

1 Z 22174 F

Juni

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

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

Jahrgang 32

1966

Heft 3



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

INHALTSVERZEICHNIS

VOLLAND, H.: The Flat Earth Approximation of the Theory of LF-Propagation	127
GUHA, S.: Modellseismische Untersuchungen zur Entstehung der reflektierten Refraktion	139
GEYH, M. A.: Betrachtungen über ¹⁴ C-Gemischtprobendatierungen	154
MUNDRY, E.: Berechnung des gestörten geothermischen Feldes mit Hilfe eines Relaxationsverfahrens	157
DOLEZALEK, H. and A. L. OSTER: Ion-Spectrometer for the Terrestrial Mesosphere and the Atmosphere of Mars	163
DAVID, E.: Bemerkung zur Arbeit: „Der Zuwachs des Erdradius“ von G. EDER	173
Briefe an den Herausgeber	175
Mitteilung	178

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, Von-Melle-Park 6, 14. Stockwerk, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

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

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges.; Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hildagund Haller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Göblier, Buchhändler, und Charlotte Kuhnert, beide Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1966

The Flat Earth Approximation of the Theory of LF-Propagation

By H. VOLLAND, Bonn¹⁾

Eingegangen am 11. Mai 1965

Summary: The flat earth approximation of the theory of VLF-propagation is extended into the LF region. From theoretical calculations of the mode terms the frequency dependence of the Austin law, Espenschied's version of the Austin law and the relative absorption maximum around 50 kc/s, found by ANDERSON, can be interpreted qualitatively. Field strength calculations in the frequency region between 50 and 200 kc/s made by mode theory and ray theory agree well within the distance of 100 and 10000 km from the transmitter. These calculations are compared with calculations of JOHLER who used a curved earth model.

Zusammenfassung: Die Theorie der Längstwellenausbreitung im ebenen Wellenleiter wird für das Gebiet der Langwellen erweitert. Die Bestimmung der Mode-Glieder gestattet eine Interpretation der Frequenzabhängigkeit der AUSTINSCHEN Formel, der ESPENSCHIEDSCHEN Version dieser Formel sowie des von ANDERSON gefundenen relativen Dämpfungsmaximums bei 50 kHz. Feldstärkeberechnungen auf Grund der Modetheorie und der strahlenoptischen Theorie im Frequenzbereich zwischen 50 und 200 kHz sowie im Entfernungsbereich zwischen 100 und 10000 km stimmen gut überein. Diese Berechnungen werden mit Ergebnissen von JOHLER verglichen, der ein gekrümmtes Modell zugrundelegt.

1. Introduction

The ray optic picture of the wave propagation between the earth and the ionosphere is a very convenient method which has been used by radio engineers for a long time with great success. It is well known that this method loses its validity when the wave length has the same dimension as the propagation space. Certainly this is the case in the ELF-region below 3 kc/s. Here the mode theory must be used. In the VLF-region the ray optic picture can be employed up to distances of about 3000 km, but at larger distances it must be replaced by mode theory. In the LF-region NORTON (1960) applied the ray optic picture behind the optical horizon of the first hop wave using diffraction corrections calculated by WAIT (1960a). Indeed, experimental results show

¹⁾ Mitteilung aus den Astronomischen Instituten der Universität Bonn, Nr. 72.

that the first hop wave predominates even far behind the optical horizon (DOHERTY, 1964; BELROSE, 1964). Otherwise, the AUSTIN-formula for the amplitude of the vertical component of the electrical field strength of LF waves (AUSTIN, 1914)

$$|E_z| = 2 |E_0| \sqrt{\frac{(\varrho/R)}{\sin(\varrho/R)}} \exp(-A\varrho) \quad (1)$$

with

- $A = A_{\text{au}} = 0.0015/\lambda^{0.6}$ (A in km^{-1})
- λ = wave length (in km)
- ϱ = distance (in km)
- R = earth radius (in km)
- E_0 = free space field strength of a vertical electrical dipole (in V/m),

which is an empirical summary of many measurements gives rise to the suppose that at larger distances the propagation can be described by mode theory even in the LF-region.

The mode theory of the curved wave guide between the earth and the ionosphere has been treated by SCHUMANN (1952) and WAIT (1957). BUDDEN (1951) and ALPERT (1955) took a simplified flat earth model. With increasing frequency the flat earth model looses its validity (WAIT, 1960b), and the treatment of a curved wave guide becomes more and more difficult. JOHLER and BERRY (1964) developed methods to calculate numerically the solutions of the wave propagation within the curved wave guide at LF with high speed electronic computers. The formulae of the field strength can be represented by two sums which in analogy to a flat earth wave guide contain terms which are equivalent either to the ray terms or to the mode terms of the flat earth model.

Therefore, the question arises how great are the deviations between the solutions of a flat earth model and the solutions of a curved earth model. In the following, the mode and ray theory of LF propagation in a flat earth model are confronted, and the results are compared with calculations of a curved earth model.

2. The mode theory and the ray theory of a flat earth model

The vertical component of the electrical field strength of a vertical electrical dipole within a flat wave guide with two isotropic walls, transmitter and receiver on ground, in terms of mode theory is according to ALPERT (1955) and BUDDEN (1951)

$$E_z = 2 E_0 \frac{\sqrt{-j\varrho\lambda}}{h} \sum_{n=0}^{\infty} D_n \exp[jk(1 - S_n)\varrho]. \quad (2)$$

Here,

$$E_0 = \frac{I l \mu_0 f}{2 j \varrho} \exp(-jk\varrho) \quad (3)$$

is the free space field strength of the dipole at the distance ϱ , I is the antenna current in Amperes, l is the antenna height in km, μ_0 is the permeability of free space, f is the frequency in c/s, λ is the wave length in km, k the wave number in km^{-1} and h is the height of the wave guide in km.

$$D_n = \frac{S_n^{3/2} (2 + R_e + 1/R_e)}{4 \left\{ 1 + \frac{j}{2khR_eR_i} \frac{\partial(R_eR_i)}{\partial C} \right\}_{C=C_n}}$$

is the amplitude factor of the mode term of order n , R_v is the reflection coefficient of the earth ($v = e$) and the ionosphere ($v = i$), respectively,

$$S_n = (1 - C_n^2)^{1/2}$$

is a propagation factor.

The eigen values C_n are determined from the eigen value equation

$$R_e(C_n) R_i(C_n) = \exp(2 jkhC_n - 2 jn\pi). \quad (4)$$

The walls of the wave guide behave differently for the three frequency regions ELF, VLF and LF. In the ELF-region they have the quality of an electrical wall ($R_e \sim R_i \sim 1$), and from (4) it follows approximately that

$$C_n \sim \bar{C}_{n1} = \frac{n\pi}{kh}; \quad (n=0, 1, 2, \dots). \quad (5)$$

In the VLF-region the ionosphere changes into a magnetic wall ($R_i \sim -1$) and from (4) it follows (WAIT, 1957) that

$$C_n \sim \bar{C}_{n2} = \frac{(n-1/2)\pi}{kh}; \quad (n=1, 2, \dots). \quad (6)$$

The mode of order $n = 0$ now is an evanescent mode which gives no noticeable contribution to the propagation. In the LF-region the earth's surface likewise changes into a magnetic wall ($R_e \sim R_i \sim -1$), and the eigen values become (VOLLAND, 1964)

$$C_n \sim \bar{C}_{n3} = \frac{(n-1)\pi}{kh}; \quad (n=2, 3, 4, \dots). \quad (7)$$

Here, the mode of order $n = 1$ too has changed into an evanescent mode.

The real part of the exponent in (2)

$$\operatorname{Re}\{jk(1-S_n)\} \varrho = -A_n \varrho \quad (8)$$

determines the absorption of the mode of order n . In the LF-region it is approximately

$$\begin{aligned} A_0 &= kb_i \quad \text{for } 2b_i^2 \gg 1 \\ A_1 &= kb_e^2 \quad \text{for } 2b_e kh \gg 1 \\ A_n &= \frac{(n-1)^2 \pi^2 (a_i + 1/2b_e)}{k^2 h^3} \quad \text{for } \frac{\sqrt{2}b_e}{\bar{C}_{n3}} \gg 1 \quad (n \geq 2) \end{aligned} \quad (9)$$

and the amplitude factors become

$$\begin{aligned} D_0 &= 0 \\ D_1 &= \sqrt{-2j} b_e kh \propto f^{3/2} \\ D_n &= j \bar{C}_{n3}^2 / 2 b_e^2 \propto f^{-3} \quad (n \geq 2) \end{aligned} \quad (10)$$

where

$$b_e = \frac{10^{-3}}{6} \sqrt{\frac{f}{\sigma_e}} \quad (f \text{ in } kc/s; \quad \sigma_e \text{ in mhos/m})$$

is a parameter containing the earth's conductivity σ_e , and

$$\begin{aligned} b_i &= -\frac{\cos \vartheta}{2\sqrt{2}j} \ln R_i; \quad (\vartheta < \vartheta_g) \\ a_i &= -\frac{1}{2 \cos \vartheta} (\ln R_i + j\pi); \quad (\vartheta > \vartheta_g) \end{aligned}$$

are two parameters approximating the reflection coefficient of the ionosphere for ϑ less or greater than the quasi-Brewster-angle ϑ_g . ϑ_g is that angle of incidence for which the absolute value of R_i has a minimum.

In ray theory the solution E_z , for transmitter and receiver on the ground, is

$$E_z = 2E_0 \left\{ W + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \sin^3 \vartheta_n R_i^n R_e^{n-1} \frac{(1+R_e)^2}{4} \exp[jk(\varrho - r_n)] \right\}. \quad (11)$$

W is SOMMERFELD'S absorption function of the ground wave,

$$\begin{aligned} \sin \vartheta_n &= \varrho / r_n \\ r_n &= \sqrt{\varrho^2 + (2nh)^2}. \end{aligned}$$

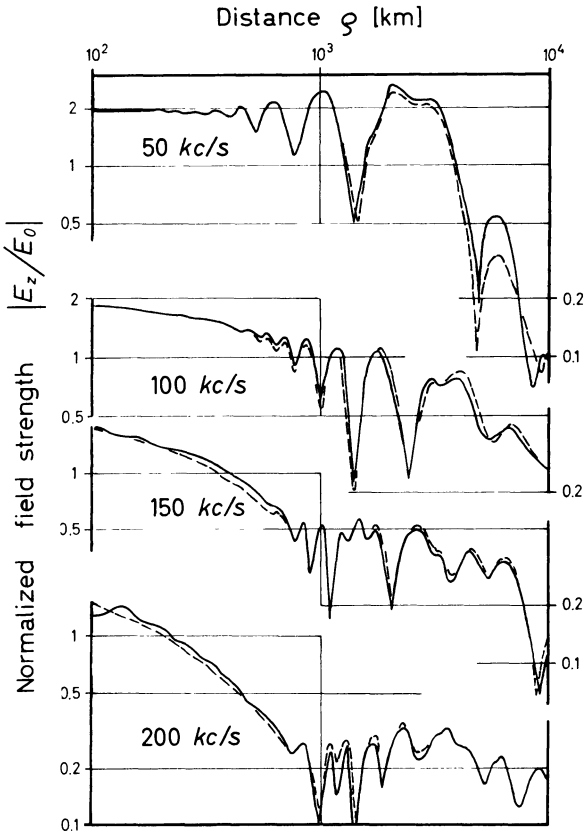


Fig. 1: Absolute values of the normalized field strength, $|E_z/E_0|$, versus distance at different frequencies for a day time model of the ionosphere. Solid lines: mode theory; dashed lines: ray theory.

The meaning of h , R_e , R_i and ϱ is the same as in mode theory. But here, ϑ_n is the real angle of incidence of the sky wave reflected n times at the ionosphere.

Equ. (2) and (11) are derived from two approximate solutions of the general formula for the vector potential of a vertical electrical dipole within a flat wave guide, which in two different ranges of distance apply. In the overlapping region of the ranges of convergence both solutions should give the same result. In fig. 1 the absolute values of the normalized field strength $|E_z/E_0|$ are plotted versus distance at the frequencies 50, 100, 150 and 200 kc/s calculated from (2) (mode theory: full line) and from (11) (ray theory: dashed line) and for a day time model with the parameters

$$\begin{aligned}
 h &= 70 \text{ km} \\
 a_i &= 0.34 f^{2/3} \\
 b_i &= 0.16 f^{2/3} \quad (f \text{ in kc/s}) \\
 b_e &= 3.04 \cdot 10^{-3} f^{1/2} \\
 (\sigma_e &= 3 \cdot 10^{-3} \text{ mhos/m}).
 \end{aligned}$$

All calculations have been made by the electronic computer IBM 7090 of the mathematical Institute of the University Bonn. The number of terms taken into account was $n = 20$. The agreement between the two calculations is excellent between the distances 100 and 5000 km at 50 kc/s. The range of agreement shifts toward greater distances at higher frequencies.

3. Interpretation of the AUSTIN-law

In order to get an idea of the relative importance of the different mode terms, the absolute values of the individual modes $|D_n| \exp(-A_n \varrho)$ of the day time model are plotted versus distance for the different frequencies in fig. 2. We see a change in dominance of the mode terms depending on frequency and distance. The predominance of one mode within a certain interval of distance gives a medium field strength decay of

$$|E_z| = 2 |E_0| \frac{\sqrt{\varrho \lambda}}{h} |D_v| \exp(-A_v \varrho). \quad (12)$$

Comparing this formula with AUSTIN's law (equ. 1) it gives, apart from the amplitude factors,

$$A_v \sim A_{au}.$$

In the VLF-region the mode of order one dominates up to about 50 kc/s. After going to a minimum at 20 kc/s the absorption factor A_1 increases with frequency (see equ. (9))

$$A_1 \sim k b_e^2 = \frac{\pi \cdot 10^{-4}}{6 \lambda^2 \sigma_e}; \quad (A_1 \text{ in km}^{-1}; \lambda \text{ in km}) \quad (13)$$

According to ESPENSCHIED et al. (1926) in the frequency range between 20 and 60 kc/s the absorption factor A_{au} in the AUSTIN-law (1) must be replaced by

$$A = A_{es} = 0.005 / \lambda^{1.25}. \quad (14)$$

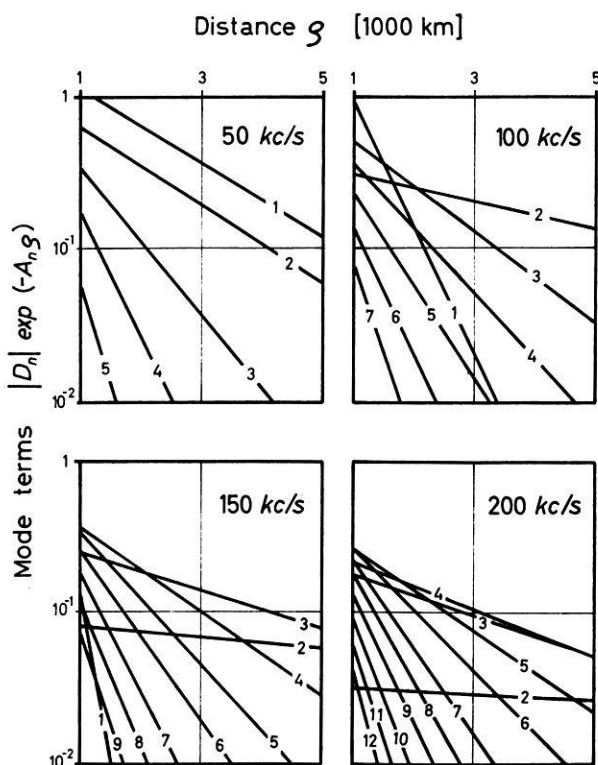


Fig. 2: Absolute values of the individual mode terms, $|D_n| \cdot \exp(-A_n g)$, versus distance at different frequencies.

Our interpretation of the ESPENSCHIED version of the AUSTIN-law is that it results from the dominating first order mode. Comparing (13) and (14) at 50 kc/s we find

$$\sigma_e \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ mhos/m,}$$

the same value as we used in our day time model.

Since A_1 increases with frequency but A_n ($n \geq 2$) decreases, the modes of order one and two interchange their dominance at about 60 kc/s. There, a relative maximum of absorption exists which has been discovered by ANDERSON (1931). At 100 kc/s the modes of order two and three dominate above 1500 km distance. With increasing frequency the modes of higher order dominate at medium distances. This comes from the fact that although

$$A_n < A_{n+1} \quad \text{for } n \geq 2$$

the amplitude factors decrease with frequency (see equ. (10)):

$$|D_n| < |D_{n+1}| \text{ for } n \geq 2,$$

and the modes of low order only reappear at great distances. The increase of the effective absorption factor A_{au} in (1) with frequency can be interpreted, therefore, as coming from the interchange of dominance of the modes of order $n \geq 2$ at medium distances.

The formulae of A_n in (9) show the great influence of the earth's conductivity σ_e on the absorption factors of the modes because of

$$a_i < \frac{1}{2b_e}$$

in the LF-region. During night time h increases and a_i decreases. Therefore, the lower absorption during night time conditions is chiefly due to the change in h and not due to the better reflection conditions.

4. Comparison between the flat earth model and the curved earth model

The interpretation of the AUSTIN-law and its variations in section 3 shows that the flat earth model allows us to describe the LF-propagation in its essential features. To find out the discrepancies between this model and a more realistic one a comparison has to be made with curved earth model calculations. Here, results of JOHLER (1964) are available who used a curved earth model with homogeneous and sharply bounded walls and the parameters

$$h = 67.5 \text{ km}$$

$$\sigma_e = 5 \cdot 10^{-3} \text{ mhos/m}$$

$$\sigma_i = 10^{-7} \text{ mhos/m}$$

$$n_e^2 = 15 - \frac{j\sigma_e}{\epsilon_0\omega}$$

$$n_i^2 = 1 - \frac{j\sigma_i}{\epsilon_0\omega}.$$

He calculated field strength values at the frequencies 10, 30 and 100 kc/s. His results expressed by

$$\frac{kE_z}{\varrho E_0} \text{ [Volt/m]}$$

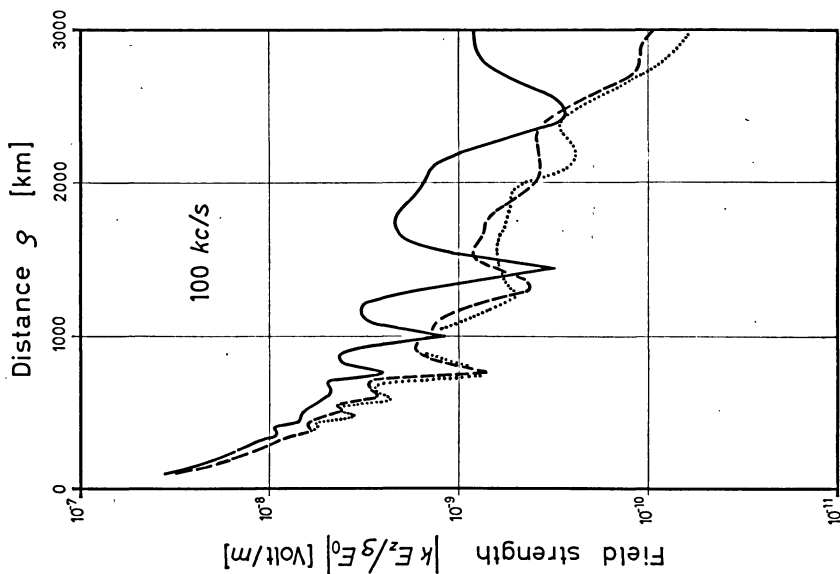


Fig. 4: Absolute values of the field strength, $|kE_z/gE_0|$, at 100 kc/s calculated from the flat earth model (solid line) and calculated by JOHLER (1964) (dotted line). The dotted line is calculated from the flat earth model using correction factors.

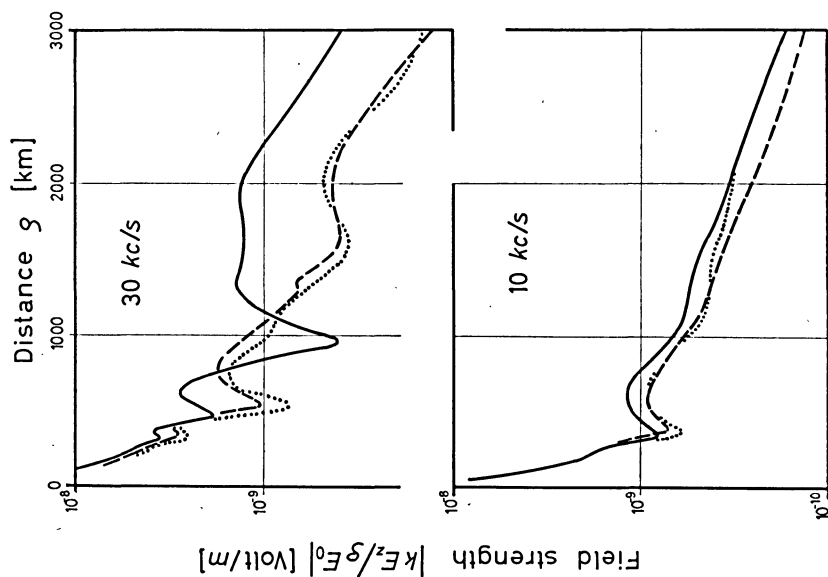


Fig. 3: Absolute values of the field strength, $|kE_z/gE_0|$, at 10 and 30 kc/s calculated from the flat earth model (solid lines) and calculated by JOHLER (1964) (dotted lines). The dotted lines are calculated from the flat earth model using correction factors.

are plotted in fig. 3 and 4 versus distance, as dashed lines. Because of the equivalence between mode and ray theory it is sufficient to use ray theory only for the flat earth model for comparison. The reflection coefficient of a homogeneous wall is

$$R = \frac{\cos \vartheta \cdot n - \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta}}{\cos \vartheta \cdot n + \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta}}.$$

This formula has been used in (11) for R_e and R_t .

The full lines in fig. 3 and 4 have been calculated using (11) and the parameters of JOHLER. While, as expected, the difference between the two models is smallest at 10 kc/s the fading depth becomes higher and the positions of the fading maxima and minima are more displaced with increasing frequency. Otherwise, the decay of the mean value with distance is approximately exponential and is very similar in the two models justifying the interpretation of the AUSTIN-law by a flat earth model.

The explanation of the differences between the models is not difficult when we remember that the ground wave and the sky waves suffer additional losses due to diffraction beyond their optical horizon which we did not take into account and that the ray optic phase path in a flat model is shorter than the respective way in a curved model. Fig. 5 shows the absolute values of the ground wave (GW) and the first three sky waves versus distance at 100 kc/s for both models (full line: flat model; dashed line: curved model). The deep fading of the flat model in fig. 4 and at 30 kc/s in fig. 3, therefore, stems from the relatively great amplitude of the ground wave which in the curved model loses its influence at much shorter distances. Beyond its optical horizon at about 1900 km the one hop sky wave also suffers strong diffraction losses though even before the optical horizon these losses must be taken into account.

Thus, for numerical calculations according to the ray optic picture the VAN DER POL-BREMMER-ground wave over the curved earth (BREMMER, 1949) and diffraction corrections of the sky waves (WAIT, 1960a) are necessary.

The following relatively simple half empirical correction functions seem to be sufficient in many cases. We multiply each ray term in (11) by the correction factor B_n :

$$E_{z \text{ cor}} = 2 E_0 \left\{ B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin^3 \vartheta_n R_i^n R_e^{n-1} \frac{(1+R_e)^2}{4} \exp [jk(\varrho - r_n)] \right\}. \quad (15)$$

Here $B_0(\varrho)$ is the curved earth correction term of the ground wave due to BREMMER (1949), and it is

$$B_n = \begin{cases} \exp \left[-2 \cdot 10^{-4} \frac{k\varrho}{n} - jk(r'_n - r_n) \right] & \text{for } \varrho \leq \varrho_{nh} \\ \exp \left[-2 \cdot 10^{-4} \frac{k\varrho_{nh}}{n} - jk(r'_{nh} - r_n + \varrho - \varrho_{nh}) \right] \cdot B_0(\varrho - \varrho_{nh}) & \text{for } \varrho \geq \varrho_{nh} \end{cases} \quad (16)$$

where

$$r'_n = 2n \sqrt{R^2 + (R+h)^2 - 2R(R+h) \cos \frac{\varrho}{2nR}}$$

is the ray optic phase path before the optical horizon, and $r'_{nh} = r'_n(\varrho_{nh})$.

$$\varrho_{nh} = 2nR \arccos\left(\frac{R}{R+h}\right)$$

is the distance to the optical horizon. The real term of the exponential factor in B_n takes into account the additional losses before the optical horizon of the sky waves as can be seen from fig. 5. The imaginary term in B_n corrects the differences in phase

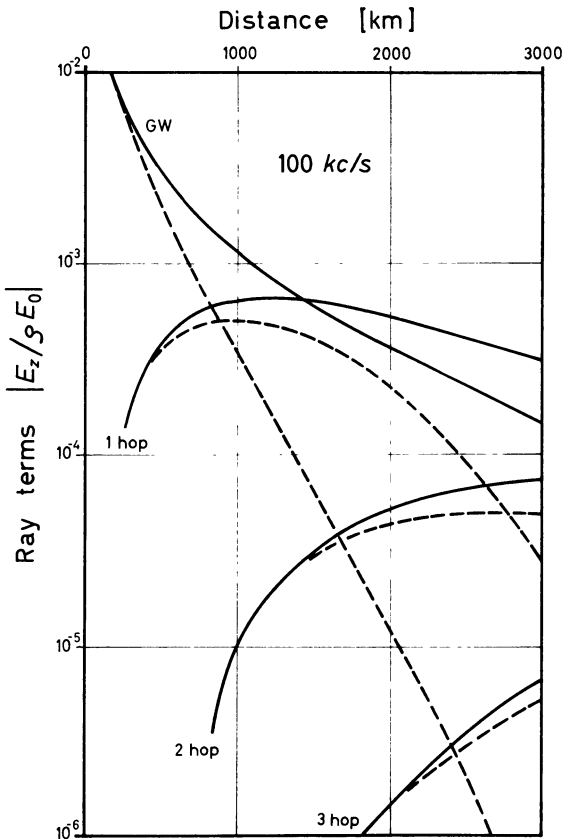


Fig. 5: Absolute values of the ground wave (GW) and the first three sky waves versus distance at 100 kc/s. Solid line: flat model; dashed line: curved model.

path of both models, and the factor $B_0(\varrho - \varrho_{nh})$ means that beyond their optical horizon the sky waves behave like the ground wave.

With the help of (15) and (16) the field strength calculations have been repeated. The results are plotted in fig. 3 and 4 as dotted curves and give evidence of the goodness of this approximation.

Literatur

- ALPERT, A. L.: On the propagation of long electric waves above the earth's surface. Academy of Science of the USSR, Moscow 1955.
- ANDERSON, C. N.: Notes on radio transmission. Proc. IRE 19 (1931), p. 1150.
- AUSTIN, L. W.: Quantitative experiments in radio telegraph transmissions. Bull. Bur. Stds. (USA), 11 (1914), p. 69.
- BELROSE, J. S.: The oblique reflection of low frequency radio waves from the ionosphere, in: BLACKBAND, W. T. (ed) "Propagation of radio waves at frequencies below 300 kc/s". Pergamon Press, Oxford 1964, p. 149.
- BREMMER, H.: Terrestrial radio waves. Elsevier Publ., New York 1949.
- BUDDEN, K. G.: The propagation of radio atmospherics. Phil. Mag., 42 (1951), p. 1.
- DOHERTY, R. H.: Oblique incidence pulse measurements at 100 kc/s, in: BLACKBAND, W. T. (ed) "Propagation of radio waves at frequencies below 300 kc/s". Pergamon Press, Oxford 1964, p. 133.
- ESPENSCHIED, L., ANDERSON, C. N., and A. BAILEY: Transatlantic radio telephone transmission. Proc. IRE, 14 (1926), p. 7.
- JOHLER, J. R.: Concerning limitations and further corrections to geometric-optical theory for LF, VLF propagation between the ionosphere and the ground. Radio Science Res. NBS/USNC-URSI, 68 D (1964), p. 67.
- JOHLER, J. R., and L. A. BERRY: On the propagation of long wavelength terrestrial radio waves—two theoretical techniques, in: BLACKBAND, W. T. (ed) "Propagation of radio waves at frequencies below 300 kc/s". Pergamon Press, Oxford 1964, p. 101.
- NORTON, K. A.: Low and medium frequency radio propagation, in: DESIRANT, M., and J. L. MICHELS (eds.) "Electromagnetic wave propagation". Academic Press, London/New York 1960, p. 375.
- SCHUMANN, W. O.: Über die Ausbreitung sehr langer Wellen und der Blitzenladungen um die Erde. Zeitschr. angew. Phys. 4 (1952), p. 474.
- VOLLAND, H.: Bemerkungen zur AUSTINSCHEN Formel. Nachr. Techn. Zeitschr. 17 (1964), p. 641.
- WAIT, J. R.: The mode theory of VLF ionospheric propagation for finite ground conductivity. Proc. IRE 45 (1957), p. 760.
- WAIT, J. R.: Diffractive corrections to the geometrical optics of low frequency propagation, in: DESIRANT, M., and J. L. MICHELS (eds.) "Electromagnetic wave propagation". Academic Press, London/New York 1960a, p. 87.
- WAIT, J. R.: Terrestrial propagation of very low frequency radio waves. Journ. Res. NBS 64 D (1960b), p. 153.

Modellseismische Untersuchungen zur Entstehung der reflektierten Refraktion¹⁾

Von S. GUHA, Clausthal²⁾

Eingegangen am 12. Juli 1965

Zusammenfassung: Bei den modellseismischen Untersuchungen zeigte sich, daß die reflektierte Refraktion sowohl durch die Reflexion der führenden Welle im Liegenden als auch durch die Reflexion der Kopfwellen im Hangenden entstehen kann. Ferner ergibt sich im Gegensatz zu der üblichen Vorstellung, daß die Vorbedingung einer senkrecht einfallenden Störung für die Entstehung der reflektierten Refraktion durch die Reflexion der führenden Welle keine Notwendigkeit ist. Die reflektierte Refraktion an dünnen Wellenleitern im Deckgebirge niedrigerer Geschwindigkeit ist untersucht worden.

Summary: Model seismic investigations showed that the reflected refraction can exist as a result of a reflection of the guiding refracted wave in the lower medium as well as a result of a reflection of the head waves in the upper medium. Furthermore in contrary to the usual conception, it is shown that the condition of a vertical fault in case of reflected refraction resulting from a reflection of the guiding refracted wave is not a necessity. Reflected refraction in thin wave-guides embedded in layers of lower velocities has been investigated.

Die meisten bisher bekannt gewordenen Arbeiten über die reflektierte Refraktion betreffen Ausbreitungsmechanismen, die strahlenoptisch zu verstehen sind (DEACON (1943), JOHNSON (1943), MENZEL (1958), BORTFELD und HÜRTGEN (1960), RAO (1961)). Eine Ausnahme ist die Arbeit von KOEFOED, VAN EWYK und BAKKER (1958), die mit Hilfe der Modellseismik eine außerordentliche Reflexion an dünnen Wellenleitern feststellten. Wegen mangelnder Kenntnisse über den Untergrund ist es in der Praxis kaum möglich, sich auf Grund der Laufzeiten mit Sicherheit für einen bestimmten Laufweg zu entscheiden. Es ist das Ziel dieser Arbeit, mit Hilfe der Modellseismik festzustellen, inwieweit die bisherigen Vorstellungen die Einsätze der reflektierten Refraktion erklären können. Vor allem wurden Untersuchungen darüber angestellt, ob eine führende Welle oder eine Kopfwelle von einer Störung zurückreflektiert und später mit einer negativen Scheingeschwindigkeit beobachtet werden kann. Die bis-

¹⁾ Kurzfassung einer Dissertation an der Bergakademie Clausthal, Juli 1964, Beitrag Nr. 42 im Schwerpunktprogramm der Deutschen Forschungsgemeinschaft „Erforschung des tieferen Untergrundes Mitteleuropas“.

²⁾ Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal, Adolf-Römer-Straße 2A.

herigen Modellversuche von KOEFOED et al und RAO an dünnen Wellenleitern waren mit dünnen Schichten in Luft durchgeführt worden. Bei ihnen wurde deswegen der Einfluß der umgebenden Medien vernachlässigt. Es wurden deswegen dünne Schichten mit hoher Geschwindigkeit im Deckgebirge niedrigerer Geschwindigkeit nachgebildet und dabei die reflektierte Refraktion untersucht.

Bei den Untersuchungen wurde die im Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal angefertigte Apparatur verwendet. Sie ist ausführlich von FUCHS (1964) beschrieben worden. Ein piezoelektrischer Geberkristall mit der Eigenfrequenz von 1,4 MHz, der an das zu untersuchende Modell angekoppelt ist, wird mit einem Rechteckimpuls von 20 μ s Dauer und einer Spannungshöhe von 3000 Volt angeregt. Auf der Empfangsseite wandelt ein ähnlicher Kristall die mechanische Störung in eine elektrische um, die nach Verstärkung und Filterung auf die vertikale Ablenkung eines Oszillographen gegeben wird.

Die Schwierigkeiten bei den Untersuchungen lagen hauptsächlich bei der Wahl der Modellmaterialien und ihrer Dimensionierung. Es ist wegen der geringen übertragenen Energie nicht zu empfehlen, zu ausgedehnte Platten zu verwenden, obgleich die reflektierten Refraktionseinsätze auf einer langen Strecke ungestört beobachtet werden könnten, weil die durch Reflexionen vervielfältigten Einsätze laufzeitmäßig besser zu trennen wären. Bei der vorliegenden Arbeit wurden Zweischichtenmodelle mit großem Geschwindigkeitskontrast verwendet, so daß das von der *P*-Welle erzeugte Kopfwellensystem und die hieraus entstehende reflektierte Refraktion viel früher registriert wird als andere spätkommende Einsätze.

Als Modelle wurden Platten aus Plexiglas und Aluminium verwendet, die mit Araldit zusammengefügt worden sind. Solche Modelle sind zweidimensionale Nachbildungen des Zweischichtenproblemles. Vorausgesetzt wird dabei, daß die dominierende Wellenlänge groß gegenüber der Plattendicke ist und daß die Verschiebung über die Plattendicke integriert wird. Die Methodik zur Behandlung zweidimensionaler Modelle ist von OLIVER, PRESS und EWING (1954) erläutert worden.

Meßergebnisse

Die Meßergebnisse sind in den Abb. 1, 2 und 3 (siehe Seite 142 bis 145) zusammengestellt. In Abb. 1 wurde untersucht, wie die führende Welle an einer Störung reflektiert wird. Die Störung schneidet den Refraktor unter verschiedenen Winkeln. (θ ist in der Figur eingetragen worden.) Der untere Teil der Abbildung zeigt die Laufzeiten und Amplituden gegen die Entfernung aufgetragen. In allen Fällen sind reflektierte Refraktionswellen beobachtet worden. Bei $\theta = 90^\circ$ und $\theta = 80^\circ$ sind ihre Amplituden etwa gleich groß. Erst ab $\theta = 70^\circ$ hat die Amplitude der reflektierten Refraktion eine abfallende Tendenz, und bei $\theta = 60^\circ$ ist der Einsatz schwach. Die Ungenauigkeit bei den Amplitudenmessungen beträgt $\pm 10\%$. Auch bei Winkeln größer als 90° ist die reflektierte Refraktion beobachtet worden. Diese Ergebnisse stehen im Gegensatz zu den strahlenoptischen Vorstellungen, die

besagen, daß zur Entstehung der reflektierten Refraktion als reflektierte führende Welle der Reflektor seiger bleiben muß.

Um zu untersuchen, ob auch Reflexionen der Kopfwellen an der Kante des oberen Mediums die reflektierte Refraktion verursachen, berücksichtigen wir die Reflexionskoeffizienten der einfallenden Kompressionswelle an einer Luftschichtgrenze. Für den Fall, daß die Kompressionswelle mit etwa 65° gegen die Luftschichtgrenze einfällt, ist hauptsächlich die Scherungsenergie als reflektierte Welle zu erwarten. Tatsächlich erhalten wir auch einen reflektierten Refraktionseinsatz mit einer Scheingeschwindigkeit, die diesem Mechanismus entspricht. Das ist in Abb. 2a zu ersehen. Die Kante des Hangenden ist jetzt in einem Winkel geschnitten, und der reflektierte Refraktionseinsatz erscheint mit der entsprechenden Scheingeschwindigkeit (Abb. 2b). Bei einem anderen Kantenwinkel ist schließlich die Kompressionswelle zu beobachten (Abb. 2c). In dem nächsten Versuch ist das obere Medium gegenüber dem unteren weiter fortgesetzt, so daß die Reflexion der Kopfwelle nicht stattfinden kann. In diesem Fall ist der reflektierte Refraktionseinsatz nicht beobachtet worden. In allen Fällen waren auch reflektierte Refraktionseinsätze, die aus der Reflexion der führenden Welle bestehen, zu beobachten (RR I in Abb. 2). Die Stellung des Gebers in Abb. 2 wurde gewählt, um eine möglichst große Energieabstrahlung in Richtung des Grenzstrahles zu erhalten, der die Kopfwellen erzeugt, und die Ergebnisse sind für den Fall zu übertragen, bei dem der Geber auf dem Hangenden sitzt.

Wir wollen auch untersuchen, wie die reflektierte Refraktion sich verhält, wenn das energietragende Medium kein Halbraum, sondern eine Schicht endlicher Dicke ist. Schichten verschiedener Dicke mit hoher Geschwindigkeit (Aluminiumplatten von 68 cm Länge und Dicken von 6,7 cm, 4,0 cm, 3,0 cm, 2,0 cm und 0,6 cm) sind im Deckgebirge niedrigerer Geschwindigkeit (zwei Platten, je 67 cm lang, 8 cm dick) nachgebildet worden. Es zeigte sich, daß für Schichtdicken in der Größenordnung der Wellenlänge keine reflektierte Refraktion beobachtet werden konnte, weil der Kopfwelleneinsatz durch Interferenz mit der innerhalb der dünnen Schicht reflektierten Welle überlagert wird. Erst bei kleinerer Schichtdicke (bei 2 cm), wenn der Kopfwelleneinsatz stabiler und schärfer wird, besteht eine Andeutung von reflektierter Refraktion (Abb. 3). Jedoch ist dieser Einsatz schwach infolge der starken Extinktion. Die Laufzeit- und die Amplitudenmessungen an der direkten Kopfwelle mit gleichen Verhältnissen sind von GUTDEUTSCH (1962) durchgeführt worden.

Wir haben damit bewiesen, daß die reflektierte Refraktion sowohl durch Reflexion der führenden Welle im Liegenden als auch der Kopfwellen im Hangenden entstehen kann. Ferner ergibt sich im Gegensatz zu den üblichen Vorstellungen, daß die Vorbedingung eines seigeren Reflektors für die Entstehung der reflektierten Refraktion durch die Reflexion der führenden Welle keine Notwendigkeit ist. Für eine Refraktordicke in der Größenordnung der Wellenlänge existiert keine reflektierte Refraktion. Jedoch bei noch kleineren Schichtdicken besteht eine Andeutung von reflektierter Refraktion.

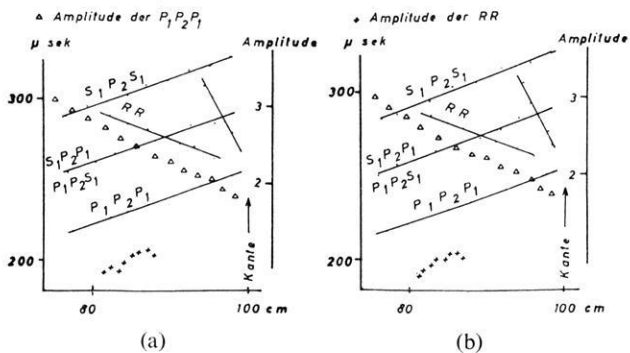
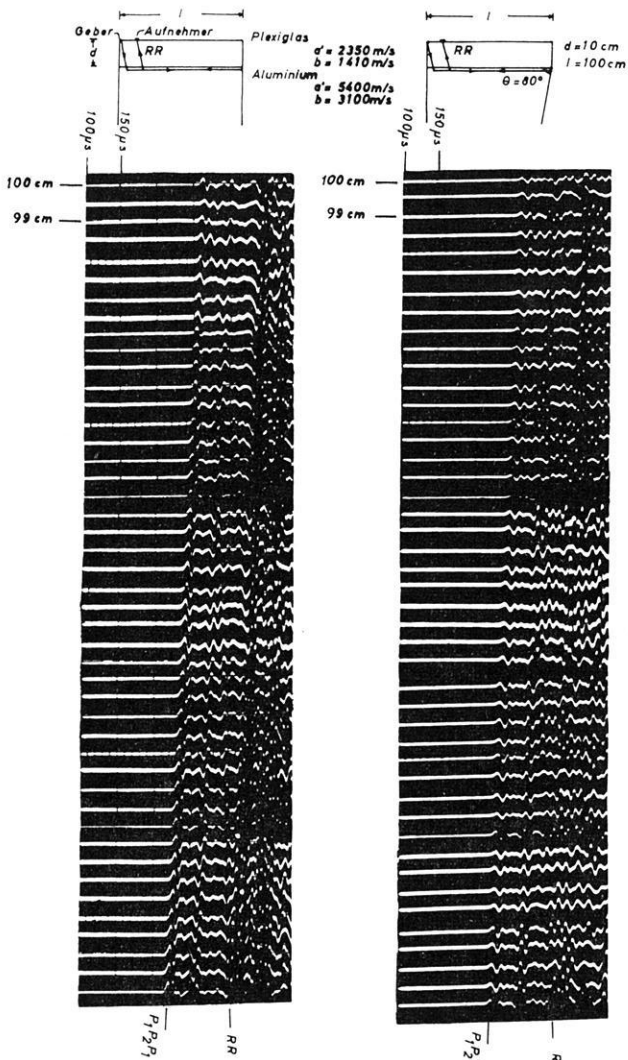


Abb. 1: Reflexion der führenden Welle an einer Störung.

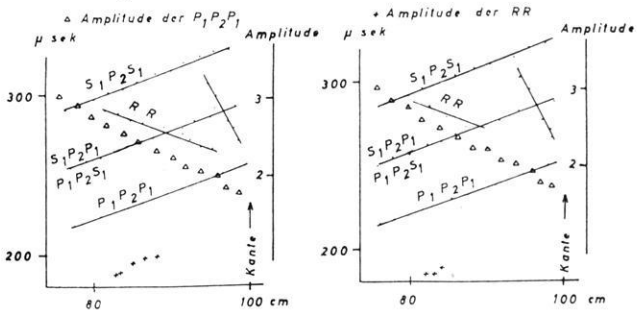
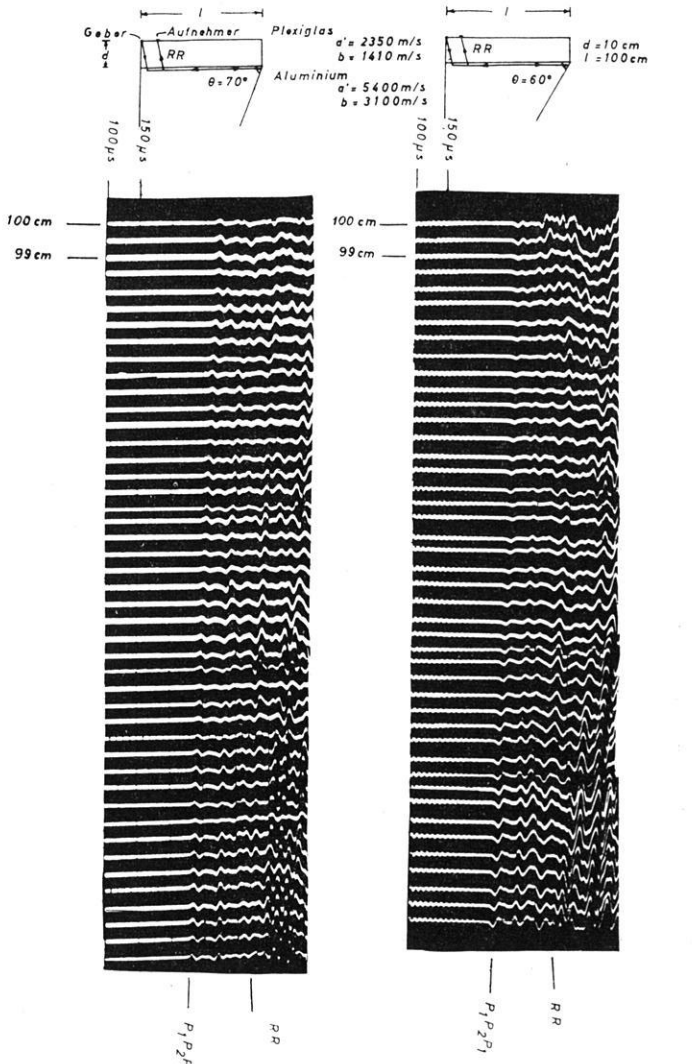


Abb. 1: Reflexion der führenden Welle an einer Störung.

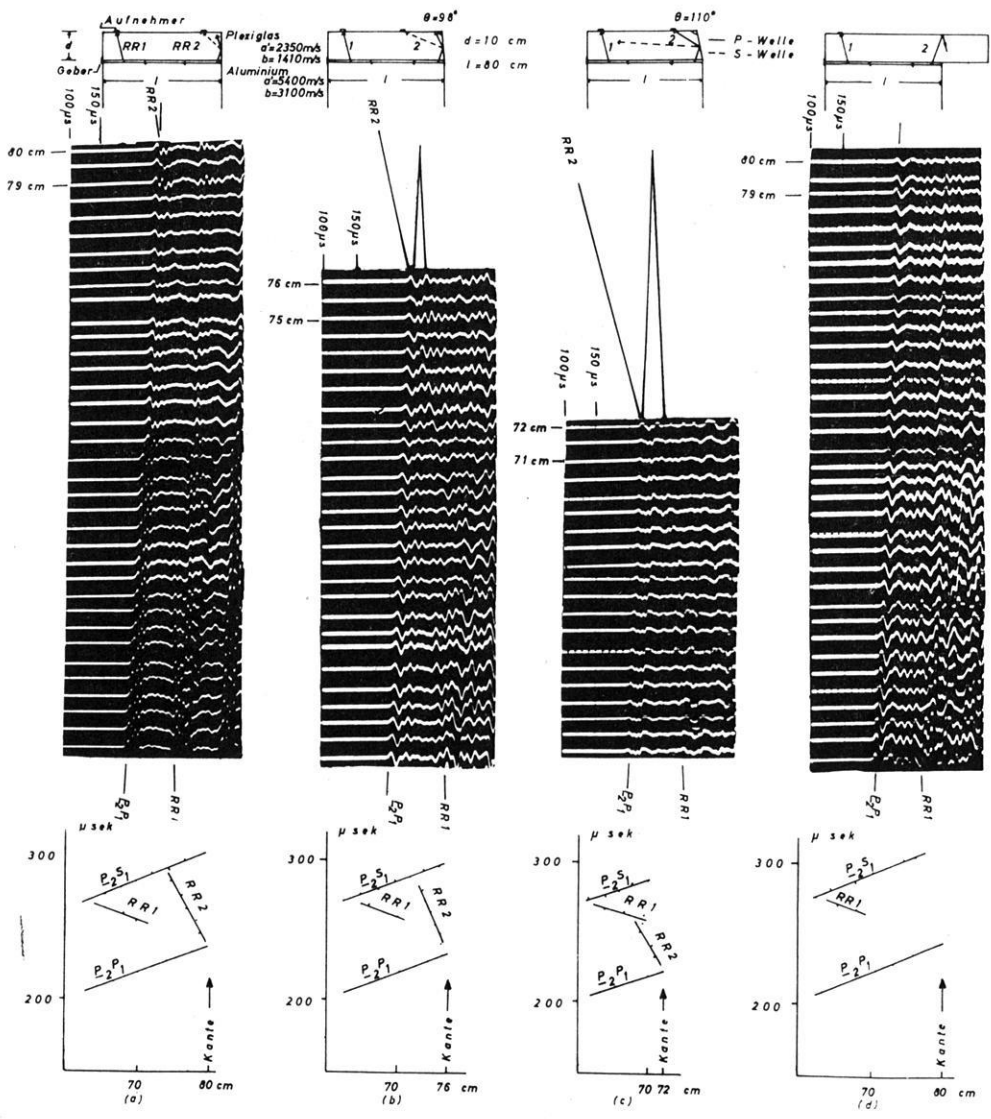


Abb. 2: Reflexion der Kopfwellen an der Kante des Hangenden.

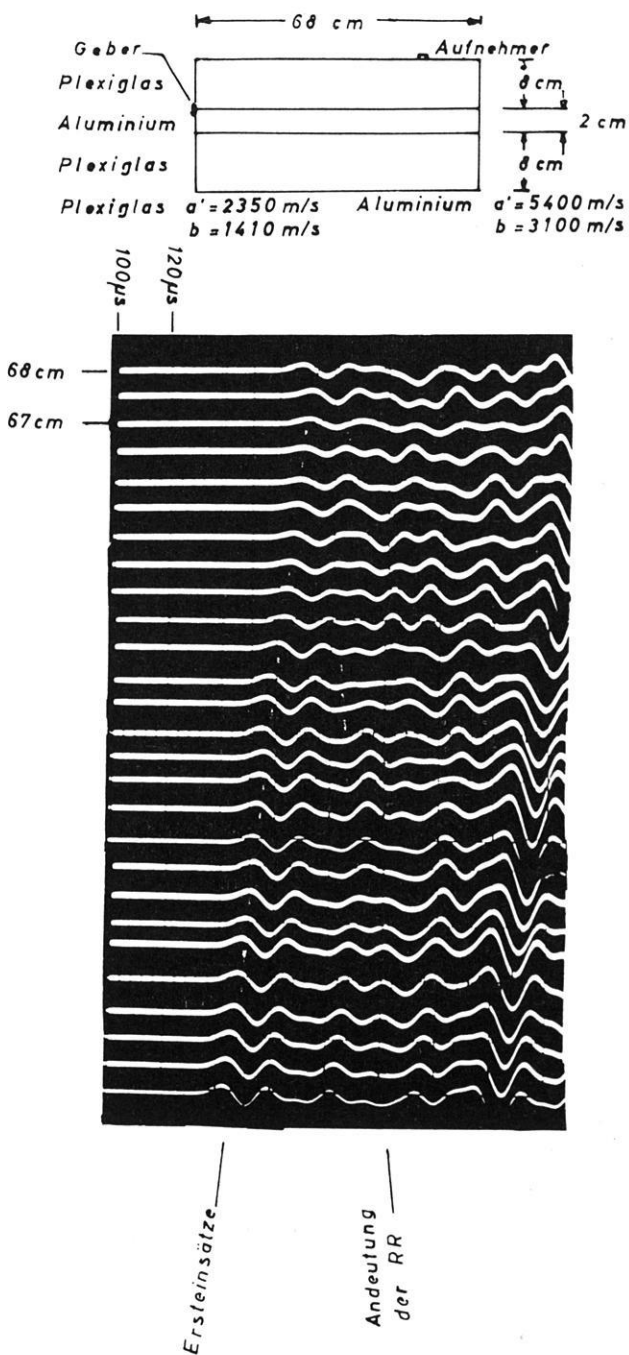


Abb. 3: Reflektierte Refraktion bei einer dünnen Schicht im Deckgebirge.

Interpretation

In den Abb. 4, 5 und 6 sind einige Wellenfronten dargestellt, die die Reflexionsvorgänge an der Kante veranschaulichen. In den Abbildungen werden außer den üblichen Bezeichnungen die von der Störung reflektierten Wellen mit einem Querstrich und die gebeugten Wellen mit einem Strich bezeichnet. Die mehrfach reflektierten Wellen, die für unsere Zwecke uninteressant sind, sind hierbei weggelassen worden.

Die Abb. 4 zeigt das Anfangsstadium der Reflexion des ankommenden Wellensystemes an einer Störung mit $\theta = 100^\circ$. Dabei zeigte sich, wie das Kopfwellensystem der führenden Welle P_1P_2 an der Kante reflektiert wird. Jede der 4 Wellen (P_1P_2 , $P_1P_2P_1$, $P_1P_2S_1$ und $P_1P_2S_2$) erzeugt 2 reflektierte Wellen: eine Kompressions- und eine Scherungswelle. Zusätzlich sind noch die Beugungswellen zu betrachten, die wie hier angenommen wird, nur durch Anregung der Spitze verursacht werden. Das ist eine Annahme, die später noch erweitert wird. Es entstehen beim Eintreffen dieser 4 Wellen dann 13 verschiedene Sekundärwellen, von denen die meisten als zurücklaufende reflektierte Refraktion beobachtet werden können. Als reflektierte Refraktion haben wir bei diesem Versuch $P_1P_2\bar{P}'_2P_1$ und $P_1P_2P_1\bar{S}_1$ (auch in Abb. 5 ersichtlich) beobachtet.

Abb. 5 veranschaulicht die zweimalige Reflexion der Kopfwelle $P_1P_2P_1$. Hierbei ist auch die Reflexion der refraktierten Welle P_1P_2 an der unteren Kante verdeutlicht, die in das obere Medium hinein refraktiert ($P_1P_2\bar{P}_2P_1$ und $P_1P_2\bar{P}_2S_1$) und noch einmal an der Luftschichtgrenze reflektiert wird. Diese Wellen und auch die zweimalig reflektierte Kompressionskopfwelle ($P_1P_2P_1\bar{P}_1\bar{P}_1$ und $P_1P_2P_1\bar{P}_1\bar{S}_1$) können entlang der Grenzfläche geführt werden. Als reflektierte Refraktion haben wir hier $P_1P_2\bar{P}'_2P_1$ und $P_1P_2P_1\bar{S}_1$ beobachtet.

Abb. 6 veranschaulicht die Reflexion der Kopfwellen \underline{P}_2P_1 und \underline{P}_2S_1 (unterstrichene Buchstaben bedeuten die führenden Wellen) an der oberen Kante. Die reflektierten Wellenfronten ($\underline{P}_2P_1\bar{P}'_1$, $\underline{P}_2P_1\bar{S}_1$ und $\underline{P}_2S_1\bar{S}_1$), und die durch gebeugte Wellen geführten Wellen ($\underline{P}_2\bar{P}'_1P_1$, $\underline{P}_2\bar{P}'_1S_1$, $\underline{P}_2\bar{S}'_1P_1$ und $\underline{P}_2\bar{S}'_1S_1$) tangieren die gebeugten Wellen ($\underline{P}_2\bar{P}'_1$ und $\underline{P}_2\bar{S}'_1$) in dem oberen Medium und kreuzen sich dabei. Bei dem Winkel $\theta < 90^\circ$ dagegen entsteht eine nur durch Beugungswellen gefüllte Zone. Wenn der Winkel einen bestimmten Wert nicht erreicht, kann keine konventionelle Reflexion der Kopfwellen zustande kommen. Als reflektierte Refraktion sind hierbei $\underline{P}_2P_1\bar{P}'_1$, $\underline{P}_2P_1\bar{S}_1$ und $\underline{P}_2\bar{P}'_2P_1$ beobachtet worden.

Die Abb. 4, 5 und 6 zeigen nur die Geometrie der Wellenfronten. Sie sagen nichts darüber aus, wie die Energieverteilung der Wellenfronten ist. Selbstverständlich hängt die Energieverteilung der zurücklaufenden Wellen von den akustischen Eigenschaften der beiden Medien und von der Form des einfallenden Signales ab. Außerdem hängt die Energieverteilung der zurücklaufenden Wellen von der Geometrie der Störung und ihrer Umgebung ab. Die Energieverteilung, die durch Beugung entsteht, ist schwierig zu erfassen. Es ist anzunehmen, daß komplizierte Energieströmungen statt-

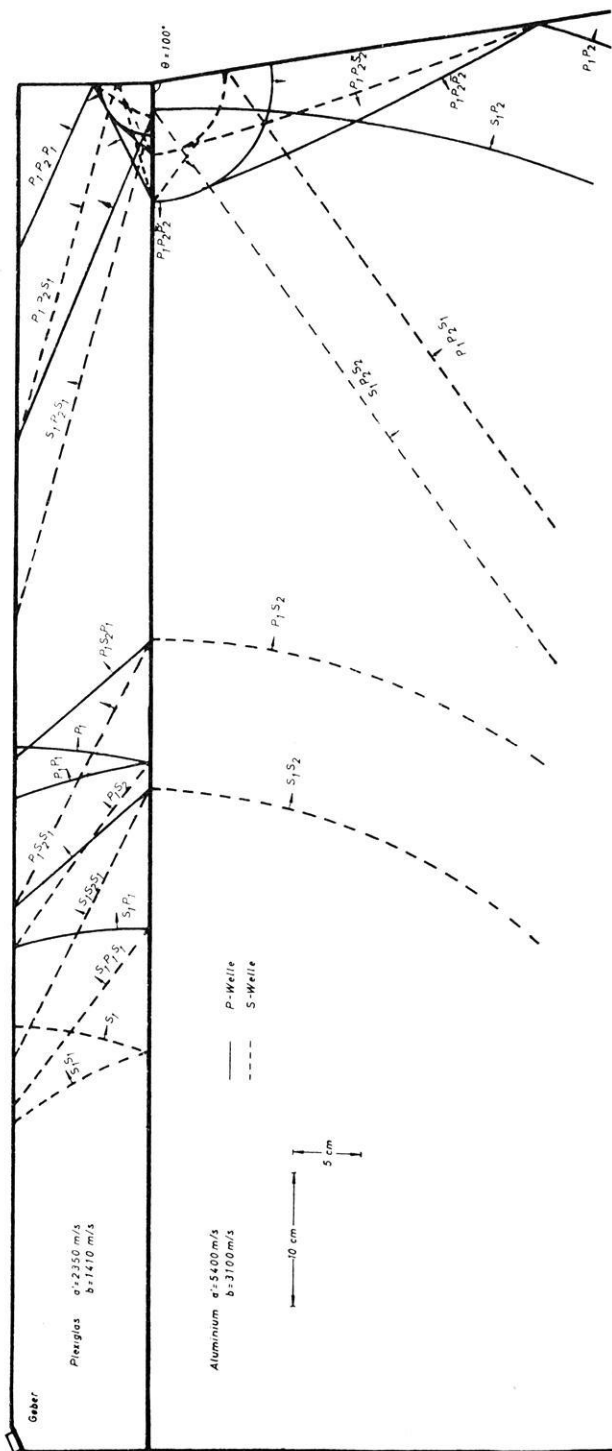


Abb. 4: Anfangsreflexion des Wellensystems an der Störung.

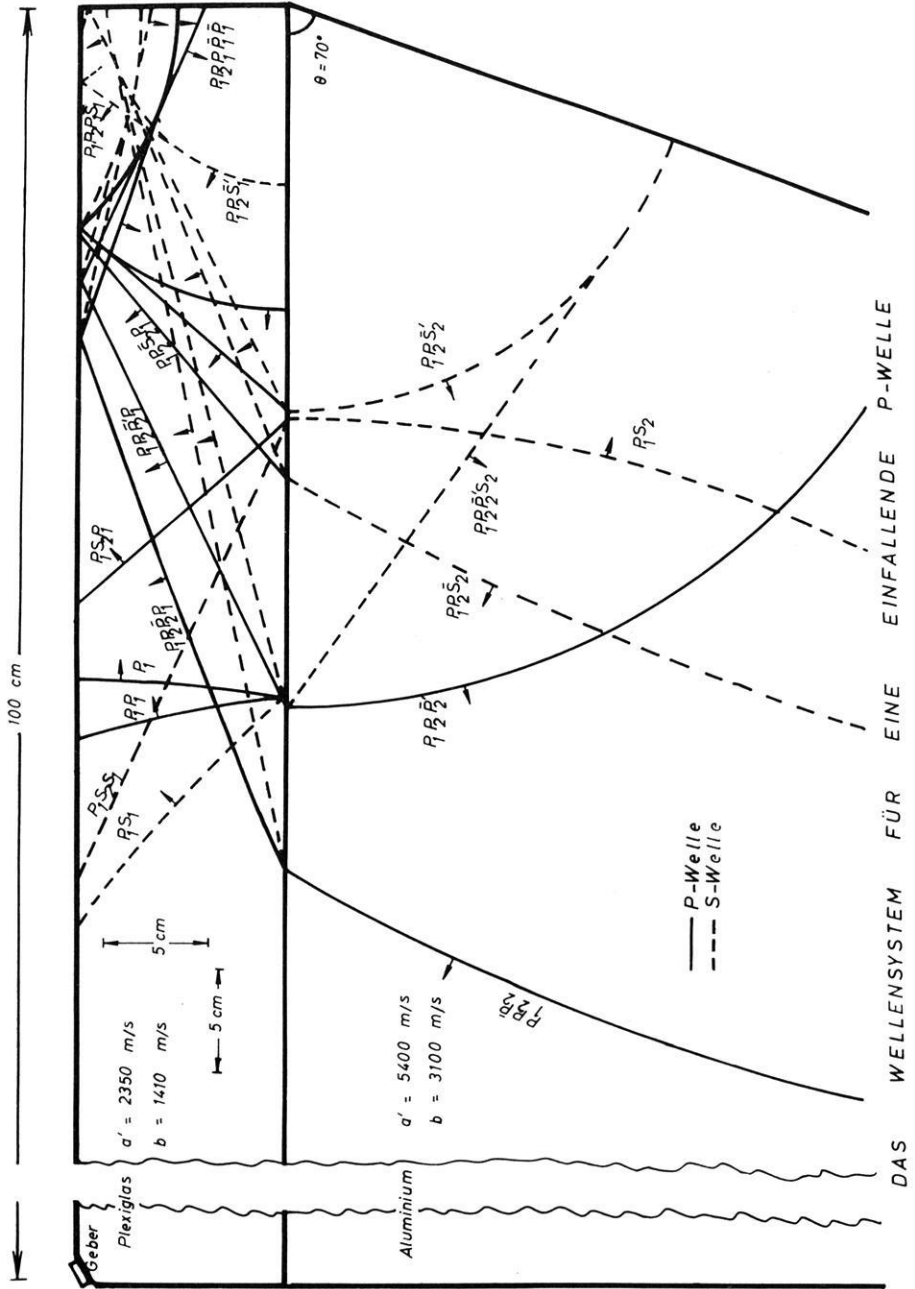


Abb. 5: Zweimalige Reflexion der $P_1P_2P_1$.

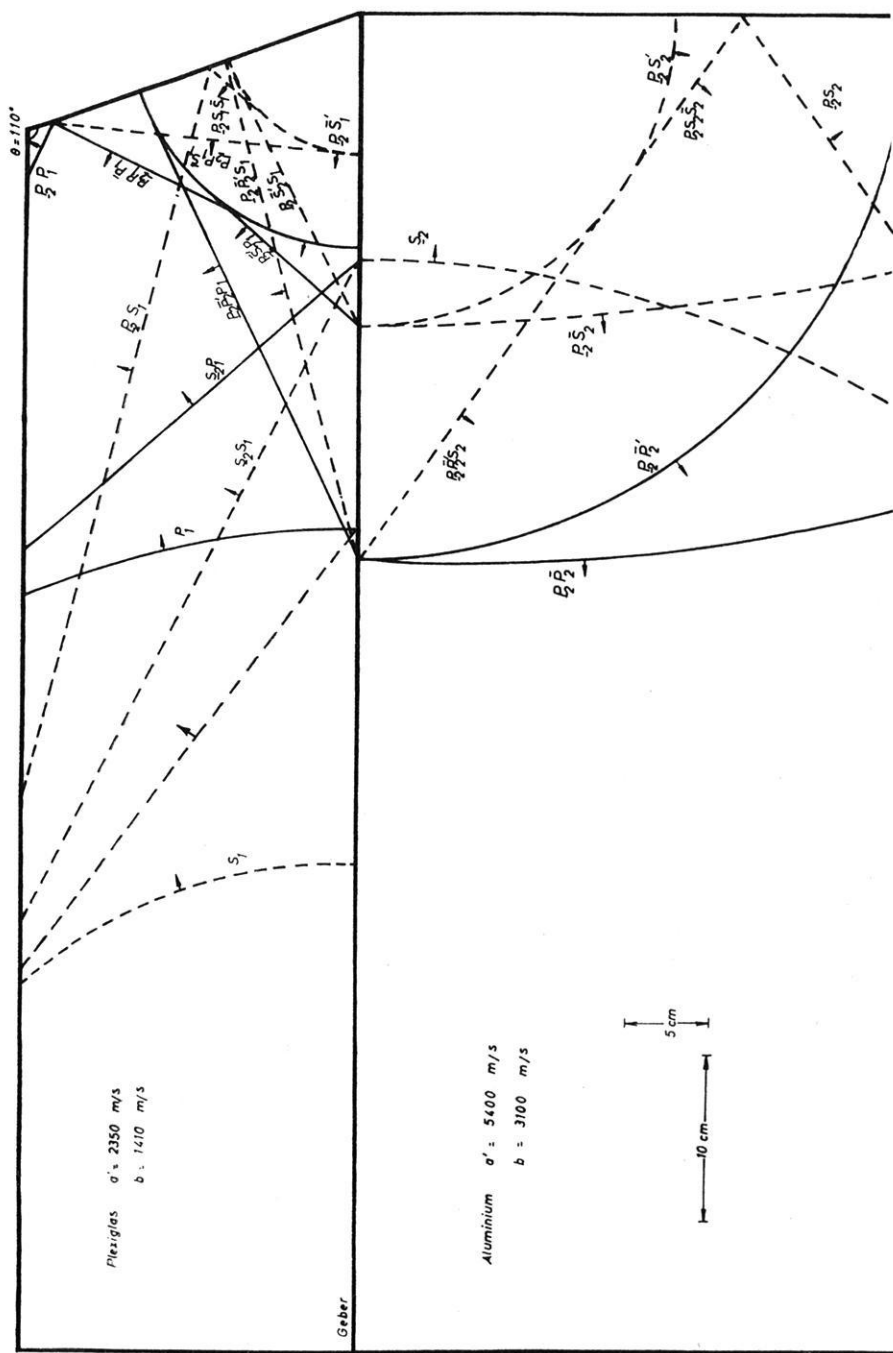


Abb. 6: Reflexion der Kopfwellen P_2P_1 und P_2S_1 an der oberen Kante.

finden, und zwar besonders dort, wo die reflektierten und die geführten Wellen die gebeugten Wellenfronten tangieren.

Bei der beobachteten reflektierten Refraktion, die durch die Reflexion der führenden Welle entsteht, handelt es sich um einen Reflexionsvorgang, der nicht strahlenoptisch erfaßt werden kann. Offensichtlich ist diese Reflexion durch Beugung entstanden. Aus der Arbeit von GUHA (1964) folgt, daß der inhomogene Teil der führenden Welle, der die eigentliche Ursache der Kopfwellen ist, innerhalb einer dünnen Schicht, deren Dicke in der Größenordnung der Wellenlänge ist, konzentriert bleibt. In unserem Fall, nach dem Ankommen der führenden Welle an der Störung im unteren Medium, sind eine begrenzte Anzahl von Sekundärquellen an der Kante erzeugt worden. Wenn man nur eine kleine Anzahl von solchen Sekundärquellen betrachten darf, erhält man durch Interferenz dieser Quellen ein energiereiches Signal, das nicht den Gesetzen der Strahlenoptik folgt. Das ist aus der Gl. (3) in der Arbeit von KOEFOED et al unmittelbar abzulesen. Dabei ist zu beachten, daß die Gleichung für eine ebene Welle auf eine Platte im Vakuum benutzt wurde, wohingegen hierbei die führende Welle auf die Kante des unteren Mediums trifft. Man kann sich anhand dieser Überlegung die ungewöhnliche Reflexion qualitativ vorstellen.

Wenn der Refraktor eine endliche Schichtdicke gegenüber der Wellenlänge hat, wird die führende Welle innerhalb der dünnen Schicht mit den mehrfach reflektierten Wellen interferieren, so daß sie, und damit auch die Kopfwelle, andere dynamische Eigenschaften erhalten. Das Problem ist modellseismisch mehrfach behandelt worden, darunter sind die Arbeiten von LAVERGNE (1961), SHAMINA und SILAYEVA (1958), GUTDEUTSCH (1962) zu erwähnen. In diesen Arbeiten wird gezeigt, daß bei kleiner werdender Schichtdicke die Geschwindigkeit der führenden Welle abnimmt und einem unteren Grenzwert zustrebt. Offenbar handelt es sich um einen Übergang, der der Änderung der Geschwindigkeit des Ersteinsatzes in einer Platte bei abnehmender Plattendicke analog ist. Der Unterschied dabei ist, daß die Energie in die umgebenden Medien abwandern kann. Wegen dieser Möglichkeit zur Abstrahlung ist die Extinktion mit abnehmender Schichtdicke sehr hoch, und unterhalb einer bestimmten Schichtdicke kann für alle praktischen Zwecke die Energieübertragung für die reflektierte Refraktion vernachlässigt werden. Beim Übergang von verhältnismäßig großen zu kleinen d/λ -Werten war die Dispersion der Kopfwelle zu beobachten, die sich durch Verformung der Impulse bemerkbar macht. Bei d/λ viel kleiner als 1, wenn die Extinktion sehr stark ist, kann man dispersionsfreie unverformte Signalausbreitung und infolgedessen eine Andeutung der reflektierten Refraktion beobachten. Jedoch ist dieses Meßergebnis nicht zu verallgemeinern, weil der Kopfwelleneinsatz zusätzlich von den akustischen Eigenschaften der Medien, der Entfernung des Beobachtungspunktes und von dem verwendeten Impuls abhängt. In günstigen Fällen könnte in der Natur die Bedingung des scharfen energiereichen Kopfwelleneinsatzes erfüllt werden, so daß die reflektierte Refraktion beobachtet werden kann.

Zusammenfassung und Schlußfolgerung

Bei den modellseismischen Untersuchungen zeigte sich, daß die reflektierte Refraktion durch konventionelle Reflexionen an dem hangenden Medium entstehen kann. Dabei muß nicht allein die reflektierte Kompressionsenergie in Betracht gezogen werden, sondern auch die Scherungsenergie, die unter Umständen stärker sein kann. Die Energieverteilung der reflektierten Refraktion kann durch Beugung stark beeinflußt werden.

Untersuchungen über die Entstehung der reflektierten Refraktion durch die führende Welle erbrachten neue Gesichtspunkte. Es zeigte sich, daß die Reflexion der führenden Welle an einer Störung ein starkes zurücklaufendes Signal liefert, und zwar auch dann, wenn die Störung steil geneigt ist (für $\theta < 90^\circ$ oder $\theta > 90^\circ$). Das Ergebnis steht im Gegensatz zu der bisherigen Vorstellung der konventionellen Reflexion, die unter solchen Umständen unmöglich wird.

Dünne Wellenleiter im Deckgebirge niedrigerer Geschwindigkeit haben sich für die Entstehung der reflektierten Refraktion als ungünstig erwiesen, da starke Energieabgaben in die umgebenden Medien auftreten. Nur für sehr dünne Wellenleiter ist eine Andeutung der reflektierten Refraktion beobachtet worden. Allerdings sind die Versuche nur an einem Beispiel durchgeführt worden, und das Ergebnis ist nicht zu verallgemeinern.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. MENZEL, danke ich für die unermüdlige Betreuung dieser Arbeit.

Meinen Kollegen, den Herren Dr. R. GUTDEUTSCH, Dr. J. KLUSMANN und Dr. K. FUCHS, danke ich für anregende Diskussionen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, sei für ihre materielle Unterstützung gedankt.

Anhang

In der Arbeit von GUTDEUTSCH (1962) waren die Vielfacheinsätze an einer dünnen Platte im Deckgebirge niedrigerer Geschwindigkeit nicht beobachtet worden. Der Verfasser hat die Erklärung durch Anwendung der ebenen Theorie gesucht und das negative Ergebnis auf zu starke Energieverluste in den umgebenden Medien zurückgeführt. Dabei waren die Krümmung der Wellenfront und die Gruppenausbreitung nicht berücksichtigt worden.

Im Rahmen dieser Arbeit zur Registrierung der reflektierten Refraktion wurden die Versuche an gleichen Modellen durchgeführt. Dabei konnten die Vielfacheinsätze beobachtet werden (Abb. 7). Durch geeignete Wahl des Geber-Aufnahmeelementes war es möglich, die Nachschwingungen der Einsätze zu dämpfen und dabei die Einsätze besser zu erkennen.

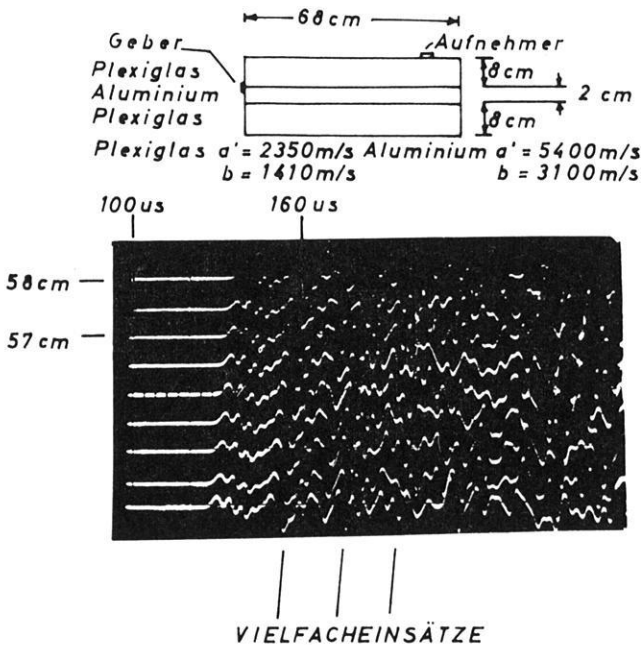


Abb. 7: Vielfacheinsätze in dünnen Schichten im Deckgebirge niedrigerer Geschwindigkeit.

Literatur

- [1] BORTFELD, R., und H. HÜRTGEN: Geophys. Prosp., vol. 8, 1960, S. 12.
- [2] DEACON, L.: Geophysics, vol. 8, 1943, S. 3.
- [3] JOHNSON, C. H.: Geophysics, vol. 8, 1943, S. 11.
- [4] FUCHS, K.: Dissertation an der Bergakademie Clausthal, November 1963.
- [5] GUHA, S.: Vortrag bei der 25. Tagung der E.A.E.G., Juni 1964.
- [6] GUTDEUTSCH, R.: Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 28, 1962, S. 11—46, 53—78.
- [7] KOEFOED, O., J. G. VAN EWYK und W. T. BAKKER: Geophys. Prosp., vol. 6, 1958, S. 382.
- [8] LAVERGNE, M.: Geophys. Prosp., vol. 9, 1961, S. 60.
- [9] MENZEL, H.: Lehrbuch der angewandten Geophysik, 1958, S. 160, Borntraeger Verlag, Berlin.
- [10] OLIVER, J., F. PRESS und M. EWING: Geophysics, vol. 19, 1954, S. 202.
- [11] RAO, S. H.: Dissertation an der Bergakademie Clausthal, 1961.
- [12] SHAMINA, O. G., und O. I. SILAYEVA: Bull. Akad. Sci. U.S.S.R., Geophys. Ser., 1958, S. 302.

Betrachtungen über ^{14}C -Gemischtprobendatierungen

Von M. A. GEYH, Hannover¹⁾

Eingegangen am 19. Januar 1966

Zusammenfassung: Es werden Fehlerbetrachtungen für Datierungen von ^{14}C -Gemischtproben durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, daß die Altersfehler am kleinsten ausfallen, wenn die zu untersuchende Probe mit „unendlich“ altem Material gemischt wird. Nur dann, wenn sehr jungen Proben nur wenig Mischsubstanz zugefügt zu werden braucht, empfiehlt sich die Verwendung von leicht ^{14}C -aktivem Material.

Summary: The paper deals with estimations of error for datings of ^{14}C -mixed samples. Results show that age errors are smallest if the sample under investigations is mixed with “infinitely” old material. Only if very recent samples need to be admixed with just little substance, the use of slightly ^{14}C -active material is advisable.

Zur Eichung einer LOW-LEVEL-Anlage, die zur ^{14}C -Altersbestimmung organischer Proben verwendet werden soll, ist ein relativ hoher Meßaufwand nötig. Man ist daher bestrebt, diese notwendigen Messungen nur unter solchen Arbeitsbedingungen vorzunehmen, die auch nach Aufnahme der Routinearbeit zur Datierung von ^{14}C -Proben im allgemeinen brauchbar sind. Das ist nur in den Fällen möglich, wo die Probe eine ausreichende Menge Kohlenstoff enthält. Um auch bei zu kleinen Proben zum Ziel zu kommen, kann man sie durch Hinzufügung einer altersbekannten Substanz des gleichen chemischen Aufbaus ergänzen. Die hierbei notwendigen Fehlerbetrachtungen sollen im folgenden diskutiert werden.

Nach der LIBBYSchen Modellvorstellung (1) berechnet sich das Alter A einer ^{14}C -Probe aus

$$A = \frac{T}{\ln 2} \ln \frac{n_s}{n_p} \quad (1)$$

mit einer Standardabweichung von A

$$[\sigma(A)]^2 = \left(\frac{T}{\ln 2} \right)^2 \left\{ \frac{[\sigma(n_p)]^2}{n_p^2} + \frac{[\sigma(n_s)]^2}{n_s^2} \right\} \quad (2)$$

wobei T = die Halbwertszeit von ^{14}C
 n_s = die Nettozählrate einer Probe mit dem ^{14}C -Alter = 0
 n_p = die Probennettozählrate und
 $\sigma(n_p)$ und $\sigma(n_s)$ = die Standardabweichung von n_s und n_p darstellen.

¹⁾ Mebus A. GEYH, ^{14}C -Labor des Niedersächsischen Landesamtes für Bodenforschung in Hannover, Sven-Hedin-Straße.

Mißt man die Aktivität der Standardprobe bis zu einem durch meßtechnische und präparative Unsicherheiten gegebenen Grenzfehler, so wird $\sigma(n_p)/n_p$ für jede Anlage bei den festgelegten Arbeitsbedingungen eine Konstante, die normalerweise als klein gegen $\sigma(n_p)/n_p$ angesehen werden kann. Da dann $\sigma(A)$ proportional zu $\sigma(n_p)$ ist, kann man sich bei der Fehlerbetrachtung auf $\sigma(n_p)$ beschränken.

Für die Berechnung der bei den Gemischtproben datierungen auftretenden Fehler wird angenommen, daß ein Probenzählgas mit der unbekanntem Bruttozählrate N_p in einer Menge a vorliegt und mit einem Mischgas von der Menge b , dessen Bruttozählrate N_m schon bestimmt wurde, gemischt ist. Die zu messende Zählrate der Gemischtprobe N_g , die in der Gesamtmenge $(a + b)$ vorliegt, genügt dann der Beziehung

$$N_g - N_0 = \frac{a(N_p - N_0) + b(N_m - N_0)}{a + b} \quad (3)$$

wobei N_0 den auf die Standardmeßbedingungen bezogenen Nulleffekt des Detektors darstellt.

Mit $q = b/a$ erhält man aus (3) die unbekanntem Nettoprobenzählrate in folgender Form

$$n_p = (1 + q)n_g - qn_m \quad (4)$$

Bei Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf Gl. (3) ergibt sich die Standardabweichung von n_p zu

$$[\sigma(n_p)]^2 = (1 + q)^2 [\sigma(N_g)]^2 + q^2 [\sigma(N_m)]^2 + [\sigma(N_0)]^2 + (N_g - N_m)^2 [\sigma(q)]^2 \quad (5)$$

$[\sigma(q)]^2$ berechnet man auf die gleiche Weise aus

$$[\sigma(q)]^2 = (1 + q^2) \frac{[\sigma(b)]^2}{a^2} \quad (6)$$

wobei $\sigma(a) = \sigma(b)$ gesetzt wurde.

Zur weiteren Diskussion der Abhängigkeit der Größe $\sigma(n_p)$ von der Mischprobenzählrate N_m seien in Gl. (5) die Größen $[\sigma(N_g)]^2$ und $[\sigma(N_m)]^2$ ersetzt durch N_g/t und N_m/t . t stellt dabei die Meßdauer dar. Man erhält dann

$$[\sigma(n_p)]^2 = (1 + q)^2 \frac{N_g}{t} + q^2 \frac{N_m}{t} + [\sigma(N_0)]^2 + (N_g - N_m)^2 [\sigma(q)]^2 \quad (7)$$

Die beiden ersten Terme erreichen ein Minimum bei $N_m = N_0$, da N_g gemäß Gl. (3) mit kleiner werdendem N_m abnimmt. Dagegen wird das letzte Glied Null, wenn

$N_m = N_\theta$ oder gemäß Gl. (4) $N_p = N_m$ ist. Das Minimum der Gl. (7) ist daher zwischen diesen beiden Werten N_m zu suchen. Man findet nach bekannter Methode den Wert

$$N_m^{opt} = N_p - \frac{1}{2t} \left[\frac{a}{\sigma(b)} \right]^2 \frac{(1+q)^2}{(1+q^2)} q(1+2q) \tag{8}$$

Da N_0 in N_m^{opt} und in N_p als additive Größe enthalten ist, kann für Gl. (8) geschrieben werden:

$$n_m^{opt} = n_p - Q \tag{9}$$

Die optimale Mischprobenettozählrate hängt demnach von der Größe der Probenettozählrate n_p ab, dagegen nicht von N_0 und n_s .

Für einen speziellen Fall wurde die Funktion Q berechnet und grafisch dargestellt (Abb. 1). Es wurde angenommen, daß die Messung der ^{14}C -Aktivität mit einem

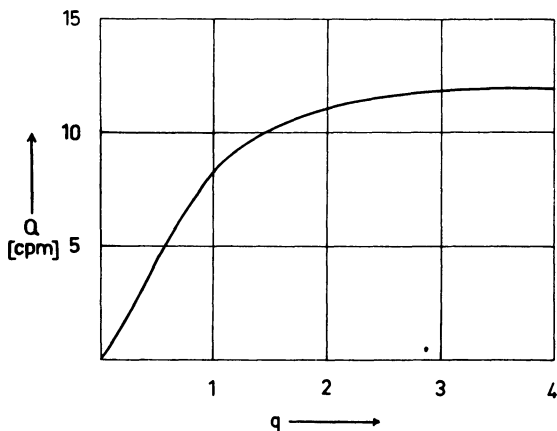


Abb. 1: Darstellung der Funktion Q .

Proportionalzählrohr erfolgt, zu dessen Füllung ein Gesamtdruck $(a + b)$ von 150 [Torr] im Mischbehälter ausreicht. Die Druckablesung soll auf $\sigma(b) = \pm 1$ [Torr] genau erfolgen können. Jede Probe wird 2000 [min] lang gemessen.

Die Standardnettozählrate des Zählrohres liegt bei 10 [cpm].

Aus der grafischen Darstellung der Funktion Q ist zu ersehen, daß für junge Proben und kleine Mischverhältnisse q Mischgase gewählt werden sollten, deren ^{14}C -Nettozählraten größer als Null sind. In den Fällen, wo n_m^{opt} negative Werte annimmt, empfiehlt es sich, zur Mischung ein „unendlich“ altes Material zu verwenden.

Berechnung des gestörten geothermischen Feldes mit Hilfe eines Relaxationsverfahrens

Von E. MUNDRY, Hannover¹⁾

Eingegangen am 22. Januar 1966

Zusammenfassung: Anhand eines einfachen Modells für eine Antiklinalstruktur bzw. für einen Salzstock wird die Verwendung des Relaxationsverfahrens von YOUNG-LIEBMANN zur Bestimmung des gestörten stationären geothermischen Feldes gezeigt. Die von einer elektronischen Rechenanlage gelieferten Ergebnisse können mit Hilfe eines Zeichenautomaten in Form eines Isothermenbildes dargestellt werden.

Summary: For a simplified model representing an anticlinal structure or a salt dome, the application of the relaxation method after YOUNG-LIEBMANN for the computation of the disturbed stationary geothermal field is explained. The results obtained with the help of a digital computer can be presented in the form of a map of isothermals by employing an automatic plotter.

Die exakte Berechnung des gestörten stationären geothermischen Feldes bei vorgegebenem Oberflächenrelief oder bei Vorhandensein von Störkörpern unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit ist nur in besonders einfachen Fällen möglich. Beispielsweise läßt sich für einen genügend tief liegenden ellipsoidförmigen Körper — oder für entsprechende Spezialfälle — das Temperaturfeld in der Umgebung des Störkörpers angeben, wobei jedoch die Wirkung der Erdoberfläche unberücksichtigt bleibt [1]. Bei einer Temperaturverteilung, die nur von zwei kartesischen Koordinaten abhängt, läßt sich unter Umständen die konforme Abbildung anwenden. Nach dieser Methode bestimmte CASTOLDI [2] das Temperaturfeld in der Nähe einer Stufe mit Hilfe der SCHWARZ-CHRISTOFFELschen Abbildungsformel. Weiterhin können spezielle Lösungen der Potentialgleichung dazu verwendet werden, um die Störung durch die diesen Lösungen zugrunde liegenden Randbedingungen darzustellen. SBRANA und BOSSO-LASCO [5] benutzten beispielsweise Polynomlösungen der Potentialgleichung.

Durch Modellversuche läßt sich die Temperaturverteilung auch bei komplizierteren Begrenzungen bestimmen. Auf diese Weise konnte sich GUYOD [4] ein Bild über das Temperaturfeld bei Salzstöcken verschaffen, in dem er die Potentialverteilung im elektrolytischen Trog für ein analoges Modell untersuchte.

¹⁾ Dr. ERICH MUNDRY, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover.

In neuerer Zeit ermöglicht die Entwicklung leistungsfähiger Rechenautomaten die Lösung der gestellten Aufgabe auf numerischem Wege unter Benutzung von Differenzenverfahren. Die Durchrechnung eines Beispiels erfordert dabei häufig beträchtlich weniger Zeit als die Vermessung eines analogen Modells, bei der außerdem oft schwer bestimmbare systematische Fehler entstehen können. Anhand eines einfachen Beispiels soll die Verwendung eines Relaxationsverfahrens zur Lösung der Potentialgleichung für zwei Koordinaten erläutert werden.

Sämtliche Begrenzungen sollen parallel zur Erdoberfläche $z = 0$, die als isotherme Fläche mit der Temperatur T_0 angesehen wird, oder senkrecht dazu verlaufen. Im Falle kartesischer Koordinaten (x, z) muß die Temperatur $T(x, z)$ für jedes Gebiet mit konstanter Wärmeleitfähigkeit die Potentialgleichung

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$$

erfüllen. Bei Zylinderkoordinaten (r, z) gilt

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0.$$

Auf dem gemeinsamen Rand zwischen zwei Gebieten mit den Wärmeleitfähigkeiten λ_1 und λ_2 und den Temperaturverteilungen T_1 und T_2 sind die Bedingungen

$$T_1 = T_2$$

$$\lambda_1 (\text{grad } T_1)_n = \lambda_2 (\text{grad } T_2)_n$$

zu beachten, wobei $(\text{grad } T)_n$ die Komponente von $\text{grad } T$ senkrecht zum gemeinsamen Rand bezeichnet.

Außer der Bedingung

$$T = T_0 \quad \text{für } z = 0$$

muß gewährleistet sein, daß sich die Temperatur mit wachsendem Abstand von der Störung dem ungestörten Wert annähert. Für einen rotationssymmetrischen Körper gilt ferner:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{für } r = 0.$$

Bei kartesischen Koordinaten soll das Modell der Einfachheit halber symmetrisch zur z -Achse vorausgesetzt werden, so daß die analoge Bedingung

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \text{für } x = 0$$

erfüllt sein muß.

Für die Durchführung des Differenzenverfahrens wird in der x , z - bzw. r , z -Ebene ein quadratisches Gitter mit der Maschenweite h zugrunde gelegt. Damit das betrachtete Gebiet beschränkt bleibt, wird die im Unendlichen geltende Randbedingung durch die Bedingung ersetzt, daß bereits in endlicher Entfernung von der Störung das ungestörte Temperaturfeld erreicht sein soll. Die Gitterpunkte haben die Koordinaten

$$z_k = k \cdot h \quad (k=0, 1, \dots, k_m)$$

$$x_i = \left(i - \frac{1}{2}\right) \cdot h \text{ bzw. } r_i = \left(i - \frac{1}{2}\right) \cdot h \quad (i=1, 2, \dots, i_m).$$

Die Ersetzung der Ableitungen durch die vorderen Differenzenquotienten [3, 6] führt die Potentialgleichung in eine entsprechende Differenzengleichung für die Temperaturwerte $T_{i,k}$ in den Gitterpunkten über. Diese lautet:

$$T_{i-1,k} + T_{i+1,k} + T_{i,k-1} + T_{i,k+1} - 4 T_{i,k} = 0$$

bzw.

$$(2i+1) \cdot T_{i+1,k} + (2i-1) \cdot (T_{i-1,k} + T_{i,k-1} + T_{i,k+1}) - (8i-2) \cdot T_{i,k} = 0.$$

Zusammen mit den Randbedingungen folgt daraus ein System von linearen Gleichungen für die unbekanntenen Temperaturwerte $T_{i,k}$, das sich mit verhältnismäßig geringem Programmieraufwand nach einem Relaxationsverfahren lösen läßt. Hier wurde das Verfahren nach YOUNG-LIEBMANN gewählt, bei dem — ausgehend von einer vorgegebenen Näherung $T_{i,k}^{(0)}$ — die n -te Näherung aus

$$T_{i,k}^{(n)} = \omega [a_i T_{i-1,k}^{(n)} + a_i T_{i,k-1}^{(n)} + b_i T_{i+1,k}^{(n-1)} + a_i T_{i,k+1}^{(n-1)}] + (1-\omega) T_{i,k}^{(n-1)}$$

$$(n=1, 2, \dots)$$

mit

$$a_i = \frac{1}{4}; \quad b_i = \frac{1}{4}$$

bei kartesischen Koordinaten bzw.

$$a_i = \frac{2i-1}{8i-2}; \quad b_i = \frac{2i+1}{8i-2}$$

bei Zylinderkoordinaten berechnet wird (Überrelaxation). Durch geeignete Wahl des Relaxationsfaktors ω läßt sich die erforderliche Anzahl von Iterationen gegenüber dem Verfahren nach GAUSS-SEIDEL mit $\omega = 1$ beträchtlich verkleinern. Nach der angegebenen Formel beginnt die Rechnung mit der ersten Zeile ($k = 1$) und $i = 1$. Es ist jedoch zweckmäßig, die Iteration abwechselnd bei der ersten Zeile und bei der letzten Zeile ($k = k_m - 1$) beginnen zu lassen. Um die Konvergenz der Rechnung zu überprüfen, können fortlaufend die Prüfwahlen

$$p^{(n)} = \sum_{i,k} |T_{i,k}^{(n)} - T_{i,k}^{(n-1)}|$$

gebildet werden.

In der Abb. 1 ist für das Modell eines in y -Richtung unendlich ausgedehnten Störkörpers mit rechteckförmigem Querschnitt, dessen Begrenzung bei $i = 4$ bzw. $k = 4$ (Oberkante) und $k = 7$ (Unterkante) liegt ($i_m = k_m = 10$), und dessen Umgebung eine fünfmal größere Wärmeleitfähigkeit besitzt, die Anzahl der erforderlichen Iterationen in Abhängigkeit vom Relaxationsfaktor dargestellt. Für $\omega = 2$ konvergiert das Verfahren nicht mehr.

Im allgemeinen wird die Anzahl der Gitterpunkte für das betrachtete Gebiet wesentlich höher liegen als bei diesem Beispiel. Dabei sind Proberechnungen mit verschiedener Maschenweite h zweckmäßig. Ist jedoch die Maschenweite sehr klein, dann ist der damit verbundene Rechenaufwand wegen der großen Punktzahl und der großen Anzahl erforderlicher Iterationen sehr hoch. Außerdem erhöht sich die Genauigkeit oft nicht in gewünschtem Maße, da insbesondere bei starker Überrelaxation numerische Instabilitäten auftreten können. Eine günstige Wahl der Anfangsverteilung ist sehr wichtig.

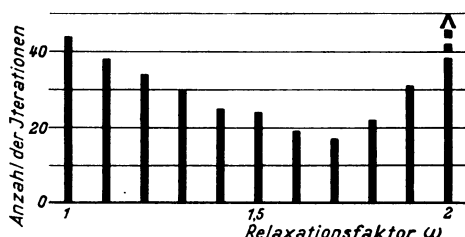


Abb. 1: Anzahl der Iterationen in Abhängigkeit vom Relaxationsfaktor ω für das im Text genannte Beispiel.

In der Abb. 2 ist die Temperaturverteilung für ein einfaches Modell einer Antiklinalstruktur (Salz) für ein Leitfähigkeitsverhältnis von Überdeckung zu Salz zu Liegendem $\lambda_1:\lambda_2:\lambda_3 = 3:10:5$ dargestellt. In der weiteren Umgebung der Störung wurde dabei als Anfangsverteilung die Temperatur des ungestörten Feldes eingesetzt. Ist T_u die Temperatur im ungestörten Niveau $k = k_m$, bezeichnet ferner $k = k_0$ die Oberkante der Salzschrift und $k = k_u$ ihre Unterkante, dann ist

$$T_{i,k}^{(0)} = \begin{cases} T_0 + \frac{b}{\lambda_1} k & \text{für } 0 \leq k \leq k_0 \\ T_0 + \frac{b}{\lambda_1} k_0 + \frac{b}{\lambda_2} (k - k_0) & \text{für } k_0 < k \leq k_u \\ T_u - \frac{b}{\lambda_3} (k_m - k) & \text{für } k_u < k \leq k_m \end{cases}$$

mit

$$b = \frac{T_u - T_0}{k_0 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) + k_u \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_3} \right) + k_m \frac{1}{\lambda_3}}$$

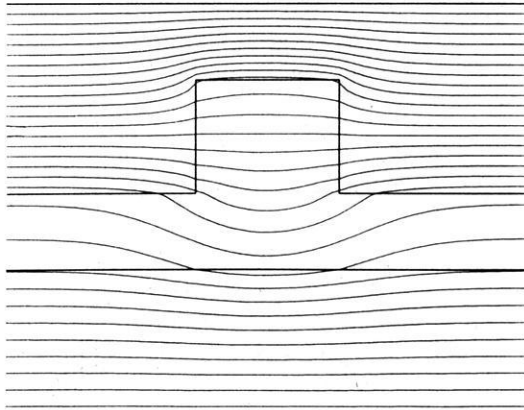


Abb. 2: Isothermen bei einem einfachen Modell einer Antiklinalstruktur. $\lambda_1:\lambda_2:\lambda_3 = 3:10:5$.

Ist das Verhältnis λ_2/λ_3 groß, dann ist die Fläche $k = k_u$ in erster Näherung isotherm. Etwa in der Mitte der Aufwölbung liegt ebenfalls eine Isotherme. Beiderseits davon sind die Isothermen entsprechend dem Leitfähigkeitsverhältnis λ_2/λ_1 ausgebaucht, sie nähern sich für etwa $i = 3/2 i_f$, wenn $i = i_f$ die Lage der Flanke bezeichnet, ihrem ungestörten Wert. Nach diesem schematischen Bild der zu erwartenden Temperaturverteilung wurde $T_{i,k}^{(0)}$ berechnet, wobei die Ausbauchung der Isothermen durch drei Geradenstücke dargestellt wurde. Für das angegebene Beispiel ist $i_m = k_m = 55$, die Oberkante des Salzes liegt bei $k_{01} = 10$, ferner ist $k_0 = 25$, $k_u = 35$, $i_f = 10$. Mit dem Relaxationsfaktor $\omega = 1,2$ wurden 70 Iterationen benötigt; die Rechenzeit betrug bei

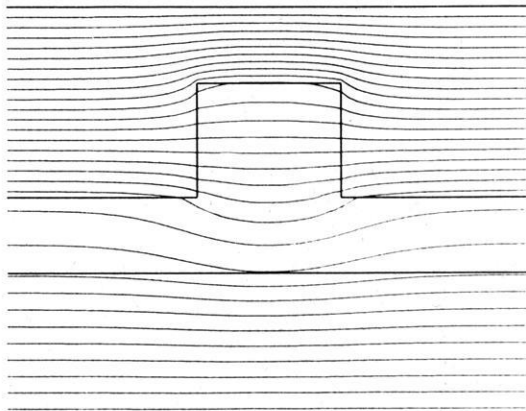


Abb. 3: Isothermen bei einem einfachen Modell eines Salzstockes. $\lambda_1:\lambda_2:\lambda_3 = 3:10:5$.

einem IBM 1410-Rechenautomaten zwei Stunden. Mit Hilfe einer Rechenanlage vom Typ IBM 1620 wurden aus den erhaltenen Temperaturwerten durch lineare Interpolation die Isothermen berechnet. Gleichzeitig wurde ein Lochstreifen ausgegeben, der die automatische Aufzeichnung des thermischen Feldes mit dem Zeichenautomaten „Graphomat“ ermöglichte.

Die Abb. 3 gibt das Temperaturfeld für ein salzstockähnliches, zylindersymmetrisches Modell mit den gleichen Daten wieder. Wie zu erwarten war, ist in diesem Fall das geothermische Feld nicht so stark gestört.

Das Verfahren läßt sich auch bei Modellkörpern anwenden, deren Begrenzungen nicht parallel zur Oberfläche und zur z -Achse verlaufen. Bei der Aufstellung der Differenzgleichungen in Randnähe muß dann bei der Ersetzung der Ableitungen eine Interpolation, die den Schnittpunkt des betrachteten Randes mit dem Gitter berücksichtigt, vorgenommen werden.

Die Leistungsfähigkeit moderner Rechenautomaten dürfte bereits ausreichen, mittels Relaxationsverfahren das Temperaturfeld bei Anwesenheit beliebig geformter dreidimensionaler Störkörper näherungsweise zu berechnen.

Literatur

- [1] CARSLAW, H. S., and J. C. JAEGER: *Conduction of Heat in Solids*, Oxford 1959.
- [2] CASTOLDI, L.: Sulla distribuzione della temperatura negli strati superiori della crosta terrestre, *Geofis. Pura é Appl.* 23 (1952), 27—35.
- [3] COLLATZ, L.: *The Numerical Treatment of Differential Equations*, Berlin 1960.
- [4] GUYOD, H.: *Temperature Well Logging*, *Oil Weekly*, 8, 123 (1946).
- [5] SBRANA, F. and M. BOSSOLASCO: Sul regime termico degli strati superiori della crosta terrestre, *Geofis. Pura é Appl.* 23 (1952), 21—26.
- [6] STIEFEL, E.: *Einführung in die numerische Mathematik*, Stuttgart 1961.

Ion-Spectrometer for the Terrestrial Mesosphere and the Atmosphere of Mars¹⁾

By H. DOLEZALEK and A. L. OSTER, Wilmington²⁾

Eingegangen am 26. November 1965

Summary: For a measurement of the mobility spectrum in the higher layers of the terrestrial atmosphere and in planetarian atmospheres, the well-known GERDIEN condenser has been modified. At both ends there are concentric rings which compensate the inner and outer edge effects, and which allows ions to enter only through a concentric slit and only during certain short time intervals. Both electrodes of the condenser are subdivided. This allows the application of a sinusoidal "driving voltage" with its amplitude increasing along the condenser's axis; and it allows the independent electrometric measurement of the ion numbers for every selected mobility range. By simulating the conditions of the lower ionosphere, the instrument has been tested in the laboratory. Measurements in the terrestrial mesosphere and stratosphere are in preparation.

Zusammenfassung: Für die Ausmessung des Beweglichkeits-Spektrums atmosphärischer Ionen in den höheren Schichten der irdischen Atmosphäre sowie in planetarischen Atmosphären wurde der bekannte GERDIENSche Kondensator abgewandelt. Konzentrische Ringe an beiden Enden sorgen für die Vermeidung der inneren und äußeren Randeffekte und lassen ionenhaltige Luft nur durch einen konzentrischen Schlitz und auch nur während gewisser Intervalle eintreten. Beide Elektroden des Kondensators sind unterteilt, so daß eine sinusförmige „Treibspannung“ mit einer entlang der Kondensatorachse anwachsenden Amplitude angewandt werden kann, während die Ionenzahlen für jeden Beweglichkeitsbereich getrennt elektrometrisch gemessen werden. Das Instrument ist im Laboratorium unter den in der unteren Ionosphäre gegebenen Verhältnissen geprüft worden, Messungen in der irdischen Stratosphäre und Mesosphäre sind in Vorbereitung.

1. Introduction

In this journal, one of us has proposed a new method to obtain the spectrum of atmospheric ions in their uppermost range of mobility (DOLEZALEK, 1962). These extremely high mobilities occur in the upper stratosphere and mesosphere of earth, in the lower atmosphere of Mars, and possibly in the upper atmosphere of Venus. Information on the number of positive and of negative ion number densities per mobility range will be useful for the determination of the chemical nature of the ions and for the

¹⁾ The work reported in this paper has been sponsored by the U. S. Army under contract DA-19-020-AMC-0058 (X).

²⁾ Space Systems Division Avco-Corporation, Wilmington, Massachusetts, USA.

understanding of ionization, attachment, detachment and recombination processes in these atmospheric layers, and for the general understanding of atmospheric electric processes on the quoted planets. Since 1962, the proposed method has been applied in the development of an ion spectrometer which has been successfully tested in a low density wind tunnel for continuous operation. The measurements are made with subsonic wind speeds to avoid disturbances by the shock wave.

2. Survey on GERDIEN Chambers to measure ion mobility

The original chamber, developed to measure atmospheric electric conductivity by RUTHERFORD 1899, LENARD 1900, ZELNY 1900, KÄHLER 1903, and GERDIEN 1905, is a cylindrical condenser through which the air is flowing. It is usually referred to as the GERDIEN Chamber or GERDIEN. In the measuring method as applied in recent times one of the electrodes (the "driving electrode") is supplied with a constant d.c. voltage and the current provided by the incoming ions sedimenting at the other electrode (receiving electrode) is electrometrically measured. The instrument can be used for the determination of the mobility spectrum, if the driving voltage is varied ("swept") and the current versus voltage curve is differentiated twice. This latter method of operation, referred to by TAMMET (1960) as the Integral GERDIEN Chamber, leads to the following simplified equation for the mobility spectrum:

$$\left| \frac{dn}{dk} \right| = \frac{bL}{d} \frac{U^3}{eM_0^2} \frac{d^2I}{dU^2}. \quad (1)^1$$

The twofold differentiation results in a low accuracy, but there are two possibilities to avoid one of the two differentiations. BLACKWOOD (1920) divided the receiving electrode into several parts. In such a case, the formula for the mobility spectrum is

$$\left| \frac{dn}{dk} \right| = \frac{x_1 b}{d} \frac{U^2}{eM_0^2} \frac{dI}{dU}. \quad (2)$$

Another method is given by operating with an undivided receiving electrode but applying a predetermined ion intake. The mobility spectrum is in this case

$$\left| \frac{dn}{dk} \right| = \frac{bL}{y_2} \frac{U^2}{eM_0M_G} \frac{dI}{dU}. \quad (3)$$

Both of these methods are grouped by TAMMET (1960) under the classification "Differential Chamber of the First Order".

With the "Differential Chamber of the Second Order" the two techniques are combined in the same chamber (ERIKSON 1921—1929) and the equation for the

¹) For the derivation of this and the following equations as well as for a detailed survey on atmospheric ions, mobilities and measuring methods refer to H. DOLEZALEK and A. L. OSTER 1965.

mobility spectrum is then

$$\left| \frac{dn}{dk} \right| = \frac{x_1 b}{y_1} \frac{U}{e M_0 M_G} I. \quad (4)$$

Here, the need for differentiation is avoided altogether, and the accuracy is therefore increased considerably.

Equations (1) to (4) refer to plate condensers, since the interpretation of the formulae is more evident in these cases. Most of the symbols are explained in figure 1. M_0 is the amount of air passing through the condenser per second, while M_G refers to the amount

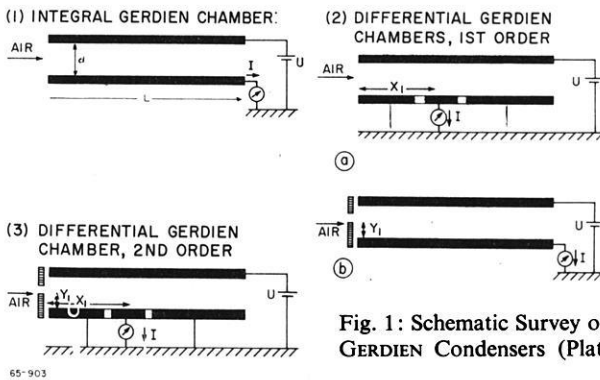


Fig. 1: Schematic Survey on DC-Operated GERDIEN Condensers (Plate Condensers).

of air passing only through the actual ion intake ("ion gate"); b is the width of the condensers perpendicular to the plane of the figure, e is the elementary charge, n is ion number density, and k is mobility.

The resolution of the Differential Chamber of the Second Order is given by

$$\left| \frac{dx}{dk} \right| = \frac{1}{k^2} \frac{v y_1 d}{U}. \quad (5)$$

From (5) it can be seen that for very great values of mobility (k), the resolution becomes insufficient, since the driving voltage U cannot be made smaller than the noise level provided mostly by VOLTA potentials, and the wind velocity v should not be made greater than that of sound. It turns out that for altitudes greater than 30 km in the terrestrial atmosphere it becomes difficult to obtain a sufficient resolution with practicable geometric dimensions (DOLEZALEK 1962), and above 45 km it is practically impossible.

Since the remaining requirements for an application of the mobility concept (such as the mean free path being smaller than the instrumental dimensions, and others) are applicable up to almost 80 km, it is worthwhile to modify the measuring method in such a way that it is possible to measure the ion spectrum up to this height.

3. The "Modified GERDIEN Chamber"

There are several possibilities to modify the measuring method in order to increase the resolution (DOLEZALEK, 1962). One of these methods has been applied in the "Modified GERDIEN Chamber", of which a cross section is shown in figure 2. It is essentially a "Differential Chamber of the Second Order" with the following two modifications:

(a) the driving electrode (as well as the receiving electrode) is subdivided into many insulated parts so that an a.c. driving voltage can be applied with an amplitude that increases downstream along the chamber's axis, and

(b) the ion gate is opened for ions only during short fractions τ of the period of the driving voltage T , while ion-free air is passing during the time-interval $T - \tau$.

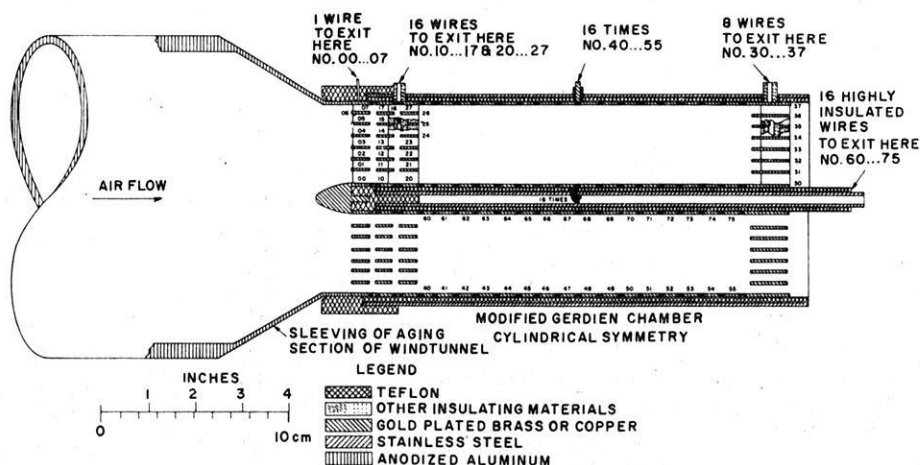


Fig. 2: Cross Section of Modified GERDIEN Chamber (Laboratory Model). Electrodes and rings (all gold plated):

- | | | |
|----------------------|------------|--|
| First set of rings, | No. 00—07: | Equalizing rings, external (edge effect cancellation) |
| Second set of rings, | No. 10—17: | Ion fence with ion gate |
| Third set of rings, | No. 20—27: | Equalizing rings, internal upstream (field equalization) |
| Fourth set of rings, | No. 30—37: | Equalizing rings, internal downstream (field equalization) |
| Outer electrodes, | No. 40—55: | used as receiving electrodes |
| Inner electrodes, | No. 60—75: | used as driving electrodes. |

Example for electric connections: if the ion gate is between 13 and 14, the following rings will be directly connected to each other: 23-24-14-00-01-02-03-04-05-06-07-11-16, and to the sleeving of simulation section of wind tunnel (shown at the left hand side of the GERDIEN condenser). Also rings 10-12-15-17 will be interconnected. The "Fence Voltage" is between 10 and 11. The "Gate Voltage Pulse" is between 13 and 14.

The rings are mounted on tear-shaped legs. All rings can be taken out and replaced by a set of legs without intermediate rings (fully open intake and outlet).

The operational principle of this method is shown by figure 3 (ω is the angular frequency of the driving voltage). The same figure also shows why the resolution is increased. In fact, the resolution can be increased to the limit given by diffusion. Two additional advantages of the method are that the wind velocity distribution inside the chamber is of little importance, and that the average wind velocity does not influence the relative mobility spectrum. Since the determination of flow velocities of the air in the chamber is difficult, these advantages are important.

The formula for the mobility spectrum with this Modified GERDIEN (again for the case of the plate condenser) is given by

$$\left| \frac{dn}{dk} \right| = \frac{T/\tau}{y_1 d} \frac{2U/\omega}{e M_G} I. \quad (6)$$

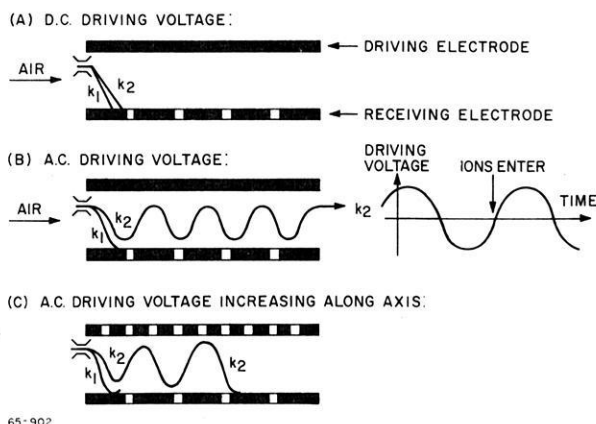


Fig. 3: Ion Paths in the Differential GERDIEN Chambers of the Second Order (two ions with mobilities k_1 and k_2 enter from the gate into the chamber at the same time).

- Upper left: three pairs of the sets of rings at the upstream end of Modified GERDIEN Chamber with the ring numbers as indicated in figure 2
- Upper right: schematic view of the rings as seen when looking parallel to the axis of the chamber
- Lower left: variation of voltage versus ground at rings 13 and 14 with time; T is the period of driving voltage
- Lower right: the three conditions for the operation of the ion gate: (I) is the condition for applying formulae of the plate condenser; (II) is the condition for capturing all ions of mobility k during the closing time of the gate; (III) is the condition for the passage of ions of the mobility k during the opening time of the gate. N is the total number of ions of mobility k which will pass during one gate opening, τ , when the ion number density is n .

The same chamber can be operated also as a Differential Chamber of the First Order if all receiving electrodes and all driving electrodes are interconnected and the a.c. driving voltage is swept. In this case, the mobility spectrum is

$$\left| \frac{dn}{dk} \right| = \frac{T/\tau}{y_1 d} \frac{(2U/\omega)^2}{e M_G} \frac{dI}{d(U/\omega)}. \quad (7)$$

The several subdivisions of the air intake and the air outlet shown in figure 2 serve the following purposes:

The atmosphere streaming toward the upstream end of the condenser meets first a set of coaxial rings which are all kept at the potential of the ion gate at the moment of its opening. By doing this, all edge effects are avoided, which otherwise would change the ion intake due to stray fields generated by the different potentials of the second set of coaxial rings. This second set fulfills two purposes: Between two of these rings the ion gate is located. To keep this gate closed a strong d.c. voltage is applied between these two rings, and for the short opening time the barring voltage is taken away. Figure 4 demonstrates the operation of this ion gate and quotes the three equations which govern its operation. A constant barring voltage is always applied between all other pairs of the set of coaxial rings, thereby allowing a free passage of air but filtering out all ions. The third set of rings at the upstream end of the condenser as well as the set of rings at the rear end serve to equalize the electric fields inside the chamber: each ring is provided with that potential which would exist at its location if the cylindrical condenser were infinitely long.

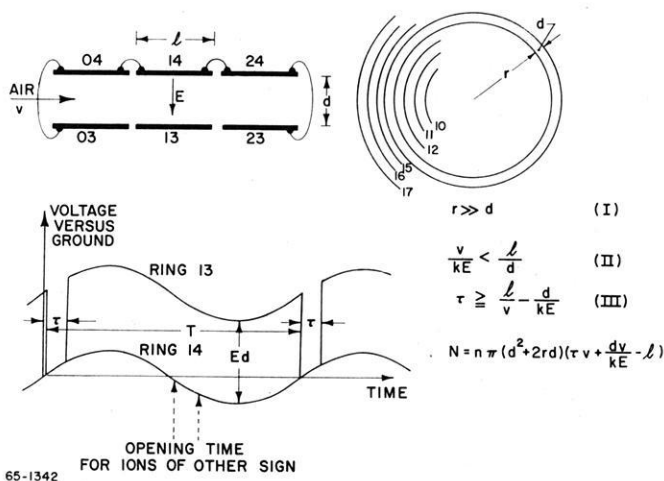


Fig. 4: Operation of Ion Gate Demonstrated with the Laboratory Model of Modified GERDIEN Chamber.

In summary, the four sets of rings as shown in figure 2 result in the facts that ions approaching the chamber do not "see" any electric fields prior to entering the chamber proper and that they are subjected only to the programmed fields once they move into the chamber's interior.

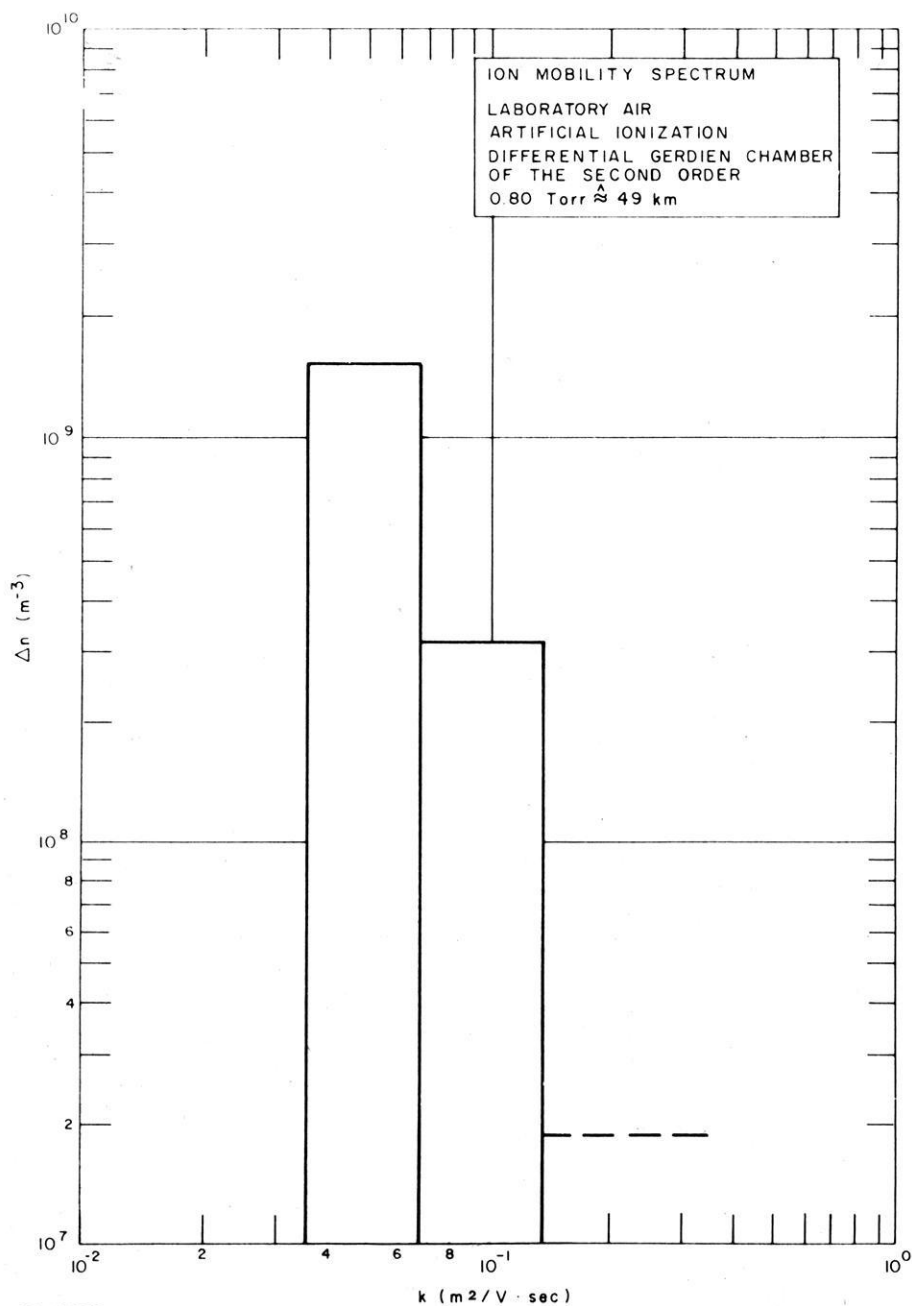
The electric charges deposited by the ions on the different receiving electrodes are measured with a.c. electrometers after the displacement currents have been cancelled out. It is supposed that all ions have but one elementary charge, then the measured current, I , represents the ion number sedimented at one particular receiving electrode, n . The mobility of these ions is given by the factor U/ω in equations (6) and (7).

4. Example of an ion spectrum measured in the laboratory

In the wind tunnel (especially designed for experiments of this kind, OSTER and DOLEZALEK, 1966) a pressure of about 0.8 Torr, corresponding to an altitude of about 50 km, and a reasonable wind speed simulating that obtainable with a parachute at this height, were provided, and the U/ω values calculated according to a theoretical curve of ions mobilities at different heights (DOLEZALEK and OSTER, 1965) were applied. One spectrum was obtained utilizing the mode of the differential chamber of the second order—figure 5—, and another one with the mode of the differential chamber of the first order—figure 6—. In the first experiment, only three receiving electrodes have been used, which provides a reduced resolution but a high degree of accuracy; in the second experiment, resolution is much finer but accuracy is smaller. As said above, both accuracy and resolution can be increased until the limits as given by diffusion are reached.

5. Application to measurements in the free atmosphere

Modified GERDIEN Chambers, as described in this paper, will be flown by high altitude balloons and by rockets up to about 80 km and then parachuted down. During these descents, the measurements will be made with the results being telemetered to the ground station. It is planned to recover the instruments. Measurements outside and inside the auroral zones are scheduled. The development of special chambers by applying some inflation technique is planned for applications in the Martian atmosphere.



65-12070

Fig. 5: Mobility Spectrum (Differential chamber of the second order).

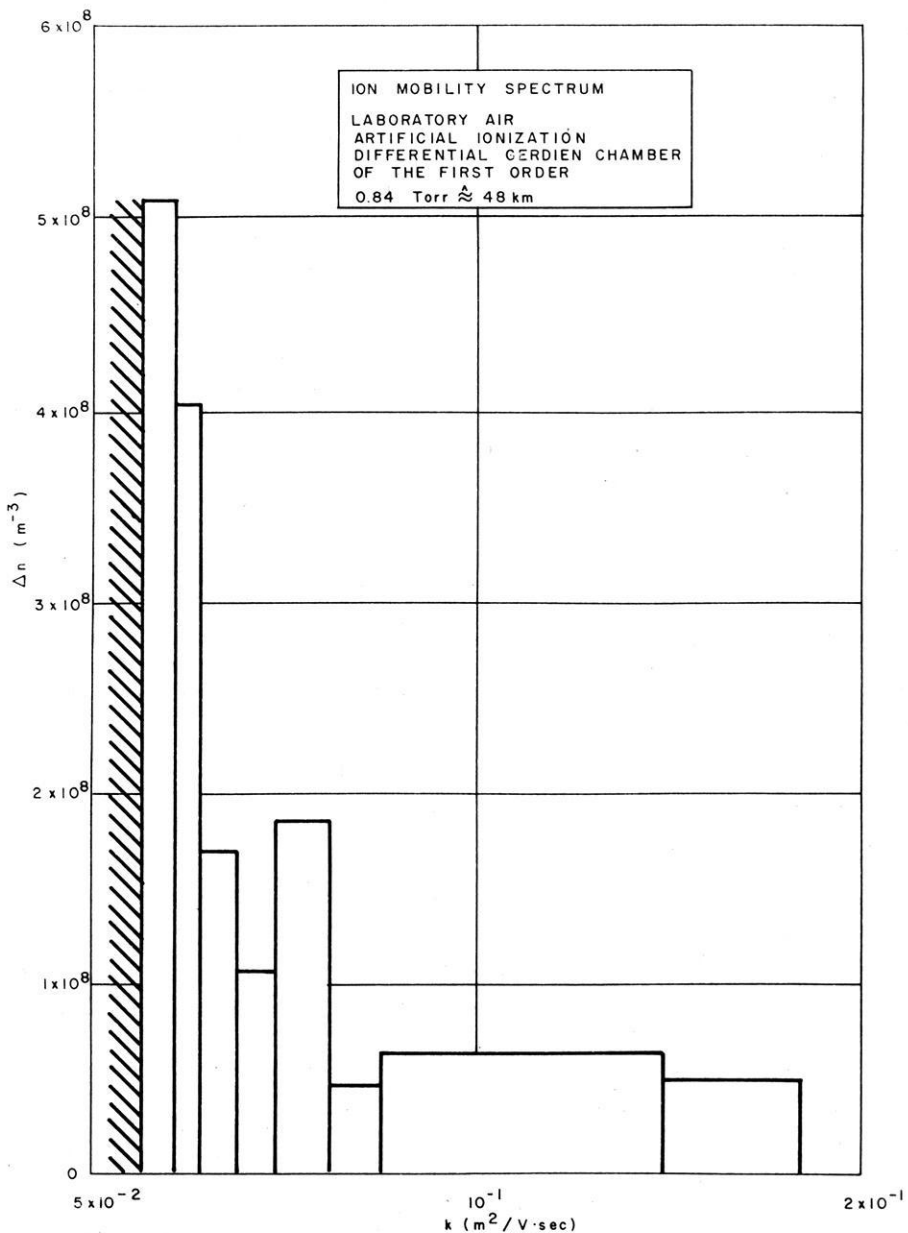


Fig. 6: Mobility Spectrum (Differential chamber of the first order).

References

- BLACKWOOD, O.: The existence of homogeneous groups of large ions. *Phys. Rev.* 16 (1920), 85—101.
- DOLEZALEK, H.: On the Measurement of Mobility and Conductivity in the Mesosphere. *Zs. f. Geophysik* 28, 239—243.
- DOLEZALEK, H. and A. L. OSTER: Spectrometer for atmospheric ions in their uppermost range of mobility (Project: Measuring ionic mobilities in the terrestrial upper stratosphere and mesosphere — Phase I). Final Report Avco RAD-TR-65-25, Contract DA-19-020-AMC-0058 (X), 4. September 1965, 196 pages.
- ERIKSON, H. A.: Size and Aging of Ions Produced in Air. *Phys. Rev.* 17 (1921), 400.
- , The Change of Mobility of the Positive Ion in Air With Age. *Phys. Rev.* 18 (1921) 100—101.
- , On the Nature of the Negative and Positive Ions in Air, Oxygen and Nitrogen. *Phys. Rev.* 20 (1922), 117—126.
- , The Change of Mobility of the Positive Ions with Age in Oxygen and Nitrogen. *Phys. Rev.* 19 (1922), 275—276.
- , On the Isolation of the Initial and Final Positive Ions. *Phys. Rev.* 23 (1924), 110—111.
- , On the Nature of the Ions in Air and in Carbon Oxide. *Phys. Rev.* 24 (1924), 502—509.
- , Factor, Affecting the Nature of Ions in the Air. *Phys. Rev.* 34 (1929), 635—643.
- GERDIEN, H.: Demonstration eines Apparates zur absoluten Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft. *Physikalische Zeitschrift* 6 (1905), 800—801. *Terr. Magn.* 10, 65—79.
- KÄHLER, K.: Über die durch Wasserfälle erzeugte Leitfähigkeit der Luft. *Ann. d. Physik* (4) 12 (1903), 1119—1141.
- LENARD, P.: Über die Elektrizitätszerstreuung in ultraviolett durchstrahlter Luft. *Ann. der Physik* (4) 3 (1900), 298—319.
- OSTER, A. L. and H. DOLEZALEK: Laboratory Instrumentation for Testing and Calibration of in situ Probes for the Lower Ionosphere, Mesosphere, and Stratosphere. *Rev. Sci. Instr.* 37 (1966), 407—411.
- RUTHERFORD, E.: Uranium Radiation and the Electrical Conduction Produced by it. *Phil. Mag.* 47, 109—163.
- TAMMET, H. F.: The Theory of the Aeroion Aspiration Counters. *Akad. Nauk SSSR. Izv., Geofiz. Ser.* 1960, 1263—1270. *Bull. Acad. Sci. USSR, Geophys. Series, English Edition*, 1960, 839—843.
- ZELNY, J.: The Velocity of Ions produced in Gases by Röntgen Rays. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* 195 (1900), 193—234.

Bemerkung zur Arbeit: „Der Zuwachs des Erdradius“

von G. EDER [1]¹⁾

Von E. DAVID, Hägelberg

Eingegangen am 16. November 1965

Zusammenfassung: Es wird auf einen Irrtum beim angenommenen Wert der wesentlichsten Konstante hingewiesen. Der in der Größenordnung kleinere, maximal mögliche Betrag des tatsächlichen Effekts wird abgeschätzt.

Summary: The assumed figure for the most important constant is pointed out to be erroneous. The maximum possible amount of the real effect is estimated. It is smaller by order of magnitude.

Das etwas verblüffende Resultat der Arbeit „Der Zuwachs des Erdradius“ veranlaßt den Leser zur Frage: Wie ist das Zustandekommen dieses Resultats zu verstehen?

Erstens ist es nach heutigem Wissen unwahrscheinlich, daß die auf S. 209 zwischen Gl. (21) und (22) angenommene Häufigkeitsverteilung der radioaktiven Elemente zutrifft.

Zweitens ist in Gl. (14) die zur Gravitationsenergie gegenläufige elastische innere Energie weggelassen. Das Erdinnere ist ja kein ideales Gas, bei dem die innere Energie nur von der Temperatur, nicht vom Volumen abhängt.

Dritter, wesentlichster Punkt ist der zwischen Gl. (18) und (19) mit minimal $3 \cdot 10^{-4}/\text{Grad}$ angenommene mittlere Wärmeausdehnungskoeffizient des Erdinnern.

Seismisch kennt man die Kompressibilität des Erdinnern. Leidlich genau kann man den GRÜNEISEN-Faktor ermitteln, der im wesentlichen das Verhältnis von Kompressibilität zu Wärmeausdehnung angibt. Damit ergeben sich die z. B. im Artikel von JACOBS [2] auf S. 386 in Tab. 9 aufgeführten Wärmeausdehnungskoeffizienten fürs Erdinnere. Sie zeigen, daß auch der minimal angenommene Mittelwert von $3 \cdot 10^{-4}/\text{Grad}$ viel zu hoch liegt.

Sehr leicht läßt sich eine obere Grenze für den Gesamteffekt, d. h. die Gesamtzunahme des Radius vom Anfang bis jetzt, abschätzen. Nach dieser Tab. 9 dürfte der richtige Mittelwert des Wärmeausdehnungskoeffizienten nicht weit von $2 \cdot 10^{-5}/\text{Grad}$ entfernt liegen. Für die maximale mittlere Gesamterwärmung machen wir für den

¹⁾ Siehe Literatur auf S. 174.

Anfangszeitpunkt die sicherlich zu tiefe Annahme $T = 0^\circ \text{K}$ und für die Jetztzeit die Annahme, Mitteltemperatur = 3000°K . Nach den neueren Erfahrungen über den nur langsamen Anstieg der Schmelzpunkte bei höherem Druck wird dieser Wert kaum zu niedrig gegriffen sein.

Man findet so durch thermische Ausdehnung die Gesamtvolumvergrößerung $2 \cdot 10^{-5} \cdot 3000 = 6\%$. Das bedeutet eine Radiusvergrößerung von 2% .

Diese Radiusvergrößerung läßt wegen des quadratischen Abfalls der Gravitationskraft die Zentripetalkräfte auf festgehaltene Massenelemente um 4% kleiner werden. Da gleichzeitig die Flächen um 4% anwachsen, verkleinern sich die Drücke um 8% . Nehmen wir als Mittelwerte die Werte in etwa 1200 km Tiefe, in der je das halbe Erdvolumen darüber und darunter liegt, so finden wir im JACOBSchen Artikel auf S. 372 in Tab. 3 den Druck p und auf S. 375 in Tab. 6 die Inkompessibilität k zu etwa

$$p = 0,5 \cdot 10^{12} \text{ dyn/cm}^2, \quad k = 4 \cdot 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$$

8% von p verursachen die Volumänderung

$$\Delta V/V = \Delta p/k = 1\%.$$

Da der Effekt klein ist, lohnt es nicht, genauer zu rechnen. Insgesamt werden wir etwas zu hoch gerechnet haben, da gegen die Oberfläche hin wegen p und $\Delta p \rightarrow 0$ der Effekt auf Null abfällt. Gegen den Erdmittelpunkt hin steigt er wegen des Anstiegs von k dagegen kaum an.

Wir finden somit eine Gesamtvolumvergrößerung von 7% , d. h. eine Gesamtradiusvergrößerung von $2,3\%$. Ein wenig vergrößern mag diesen Wert noch ein temperatur- und druckbedingtes Abwärtswandern von Phasengrenzen zwischen verschieden dichten Mineralmodifikationen. Der Bereich jedoch, in dem das geschehen kann, ist begrenzt, so daß dieser Effekt den Radius höchstens um wenige Zehntel Prozent zusätzlich erhöhen könnte.

Ergebnis: Nach oben abgeschätzt folgt somit für die maximal mögliche Radiusvergrößerung der Erde durch thermische Ausdehnung über das gesamte Zeitintervall seit Bildung der Erde hinweg ein Wert unter 3% . Die Schlußfolgerungen der EDERschen Arbeit werden dadurch insgesamt hinfällig.

Etwas anderes ist es dagegen, wenn man Effekte berücksichtigt, die außerhalb des Rahmens der normalen Erfahrungsphysik liegen. In dieser Richtung sind die JORDANschen hypothetischen Untersuchungen der Konsequenzen einer Veränderlichkeit der Gravitationskonstante zu nennen. Sie schließen eine große Änderung des Erdradius als Möglichkeit ein.

Literatur

- [1] EDER, G.: Zeitschr. f. Geophysik 31 (1965), 3/4, S. 206—211.
 [2] JACOBS, J. A.: The Earths Interior: Handbuch der Physik, herausgegeben von S. FLÜGGE, Bd. 47 (1956), S. 364—406.

Briefe an den Herausgeber

Thermodynamische Vorgänge im Kondensationskernzähler¹⁾

Von H. ISRAËL und N. NIX, Aachen²⁾

Eingegangen am 29. November 1965

Im Rahmen der Aerosolforschung kommt dem Kondensationskernzähler besondere Bedeutung zu, weil er im Bereich der Teilchengrößen unterhalb von $0,1 \mu$ praktisch das einzige Hilfsmittel zur Erfassung und Untersuchung dieser Teilchen darstellt. Da das Arbeitsprinzip beim Kernzähler darauf beruht, daß die submikroskopischen Aerosolteilchen bei entsprechendem Wasserdampfangebot zu Tröpfchen kondensieren und dadurch ihr Vorhandensein markieren, setzt die Durchführung solcher Messungen zunächst die Kenntnis der Zusammenhänge zwischen Art und Größe der Teilchen und ihrer kondensationsfördernden Wirkung voraus, denen dann die thermodynamischen Arbeitsbedingungen im Kernzählerinneren anzupassen sind. Obwohl die Erfüllung dessen bei den verschiedenen Kernzählertypen nach AITKEN, SCHOLZ, POLLAK, VERZAR, RICH u. a. in der Regel als gegeben angenommen wird, sind gelegentlich Bedenken aufgetaucht, die eine experimentelle Überprüfung der Vorgänge im Kernzähler erwünscht erscheinen lassen (s. z. B. H. ISRAËL und M. KRESTAN, 1942; G. GOTSCH, 1961/62). Aus diesem Grund wurden die thermodynamischen Vorgänge im Inneren eines Pollak-Kernzählers mit genügend trägheitsfreien Meßfühlern untersucht. Dabei ergaben sich einige überraschende Feststellungen, die kurz mitgeteilt werden sollen.

Wird die Expansion mit feuchtigkeitsfreiem Innenraum ausgeführt, so wird erwartet, daß sich eine der Adiabatgleichung

$$p \cdot T^{k/(1-k)} = \text{konst.} \quad (k = c_p/c_v) \quad (1)$$

entsprechende Temperaturerniedrigung ergibt. Der beim Pollak-Kernzähler üblichen

¹⁾ Vorläufige Mitteilung nach einem Vortrag auf der „Schwebstofftechnischen Arbeitstagung“ in Mainz am 28./29. 10. 1965.

²⁾ Professor Dr. H. ISRAËL und cand. phys. H. NIX: Forschungsstelle für Geophysik und Meteorologie der Techn. Hochschule, 51 Aachen, Templergraben 55.

Druckerniedrigung von 160 mm Hg entspricht danach eine Temperaturerniedrigung von 15°C. Beobachtet wurden indes nur 6°C — ein Ergebnis, das auch bei wesentlicher Erhöhung der Expansionsgeschwindigkeit das gleiche blieb.

Bei der Suche nach einer Erklärung drängt sich die Frage auf, ob die Adiabaten-gleichung (1) auf den Expansionsvorgang beim Kernzähler angewandt werden kann. Dies ist nicht der Fall, wie folgende Überlegung zeigt:

Bei einem adiabatischen Vorgang muß grundsätzlich zwischen reversiblen und irreversiblen Prozeßverlauf unterschieden werden. Der letztere Fall ist z. B. gegeben, wenn ein (ideales) Gas plötzlich in ein Vakuum einströmt, sein Volumen also ohne Arbeitsleistung ändert, wie es beim „GAY-LUSSAC-Versuch“ geschieht. In diesem Fall tritt — bei idealem Gas — kein Temperatureffekt auf. — Wird dagegen ein Gas unendlich langsam adiabatisch unter Arbeitsleistung gegen den Außendruck expandiert, so stellt dies einen reversiblen — isentropisch verlaufenden — Prozeß dar, für den die Adiabaten-gleichung (1) streng gültig ist.

Der tatsächliche Vorgang einer Expansion, wie sie im Kernzähler ausgeführt wird, liegt fraglos zwischen beiden Extremfällen. Der dabei auftretende Temperatureffekt hängt also vom Grad der Reversibilität des Prozeßverlaufes ab.

Daraus ergibt sich, daß der nach der Adiabaten-gleichung zu erwartende Temperatureffekt im Kernzähler grundsätzlich nicht in der erwarteten Höhe eintreten kann! Die Größe der Abweichung zwischen theoretischer Erwartung und tatsächlichem Befund dürfte dabei von Kernzählertyp zu Kernzählertyp verschieden sein.

Wird jetzt mit feuchtem Kernzähler gearbeitet, d. h. das Innere vor der Expansion auf 100% relative Feuchte gebracht, so bleibt bei kernfreier Luft der Temperaturverlauf beim Expansionsvorgang erwartungsgemäß der gleiche. Sind Kerne vorhanden, so tritt nur eine um etwa 10% geringere Temperatursenkung ein.

Die Beobachtung der Lichtschwächung im Kernzählerinneren zeigt, daß die Kondensation ca. 7 ms nach Beginn der Expansion, d. h. also praktisch sofort, einsetzt. Mit der Erreichung des Temperaturminimums geht sie in einen konstanten Wert über und zeigt damit das Ende des Kondensationsvorganges an.

Damit läßt sich zu der Frage der beim Expansionsvorgang erzielbaren Übersättigung folgendes sagen:

Wie bereits gesagt, beginnt die erste Extinktion etwa 7 ms nach dem Beginn der Expansion. Zu diesem Zeitpunkt ist die Temperatur von 20°C um etwa 0,3°C abgesunken, was einer Übersättigung von 1,9% entsprechen würde. Bei weiteren Versuchen wurde nun der Expansionsvorgang zu verschiedenen Zeiten unterbrochen. Es zeigte sich, daß jeweils spätestens nach einer Wiedererwärmung um 0,3°C die Extinktion in einen konstanten Wert überging, daß also m. a. W. der übersättigte Zustand dann bereits beendet war.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß nach den geschilderten Versuchen am Pollak-schen Kernzähler die Vorgänge im Kernzähler offenbar anders ablaufen, als normalerweise angenommen wird. Insbesondere tritt danach die erwartete bzw. errechnete Übersättigung überhaupt nicht ein; sie bleibt beim ganzen Expansionsvorgang unterhalb von 2%.

Die Versuche werden fortgesetzt.

Literatur

ISRAËL, H., und M. KRESTAN: Zur Methodik der luftelektrischen Messungen II: Die Zählung der Kondensationskerne. Gerl. Beitr. z. Geoph. 58, 73—94, 1942.

GOTSCH, G.: Untersuchungen zum Problem der Aktivierung kleiner Kondensationskerne. Diss. Aachen 1961; s. Archiv f. Meteorol., Geophys. u. Bioklim. (A) 13, Heft 1, 1962.

Mitteilung

Tagungen

Vom 5. bis 15. September 1966 wird in München in der Technischen Hochschule die XV. Hauptversammlung der Union Radio Scientifique Internationale (URSI) abgehalten. Sie steht unter der Schirmherrschaft der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften und wird vom Deutschen URSI-Landesausschuß organisiert. Die URSI hat sieben Kommissionen (Messungen und Standards, Troposphäre, Ionosphäre, Magnetosphäre, Radioastronomie, Elektromagnetische Wellen und Schaltungen, Funkelektronik), eine Unterkommission für Atmospheric und drei Spezial-Komitees, die sämtliche wissenschaftliche und organisatorische Sitzungen abhalten werden. Nach den Satzungen können an der Hauptversammlung auch Wissenschaftler des gastgebenden Landes als Beobachter teilnehmen, die nicht Mitglieder der URSI sind. Anträge sind an den Vorsitzenden des Deutschen URSI-Landesausschusses, Prof. Dr. W. DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau, Postfach 20, zu richten. Im übrigen ist die Teilnahme auf die von den National-Komitees benannten Delegierten und die vom Präsidenten speziell eingeladenen Beobachter beschränkt.

Tagungsgeschäftsführer: Oberpostdirektor Dr. H. FLEISCHER, Fernmeldetechnisches Zentralamt, 61 Darmstadt, Rheinstr. 110.

GEOPHYSICS

A Journal of General and Applied Geophysics

Published Quarterly by
**SOCIETY OF EXPLORATION
GEOPHYSICISTS**

Box 1536 Tulsa, Oklahoma

- The official journal of the leading international group of prospecting geophysicists
- Devoted to current problems in seismograph, gravity, magnetic and other methods of geophysical prospecting for oil and other minerals
- Covers geophysical instrumentation

SUBSCRIPTION RATES

ONE YEAR (4 issues) \$ 10.00,
foreign \$ 10.50 (payment with order)

Also available on microcards

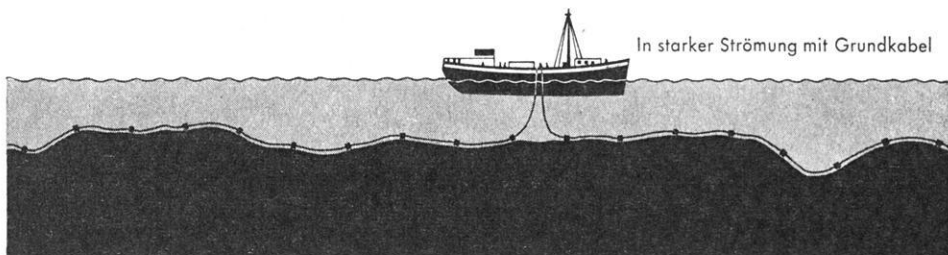
FLACHWASSERSEISMIK

jetzt schon weitgehend saison-unabhängig

von 0,3 m Tiefe an mit Streamer-Kabel



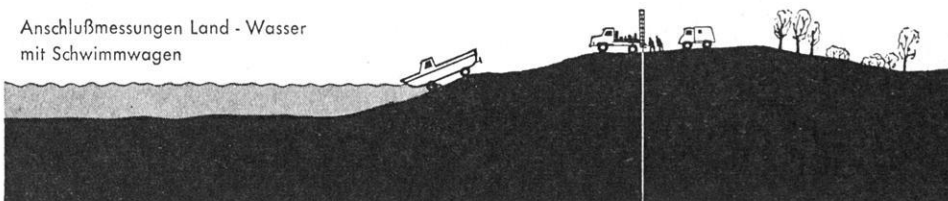
In starker Strömung mit Grundkabel



Arbeiten auf Sandbänken



Anschlußmessungen Land - Wasser
mit Schwimmwagen



SEISMOS

3 HANNOVER · Wilhelm-Busch-Str. 4 · Tel.: 71 08 31 · Fernschr.: 09 22419 · Telegr.-Adresse: Seismos Hannover



DIGITAL - SEISMIK

DIGITALES Registrieren

DIGITALE Datenverarbeitung

DIGITALE Verarbeitung

von umgewandelten Analogwerten

