettersatelliten ESSA 5 ermittelt wurden, gegen die gemessenen Gruppenlaufzeitdifferenzen auf-

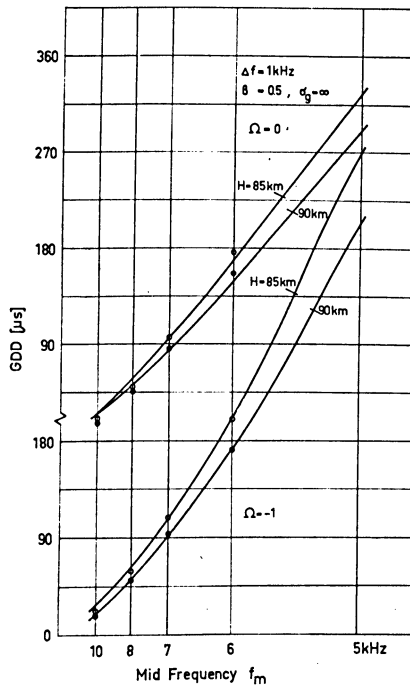


Abb. 8: Die Abhängigkeit der Gruppenlaufzeitdifferenz von der Mittenfrequenz mit  $1/f_m^3$ . Die gemessenen Werte werden vom Modell mit  $\Omega = -1$  und  $H=90$  km optimal belegt. Ebenes Modell, Nachtausbreitung. Die Entfernung ergibt sich in diesem Modell zu 10000 km

Nighttime group delay time difference versus  $1/f_m^3$ . The measured points were optimally fitted by a model  $\Omega = -1$  and  $H=90$  km. The distance is 10000 km from the receiving station Stockert

getragen. Die Orte sind so „ermittelt“ worden, daß nur dann einer GDD-Messung eine Wolkenformation zugeordnet wurde, wenn in der betreffenden Richtung keine weiteren Wolkengebiete lagen [VOLLAND, HEYDT und HARTH 1967]. Die Gewitter dieser gezeigten Korrelation liegen fast alle im Peilquadranten West-Süd. Da die Meßwerte zwischen 1.00 und 3.00 Uhr (UT) aufgenommen wurden, sollte das Nachtmodell mit  $\beta = 0,5$  und  $H = 85$  km und 90 km die Messungen belegen. Obwohl  $\Omega$  bei nächtlichen Ausbreitungsbedingungen größere Werte als 1 annehmen kann, setzen wir wieder  $\Omega = -1$  für die Ausbreitungsrichtung West-Ost.

Vergleicht man die Messungen und die Modelle, dann ist im Rahmen der Fehlergrenzen eine gute Übereinstimmung festzustellen. Die südlichen Herde (Herde 3-6) im Gebiet des Niger-Golf von Guinea ordnen sich recht gut in das isotrope Modell ein, während die westlichen Herde (Herde 7-12) mit dem Modell für die Ausbreitungsrichtung von Westen nach Osten interpretiert werden können. Die Erdbodenleitfähigkeit hat keinen merklichen Einfluß auf die Parameter, wenn sie Werte von 1 Millisiemens/Meter bis unendlich annimmt.

Die Abhängigkeit der Gruppenlaufzeitdifferenz von der Mittenfrequenz ist in Abbildung 8 gezeigt. In dieser Darstellung wurde versucht, die Meßpunkte für einen Herd in WSW  $258^\circ$ , 1.00-3.00 (UT) mit verschiedenen Modellen zu belegen. Die Modelle sind auf eine Entfernung von 10000 km bezogen. Rechnet man die Meßwerte auf diese Entfernung um, dann werden diese mit dem Modell  $\Omega = -1$  und  $H = 90$  km belegt. (Der Wert bei 7 kHz wurde in allen Modellen als passend vorausgesetzt und die anderen Meßwerte mit dem selben Faktor multipliziert in die Abbildung eingezeichnet.) Für die Entfernung des Herdes ergibt sich 10000 km.

### Literatur

- FRISIUS, J., und G. HEYDT: Spectral parameters of the VLF radio noise observed as functions of the azimuth. *Radio Science* 3, (10), 1004-1009, 1968
- FRISIUS, J.: Über die Schätzung der mittleren Impulsraten einzelner Atmosphericsherde aufgrund von Beobachtungen der Impuls-Amplitudenverteilungen in einem begrenzten Amplitudenbereich. Technischer Bericht Nr. 110 des Heinrich-Hertz-Instituts für Schwingungsforschung, Berlin-Charlottenburg, 1969
- GALEJS, J.: VLF modes below an idealized anisotropic ionosphere. *Radio Science* 4, (6), 491-516, 1969
- HARTH, W.: Der Einfluß höherer Modes auf VLF-Atmosphericsparameter. Teil II: Das Amplitudenverhältnis. *Forschungsberichte der Astronomischen Institute Bonn*, 71-05, 1971
- HARTH, W.: VLF-Atmosphericsparameter im ebenen und sphärischen Wellenleitermodell. *Forschungsberichte der Astronomischen Institute Bonn*, 72-05, 1972



- HEYDT, G., und H. VOLLAND: A new method for locating thunderstorms and counting their lightning discharges from a single observing station. *J. Atmospheric Terrrest. Phys.* 26, 780–782, 1964
- HEYDT, G.: Peilanlagen zur Messung von spektralen Amplitudenverteilungen, Amplitudenverhältnissen und Gruppenlaufzeitdifferenzen von Atmospheric. Technischer Bericht Nr. 90 des Heinrich-Hertz-Instituts für Schwingungsforschung, Berlin-Charlottenburg, 1967
- PAPPERT, R. A., E. E. GOSSARD, und I. J. ROTHMULLER: A numerical investigation of classical approximations used in VLF propagation. *Radio Science* 2, (New Series), (4), 387–400, 1967
- PAPPERT, R. A.: A numerical study of VLF mode structure and polarization below an anisotropic ionosphere. *Radio Science* 3, (3), 219–233, 1968
- TAYLOR, W. L.: Radiation field characteristics of lightning discharges in the band 1 kc/s to 100 kc/s. *J. Research NBS* 67D, 539–550, 1963
- VOLLAND, H.: Die Ausbreitung langer Wellen. Friederich Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1968
- WAIT, J. R., and L. C. WALTERS: Reflection of VLF radio waves from an inhomogeneous ionosphere, Part I: Exponentially varying isotropic model. *J. Research NBS* 67D, (Radio Prop.), (3), 361–367, 1963
- WAIT, J. R., and L. C. WALTERS: Reflection of electromagnetic waves from a lossy magnetoplasma. *Radio Science, J. Research NBS/USNC-URSI* 68D, (1), 95–101, 1964
- WAIT, J. R., and K. P. SPIES: Characteristics of the earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves. Technical Note, NBS, No. 300, 1964
- WATT, A. D., and E. L. MAXWELL: Characteristics of atmospheric noise form 1 to 100 kc/s. *Proc. IRE* 45, 787, 1957



# **Methode zur Untersuchung der spektralen Frequenzverteilung von Schwerewellen in der Ionosphäre**

## **Methods of Analysing the Frequency Spectra of Atmospheric Gravity Waves in the Ionosphere**

J. P. SCHÖDEL und J. W. MÜNCH, Lindau/Harz<sup>1)</sup>

Eingegangen am 1. Februar 1972

*Zusammenfassung:* Messungen des ionosphärischen Elektroneninhaltes können zur Beobachtung von Schwerewellen dienen. Das Spektrum der Wellen läßt sich mit Hilfe numerischer Filter und der Methode der statistischen Frequenzanalyse untersuchen.

*Summary:* Measurements of the ionospheric electron content can be used in order to observe atmospheric gravity waves. The spectra of the waves can be computed by means of numerical filters and by the method of a statistical frequency-analysis.

### **Einleitung**

Aus Bodenbeobachtungen von Radiosignalen geostationärer Satelliten kann man auf den Inhalt thermischer Elektronen in einer Säule vom Einheitsquerschnitt zwischen Satellit und Bodenstation schließen [GARRIOTT 1960]. Der wesentliche Anteil dieses beobachteten Elektroneninhaltes befindet sich in der Ionosphäre. Kontinuierliche Registrierungen zeigen neben einem ausgeprägten Tagesgang häufig Schwankungen mit Perioden von weniger als 180 Minuten. Diese Schwankungen des Elektroneninhaltes führt man auf die Ausbreitung von Schwerewellen in der Ionosphäre zurück [DIEMINGER, SCHÖDEL, SCHMIDT, HARTMANN 1970].

Seit 1968 werden am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau/Harz Radiosignale des geostationären Satelliten ATS-3 registriert und ausgewertet. Abb. 1 zeigt den beobachteten Elektroneninhalt am 25. November 1969. Dargestellt ist der Elektroneninhalt einer Säule von einem Quadratmeter Grundfläche zwischen Bodenstation und Satellit in Abhängigkeit von der Tageszeit ( $MEZ = UT + 1$ ). Dem sehr stark ausgeprägten Tagesgang sind Schwankungen mit Perioden unterschiedlicher Länge überlagert. Das Auftreten von Schwingungen verschiedener Perioden, die auch an anderen Tagen beobachtet wurden, legte eine Untersuchung auf die spektrale Verteilung nahe.

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Phys. JÜRGEN PETER SCHÖDEL, Dr. rer. nat. JOCHEN WERNER MÜNCH, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz

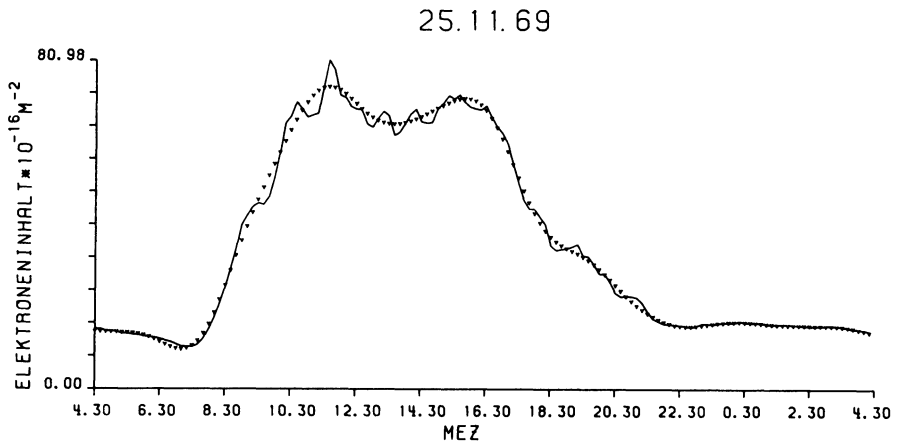


Abb. 1: Elektroneninhalt am 25. November 1969 als Funktion der Tageszeit (ausgezogene Linie) und Verlauf des Elektroneninhaltes ohne den Anteil der hochfrequenten Schwingungen (gepunktete Linie)

Electron content on November 25, 1969 as function of time (full line). Smoothed values are given by the dotted line

Zu diesem Zweck mußte der Tagesgang mit sehr großer Amplitude von den überlagerten Schwankungen geringer Amplitude getrennt werden.

Die Methode dieser Trennung wird im folgenden diskutiert. Im Anschluß daran werden einige ausgewählte Beispiele der Tagesgänge des beobachteten Elektroneninhaltes und die zugehörigen Spektren der überlagerten Schwankungen gezeigt.

### Filtermethode

In den Registrierkurven des Elektroneninhaltes überlagern die interessierenden Schwankungen mit Perioden von weniger als 180 Minuten die relativ große Amplitude des Tagesganges. Längere Perioden, die in den Bereich der Gezeiten fallen, wurden nicht untersucht. Mit Hilfe eines numerischen Hochpaßfilters wurde versucht, aus den digital vorliegenden Meßwerten beide Variationen des Elektroneninhaltes zu trennen. Diese Methode hat gegenüber einer harmonischen Analyse der Daten den Vorteil, daß sie die Untersuchung von Wellenpaketen gestattet, in denen auch Wellen mit zeitlichen Phasensprüngen enthalten sind. Numerische Filter wie der hier verwendete sind von HOLLOWAY [1958], ORMSBY [1961], KERTZ [1965] und BEHANNON und NESS [1966] beschrieben worden.

Für das Folgende wird ein linearer, phasentreuer Hochpaßfilter verwendet. Für kontinuierliche Zeitfunktionen kann die lineare Filteroperation, welche das Eingangs-

signal  $I(t)$  mit dem Ausgangssignal  $U(t)$  über die Gewichtsfunktion  $w(t)$  verbindet, beschrieben werden durch

$$U(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t-\tau) w(\tau) d\tau. \quad (1)$$

Die Durchlaßkurve des Filters  $R(f)$

$$R(f) = \int_{-\infty}^{\infty} w(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (2)$$

soll folgende Eigenschaften besitzen:

$$R(f) = \begin{cases} 0 & \text{für } \omega < \omega_T \\ \frac{\omega - \omega_T}{\omega_c - \omega_T} & \text{für } \omega_T \leq \omega < \omega_c \\ 1 & \text{für } \omega_c \leq \omega \end{cases} \quad (3)$$

wobei  $\omega = 2\pi f = 2\pi/P$  ist ( $f$  Frequenz;  $P$  Periode).

Im Frequenzbereich  $f_c \leq f \leq \infty$  wird die Amplitude des gefilterten Signals ohne jede Dämpfung hindurchgelassen.

Aus den in Gleichung (3) angegebenen Bedingungen für  $R(f)$  können die Filtergewichte  $w(t)$  mittels einer Fouriertransformation berechnet werden.

Da es sich bei den vorliegenden Meßdaten um diskrete Werte innerhalb eines endlichen Meßintervalls handelt, muß Gleichung (1) geändert werden in

$$U(l\Delta t) = \sum_{i=-NF}^{i=NF} w(i\Delta\tau) I(l\Delta t - i\Delta\tau), \quad 1 \leq l < L, \quad (4)$$

wobei  $2NF+1$  die Anzahl der Filtergewichte und  $L+2NF$  die Zahl der verfügbaren Meßwerte darstellt.

Tabelle 1 gibt die charakteristischen Parameter des hier benutzten Filters an. Abb. 2 zeigt die Frequenzdurchlaßkurve des Filters.

### Statistische Frequenzanalyse

Um zu quantitativen Aussagen über die spektrale Verteilung der Schwankungen des Elektroneninhaltes zu gelangen, wurde für die Meßreihe der diskreten gefilterten Werte  $U(l\Delta t)$  (siehe Gl. 4) das quadratische Spektrum berechnet. Die Methode hat

Tabelle 1: Filterparameter

Symbol	Bedeutung	Zahlenwert
$\Delta t = \Delta \tau$	Schrittweite	10 min
$NF$	Anzahl der Filterkoeffizienten	27
$f_c$	Frequenz für den vollen Durchlaß	$\frac{1}{120} \text{ min}^{-1}$
$f_T$	Öffnungsfrequenz des Filters	$\frac{1}{180} \text{ min}^{-1}$
$L + 2 NF$	Anzahl der Datenpunkte pro Meßintervall	198

den Vorteil, daß Phasensprünge in der zu untersuchenden Funktion keinen Einfluß auf die Analyse haben.

Für kontinuierliche Zeitfunktionen  $x(t)$ , die nur in einem endlichen Zeitintervall

$$-\infty < -\frac{T_n}{2} \leq t \leq +\frac{T_n}{2} < \infty$$

definiert sind, erhält man nach BLACKMANN und TUKEY [1958] eine angenäherte Autokovarianzfunktion

$$\tilde{K}(\tau) = \frac{1}{T_n} \int_{-T_n/2}^{T_n/2} x(t)x(t+\tau) dt, \tag{5}$$

$\tilde{K}(\tau)$  ist nur für Werte  $0 \leq |\tau| \leq |T_m| < |T_n|$  definiert, wobei  $T_m$  die maximale Verschiebung darstellt. Das quadratische Spektrum  $A(f)$  von  $x(t)$  erhält man durch Fouriertransformation von  $K(\tau)$ .

Ist  $\tilde{K}(\tau)$  nur an äquidistanten diskreten Punkten  $q \Delta \tau$  bekannt, mit  $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm m$  und  $m \Delta \tau = T_m$ , so erhält man als Schätzwert des quadratischen Spektrums

$$\tilde{A}\left(\frac{r}{2m \Delta \tau}\right) = e \Delta \tau \sum_{q=-m}^{+m} \tilde{K}(q \Delta \tau) \cos \frac{qr\pi}{m} \tag{6}$$

mit

$$e = \begin{cases} 1 & \text{für } q < m \\ 1/2 & \text{für } q = m \end{cases}$$

und

$$0 \leq r \leq m.$$

$\bar{A}(r/2 m \Delta \tau)$  hat die Dimension einer Energie pro Frequenzintervall. Für die hier durchgeführte Analyse wurden  $\Delta \tau$  und  $\Delta t$  gleich groß gewählt. Tabelle 2 gibt die charakteristischen Parameter für die statistische Frequenzanalyse an.

Tabelle 2: Parameter der statistischen Frequenzanalyse

Symbol	Bedeutung	Zahlenwert
	Schrittweite	10 min
$T_n$	Meßintervall	1440 min
$T_m$	maximale Verschiebung	190 min
$\frac{1}{2 \Delta \tau}$	Nyquistfrequenz	$\frac{1}{20} \text{ min}^{-1}$

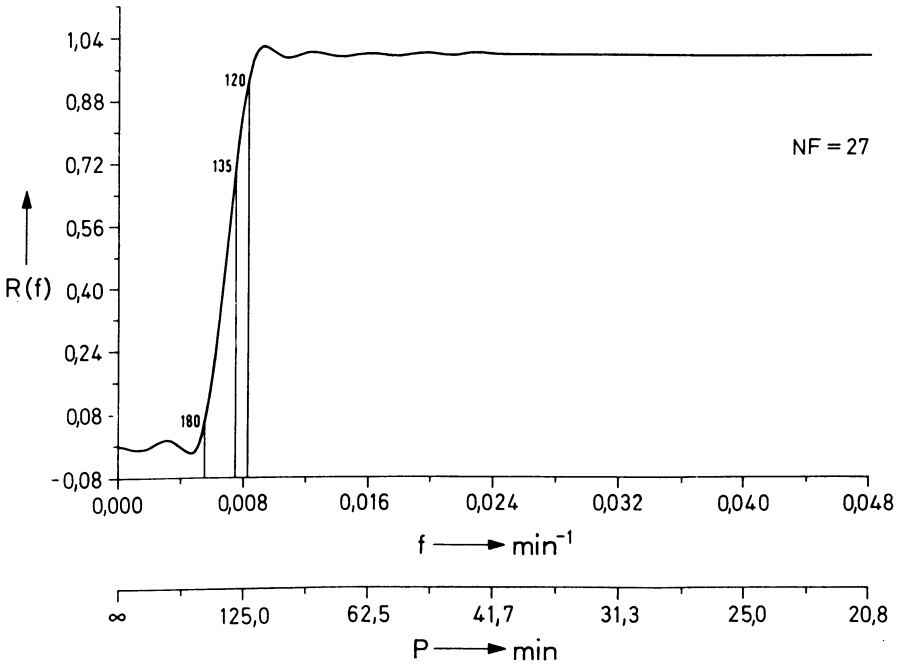


Abb. 2: Durchlaßkurve  $R$  des numerischen Filters mit  $NF=27$  Koeffizienten. Die Abszisse zeigt die Frequenz bzw. Periode. Die Zahlen 180, 135 und 120 geben die Periodendauern, bei denen der Durchlaßbereich beginnt, der 3dB-Punkt und  $R(f)=1$  erreicht werden

Frequency response of numerical filter composed  $NF=27$  coefficients. At  $P=180$  minutes the filter opens, reaches its 3dB-point at  $P=135$  minutes, and  $R(f)=1$  at  $P=120$  minutes

**Ausgewählte Registrierbeispiele**

Die folgenden Abbildungen zeigen Ergebnisse von Elektroneninhaltsmessungen, die mit den oben beschriebenen Methoden untersucht wurden.

Die Abbildungen 3 bis 5 enthalten jeweils links unten den Elektroneninhalt  $N_t$  als Funktion der Tageszeit. Dargestellt ist  $N_t$  (ausgezogene Linie) und  $N_t - N_t'$  (punktierte Linie), wobei  $N_t'$  den herausgefilterten Wellenanteil darstellt. Man sieht, daß  $N_t'$  gering ist. In den Abbildungen ist weiterhin links oben  $N_t'$  allein wiedergegeben; es enthält alle Frequenzen, die vom Filter durchgelassen werden. Im rechten Teil der Abbildungen ist jeweils das quadratische Spektrum von  $N_t'$  dargestellt. Aufgetragen ist hierbei die relative Amplitude  $A$  über der Periode  $P$ . Die vertikale Linie bei  $P = 135$  Minuten gibt den 3dB-Punkt des Filters an. Die 90% Konfidenzgrenzen, berechnet nach BLACKMAN et al. [1958], sind im gleichen Bildteil rechts angegeben. Diese

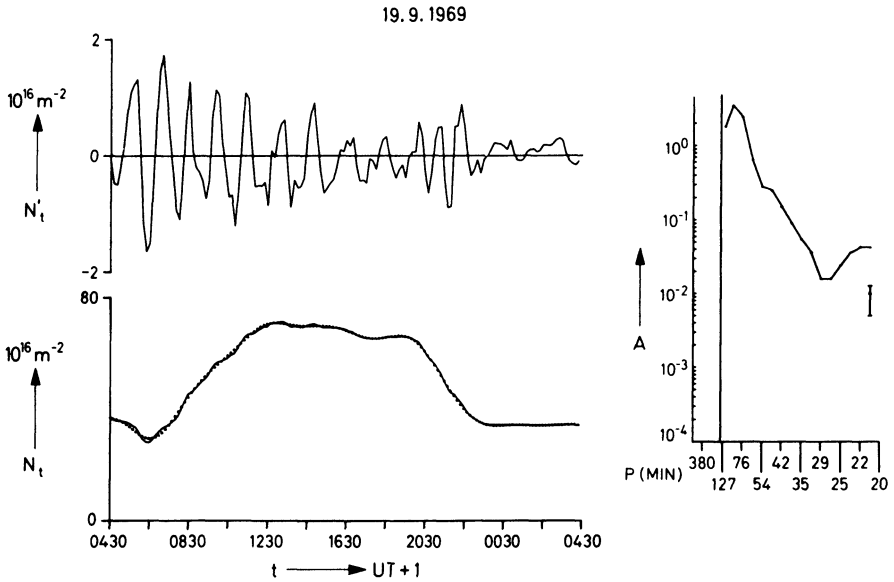


Abb. 3: Daten des 19. September 1969

Links unten: ungefilterter und gefilterter Elektroneninhalt als Funktion der Tageszeit. Links oben: Schwingungsanteil des Elektroneninhaltes. Rechts: quadratisches Spektrum des Schwingungsanteils. Aufgetragen ist die relative Amplitude über der Periodenlänge

Data of September 19, 1969

Left hand, lower part: Electron content, before and after filtering. Left hand, upper part: Oscillations superimposed on the electron content. Right hand: Power spectrum of oscillations. The relative amplitude is plotted as function of period length



Fehlergrenzen geben den Bereich an, der überschritten werden muß, um eine Spektrallinie als signifikant bezeichnen zu können.

Die Abb. 3 gibt die Elektroneninhaltsmessungen des 19. September 1969 wieder, an dem die Wellenstruktur von  $N_t'$  über eine lange Zeit auch phasenmäßig erhalten blieb. Ein signifikantes Maximum im Spektrum erkennen wir bei 76 Minuten Periodenlänge. Auffallend sind die großen Schwingungsamplituden in den Morgenstunden. Am 19. September 1969 erreichten die Wellenamplituden etwa zwei Prozent des größten Wertes des Gesamtelektroneninhaltes.

Am 25. November 1969 (Abb. 4) hingegen betrug die Amplitude von  $N_t'$  etwa sieben Prozent des maximalen Gesamtelektroneninhaltes. Das quadratische Spektrum zeigt zwei Maxima. Einmal findet man bei etwa  $P=76$  Minuten ein Maximum; diese Periode ist aus den ungefilterten Meßdaten allein abzulesen; weiterhin existiert bei  $P=30$  Minuten ein Maximum. Diese Periode ist nicht ohne weiteres aus dem Verlauf von  $N_t$  ersichtlich. Die Erklärung finden wir bei Betrachtung des quadratischen Spektrums: die Amplitude der 30-Minuten-Schwingung ist um mehr als eine Größenordnung geringer als die 76-Minuten-Schwingung. Dies ist eine typische Eigenschaft der beobachteten Schwingungen. Die Amplituden fallen sehr stark mit abnehmender

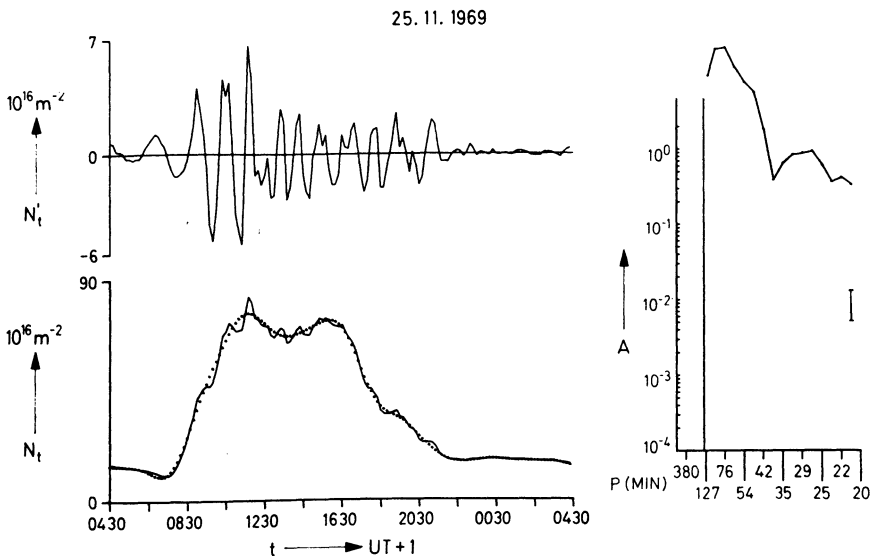


Abb. 4: Daten des 25. November 1969

Sonst wie Abb. 3, Abszissenmaßstab von  $N_t'$  geändert

Data of November 25, 1969

Same as figure 3, scale of  $N_t'$  changed

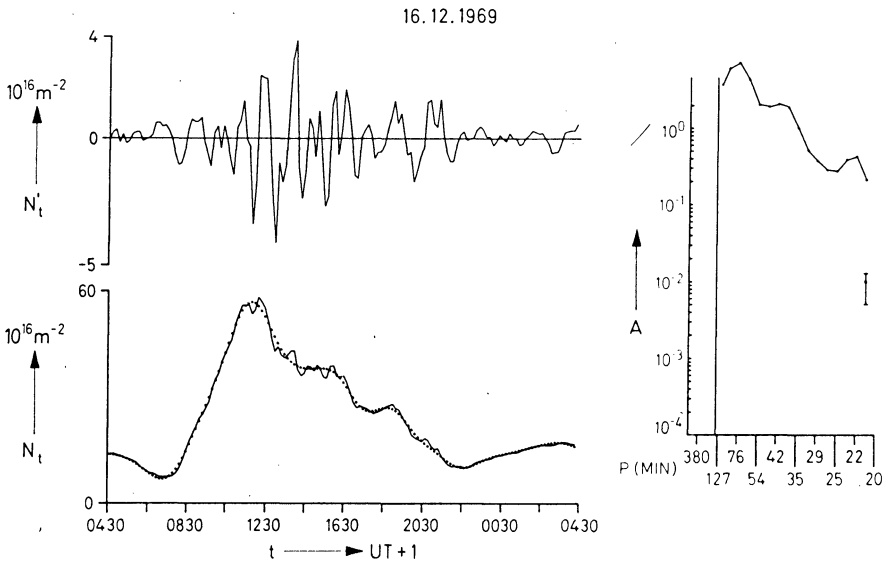


Abb. 5: Daten des 16. Dezember 1969  
 Sonst wie Abb. 3, Abszissenmaßstab von  $N_t'$  geändert

Data of December 16, 1969  
 Same as figure 3, scale of  $N_t'$  changed

Periode ab. Der starke Abfall ist am 19. September 1969 ausgeprägter als am 25. November 1969.

Der 16. Dezember 1969 ist ein ganz typisches Beispiel dafür, daß die Überlagerung von Schwingungen dicht beieinander liegender Perioden die Wellenstrukturen für das Auge unkenntlich machen. Das Spektrum zeigt wieder zwei Maxima bei 60 und 40 Minuten. Offenbar sind in den Mittags- und Nachmittagsstunden Wellenzüge beider Perioden gleichzeitig vorhanden. Die Periode, die dem Maximum im Spektrum bei 22 Minuten Periodenlänge entspricht, ist aus  $N_t'$  schwer zu erkennen. Aus dem Verlauf von  $N_t$  selbst kann in den Nachmittags- und Abendstunden eine weitere Schwingung mit  $P \approx 180$  Minuten abgelesen werden. Perioden dieser Länge können im Spektrum nicht erfaßt werden, da sie jenseits des 3dB-Punktes des Filters liegen. Eine Untersuchung von Perioden dieser Länge mußte ausgeschlossen werden, um einen Einfluß der großen Amplitude des Tagesganges auf den gefilterten Wellenteil auszuschließen.

**Literatur**

- BEHANNON, K. W., and N. F. NESS: The design of numerical filters for geomagnetic data analyses. NASA, Washington, Juli 1966
- BLACKMAN, R. B., and J. W. TUKEY: The measurement of power spectra. Dover Publications Inc., New York 1958
- DIEMINGER, W., J. P. SCHÖDEL, G. SCHMIDT, and G. K. HARTMANN: Recording gravity waves by means of geostationary beacon-satellites. *Journal Atm. Terr. Phys.* 32, 1615, 1970
- GARRIOTT, O. K.: The determination of ionospheric electron content and distribution from satellite observations. Part 1. Theory and analysis. *Journ. Geophys. Res.* 65, 1139, 1960
- HOLLOWAY, I. L.: Smoothing and filtering of time series and space fields. *Advances Geophys.* 4, 351, 1958
- KERTZ, W.: Filterverfahren in der Geophysik. *Gerlands Beiträge Geophys.* 75, 1, 1965
- ORMSBY, I. F. A.: Design of numerical filters with applications to missile data processing. *J. Assoc. Computing. Mach.* 8, 440, 1961



**Briefe an den Herausgeber**

## **Untersuchungen zur Tunguska-Katastrophe und den hochatmosphärischen Erhellungen vom 30. Juni 1908**

W. SCHRÖDER, z. Z. Uppsala<sup>1)</sup>

Eingegangen am 17. Januar 1972

Am frühen Morgen des 30. Juni 1908 wurde ein bemerkenswertes Ereignis registriert, das seither als „Tunguska-Katastrophe“ in einer Vielzahl von wissenschaftlichen und populären Arbeiten behandelt wurde.

KRINOV [1960] bemerkt: „The Tunguska meteorite fell at 7.17 a. m. on June 30, 1908 in the basin of the Podkamennaia Tunguska ( $\varphi = 60^{\circ}55'$ ;  $\lambda = 101^{\circ}57'$ )“ (S. 120). MARTIN [1966], der sich kürzlich kritisch mit dem Ereignis auseinandergesetzt hat, bemerkt, daß „die durch die Explosion ausgelösten seismischen Wellen von vier, und nur von vier Erdbebenwarten aufgezeichnet (wurden)“ (S. 46) – in Uppsala wurde das Ereignis entgegen einiger anderer früherer Publikationen nicht registriert [BÄTH 1971] – und findet für die Herzzeit 0 h 12 min Gr. Z.

Während über die Natur bzw. Ursache des Ereignisses von 30. 6. 1908 in der Literatur (vgl. z. B. FAST und VASIL'EV 1970; FESSEKOV 1963; TRONOV 1967) unterschiedliche Meinungen vertreten werden, berichten die meisten Autoren von hochatmosphärischen Leuchterscheinungen, die am Abend des 30. 6. 1908 sowie in den Folgenächten zu sehen gewesen sein sollen.

So schreibt hierzu KRINOV [1960]: „The fall of the Tunguska meteorite was accompanied by other interesting phenomena. The first night after the fall of the meteorite was unusually bright everywhere in European Russia and in Western Siberia, as well in the rest of Europe ... At the same time, the so-called luminous (silvery) clouds were seen in many places against the background of bright twilight“ (S. 127–128). Auch FESSEKOV [1963] weist auf diese Erhellungen hin [vgl. auch FAST und VASIL'EV 1970 und TRONOV 1967]. Früheste Hinweise auf die Erhellungen, besonders auch in den Nächten nach dem 30. 6. 1908, hat SÜRING [1909] gegeben. Der Gedanke, daß zwischen dem Tunguska-Ereignis und den beobachteten Erhellungen ein Zusammenhang bestehen könnte, wird übrigens zumindest verständlich, wenn man sich die räumliche Ausdehnung der „hellen Nächte“ ansieht [vgl. SCHMIDT-KALER 1962].

Nachfolgend soll nun erörtert werden, ob in der Nacht vom 30. 6. 1908 sowie in den Folgenächten das Vorhandensein von einem Polarlicht oder von Leuchtenden

---

<sup>1)</sup> W. SCHRÖDER, 282 Bremen-Rönnebeck, Hechelstraße 8.

Nachtwolken anzunehmen ist. Eine solche Überprüfung kann sich nur auf die deutschen Meldungen beziehen. Läßt sich jedoch nachweisen, daß eines der beiden Phänomene aufgetreten sein kann, so ist die vielfach geäußerte Vermutung, wonach ein kausaler Zusammenhang zwischen dem Tunguska-Ereignis und einer dieser Erhellungen besteht, hinfällig, denn sowohl Polarlichter als auch Leuchtende Nachtwolken haben Ursachen, die im Tunguska-Ereignis nicht vorzuliegen scheinen.

Gegen das Vorhandensein von einem Polarlicht in der Nacht vom 30. 6. 1908 sprechen mehrere deutsche Berichte [z. B. SCHMIDT 1908; SCHOENROCK 1908; WOLF 1908]. Weisen die Beobachter [z. B. SCHMIDT] schon darauf hin, daß keine verstärkten erdmagnetischen Störungen festzustellen waren, so kann dies durch eine Einbeziehung der Sonnenaktivität noch mehr verdeutlicht werden. Das letzte Sonnenfleckenmaximum (1907.0) war mit der ausgeglichenen Relativzahl von 64,2 niedrig. Die Relativzahlen betragen am 28. 6.: 31, am 29. 6.: 34 und am 30. 6.: 37; auch diese Daten mögen die geringe solare Aktivität bestätigen. Auch bei Berücksichtigung der geomagnetischen Registrierungen zeigt sich der ruhige Charakter des 30. 6. 1908; die internationale magnetische Charakterzahl betrug am 30. 6. 1908  $C_t = 0.7$ . Ferner sei darauf verwiesen, daß der Monat Juni sich hinsichtlich des Auftretens von Polarlichtern in der Statistik als minimal aufzeigen läßt [vgl. z. B. MEYER 1965; MONFILS 1966; SCHRÖDER 1966]. Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß die deutschen Aufzeichnungen für die Nacht des 30. 6. 1908 keinen Nachweis für das Auftreten eines Polarlichtes erbringen.

Betrachtet man die verschiedenen Beschreibungen [vgl. z. B. BUSCH 1908; PLASSMANN 1908; SCHMIDT 1908; SÜRING 1909; WOLF 1908], so zeigt sich hingegen eine Ähnlichkeit mit den von JESSE beschriebenen Leuchtenden Nachtwolken. Allerdings bleibt die Dauer des Vorhandenseins der Leuchtenden Nachtwolken unklar. Einem Bericht von SÜRING [1909] ist zu entnehmen, daß ein Beobachter an verschiedenen Tagen Erhellungen, also auch möglicherweise Leuchtende Nachtwolken, gesehen hat. In der Tat lassen einige Beschreibungen von Objekten aus dem Monat Juli 1908 in morphologischer Hinsicht ebenfalls eine Ähnlichkeit zu den Leuchtenden Nachtwolken erkennen. In einem weiteren Bericht weist SÜRING [1935] darauf hin, daß die Leuchtenden Nachtwolken bereits nach drei Tagen (also nach dem 30. 6. 1908) wieder verschwanden. Geht man von den verschiedenen deutschen Berichten aus, so kann man annehmen, daß in der Nacht vom 30. 6. 1908 sowie möglicherweise auch in einigen anderen Julinächten Leuchtende Nachtwolken aufgetreten sind.

Zuletzt muß man die beschriebenen anomalen Nachthimmelserhellungen streifen. Einige Autoren schreiben, daß außer den erwähnten Leuchtenden Nachtwolken eine auffällige Dämmerungs-Anomalie festzustellen war. Auch hierbei ergibt sich ein widersprüchliches Bild, und es erscheint angebracht, sich besonders an den Aufsatz von STENTZEL [1909] zu halten, der auch eine ausführliche Tabelle für die Zeit 1908, Juni 1 – Juli 31 vorgelegt hat. Hinsichtlich des Auftretens der „hellen Nächte“ bemerkt er folgendes: „Solche hellen Nächte beobachtete ich vom 30. Juni bis zum 12. Juli 1908 täglich, in den folgenden Tagen hinderten Wolken die Beobachtung der Erscheinung,

sie kehrte wieder am 19., 21. und 22. Juli, blieb dann aber endgültig aus. Die mehrfach behauptete Plötzlichkeit der Erscheinung war in Wirklichkeit nicht in dem Maße vorhanden, das Phänomen bereitete sich vielmehr, wie aus der Tabelle leicht ersichtlich ist, bereits vom 22. Juni an vor. Noch weit weniger darf im Hinblick auf die Farbspiele von einer Plötzlichkeit geredet werden; diese bestanden schon viele Wochen lang in sehr ähnlicher Weise, und gerade die sogenannten schwefelgelben Töne und das Grün bildeten, wenn man so sagen darf, die normale Anomalie.“ (S. 445–446).

Die Untersuchung der vorliegenden Berichte führte dazu, daß (a) das Auftreten eines Polarlichtes auszuschließen ist, (b) daß Leuchtende Nachtwolken vorhanden gewesen sein können und (c), daß das Nachthimmelleuchten nicht plötzlich aufgetreten ist, sondern [vgl. STENTZEL 1909] vor und nach dem 30. 6. 1908 zu beobachten war.

In zahlreichen Publikationen wird angenommen, daß das Tunguska-Ereignis diese Leuchterscheinungen verursacht habe, zumindest aber in irgendeinem Zusammenhang damit steht. Gegen eine kosmische Ursache für das Auftreten der beobachteten Erscheinungen hat sich frühzeitig STENTZEL [1909] gewandt. Auch MARTIN [1966] hat auf die unrealistische Geschwindigkeit hingewiesen, die für die gleichmäßige Verteilung der Teilchen notwendig wäre; er schreibt: „Danach sind die vom Flugkörper, der in Richtung S–N geflogen ist, ausgegangenen Verdampfungs- bzw. Explosionsteile in Richtung E–W innerhalb von 20 Stunden gleichmäßig verteilt worden. Jedoch ist die gleichmäßige Verteilung mit den großen notwendigen Transportgeschwindigkeiten nicht in Einklang zu bringen.“ (S. 50).

Hinsichtlich des Auftretens der Leuchtenden Nachtwolken muß noch beachtet werden, daß es in den Sommermonaten (also Juni–Juli) keineswegs eine Seltenheit darstellt. Vielmehr ist von der jahresperiodischen Statistik für die Nordhalbkugel wohlbekannt, daß Leuchtende Nachtwolken zu dieser Zeit bevorzugt auftreten. Hinsichtlich der Erscheinung der Leuchtenden Nachtwolken bedurfte es also keines besonderen Ereignisses, wie es offenbar das Tunguska-Ereignis darstellt. Überdies muß beachtet werden, daß in der gegenwärtigen Diskussion zur Genese der Leuchtenden Nachtwolken keineswegs eine abschließende Meinungsbildung hinsichtlich der direkten Beteiligung von kosmischen Staubpartikeln erfolgt ist [s. SCHRÖDER 1970].

Bei kritischer Sichtung aller Fakten und Beachtung der deutschen Beobachtungen läßt sich also *kein* kausaler Zusammenhang zwischen dem „Tunguska-Ereignis“ und dem Auftreten der Leuchtenden Nachtwolken herleiten. Auch muß in Übereinstimmung mit STENTZEL [1909] gesagt werden, daß die Erscheinungen vom 30. 6. 1908 keineswegs das Aufsehen verdient hatten, das ihnen oftmals entgegengebracht wurde.

Eingedenk des klassischen Satzes von ERTEL [1938], wonach „eine atmosphärische Erscheinung demzufolge als ‚erklärt‘ (gilt), wenn es gelungen ist, sie aus den bewährten Sätzen der Physik deduktiv abzuleiten“ (S. 1), können weitere tatsachengebundene Aussagen, die über das hinausgehen, was vorstehend aufgezeigt wurde, nicht gemacht werden.

Herrn Prof. Dr. M. BÄTH möchte ich sehr herzlich für seine wertvollen Hinweise danken.

## Literatur

- BÄTH, M.: Pers. Mitt. 1971
- BUSCH, F.: Leuchtende Nachtwolken am Nordhorizont. Meteor. Z. 25, 314, 1908
- ERTEL, H.: Methoden und Probleme der dynamischen Meteorologie. Berlin 1938
- FAST, N. P., und N. V. VASIL'EV: Novye materialy o švetlych nocach' leta 1908 g.; in: Fizika mezosferných (serebristých) oblakov, Riga 1970, 95–101
- FESSENKOV, V.: A note on the cometary nature of the Tungus meteorite. Smithson. Contr. Astrophys. 7, 305–307, 1963
- KRINOV, E. L.: Principles of Meteorites. 1960
- MARTIN, H.: Die Tunguska-Katastrophe in geophysikalischer Sicht. Sterne 42, 45–51, 1966
- MEYER, J.: Zur 27täglichen Wiederholungsneigung der erdmagnetischen Aktivität, erschlossen aus den täglichen Charakterzahlen C8 von 1884–1964. Heidelberg/New York 1965
- MONFILS, A.: L'observation spectroscopique des aurores boréales. Ciel et Terre 82, 406, 1966
- PLASSMANN, J.: Über die Leuchterscheinung in der Nacht vom 30. Juni auf den 1. Juli 1908. Zweiter Bericht. Mitt. Verein. Freunde d. Astron. u. kosm. Physik. 18, 66–67, 1908
- SCHMIDT, A.: Über die Leuchterscheinung in der Nacht vom 30. Juni auf den 1. Juli 1908. Mitt. Verein. Freunde d. Astron. u. kosm. Physik. 18, 65–66, 1908
- SCHMIDT-KALER, T.: Das Tunguska-Meteor ein Kometenkern? Sterne 38, 203–205, 1962
- SCHRÖDER, W.: Jahreszeitliche Häufigkeit der Polarlichter in Deutschland. J. atm. terr. Phys. 28, 1023–1024, 1966
- SCHRÖDER, W.: Über die Leuchtenden Nachtwolken. Wetter und Leben (Wien) 22, 54–59, 1970
- STENTZEL, A.: Die Dämmerungsanomalien im Sommer 1908. Meteor. Z. 25, 437–446, 1908
- SÜRING, R.: Die ungewöhnlichen Dämmerungserscheinungen im Juni und Juli 1908; in: Ber. über d. Tätigk. d. Kgl. Preuß. Meteorol. Inst. im Jahre 1908. Berlin 1909, 79–83
- SÜRING, R.: Die leuchtenden Nachtwolken. Naturwiss. 23, 555–557, 1935
- TRONOV, M. V.: Problema tungusskogo meteorita. Tomsk 1967
- WOLF, M.: Über die Leuchterscheinung in der Nacht vom 30. Juni auf den 1. Juli 1908. Mitt. Verein. Freunde d. Astron. u. kosm. Physik. 18, 68–70, 1908



**Briefe an den Herausgeber**

**Bemerkungen zum Artikel von L. Engelhard  
über geoelektrische und magnetische Messungen  
im Nördlinger Ries  
(Z. Geophys. 37 (4), 667, 1971)**

K. ERNSTSON, Kiel<sup>1)</sup>

Eingegangen am 12. Januar 1972

Die ersten geoelektrischen Sondierungen im Ries wurden bereits im Frühjahr 1968 vom Institut für Geophysik der Universität Kiel durchgeführt (Diplomarbeit, Kiel 1969). Aufgrund dieser Ergebnisse wurden, unterstützt von der Deutschen Forschungsgemeinschaft und koordiniert mit der Riesarbeitsgemeinschaft, bis heute rund 200 Tiefensondierungen mit maximalen Elektrodenabständen von 4 km beobachtet, was Herrn ENGELHARD sicher bekannt ist.

Über unsere Untersuchungen, die im Frühjahr 1972 fortgesetzt werden sollen, wird auf der 32. Jahrestagung der DGG in Frankfurt berichtet.

Im einzelnen bedürfen folgende Punkte des Artikels einer Korrektur:

**1. Zur Auswertung der Sondierungskurven**

Grundsätzlich ist es nicht möglich, genaue Widerstandsangaben den einzelnen Sondierungskurven zu entnehmen, schon gar nicht, wenn es sich um Fünf- und Mehrschichtfälle handelt, die im Ries normalerweise auftreten. Herr ENGELHARD schreibt: Mittelwerte. Welche Werte wurden gemittelt? Beim Meßpunkt Nr. 27 werden für das Minimum spezifische Widerstände zwischen 5 und 9,5  $\Omega \cdot m$  angenommen. Liegt es da nicht nahe, beim benachbarten Punkt Nr. 29 einen ähnlichen Wert anzunehmen (statt 14  $\Omega \cdot m$ )? Die Tertiärbasis verlagert sich dann natürlich ganz beträchtlich nach oben.

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Geophys. KORD ERNSTSON, Institut für Geophysik, 2300 Kiel, Neue Universität.

## 2. Zum kristallinen Wall

Aus drei Sondierungspunkten (von denen zwei (Nr. 25 und 27) ca. 2,5 km auseinanderliegen!) auf die Lage des inneren Walls zu schließen, ist wohl etwas voreilig. Nach unseren rund 150 Sondierungen, die wir eigens auf die Untersuchung des inneren Walls verwandten, liegt er in diesem Gebiet tatsächlich an der von REICH angegebenen Stelle.

Aus den spezifischen Widerständen der Sondierungskurven kann man leider nicht ablesen, ob es sich um Kristallin des Walles oder um andere Trümmersmassen handelt. Aus unseren umfangreichen Messungen am Anstehenden im ganzen Riesgebiet ergibt sich, daß ein breites Spektrum von spezifischen Widerständen zwischen 20 und ca. 150  $\Omega \cdot m$  sowohl für das Kristallin des Walls als auch für die Trümmersmassen vorliegt.

## 3. Äußerer Riesrand

Der Unterschied zwischen den Sondierungskurven Nr. 53 und 55 einerseits und den weiter östlich gelegenen ist nicht besonders interessant, sondern nur natürlich. Nr. 53 und 55 liegen über Riestrümmersmassen, die weiter östlich gelegenen über Riesseeablagerungen. Es ist leider nicht möglich, mit geoelektrischen Tiefensondierungen den echten Abbruch am äußeren Riesrand zu ermitteln, wie es der Reflexionsseismik 1968 auf dem Profil westlich Wallerstein gelang.

Bezüglich der Sondierung Nr. 81 (Abb. 4) scheint Herr ENGELHARD über die Gabe zu verfügen, aus einer einzigen Sondierung auf den Verlauf eines Horizontes über eine Strecke von 3 km zu schließen.

## 4. Sondierungen im zentralen Krater

Nach den Untersuchungen der Seismik liegt die Tertiärbasis im zentralen Krater in rund 300 m Tiefe.

Mit maximal  $L/2 = 300$  m erfaßt man nur höherliegende Horizonte. Diese mögen für ein Exkursionsprogramm ein Gegenstand der Untersuchung sein, für die Erforschung des Rieskraters sind sie unbedeutend.

Aus gleichem Grund ist das Zitieren der  $\Delta Z$ -Kurve überflüssig.

Die Ähnlichkeit von  $\Delta Z$ -Kurve und einem geoelektrischen Horizont bei den Punkten Nr. 29 und 30 dürfte zufällig sein. Eine plausible Erklärung wird von Herrn ENGELHARD leider nicht gegeben.

**Briefe an den Herausgeber**

**Zur Kritik von K. Ernstson  
an dem Artikel von L. Engelhard über geoelektrische  
und magnetische Messungen im Nördlinger Ries  
(Z. Geophys. 37 (4), 667, 1971)**

L. ENGELHARD, Braunschweig<sup>1)</sup>

Eingegangen am 2. März 1972

Die von mir vorgestellten Ergebnisse unserer Exkursionsmessungen schienen mir wertvoll genug, dem großen Kreis der an der Riesforschung interessierten Geowissenschaftler durch eine Veröffentlichung in dieser Zeitschrift mitgeteilt zu werden. Bestärkt wurde ich in dieser Ansicht durch die Bemerkung von H. VIDAL [1969] in dem Bericht der Arbeitsgemeinschaft Ries: „... Hier können ..., insbesondere die bisher im Ries noch nicht eingesetzte Geoelektrik, weitere wertvolle Informationen liefern...“. Durch die ersten Ergebnisse angeregt, hat auch das Institut für Geophysik und Meteorologie der Techn. Univ. Braunschweig im Sommer 1971 weitere geoelektrische Sondierungen im Ries vorgenommen.

Zu Herrn ERNSTSONS Einwänden erlaube ich mir im einzelnen folgende Richtigstellung:

**1. Zur Auswertung der Sondierungskurven**

Bei der praktischen Auswertung der Sondierungskurven kann man – als Folge des Äquivalenzprinzips der Geoelektrik – die Parameter des Auswertemodells (Schichtmächtigkeit bzw. Tiefe und spezifischer Widerstand) noch in gewissen Grenzen variieren, ohne Abweichungen von den Messungen zu bemerken. In den Abbildungen des betreffenden Artikels sind deshalb, wie dort erläutert, für die Tiefe von Schichtgrenzen Unsicherheiten als Balken bzw. Zackenlinien gezeichnet. Diese geben die mögliche Tiefenvariation (unter Verträglichkeit mit den Meßwerten) bei gleichzeitiger Änderung des Schichtwiderstandes an. Für den Widerstand wurde dann aus dem Vorrat möglicher Werte ein mittlerer angegeben.

---

<sup>1)</sup> Dr. LUDWIG ENGELHARD, Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig.

Die Größe des spezifischen Widerstandes einer bestimmten Schicht, z. B. an Meßpunkt Nr. 29, kann, soweit es die Sondierungskurve überhaupt offen läßt, natürlich nicht allein nach Vergleich mit den Werten beim Meßpunkt Nr. 27 angenommen werden, sondern die Interpretation muß auch zu dem Wert am benachbarten Punkt Nr. 30 passen (20  $\Omega$ m). Im Gegensatz zu Herrn ERNSTSONS Vermutung ist eine Abänderung des Widerstandes von 14  $\Omega$ m für diese betreffende Schicht am Punkt Nr. 29 um wesentlich mehr als 10% einfach nicht mehr mit den Messungen verträglich. Man kann lediglich versuchen, zusätzlich unter jener Schicht eine weitere gut leitende Schicht „einzubauen“, die in dem Kurvenverlauf selbst nicht signifikant in Erscheinung tritt. Der Widerstand dieser Schicht müßte dann zwischen 8  $\Omega$ m und 10  $\Omega$ m liegen. Tatsächlich würde sich die Grenze zum Liegenden dann nach oben verlagern, und zwar auf ungefähr 170 m bis 190 m Tiefe. Der Charakter des Absinkens der Tertiärbasis am Punkt Nr. 29 bleibt trotzdem, wenn auch nicht so ausgeprägt, erhalten. Einer Auswertung der Sondierung Nr. 29 nach diesem Konzept steht aber neben der etwas erzwungenen Einführung einer zusätzlichen Schicht, deren Obergrenze zwischen 90 m und 110 m Tiefe liegen müßte, besonders die Schwierigkeit des Anschlusses an die Ergebnisse bei Meßpunkt Nr. 30 entgegen. Die Interpretation mit einer durchgehenden Schicht von 14  $\Omega$ m gelingt dagegen ganz natürlich.

## 2. Zum kristallinen Wall

Im Gegensatz zum gleichmäßigen Abfall der Tertiärbasis im Norden fanden wir im Süden, daß sich diese emporwölbt, bevor sie zur Riesmitte hin in größere als für uns erreichbare Tiefen hinabsinkt. Ich habe dies als zum kristallinen Wall gehörende Struktur gedeutet, die dann aber – zu dieser Aussage kommt man trotz der leider geringen Meßpunktdichte in diesem Gebiet – südlicher liegt als bei REICH und HORRIX [1955] angenommen. Hier eine Verschiebung des Walls von der Riesmitte weg um 2 bis 2,5 km gegenüber der Lage nach REICH und HORRIX anzunehmen, fiel um so leichter, als ich, übereinstimmend mit den seismischen Messungen nach ANGENHEISTER und POHL [1969], im Westen eine entsprechende Verlagerung nach außen vorfand.

Die von Herrn ERNSTSON angegebenen Werte für den spezifischen Widerstand von Kristallin und Trümmern sind in Einklang mit meinen Annahmen in jenem Artikel (S. 673, erster und zweiter Absatz).

## 3. Äußerer Riesrand

Die Unterschiede des Untergrundes an den Punkten Nr. 53 und Nr. 55, verglichen mit den weiter östlich gelegenen Sondierungspunkten, schienen mir eines besonderen Hinweises wert, besonders, weil sie nicht nur oberflächennah sind. So wird bei Nr. 53 und 55 in der tieferen Schicht ein vergleichsweise niedriger spezifischer Widerstand (unter schlechter leitendem Material) gefunden, während die im Ries selbst gelegenen Nachbarpunkte höhere Widerstände in entsprechender Tiefe zeigen.

Im Gebiet um Meßpunkt Nr. 81 zeigt die Darstellung (Abb. 4) zweifelsfrei nur eine einzige Sondierung. Die darüber hinaus gestrichelt gezeichnete Struktur in diesem Gebiet soll also nur andeuten, um welche Art Schichtgrenze es sich bei der an Sondierung Nr. 81 gefundenen handeln muß.

#### 4. Sondierungen im zentralen Krater

Solange überhaupt noch keinerlei Kenntnisse über die geoelektrische Struktur der Riessedimente vorliegen, sind auch Sondierungen mit  $L/2 \leq 300$  m im zentralen Krater nicht ohne Bedeutung. Schon allein die Größe des spezifischen Widerstandes dieser Sedimente kann für eine Reihe geowissenschaftlicher Fragen von Interesse sein.

Schließlich lassen sich für jede einzelne dieser Sondierungen durchaus noch „Ausschließungsaussagen“ über die Sedimentbasis treffen; diese muß z. B. am Meßpunkt 14 geoelektrisch tiefer als 350 m (unter der Oberfläche) liegen. Sie würde sich sonst bereits in den letzten Punkten der Sondierungskurve abzeichnen, sofern das Liegende wenigstens  $10 \Omega\text{m}$  als spezifischen Widerstand hat (plausibel nach Vergleich mit dem Nachbarpunkt Nr. 12). So findet man, daß die Sedimentbasis im inneren Rieskrater geoelektrisch deutlich tiefer als um 300 m, wie dies nach seismischen Messungen zu erwarten wäre, erscheinen muß. Diese Diskrepanz möchte ich, wie im Hauptartikel (S. 673) bereits erwähnt, durch Anisotropie der Seesedimente erklären.

In der Frage nach den magnetischen Messungen  $\Delta Z$  längs der beiden Profile sei auf den zur Diskussion stehenden Artikel selbst verwiesen (S. 669 und S. 676). Der dortige Hinweis auf zwei Gebiete, wo sich eine geoelektrisch gefundene Struktur doch magnetisch abzuzeichnen „scheint“, bedurfte nach den vorangegangenen Erklärungen, eine Korrelation nicht aufstellen zu wollen, keiner Begründung.

#### Literatur

- ANGENHEISTER, G., und J. POHL: Die seismischen Messungen im Ries von 1948 – 1969. Geol. Bavar. 61, 304 – 326, 1969
- REICH, H., und W. HORRIG: Geophysikalische Untersuchungen im Ries und Vorries und deren geologische Deutung. Beih. Geol. Jb., No. 19, 1955
- VIDAL, H.: Warum Riesforschung. Geol. Bavar. 61, 9 – 11, 1969



## Buchbesprechungen

**BILD DER WISSENSCHAFT:** *Die Architektur der Erde*, Deutsche Verlagsanstalt Stuttgart 1970, 104 S., etwa 100 meist farbige Abbildungen, Großformat 29,5 cm × 23 cm, DM 19,80

Dieses von Heinz Haber herausgegebene Buch stellt eine wissenschaftliche Anthologie dar; die Beiträge dazu entstammen verschiedenen Nummern der Zeitschrift „Bild der Wissenschaft“. Wegen fehlender mathematischer Formulierungen und durch klare Fotografien und grafische Darstellungen im Farbdruck wirkt diese „Blütenlese“ sehr verständlich.

Sieben der neun Aufsätze beschäftigen sich mit der Architektur des Erdkörpers oder einzelnen Teilgebieten. So deutet Jordan mit der Dirac-Hypothese einige Naturereignisse, wie die geologisch alten Eiszeiten, und gibt ihren Zeitpunkt in der Erdgeschichte an; Lombard zeigt auf, wie man aus der Kenntnis der Schichtung der Gesteine auf den geologischen Urzustand unseres Planeten schließen kann. Büdel beschreibt die Geomorphologie des Erdkörpers; den Aufbau, die Analyse und Meßmöglichkeiten des Magnetfeldes der Erde stellt Siebert in groben Zügen dar. Mit den Meeresströmungen und ihrer geologischen Wirkung beschäftigt sich Seibold. Über „Oasen“ in der Antarktika berichtet recht anschaulich Bardin, und das Problem des Wassers in der Sahara umreißt Schiffer. Durch die interessanten Kapitel von Faust über große atmosphärische Luftbewegungen und Israel über Blitze und gewittrige Entladungen erhält man einen Einblick in die den Erdkörper umgebende Schicht.

Die äußerst ausführlichen Biographien stellen jeden einzelnen Autor als sehr hervorragenden, erfahrenen Wissenschaftler hin; das erscheint so beabsichtigt, daß dem Buch der bittere Beigeschmack anhaftet, seine Beiträge sind ohne Würdigung des Inhalts allein durch den Namen des Autors sehr wichtig. Dieses zur populärwissenschaftlichen Reihe zählende Werk kann nur als allererste Einführung angesehen werden; einem Wissenschaftler dient es höchstens zu Illustrationszwecken, wegen seiner sonstigen Anspruchslosigkeit kann es einem Laien ohne Bedenken empfohlen werden.

H. MAYER, Karlsruhe

KERTZ, W.: *Einführung in die Geophysik I*, Hochschultaschenbücher 275/275 a, Bibliographisches Institut, Mannheim 1969, 232 S.

Dieses Taschenbuch informiert gut über verschiedene Teilgebiete der Geophysik; es enthält auch grundlegende mathematische Ansätze in moderner Form. W. KERTZ ist ein Meister in der Kunst, trockene Materie durch Anekdoten, historische Einschübe und klaren Stil aufzulockern. Ein gutes Hilfsmittel für den, der mehr über einzelne Kapitel wissen möchte, ist die am Schluß jeden Abschnittes angegebene Literatur. Erfreulicherweise wird sehr auf Bücher neueren Erscheinungsdatums hingewiesen, und es steht bei bedeutenden Fachausdrücken der englische Name in Klammern dabei.

Das Buch ist in zwei große Teilgebiete aufgeteilt; im ersten werden die Untersuchungsobjekte der Geophysik im Raum und in der Zeit behandelt, verständliche Beschreibungen der Methoden der Altersbestimmung mit Hilfe der Radioaktivität stechen hier besonders hervor. Der zweite große Abschnitt trägt die Überschrift „Physik des Erdkörpers“ und gliedert sich in zehn Kapitel, in denen von der Seismologie bis zur angewandten Geophysik viele Probleme

des Erdkörpers angedeutet werden. Angenehm überrascht, daß die den Studenten nie ganz geheuren Kugelfunktionen und die statistische Frequenzanalyse so übersichtlich in ihren Anfängen aufgezeigt werden, das weitere Arbeiten mit ihnen muß danach direkt Freude bereiten. Durch exakte Erklärungen, genaue Definitionen, übersichtliche graphische Darstellungen und klare mathematische Formulierungen zeichnen sich auch alle übrigen Kapitel aus, die die Erdfigur, die Erdrotation, die Schwerkraft, die Gezeiten, das erdmagnetische Innenfeld, Magnetfeldmessungen als Beispiel geophysikalischer Meßtechnik, die Thermodynamik des Erdinneren, die elektromagnetische Induktion im Erdkörper und seinen Aufbau behandeln.

Obwohl in diesem Buch alle Problemkreise fast nur angeschnitten werden, stellt es durch die aufgezeigten Vorzüge einen sehr wertvollen Beitrag zur geophysikalischen Literatur dar.

H. MAYER, Karlsruhe

KERTZ, W.: *Einführung in die Geophysik II*, Hochschultaschenbücher 535/535a/535b, Bibliographisches Institut, Mannheim 1971, 208 S.

Auch der zweite Band der Einführung in die Geophysik ist von W. KERTZ in so ausgezeichnete Weise geschrieben, daß er wieder leicht verständlich und trotz des trockenen Stoffs nicht langweilig wirkt. Drei große Abschnitte, nämlich die Physik der oberen Atmosphäre, die Sonne mit dem interplanetaren Raum und der Magnetosphäre und ein Ausklang, bilden das Grundgerüst des Buches. Im ersten gelangt der Leser nach einer Darstellung der Einteilung der Atmosphäre zum Problem der Bestimmung und der zeitlichen Variation der Dichte in ihr. Danach werden die Chapmansche Theorie zur Schichtbildung in der Ionosphäre und photochemische Vorgänge in diesen Höhen wie die Dissoziation von Sauerstoff behandelt. Nach einem Zusammenfassen theoretischer Ergebnisse können im folgenden experimentellen Teil, der mit dem Polarlicht und dem Luftleuchten beginnt, die Zusammenhänge besser durchschaut werden. Mit einigen Erläuterungen zum erdmagnetischen Außenfeld und seinen Schwankungen und einem Kapitel über die Erforschung der Ionosphäre mit Radiowellen wird der Abschnitt über die Physik der oberen Atmosphäre beendet. Im nächsten beschreibt KERTZ die ruhige und aktive Sonne sowie den solaren Wind; den Abschluß bilden Beiträge über die Magnetosphäre, dabei wurden neue Meßergebnisse von Satelliten und Raumsonden berücksichtigt, sowie über die Whistler-Wellen und den Van-Allen-Gürtel. Der dritte und letzte Teil des Buches, „Ausklang“ benannt, sollte beim Lesen nicht übergangen werden, da er klar die Bedeutung der Geophysik für Nichtgeophysiker enthält. Die Zusammenfassung wichtiger geophysikalischer Konstanten ermöglicht ein leichtes Nachschlagen; das Kapitel schließt mit einem wertvollen repräsentativen Querschnitt durch die geophysikalische Literatur.

Wie der erste Band wendet sich auch der zweite an einen mathematisch und physikalisch vorgebildeten Kreis, für ihn ergeben beide Bücher eine sehr gute Einführung in die Geophysik.

H. MAYER, Karlsruhe

MOORE, PATRICK: *Den Sternen auf der Spur*. Franz-Ehrenwirth-Verlag KG, München 1970 (26 Zeichnungen, 24 Abbildungen)

Der Verfasser beschreibt die neuesten Erkenntnisse der Astrophysik bis 1969, wobei er beim jeweiligen Problem die entscheidenden Punkte in dessen Geschichte erwähnt.

Beim Lesen des Buches ist es vorteilhaft, wenn man in Physik etwas vorbelastet ist, was aber das Niveau eines interessierten Laien nicht übersteigt. Die astrophysikalischen Phänomene werden klar dargestellt, wozu viele Zeichnungen und Fotografien beitragen. Die eingeflochtenen persönlichen Stellungnahmen zu noch ungelösten Problemen machen das Buch lebendig.



Ein eigenes Kapitel schildert den Ausblick auf die nächsten 20 Jahre. Im Anhang der deutschen Ausgabe ergänzt F. Schmeidler, München, das Buch mit Ergebnissen bis 1970 und eine Betrachtung über den deutschen Beitrag zu den heutigen Problemen der Astronomie.

Man kann sagen, daß das Buch die schnelle Entwicklung in der Astrophysik in den letzten Jahren gut aufzeigt.  
O. WALK, Karlsruhe

SPACE RESEARCH XI: *Proceedings of the thirteenth plenary Meeting of COSPAR (Committee on space research)*. Leningrad 1970, Band 1 und Band 2, herausgegeben von K. Ya. Kondratyev, M. I. Rycroft und C. Sagan, Akademie-Verlag, Berlin 1971. Band 1, 757 S., Band 2, 658 S., zusammen DM 200, —

Diese zwei wertvollen Bände erhalten fast alle Vorträge, die auf der 13. Tagung des Komitees für Weltraumforschung in Leningrad vom 20. bis zum 29. Mai 1970 gehalten wurden. Die Form der Beiträge ist ansprechend; klarer Stil, interessante Photographien und übersichtliche graphische Darstellungen tragen dazu bei, daß man die beiden Bücher als gelungenes wissenschaftliches Werk bezeichnen kann. Es sollte von jedem gelesen werden, der in der Weltraumforschung oder nahegelegenen Gebieten arbeitet.

Das Grundthema bildete in Leningrad die Erforschung des inneren Weltraums sowie von Teilen der Erdatmosphäre; die Mehrzahl der Vorträge befaßt sich mit experimentellen Ergebnissen oder modernen Versuchsanordnungen, einige mit theoretischen Problemen.

Der erste Band gliedert sich in fünf Abschnitte, zu Beginn wird über den Mond, seinen Aufbau und lunare Experimente berichtet. Erfolgreiche Mondlandeunternehmen der Amerikaner gehören hier dazu. Es folgt ein Kapitel über die Planeten allgemein und dann speziell über Venus, Mars, Jupiter und Saturn. Ausführlich wird im nächsten Teil über Eigenschaften des kosmischen Staubs referiert. Bei „Physik der festen Erde“ stehen das Geopotential und geodätische Fragen im Mittelpunkt. Der erste Band wird mit Abhandlungen über das „Remote Sounding“ der Atmosphäre beendet; neben allgemeinen Betrachtungen werden hier auch Ergebnisse aus Experimenten mit neueren Geräten beschrieben.

Das zweite Buch ist in vier große Abschnitte eingeteilt. Der erste bezieht sich auf die neutrale Atmosphäre der Erde; darin wird auf Erscheinungen in der Stratosphäre und Mesosphäre näher eingegangen. Auch das Verhalten von Spurenbestandteilen wie das Ozon und Verfahren zur Temperaturmessung in höheren Schichten sowie zur Dichtebestimmung in der oberen Atmosphäre werden erläutert. In einem eigenen Kapitel wird über die Ionosphäre, unter anderem über Messungen in ihr, diskutiert. Bei den „solarerterrestrischen Beziehungen“ erhält man Einblicke in die moderne Physik des interplanetaren Raums und der Magnetosphäre; erwähnt wird die Bedeutung der niederfrequenten Radiophysik. Mit Beschreibungen über astronomische Messungen schließt der zweite Band inhaltlich ab. Es folgt eine Zusammenstellung der wenigen Vorträge, die im „Space Research XI“ nicht abgedruckt sind. Durch die guten Zusammenfassungen und Literaturangaben werden so die zwei Bände für einen Experten zu einer empfehlenswerten Dokumentation über die 13. Tagung von COSPAR.

H. MAYER, Karlsruhe

HANS-GEORG STOCK: *Mehrfährige Untersuchungen über den Witterungseinfluß auf die Ertragsbildung von Rotklee und Luzerne*. — Abhandlung des Meteorologischen Dienstes der DDR, Nr. 101, Bd. XIII

Im vorliegenden Heft geht es in erster Linie um die Ausarbeitung von Untersuchungsmethoden, die zur Ermittlung der Beziehung zwischen Witterung und Ertragsbildung bei Rotklee und Luzerne führen sollen. Dabei werden grundsätzlich drei Methoden unterschieden:

1. Die experimentelle Methode. Sie beschäftigt sich mit dem Einfluß künstlich, unter Ausschluß der natürlichen Witterung hergestellter Klimaelemente (in Klimakammern) auf die Ertragsbildung. Sie findet bei den hier angestellten Freilandversuchen keine Anwendung.
2. Die statistische Methode. Sie beschreibt, basierend auf statistischem Material, die Beziehung Witterung – Ertragsbildung. Als statistisches Ausgangsmaterial wird dabei verwendet:
  - 2.1 Trockenmasseertrag in Abhängigkeit von Temperatur und Niederschlag.
  - 2.2 Roheiweißgehalt und Roheiweißertrag in Abhängigkeit vom Niederschlag.
  - 2.3 Rohfasergehalt in Abhängigkeit von der Temperatur.
3. Die phänometrische Methode. Sie unterscheidet sich von der statistischen Methode durch die Auswahl der biologischen Maßzahl. Es werden dabei folgende Beziehungen untersucht:
  - 3.1 Einfluß der Temperatur auf den Triebhöhenzuwachs.
  - 3.2 Einfluß der Bodenfeuchte auf den Triebhöhenzuwachs.
  - 3.3 Einfluß des Windes auf den Triebhöhenzuwachs.

Die gewonnenen Ergebnisse rechtfertigen die angewandten Methoden. Bei Rotklee nimmt der Trockenmasseertrag mit Zunahme der Temperatur und des Niederschlags zu, der Roh-eiweißgehalt mit zunehmendem Niederschlag ab, bei gleichzeitiger Zunahme des Roheiweiß-ertrages. Der Rohfasergehalt wird durch hohe Temperaturen deutlich erhöht, die Futter-qualität wird damit gemindert.

Bei Luzerne ist keine signifikante Abhängigkeit der Trockenmasseerträge von Temperatur und Niederschlag zu erkennen, wohl aber nimmt wie bei Rotklee der Roheiweißgehalt mit steigendem Niederschlag ab, allerdings bei gleichzeitiger Abnahme des Roheiweißertrages.

Ebenso wie bei Rotklee nimmt auch der Rohfasergehalt mit steigenden Temperaturen zu.

Der Einfluß der Temperatur auf den Triebhöhenzuwachs ist bei Rotklee wie bei Luzerne in gleicher Weise gegeben. Die günstigsten Tagstemperaturen liegen bei 20 bis 27 °C und die Nachttemperaturen bei 16 bis 21 °C. Mangelnde Bodenfeuchte beeinflusst den Triebhöhenzuwachs von Rotklee mehr als von Luzerne. Zu hohe Bodenfeuchte beeinträchtigt den Triebhöhenzuwachs beider Pflanzen negativ. Der Einfluß des Windes bleibt gering. Erst wenn Tagesmittel der Windgeschwindigkeit von 5 m/s überschritten werden, macht sich ein negati-ver Einfluß auf den Triebhöhenzuwachs von Rotklee und Luzerne bemerkbar.

N. CZERWINSKI, Karlsruhe

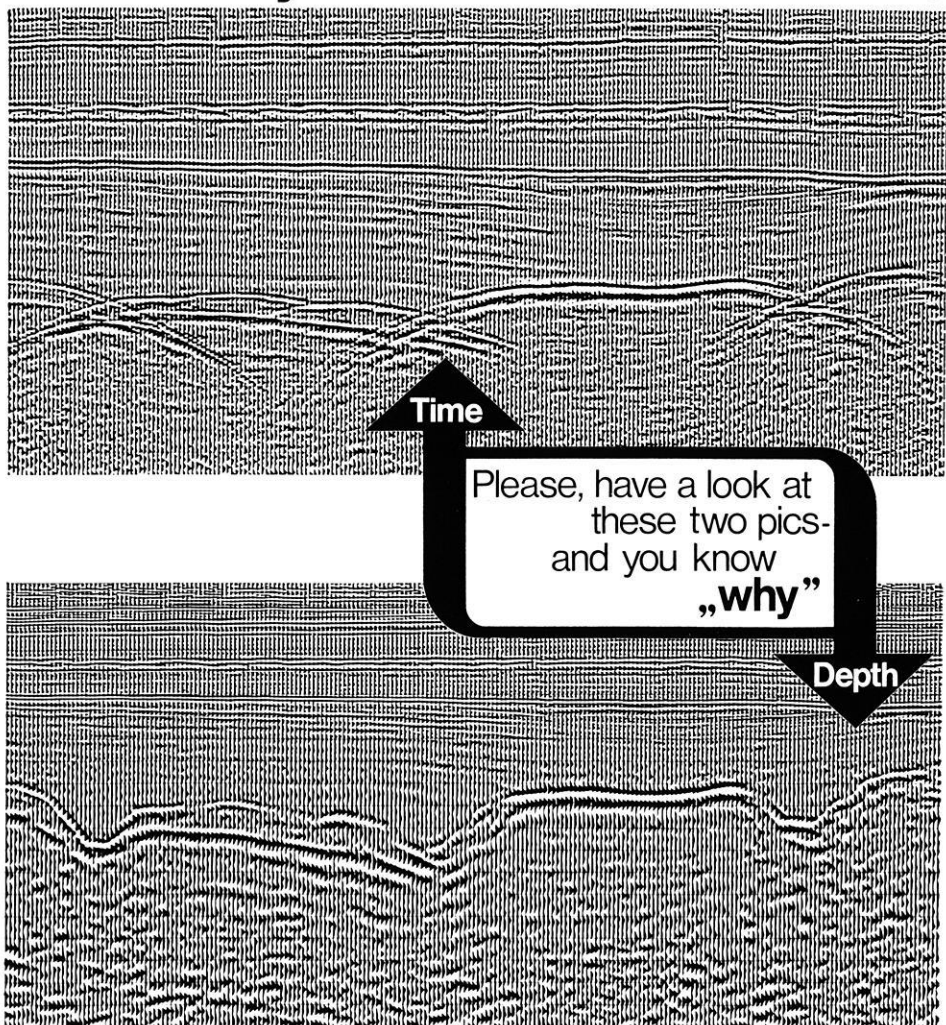
VAN ZUIDAM: *Orbital Photography As Applied to Natural Resources Survey*. Publications of the International Institute for Aerial Survey and Earth Sciences, Delft (Niederlande) 1971

Das Buch bringt im ersten Teil allgemein technische Betrachtungen, wie Vor- und Nachteile der Fotografie vom Satelliten aus, Daten von Umlaufbahnen und Kameraausrüstungen und Interpretationsmöglichkeiten von Aufnahmen. Dies alles ist auf geographische Probleme zugeschnitten. Im zweiten Teil wird ein Beispiel einer geomorphologischen Interpretation von Satellitenaufnahmen des Gebietes um das Tibestigebirge gegeben.

Im ganzen gesehen hat das Buch den Charakter eines gebundenen Übersichtsreferats über Satellitenaufnahmen für Geographen.

O. WALK, Karlsruhe

# Don't always believe in time-sections



More than 35 geoscientists and mathematicians  
are responsible  
for the development  
of our sophisticated software



PRAKLA-SEISMOS GMBH · 3000 HANNOVER · HAARSTRASSE 5  
P.O.BOX 4767 · PHONE: 80721 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA  
GERMANY

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Lima · London · Madrid  
Milan · Rangoon · Rio de Janeiro · Singapore · Teheran · Tripoli · Vienna

