

1 Z 22174 F

August

**ZEITSCHRIFT**  
**FÜR**  
**GEOPHYSIK**

Herausgegeben im Auftrage der

**Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft**

von

**W. Dieminger, Lindau über Northeim**

unter Mitwirkung von *B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart  
*K. Jung*, Kiel — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 32

1966

Heft 4



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

## INHALTSVERZEICHNIS

<i>In memoriam</i> FRANZ HALLENBACH . . . . .	179
<i>In memoriam</i> RUDOLF TOMASCHEK . . . . .	181
SCHEIDEGGER, A. E.: Isallo Stress Prospecting . . . . .	183
REICH, H.: Kurzer Bericht über die Bohrung Wörnitzostheim im Nördlinger Ries . . . . .	200
ISRAËL, H. und J. RÖSSLER: Zum Sonnenaufgangseffekt im Längstwellengebiet . . . . .	207
VOSS, K.: Über die Gestalt und das Schwerefeld der Erde (Teil III) . . . . .	216
BEHRENS, J. und L. DRESEN: Ein experimentelles Verfahren zur Eliminierung von Stör- signalen bei modellseismischen Untersuchungen . . . . .	232
Kurzmiteilungen:	
THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Depth Estimation from Vertical Gravity Observations	242
MATTERN, G.: Zusammenhänge zwischen Dawn chorus Beobachtungen und den Güteziffern des Funkverkehrs . . . . .	244

---

### DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang (6 Hefte) 48,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

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

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

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

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

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

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

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

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

---

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressgesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebig, Arnulf Liebig und Hildegund Haller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, und Charlotte Kuhnert, beide Würzburg.

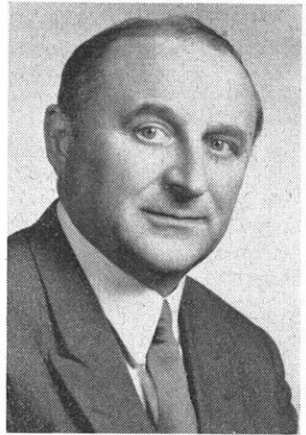
Druckerei: R. Oldenbourg, Graph. Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



*In memoriam*

FRANZ HALLENBACH



Am 4. 2. 1966 verstarb in Hannover der Direktor beim Niedersächsischen Landesamt für Bodenforschung Dr. FRANZ HALLENBACH. Er erlag, kurz vor der Vollendung seines 57. Lebensjahres, einem Herzinfarkt. Der Tod riß ihn mitten aus einer Fülle wissenschaftlicher und organisatorischer Aufgaben, plötzlich und für alle Kollegen unerwartet. Noch am Tage zuvor hatte er in Heidelberg neue Verbindungen geknüpft, um geoelektrische Messungen bis zu großen Tiefen im Rahmen eines umfangreichen Forschungsvorhabens durchführen zu können. Er befand sich damit bis zuletzt in demjenigen Arbeitsbereich, dem er viele Jahre seiner wissenschaftlichen Tätigkeit gewidmet hatte: der Geoelektrik. Seinen Mitarbeitern hinterließ er ein reiches Erbe, eine Vielzahl von Anregungen und Zielen.

FRANZ HALLENBACH wurde am 22. 2. 1909 in Wuppertal geboren. Er studierte von 1927 bis 1934 in Köln, Göttingen und Bonn. Der Schwerpunkt des Studiums lag bei der Reinen Mathematik. Sein Doktorvater, Prof. HAUSDORF, ist bekannt auf dem Gebiet der Mengenlehre. Strukturdenken mit aller Schärfe, das hat FRANZ HALLENBACH dort gelernt. Gleichzeitig gewann er aber in Göttingen bei Prof. ANGENHEISTER Kontakt zur Geophysik und erwarb bis 1939 bei der Preußischen Geologischen Landesanstalt eine gründliche praktische Felderfahrung. Hierdurch konnte er in den 50er Jahren mit seinem Rat jüngeren Kollegen manche Enttäuschung ersparen. HALLENBACH zu fragen galt allen, die ihn kannten, als wichtiger Schritt im Zuge schwieriger Planung. Auch aus dem Ausland trat man häufig an ihn heran, insbesondere, nachdem er auf dem Sektor der Geoelektrik zusammen mit seinen jüngeren Mitarbeitern internationale Beachtung dadurch gefunden hatte, daß er Möglichkeiten und Grenzen der Methode streng analysierte. FRANZ HALLENBACH war Realist. Er dachte vom Objekt her. Nie versuchte er, ein Verfahren zu propagieren, nur weil es physikalisch elegant war. Er hörte auf die Sorgen des Geologen, die dort anfangen, wo die Aussagekraft klassischer geologischer Methoden aufhört. Der Verfasser dieser Zeilen, der 15 Jahre lang die Entwicklung der Geoelektrik gemeinsam mit dem Verstorbenen erlebt hat, möchte hier das Augenmerk auf diese hervorragende Denkweise FRANZ HALLENBACH's richten. Ob man in seinen Vorlesungsmanuskripten blättert — HALLENBACH las in den letzten Jahren zeitweilig im Lehrauftrag „Angewandte Geophysik“ an der Universität Bonn — oder seine sehr zahlreichen Gutachten und Berichte liest, die er im Amt verfaßte, immer sieht man die ihn kennzeichnenden Gedankengänge. Sein klarer Verstand war unbestechlich; und was er dachte, sprach er auch aus. In seiner Kritik konnte er unerbittlich sein.

FRANZ HALLENBACH gab sein sehr umfangreiches Wissen stets bereitwillig weiter, weniger in der Form von Publikationen als vielmehr in persönlicher, mündlicher oder schriftlicher Mitteilung. Er suchte den Kontakt zum Mitarbeiter und zum Mitmenschen in wissenschaftlichen, sachlich oft hart geführten Fachgesprächen und in angeregter Plauderei über vergangene Ereignisse aus der Welt des Geophysikers oder über zukünftige Entwicklungen. Die deutsche Geophysik verdankt ihm einen großen Anteil an ihrem Wiederaufbau nach dem Kriege.

In den letzten Jahren hatte man ihm die Leitung der Gemeinschaftsaufgaben der Länder übertragen. Dieser Aufgabe der Koordinierung hauptsächlich geophysikalischer Arbeiten in den Bundesländern widmete er einen großen Teil seiner Schaffenskraft. Alle, die ihm in dieser Tätigkeit begegneten, werden ihn nicht vergessen, denn er war in seiner ihm eigenen Art eine Ausnahmerecheinung. Es ist wohl nicht vermessen zu sagen, daß wir in FRANZ HALLENBACH einen Menschen verloren haben, dem es in seinem Leben vergönnt war, nur Freunde zu haben.

H. FLATHE

*In memoriam*

RUDOLF TOMASCHEK



Im Februar dieses Jahres verließ uns RUDOLF TOMASCHEK für immer. Wer ihn auf Tagungen zum ersten Male sah, hatte den Eindruck einer überdurchschnittlichen Persönlichkeit, wer ihn aber persönlich kennenlernen durfte, für den bleibt er unvergessen nicht nur als Wissenschaftler von selten weitem Horizont, sondern auch als musischer Mensch, der die Musik liebte und meisterhaft ausübte und dem man nicht selten begegnen konnte mit einem Bändchen Rilke in der Hand. Wenn man mit ihm ins Diskutieren kam, gab es fast kein Gebiet, wo er nicht fachkundig mit dabei war und aus seiner großen Bibliothek ein einschlägiges Buch heranholte.

RUDOLF TOMASCHEK wurde am 23. 12. 1895 in Budweis (damals Österreich) geboren. Nach Absolvierung der Volks- und höheren Schule studierte er von 1913—1918 in Prag und promovierte mit summa cum laude zum Doktor der Philosophie mit einer physikalischen Arbeit über „binuclear quinones“. Nach kurzer Tätigkeit in Brünn und Berlin als Chemiker und Mitherausgeber des Handbuches der Chemie nahm er eine Assistentenstelle am physikalischen Institut Heidelberg an und widmete sich dort zunächst Problemen der Lumineszenz und der Phosphoreszenz. 13 Veröffentlichungen erschienen auf diesem Gebiete aus seiner Hand. Dann wandte sich sein Interesse der Relativitätstheorie zu, insbesondere der Absolutbewegung und er stellte zur Klärung der Frage, ob sich die Erde relativ zum Äther bewegt, experimentelle Versuche auf dem Königsstuhl-Observatorium und auf dem Jungfrauoch an (Wiederholung des Michelson-Experimentes). 1924 habilitierte er sich in Heidelberg und zu dieser Zeit begann er auch mit der Neubearbeitung und Erweiterung des bekannten Physiklehrbuches von GRIMSEHL-TOMASCHEK. Das dreibändige Werk hatte schon 1943 die 14. Auflage hinter sich und wurde auch ins Englische und Spanische übersetzt.

1927 erhielt TOMASCHEK einen Ruf nach Marburg, 1934 nach Dresden und 1939 nach München, dem er jeweils Folge leistete. Seine Arbeiten über Phosphoreszenz der seltenen Erden, insbesondere bei tiefen Temperaturen, führte er bis 1942 weiter. Nebenher aber ließ ihn das Problem der Absolutbewegung und der Lorentzkontraktion nicht mehr los. Er entwickelte zusammen mit W. SCHAFFERNICHT ein Bifilar-Gravimeter mit dem Ziele, einen Hinweis auf die Änderung der Schwerkraft durch die Lorentzkontraktion zu erlangen. Dieser Hinweis konnte zwar nicht erbracht werden, aber das neue Gerät konnte als erstes für die Erdzeitenregistrierung eingesetzt werden (1932), die bis dahin nur mit Horizontalpendeln (Schweydar) möglich war. Der zweite Weltkrieg mit der allmählichen Totalzerstörung des Münchner Institutes unterbrach die Forschungsvorhaben bis 1952.

1947 folgte TOMASCHEK einer Einladung der britischen Regierung zur Bearbeitung gravimetrischer Probleme am Research Centre at Kirklington Hall. Dort konnte er seine Arbeiten über Erdzeiten wieder weiterführen. Aus gesundheitlichen Gründen kehrte er aber schon 1955 nach Deutschland zurück und siedelte sich in Loiberting am Chiemsee an, wo ihm noch 10 Jahre intensiven wissenschaftlichen Schaffens gegönnt waren. 1958 wurde er zum Präsidenten der permanenten Kommission für Erdzeiten gewählt und leitete in dieser Eigenschaft die Tagungen in Brüssel, Triest und Helsinki.

Leider mußte er dieses Amt vor 2 Jahren niederlegen, da der Beginn einer lange andauernden Krankheit den Kontakt nach außen erschwerte und allmählich unmöglich machte.

Die Deutsche Geophysik verliert in RUDOLF TOMASCHEK einen international hochgeschätzten Wissenschaftler (über 100 Veröffentlichungen), der sich über 36 Jahre lang der Lösung geophysikalischer Probleme gewidmet hat. Der Verlust wiegt um so schmerzlicher, als erst vor kurzer Zeit drei führende deutsche Geophysiker (MINTROP, BARTELS und TAMMS) von uns gegangen sind.

Wir werden RUDOLF TOMASCHEK nicht vergessen.

A. GRAF

# Isallo Stress Prospecting

By A. E. SCHEIDEGGER, Urbana<sup>1)</sup>

Eingegangen am 12. Januar 1966

*Summary:* Based on a description of anomalies in the tectonic stress field of the Earth by means of isallo stress lines, it is shown that the latter may lead to a new geophysical prospecting method. An attempt at setting up a general theory of interpretation of isallo stress anomalies is made and examples are given of its application to stress anomalies in New Zealand, the Rocky Mountain Foreland, Southern Illinois, the Alps and the Rhine graben.

*Zusammenfassung:* Auf Grund einer Beschreibung von Anomalien im tektonischen Spannungsfeld der Erdkruste, die auf isallelen Spannungslinien fußt, wird gezeigt, daß die letzteren zu einer neuen geophysikalischen Prospektionsmethode verwendet werden können. Es wird ein Versuch gemacht, eine allgemeine Theorie zur Interpretation isalleler Spannungsanomalien aufzustellen; Beispiele der Anwendung dieser Theorie auf die Spannungsanomalien in Neuseeland, im Vorgebiet des kanadischen Felsengebirges, im Süden des Staates Illinois, in den Alpen und im Rheingrabengebiet sind aufgeführt.

## Introduction

The investigation of stress patterns as reflected in surface faulting of the Earth's crust constitutes a borderline case between rock mechanics and geophysics. It will be shown here, with many examples, that an analysis of faulting patterns on the surface of the Earth, since they are essentially due to the mechanical response of the rocks to the prevailing stress field, can be utilized for geophysical prospecting purposes, or at least for obtaining an understanding of the tectonic stress conditions prevalent in an area. In principle, this idea has been suggested previously by the writer (SCHEIDEGGER, 1964; SCHEIDEGGER and LU, 1965), but it will be presented here in an entirely new and more general context.

Stress is a tensorial quantity. The complete description of the stress field in the Earth, therefore, requires the specification of 6 numbers (the components of the symmetric stress tensor) at every point under consideration. Stresses, presumably of tectonic origin, are present everywhere in the Earth's crust;—i.e. the actual underground stresses are not just simply of such a nature that they could be explained by considering the weight or the lateral constriction of the overlying rocks.

---

<sup>1)</sup> Presently c/o Institut für Geophysik, Universität Münster/W. Permanent address of author: c/o 201 Met. & Min. Bldg., University of Illinois, Urbana, Ill., USA.

Since the Earth is in a state of quasi-equilibrium most of the time, the stresses must obey the equations of elastostatics. In addition, they must obey the usual boundary conditions which stipulate that at a free surface, there may be no shear stresses. This has the consequence that the vertical direction near the surface of the Earth must approximately be a principal stress direction. The remaining two principal stresses near the surface of the Earth are therefore approximately in a horizontal direction.

ANDERSON (1942) suggested that, if a fracture occurs in the Earth, this happens according to MOHR's theory of failure in brittle materials. Accordingly, there are in each point two potential ("conjugate") surfaces of fracture which contain the intermediate principal stress direction and are inclined at an angle of approximately  $45^\circ$  (actually  $30^\circ$ — $45^\circ$ ) toward the maximum principal pressure. Depending on the possible orientations of the principal stress directions, ANDERSON distinguishes 3 types of possible faults:

(i) Maximum pressure vertical, minimum pressure horizontal, intermediate pressure horizontal lead to normal faults;

(ii) Maximum pressure horizontal, minimum pressure vertical, intermediate pressure horizontal lead to reversed faults; and

(iii) Maximum pressure horizontal, minimum pressure horizontal, intermediate pressure vertical lead to wrench (transcurrent) faults. The corresponding stress states are called "state of incipient normal (reversed, transcurrent) faulting",—wherein the term "incipient" is somewhat misleading, as only the *type* of tectonic stress state is indicated and no implication is intended that faulting is imminent.

For many regions of the Earth, it is now possible to ascertain at least the type of ANDERSON-state that is present; in many cases one can even draw the (horizontal projection) of the large-scale tectonic stress trajectories.

For prospecting purposes, it is of importance to investigate the small-scale anomalies in the tectonic stress field, inasmuch as these anomalies are presumably caused by local, buried inhomogeneities, faults etc. If a theory could be set up for the interpretation of stress anomalies in terms of "sources", an entirely new prospecting method would be obtained. In the following pages, a promising attempt to do this will be described.

### **Notion of Isallo Stress Lines**

It would be ideal for prospecting purposes, if the complete tectonic stress tensor field at or near the surface of the Earth could be described so as to define "stress anomalies". Although measurements of stresses have been made on isolated occasions in mines and such like, the complete determination of the stress tensor components on many points at or near the surface of the Earth is still todate an almost impossible task. It is therefore necessary to confine oneself to those aspects of the Earth's stress



field that are amenable to observation. In this connection, LENSEN (1958) has introduced some time ago the notion of "isallo stress lines" which represent the isolines of the compressional angle  $\gamma$  between the traces of conjugate fault systems on the surface of the Earth. The compressional angle  $\gamma$  is that of the two angles between fault traces which contains the projection (on the Earth's surface) of the direction of maximum compression. If  $\gamma = 180^\circ$ , the stress state is a state of incipient reverse faulting (in ANDERSON's terminology), if  $\gamma = 0^\circ$  it is one of incipient normal faulting. For  $\gamma = 90^\circ$  one has a state of incipient transcurrent faulting. Actually, LENSEN used for his isallo stress lines an angle different from the compressional angle  $\gamma$  introduced above, but the characterization of the stress state is more easily achieved by using  $\gamma$  than by using some other angle.

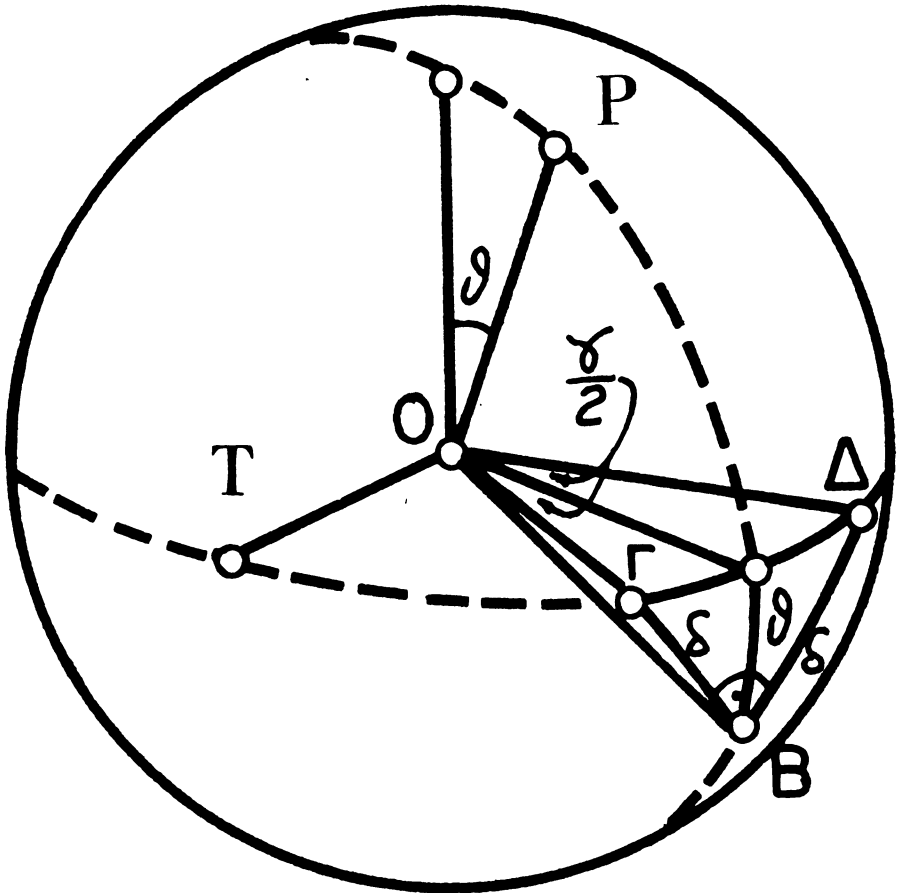


Fig. 1: Geometry of stress axes.  
 Abb. 1: Geometrie der Hauptspannungsachsen.

The compressional angle  $\gamma$  has the advantage that it can easily be measured in a region where fault systems are discerned on the surface of the Earth. Thus, LENSEN drew empirically an isallo stress map for New Zealand and noted a correlation with a gravity anomaly map of the region. Such isallo stress maps may be considered as stress-anomaly maps. Of importance is the connection between the (measurable) compressional angle in a fault system and certain quantities of the stress tensor. This connection (SCHEIDEGGER, 1963) can be deduced by considering Fig. 1. In this figure,  $P$  denotes the direction of maximum compression,  $T$  the direction of minimum compression and  $B$  the direction of the intermediate principal stress at the point  $O$ . Assuming that the conjugate fault surfaces ( $BT$  and  $BA$  in Fig. 1) are symmetrical with regard to the surface of the Earth, it becomes clear that there is a connection between  $\gamma$  and  $\vartheta$ , the latter denoting the angle between the principal intermediate stress axis ( $B$ ) and the surface of the Earth. This connection is

$$\text{for } \gamma \leq 90^\circ \quad \sin \vartheta = \pm \tan (\gamma/2)$$

$$\text{for } \gamma \geq 90^\circ \quad \sin \vartheta = \pm \tan (90^\circ - \gamma/2).$$

In earlier papers of the writer (SCHEIDEGGER 1964, SCHEIDEGGER and LU 1965), attention was generally focussed on  $\vartheta$  as the angle of inclination of the  $P$  (or  $T$ ) axis toward the vertical. This necessitated a different geometry for  $\gamma < 90^\circ$  and  $\gamma > 90^\circ$ . However, by directing one's attention to the  $B$  axis instead, the two cases can be considered together. One has to specify that  $\hat{\gamma}$  is the smaller of the angles  $|\gamma|$  and  $180^\circ - |\gamma|$  (i.e. always the acute angle of the intersecting fault traces), and then one has

$$\sin \vartheta = \pm \tan (\hat{\gamma}/2).$$

Table 1 presents a few instances of corresponding values of  $\vartheta$  and  $\gamma$  as calculated by the above formula. If it is not *a priori* evident in a practical case, which is the direction of compression, one simply needs to take only the acute angle in intersecting fault systems and knows, then, the inclination of the  $B$ -axis toward the horizontal. This inclination takes place in the direction of the bisectrix of the acute angle between the conjugate fault systems. If the dip directions of the fault systems are known, then the plunge of the  $B$  axis into and below the ground must take place on that side of the two acute angles of intersecting lines in which the dips converge.

The connection between the acute angles between the fault traces and the plunge of the  $B$  axis will provide the clue for the interpretation of isallo stress anomalies which is presented here, it seems, for the first time. —

Table 1

$\vartheta$	$\hat{\gamma}$
0	0.0
5	10.0
10	19.7
15	29.0
20	37.7
25	45.8
30	53.1
35	59.7
40	65.5
45	70.5
50	74.9
55	78.6
60	81.8
65	84.4
70	86.4
75	88.0
80	89.1
85	89.8
90	90.0

## Theory of Interpretation

Once the isallo stress lines have been drawn from observational data for a given region, it may be expected that one will discern "stress anomalies" in the resulting pattern. The task arises, then, of interpreting these stress anomalies in terms of the possible causes thereof. This task corresponds to the corresponding one in the case of the other types of geophysical (such as gravity, magnetic) anomalies and may be tackled in a similar fashion: One makes various types of models of possible sources, calculates their expected effect and, finally, compares the latter with the observational data.

### a) Buried body.

It is clear that the presence of a buried body whose elastic constants are different from those of the surrounding medium, will affect the character of the isallo stress lines in its vicinity. The general problem of calculating the isallo stress lines for arbitrary buried bodies in an arbitrarily oriented tectonic stress system, is obviously not an easy one. However, one special case is available, in which the buried body is assumed to have a cylindrical shape (with axis parallel to one of the principal stress directions) and its material is assumed to be very much "softer" than the surrounding medium so that the cylinder can be assumed to be practically hollow (SCHEIDEGGER 1964). In this case, the isallo stress lines will be parallel to the axis of the cylinder. Two cases are possible, depending on whether  $\gamma$  is zero ( $\gamma_1$ ) or  $90^\circ$  ( $\gamma_2$ ) in the undisturbed regions far from the buried cylinder. In the former case ( $\gamma_1$ ) the stress anomalies are much greater than in the latter (See Table 2).

It is seen, thus, that one might expect that a buried body causes a double anomaly-ring around itself.

### b) Buried surface-inhomogeneity.

Assuming that there is an inhomogeneity in form of a surface buried in the ground, it is easy to make a qualitative estimate of the direction of the stress trajectories in its vicinity. In general, such an inhomogeneity (fault, unconformity etc.) constitutes a break in the cohesion of the material. Thus, because

Table 2: Isallo stress anomalies (compressional angles  $\gamma_1$  and  $\gamma_2$ ) above (distance  $2R$  from the axis) a buried cylinder of radius  $R$ .

Distance (units of $R$ )	$\gamma_1$ (deg.)	$\gamma_2$ (deg.)
0.0	0.0	90.0
0.2	4.3	90.0
0.4	7.1	90.0
0.6	8.0	89.9
0.8	7.1	89.9
1.0	5.2	89.9
1.2	2.7	90.0
1.4	0.2	90.0
1.6	2.2	90.0
1.8	4.3	90.0
2.0	5.9	89.9
2.2	7.2	89.9
2.4	8.1	89.9
2.6	8.6	89.8
2.8	8.9	89.8
3.0	8.9	89.8
3.2	8.8	89.8
3.4	8.5	89.8
3.6	8.2	89.9
3.8	7.8	89.9
4.0	7.4	89.9

of the vanishing (or perhaps only: greatly reduced) shear stresses on such a surface, the normal to it tends to become a principal stress direction. In general, one can say that the undisturbed stress trajectories tend to become deflected so that they are more nearly normal and parallel to the surface of discontinuity.

This fact is reflected in a deviation of the compressional angle  $\gamma$  from its undisturbed value, i.e. in an isallo stress anomaly. Since  $\gamma$  is connected with the tilt  $\vartheta$  (toward the vertical) of the maximum or minimum principal stress direction by the formula

$$\sin \vartheta = \pm \tan(\gamma/2)$$

and hence with the tilt  $\alpha$  (toward the vertical) of the intermediate principal stress direction by the formula

$$\cos \alpha = \pm \tan(\gamma/2)$$

it is clear that the angle  $\alpha$  can be inferred from the isallo stress lines. If the normal to the surface of discontinuity is *exactly* a principal stress direction (this will not generally be the case since some residual shear strength will be left even on a discontinuity) and the observed fracture system originated on the discontinuity, then it is clear that the angle  $\vartheta$ , being the tilt of the normal to the surface of discontinuity, also becomes equal to the dip angle of the latter towards the surface of the Earth (cf. also SCHEIDEGGER and LU, 1965).

It should be possible, therefore, to interpret observed isallo stress lines in terms of dips of suspected buried discontinuity-surfaces.

### c) Tectonic conditions.

In many instances, isallo stress "anomalies" may be expected to reflect tectonic conditions rather than subsurface heterogeneities. If one assumes that the Earth's crust consists of blocks which are in relative motion, the isallo stress lines should give directly an indication of the character of the tectonic stress field that is present in an area, since the compressional angle  $\gamma$  gives such an indication. One is tempted to say that if  $|90^\circ - \gamma| < 45^\circ$  one has predominantly strike-slip type faulting, as then the  $|90^\circ - \gamma|$  — interval ( $0^\circ$  to  $90^\circ$ ) is split evenly into two equal ranges. However, perhaps one should split the  $\vartheta$ -interval, rather than the  $\gamma$ -interval into two equal ranges; then, for  $|\vartheta| > 45^\circ$  (this corresponds to  $|90^\circ - \gamma| \lesssim 20^\circ$ , see Table 1) one would have "predominantly" strike-slip faulting, otherwise "predominantly" dip-slip (i.e. normal or reversed) faulting. Thus, the pertinent "division line" for  $\gamma$  should probably be the  $70^\circ$  and  $110^\circ$  lines, not the  $45^\circ$  and  $135^\circ$  lines. However, any classification in this fashion is to an extent arbitrary, and there is no entirely unique way of separating the three standard ANDERSON stress states from each other. The ANDERSON states are definite only in the "pure" cases which rarely, if ever, occur in nature. Otherwise, one will have to say that the faulting is "*predominantly*" of one or another type; where the division line is drawn, however, depends very much on one's definition of the word "predominantly".

## Case Histories

The test of any method of isallo stress prospecting must lie in the analysis of a number of case-histories. To this date, not many investigations along the indicated lines have been made. The determination of compressional angles must be based on observational data regarding fracture systems; to map the latter in a form suitable for angle measurements is in itself no mean task.

Therefore, there is only a small number of instances for which a pertinent isallo stress analysis can be made. These cases will all be presented here.

### *a) New Zealand*

In his original paper in which LENSEN (1958) introduced the notion of isallo stress, he gave an isallo stress map of New Zealand. LENSEN did not use the "compressional angle"  $\gamma$  as defined above to plot his stress lines, but some other angle. For the sake of conformity with our present notation, LENSEN's map has been redrawn to fit our terminology. In order to draw his map, LENSEN had to decide which of the angles of the fault systems were "compressional" angles; the picture thus obtained by him (except for the change of notation as explained above) is shown here in Fig. 2. Beyond stating that isallo stress represents the "amount" of compression and tension present in area, LENSEN did not attempt to give an interpretation of the origin of the stress anomalies.

Over the large area for which LENSEN drew his stress lines, it is now suggested that the picture reflects large-scale tectonic conditions rather than near-surface heterogeneities. The *interpretation* of LENSEN's isallo stress "anomalies" must therefore be sought in the peculiarities of the primary stress field that is present in the New Zealand region of the Earth's crust. The tensional character of the Weiraki thermal zone in the center of the North Island, and the wrench-fault type of tectonics of the Southern Alps is certainly borne out by the values of  $\gamma$  given by LENSEN.

### *b) Sturgeon Lake South Area (Alberta, Canada)*

The isallo stress lines of an area near Sturgeon Lake in Alberta, Canada, were recently drawn by LU and SCHEIDEGGER (1965), based on a careful evaluation of air photographs in terms of fracture systems that had previously been supplied by HAMAN (1964). To give an idea of the work involved, we reproduce here HAMAN's (1964) fracture map (Fig. 3) and the final isallo stress map (Fig. 4). In order to produce the isallo stress map, it had to be assumed that the direction normal to the Rocky Mountain front is the direction of maximum principal compression. It is then evident that areas with angles  $\gamma \geq 135^\circ$  exceed those areas with angles  $\gamma \leq 45^\circ$ , so that the assumption of a compression normal to the Rocky Mountain front representing the character of the stress field, leads indeed to a consistent result.

Thus, the general pattern of the stress anomalies again basically bears out the character of the large-scale *tectonic* stress field, inasmuch as it leads to the recognition of a

preponderance of compression normal to the Rocky Mountains. The writer does not believe that the actual distribution of stress anomalies could be correlated with underground inhomogeneities, since the isallo stress lines show the character of a random picture; only the relative preponderance of the *types* of anomalies found, presumably, has any real significance.

*c) Johnson County, Illinois (U.S.A.)*

A case in which the observed stress anomalies seem to originate on an underground inhomogeneity exists in the vicinity of the town of Vienna, in Johnson County, Illinois. Based on a tectonic map of STONEHOUSE and WILSON (1955), SCHEIDEGGER and LU (1965) drew the isallo stress lines as shown here in Figure 5. In this Figure, the medium heavy lines are the traces of faults after STONEHOUSE and WILSON (1955), the thin lines are the isallo stress lines after SCHEIDEGGER and LU (1965). It has been assumed that the maximum compression acts in roughly a direction of N 80° W, which fits together with the general tectonic pattern of the area.

One can then interpret the gradual increase of the values of the compressional angle  $\gamma$  from South to North along the thick line in Fig. 5 as caused by the rise with an increasing gradient of a surface-discontinuity to which the intermediate stress direction tends to be normal. This is in general conformity with the views of the over-all trend of the isohypses of the Paleozoic basement. This basement actually comes to the surface in the area under investigation, but it stands to reason that any discontinuities within it might be roughly parallel to the general trend of the isohypses of its surface.

*d) Simplon Pass Area, Switzerland*

A further possibility of making an isallo stress analysis exists in the Simplon Pass area of Switzerland, where STRECKEISEN (1965) has carefully mapped the existing recent tectonic fault systems (Fig. 6).

We have measured the angles and produced the angle-values  $\alpha$  shown in Fig. 7. The angle  $\alpha$  is simply always that of the intersecting angles which faces East; it has nothing to do with the angle of inclination of the *B* axis which was also called  $\alpha$  earlier in this paper. The isallo stress contours drawn separate areas of  $\alpha > 110^\circ$  and  $\alpha \leq 70^\circ$ .

As is evident, the area under consideration is about evenly divided into areas with a stress state which corresponds predominantly to a state of incipient trans-current faulting and with a state of predominantly dip-slip faulting (as defined by  $\vartheta \sim 45^\circ$ ).

The division into compressional angles greater or less than  $90^\circ$  is arbitrary, as this depends on the assumption of the direction of principal horizontal compression. It is clear that the latter must be nearly either E—W or N—S. Thus, the angle-values  $\alpha$  given in Fig. 7 may refer to either the compressional angle  $\gamma = \alpha$  or to the "tensional" angle  $(180^\circ - \gamma) = \alpha$ . It is of interest to draw the division line between  $\alpha$  greater or less than  $90^\circ$ . If this were done, then it would immediately be seen that the greater part



Fig. 2: Isallo stress lines in New Zealand (after LENSEN, 1958).

Abb. 2: Isallele Spannungslinien in Neuseeland (nach LENSEN, 1958).

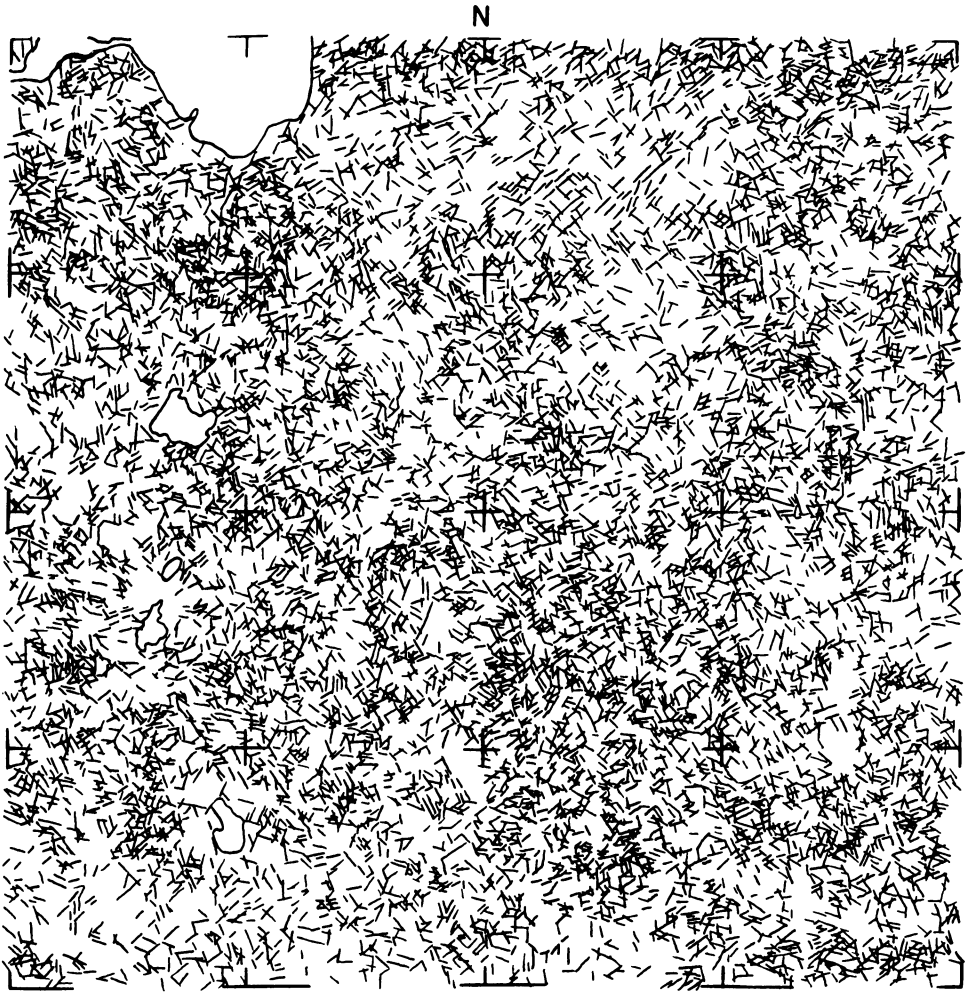


Fig. 3: Fracture system in the Sturgeon Lake South Area (after HAMAN, 1964).

Abb. 3: Bruchsystem in der südlichen Umgebung des Störensesees (Alberta), nach HAMAN, 1964.



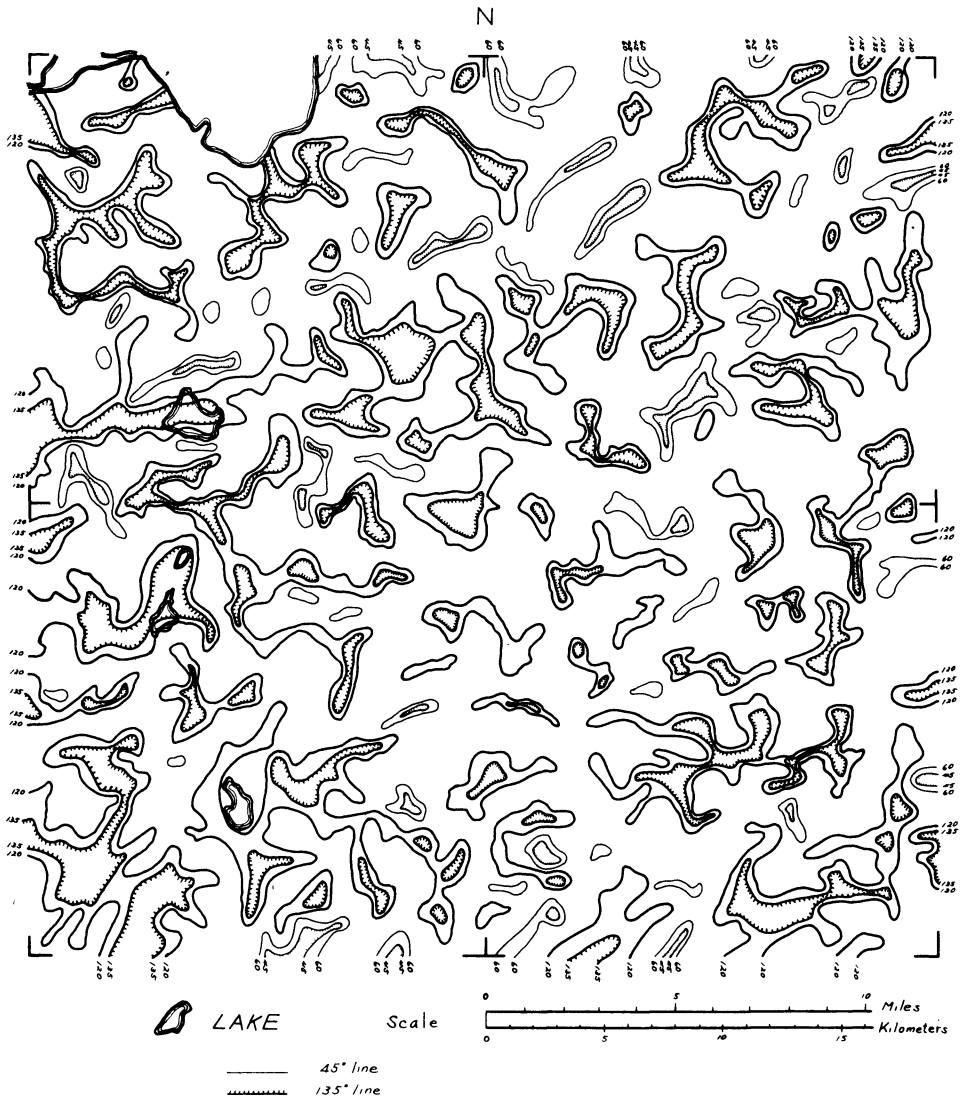


Fig. 4: Isallo stress lines in the Sturgeon Lake South Area (after LU and SCHEIDEGGER, 1965).

Abb. 4: Isallele Spannungslinien in der südlichen Umgebung des Störensesees, nach LU und SCHEIDEGGER, 1965.

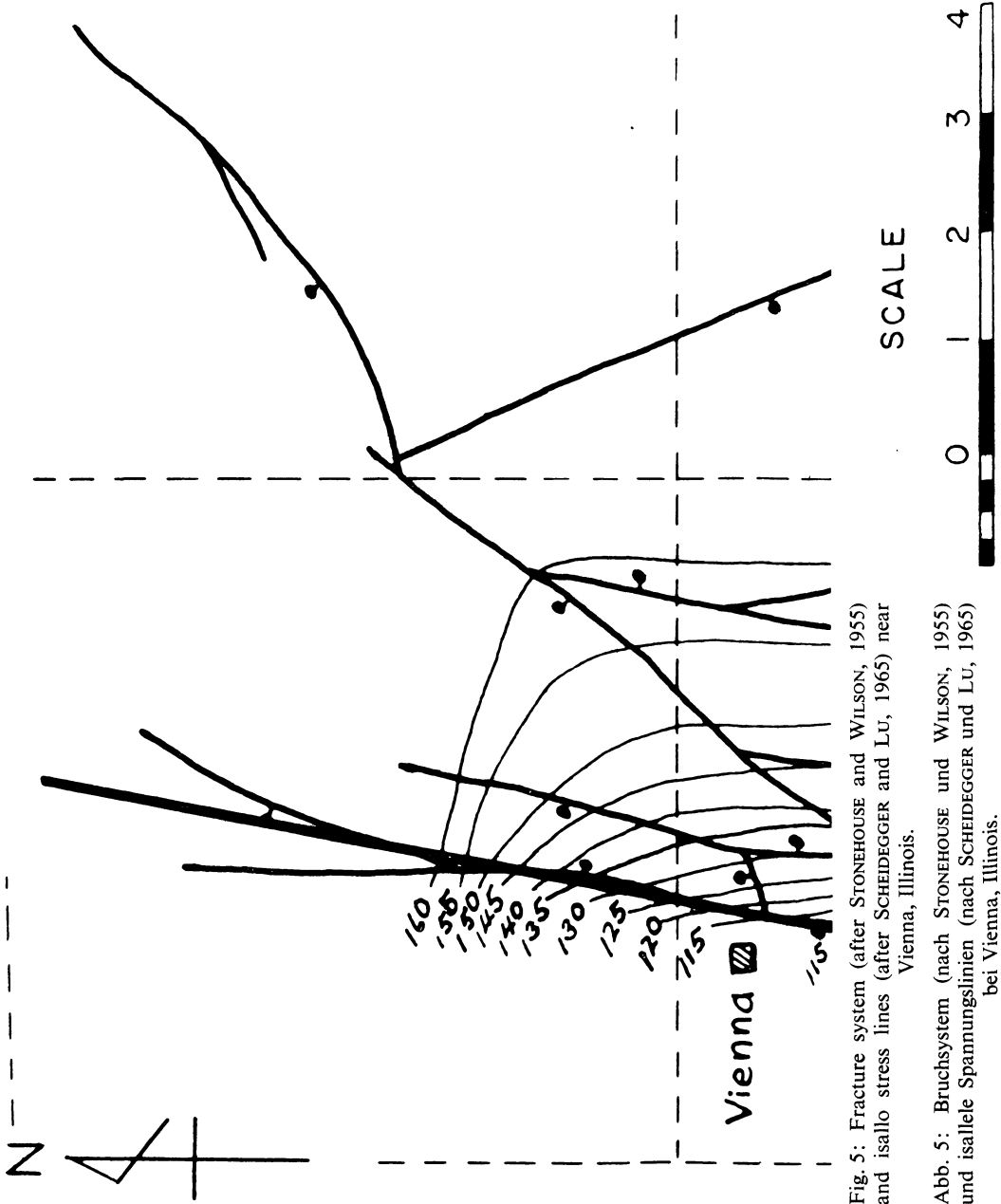


Fig. 5: Fracture system (after STONEHOUSE and WILSON, 1955) and isallo stress lines (after SCHEIDEGGER and LU, 1965) near Vienna, Illinois.

Abb. 5: Bruchsystem (nach STONEHOUSE und WILSON, 1955) und isallo Spannungslinien (nach SCHEIDEGGER und LU, 1965) bei Vienna, Illinois.



Fig. 6: Fracture system in Simplon Pass area (after STRECKEISEN, 1965). — Abb. 6: Bruchsystem am Simplonpaß (nach STRECKEISEN, 1965).



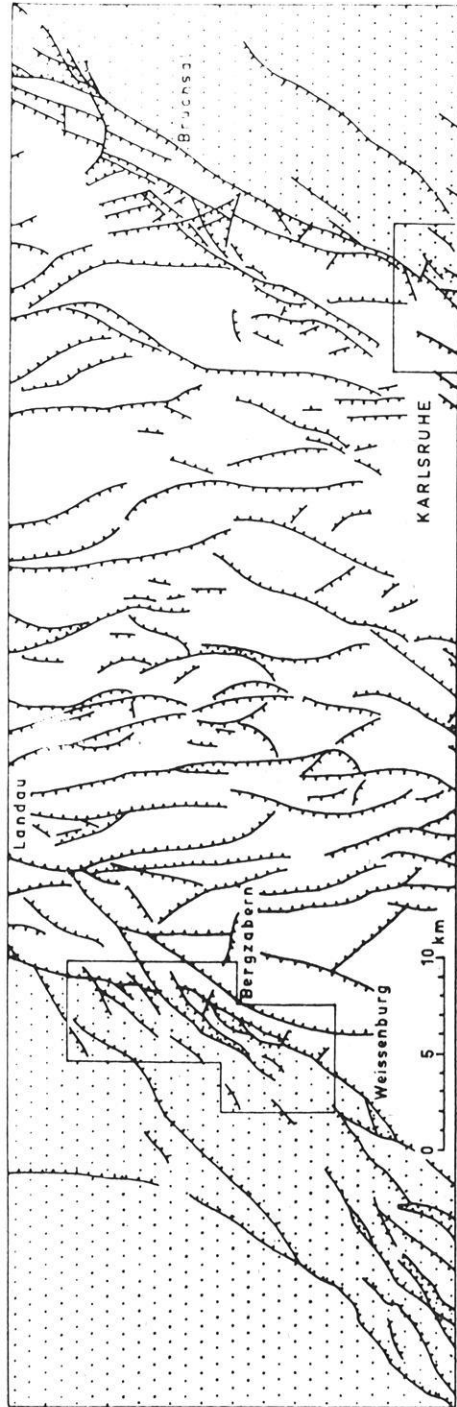


Fig. 8: Fracture system in Rhine Graben (after ILLIES, 1962). — Abb. 8: Bruchsystem im Rheingraben (nach ILLIES, 1962).

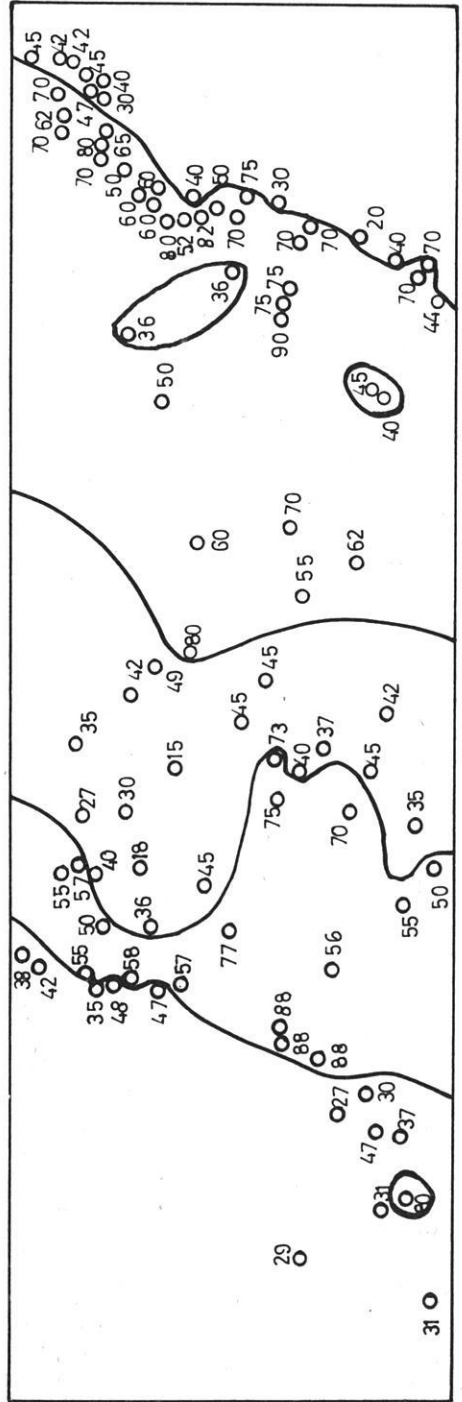


Fig. 9: Isallo stress analysis of Rhine Graben. — Abb. 9: Isallele Spannungsanalyse des Rheingrabens.

of the area under consideration has angles  $\alpha < 90^\circ$ . If the Alps (and hence presumably the faults in the Simplon area) were predominantly caused by *compression* (see e.g. BROCKAMP 1955), we must expect the angle-values in most of the area under investigation to correspond to a compressional stress system. Since  $\alpha < 90^\circ$  corresponds to the *prevailing* conditions,  $\alpha < 90^\circ$  must correspond to compression, or the compressional angle  $\gamma$  is equal to  $180^\circ - \alpha$  and not equal to  $\alpha$ . This automatically entails that the N—S direction must be that of compression, because we have initially taken the angle  $\alpha$  facing *East*.

We see, therefore, that a discussion of the isallo stress lines in the Simplon area produces a tectonic stress system equal to one that has generally been thought to have produced the Alps.

In about half of the investigated area the *P* axis of the stress system is therefore in the N—S direction, the *T* axis vertical and the *B* axis horizontal (E—W). Towards the center of the area we have shear zones (*B* axis vertical) surrounding a tensional area (*P* vertical, *T* E—W, *B* N—S) in the very center (where  $\alpha > 110^\circ$ ). Perhaps one would be tempted to speculate that the latter might be due to some diapirical event. STRECKEISEN conjectured that the fractures might be due to what he calls "isostatic rise of the body of the Alps". This would certainly fit into the above mechanical conjecture.

#### *e) Rhine Graben.*

A further possibility to make an isallo stress analysis exists in the region of the Rhine Graben, where ILLIES (1962) has made a careful analysis of the existing fracture systems. The map given by ILLIES is reproduced here in Fig. 8.

From the map of ILLIES, it is possible to measure angles  $\gamma$  (Fig. 9). Since the direction of the principal stresses in the area is not *a priori* known, we have taken always the *smaller* one of the possible angles. The isallo stress lines drawn refer to angles of  $\gamma = 49\frac{1}{2}^\circ$ .

It is evident that, in essence, the picture is one in which most of the area has very small values of  $\gamma$ , but that two bands with higher values follow the edge of the graben on the side toward the graben. An inspection of Fig. 8 shows that the small angles always face in the strike-direction of the trench. This can be interpreted by assuming that most of the area is in a state of incipient normal faulting (minimum pressure normal to strike of graben) with some evidence of shear (transcurrent) faulting in the two marginal zones of increased values of the compressional angle. Thus, the *T* axis is in most of the area normal to the graben, the *P* axis almost vertical and the *B* axis approximately parallel to the strike of the graben. The zones where shear becomes dominant (this is the case only in a few instances, viz. where  $110^\circ > \gamma > 70^\circ$ ) may well belong to an earlier faulting system as postulated by ILLIES (Variscian faulting). The isallo stress lines, thus, fit excellently into the scheme of origin and development of the Rhine graben as postulated by ILLIES.—

In conclusion it may be said that the consideration of the case histories presented above indicated that the analysis and interpretation of stress anomalies deduced from observed surface faults as proposed in this paper, yield results which are in full conformity with the known geological conditions of the areas in question. Therefore, the use of stress anomalies for prospecting purposes may be expected to lead to a promising new exploration method.—

### Acknowledgments

The present paper was written when an arrangement was made for the writer to be a guest at the Institut für Reine und Angewandte Geophysik of the University of Münster/W. during a sabbatical leave of absence from the University of Illinois. The writer wishes to thank the persons co-operating in making this arrangement possible, particularly to Professor T. A. READ of the University of Illinois and to Professor B. BROCKAMP of the University of Münster.

### References

- ANDERSON, E. M.: *The Dynamics of Faulting and Dyke Formation with Applications to Britain*. Edinburgh: Oliver & Boyd, 1942.
- BROCKAMP, B.: Zum Werdegang der Vortiefen. *Geologie* v. 4, Nr. 4 (1955), S. 363—396.
- HAMAN, P. J.: *Geomechanics Applied to Fracture Analysis on Aerial Photographs*. West Canadian Research Publications (Calgary) Ser. 2, No. 2 (1964).
- ILLIES, H.: Prinzipien der Entwicklung des Rheingrabens, dargestellt am Grabenabschnitt von Karlsruhe. *Mitt. Geolog. Staatsinstitut Hamburg* v. 31 (1962), S. 58—121.
- LENSEN, G. J.: Measurement of Compression and Tension: Some Applications. *New Zealand J. Geol. Geophys.* v. 1 (1958), S. 565—570.
- LU, P. H., and A. E. SCHEIDEGGER: An Intensive Local Application of LENSEN'S Isallo Stress Theory to the Sturgeon Lake South Area of Alberta. *Bull. Canadian Petroleum Geology* v. 13 (1965), S. 389—396.
- SCHEIDEGGER, A. E.: Geometrical Significance of Isallo Stress. *New Zealand J. Geol. Geophys.* v. 6 (1963), S. 221—227.
- : On the Use of Stress Values as an Exploration Tool. *Pure & Appl. Geophys.* v. 59 (1964), S. 38—44.
- SCHEIDEGGER, A. E., and P. H. LU: Beeinflussung der Spannungen im Gestein durch oberflächennahe Inhomogenitäten. *Felsmechanik & Ingenieurgeologie* v. 3 (1965), S. 93—97.
- STONEHOUSE, H. B., and G. M. WILSON: *Faults and Other Structures in Southern Illinois*. Ill. State Geol. Survey Circ. 195 (1955).
- STRECKEISEN, A.: Junge Bruchsysteme im nördlichen Simplongebiet (Wallis, Schweiz). *Ecl. Geol. Helv.* v. 58 (1965), S. 407—416.

# Kurzer Bericht über die Bohrung Wörnitzostheim im Nördlinger Ries

Von H. REICH, Göttingen<sup>1)</sup>

Eingegangen am 20. Januar 1966

*Zusammenfassung:* Im Nördlinger Ries wurde auf einer von W. HORRIX (1955) gefundenen  $\Delta Z$ -Anomalie ( $-572 \gamma$ ) eine Bohrung bei Wörnitzostheim niedergebracht. Sie traf schon in 19,8 m Tiefe eine schwach magnetische Suevit-Bresche, die bis 99,8 m Tiefe reichte. Bis 180,5 m wurde dann Bunte Bresche durchbohrt, deren Unterlage nicht erreicht wurde. Stark magnetisches, dunkelrot gefärbtes Suevit-Glas wurde ab 20 m Tiefe gefunden, dessen Magnetisierung nach J. POHL 4mal so stark ist wie die normale Magnetisierung der Ries-Suevite. Dieses ist die Ursache der ungewöhnlichen magnetischen Störung. Ob die erbohrten Gesteine Beweismittel für die Vulkan- oder für die Meteoriten-Hypothese (nach E. T. C. CHAO und E. PREUSS) bringen werden, kann nur die genaue mineralogische und petrographische Untersuchung der Bohrproben zeigen, die in Tübingen (W. v. ENGELHARDT) und München (G. FISCHER) durchgeführt wird.

*Summary:* A bore hole was drilled at Wörnitzostheim in the Ries Basin, Bavaria, where W. HORRIX detected a magnetic anomaly ( $-572 \gamma$ ). A slightly magnetic Suevit Breach was reached when drilling at a depth of 19.8 meters. This deposit extended to a depth of 99.8 meters. A 180.5 meters „Bunte Bresche“ (variegated breach) was penetrated, the base of this deposit was not reached. Very strong magnetic, dark red coloured Suevit Glass was found from 20 m downwards. The magnetization of this glass was found to be four times stronger than the normal magnetization of Ries Suevit. This deposit of Suevit Glass is the cause of the unusual magnetic anomaly. Only an exact mineralogical and petrological investigation of the samples from the bore hole in Tübingen (W. v. ENGELHARDT) and Munich (G. FISCHER) can supply evidence for or against the volcano hypothesis or the impact hypothesis of E. C. P. CHAO and E. PREUSS.

Wenn vom Nördlinger Ries gesprochen wird, dann ist immer von Wundern und Rätseln die Rede. 1963 schrieb G. WAGNER am Schlusse seines Aufsatzes „Riesproblem noch nicht gelöst!“: „Bis dahin“ — solide Beweise der Mineralogie wurden von ihm gewünscht — „halten wir es aber lieber mit unserm Schutzheiligen Thomas!“ Damit ist zum Ausdruck gebracht, daß bei den vielen Theorien über die Ries-Entstehung ein gewisser Glaube nötig ist, der über die geologischen Beobachtungen und wissenschaftlichen Untersuchungen hinausgeht. Gerade jetzt, wo Vulkan-Theorie und Meteoriten-Theorie neue Feststellungen gebracht haben und weiter bringen werden, ist ein sicheres Fundament für oder gegen die eine oder andere Theorie notwendig. Die beste Basis jeder geologischen Theorie ist dort, wo Aufschlüsse über Tage fehlen, eine Untersuchung durch Bohrungen. Für praktische Fragen sind sie eine Selbstverständlichkeit, aber auch bei wissenschaftlichen Untersuchungen können sie unbedingt nötig

<sup>1)</sup> Prof. Dr. HERMANN REICH, Göttingen, Schlözerweg 11.



sein. Darum erschien mir die Durchführung einer Bohrung an einer Stelle, an der verschiedene Deutungsmöglichkeiten für die Ergebnisse geophysikalischer Messungen gegeben sind, nicht nur erstrebenswert, sondern auch absolut notwendig.

Über die geologischen Probleme des Rieses ist eine sehr große Zahl von wissenschaftlichen Arbeiten geschrieben worden. Sie alle aufzuzählen, überschreitet das Ziel einer kurzen Darstellung. Ausführliche Schriftenverzeichnisse finden sich bei R. LÖFFLER (1926) für den Zeitraum von 1686 bis 1925 und bei W. BARTHEL (1965) für die neuere Ries-Literatur. Dazu kommen die vor kurzem erschienenen Arbeiten vom Kolloquium über Forschungen im Ries (Süddeutschland) am 25. und 26. Juni 1965 in Tübingen.

Bei den „Magnetischen Variometermessungen ( $\Delta Z$  und  $\Delta H$ ) im Nördlinger Ries“ hat W. HORRIX (1955) westlich Wörnitzostheim eine auffallende negative magnetische Anomalie gefunden, bei der das magnetische Gestein, das die Störung verursacht, in einer Tiefe von weniger als 100 m anzunehmen war. Um dieses Gestein für eine wissenschaftliche Untersuchung zu erschließen, habe ich bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft einen Antrag auf die Gewährung der für eine solche Bohrung nötigen Mittel gestellt, der mir dankenswerterweise zugesagt wurde. Mit Herrn A. HAHN wurde die Anomalie dann noch näher untersucht, nachdem mir die unter Leitung von Herrn G. ANGENHEISTER durch Herrn E. WEINGÄRTNER vom Geophysikalischen Observatorium Fürstenfeldbruck vorgenommene Spezialvermessung bereits 1962 übersandt worden war. Der Bohrpunkt wurde so am 27. 7. 1965 festgelegt.

Die Bohrung wurde von der Firma Johann Keller GmbH München-Obermenzing durch den Bohrmeister Herrn WEIGEL ausgeführt. Sie begann Ende September 1965 und wurde am 25. 11. 1965 eingestellt. Sie hat eine Tiefe von 180,5 m erreicht. Es wurde unter dem humosen Boden ab 0,9 m Mergel und Tonmergel des Tertiärs mit Süßwasserschnecken und -fischen erbohrt.

In 19,8 m Tiefe erreichte die Bohrung Suevit-Breschen, die bei 99,8 m durchbohrt waren. Es folgte nach Mitteilung von Herrn G. FISCHER (Brief vom 3. 11. 65) zunächst eine Packung von Granitgrus, dann Bunte Bresche, die zum großen Teil aus Keuper-Gesteinen, z. B. bis 112 m Keuper-Sandstein (Brief vom 29. 11. 65), bestand und bis zur Endteufe reichte. In der Suevit-Bresche, die somit die erstaunliche Mächtigkeit von 80 m besitzt, nach Mitteilung von Herrn G. FISCHER vom 29. 11. 65 in der Suevitfolge, die fast bis 100 m Teufe reichte, „ist eine eng begrenzte Zone zwischen 71 und 76 m Tiefe, die im Gegensatz zu den übrigen Materialien dunkelrot gefärbt ist und sich als stark magnetisch erwies“.

Die geologische Bestimmung der Bohrproben hat Herr GRAUP durchgeführt und wurde dabei von Herrn GRIMM unterstützt. Die Temperaturmessungen hat Herr ÖSTREICH zusammen mit Herrn KAPPELMAYER des Bundesamts für Bodenforschung Hannover-Buchholz vorgenommen. Weiter hat sich J. KAVASCH (Mönchsdeggingen), dem wir eine wunderbare Reliefdarstellung des Rieses verdanken, um die Auswertung der Bohrproben bemüht. Als vorläufiges Ergebnis der Untersuchung der Magnetisierung der Kerne der Bohrung gab mir Herr J. POHL (München) die folgende Mitteilung:

„Nach Messungen von JEAN POHL haben die Bohrkerne unterhalb 19 m im Suevit durchgehend eine negative, remanente Magnetisierung, analog der negativen Magnetisierung der übrigen Suevit-Vorkommen im Ries. Die Intensität der remanenten Magnetisierung beträgt bei einigen Stichproben bis zu  $400 \cdot 10^{-5} \Gamma$  und ist damit beträchtlich stärker als bei den anderen bekannten Suevit, deren Intensität im Mittel etwa  $100 \cdot 10^{-5} \Gamma$  beträgt und  $200 \cdot 10^{-5} \Gamma$  nicht übersteigt.“

Es ist hier notwendig, eine kurze Mitteilung über die von A. SAUER (1911) geprägte Definition des Suevits zu geben. Zum Teil wird mit Suevit eine Bresche bezeichnet, die neben den vulkanischen glasigen Bestandteilen oft in großer Zahl Brocken des kristallinen Grundgebirges, aber auch der Sedimentdecke enthält. Herr J. KAVASCH hat mich in diesem Jahre zu den Aufschlüssen: Trassbruch—Bollstadt (Ldkr. Nördlingen) und Trassbruch—Aufhausen (Ldkr. Nördlingen) geführt. Beide Aufschlüsse enthalten neben den glasigen jungen Vulkaniten in großer Zahl Grundgebirgsanteile und sind auf der Karte als Suevit-Vorkommen bezeichnet. Ich halte es für richtiger und habe dafür die Zustimmung von Herrn G. FISCHER erhalten, wenn man den Namen Suevit auf „das Mischprodukt eines basaltischen Magmas mit aufgeschmolzenem kristallinem Gestein“ (W. ACKERMANN 1959) beschränkt und die Vorkommen, bei denen der so definierte Suevit nur einen oft sogar sehr geringen Anteil einer Bresche bildet, als Suevit-Bresche bezeichnet. Über den Suevit schreibt weiter R. LÖFFLER (1926) nach A. SAUER: „daß es sich nicht um ein ursprüngliches Magma handeln könnte, sondern daß eine weitgehende regionale Einschmelzung der kristallinen Grundgebirgsgesteine durch ein basisches Magma (durch den hypothetischen Lakkolithen) erfolgt sei.“ Daß auch Sedimentgesteine mit eingeschmolzen sind, wird z. B. von W. BARTHEL (1965) ausdrücklich betont. „Glutflüssiger Basalt habe beim Emporsteigen aus der Tiefe Sedimentgesteine mitgerissen und aufgeschmolzen.“ Daß die Bezeichnung von Suevit auf den Karten unrichtig sein kann, wird auch von G. WAGNER (1963) betont. Er sagt: „Übrigens ist das Kärtchen von SHOEMAKER und CHAO (1961) irreführend; denn er bringt Suevite, kristalline Breschen und kristalline Randschollen in derselben Signatur.“

Von allen Autoren werden die sonst als Traß (= Suevit) bezeichneten Gesteine, die somit als vulkanische Tuffe bestimmt sind, in „Wannen-Traß“ und „Schlot-Traß“ eingeteilt, wobei für den letzteren natürlich ein sehr tiefes Hinabreichen bis zum Magmaherd angenommen werden muß. Überraschend ist es deshalb, daß die Bohrung schon in 99,8 m Tiefe den Traß (= Suevit-Bresche) durchbohrt hat. Es muß sich deshalb hier um einen „Wannen-Traß“ handeln.

Nach FR. HÖRZ (1965) ist eine Trennung des von M. SCHUSTER (S. 322, 1925) geprägten Unterscheidung zwischen Schlot- und Wannen-Traß in Frage gestellt, da eine echte Fortsetzung des Suevites in den Untergrund nirgends festgestellt ist.

Damit keine Unsicherheit bei der Benützung des Namens Suevit aufkommt, halte ich es für richtig, den vulkanischen Tuff = Traß mit Suevit-Bresche und die vulkanischen Gläser = Fladen (Flädle) mit Suevit-Glas zu bezeichnen.

Interessant ist, daß nach den Untersuchungen von W. GENTNER, J. LIPPOLT und O. A. SCHAEFFER (1962) das Alter der Ries-Katastrophe mit  $14,8 (\pm 0,7) \cdot 10^6$  Jahren nahezu gleich ist mit dem Alter der böhmisch-mährischen Tektite mit  $14,7 (\pm 0,7) \cdot 10^6$  Jahren. Dadurch erhält die jetzt zu besprechende Meteoriten-Hypothese einen zusätzlichen Wahrscheinlichkeitsgrad. Auch dazu wird die Untersuchung der Bohrproben zweifellos wichtige Beiträge liefern.

Die Ergebnisse der Bohrung sollten einen Beitrag zu der Frage liefern, ob der Rieskessel durch einen Meteoriten-Einschlag entstanden ist, wie es zuerst von E. C. T. CHAO

E. M. SHOEMAKER und B. M. MADSA (1960) durch den Fund von Coesit und Stichovite wahrscheinlich gemacht, aber schon 1937 von W. KRANZ diskutiert und dann später ausführlich von E. PREUSS (1962, 1963 und 1965) begründet wurde, oder ob, wie es frühere Autoren für wahrscheinlicher hielten, vulkanische Kräfte die Ursache der Ries-Katastrophe waren. Mir gegenüber hat A. BENTZ auf einer Ansichtskarte des Meteorokraters von Arizona vom 7. 5. 1963 geäußert: „Das hier ist zur Abwechslung ein richtiger Meteorokrater, aber in allem vom Ries doch fundamental verschieden.“ Für die Entstehung der Minerale Coesit und Stichovite sind nach E. C. T. CHAO, J. J. FAHEY, J. LITTLER und D. J. MILTON (1962) allerdings Drucke und Temperaturen notwendig, die bei normalen vulkanischen Vorgängen nahe der Erdoberfläche nicht möglich sind — aber die Ries-Entstehung ist eben in allem, was man beobachten kann, ein einzigartiges Ereignis, und so glaubte ich, durch die Erbohrung magnetischer Eruptiva ein Argument für die vulkanische Ries-Theorie zu erhalten. Eine Unterstützung brachten die ausführlichen magnetischen Untersuchungen von W. HILLER und O. MÄUSSNEST und z. T. von G. KEPPNER im benachbarten Uracher Vulkangebiet. MÄUSSNEST (1956, 1961 und 1963) fand schon 1956 im Kirchheim-Uracher-Vulkangebiet über Basalten und Basalttuffen dieses Ausbruchgebietes Anomalien in der Z-Komponente des Magnetfeldes, die sowohl der Größenordnung der Störwerte als auch den Vorzeichen nach durchaus der im Ries gefundenen Anomalie von Wörnitzostheim gleichen: z. B. Hohenbühl-Bölle bei Owen/Teck ( $-425 \gamma$ ) und Rockenäcker bei Erkenbrechtsweiler ( $-553 \gamma$ ). Da so hochmagnetische Gesteine bis dahin in den Oberflächenaufschlüssen nicht gefunden worden waren, hielt ich es für wahrscheinlich, daß Basalte die Ursache der Anomalie sein würden, wie das vom Uracher Vulkangebiet her bekannt ist. Nach dem, was ich oben mitgeteilt habe, ist das nicht der Fall, sondern eine nach den Untersuchungen von J. POHL stark magnetische Modifikation des Suevites hat die auffallende Störung hervorgerufen. Nach allem, was man über die Entstehung des Suevites weiß, ist er das Aufschmelzprodukt des Untergrundes, wobei bei den bisher bekannten Vorkommen — wie oben zitiert — im wesentlichen aufgeschmolzene kristalline Gesteine, die im Ries bekannt sind, also Granite und Gneise das durch ein basisches Magma aufgeschmolzene Material lieferten. In unserem Fall muß darum entweder der Anteil dieses basischen Magmas größer als normal sein, oder aber die aufgeschmolzenen Grundgebirgsgesteine sind basischer Natur, also etwa Gabbros. Die Entscheidung darüber, was wahrscheinlich ist, kann nur die genaue petrographische Untersuchung der Bohrproben liefern.

Es wird von allen Autoren, jetzt wieder von FR. HÖRZ (S. 324 u. 325, 1965) betont, daß wegen einer erstaunlichen Homogenität der Riesgläser in chemischer Hinsicht „ein relativ eng begrenzter einheitlicher Kristallin-Komplex als Ausgangsmaterial für die Riesschmelze gedient haben kann. Als Ausgangsmaterial könnte ein intermediärer Paragneis in Frage kommen.“ Daß ein solches Gestein auch das Ausgangsmaterial für die stark magnetischen Suevitgläser sein könnte, halte ich für ausgeschlossen. Es ist vielmehr anzunehmen, daß hier im Untergrund dioritische oder gabbroide Gesteine vorkommen, die bei der Rieskatastrophe auf-

geschmolzen worden sind. Die Tatsache, daß also nicht ein „eng begrenztes“, sondern verschiedene kristalline Gesteinsvorkommen bei der Schmelzung mit einbezogen worden sind, spricht nicht für die Meteorhypothese, die von den Autoren eben gerade wegen der Einheitlichkeit der Suevitgläser ausdrücklich bevorzugt worden ist. Das hat W. v. ENGELHARDT (S. 355, 1965) betont, wenn er schreibt: „daß die Suevite alle heute weit verstreuten Vorkommen einem einzigen Schmelzprozeß entstammen, der einem verhältnismäßig eng begrenzten und einheitlich zusammengesetzten Bereich des Grundgebirges erfaßte“. Das trifft für die Gesteine der Bohrung Wörnitzostheim eben nicht zu.

Leider hat die Bohrung nicht die Unterlage der Bunten Bresche erreicht, durch die dann wahrscheinlich die Ursache der starken Magnetisierung, also ein basisches Tiefengestein, erreicht worden wäre. So bleibt nach G. WAGNER (1962) die Hoffnung, daß „solide Beweise der Mineralogie“ kommen. Immerhin hat die Bohrung zwar nicht die Lösung des Riesrätsels gebracht, aber neues interessantes Material für weitere Forschungsarbeiten geliefert. Ob dieses Material mehr Unterlagen für die Vulkantheorie oder die Meteoriten-Theorie liefert, muß ich der objektiven Forscherarbeit meiner Kollegen in München und Tübingen überlassen. Nach dem, was ich bisher weiß, kann ich nur den Titelsatz des Aufsatzes von G. WAGNER (1963) wiederholen: „Riesproblem noch nicht gelöst!“

Für die Meteoriten-Hypothese sprechen einwandfrei die Mineralfunde des Coesit, Stichovite und Lechatelierit, die bisher nur von Meteoreinschlagstellen bekannt sind. Aber schon bevor diese Funde gemacht waren, haben alle Forscher wie A. SAUER (1924) das Nördlinger Ries als „einzigartigen Vulkan-Typus der Erdrinde“ bezeichnet. Es erscheint mir also möglich, daß hier vulkanische Vorgänge in der Vorzeit passiert sind, die man von anderen Vulkanen bisher nicht kennt.

## Anerkennung

An der wissenschaftlichen Auswertung und bei der Festlegung des Bohrpunktes haben sich dankenswerterweise folgende Herren beteiligt, die auch weiterhin an der Auswertung teilnehmen werden: G. ANGENHEISTER (München), R. DEHM (München), W. v. ENGELHARDT (Tübingen), G. FISCHER (München), GRAUP (München), W. GRIMM (Berlin), HERR (Köln), A. HAHN (Hannover), W. HILLER (Stuttgart), O. KAPPELMEYER (Hannover), J. KAVASCH (Mönchsdeggingen), E. PREUSS (Regensburg), RIEDERER (München), ÖSTREICH (Hannover), J. POHL (München), STÖTTLER (Tübingen), G. WAGNER (Freiburg) und E. WEINGÄRTNER (Fürstentfeldbruck).

Mein Dank gilt weiter dem Grundbesitzer der Bohrstelle, Herrn KORNMANN, und dem Bürgermeister von Wörnitzostheim, Herrn EBERT, dazu Herrn W. JACOBS aus Nördlingen, der mir am Bohrpunkt von ihm gefundene Basaltstücke zeigte und uns dann zu deren Fundpunkt bei Maihingen geführt hat.

### Literatur

- ACKERMANN, W.: Geologisch-petrographische Untersuchungen im Ries. G. J. 75, S. 135—182, 1959.
- ANGENHEISTER, G.: Bemerkungen zu den Vermessungen des erdmagnetischen Feldes im Ries und seiner Umgebung (1902—1965). Neues Jahrb. f. Min., S. 260—267, 1965.
- BARTHEL, W.: Die Gesteine und Versteinerungen des Rieses. Das Ries und sein Werden. Bd. 2, S. 1—107, Oettingen 1965.
- CHAO, E. C. T., E. M. SHOEMAKER, and B. M. MADSA: First natural occurrence of Coesite. Science. 132, S. 220—222, 22. VII. 1960.
- CHAO, E. C. T., and J. LITTLER: Additional evidence for the impact origin of the Ries Basin, Bavaria, Germany. Geol. Soc. of Am. Abstracts for 1962. New York 1963.
- CHAO, E. C. T., J. J. FAJEY, J. LITTLER, and D. J. MILTON: Stichtovite, SiO<sub>2</sub>, a very high pressure new mineral from Meteor Crater, Arizona. J. Geoph. Rev. 67, S. 419—421, 1962.
- v. ENGELHARDT, W.: Mineralogische und petrographische Untersuchungen an Gesteinen des Ries. Neues Jahrb. f. Min., S. 354—357, 1965.
- FISCHER, G.: Einige Betrachtungen zur Genesis des Rieses. Neues Jahrb. f. Min., S. 310—315, 1965.
- GENTNER, W., H. J. LIPPOLT und O. A. SCHAEFFER: Die Kalium-Argon-Alter der Gläser des Nördlinger Rieses und der böhmisch-mährischen Tektite. Geoch. Cosmoch. Acta. 27, S. 191—200, 1963.
- HILLER, W. und O. MÄUSSNEST: Erdmagnetische Messungen am Schwäbischen Vulkan. „Aus der Heimat“ 68, S. 210—215, 1960.
- HÖRZ, FR.: Geologische Beobachtungen zur Entstehung der Suevite. Neues Jahrb. f. Min., S. 322—323, 1965.
- HÖRZ, FR.: Beobachtungen an den Riesgläsern. Neues Jahrb. f. Min., S. 324 u. 325, 1965.
- KEPPNER, G.: Erdmagnetische Vermessung verschiedener Vulkane auf dem Albvorsprung zwischen Echaz und Erms. Geol. Dipl.-Arbeit. T.H. Stuttgart. 1957.
- KRANZ, W.: Steinheimer Becken, Nördlinger Ries und Meteorkrater. Petermanns Geogr. Mitt. S. 198—202, 1937.
- LÖFFLER, R.: Beiträge zur Riesentstehungshypothese. Das Problem des Rieses. Oberrhein. Geol. Ver. Nördlingen, S. 26—83, 1926.
- LÖFFLER, R.: 100 Jahre Lauchheimer Tunnel, ein Jubiläum der Ries-Geologie. J.V.v.N.W. 118/119, S. 68—86, Stuttgart 1964.
- MÄUSSNEST, O.: Erdmagnetische Untersuchungen im Kirchheim-Uracher Vulkangebiet. Jahresb. u. Mitt. d. Oberrhein. Geol. Ver. N. F. 38, S. 23—54, 1956.
- MÄUSSNEST, O.: Ergebnisse der magnetischen Aufnahme 1957—1959 am Schwäbischen Vulkan. S. 1—21, Stuttgart 1961.
- MÄUSSNEST, O.: Ergebnisse der magnetischen Aufnahme 1960—1961 am Schwäbischen Vulkan. S. 1—15, Stuttgart 1963.

- POHL, J.: Die Magnetisierung der Suevite des Rieses. *Neues Jahrb. f. Min.*, S. 268—276, 1965.
- PREUSS, E.: Das Ries bei Nördlingen und die Bildung von Meteoritenkratern. *Fortschr. d. Min.* 40. Ref. d. 40. Jahrest. d. Deutsch-Min. Ges. 1963.
- PREUSS, E.: Das Nördlinger Ries als Meteoritenkrater. *Arb. Gem. Ries*, S. 10—27, 25. März 1963.
- PREUSS, E.: Das Ries und die Meteoritentheorie. *Fortschr. d. Min.* 41, S. 271—312, Stuttgart 1964.
- PREUSS, E.: Das Rätsel um das Ries. *Kosmos* 61, S. 59—66, 1965.
- PREUSS, E.: Zum Ries-Kolloquium am 25./26. Juni 1965 in Tübingen. *Neues Jahrb. f. Min.*, S. 257—261, 1965.
- REICH, H., und W. HORRIG: Geophysikalische Untersuchungen im Ries und Vorries und deren geologische Deutung. *Beih. z. Geol. Jahrb.* 19, S. 1—119, Hannover 1955.
- SAUER, A.: Begleitw. z. Geogn. Spezialkarte von Württemberg. Atlasblatt Bopfingen. Stuttgart 1911.
- SAUER, A.: Das Nördlinger Ries, ein stofflich wie tektonisch einzigartiger Vulkantypus der Erdkrinde. *V.v.N.W.* 80, 1924.
- SHOEMAKER, E. M., and E. C. T. CHAO: New evidence for the impact origin of the Ries Basin, Bavaria, Germany. *J. Geoph. Research* 66, S. 3371—3378, 1961.
- WAGNER, G.: Das Ries kein Meteorkrater. *J.V.v.N.W.* 1962.
- WAGNER, G.: Riesproblem noch nicht gelöst! *Geol. Bl. f. NO-Bayern* 13, S. 13—16, Erlangen 1963.
- J.V.v.N.W. = Jahreshefte des Vereins für vaterländische Naturkunde in Württemberg, Stuttgart.

# Zum Sonnenaufgangseffekt im Längstwellengebiet

Von H. ISRAËL und J. RÖSSLER, Aachen<sup>1)</sup>

Eingegangen am 18. Februar 1965

*Zusammenfassung:* Bericht über einjährige Registrierungen der Empfangsfeldstärkenamplitude des Senders Balboa, Panama (18 kHz), in Aachen während des Überganges vom Nachtniveau zum Tagesniveau. Der Abfall der Feldstärke ist regelmäßig von einigen wellenartigen „Erholungen“ überlagert, die in üblicher Weise als „Satelliten“ im Zusammenhang mit der D-Schicht-Ausbildung beim Einsatz der Sonnenbestrahlung zu deuten sind. Die zeitliche Lage der sekundären Maxima läßt sich durch strahlenoptische Rechnung befriedigend erklären.

*Summary:* Report on our researches concerning the decay of the reception field strenght of the V.L.F. transmitter Balboa, Panama (18 kc/s), in Aachen during the change from darkness conditions to daylight conditions of propagation. The researches were carried out from day to day during a period of one year. The decay is regularly superimposed by some „recreations“ of wave-like shape to be interpreted as the so-called „satellites“ caused by the formation of the D-layer after sunrise at the points of reflection. Computing the ways of propagation with regard to the changes of the ionospheric conditions, the times of the satellite occurence can be explained up to a satisfactory degree.

## 1. Einleitung

Registrierungen der spherics-Häufigkeit im Längstwellengebiet zeigen, daß der Übergang vom Nachtniveau der Störungszahl zu ihrem Tagesniveau in Gestalt einer charakteristischen als „Sonnenaufgangseffekt“ bezeichneten Variation erfolgt (s. z. B. J. LUGEON, 1925, 1928, 1935, 1957): Die Verringerung der aufgenommenen Impulszahl setzt — meist scharf markiert — bereits vor Sonnenaufgang ein und geht nach einer nochmaligen Erholung in Gestalt einer kurzzeitigen Wiederzunahme der Störungszahl, den sog. „Satelliten“, in das Tagesniveau über<sup>2)</sup>. Die gleiche Erscheinung zeigt sich bei Registrierungen der Empfangsfeldstärke von Längstwellensendern (s. z. B. J. A. RATCLIFFE und K. WEEKES, 1951; R. N. BRACEWELL and W. C. BAIN, 1952; E. A. LAUTER und K. H. SCHMELOWSKI, 1958 u. a.)<sup>3)</sup>.

Die zeitliche Bindung des Phänomens an den Sonnenaufgang (s. u. a. H. ISRAËL, 1960; M. W. CHIPLONKAR und R. N. KAREKAR, 1963) zeigt, daß es durch ionosphärische Veränderungen beim Sonnenaufgang bedingt sein muß. Wenn auch die Einzelhei-

<sup>1)</sup> Prof. Dr. H. ISRAËL, 51 Aachen, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule.

Dipl.-Phys. JOH. RÖSSLER, 51 Aachen, Meteorol. Observatorium, Pipinstr. 12.

<sup>2)</sup> Eine ausführliche Literaturzusammenstellung findet sich bei J. RIEKER (1960).

<sup>3)</sup> Ein entsprechendes Phänomen tritt in Verbindung mit dem Sonnenuntergang ein, ist hier aber aus verschiedenen Gründen nicht so klar ausgeprägt.

ten dieses Zusammenhanges noch nicht befriedigend geklärt sind (s. z. B. K. REVELLIO, 1956; E. A. LAUTER und K. H. SCHMELOWSKI, 1958; M. W. CHIPLONKAR und R. N. KAREKAR, 1963 u. a.), so dürfte kein Zweifel darüber bestehen, daß die Erscheinung mit der Ausbildung der D-Schicht bzw. allgemeiner gesagt mit einer Ionisationszunahme unterhalb der die nächtliche Ausbreitung vermittelnden E-Schicht in Verbindung steht (J. LUGEON, 1957; J. RIEKER, 1960 u. a.).

Im folgenden wird über Erfahrungen berichtet, die sich bezüglich des Sonnenaufgangseffektes beim Empfang eines 8900 km entfernten, in westlicher Richtung gelegenen Längstwellensenders ergeben haben.

## 2. Beobachtungen

Abb. 1 zeigt die Lage des zur Beobachtung verwendeten Senders Balboa, Panama (18 kHz; Sendart A 1) und (gestrichelt) den Verlauf der 8900 km langen Größtkreisverbindung Balboa—Aachen.

Als Empfänger diente ein Klirranalysator (Wandel und Goltermann, Typ KLA-48) mit selektivem Vorverstärker und Schreiber (Trüb-Täuber, Zürich, Modell Rm 2). Da der Sender Balboa eine gleichmäßig impulsgetastete Trägerwelle ausstrahlt, wurde die in Abb. 2 schematisch dargestellte Methode der Amplitudenregistrierung verwandt<sup>1)</sup>.

Die Zeitkonstante des Empfangssystems war so gewählt, daß während der Impulsdauer  $t_1$  die Schreiberfeder bis zum Wert  $a_1$  lief und dann bis zum Beginn des nächsten Impulses wieder auf die Nulllage zurückfiel. Diese Art der Amplitudenregistrierung hat gegenüber der einfachen Mittelwertbildung aller einfallenden Impulse den Vorteil, daß die Sphericsstörungen, deren Intensität oft größer, deren Dauer aber geringer ist, besser unterdrückt werden. Jeweils zur vollen Stunde sendet Balboa eine Nachricht, bei der dann die Pausen zwischen den einzelnen Impulsen kürzer sind. Dadurch wird der Schreiber zur Registrierung einer „höheren“ Feldstärke veranlaßt. Abb. 3 (s. S. 210) zeigt das Blockschaltbild und die Eichkurve.

Die Registrierungen wurden in der Zeit vom 1. 1. 1962 bis zum 31. 12. 1962 mit geringen Unterbrechungen täglich durchgeführt. In Abb. 4 (s. S. 211) sind einige Registrierbeispiele wiedergegeben. Die Zeit (GMT) läuft jeweils von rechts nach links. Danach zeigt der Übergang von den Nachtwerten der Feldstärke zu den (niedrigeren) Tageswerten regelmäßig einen über Stunden erstreckten Verlauf, der von mehreren „Erholungen“ überlagert ist.

In Abb. 5 (s. S. 212) ist das Gesamtergebn wiedergegeben. Dargestellt sind die Zeiten der im täglichen Feldstärkeverlauf auftretenden Maxima (Kreuze) und Minima (Punkte), jeweils beginnend mit dem Zeitpunkt des ersten Einsatzes des Sonnenaufgangseffektes. Die gestrichelt eingezeichnete Linie gibt den Sonnenaufgang am Boden an. Auf die Bedeutung der ausgezogenen Kurven wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

<sup>1)</sup> Bezüglich weiterer Einzelheiten zum Meß- und Berechnungsverfahren sei auf die Diplomarbeit von J. RÖSSLER (Aachen 1964) verwiesen.



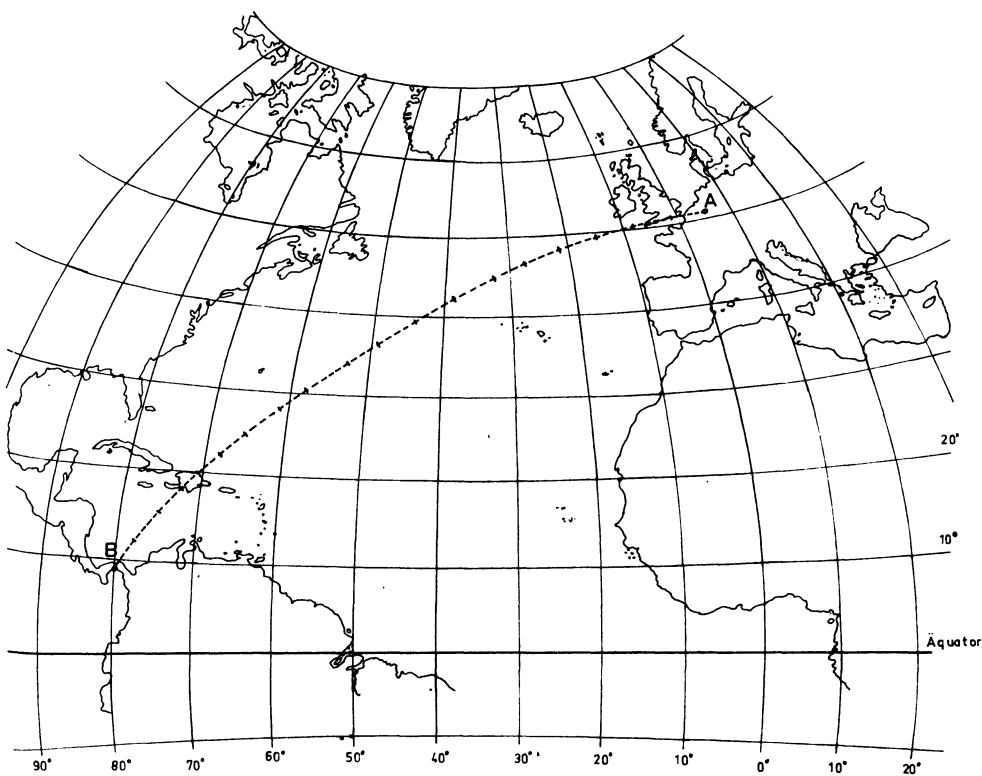


Abb. 1: Geographische Lage des Senders (Balboa, Panama;  $9^{\circ} 3'$  Nord,  $79^{\circ} 39'$  West), der Empfangsstation (Aachen;  $50^{\circ} 47'$  Nord,  $6^{\circ} 6'$  Ost) und der Orthodrome Balboa—Aachen.

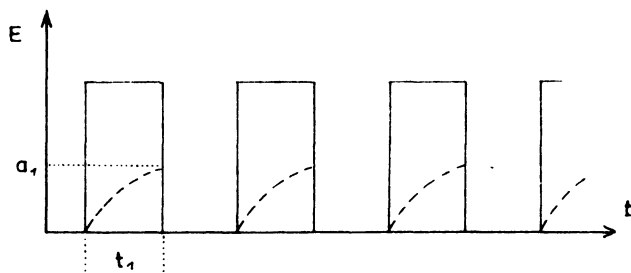


Abb. 2: Schema der Registrierung.

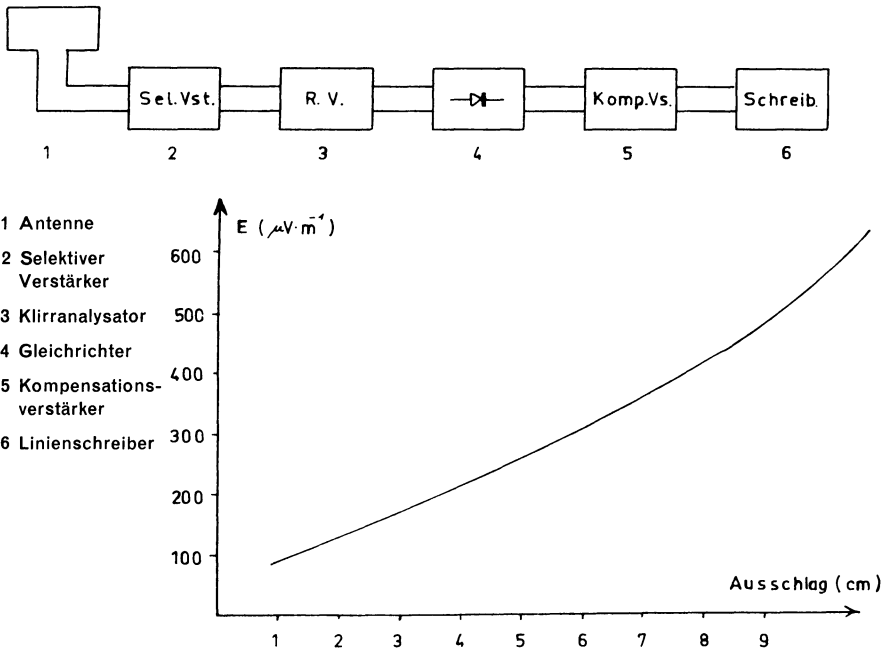


Abb. 3: Blockschaltbild und Eichkurve der Empfangsanlage.

### 3. Deutung<sup>1)</sup>

Die Deutung der Erscheinung läßt sich bei Anwendung strahlenoptischer Überlegungen in einfacher Weise aufgrund der von J. LUGEON (1957) entwickelten und von J. RIEKER (1960) näher ausgearbeiteten Vorstellung über die Wirkung der Ionisationszunahme im D-Schicht-Niveau bei Sonnenaufgang geben:

Trifft die Strahlung der aufgehenden Sonne den Ausbreitungsweg zwischen dem letzten westlich der Empfangsstation gelegenen (nächtlichen) Reflexionspunkt und der Station (s. Abb. 6 auf S. 213), so bewirkt die Ionisationszunahme im D-Niveau eine absorptionsbedingte Dämpfung, die zu einer entsprechenden Abnahme der Empfangsfeldstärke führt. Wird mit weiter zunehmender Ionisierung im D-Niveau eine Reflexion der langen Wellen an der Unterseite der D-Schicht möglich, so ergibt sich ein Wiederanstieg der Feldstärke in Gestalt der Ausbildung eines ersten „Satelliten“. Die Ausbreitung erfolgt jetzt auf dem in Abb. 6, rechts, angedeuteten Weg. Die Empfangsfeldstärke kann jedoch aus naheliegenden Gründen nicht mehr zum alten Niveau ansteigen.

<sup>1)</sup> Siehe auch G. RIES, 1965.

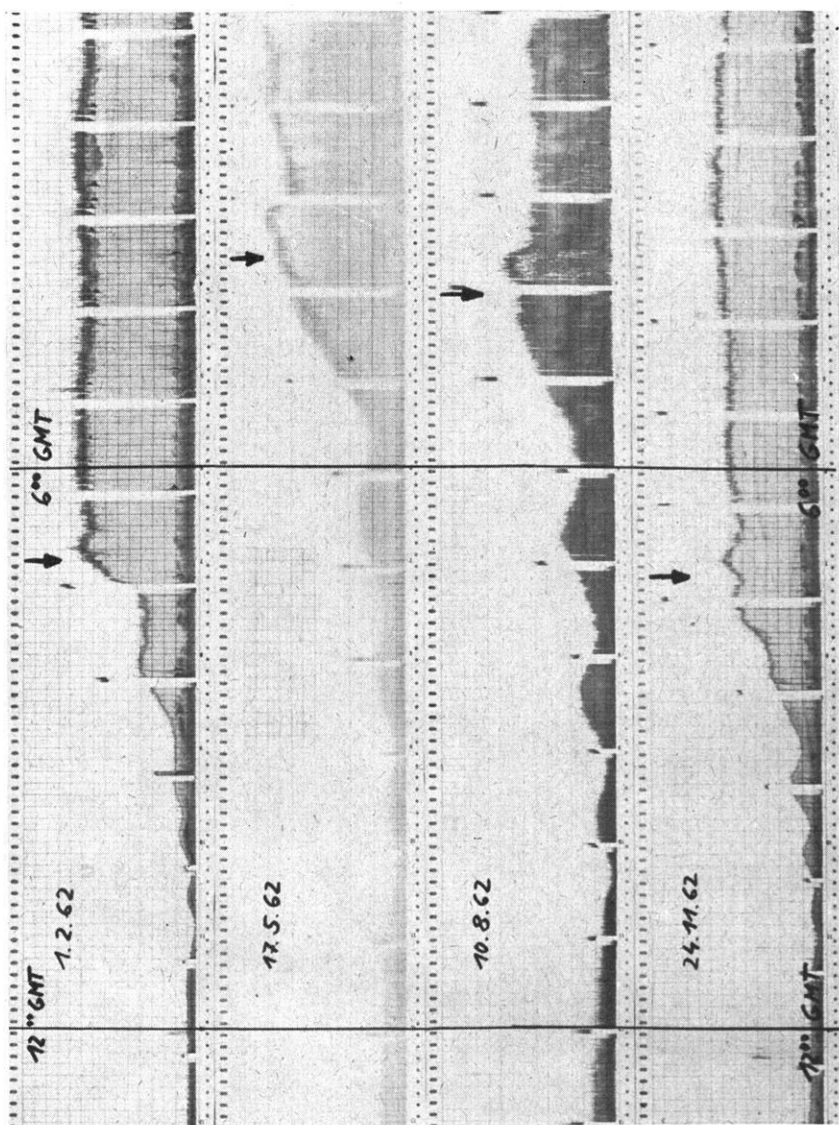


Abb. 4: Registrierbeispiele vom 1. 2. 1962, 15. 5. 1962, und 10. 8. 1962, und 24. 11. 1962. Die Pfeile geben den Zeitpunkt des Sonnenaufgangs an.

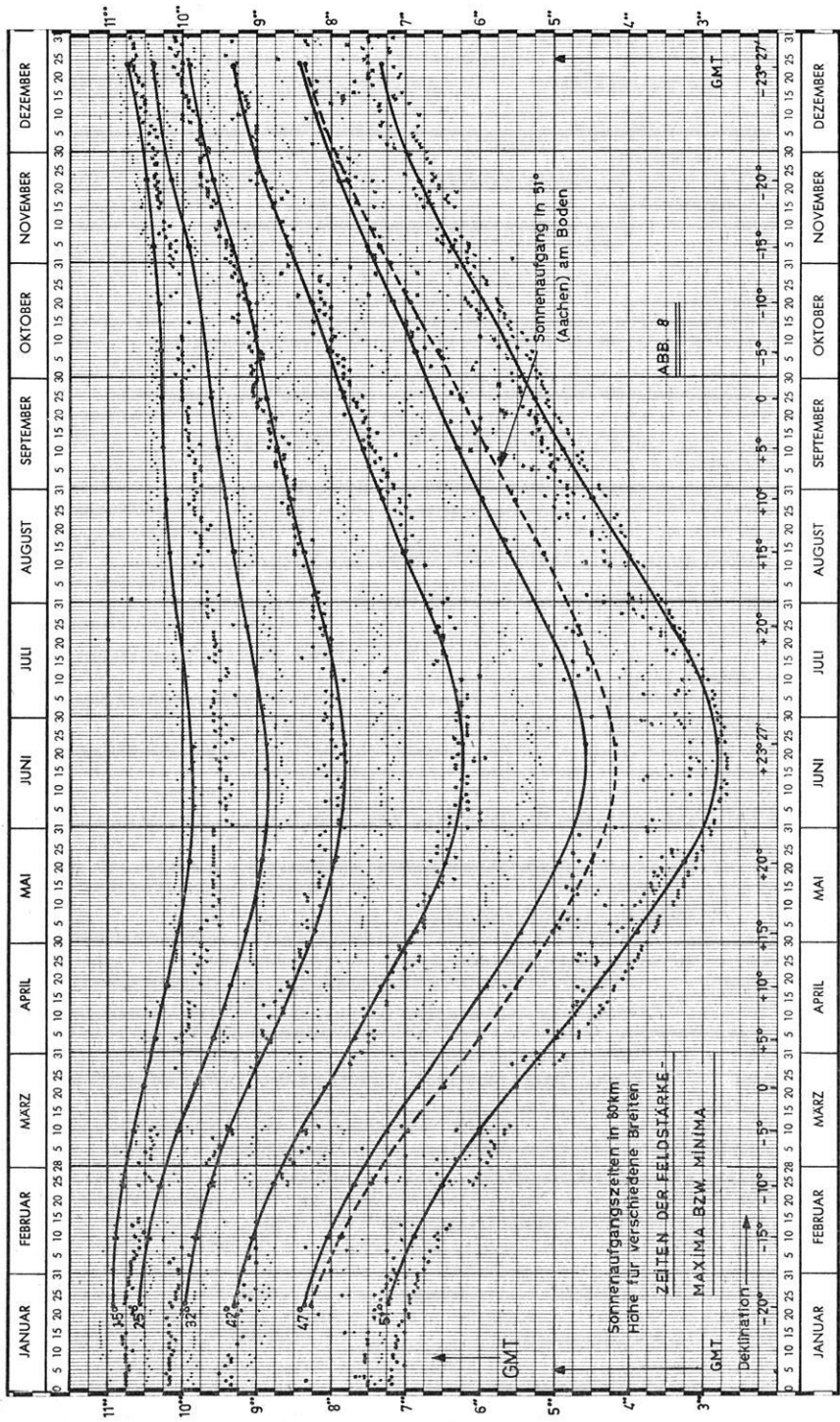


Abb. 5: Zeiten der Feldstärkemaxima und -Minima.

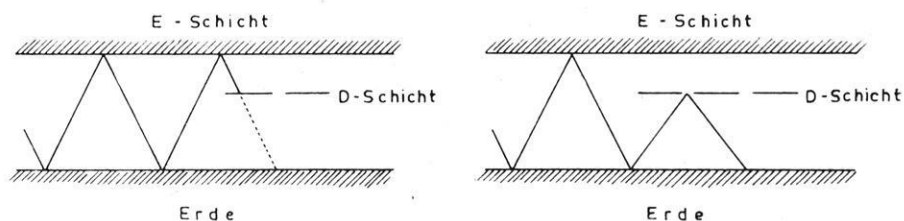


Abb. 6: Schema der „Satelliten“-Bildung nach J. LUGEON (1957) und J. RIEKER (1960).

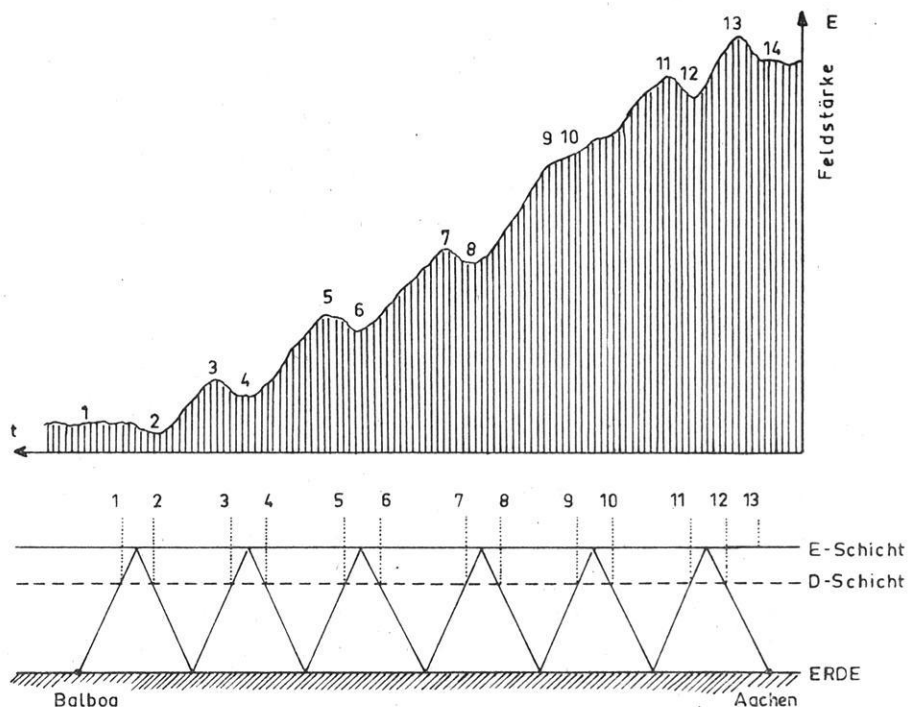


Abb. 7: Schema des Sonnenaufgangseffektes für den Ausbreitungsweg Balboa—Aachen.  
(Zeit von rechts nach links fortschreitend)

Da sich mit dem von Ost nach West fortschreitenden Sonnenaufgang die Veränderung der Ionisierung im D-Niveau nach Art einer Trennwand zwischen Erdoberfläche und E-Schicht einschiebt, wiederholt sich das gleiche Schritt für Schritt an den weiter westlich liegenden Reflexionspunkten. Infolge der zunehmenden Ausbreitungsdämpfung muß jeder nachfolgende Satellit in seiner Spitze niedriger liegen als der vorhergehende, wie es Abb. 4 auch zeigt.

Zur Bestätigung dessen wurde versucht, den zeitlichen Verlauf des in Abb. 5 dargestellten Sonnenaufgangseffektes aufgrund entsprechender Annahmen über die ionosphärischen Veränderungen beim Sonnenaufgang rechnerisch nachzubilden. Der Berechnung des Strahlenverlaufes wurden folgende Annahmen zugrunde gelegt:

1. Als Reflexionshöhe für die nicht sonnenbeleuchteten Teile des Ausbreitungsweges ist der Wert von 100 km angenommen.
2. Nach den von D. W. BARRON (1960) angegebenen Zusammenstellungen von Profilen der Elektronendichte im Bereich der D-Schicht wird für die sonnenbeleuchteten Teile eine Reflexionshöhe von 80 km angesetzt.
3. Da nach strahlengeometrischen Überlegungen unter Berücksichtigung einer gewissen Unschärfe der reflektierenden Schicht im E-Bereich (s. z. B. K. G. BUDDEN, 1951) zur sicheren Überbrückung der Entfernung Balboa—Aachen für die Raumwelle bei nächtlicher Ausbreitung ein Weg mit sechsmaliger (fünfmaliger) Reflexion an der E-Schicht (an der Erdoberfläche) erforderlich ist, wird angenommen, daß der beobachtete Effekt beim Sonnenaufgang im Bereich des sechsten, der Station Aachen am nächsten gelegenen Reflexionspunktes beginnt. Dann ergibt sich in Erweiterung von Abb. 6 folgendes Schema (Abb. 7):

Im Punkt 14 herrscht Nachausbreitung. Die Erhöhung der Empfangsfeldstärke im Punkt 13 dürfte in üblicher Weise durch die Verbesserung der Reflexion im E-Niveau bei Sonnenaufgang in dieser Schicht zu erklären sein. Schiebt sich nun die Ionisationszunahme im D-Niveau von rechts nach links ein, so erreicht sie den Ausbreitungsweg und bedingt den bekannten ersten Abfall nach Punkt 12, der dann durch den ersten „Satelliten“ mit Maximum in Punkt 11 unterbrochen wird. Das gleiche wiederholt sich dann an den folgenden Reflexionspunkten unter einem schrittweisen Rückgang der zur Übertragung kommenden Energie, bis bei Punkt 1 das Niveau der Tagesausbreitung erreicht ist.

Berechnet man nun die Zeiten für die einzelnen „Satelliten“ 12—11, 10—9 usw., so ergeben sich im Jahresverlauf die in Abb. 5 eingetragenen, ausgezogenen Kurven<sup>1)</sup>.

Die Übereinstimmung zwischen Berechnung und Beobachtung darf abgesehen von den beiden oberen Kurven als durchaus befriedigend gelten.

<sup>1)</sup> Exakterweise müßte dabei der Tatsache Rechnung getragen werden, daß sich mit dem Übergang zu niedrigeren Reflexionshöhen jeweils der gesamte Strahlenweg etwas verschiebt. Da aber der ganze Mechanismus, wie erwähnt, noch nicht völlig aufgeklärt ist, kann der genaue Zeitpunkt des „D-Schicht-Einsatzes“ nicht exakt angegeben werden. Die Vernachlässigung der geringfügigen Verschiebung der Reflexionspunkte bedingt keinen ins Gewicht fallenden Fehler.

### Literatur

- BARRON, D. W.: The numerical solution of differential equations governing the reflexion of long waves from the ionosphere IV. Proc. Royal Soc. (A) 260 (1960), 393—408.
- BRACEWELL, R. N., and W. C. BAIN: An explanation of radio propagation at 16 kc/sec in terms of two layers below E layer. Journ. Atm. Terr. Physics 2 (1952), 216—225.
- BUDDEN, K. G.: The reflexion of very low frequency radio waves at the surface of a sharply boundet ionosphere with superimposed magnetic field. Phil. Mag. 42 (1951), 833—850.
- CHIPLONKAR, W. M., and R. N. KAREKAR: The sunrise and sunset effect on the level of atmospherics activity on the 27 kc/s band. Journ. Atm. Terr. Physics 25 (1963), 23—34.
- ISRAËL, H.: On the sunrise effect of spherics activity. Zeitschr. f. Geophys. 26 (1960), 138—141.
- LAUTER, E. A., und K. H. SCHMELOWSKI: Zur Deutung des Sonnenaufgangseffektes im Längstwellenbereich. Gerl. Beitr. z. Geophys. 67 (1958), 218—231.
- LUGEON, J.: Sur un nouveau procédé expérimentale pour l'exploration des parasites atmosphériques. Soc. Suisse de Géophys., Météorol. et Astron. (G.M.A.) Arch. des Scienc. phys. et math., 1925, Vol. 7.
- , Un appareil radioélectrique pour décélérer l'origine géographique de l'air. Act. Soc. Helvét. S. Nat., Lausanne. 1928.
- , Sur la nécessité d'une station polaire permanente d'observations radiométéorologiques pour les services de prévision du temps, suivi d'un appendice donnant la description sommaire des atmoradiographes et goniographes. Rzeczpospolita Polska, Panstwowy Instytut Meteorologiczny, Warschau. 1935.
- LUGEON, J.: Les buts scientifiques de l'expédition radiométéorologique polaire suisse pendant l'Année Géophysique Internationale. La Suisse Horlogère No. 20 (16. 5. 1957), 1—16.
- RATCLIFFE, J. A., and K. WEEKES: The ionospheric propagation of low- and very-low-frequency radio waves over distances less than 1000 km. Proc. Inst. Electr. Eng. 98 (1951), 221—236.
- REVELLIO, K.: Die atmosphärischen Störungen und ihre Anwendung zur Untersuchung der unteren Ionosphäre. Mitt. d. M. P. I. f. Phys. d. Stratosph., Weissenau bei Ravensburg, Nr. 8 (1956), 54 S.
- RIEKER, J.: Le lever du soleil dans l'ionosphère et ses répercussions sur la propagation des ondes longues. Thèses, Zürich 1960, 93 S.
- RIES, G.: Sonnenaufgangseffekt der Empfangsfeldstärke im Längstwellenbereich. (Vortrag auf der Tagung der Arbeitsgemeinschaft „Ionosphäre“ in Kleinheubach bei Miltenberg, Oktober 1965; Veröffentlichung in Vorbereitung).
- RÖSSLER, J.: Untersuchungen der Empfangsfeldstärkeschwankungen im Längstwellenbereich im Zusammenhang mit dem Sonnenaufgang. Dipl. Arb. Aachen 1964, 45 S.

# Über die Gestalt und das Schwerfeld der Erde

Von K. Voss, Dresden<sup>1)</sup>

Eingegangen am 11. Februar 1966

Teil III<sup>2)</sup>

*Zusammenfassung:* Die in Teil II<sup>2)</sup> abgeleitete nichtlineare Integralgleichung für das Potential  $U(\tau)$  einer rotierenden, inkompressiblen Flüssigkeit wird hier bis zur zweiten Ordnung einer Störungsrechnung behandelt. Die Lösung gestattet es, für die Erde Gestalt, Schwerfeld und Massenmomente bis zur zweiten Ordnung aus der vorausgesetzten Dichtekurve zu berechnen. Damit ist für alle Ordnungen der Störungsrechnung ein einheitlicher Formalismus gegeben, der sowohl die CLAIRAUTSche als auch die HELMERTSche Theorie umfaßt.

*Summary:* The nonlinear integral equation for the potential  $U(\tau)$  of a rotating, incompressible fluid obtained in part II<sup>2)</sup> is here investigated up to second order of a perturbation calculation. The solution admits to calculate from the assumed density function  $\rho(r)$ , gravity field, and moments of mass of the earth up to the second order. So a general formalism is given for all orders of the perturbation calculation, which contains as well CLAIRAUTS theory as HELMERTS theory.

## 1 Einleitung

Die Theorie von CLAIRAUT [1] gestattet es, näherungsweise die Gestalt und das Schwerfeld einer rotierenden, inkompressiblen Flüssigkeit zu berechnen. Dazu wird die Gestalt der konzentrischen, differentiell dünnen, homogenen Massenschichten, aus denen man sich die Flüssigkeit aufgebaut denkt, als Rotationsellipsoid vorausgesetzt. Der radiusabhängige Abplattungsparameter  $A(r) = (r_{\max} - r_{\min})/\bar{r}$  wird unter Vernachlässigung von Größen in  $A^2$  so gewählt, daß die hydrostatische Gleichgewichtsbedingung erfüllt ist, d. h. daß die Äquipotentialflächen mit den Schichten homogener Massendichte übereinstimmen.

Diese Theorie wurde erweitert von HELMERT [2] und DARWIN [3], die die bei inhomogenen Flüssigkeiten auftretenden Abweichungen der Gestalt der einzelnen Massenschichten von Rotationsellipsoiden durch einen weiteren radiusabhängigen Parameter  $f(r)$  der Größenordnung  $A^2$  beschrieben. Die Forderung des hydrostati-

---

<sup>1)</sup> Dr. KLAUS VOSS, Institut für Theoretische Physik der Technischen Universität Dresden.

<sup>2)</sup> Teil I siehe Heft 1 (1964), S. 21—28.

Teil II siehe Heft 6 (1965), S. 313—326.



sehen Gleichgewichtes führt dann zu gekoppelten Integral- bzw. Differentialgleichungen für  $A(r)$  und  $f(r)$  [4], aus denen sich die HELMERTSchen geophysikalischen Meßgrößen ermitteln lassen [2].

OLIWA [5] ermittelte die Zusammenhänge der geophysikalischen Meßgrößen für Gestalt und Schwerfeld der Erde bis zur Ordnung  $A^3$ ; er gibt jedoch keine Gleichungen an, wie die Größen aus einer vorgegebenen Massenverteilung berechnet werden können.

Im Gegensatz zu diesen Theorien, die nur im Rahmen der über die Gestalt der Dichteschichten gemachten Voraussetzungen näherungsweise Ergebnisse zulassen, steht das in Teil II entwickelte Verfahren zur Bestimmung der Gestalt und des Schwerfeldes einer rotierenden, inkompressiblen Flüssigkeit [6], das sich auf vorausgegangene Untersuchungen von MACKE, RENNERT, RIEGER und VOSS stützt [7, 8, 9].

Die in [6] angegebene nichtlineare Integralgleichung für das Potential  $U(\mathbf{r})$  einer rotierenden, inkompressiblen Flüssigkeit löst für beliebige Massenverteilungen das Problem, die Gestalt und das Schwerfeld dieser Flüssigkeit zu bestimmen. In [6] wurden Ergebnisse in erster Ordnung einer Störungsrechnung erhalten und gezeigt, daß die CLAIRAUTSche Theorie die erste Näherung der allgemeinen Lösung darstellt. Die Weiterführung der Störungsentwicklung bis zur zweiten Ordnung soll in der vorliegenden Arbeit behandelt werden.

In Abschnitt 2 werden für die Potentialfunktionen zweiter Ordnung lineare Integralgleichungen gewonnen, die in Abschnitt 3 ausgewertet werden. Nach der Diskussion des Gültigkeitsbereiches der erhaltenen Lösungen in Abschnitt 4 werden schließlich die geophysikalischen Meßgrößen für die Gestalt, das Schwerfeld und die Massenmomente der Erde untersucht. Zum Schluß wird in Abschnitt 6 diskutiert, daß die Voraussetzung der Inkompressibilität keine Einschränkung bedeutet für die Anwendung dieser Theorie, die die allgemeine Lösung des vorliegenden Problems in beliebiger Näherung aufzufinden gestattet und in der somit die Untersuchungen von CLAIRAUT, HELMERT und DARWIN vereinheitlicht aufgehoben sind.

## 2 Die Grundgleichungen

Das in Teil II ([6], Formel (14)) abgeleitete Gleichungssystem für das Potential  $U(\mathbf{r})$  einer rotierenden, inkompressiblen Flüssigkeit mit der im Ruhezustand kugelsymmetrischen Dichte  $\bar{\mu}(r)$  lautet

$$\boxed{
 \begin{aligned}
 U(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{2}(\bar{\omega} \times \mathbf{r})^2 + \frac{\gamma}{4\pi} \int d\tau' \frac{\int_0^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \Theta[\lambda(\bar{r}) - U(\mathbf{r}')] }{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\
 \frac{4\pi}{3} \bar{r}^3 &= \int d\tau \Theta[\lambda(\bar{r}) - U(\mathbf{r})]
 \end{aligned}
 } \quad (1)$$

Während die erste Gleichung das Potential  $U(r)$  als Summe von Zentrifugal- und Gravitationspotential darstellt, beschreibt die zweite Gleichung die durch die Inkompressibilität gewährleistete Volumenerhaltung innerhalb einer Massenschicht konstanter Dichte  $\bar{\mu}(\bar{r})$ .

Das Gleichungssystem (1) wird nun nach Potenzen des Störparameters

$$\alpha = \frac{R\omega^2}{g_0} = \frac{3\omega^2}{\mu_0\gamma} \ll 1; \quad g_0 = \frac{\gamma}{4\pi} \cdot \frac{M}{R^2} = \frac{\mu_0\gamma R}{3} \quad (2)$$

entwickelt. Dabei ist  $R$  der Erdradius,  $M$  die Erdmasse und  $\mu_0$  die mittlere Dichte der Erde. Die Entwicklungen der Funktionen  $U(r)$ ,  $\lambda(\bar{r})$  und  $\Theta[\lambda(\bar{r}) - U(r)]$  lauten folgendermaßen:

$$U(r) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha^l \cdot U^{(l)}(r); \quad \lambda(\bar{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha^l \cdot \lambda^{(l)}(\bar{r})$$

$$\begin{aligned} \Theta[\lambda(\bar{r}) - U(r)] &= \Theta[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)] \\ &+ \alpha \frac{d\Theta[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)]}{d[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)]} [\lambda^{(1)}(\bar{r}) - U^{(1)}(r)] \\ &+ \alpha^2 \left\{ \frac{d^2\Theta[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)]}{d[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)]^2} [\lambda^{(2)}(\bar{r}) - U^{(2)}(r)] \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} \frac{d\Theta[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)]}{d[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)]} [\lambda^{(1)}(\bar{r}) - U^{(1)}(r)]^2 \right\} + \dots \quad (3) \end{aligned}$$

Mit Formel (4) aus [6] ergeben sich für die Ableitungen der  $\Theta$ -Funktion die Ausdrücke

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)]}{d[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)]} &= \delta[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)] = \frac{\delta(r - \bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} \\ \frac{d^2\Theta[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)]}{d[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r)]^2} &= -\frac{1}{g^{(0)}(r)} \cdot \frac{d}{dr} \frac{\delta(r - \bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})}, \end{aligned} \quad (4)$$

wobei  $g^{(0)}(r) \equiv dU^{(0)}(r)/dr$  gesetzt wurde. Geht man nun mit (3) und (4) in das System (1) ein, so erhält man für jede Potenz von  $\alpha$  ein lineares Integralgleichungssystem.

Nullte Ordnung:

$$U^{(0)}(r) = \frac{\gamma}{4\pi} \int d\tau' \int_0^{\infty} d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\Theta[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(r')]}{|r - r'|} = U^{(0)}(r) \quad (5a)$$

$$0 = \lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(\bar{r}).$$

Erste Ordnung:

$$U^{(1)}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\alpha}(\tilde{\omega} \times \mathbf{r})^2 + \frac{\gamma}{4\pi} \int \frac{d\tau'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \int_0^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\delta(r-\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot [\lambda^{(1)}(\bar{r}) - U^{(1)}(\mathbf{r}')] \quad (5b)$$

$$0 = \int d\tau [\lambda^{(1)}(\bar{r}) - U^{(1)}(\mathbf{r})] \cdot \frac{\delta(r-\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})}.$$

Zweite Ordnung:

$$U^{(2)}(\mathbf{r}) = \frac{\gamma}{4\pi} \int \frac{d\tau'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \int_0^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\delta(r-\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot [\lambda^{(2)}(\bar{r}) - U^{(2)}(\mathbf{r}')] + J^{(2)}(\mathbf{r})$$

$$J^{(2)}(\mathbf{r}) = \frac{\gamma}{4\pi} \int \frac{d\tau'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \int_0^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{d^2\Theta[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(\mathbf{r}')] }{d[\lambda^{(0)}(\bar{r}) - U^{(0)}(\mathbf{r}')]^2} \cdot [\lambda^{(1)}(\bar{r}) - U^{(1)}(\mathbf{r}')]^2 \quad (5c)$$

$$0 = \int d\tau \left\{ \frac{d\Theta[\dots]}{d[\dots]} [\lambda^{(2)}(\bar{r}) - U^{(2)}(\mathbf{r})] + \frac{1}{2} \frac{d^2\Theta[\dots]}{d[\dots]^2} \cdot [\lambda^{(1)}(\bar{r}) - U^{(1)}(\mathbf{r})]^2 \right\}.$$

Die Gleichungssysteme (5a) und (5b) wurden in [6] bereits gelöst. Mit der Entwicklung

$$U^{(l)}(\mathbf{r}) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \beta_{2\nu}^{(l)}(r) \cdot P_{2\nu}(\zeta); \quad \zeta \equiv \cos \vartheta \quad (6)$$

der Potentialterme  $U^{(l)}(\mathbf{r})$  nach LEGENDRESchen Polynomen kann das Potential  $U(\mathbf{r})$  bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha$  dargestellt werden durch

$$U(\mathbf{r}) = U^{(0)}(r) + \alpha [\beta_0^{(1)}(r) + \beta_2^{(1)}(r) \cdot P_2(\cos \vartheta)] + \alpha^2 [\beta_0^{(2)}(r) + \beta_2^{(2)}(r) \cdot P_2(\cos \vartheta) + \beta_4^{(2)}(r) \cdot P_4(\cos \vartheta)] \quad (7)$$

Für die Potentialfunktionen mit  $l < 2$  wurden in [6], Formel (19) und (27), die Lösungen gefunden:

$$\beta_0^{(0)}(r) \equiv U^{(0)}(r) = \frac{\gamma}{3r} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \bar{r}^3 + \frac{\gamma}{6} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} [3\bar{r}^2 - r^2]. \quad (8)$$

Und weiter

$$\beta_0^{(1)}(r) = -\frac{\mu_0\gamma}{9} r^2 = \lambda^{(1)}(r) \quad (9)$$

$$\beta_2^{(1)}(r) = \frac{\mu_0\gamma}{9} r^2 - \frac{\gamma}{5r^3} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\beta_2^{(1)}(\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} \bar{r}^4 - \frac{\gamma r^2}{5} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\beta_2^{(1)}(\bar{r})}{\bar{r} \cdot g^{(0)}(\bar{r})}.$$

### 3 Bestimmung der Potentialfunktionen zweiter Ordnung

Die in (5c) auftretende Inhomogenität  $J^{(2)}(r)$  enthält die Funktion  $\beta_2^{(1)}(r)$  und die LEGENDRESCHEN Polynome  $P_0, P_2, P_4$ . Sie kann also nur bestimmt werden, nachdem die Integralgleichung (9) bereits gelöst worden ist. Die für das hydrostatische Gleichgewicht wesentliche Größe  $\alpha$  ist implizit durch  $\beta_2^{(1)}(r)$  in (5c) enthalten. Die Nebenbedingung des Systems (5c) ist nun mit (4) relativ einfach auszuwerten. Nachdem in

$$\int d\tau \frac{\delta(\bar{r}-r)}{g^{(0)}(\bar{r})} [\lambda^{(2)}(\bar{r}) - U^{(2)}(r)] = \frac{1}{2} \int d\tau \frac{[\lambda^{(1)}(\bar{r}) - U^{(1)}(r)]^2}{g^{(0)}(r)} \cdot \frac{d}{dr} \frac{\delta(\bar{r}-r)}{g^{(0)}(\bar{r})} \quad (10)$$

für  $U^{(2)}(r)$  die Entwicklung (6) und für  $U^{(1)}(r)$  das Ergebnis  $\beta_0^{(1)}(r) + \beta_2^{(1)}(r) P_2(\zeta)$  aus (9) eingesetzt worden ist, kann die Integration über die Winkel unter Berücksichtigung der Orthogonalitätsrelationen der LEGENDRESCHEN Polynome (siehe [6], Formel (23)) ausgeführt werden. Es ergibt sich nach partieller Integration über  $r$  auf der rechten Seite schließlich

$$4\pi\bar{r}^2 \cdot \frac{\lambda^{(2)}(\bar{r}) - \beta_0^{(2)}(\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} = -\frac{1}{2} \iint dr d\Omega \frac{\delta(\bar{r}-r)}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{dr} \left[ \frac{r^2 [\lambda^{(1)}(\bar{r}) - \beta_0^{(1)}(r) - \beta_2^{(1)}(r) \cdot P_2(\zeta)]^2}{g^{(0)}(r)} \right]. \quad (11)$$

Hier muß im Integral erst die Differentiation ausgeführt werden, ehe nach Integration über die  $\delta$ -Funktion  $r = \bar{r}$  gesetzt werden kann. Statt dessen ist es aber auch möglich, im Integranden sofort die Ersetzung  $r \rightarrow \bar{r}$  vorzunehmen. Doch muß man dabei beachten, daß diese Differentiation dann nicht auf  $\lambda^{(1)}(\bar{r})$  wirken darf und deshalb eine entsprechende Korrektur berücksichtigt werden muß. Es ist also

$$4\pi\bar{r}^2 \cdot \frac{\lambda^{(2)}(\bar{r}) - \beta_0^{(2)}(\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} = -\frac{4\pi}{10} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r}^2}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot (\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2 \right] + \frac{1}{2g^{(0)}(\bar{r})} \int d\Omega \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r}^2 [\lambda^{(1)}(\bar{r}) - \beta_0^{(1)}(\bar{r}) - \beta_2^{(1)}(\bar{r}) P_2(\zeta)]^2}{g^{(0)}(\bar{r})} \right]. \quad (12)$$

Nach Ausführung der Differentiation im letzten Integral läßt die Integration über die Winkel mit  $\beta_0^{(1)} = \lambda^{(1)}$  diesen Korrekturterm verschwinden, und es folgt für den Zusammenhang der Funktionen  $\lambda^{(2)}(\bar{r})$  und  $\beta_0^{(2)}(\bar{r})$  die Beziehung

$$\lambda^{(2)}(\bar{r}) - \beta_0^{(2)}(\bar{r}) = -\frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r}^2}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot (\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2 \right] \cdot \frac{1}{10\bar{r}^2}. \quad (13)$$

Im Gegensatz zur ersten Näherung verschwindet hier die Differenz  $\lambda^{(2)} - \beta_0^{(2)}$  nicht. Sie kann aber durch die in (9) erhaltenen Ergebnisse für  $\beta_2^{(1)}(r)$  bestimmt werden.

Die Integralgleichung (5c) hat bis auf die Inhomogenität dieselbe Struktur wie die Integralgleichung (5b) für  $U^{(1)}(r)$ . Deshalb kann man sich auf die Berechnung der Inhomogenität beschränken, die dann in Formel (25) aus [6] statt des Zentrifugalpotentials eingesetzt werden muß.

Zur Berechnung der Inhomogenität  $J^{(2)}(r)$  werden zunächst die Integrationen über  $dr$  und  $d\bar{r}$  vertauscht und für die Ableitung der  $\Theta$ -Funktion der Ausdruck (4) eingesetzt. Eine partielle Integration bezüglich  $r'$  liefert dann

$$J^{(2)}(r) = \frac{\gamma}{8\pi} \int_0^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \int d\Omega' \int dr' \frac{\delta(\bar{r} - \bar{r}')}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{dr'} \left[ \frac{r'^2 [\lambda^{(1)}(\bar{r}) - U^{(1)}(r')]^2}{g^{(0)}(r') \cdot |r - r'|} \right]. \quad (14)$$

Wie bei der Auswertung des Integrals (11) kann bei der Integration über die  $\delta$ -Funktion im Integranden sofort  $r' = \bar{r}$  gesetzt werden, wenn die damit notwendige Korrektur berücksichtigt wird:

$$J^{(2)}(r) = \frac{\gamma}{8\pi} \int_0^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r}^2 (\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{g^{(0)}(\bar{r})} \int d\bar{\Omega} \frac{P_2^2(\bar{\zeta})}{|\bar{r} - \bar{r}'|} \right] \\ - \frac{\gamma}{8\pi} \int_0^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} \int d\bar{\Omega} \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r}^2 [\lambda^{(1)}(\bar{r}) - U^{(1)}(\bar{r})]^2}{g^{(0)}(\bar{r}) \cdot |\bar{r} - \bar{r}'|} \right] \equiv J_{\text{Haupt}}^{(2)} + J_{\text{Korr}}^{(2)}. \quad (15)$$

Das über  $d\bar{\Omega}$  zu erstreckende Integral in  $J_{\text{Haupt}}^{(2)}$  wird ausgewertet, indem man  $|\bar{r} - \bar{r}'|^{-1}$  in LEGENDRESche Polynome entwickelt. Mit Formel (23) aus [6] können die entstehenden Ausdrücke über den Winkel  $\bar{\varphi}$  gemittelt werden. Da weiter die Beziehung  $P_2^2 = P_0/5 + 2P_2/7 + 18P_4/35$  gilt, verschwinden bei der Integration über  $\bar{\zeta}$  wegen der Orthogonalitätsrelationen der  $P_l$  nur die Koeffizienten der Polynome  $P_0, P_2, P_4$  nicht. Es ist

$$\int d\bar{\Omega} \frac{P_2^2(\bar{\zeta})}{|\bar{r} - \bar{r}'|} = \Theta(r - \bar{r}) \cdot \left[ \frac{4\pi}{5} \cdot \frac{P_0(\bar{\zeta})}{r} + \frac{8\pi}{35} \left( \frac{\bar{r}}{r} \right)^2 \cdot \frac{P_2(\bar{\zeta})}{r} + \frac{8\pi}{35} \left( \frac{\bar{r}}{r} \right)^4 \cdot \frac{P_4(\bar{\zeta})}{r} \right] \\ + \Theta(\bar{r} - r) \cdot \left[ \frac{4\pi}{5} \cdot \frac{P_0(\bar{\zeta})}{\bar{r}} + \frac{8\pi}{35} \left( \frac{r}{\bar{r}} \right)^2 \cdot \frac{P_2(\bar{\zeta})}{\bar{r}} + \frac{8\pi}{35} \left( \frac{r}{\bar{r}} \right)^4 \cdot \frac{P_4(\bar{\zeta})}{\bar{r}} \right]. \quad (16)$$

Dies Ergebnis muß nun in (15) eingesetzt werden, um  $J_{\text{Haupt}}^{(2)}$  zu erhalten. Im Korrekturterm  $J_{\text{Korr}}^{(2)}$  bleibt nach der Differentiation mit  $d\lambda^{(1)}(\bar{r})/d\bar{r} = -2\mu_0\gamma\bar{r}/9$  nur noch das LEGENDRESche Polynom  $P_2(\bar{\zeta})$  übrig, so daß sich in Analogie zur Berechnung von (16) der Ausdruck

$$J_{\text{kor.}}^{(2)}(\mathbf{r}) = -\frac{2\mu_0\gamma^2}{45}P_2(\zeta) \cdot \int_0^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\bar{r}^3\beta_2^{(1)}(\bar{r})}{[g^{(0)}(\bar{r})]^2} \cdot \left[ \frac{\Theta(\bar{r}-r)}{\bar{r}} \left(\frac{r}{\bar{r}}\right)^2 + \frac{\Theta(r-\bar{r})}{r} \left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2 \right] \quad (17)$$

ergibt. Nun kann der homogene Teil der Integralgleichung (25) aus [6] einfach übernommen werden, indem statt der  $\beta_{2\nu}^{(1)}(r)$  die Funktionen  $\beta_{2\nu}^{(2)}(r)$  eingesetzt und die nichtverschwindenden Glieder mit  $\lambda^{(2)} - \beta_0^{(2)}$  berücksichtigt werden. Zusammen mit der in (15), (16) und (17) berechneten Inhomogenität folgt

$$\begin{aligned} U^{(2)}(\mathbf{r}) &= \sum_{\nu=0}^{\infty} \beta_{2\nu}^{(2)}(r) \cdot P_{2\nu}(\zeta) = \\ &- \gamma \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{r P_{2\nu}(\zeta)}{4\nu+1} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\beta_{2\nu}^{(2)}(\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} \left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^{2\nu+2} - \gamma \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{P_{2\nu}(\zeta)}{4\nu+1} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\beta_{2\nu}^{(2)}(\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \bar{r} \cdot \left(\frac{r}{\bar{r}}\right)^{2\nu} \\ &+ \frac{\gamma}{r} \int_0^r d\bar{r} \frac{\bar{r}^2 \cdot d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} [\lambda^{(2)}(\bar{r}) - \beta_0^{(2)}(\bar{r})] + \gamma \int_r^\infty d\bar{r} \frac{\bar{r} \cdot d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot [\lambda^{(2)}(\bar{r}) - \beta_0^{(2)}(\bar{r})] \\ &+ \frac{\gamma}{10r} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r}^2 (\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{g^{(0)}(\bar{r})} \right] + \frac{\gamma}{10} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r} (\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{g^{(0)}(\bar{r})} \right] \\ &+ \frac{\gamma P_2(\zeta)}{35r^3} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r}^4 (\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{g^{(0)}(\bar{r})} \right] + \frac{\gamma r^2 P_2(\zeta)}{35} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{(\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{\bar{r} \cdot g^{(0)}(\bar{r})} \right] + J_{\text{kor.}}^{(2)}(\mathbf{r}) \\ &+ \frac{\gamma P_4(\zeta)}{35r^5} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r}^6 (\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{g^{(0)}(\bar{r})} \right] + \frac{\gamma r^4 P_4(\zeta)}{35} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{(\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{\bar{r}^3 \cdot g^{(0)}(\bar{r})} \right]. \quad (18) \end{aligned}$$

Die erste Zeile der rechten Seite stellt den homogenen Teil der Integralgleichung dar und die drei letzten Zeilen die Inhomogenität  $J^{(2)}(\mathbf{r})$ . Das komplizierte Gleichungssystem läßt sich mit Berücksichtigung der Nebenbedingung (13) etwas vereinfachen. Der dritte und fünfte Term heben sich gegenseitig auf und der vierte Term läßt sich mit dem sechsten zusammenfassen, so daß für die winkelunabhängigen Glieder sich die relativ einfache Gleichung

$$\beta_0^{(2)}(r) = -\frac{\gamma}{10} \int_r^\infty d\bar{r} \cdot \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \left[ \frac{\beta_2^{(1)}(\bar{r})}{g^{(0)}(\bar{r})} \right]^2 \quad (19)$$

ergibt, die mit (13) auch die Bestimmung der Funktion  $\lambda^{(2)}(\bar{r})$  zuläßt. Allerdings sind solche Vereinfachungen nur bei den winkelunabhängigen Gliedern durchführbar.

Die Bestimmungsgleichungen für die Funktionen  $\beta_{2\nu}^{(2)}(r)$  folgen aus einem Koeffizientenvergleich bezüglich der LEGENDRESCHEN Polynome. Für  $\beta_2^{(2)}(r)$  erhält man eine

lineare Integralgleichung, die bis auf die wesentlich kompliziertere Inhomogenität mit der Integralgleichung (9) für  $\beta_2^{(1)}(r)$  identisch ist:

$$\begin{aligned} \beta_2^{(2)}(r) = & -\frac{\gamma}{5r^3} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \beta_2^{(2)}(\bar{r}) \cdot \frac{\bar{r}^4}{g^{(0)}(\bar{r})} - \frac{\gamma r^2}{5} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\beta_2^{(2)}(\bar{r})}{\bar{r} \cdot g^{(0)}(\bar{r})} \\ & + \frac{\gamma}{35r^3} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r}^4 (\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{g^{(0)}(\bar{r})} \right] + \frac{\gamma r^2}{35} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{(\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{\bar{r} \cdot g^{(0)}(\bar{r})} \right] \\ & - \frac{2\mu_0\gamma^2}{45r^3} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\bar{r}^5 \beta_2^{(1)}(\bar{r})}{[g^{(0)}(\bar{r})]^2} - \frac{2\mu_0\gamma^2 r^2}{45} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\beta_2^{(1)}(\bar{r})}{[g^{(0)}(\bar{r})]^2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Der Vergleich bezüglich des Polynoms  $P_4(\zeta)$  ergibt die Bestimmungsgleichung für  $\beta_4^{(2)}(r)$ :

$$\begin{aligned} \beta_4^{(2)}(r) = & -\frac{\gamma}{9r^5} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \beta_4^{(2)}(\bar{r}) \cdot \frac{\bar{r}^6}{g^{(0)}(\bar{r})} - \frac{\gamma r^4}{9} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}(\bar{r})}{d\bar{r}} \cdot \frac{\beta_4^{(2)}(\bar{r})}{\bar{r}^3 \cdot g^{(0)}(\bar{r})} \\ & + \frac{\gamma}{35r^5} \int_0^r d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{\bar{r}^6 (\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{g^{(0)}(\bar{r})} \right] + \frac{\gamma r^4}{35} \int_r^\infty d\bar{r} \frac{d\bar{\mu}/d\bar{r}}{g^{(0)}(\bar{r})} \cdot \frac{d}{d\bar{r}} \left[ \frac{(\beta_2^{(1)}(\bar{r}))^2}{\bar{r}^3 \cdot g^{(0)}(\bar{r})} \right]^2, \end{aligned} \quad (21)$$

die ebenfalls von  $\beta_2^{(1)}(r)$  abhängige Ausdrücke als Inhomogenität enthält. Für alle weiteren  $\nu > 2$  verschwinden die Funktionen  $\beta_{2\nu}^{(2)}(r)$ , da die Inhomogenität (15) der Integralgleichung (5c) nur die LEGENDRESCHEN Polynome bis  $P_4$  enthält. Die Berechnung der Funktion  $\beta_0^{(2)}(r)$  nach (19) und die Bestimmung der  $\beta_2^{(2)}(r)$  und  $\beta_4^{(2)}(r)$  aus den letzten beiden Gleichungen liefert mit den Ergebnissen (8) und (9) das Potential  $U(r)$  der deformierten Flüssigkeit im hydrostatischen Gleichgewicht bis zur Ordnung  $\alpha^2$ .

Die höheren Näherungen sind durch die weitere Entwicklung der Integralgleichung (1) nach Potenzen von  $\alpha$  auf prinzipiell dem gleichen Wege zu erhalten. Nur werden die dazu notwendigen Rechnungen entsprechend umfangreicher.

#### 4 Gültigkeitsbereich der Lösungen

Die Funktionen  $\beta_{2\nu}^{(l)}(r)$  und ihre Ableitungen sind dort stetig, wo die Massendichte  $\bar{\mu}(r)$  und deren Ableitungen stetig sind. Ein Sprung  $\Delta\bar{\mu}$  der Massendichte an irgendeiner Stelle  $r_0$  ändert jedoch an dieser Stelle auch sprunghaft den analytischen Charakter der Funktionen  $\beta_{2\nu}^{(l)}(r)$ , wie man an den Gleichungen (8), (9), (13), (20) und (21) erkennen kann.

Unter  $\Delta$  soll stets die Differenz der oberen und unteren Grenzwerte irgendeiner Funktion  $f(r)$  an der Stelle  $r_0$  verstanden werden:

$$\Delta f(r_0) \equiv \lim_{r \rightarrow r_0 + 0} f(r) - \lim_{r \rightarrow r_0 - 0} f(r). \quad (22)$$

Für das kugelsymmetrische Potential  $U^{(0)}(r)$  aus (8) erhält man die Bedingungen

$$\begin{aligned} \Delta U^{(0)}(r_0) &= 0 \\ \Delta g^{(0)}(r_0) &= \Delta \frac{dU^{(0)}(r_0)}{dr_0} = 0 \\ \Delta \frac{dg^{(0)}(r_0)}{dr_0} &= \Delta \frac{d^2 U^{(0)}(r_0)}{dr_0^2} = \gamma \Delta \bar{\mu}. \end{aligned} \quad (23)$$

Das Potential  $U^{(0)}(r)$  und die Schwere  $g^{(0)}(r)$  sind stetig, wenn  $\bar{\mu}(r)$  einen Sprung aufweist. Die zweite Ableitung des Potentials ist jedoch unstetig. Besonders tritt diese Erscheinung an der Oberfläche der Flüssigkeit auf, wo die Dichte sprunghaft auf Null abfällt.

In der Funktion  $\beta_2^{(1)}(r)$  treten Unstetigkeiten bereits in der ersten Ableitung auf. Die Differentiation der Gleichung (9) zeigt, daß wegen der an der Sprungstelle auftretenden  $\delta$ -Funktion in der Ableitung der Dichte oberer und unterer Grenzwert nicht mehr übereinstimmen. Vielmehr gilt

$$\begin{aligned} \Delta \beta_2^{(1)}(r_0) &= 0 \\ \Delta \frac{d\beta_2^{(1)}(r_0)}{dr_0} &= \gamma \Delta \bar{\mu} \cdot \frac{\beta_2^{(1)}(r_0)}{g^{(0)}(r_0)}. \end{aligned} \quad (24)$$

Komplizierter ist die Bestimmung der Unstetigkeiten der Potentialfunktionen zweiter Ordnung. Da in (20) und (21) die Ableitungen von  $\beta_2^{(1)}(r)$  und  $g^{(0)}(r)$  eingehen, müssen die Beziehungen (23) und (24) beachtet werden. Dann bestimmt man den Verlauf von  $\beta_{2v}^{(2)}(r)$  innerhalb und außerhalb der Sprungstelle der Dichte, indem man die analytisch unterschiedlichen Funktionen  $\beta_{2v}^{(2)i}$  und  $\beta_{2v}^{(2)a}$  innerhalb und außerhalb der Sprungstelle gesondert kennzeichnet. Es ergibt sich dann

$$\begin{aligned} \Delta \beta_0^{(2)}(r_0) &= \frac{1}{10} \gamma \Delta \bar{\mu} \cdot \left[ \frac{\beta_2^{(1)}(r_0)}{g^{(0)}(r_0)} \right]^2 \\ \Delta \beta_2^{(2)}(r_0) &= \frac{1}{7} \gamma \Delta \bar{\mu} \cdot \left[ \frac{\beta_2^{(1)}(r_0)}{g^{(0)}(r_0)} \right]^2 \\ \Delta \beta_4^{(2)}(r_0) &= \frac{9}{35} \gamma \Delta \bar{\mu} \cdot \left[ \frac{\beta_2^{(1)}(r_0)}{g^{(0)}(r_0)} \right]^2. \end{aligned} \quad (25)$$

Für den Fall einer homogenen Flüssigkeit gehen diese allgemeinen Ausdrücke an der Oberfläche in die bereits in [8] erhaltenen Ergebnisse über.



Die Beziehungen (24) und (25) sagen aus, daß das Potential und die Schwere  $g(r) = -\partial U/\partial r$  an einer Unstetigkeitsstelle der Dichte bei  $r_0$  einen Sprung aufweisen. Um jedoch die von der Potentialtheorie geforderte Stetigkeit von Potential und Schwere zu gewährleisten, darf in der deformierten Flüssigkeit nicht  $r_0$  als die Stelle angesehen werden, wo die für  $r < r_0$  gültigen Funktionen  $\bar{\beta}_{2\nu}^{(l)i}(r)$  und damit das Potential  $\bar{U}^i(r)$  durch das für  $r > r_0$  gültige Potential  $\bar{U}^a(r)$  ersetzt wird. Vielmehr muß man die deformierte Grenzfläche des Dichtesprunges als Anschlußstelle der Funktionen  $\bar{U}^i(r)$  und  $\bar{U}^a(r)$  ansehen (Abb. 1).

Die eigentlich nur für die Bereiche I und III gültige Lösung  $\bar{U}^i(r)$  wird auf I und II angewendet, während die Lösung  $\bar{U}^a(r)$  das Potential in III und IV beschreibt. Die Berechtigung dieses Vorgehens ist in [8] eingehend diskutiert worden.

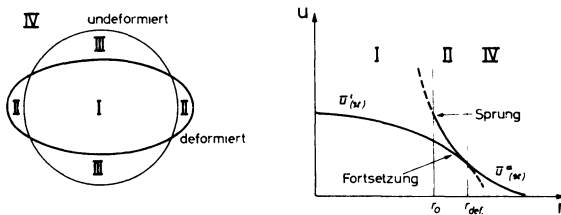


Abb. 1: Zum Gültigkeitsbereich der Lösungen.

Die Oberfläche der Flüssigkeit bzw. irgendwelche Grenzflächen unterschiedlicher Dichte innerhalb der Flüssigkeit sind gerade so deformiert, daß das bei  $r_0$  noch un-stetige Potential  $U(r)$  an diesen Flächen einen stetigen Verlauf aufweist.

Deshalb werden nicht nur für  $r > R_0$ , sondern für den gesamten Außenraum der Flüssigkeit, der durch  $\mu(r) = 0$  gekennzeichnet ist, die Potentialfunktionen  $\beta_{2\nu}^{(l)}(r)$  relativ einfach. Es verschwinden dann die von  $r$  bis  $\infty$  erstreckten Integrale aus (9), (13), (20) und (21) und die Integrale von 0 bis  $r$  werden konstant. So erhält man für den Außenraum die Gleichungen

$$\beta_0^{(0)}(r) = U^{(0)}(r) = -\frac{\gamma M_0}{4\pi r} \cdot \frac{R_0}{r} \beta_0^{(0)}(R_0)$$

$$\beta_0^{(1)}(r) = -\frac{\mu_0 \gamma}{9} r^2$$

$$\beta_2^{(1)}(r) = \frac{\mu_0 \gamma}{9} r^2 - \left(\frac{R_0}{r}\right)^3 \cdot \left[ \frac{\mu_0 \gamma}{9} R_0^2 - \beta_2^{(1)}(R_0) \right]$$

$$\begin{aligned}
 \beta_0^{(2)}(r) &= 0 \\
 \beta_2^{(2)}(r) &= \left(\frac{R_0}{r}\right)^3 \cdot \beta_2^{(2)}(R_0) \\
 \beta_4^{(2)}(r) &= \left(\frac{R_0}{r}\right)^5 \cdot \beta_4^{(2)}(R_0).
 \end{aligned} \tag{26}$$

Unter den hier auftretenden Größen  $\beta_{2\nu}^{(l)}(R_0)$  sind stets die oberen, für  $R_0 + 0$  gültigen Grenzwerte der Funktionen  $\beta_{2\nu}^{(l)}(r)$  zu verstehen.

## 5 Geophysikalische Meßgrößen

### 5.1 Gestalt der Erde

Die Anwendung der vorliegenden Theorie auf die als inkompressible Flüssigkeit vorausgesetzte, rotierende Erde läßt es zu, Gestalt der Erdoberfläche, Verlauf der Erdschwere an der Oberfläche, das Gravitationspotential im Außenraum und die Massenmomente der Erde zu berechnen. Im konkreten Fall wird dabei die aus Messungen von Erdbebenwellen und aus thermodynamischen Betrachtungen gewonnene Dichtekurve der Erde [10] benutzt.

Die Oberfläche der Erde ist dadurch gekennzeichnet, daß dort die Massendichte auf Null abfällt, so daß  $\mu(r) = 0$  im Außenraum gilt. Andererseits ist die Erdoberfläche aber durch den Wert  $R_0$  des Parameters  $\bar{r}$  charakterisiert, so daß aus den Gleichungen (2) und (11) von [6] mit (7) in zweiter Näherung von  $\alpha$  für die Punkte  $r$  der Oberfläche

$$\begin{aligned}
 U(r) &= U^{(0)}(r) + \alpha [\beta_0^{(1)}(r) + \beta_2^{(1)}(r) P_2(\zeta)] \\
 &\quad + \alpha^2 [\beta_0^{(2)}(r) + \beta_2^{(2)}(r) P_2(\zeta) + \beta_4^{(2)}(r) P_4(\zeta)] \\
 &= \lambda^{(0)}(R_0) + \alpha \lambda^{(1)}(R_0) + \alpha^2 \lambda^{(2)}(R_0) = \lambda(R_0)
 \end{aligned} \tag{27}$$

folgt. Da  $U(r)$  und  $\lambda(R_0)$  nach den Ergebnissen von (9) und Abschnitt 3 bekannt sind, ist dies die implizite Gleichung der Erdoberfläche, die explizit durch

$$R(\zeta) = R_0 [1 + \alpha B(\zeta) + \alpha^2 C(\zeta)] \tag{28}$$

dargestellt werden kann. Mit dem Ansatz (28) wird in (27) eingegangen, indem man dort  $r = R(\zeta)$  setzt und bezüglich der Potenzen von  $\alpha$  einen Koeffizientenvergleich durchführt. Bei der Auswertung der dabei entstehenden Ausdrücke treten die Funktionen  $\beta_{2\nu}^{(l)}(r)$  und die Werte ihrer Ableitungen an der Stelle  $R_0$  auf. Nach [8] liefern nun sowohl  $\bar{U}^i(r)$  als auch  $\bar{U}^a(r)$  die Oberfläche. Da jedoch  $\bar{U}^a(r)$  nach (26) eine einfachere analytische Struktur als  $\bar{U}^i(r)$  hat, sollen die Beziehungen (26) zur Auswertung der Ausdrücke  $\beta_{2\nu}^{(l)}[R(\zeta)]$  herangezogen werden. Diese Beziehungen zwischen den

Funktionen  $\beta_{2\nu}^{(l)}(r)$  und ihren Ableitungen an der Erdoberfläche sind Verallgemeinerungen des CLAIRAUTSchen Theorems (siehe [6], Formel (40)):

$$\begin{aligned}\frac{d\beta_0^{(0)}(R_0)}{dR_0} &= -\frac{1}{R_0} \cdot \beta_0^{(0)}(R_0) \\ \frac{d^2\beta_0^{(0)}(R_0)}{dR_0^2} &= \frac{2}{R_0} \cdot \beta_0^{(0)}(R_0) \\ \frac{d\beta_0^{(1)}(R_0)}{dR_0} &= \frac{2}{R_0} \cdot \beta_0^{(1)}(R_0) \\ \frac{d\beta_2^{(1)}(R_0)}{dR_0} &= \frac{5}{3} g_0 - \frac{3}{R_0} \beta_2^{(1)}(R_0).\end{aligned}\quad (29)$$

Die Auswertung der Gleichung (27) mit dem Ansatz (28) und der Koeffizientenvergleich bezüglich der Potenzen von  $\alpha$  ist eine langwierige Rechnung, in der allerdings keine besonderen Komplikationen auftreten. Ordnet man das Ergebnis nach LEGENDREschen Polynomen, so folgt nach der Bestimmung der Größen  $B$  und  $C$  aus (28) die Gleichung der Erdoberfläche

$$\begin{aligned}R(\zeta) &= R_0 [\varrho_0 + \varrho_2 \cdot P_2(\zeta) + \varrho_4 \cdot P_4(\zeta)] \\ \varrho_0 &= 1 - \frac{\alpha^2}{5} \cdot \left[ \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} \right]^2 \\ \varrho_2 &= -\alpha \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} - \alpha^2 \left\{ \frac{4}{21} \cdot \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} + \frac{4}{7} \cdot \left[ \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} \right]^2 + \frac{\beta_2^{(2)}}{g_0 R_0} \right\} \\ \varrho_4 &= \alpha^2 \left\{ \frac{6}{7} \cdot \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} - \frac{36}{35} \cdot \left[ \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} \right]^2 - \frac{\beta_4^{(2)}}{g_0 R_0} \right\}.\end{aligned}\quad (30)$$

Die in  $\alpha$  linearen Glieder dieses Ausdrucks sind in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von [6]. Unter den hier auftretenden Größen  $\beta_{2\nu}^{(l)}$  sind die oberen Grenzwerte der Funktionen für  $r \rightarrow R_0 + 0$  zu verstehen.

## 5.2 Schwerefeld der Erde

Die Schwere ergibt sich aus dem Potential  $U(r)$  durch die Definitionsgleichung

$$g(r) = \left| \frac{\partial U}{\partial r} \right| = \sqrt{\left( \frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial U}{\partial \vartheta} \right)^2}.\quad (31)$$

Der zweite Term in der Wurzel hat die Größenordnung  $\alpha^2$ , da die winkelabhängigen Bestandteile des Potentials mindestens von der Ordnung  $\alpha$  sind. Somit kann die Wurzel bei Beachtung von  $U(r)$  aus (27) und Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung

als  $\alpha^2$  leicht entwickelt werden. Da für die LENGENDRESCHEN Polynome  $(\partial P_2 / \partial \vartheta)^2 = 6/5 + 6 P_2/7 - 72 P_4/35$  gilt, folgt

$$g(r) = \frac{\partial U}{\partial r} \left[ 1 + \frac{1}{2r^2} \frac{(\partial U / \partial \vartheta)^2}{(\partial U / \partial r)^2} \right] = \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\alpha^2}{2} \left[ \frac{\beta_2^{(1)}(r)}{r} \right]^2 \cdot \frac{6}{5} + \frac{6}{7} P_2 - \frac{72}{35} P_4 \cdot \frac{1}{g^{(0)}(r)}. \quad (32)$$

Diese Gleichung gibt die Schwere an als Funktion des Radius  $r$  und des Winkels  $\vartheta = \arccos \zeta$ . In der Geophysik interessiert jedoch der Verlauf der Schwere auf der mit (30) gegebenen Erdoberfläche. Setzt man (30) in (32) ein und wertet diese Gleichung mit (29) wieder bis zur zweiten Ordnung von  $\alpha$  aus, so ergibt sich nach längerer Rechnung

$$\begin{aligned} g(\zeta) &= g_0 [\gamma_0 + \gamma_2 \cdot P_2(\zeta) + \gamma_4 \cdot P_4(\zeta)] \\ \gamma_0 &= 1 - \frac{2}{3} \alpha + \alpha^2 \left\{ \frac{2}{3} \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} - \frac{4}{5} \left[ \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} \right]^2 \right\} \\ \gamma_2 &= \alpha \left[ \frac{5}{3} - \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} \right] + \alpha^2 \left\{ 2 \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} - \left[ \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} \right]^2 - \frac{\beta_2^{(2)}}{g_0 R_0} \right\} \\ \gamma_4 &= -\alpha^2 \left\{ \frac{8 \cdot 18}{35} \left[ \frac{\beta_2^{(1)}}{g_0 R_0} \right]^2 + 3 \frac{\beta_4^{(2)}}{g_0 R_0} \right\}. \end{aligned} \quad (33)$$

Auch hier sind unter den  $\beta_{2\nu}^{(l)}$  stets wieder die oberen Grenzwerte der Funktionen  $\beta_{2\nu}^{(l)}(r)$  für  $r \rightarrow R_0 + 0$  zu verstehen.

Aus den Gleichungen (30) und (33) ist zu erkennen, daß von den drei Sätzen

$$\{\varrho_0, \varrho_2, \varrho_4\} \leftrightarrow \{\beta_2^{(1)}, \beta_2^{(2)}, \beta_4^{(2)}\} \leftrightarrow \{\gamma_0, \gamma_2, \gamma_4\} \quad (34)$$

nur einer bekannt zu sein braucht. In dieser Arbeit werden die  $\beta_{2\nu}^{(l)}$  nach der vorliegenden Theorie berechnet und daraus Gestalt und Schwere der Oberfläche der Erde bestimmt. Die Gegenüberstellung (34) zeigt aber, daß auch aus einer Messung der Schwere die Oberfläche ermittelt werden kann, bzw. daß aus Kenntnis der Oberfläche die Schwere berechenbar ist.

Diese Tatsache wurde bereits von STOKES [11] erkannt. Er zeigte, daß für den in (34) angedeuteten Zusammenhang von Schwere und Oberflächengestalt nicht die Voraussetzung des hydrostatischen Gleichgewichtes für die gesamte Erde notwendig ist, sondern daß dazu nur die Oberfläche als Potentialfläche vorausgesetzt werden muß.

Im Außenraum der Flüssigkeit gilt die POISSONSCHEN Differentialgleichung  $\Delta U = -2\omega^2$  für das Potential im rotierenden Bezugssystem, und nach den Gesetzen der Potentialtheorie ist dann  $U(r)$  bei Vorgabe der Erdoberfläche als Potentialfläche eindeutig bestimmt, so daß auch  $g(r)$  nach (31) eindeutig berechnet werden kann. Eine ausführliche Darlegung der Zusammenhänge (34) ist in [12] zu finden.

### 5.3 Das Potential im Außenraum

Auf einen Körper, der sich frei im Außenraum der Erde befindetet, wirkt nicht das gesamte Potential  $U(\mathbf{r})$  ein, da er nicht an der Rotation der Erde teilnimmt und somit nicht das Zentrifugalpotential spürt. Das reine Gravitationspotential ist nach Abzug des Zentrifugalanteils  $-(\vec{\omega} \times \mathbf{r})^2/2 = -\alpha\mu_0\gamma r^2 [1 - P_2]/9$  aus (27) mit (26) zu erhalten:

$$\begin{aligned} \bar{U}_{\text{grav.}}^a(\mathbf{r}) = & \beta_0^{(0)} \frac{R_0}{r} - \alpha \left( \frac{R_0}{r} \right)^3 \cdot \left[ \frac{\mu_0\gamma R_0^2}{9} - \beta_2^{(1)} \right] \cdot P_2(\zeta) \\ & + \alpha^2 \left( \frac{R_0}{r} \right)^3 \cdot \beta_2^{(2)} \cdot P_2(\zeta) + \alpha^2 \left( \frac{R_0}{r} \right)^5 \cdot \beta_4^{(2)} \cdot P_4(\zeta). \end{aligned} \quad (35)$$

Unter den  $\beta_{2\nu}^{(l)}$  sind wie immer die oberen Grenzwerte zu verstehen. Andererseits kann das Potential aber auch direkt aus der Massendichte  $\mu(\mathbf{r})$  der deformierten Erde berechnet werden:

$$\bar{U}_{\text{grav.}}^a(\mathbf{r}) = -\frac{\gamma}{4\pi} \int d\tau' \frac{\mu(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = -\frac{\gamma}{4\pi r} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{r^l} \int d\tau' \cdot \mu(\mathbf{r}') \cdot r'^l \cdot P_l(\cos\varphi'). \quad (36)$$

Hier wurde von der Entwicklung des Ausdrucks  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-1}$  nach LEGENDRESCHEN Polynomen nur der Term mit  $r > r'$  verwendet, da im Außenraum der Erde keine Massen vorhanden sind. Die Dichte  $\mu(\mathbf{r}')$  im Innenraum der Erde ist eine rotations-symmetrische Funktion, so daß in (36) über den Winkel  $\varphi'$  gemittelt werden kann. Dann ergibt sich

$$\bar{U}_{\text{grav.}}^a(\mathbf{r}) = -\frac{\gamma}{4\pi r} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{P_l(\zeta)}{r^l} \cdot M_l; \quad M_l = \int d\tau' \cdot \mu(\mathbf{r}') \cdot r'^l \cdot P_l(\zeta'). \quad (37)$$

Unter  $M_l$  versteht man das Massenmoment  $l$ -ter Ordnung. Diese Massenmomente haben für  $l = 0$  und  $l = 2$  eine unmittelbare physikalische Bedeutung. Es ist nämlich

$$\begin{aligned} M_0 &= \int d\tau' \cdot \mu(\mathbf{r}') && = \text{Gesamtmasse} \\ M_1 &= \int d\tau' \cdot \mu(\mathbf{r}') \cdot r' \cdot P_1(\zeta') && = 0 \\ M_2 &= \int d\tau' \cdot \mu(\mathbf{r}') \cdot r'^2 \cdot P_2(\zeta') && = \text{Differenz der Trägheitsmomente} \end{aligned} \quad (38)$$

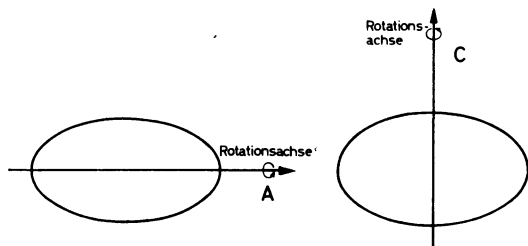


Abb. 2: Zur Definition der Trägheitsmomente.

Das Massenmoment erster Ordnung verschwindet wegen der Spiegelsymmetrie der Massenverteilung bezüglich der Äquatorebene genauso wie alle höheren Momente ungerader Ordnung. Das Moment zweiter Ordnung schließlich kann man mit der Beziehung  $r^2 P_2 = 3 z^2/2 - r^2/2$  als Differenz der Trägheitsmomente  $A$  (äquatoriales) und  $C$  (polares) darstellen (Abb. 2).

Der Vergleich der Formeln (37) und (35) zeigt den Zusammenhang der Massenmomente mit den oberen Grenzwerten der Potentialfunktionen  $\beta_{2\nu}^{(l)}(r)$  an der Oberfläche:

$$\begin{aligned} \beta_0^{(0)}(R_0) &= -\frac{\gamma}{4\pi} \cdot \frac{M_0}{R_0} \\ \alpha \left[ \frac{g_0 R_0}{3} - \beta_2^{(1)}(R_0) \right] - \alpha^2 \cdot \beta_2^{(2)}(R_0) &= -\frac{\gamma}{4\pi} \cdot \frac{C - A}{R_0^3} \\ \alpha^2 \cdot \beta_4^{(2)}(R_0) &= -\frac{\gamma}{4\pi} \cdot \frac{M_4}{R_0^5}. \end{aligned} \quad (39)$$

Nach (39) sind die Massenmomente  $M_{2l}$  von der Größenordnung  $\alpha^l$ . Ihre Bestimmung ist durch Beobachtung von Satelliten im äußeren Potentialfeld der Erde möglich. Damit ist eine weitere Methode gegeben, die Erdgestalt indirekt zu bestimmen. Der Satz  $\{M_0, C - A, M_4\}$  der Massenmomente kann unter den hier gemachten Voraussetzungen des rotations- und spiegelsymmetrischen hydrostatischen Gleichgewichtes der Erde zu den Zusammenhängen (34) hinzugefügt werden.

## 6 Zusammenfassung und Schluß

Wie in [6] und der vorliegenden Arbeit gezeigt wurde, ist es also möglich, nach Vorgabe des hydrostatischen Gleichgewichtes einer ruhenden, inkompressiblen Flüssigkeitskugel, die nur unter dem Einfluß ihrer eigenen Gravitation steht, das hydrostatische Gleichgewicht dieser Flüssigkeit bei Rotation allgemein zu bestimmen.

Die Anwendung der vorliegenden Theorie auf die Erde wird nicht durch die vorausgesetzte Inkompressibilität eingeschränkt. Alle Bestimmungen der Dichte und der Kompressibilität der Erde aus Messungen der Erdbebenwellen und aus thermodynamischen Betrachtungen sind an der rotierenden, deformierten Erde vorgenommen worden, und die Reduktionen dieser Ergebnisse auf eine kugelförmige Erde [13] sind rein geometrischer Natur und berücksichtigen nicht die Kompressibilität.

Der Ausgangspunkt der Rechnungen für die geophysikalischen Anwendungen ist also nicht das reale hydrostatische Gleichgewicht, das sich bei „Abschalten“ der Erdrotation einstellen, sondern eine Dichtekurve, die sich bei „Einschalten“ der Inkompressibilität und nachfolgendem „Ausschalten“ der Rotation herausbilden würde.

Bei Benutzung dieser Dichtekurve muß aber die Theorie der inkompressiblen Flüssigkeit verwendet werden, so daß die vorliegende Theorie direkt auf die Probleme der Geophysik angewendet werden kann.

Nach Vorgabe der Dichtekurve  $\bar{\mu}(r)$  müssen die Potentialfunktionen  $\beta_{2\nu}^{(l)}(r)$  der Entwicklung (6) berechnet werden. Das erfordert für die zweite Näherung die Lösung von drei linearen Integralgleichungen für  $\beta_2^{(1)}(r)$  nach (9), für  $\beta_2^{(2)}(r)$  nach (20) und für  $\beta_4^{(2)}(r)$  nach (21). In der Dichtekurve auftretende Sprünge können mit Hilfe der Beziehungen (23), (24) und (25) behandelt werden. Aus den  $\beta_{2\nu}^{(l)}(R_0)$  schließlich folgen die interessierenden geophysikalischen Meßgrößen nach den Formeln des Abschnitts 5.

Somit umfaßt die vorliegende Theorie mit der ersten Näherung sowohl die CLAIRAUTsche Theorie als auch mit der zweiten Näherung die Arbeiten von DARWIN und HELMERT, die jedoch einen unmittelbarem Vergleich nicht zugänglich sind, da das HELMERTSche System der Meßgrößen teilweise anders als hier definiert wurde.

Einer weiteren Entwicklung der Integralgleichung (1) stehen keine prinzipiellen Schwierigkeiten im Wege. Doch ist die sukzessive Lösung bis zur dritten Ordnung ( $\alpha^3 \approx 4 \cdot 10^{-8}$ ) für geophysikalische Anwendungen unfruchtbar, da die experimentellen Fehler geophysikalischer Messungen etwa von der Ordnung  $\alpha^2$  sind.

Herrn Prof. Dr. W. MACKE möchte ich abschließend danken für sein ständiges Interesse an diesen Arbeiten und für viele klärende Diskussionen, die ich mit ihm führen durfte.

### Literatur

- [1] CLAIRAUT, A. C.: „Theorie de la figure de la terre“, Paris 1743; Ostwalds Klassiker Nr. 189, Leipzig 1913.
- [2] HELMERT, F. R.: „Die mathematischen und physikalischen Theorien der Höheren Geodäsie“, Bd. 2, Leipzig 1884.
- [3] DARWIN, G. H.: Astron. Soc. Month. Nat. 60, London 1899.
- [4] ANSEL, C. A.: Hdb. Geophys. I, S. 629ff., Berlin 1936.
- [5] OLIWA, G.: Österr. Z. Verm.-Wesen 1960, S. 113—119.
- [6] VOSS, K.: „Über die Gestalt und das Schwerefeld der Erde“, Teil II, Z. f. Geophys. 31, S. 313 (1965).
- [7] MACKE, W.: „Mechanik der Teilchen, Systeme und Kontinua“, 3. Aufl., Leipzig 1962, S. 543.
- [8] MACKE, W., P. RENNERT, F. RIEGER, K. VOSS: „Hydrostatisches Gleichgewicht einer rotierenden Flüssigkeit“, Ann. Phys. (7) 13, S. 274 (1964).
- [9] MACKE, W., P. RENNERT, F. RIEGER, K. VOSS: „Über die Gestalt und das Schwerefeld der Erde“, Z. f. Geophys. 30, S. 21 (1964).
- [10] JACOBS, J. A.: Hdb. Phys. 47, S. 371, Springer 1956.
- [11] STOKES, G. G.: „On Attraction and on Clairauts Theorem“, Cambridge, Mathem. Journ. 4, S. 194 (1849).
- [12] JUNG, K.: Hdb. Phys. 47, S. 553, Springer 1956.
- [13] BULLEN, K. E.: Hdb. Phys. 47, S. 629, Springer 1956.

# Ein experimentelles Verfahren zur Eliminierung von Störsignalen bei modellseismischen Untersuchungen

Von J. BEHRENS und L. DRESEN, Clausthal<sup>1)</sup>

Eingegangen am 12. März 1966

*Zusammenfassung:* Es wird ein experimentelles Verfahren zur Eliminierung von Störschwingungen an zweidimensionalen Modellen beschrieben. Die Beseitigung des Störsignales durch Subtraktion eines in Amplitude und Form gleichen Signales wird am Beispiel einer Überlagerung der reflektierten Kompressionswelle durch die Rayleighwelle veranschaulicht.

Das für die Subtraktion benötigte Signal wird an einem speziellen Modell gewonnen. Es gelingt mit der beschriebenen Anordnung, die Amplitude der Rayleighwelle auf  $\pm 2\%$  ihrer ursprünglichen Amplitude zu verringern.

Das durch die Subtraktion der Beobachtung zugänglich gewordene Signal der reflektierten Kompressionswelle kann über den gesamten interessierenden Profilschnitt hinsichtlich Laufzeit, Amplitude und Phase untersucht werden.

*Summary:* An experimental technique to eliminate undesired signals in two-dimensional seismic modelling is described. The elimination of the disturbing signal by subtracting a signal equal in amplitude and shape is shown in the case of superposition of reflected wave and disturbing Rayleighwave.

The signal, used for subtraction, is taken from a special model. It is possible to reduce the amplitude of the Rayleighwave to  $\pm 2\%$  of its initial value. After subtraction, the signal of the reflected wave is now available for measurements concerning travel time, amplitude and shape.

## 1. Einführung

Das Problem bei vielen seismischen Untersuchungen besteht oft darin, daß ein zu untersuchendes Signal durch Störsignale gleicher oder größerer Amplitude überdeckt und dadurch der Beobachtung unzugänglich wird.

Von besonderem Interesse ist eine Beobachtung des überdeckten Signales jedoch immer dann, wenn Amplituden- und Phasenmessungen vorgenommen werden sollen. Ergebnisse von Laufzeitmessungen an Ersteinsätzen können oftmals noch extrapoliert werden.

In der Modellseismik gehört u. a. die Rayleighwelle häufig zu den störenden Schwingungen, wenn — analog zur Feldseismik — oberflächennah angeregt und auf der Oberkante des Modelles registriert wird.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode zur Eliminierung von störenden Wellen bei zweidimensionalen modellseismischen Untersuchungen am Beispiel der Rayleighwelle beschrieben.

---

<sup>1)</sup> Dr. JÖRN BEHRENS und Dipl.-Geophys. LOTHAR DRESEN, Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal — Technische Hochschule.



## 2. Bisherige Versuche zur Unterdrückung der Rayleighwelle

Versuche zur Unterdrückung der energiereichen Rayleighwellen sind bisher in verschiedener Weise unternommen worden.

O. G. SHAMINA [1961] erzielte bei modellseismischen Beobachtungen von Reflexionswellen in geringer Entfernung vom Geber eine Abschwächung der störenden Rayleighwelle durch das Anbringen eines dreieckigen Ausschnittes auf der Oberkante der Modellplatte zwischen Geber und Empfänger. Hierdurch wurde die Amplitude der Störschwingung auf 33% bis 25% ihres ursprünglichen Wertes abgeschwächt. Die Arbeitsfrequenzen wurden mit 70—100 kHz angegeben.

E. HINZ [1966] erreichte bei gleichen Untersuchungen durch mehrere senkrecht zur Modelloberkante angebrachte Schnitte eine Verminderung der Rayleighwellenamplitude auf ca. 23% der Ausgangsamplitude. Das Registriersystem besaß bei diesen Messungen eine untere Grenzfrequenz von 20 kHz sowie eine obere von 40 kHz. Eine stärkere Filterung tiefer Frequenzen bringt zwar noch eine weitere Schwächung des störenden Signales, jedoch eine zusätzliche Impulsverformung auch der zu untersuchenden Signale.

Dem Vorteil dieser einfachen mechanischen Methode zur Reduzierung der unerwünschten Oberflächenwelle steht jedoch der Nachteil einer starken Beeinflussung des Seismogrammes durch zusätzliche störende Schwingungen und Interferenzen entgegen, die durch Schnitte und Keile an der Oberkante der Modellplatte hervorgerufen werden.

Eine Minderung der Rayleighwellenamplitude allein auf Grund der Filterung tiefer Frequenzen führt zu keinem befriedigenden Ergebnis.

## 3. Eliminierung störender Signale durch Subtraktion

Ein befriedigendes Verfahren zur Beseitigung unerwünschter Signale bietet die experimentelle Verwirklichung des Subtraktionsverfahrens.

### a) Prinzip

Wird von dem störenden Impuls ein in Amplitude und Schwingungsform identischer zweiter Impuls subtrahiert, so tritt nach dem Gesetz der Superposition Auslöschung ein. Ist jedoch ein weiteres, für die Untersuchung interessierendes, Signal innerhalb der Störschwingung verborgen, so muß, wenn der subtrahierte Impuls nur mit dem Störimpuls identisch ist, dieses latent vorhandene und verdeckte Signal frei zu beobachten sein.

In der Modellseismik wurde von R. GUTDEUTSCH [1966] eine Qualitätsverbesserung der Seismogramme durch Subtraktion von Störschwingungen auf graphischem Wege und durch Ausnutzung der Richtcharakteristik der Empfänger erreicht.

Diesem graphischen Verfahren konnte von den Verfassern eine einfache, allgemein anwendbare, experimentelle Anordnung gegenübergestellt werden. Abb. 1 veranschaulicht das Prinzip dieser Anordnung.

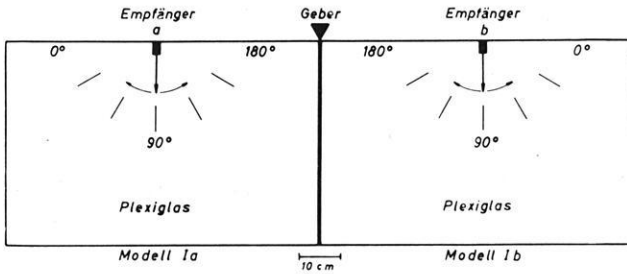


Abb. 1: Prinzip der Meßanordnung am Beispiel von zwei gleichen Modellen. Die Gradzahlen bezeichnen die Stellungen der Empfangselemente.

Zwei Modellplatten aus Plexiglas (Modell Ia, Modell Ib) von 3 mm Stärke sind mit Hilfe eines Klebstoffes aneinandergefügt. Ein piezoelektrischer Geber (Röhrchenschwinger) ist auf der Modelloberkante über der Trennfuge angebracht. Er erzeugt in beiden Modellplatten elastische Wellen, die sich auf Grund der Abstrahlcharakteristik des Gebers symmetrisch zur Geberachse ausbreiten.

Zwei in gleicher Entfernung vom Anregungszentrum auf der Oberkante des Modelles befindliche Empfänger (Biegeschwinger) registrieren die in Laufzeit, Amplitude und Schwingungsform gleichen Impulse. Die Gradzahlen geben den Winkel zwischen der Breitseite des Biegeschwingers und der Wellennormalen der direkten Kompressionswelle wieder. Die Signale werden getrennt elektronisch verstärkt, getrennt gefiltert und in einem Zweikanaleinschub TYP C-A DUAL TRACE DC Unit eines Zweistrahl-oszillographen, TYP 555, Tektronix, voneinander subtrahiert.

#### b) Prüfung der Empfangssysteme

Eine wichtige Voraussetzung für eine völlige gegenseitige Auslöschung der Signale ist außer der Gleichheit von Filtern und Vorverstärkern die Identität der mechanischen und elektrischen Eigenschaften der Empfänger. Zur Prüfung der Gleichheit der Empfängereigenschaften wurde die in Abb. 1 skizzierte Anordnung verwendet. Sie eignet sich für diesen Zweck besonders gut, da nur einander gleiche Signale erzeugt und aufgenommen werden.

Abb. 2 (s. S. 235) stellt das Ergebnis der Prüfung dar. Die linke Reihe von Seismogrammausschnitten zeigt das Resultat der Subtraktion am Beispiel der direkten Kompressionswelle ( $P$ ). Ein erweitertes Beispiel mit gemeinsam registrierter Kompressionswelle ( $P$ ), Rayleighwelle ( $R$ ) sowie einer von der Unterkante des Modelles reflektierten Kompressionswelle ( $PP$ ) enthält die rechte Seite der Abb. 2. Die Spur  $a$  wurde dabei von dem Empfänger  $a$  (Subtraktionssignal), die Spur  $b$  von dem Empfänger  $b$  registriert. Die Spur 0 stellt das Ergebnis der Subtraktion dar. Diese Darstellungsart gilt für alle Seismogramme der vorliegenden Abbildung.

Um den Einfluß der Richtcharakteristiken der zum Empfang dienenden piezoelektrischen Biegeschwinger auf das Subtraktionsverfahren zu untersuchen, wurden

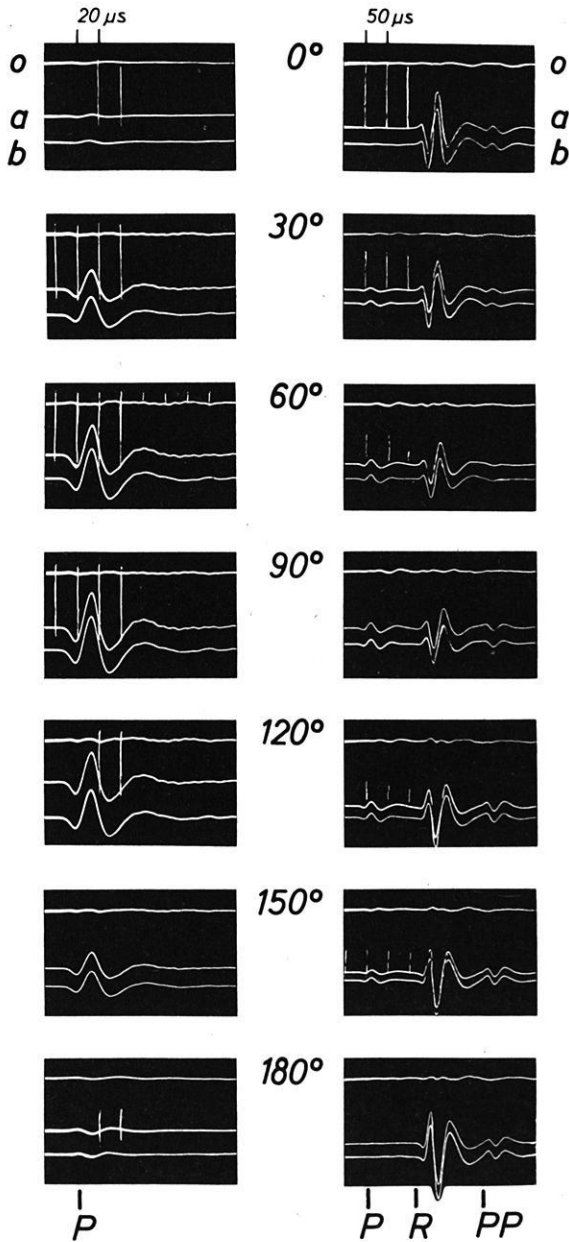


Abb. 2: Ergebnis der Subtraktion.

Linke Seite: direkt gelaufene Kompressionswelle (P).

Rechte Seite: direkt gelaufene Kompressionswelle (P), Rayleighwelle (R) und von der Modellunterkante reflektierte Kompressionswelle (PP).

Spur a: Empfänger a (Subtraktionssignal) Spur b: Empfänger b Spur 0: Spur b minus Spur a.

beide Aufnahmeelemente jeweils um  $30^\circ$  gedreht. Die in der Mitte der Abb. 2 angegebenen Gradzahlen repräsentieren dabei, wie in Abb. 1, den Winkel zwischen der Breitseite des Biegeschwingers und der Wellennormalen der direkt gelaufenen Kompressionswelle ( $P$ ).

Die Durchlaßbreite der Filter betrug 20 kHz bis 40 kHz. Der Verstärkungsgrad der Vorverstärker blieb bei diesen Untersuchungen innerhalb der in Abb. 2 links und rechts dargestellten Meßreihen konstant.

Beschränkt man sich lediglich auf die Elimination eines einzelnen Signales, wie es am Beispiel der  $P$ -Welle (Abb. 2 links) der Fall ist, so ergibt sich eine Restamplitude der Störschwingung von  $\pm 2\%$  und weniger.

Die Erweiterung auf eine gleichzeitige Elimination mehrerer Signale (Abb. 2, rechte Seite) erhöht die maximale Restamplitude der Störschwingung auf  $\pm 6\%$ . Die Ursache für diese Vergrößerung der restlichen Amplitude ist darin zu suchen, daß einander entsprechende Wellentypen bei scheinbar gleichen Modellmaterialien — selbst bei geringen Entfernungen vom Geber — minimale Laufzeitunterschiede aufweisen.

#### 4. Das Subtraktionsverfahren am Beispiel der Überlagerung von Rayleighwelle und Reflexion

Im Abschnitt (3) dieser Arbeit wurden Messungen beschrieben, bei denen zwei einander gleiche Signale zur Subtraktion gebracht wurden. In den zu eliminierenden Störschwingungen war dabei kein weiteres Signal verborgen.

Im folgenden wird ein Beispiel beschrieben, bei dem die Rayleighwelle als Störsignal das zu beobachtende Signal der reflektierten Kompressionswelle (Nutzsignal) überdeckt. Die Wellenlänge der Rayleighwelle ist klein gegenüber der Schichtmächtigkeit des Modelles, so daß im betrachteten Bereich keine Dispersion auftreten kann.

Abb. 3 zeigt die benutzte Meßanordnung. Zwei Modelle (Modell IIa, Modell IIb) sind durch ein Klebemittel aneinandergefügt. Ein piezoelektrischer Geber bildet für

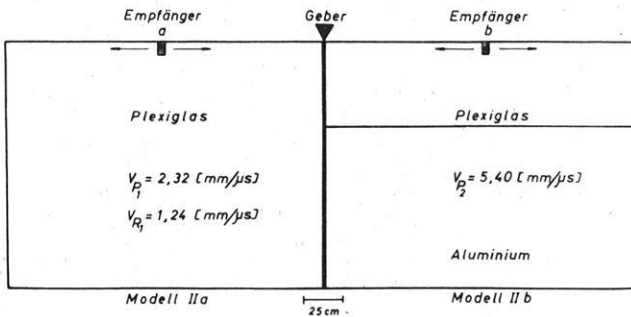


Abb. 3: Meßanordnung bei Subtraktion eines Störsignales am Beispiel eines Zweischichtenmodelles.

Linke Seite: Modell zur Gewinnung des Subtraktionssignales    Rechte Seite: Zweischichtenmode

beide Modellseiten das gemeinsame Anregungszentrum. Die Modellseite IIa in Abb. 3 besteht aus einem zweidimensionalen Halbraum aus Plexiglas und dient der Erzeugung des notwendigen Subtraktionssignales. Das Modell IIb ist ein Zweischichtenmodell, bei dem die obere Schicht durch eine 50 cm mächtige Plexiglasplatte, die untere durch eine Platte aus Aluminium gebildet wird.

An diesem Modell IIb fanden die Beobachtungen der an der Grenzfläche Plexiglas-Aluminium reflektierten Kompressionswelle statt.

Abb. 4a zeigt das Ergebnis einer Messung, bei welcher der Empfänger b auf einem Profil entlang der oberen Kante des Modelles geführt wurde. Der Abstand der Meßpunkte betrug 2 cm, die Amplitude der direkten Kompressionswelle wurde dabei durch Nachregeln des Vorverstärkers konstant gehalten. Die untere und obere Grenzfrequenz der Filter betrug 20 kHz bzw. 40 kHz.

Die Seismogramme wurden in einer Entfernung von 40 bis 86 cm (vom Geber) aufgenommen. Der Seismogrammausschnitt umfaßt dabei den Bereich von 190—720  $\mu$ s. Die Signale der direkten Kompressionswelle ( $P_1$ ) und der Rayleighwelle ( $R_1$ ) sind über den ganzen Profilabschnitt gut zu verfolgen. Das Signal der zu untersuchenden reflektierten Kompressionswelle  $P_1P_1$  ist jedoch nur bis zu einer Entfernung von 46 cm vom Erregungszentrum in seiner ganzen Form zu beobachten. Von dieser Entfernung an beginnt die Rayleighwelle das  $P_1P_1$ -Signal zu überdecken. Die Amplitude der Störschwingung ist an dieser Stelle des Profiles 6mal größer als die Amplitude des Nutzsignales<sup>1)</sup>. Erst bei einer Distanz von 76 cm vom Geber ist das vollständige Signal der Reflexion wieder frei von jeder Überlagerung. Bei einem derart ungünstigen Verhältnis von Nutz- zu Störampplitude ist es im Überlagerungsbereich mit keinem der unter Abschnitt (2) angegebenen Verfahren möglich, die Störampplitude soweit zu schwächen, daß Messungen am Nutzsinal vorgenommen werden können. Amplituden- und Phasenuntersuchungen an der  $P_1P_1$ -Reflexion sind daher in dem erwähnten Bereich von 48 cm bis 74 cm undurchführbar.

Die Überdeckung des Nutzsignales durch die  $R_1$ -Welle kann durch Subtraktion mit Hilfe des Empfängers a, in dessen Registrierung das Signal der reflektierten Kompressionswelle fehlt, unwirksam gemacht werden.

Bei der Bildung des Subtraktionssignales wurde sorgfältig auf eine exakte Laufzeitgleichheit beider  $R$ -Signale geachtet. Da bei dieser Messung das Gewicht ausschließlich auf der Eliminierung der  $R_1$ -Wellen lag, ist eine unvollständige Unterdrückung anderer, nicht störender Signale, die auf die in Abschnitt (3b) erwähnten Geschwindigkeitsdifferenzen zurückzuführen ist, ohne Bedeutung.

Abb. 4b gibt das Ergebnis der Subtraktion wieder. Der Seismogrammausschnitt, der gleich dem der Abb. 4a ist, zeigt, daß das  $P_1P_1$ -Signal durch die Anwendung des oben beschriebenen Verfahrens der experimentellen Subtraktion ungestört über das

---

<sup>1)</sup> Von dem Signal der Rayleighwelle ist auf der Abb. 4a nur das erste Maximum gut sichtbar. Die weiteren Extrema werden infolge ihrer Größe auf der Abbildung nur unvollständig wiedergegeben.

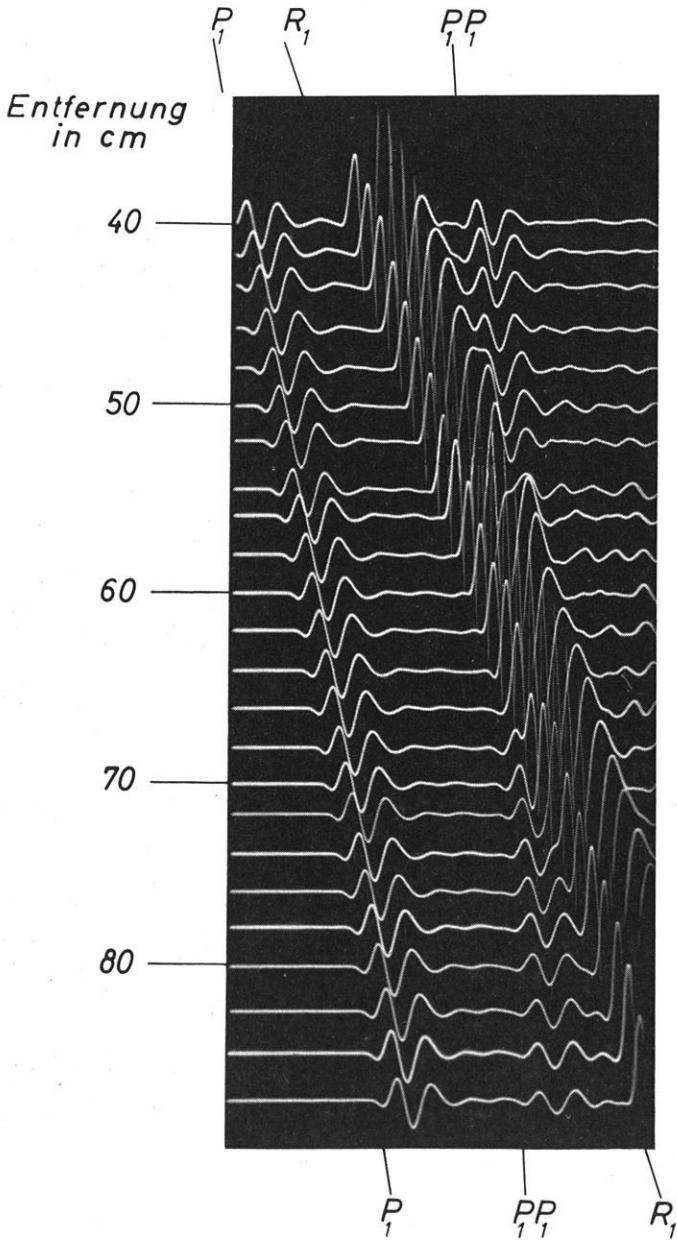


Abb. 4a: Ergebnis einer Profilmessung am Modell II b.  
 Profillänge: 40 cm bis 86 cm. Seismogrammausschnitt: 190  $\mu$ s bis 720  $\mu$ s.

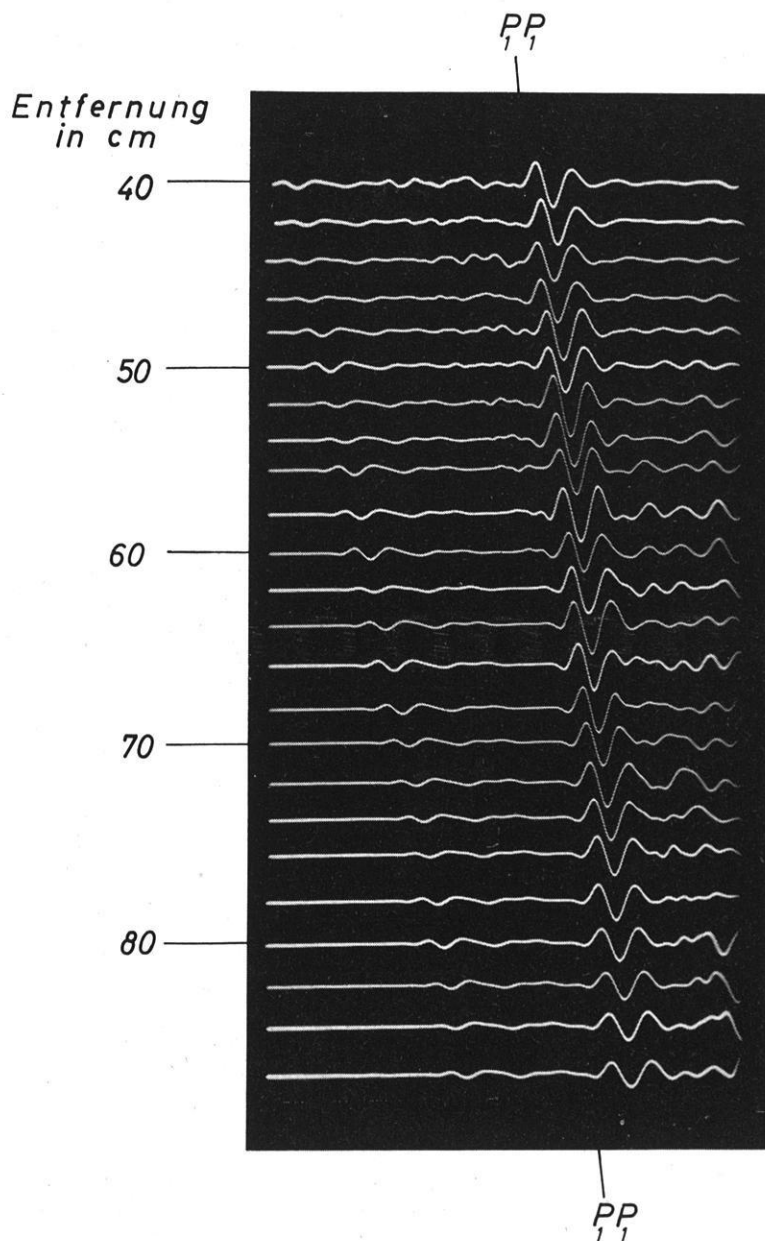


Abb. 4b: Ergebnis einer Profilmessung am Modell IIb bei Anwendung der Subtraktion.

ganze Profil zu verfolgen ist. Die Restamplitude der störenden  $R_1$ -Welle beträgt nur noch  $\pm 2\%$  ihres ursprünglichen Wertes.

Laufzeitmessungen, Amplituden- und Phasenbestimmungen sind daher auch in dem bisher der Beobachtung unzugänglichen Bereich durchführbar geworden.

Um festzustellen, inwieweit unerwünschte Überlagerungseffekte das Nutzsinal der  $P_1P_1$ -Reflexion beim Subtraktionsprozeß beeinträchtigen, wurden Laufzeitmessungen vorgenommen.

Abb. 5 gibt die Laufzeiten der Extrema des beobachteten Signales in Abhängigkeit von der Entfernung wieder. Die Skizze im Bilde rechts unten zeigt die Signalform und erklärt die Bezeichnung der Extrema.

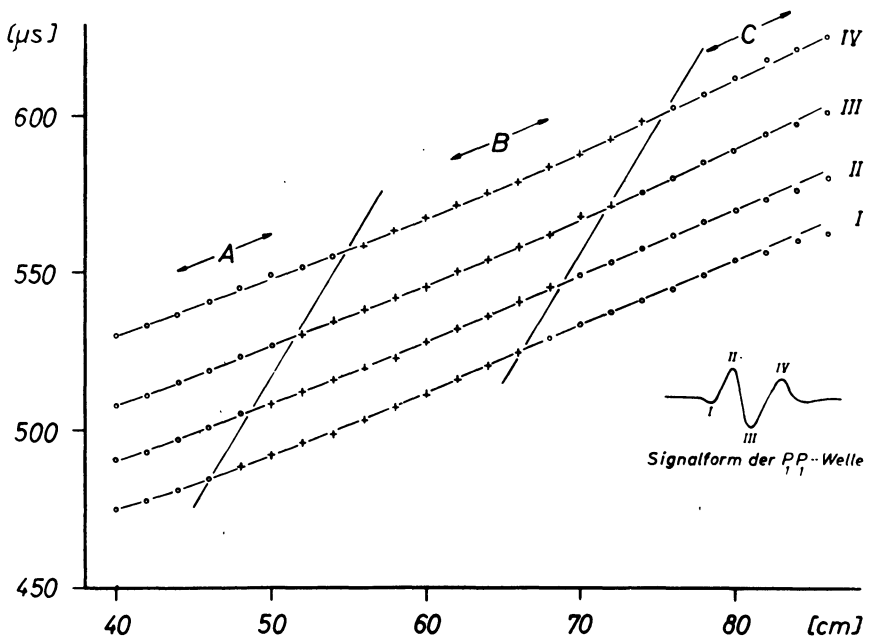


Abb. 5: Laufzeitmessungen am Signal der reflektierten Kompressionswelle nach Beseitigung der störenden Rayleighwelle.

Die Laufzeitkurven I, II, III und IV sind in drei Bereiche unterteilt. Die Bereiche A und C (Messwerte durch Kreise dargestellt) stellen die Abschnitte des Profiles dar, in denen das  $P_1P_1$ -Signal ungestört zu untersuchen ist (vgl. Abb. 4a). Die Beobachtungen im Bereich B (Messwerte durch Kreuze dargestellt) sind nur nach Subtraktion der überlagernden Störschwingung möglich (vgl. Abb. 4b).



Die Messungen lassen deutlich werden, daß durch die Subtraktion keine Phasenverschiebung oder Laufzeitverzögerung am resultierenden Signal auftritt. Abweichungen oberhalb der Entfernung von 80 cm weisen auf eine Ablösung des Laufzeitastes der  $P_1P_2P_1$ -Welle (Mintropwelle) hin.

## 5. Schlußbetrachtungen

In der vorliegenden Arbeit wird ein experimentelles Verfahren zur Eliminierung von Störschwingungen an zweidimensionalen Modellen beschrieben. Die Beseitigung des Störsignales durch Subtraktion eines gleichen Signales wird am Beispiel einer Überlagerung von Rayleighwelle und reflektierter Kompressionswelle veranschaulicht.

Das für die Subtraktion benötigte Signal wird an einem speziellen Modell gewonnen. Es gelingt mit der beschriebenen Anordnung, die Amplitude der störenden Rayleighwelle auf  $\pm 2\%$  ihrer ursprünglichen Amplitude zu verringern.

Das dadurch der Beobachtung zugänglich gewordene Signal der reflektierten Kompressionswelle kann über den gesamten interessierenden Profilabschnitt in Laufzeit, Phase und Amplitude beobachtet werden.

Unabhängig von dem hier beschriebenen Beispiel ist das Verfahren bei Untersuchungen an zweidimensionalen Modellen allgemein anwendbar. Die Methode führt immer dann zum Erfolg, wenn es gelingt, im interessierenden Profilabschnitt, in dem ein Störsignal das zu untersuchende Signal überdeckt, an einem dem Problem angepaßten Vergleichsmodell (speziellen Modell) das Störsignal rein zu gewinnen.

Diese Arbeit stellt ein Teilergebnis von Untersuchungen dar, die durch finanzielle Unterstützung seitens der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht wurden. Die Verfasser sind der Deutschen Forschungsgemeinschaft zu großem Dank verpflichtet.

## Literatur

GUTDEUTSCH, R., und R. RUDLOFF: Die Ausnutzung der Richtcharakteristik des Empfängers zur Auslöschung unerwünschter Einsätze auf dem Seismogramm. *Zeitschrift für Geophysik* 32 (1966), im Druck.

HINZ, E.: Amplitudenmessungen und Frequenzuntersuchungen am Signal der reflektierten Kompressionswelle im kritischen und überkritischen Bereich. Unveröffentlichte Arbeit, Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal — Technische Hochschule, 1966.

SHAMINA, O. G.: Modelluntersuchungen von Kopf- und Reflexionswellen außerhalb des kritischen Winkels. *Freiberger Forschungsheft C* 116 (1961).

## Kurzmitteilung

# Depth Estimation from Vertical Gravity Observations

Von S. THYSSEN-BORNEMISZA, New York<sup>1)</sup>

Eingegangen am 21. Februar 1966

The gravity meter observed anomalous free-air vertical gradient  $\bar{F}' = \Delta g/h$  using correlated gravity profiles separated by the vertical interval „ $h$ “ (THYSSEN-BORNEMISZA, 1965, 1966a, 1966b) can also be employed as indicator of depth  $z$  of a buried anomalous mass.

For an example the average gradient  $\bar{F}' = (g_h - g_0)/h$  is here related to a buried mass shape approximated by horizontal cylinder. The depth formula then may be obtained from the quotient

$$Q = (g_h/2 + g_0/2)/\bar{F}'. \quad (1)$$

Expressed in elementary equations of gravity over the buried horizontal cylinder mass  $M$  we get the numerator

$$\gamma M/(z + h) + \gamma M/(z)$$

and the denominator

$$(2/h) \gamma M/(z + h) - (2/h) \gamma M/(z),$$

where  $\gamma$  is the gravitational constant. Now we arrive at the simple forms

$$Q = -z - (h/2),$$

or

$$z = -(Q + h/2). \quad (2)$$

This depth, from going down to the cylinder's horizontal axis from point  $g_0$  is

$$z = \frac{h}{(g_0/g_h) - 1}. \quad (3)$$

Let us now assume an anticlinal structure below the sea-floor of a shape approximated by a horizontal cylinder, and assuming further gravity amplitudes of 60 and

---

<sup>1)</sup> STEPHAN THYSSEN-BORNEMISZA, Independent Geoscientist, The Plaza, New York, N.Y.

56 mgals being generated by the same structure along gravity profiles taken at sea-floor and at sea-surface, in a way explained in previous short paper (THYSSEN-BORNEMISZA, 1966b). According to relation (3) the depth  $z$  going down from the sea-floor to the buried cylinder axis in numerical magnitudes, when  $h = 400$  m, is given by

$$z \approx 5650 \text{ meter.}$$

This method for depth estimations requires, in theory, two parallel gravity profiles in a vertical plane crossing over the buried anomalous structure, thus furnishing the required maximum gravity amplitudes or values. The discussed technique could be of value to analyze regional anomalies, similar for instance to gravity anomalies in the eastern part of the Mediterranean Sea as reported recently by FLEISCHER (1964). Making use of a sea-surface and an additional sea-floor gravity profile, the observational errors could not materially affect depth estimation of these rather strong anomalies.

### References

- FLEISCHER, U.: Schwerestörungen im östlichen Mittelmeer nach Messungen mit einem Askania-Seegravimeter. Deutsche Hydrographische Zeitschr., 17, 153—164 (1964).
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: The anomalous free-air vertical gradient in borehole exploration. Geophysics, 30, 441—443 (1965).
- , Possible application of the anomalous free-air vertical gradient to marine exploration. Geophysics, 31, 260—263 (1966).
- , Correlating sea-surface and aerial gravity measurements. Geophysics, 31, 264—266 (1966).

## Kurzmitteilung

# Zusammenhänge zwischen Dawn chorus Beobachtungen und den Gütezifern des Funkverkehrs

Von G. MATTERN, Taunus-Observatorium

Eingegangen am 8. Juli 1966

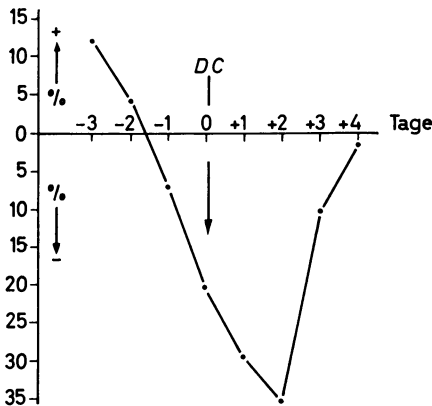
Der Dawn chorus gehört zu jenem Anteil des Radio Noise der Atmosphäre, der seinen Ursprung in der Exosphäre besitzt.

Die gute Wiederholungstendenz im Rhythmus von 27 Tagen sowie die Zusammenhänge mit dem erdmagnetischen Geschehen zeigen die enge Koppelung des Phänomens Dawn chorus mit dem Gang der Sonnenaktivität. Es darf somit auch vermutet werden, daß zwischen den gestörten Zuständen der Ionosphäre und dem Auftreten des Dawn chorus ein Zusammenhang besteht. Hierbei haben sich bei ersten Versuchen die von B. Beckmann entwickelten Gütezifern zur Kennzeichnung der Übertragungsbedingungen des Funkverkehrs längs bestimmter Funklinien gut bewährt.

Eine erste Auswertung der Beobachtungen von 1963 und 1964 zeigt, daß in 95% aller Fälle eine Störung im Funkverkehr der Bundespost mit Nordamerika mit einem Dawn chorus verbunden war.

In 75% aller Fälle war bereits vor dem Einsetzen der Funkwetterstörung ein Dawn chorus zu beobachten.

Im Mittel ergeben sich die in untenstehender Abbildung aufgeführten Zusammenhänge. Hiernach werden im Mittel 3 Tage vor einem Dawn chorus um 12% erhöhte Güten für diese Funklinie ermittelt.



Abweichung der Güten des Funkwetters vom Mittelwert ungestörter Tage vor, während und nach einem Dawn chorus.

Bis zum Stichtag sinken dann die Güteziffern bis auf 21% unter den Mittelwert ungestörter Tage ab und erreichen 2 Tage nach dem Einsetzen des Dawn chorus mit einer negativen Abweichung von 35% ihren niedrigsten Wert. Erst 4 Tage nach der mit Dawn chorus gestörten Periode werden wieder normale Bedingungen beobachtet.

### **Literatur**

BECKMANN, B.: Betrachtungen zur Güte des Funkwetters. FTZs. Bd. 7, S. 285—301 (1954).



SPRINGER-VERLAG  
BERLIN · HEIDELBERG · NEW YORK

# Encyclopedia of Physics Handbuch der Physik

Chief Editor: S. Flügge, Freiburg i. Br.

Group IX / Gruppe IX: Cosmic Rays / Kosmische Strahlung  
Editor: K. Sitte

## Volume 46, Part 2: Cosmic Rays II Band 46, Teil 2: Kosmische Strahlung II

With approx. 285 figures.  
Approx. 660 pages 8vo. 1966  
Pre-publication price valid  
until publication  
Cloth DM 142,40  
List-price after publication  
Cloth DM 178,—

Contents: J. Nishimura: Theory of Cascade Showers. — Y. Fujimoto and S. Hayakawa: Cosmic Rays and High-Energy Physics. — W.R. Webber: The Spectrum and Charge Composition of the Primary Cosmic Radiation. — R. J. Gould and G. R. Burbidge: High Energy Photons and Neutrinos from Cosmic Sources. — J. J. Quenby: The Time Variations of the Cosmic Ray Intensity. — E. Schopper, E. Lohrmann, G. Mauck: Nukleonen in der Atmosphäre. — D. Lal and B. Peters: Cosmic Ray Produced Radioactivity on the Earth. — M. Honda and J. R. Arnold: Effects of Cosmic Rays on Meteorites.

*Published earlier / Früher erschien:*

Volume 46, Part 1: Cosmic Rays I / Kosmische Strahlung I  
With 150 figures. VI, 333 pages 8vo. 1961  
Cloth DM 98,—; Subscription price Cloth DM 78,40

Group X / Gruppe X: Geophysics / Geophysik  
Editors: J. Bartels †, S. Flügge, Freiburg i. Br., K. Rawer, Breisach

## Volume 49, Part 2: Geophysics III, 2 Band 49, Teil 2: Geophysik III, 2

With approx. 430 figures.  
Approx. 525 pages 8vo. 1966  
Pre-publication price valid  
until publication  
Cloth DM 134,40  
List-price after publication  
Cloth DM 168,—

Contents: K. Rawer and K. Suchy: Radio Observations of the Ionosphere. — S. Matsushita: Lunar Tides in the Ionosphere.

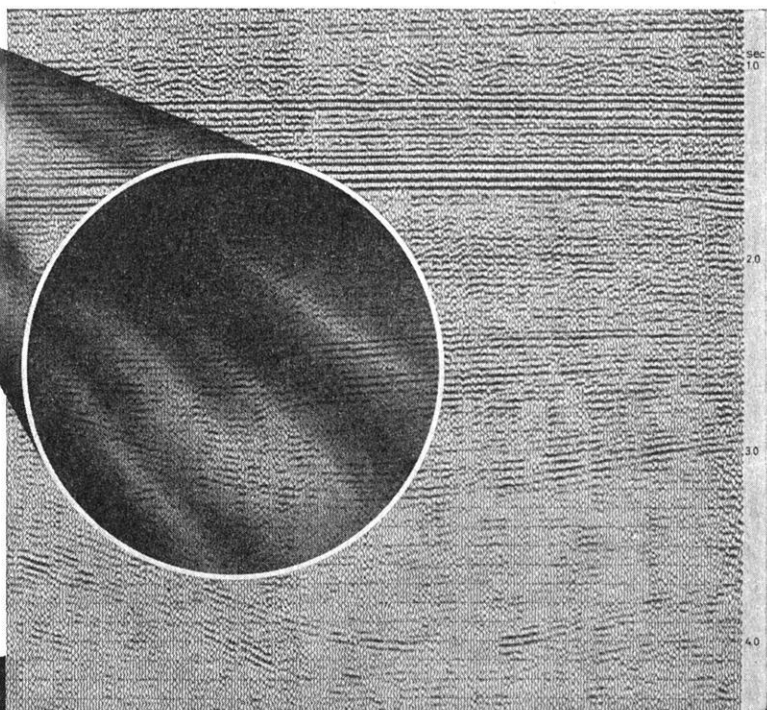
*Published earlier / Früher erschien:*

Volume 49, Part 1: Geophysics III, 1 / Geophysik III, 1  
With 246 figures. VIII, 315 pages 8vo. 1966. Cloth DM 120,—  
Subscription price Cloth DM 96,—

■ General prospectus on request!

# GEOFYSIK

IN DER GANZEN WELT



NORDSEE



ALGERIEN	SOCIÉTÉ NORD AFRICAINE DE GÉOPHYSIQUE 6, Boulevard Mohamed V - ALGER
AUSTRALIEN	PRAKLA (AUSTRALIA) PTY. LTD. Box 320 E, G.P.O. - BRISBANE/QUEENSLAND
BRASILIEN	PRAKLA S.A. Av. Franklin Roosevelt 23 12 <sup>o</sup> andar - RIO DE JANEIRO
LIBYEN	PRAKLA LIBYA P.O. Box 677 - TRIPOLIS
MAROKKO	PRAKLA MAROC 4, Rue de Clarisse - RABAT-SOUISSI
NIEDERLANDE	PRAKLA / SEISMOS - NEDERLAND Prins Hendrikkade 84/85 - AMSTERDAM C
ÖSTERREICH	PRAKLA GMBH WIEN 19 - Kreindl-Gasse 15/10
SPANIEN	PRAKLA-SEISMOS ESPAÑOLA S.L. Calle Nervion 4 - MADRID (2)
TÜRKEI	PRAKLA ANKARA P.K. 41 - ÇANKAYA-ANKARA

# CONTI ELEKTRO



## Askania-Instrumente multikontinental verbreitet



### Torsionsmagnetometer Gfz

zur raschen und genauen Messung der Vertikalkomponente des erdmagnetischen Feldes bei Explorationen und zu wissenschaftlichen Zwecken. Das robuste und handliche Instrument ist sehr einfach und irrtumsicher zu bedienen. Eine Messung dauert nur etwa 40 Sekunden.

#### Bauart Gfz:

Genauigkeit  $\pm 2\gamma$ , direkter Meßbereich etwa 60 000  $\gamma$ .

#### Bauart Gfz/M mit Mikrometer:

Genauigkeit  $\pm 1\gamma$  und besser.

### H-Torsionsmagnetometer

#### Bauart Gfh:

Genauigkeit  $\pm 2\gamma$ , direkter Meßbereich etwa 40 000  $\gamma$ . Zeitdauer einer Messung etwa 2 Minuten.



CONTI ELEKTRO  
ASKANIA-WERKE BERLIN  
1 BERLIN 42 (MARIENDORF)