

Zeitschrift für Geophysik

Band 35

1969

Heft 1

Inhaltsverzeichnis

FABIAN, P., and W. F. LIBBY: Ozone in the Atmosphere of Venus	1
KOENIG, M.: Digitalisierung modellseismischer Signale <i>II, F. 3, e. 7</i>	9
RUMMEL, F.: Studies of time-dependent deformation of some granite and eclogite rock samples under uni-axial, constant compressives tress and temperatures up to 400 °C	17
BEHRENS, J., L. DRESEN und E. HINZ: Modellseismische Untersuchungen der dynamischen Parameter von Kopfwelle und Reflexion im überkritischen Bereich <i>II, F. 3, e. 9</i>	43
SCHMIDTKE, G.: EUV-Laborspektrophotometrie zur Vorbereitung von optischen Flug-experimenten (mit Faltafeln)	69
STROWALD, J.: Schlierenoptische Untersuchung der Ω -Welle <i>II, F. 3, e. 9</i>	83
STILLER, H., und C. WAGNER: Eine Einrichtung für Ultraschallmessungen an Gesteinen unter hydrostatischem Druck bis 2 kbar <i>II, F. 3, e. 3</i>	97
Buchbesprechungen	103



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Braunschweig (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

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

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

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung.

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

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

Es wird gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden.

Die Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden.

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

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

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24 / 11528

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

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

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 68,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

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

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1969

Ozone in the Atmosphere of Venus

By P. FABIAN¹⁾ and W. F. LIBBY, Los Angeles²⁾

Eingegangen am 8. Juli 1968

Summary: For three cases of oxygen abundance in Venus¹ atmosphere, i. e. 0.5%, 1.0% and 1.5%, the possible ozone distributions on Venus between 90 km altitude and the cloud top were calculated.

The results show a maximum of ozone near 37 km altitude with 8×10^{-3} cm O₃/km and 4×10^{-3} cm O₃/km for the equator and 60° latitude, respectively.

The integrated ozone above the cloud top, assumed at 36 km, comes out to be 0.068 cm O₃ STP and 0.044 cm O₃ STP for the equator and 60° latitude, respectively.

Zusammenfassung: Es wird die Ozonverteilung in der Venusatmosphäre berechnet, die nach den Sauerstoffmessungen von Venera 4 zwischen 90 km Höhe und der Wolkenschicht zu erwarten ist. Die angenommenen Sauerstoffkonzentrationen sind 0,5%, 1,0% und 1,5%.

Die Ergebnisse zeigen ein Ozonmaximum bei 37 km Höhe mit 8×10^{-2} cm O₃/km bzw. 4×10^{-2} cm O₃/km für Äquator und 60° Breite.

Der integrale Ozonbetrag über der Wolkendecke, die bei 36 km Höhe angenommen wurde, beträgt 0,068 cm O₃ STP bzw. 0,044 cm O₃ STP für Äquator und 60° Breite.

The measurements by the Russian space probe Venera 4 indicate that there is oxygen in Venus' atmosphere. According to the latest calculations the abundance of oxygen is between 0.5% and 1.0%, probably not more than 1.5% [VINOGRADOV, SURKOV, FLORENSKIY and ANDREYCHIKOV, 1968].

Considering the measured surface pressure of about 20 atmospheres the number density of oxygen on Venus is of the same order of magnitude as on earth.

UREY has estimated for the earth that the production of oxygen by photo-dissociation of water or carbon dioxide is limited because of the absorption by the produced O₂ [UREY, 1959; BERKNER and MARSHALL, 1966]. The limit of this self-regulating process is given by less than 0.001 of the present atmospheric oxygen concentration. According to UREY most of the earth's oxygen was produced by photosynthesis of green plants. If UREY's theory is right we seem to have only three possibilities to explain the high oxygen concentration measured by Venera 4:

- 1) There are green plants on Venus which produced most of the oxygen by photosynthesis, or
- 2) the Russian measurements are not reliable, or,
- 3) UREY's theory cannot be applied to Venus because of a different geological history from the earth and other planets.

¹⁾ P. FABIAN, Institute of Geophysics and Planetary Physics, University of California, Los Angeles and MAX-PLANCK-Institut für Aeronomie, Lindau (Harz).

²⁾ W. F. LIBBY, Department of Chemistry and Institute of Geophysics and Planetary Physics, UCLA.

At present time we cannot decide for one of these three possibilities. But we suggest an experiment to prove the Venera 4 measurements.

In fact, if there is oxygen on Venus then there must be ozone which probably can be detected by means of a rocket or satellite experiment. We therefore calculated the ozone distribution in Venus' atmosphere which would exist if the Russian measurements of oxygen would be true.

For three cases of oxygen abundance, 0.5%, 1.0%, and 1.5% the possible ozone distributions on Venus were calculated using a model of Venus' atmosphere, which was derived from Venera 4 and Mariner 5 measurements, [REESE and SWAN, 1968].

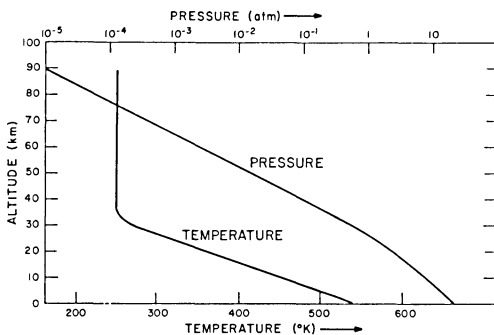
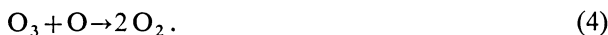
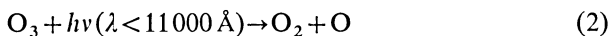
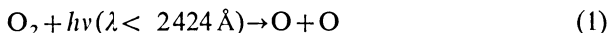


Fig. 1: Model of Venus' atmosphere according to Venera 4 and Mariner 5 measurements.

The main features of this model, temperature and pressure as a function of altitude, are given in Fig. 1. For the ozone calculation it was assumed that this model which mainly bases on measurements on the dark side of Venus near the equator, is also valid for the sunlit side, where the ozone is produced.

The main photochemical reactions producing an ozone layer in the earth's atmosphere can be written in the form: —



Herein represents $h\nu$ the quantum energy of the absorbed light. M denotes a three body collision partner. Introducing the number densities of O_2 and M , n_2 and n_m , respectively, the number density of ozone, n_3 , becomes for the case of photochemical equilibrium:

$$n_3 = k_{12}/k_{13} n_2 n_m \frac{Q_2}{Q_3 + Q_2} \quad (5)$$

k_{12} and k_{13} are the constants of proportionality for the reactions (3) and (4), respectively, Q_2 and Q_3 indicate the number of quanta absorbed by the oxygen and ozone in the unit volume and unit time. The ratio k_{12}/k_{13} is strongly temperature dependent and can be written in the form [PAETZOLD and REGENER, 1957]:

$$k_{12}/k_{13} = 0.6 \cdot 3.5 \cdot 10^{-20} \cdot \exp(6180/R(T^{-1} - T_0^{-1})) \text{ cm}^3$$

with the universal gas constant $R = 1.986 \text{ cal deg}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ and $T_0 = 273^\circ \text{K}$. When equation (5) is applied on Venus' atmosphere, some important differences between both planets must be considered.

1. Venus' atmosphere consists to about 90% of CO_2 [VINOGRADOV, et. al., 1968]. We therefore, must regard the UV-absorption by the CO_2 .

2. Venus' troposphere is covered by a closed cloud layer which probably lies between 30 and 35 km altitude. These clouds are mainly responsible for the high albedo of 71% [KOENIG, MURRAY, MICHAUX and HYATT, 1967]. The UV wave length region for reaction (1) is not influenced by this reflection because nearly all quanta are absorbed in the layers above. The visible part of the spectrum, however, which contributes to reaction (2) is increased by this reflection. As the reflected light is diffused the actual path length for its absorption is 1.66 times larger than for the direct solar beam.

3. The existence of the cloud layer implies that we cannot estimate the ozone distribution below the clouds. This ozone calculation, beginning at 90 km altitude, ends at 30 km where the clouds are assumed.

4. Besides the dense clouds there are thin clouds at very high altitudes which seem to absorb some ultraviolet sunlight [KOENIG, et. al., 1967]. Obviously, these clouds are not uniformly distributed, their influence on Venus' ozone layer will probably be unimportant.

The use of equation (5) involves numerical integration. We therefore, divided Venus' atmosphere into equidistant layers, each 2 km thick, starting at 90 km altitude. At this height, the ozone density will be negligible small. For all layers the mean values of n_2 and n_m were calculated from the atmospheric model using three different cases of oxygen abundance, 0.5%, 1.0%, and 1.5%. The mixing ratio n_2/n_m was assumed to be constant up to 90 km.

According to CRAIG [1950] the solar spectrum was divided into 21 intervals in each of which the absorption coefficients of O_2 and O_3 a_2 and a_3 and the numbers of quanta do not vary too much. These intervals are given in Table 1. The mean absorption coefficients for CO_2 and the numbers of solar quanta incident at 90 km height are also given in this table. With these simplifications equation (5) becomes: —

$$n_{3,i} = \frac{\sum_{i=1}^{21} q_{i,l} (1 - e^{-a_{2,i} n_{2,l} \Delta z \sec \xi}) b_l}{2 \Delta z \sec \xi \left(\sum_{i=1}^{15} a_{3,i} q_{i,l} + \sum_{i=16}^{21} a_{3,i} q_{i,l} (1 + 0.71 \cdot 1.66 \cdot \cos \xi) \right)}$$

with

$$b_l = \left(1 + \frac{4 \frac{k_{12}}{k_{13}} n_{2,l} n_{m,l} \Delta z \sec \xi \left(\sum_{i=1}^{15} a_{3,i} q_{i,l} (1 + 0.71 \cdot 1.66 \cdot \cos \xi) \right)^{0.5}}{\sum_{i=1}^{21} q_{i,l} (1 - e^{-a_{2,i} n_{2,l} \Delta z \sec \xi})} \right) - 1 \quad (6)$$

wherein $n_{3,l}$, $n_{2,l}$, and $n_{m,l}$ denote the mean number density of ozone, oxygen, and total gas, respectively, in the layer l . Δz is the thickness of the layers (2 km), ξ is the zenith angle of the sun and $q_{i,l}$ the number of incoming quanta at the top of the layer l within the wavelength interval i . After having calculated the number density of ozone

Table 1: The wave length intervals $\Delta\lambda$, absorption coefficients of oxygen, ozone, and carbon dioxide, and number of quanta incident at 90 km altitude at the equator.

i	wave length interval $\Delta\lambda$ [Å]	mean absorption coefficients for:			number of incident quanta q_i at 90 km altitude at the equator [sec ⁻¹ cm ⁻²]		
		$a_{2,i}$ Oxygen [molecule ⁻¹]	$a_{3,i}$ Ozone [molecule ⁻¹]	CO ₂ [molecule ⁻¹]	0.5% oxygen	1.0% oxygen	1.5% oxygen
1	1590—1700	4.65 · 10 ⁻¹⁸		0.11 · 10 ⁻¹⁸	5.13 · 10 ⁸	6.15 · 10 ⁷	1.52 · 10 ⁷
2	1700—1750	1.12		0.110 · 10 ⁻¹⁹	7.38 · 10 ¹¹	4.43 · 10 ¹¹	3.16 · 10 ¹¹
3	1750—1800	2.23 · 10 ⁻¹⁹		0.37 · 10 ⁻²⁰	2.11 · 10 ¹²	1.91 · 10 ¹²	1.78 · 10 ¹²
4	1800—1812	4.46 · 10 ⁻²⁰	2.04 · 10 ⁻¹⁹	0.334	6.50 · 10 ¹¹	6.37 · 10 ¹¹	6.29 · 10 ¹¹
5	1812—1822	8.93 · 10 ⁻²¹	2.12	0.260	6.07	6.04	6.03
6	1822—1865	1.86	2.42	0.110	3.26 · 10 ¹²	3.26 · 10 ¹²	3.26 · 10 ¹²
7	1865—1890	4.46 · 10 ⁻²²	2.60	0.37 · 10 ⁻²¹	2.35	2.35	2.35
8	1890—1950	9.30 · 10 ⁻²³	2.98	0.130	6.98	6.98	6.98
9	1950—2120	2.97	6.50	0.370 · 10 ⁻²²	2.96 · 10 ¹³	2.96 · 10 ¹³	2.96 · 10 ¹³
10	2120—2290	8.19 · 10 ⁻²⁴	2.79 · 10 ⁻¹⁸		7.50	7.50	7.50
11	2290—2400	3.72	6.51		1.30 · 10 ¹⁴	1.30 · 10 ¹⁴	1.30 · 10 ¹⁴
12	2400—2700		1.04 · 10 ⁻¹⁷		6.81	6.81	6.81
13	2700—2900		5.73 · 10 ⁻¹⁸		1.02 · 10 ¹⁵	1.02 · 10 ¹⁵	1.02 · 10 ¹⁵
14	2900—3000		1.04		1.74	1.74	1.74
15	3000—3140		2.23 · 10 ⁻¹⁹		2.53	2.53	2.53
16	3140—3250		4.65 · 10 ⁻²⁰		2.60	2.60	2.60
17	3250—3350		1.12		3.00	3.00	3.00
18	3350—3525		2.23 · 10 ⁻²¹		5.36	5.36	5.36
19	4800—5500		2.23		7.00 · 10 ¹⁶	7.00 · 10 ¹⁶	7.00 · 10 ¹⁶
20	5500—6300		4.40		8.25	8.25	8.25
21	6300—7100		2.23		7.86	7.86	7.86

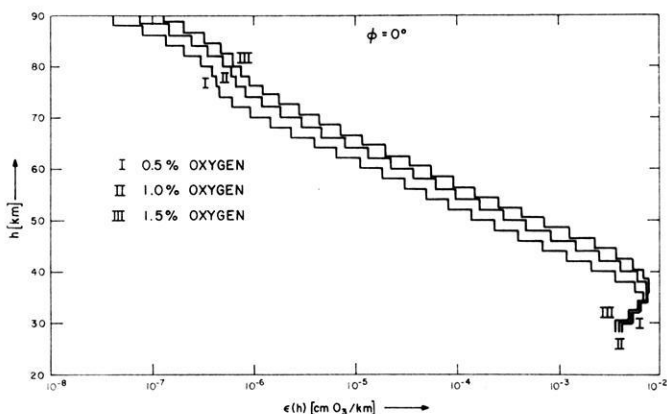


Fig. 2: Ozone distribution in Venus' atmosphere at the equator for three cases of oxygen abundance.

in the layer l according to equation (6) the numbers of quanta $q_{l,l-1}$ reaching the next layer below were calculated. This number depends on all absorbing CO_2 , O_2 and O_3 molecules in the l^{th} layer. These numbers $q_{l,l-1}$ then go into equation (6) to calculate $n_{3,l-1}$, and so on.

As mentioned above, this procedure ends at 30 km altitude. The results, the ozone profiles for two different latitudes, 0° and 60° , are given in the fig. 2 and 3. The maximum of ozone concentration lies slightly above the assumed cloud level and higher than on earth. The pressure dependence of the absorption coefficients, which

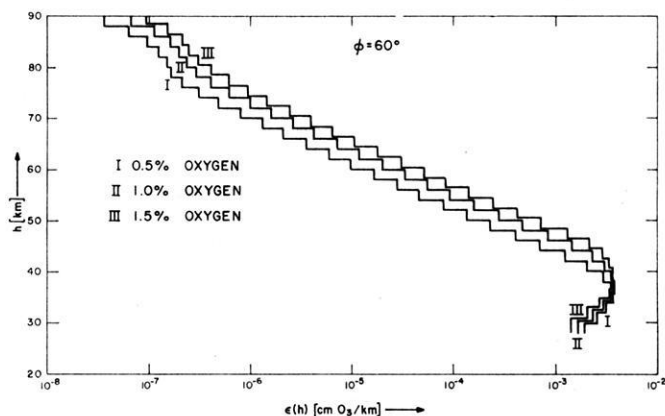


Fig. 3: Ozone distribution in Venus' atmosphere at 60 degrees latitude for three cases of oxygen abundance.

Table 2: Total ozone above Venus' cloud level, which is assumed at 36 km altitude.

x_1 , x_2 and x_3 are total ozone amounts in cm O_3 STP for 0.5%, 1.0% and 1.5% oxygen respectively.

latitude	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°
x_1	0.0509	0.0508	0.0506	0.0502	0.0496	0.0488	0.0478
x_2	0.0682	0.0681	0.0677	0.0669	0.0659	0.0646	0.0629
x_3	0.0780	0.0778	0.0773	0.0764	0.0750	0.0733	0.0712

latitude	35°	40°	45°	50°	55°	60°	65°
x_1	0.0466	0.0452	0.0434	0.0413	0.0388	0.0359	0.0324
x_2	0.0606	0.0584	0.0556	0.0523	0.0485	0.0442	0.0392
x_3	0.0687	0.0657	0.0622	0.0582	0.0536	0.0484	0.0426

latitude	70°	75°	80°
x_1	0.0282	0.0233	0.0173
x_2	0.0335	0.0269	0.0193
x_3	0.0360	0.0285	0.0200

only makes a slight difference [CRAIG, 1950], was not regarded for the described calculation.

This ozone calculation was done for the sunlit side of Venus. The mean lifetime of stratospheric ozone depends on the temperature. At 200°K this lifetime is 4×10^{20} hours, at 300°K it is still 4×10^9 hours [PAETZOLD and REGENER, 1957]. As the stratospheric temperatures on Venus do not exceed 300°K we can assume that the calculated ozone layer—once built up on the sunlit side—is very stable all over Venus' night side.

The total ozone, i. e., the integrated ozone amount above the cloud level, is given in Table 2 for several latitudes. This total ozone was computed for a cloud level at 36 km, in order to avoid an overestimation. If the cloud top is lower in altitude, the total ozone amounts will be higher than those given in Table 2.

Acknowledgments

This work was supported by the National Science Foundation ARL GA-849.

References

- BERKNER, L. V., and L. C. MARSHALL: Limitation on Oxygen Concentration in a Primitive Planetary Atmosphere, *J. of the Atmosph. Sciences*, 23, 133—143, 1966.
- CRAIG, R. A.: The observations and Photochemistry of Atmospheric Ozone and their Meteorological Significance, *Meteorol. Monographs*, 1, No. 2, 1950.
- KOENIG, L. R., F. W. MURRAY, C. M. MICHAUX, and H. A. HYATT: Handbook of the Physical Properties of the Planet Venus. NASA SP-3029, 1967.
- PAETZOLD, H. K., and E. REGENER: Ozon in der Erdatmosphäre. *Handbuch der Physik*, XLIII, Geophysik 2, Berlin, 1957.
- REESE, D. E., and P. R. SWAN: The Venera 4 Atmosphere Probe—An Analysis of its accomplishments. Preliminary publication NASA Ames Research Center, Moffett Field, California, 1968.
- UREY, H. C.: In: *The Origin of Life on Earth*. Symp. Intern. Union Biochem. Moscow, 1957, Pergamon Press, Oxford, p. 16, 1959.
- VINOGRADOV, A. P., YU. A. SURKOV, K. P. FLORENSKIY, and B. M. ANDREYCHIKOV: Determination of Chemical Composition of the Atmosphere of Venus by the Interplanetary Station Venera 4. *Doklady A. N. SSSR, Astronomiya*, 197, No. 1, 37—40. Izdatel stvo NAUKA, Moskva, 1968. NASA transl. by A. L. Brichant, 1968.

Digitalisierung modellseismischer Signale¹⁾

Von M. KOENIG, Hamburg²⁾

Eingegangen am 27. August 1968

Zusammenfassung: Die Digitalisierung hochfrequenter Signale, wie sie in der Modellseismik auftreten (1 kHz bis 2 MHz), ist nach den bisher üblichen Verfahren zeitraubend. Aus diesem Grund wurde ein Verfahren entwickelt, mit dessen Hilfe es möglich ist, das modellseismische Signal frequenzuntersetzt auf einem Digitalband zu speichern. Der Weg führt zunächst zu einer, unter Anwendung des Samplingverfahrens, frequenzunteretzten und frequenzmodulierten Aufzeichnung auf ein einfaches Tonband. Anschließend werden die so gespeicherten Daten von einem Analog-Digital-Wandler auf ein Digitalband übertragen.

Die Frequenzuntersetzung ist in weiten Grenzen variabel, so daß auch wesentlich höherfrequente Signale (bis 1 GHz) nach diesem Verfahren auf einem handelsüblichen Tonband gespeichert werden können, wenn es sich — wie in der Modellseismik — um periodische Vorgänge handelt, und ihre Periode variabel einstellbar ist.

Summary: The process used till now to digitize high frequency signals ($10^3 - 2 \cdot 10^6$ cps), as generally observed in modelseismology, is a lengthy one. So, a process was developed to store the signal, after frequency division, on a digital tape. Thus, using sampling, we get at first a frequency divided and modulated record on a normal tape. Then this stored data is transferred to a digital tape using an *A-D*-converter.

The range of frequency division can be varied, so that high frequency signals (up to 10^9 cps) can also be stored, using this method, on a normal commercial tape. The only requirement is that the process be periodic and that the periods be variable as it is the case in modelseismology.

Die digitale Verarbeitung seismischer Signale hat in den letzten Jahren vor allem auf dem Gebiet der Korrelationsrechnung und der Frequenzanalyse eine solche Bedeutung erlangt, daß auch in der Modellseismik derartige Untersuchungsmethoden notwendig geworden sind. Das Hauptproblem bei der Digitalisierung modellseismischer Signale besteht darin, die hierbei auftretenden Frequenzen zwischen 1 kHz und 2 MHz amplituden- und phasengetreu soweit zu untersetzen, daß sie von den üblichen Datenverarbeitungsmaschinen aufgenommen werden können.

Auf dem Gerätemarkt werden zahlreiche Kurvenabtastgeräte mit digitaler Ausgabe angeboten. Voraussetzung für die Anwendung dieser Geräte ist, daß die zu digitalisierenden Signale in graphischer Form vorliegen — in der Modellseismik als photographische Aufnahme des Oszillogramms. Die Auswertung der Seismogramme führt

¹⁾ Vortrag, gehalten am 5. April 1968 in Hamburg, anläßlich der Meteorologen-Geophysiker-Tagung (VDMG — DGG — AMS — RMS).

²⁾ Dipl.-Ing. M. KOENIG, Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg, 2 Hamburg 13, Binderstraße 22.

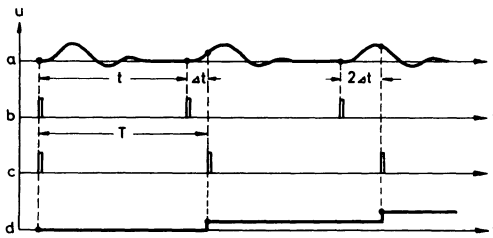


Abb. 1: Schematische Darstellung der Abtastung eines periodischen Signals beim Samplingverfahren.

- a) Signal am Vertikaleingang des Samplingeinschubs
- b) Triggerimpuls des Impulsgenerators
- c) Abtastsignal
- d) Signal am Vertikalausgang des Samplingeinschubs

Schematic representation of the sampling operation in the presence of a periodic signal.

- a) Signal at the vertical input of the sampling plug-in unit
- b) Trigger-pulse from the pulse-generator
- c) Internal pulse starting sampling
- d) Vertical output of the sampling plug-in unit

also in diesem Fall von der Photographie über die Abtastung des Kurvenzuges mit der Hand zu den gesuchten digitalen Werten. Im Hinblick auf die Genauigkeit dieses Verfahrens und den benötigten Zeitaufwand ist die Frage naheliegend, ob nicht ein anderes Verfahren geeigneter ist, das nämlich unmittelbar die vorhandenen Analogwerte in Digitalwerte umwandelt.

Die oben erwähnte Frequenzumsetzung läßt sich mit Hilfe des Samplingverfahrens erreichen. Dieses Verfahren sei kurz beschrieben, bevor der Gesamtaufbau der modellseismischen Apparatur erläutert wird. Das Prinzip des Samplingverfahrens sei an Hand der Abb. 1 gezeigt.

Das Signal am Eingang des Samplingeinschubs, das periodisch wiederholt wird, wird punktweise abgetastet. Bei jedem einzelnen Signaldurchgang wird jeweils nur ein einziger Punkt des Seismogramms auf dem Bildschirm des Oszillographen sichtbar gemacht, und zwar wird ein gegenüber dem vorhergehenden Durchgang um Δt verspäteter Amplitudenwert des Seismogramms abgebildet. Das Zeitintervall zwischen der Abbildung zweier benachbarter Punkte auf dem Bildschirm ist $T = t + \Delta t$. Dabei bedeutet t die Periode der Impulsfolge; Δt ist dagegen eine am Samplingeinschub variabel einstellbare Größe. Hinsichtlich des Zeitintervalls zwischen zwei benachbart abgebildeten Punkten ist zwischen dem *reellen Zeitintervall* T und dem *äquivalenten Zeitintervall* Δt zu unterscheiden. Dem Zeitintervall T entspricht im Originalsignal das Zeitintervall Δt . Am Vertikalausgang des Samplingeinschubs liegt eine Spannung an,

die dem Amplitudenwert des Originalsignals an der abgetasteten Stelle entspricht. Diese Spannung wird solange annähernd konstant gehalten, bis ein neuer Punkt des Seismogramms abgetastet wird. Das bedeutet, daß das Ausgangssignal stufenförmig ist. Jede einzelne Stufe entspricht einem abgetasteten Amplitudenwert. Die „Breite“ der einzelnen Stufen ist T .

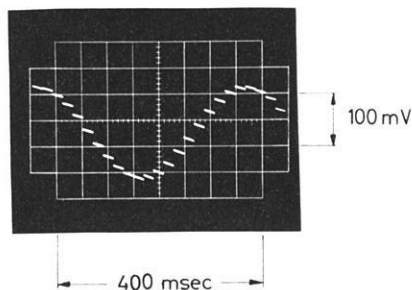


Abb. 2: Sinusförmiges Signal am Ausgang des Samplingeinschubs; Frequenzuntersetzung 1:4000.

Sinusoidal signal at the vertical output of the sampling plug-in unit; frequency division 1:4000.

Abb. 2 zeigt den typischen Signalverlauf am Ausgang des Samplingeinschubs. Es handelt sich hierbei um ein 10 kHz-Sinussignal. Der Samplingeinschub wurde extern von einem 50-Hz-Generator getriggert, der mit dem Sinusgenerator synchronisiert war. Die hierbei erreichte Frequenzuntersetzung war $\Delta t/T = 1/4000$. Man erkennt den stufenförmigen Signalverlauf. Ferner ist der Abbildung zu entnehmen, daß die Spannung zwischen zwei Abtastpunkten nicht konstant ist. Bei größerer Zeitauflösung wäre zu sehen, daß der Spannungsabfall exponentiell erfolgt.

Im Hinblick auf die spätere Digitalisierung ist die Approximation einer stetigen Funktion durch eine Stufenfunktion ohne Belang, wenn darauf geachtet wird, daß erstens Δt entsprechend dem Abtasttheorem von SHANNON (SHANNON 1948) genügend klein ist, und zweitens die Digitalisierung mit dem Stufenbeginn synchronisiert wird.

Das ursprüngliche Signal ist am Ausgang des Samplingeinschubs frequenzuntersetzt abgreifbar. Die Größe der Frequenzuntersetzung ergibt sich aus dem Verhältnis des äquivalenten Zeitintervalls Δt zu dem reellen Zeitintervall T . Je nachdem, ob es sich um zweidimensionale oder um dreidimensionale Modelle handelt, wird die obere auswertbare Grenzfrequenz der seismischen Signale 200 kHz oder wenige Megahertz betragen. Entsprechend ist dann der äquivalente Punktabstand Δt zu wählen. Größenordnungsmäßig wird $\Delta t = 1 \mu\text{sec}$ gelten. Dagegen ist das reelle Zeitintervall T im wesentlichen von der Impulsfolgeperiode t abhängig, die im allgemeinen zwischen 10 msec und 100 msec liegen wird. Daraus errechnet sich ein Frequenzuntersetzungs-faktor in der Größenordnung von 1:10000 bis 1:100000.

Das bei der nachfolgend beschriebenen Apparatur für die Frequenzumsetzung modellseismischer Signale benutzte Gerät ist ein Samplingeschub, Typ 1S1, der Firma Tektronix Inc. Dieses Gerät ist mit einem Zeitbereichschalter für die Horizontalablenkung des Kathodenstrahls ausgerüstet. Er ist so ausgelegt, daß maximal ein Zeitintervall von $500 \mu\text{sec}$ dargestellt werden kann. Bei dieser Einstellung ist der äquivalente Punktabstand Δt im Bereich von $0,2 \mu\text{sec}$ bis $10 \mu\text{sec}$ kontinuierlich variabel, leider nicht in geeichten Schritten. Dieser Mangel ist jedoch nicht so schwerwiegend: er macht es lediglich notwendig bei jeder Registrierung die Anzahl der Stützstellen neu auszuzählen, wozu zweckmäßigerweise ein Impulszähler benutzt wird. Dieses ist allein auch schon deswegen erforderlich, weil die Gesamtzahl der Stützstellen von Seismogramm zu Seismogramm schwankt, und dieser Fehler bei der Datenverarbeitung im Rechenprogramm berücksichtigt werden muß. Die Konstanz des Stützstellenabstandes ist zweckmäßigerweise mit einem geeichten Zeitmarkengenerator vor Beginn und nach Abschluß jeder Meßreihe zu kontrollieren. Die Registrierung der Zeitmarke ermöglicht außerdem die Länge des abgetasteten Seismogrammausschnitts mit großer Genauigkeit zu bestimmen.

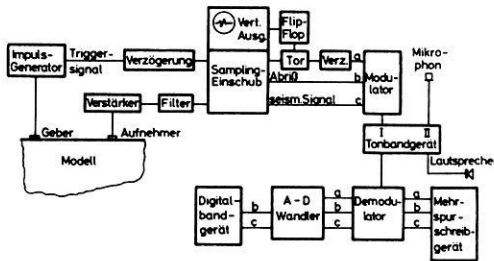


Abb. 3: Blockschaltbild der Apparatur zur Digitalisierung modellseismischer Signale.

Blockdiagram of the entire equipment for digitization of model seismic data.

Abb. 3 stellt das Blockschaltbild der Apparatur dar, wie sie vom Verfasser benutzt wird, um modellseismische Signale zu erzeugen und die empfangenen Signale auf einem Digitalband zu speichern. Der Impuls-generator liefert ein elektrisches Signal, das den piezoelektrischen Geberkristall zu elastischen Schwingungen anregt. Diese elastischen Impulse breiten sich in dem Modell mit einer bestimmten Geschwindigkeit aus, und erreichen nach einer gewissen Zeit den Aufnehmer, der die elastischen Signale in elektrische umwandelt. Diese Signale werden verstärkt, gefiltert und auf den Vertikaleingang des Samplingeschubs gegeben. Der Samplingeschub selbst wird von einem Signal getriggert, das vom Impuls-generator herrührt, das jedoch ein variabel einstellbares Verzögerungsglied durchläuft. Dieses variable Verzögerungsglied soll ermöglichen, den dargestellten Signalbeginn beliebig zu wählen. Am Ausgang des Samplingeschubs wird das frequenzumgesetzte seismische Signal abgegriffen (im Blockschaltbild c) und auf den Eingang eines Modulators gegeben. Es handelt sich

hierbei um einen Modulator der Firma Lennartz, der mit vier Kanälen und einem Pilottonkanal ausgerüstet ist und nach dem Prinzip der FM-Modulation arbeitet. Dieser Modulator, der mit einer Mischstufe ausgerüstet ist, wurde für feldseismische Zwecke entwickelt. Auf den zweiten Kanal dieses Modulators wird ein Signal gegeben, das entweder ein Abrißsignal, ein Zeitmarkensignal oder die Sägezahnspannung sein kann, welche die Horizontalablenkung des Kathodenstrahls bewirkt (im Blockschaltbild b). Dieses Signal erleichtert bei der späteren Verarbeitung der Daten das Aufsuchen einer bestimmten Stelle im Seismogramm. Der dritte Kanal des Modulators wird für die Aufzeichnung eines Triggersignals benötigt, das für die Synchronisation des Analog-Digital-Wandlers verwendet wird (im Blockschaltbild a). Es handelt sich hierbei um den Dunkelastimpuls im Samplingeinschub, der mit dem Stufenanstieg des seismischen Signals am Ausgang des Samplingeinschubs synchronisiert ist. Dieses Triggersignal durchläuft eine Torschaltung, die von einem Flip-Flop gesteuert wird. Die Flip-Flop-Schaltung sorgt dafür, daß bei einmaliger Ablenkung des Kathodenstrahls das Tor nur für die Dauer dieser einzelnen Ablenkung geöffnet ist. Die Anzahl der hindurchgelassenen Triggerimpulse ist dadurch gleich der Anzahl der Stützstellen in dem dargestellten Seismogrammabschnitt. Dank dieser Torschaltung läßt sich die Anzahl der Stützstellen mit einem Impulszähler auszählen. Das der Torschaltung nachgeschaltete Verzögerungsglied soll Effekte kompensieren, die in dem Modulator-Demodulator-System auftreten. Dabei ist vor allem die Signalverformung zu erwähnen, die durch die obere Grenzfrequenz des Systems bei etwa 100 Hz bedingt ist.

Das am Ausgang des Modulators abgreifbare Frequenzgemisch wird zusammen mit dem Pilotton auf einen Kanal eines zweispurigen Tonbandgerätes gegeben. Der zweite Kanal steht für Ansagen zur Verfügung. Mit der Speicherung der seismischen Daten auf Tonband wird der Zweck verfolgt, die Qualität der jeweiligen Registrierung kontrollieren zu können, ohne kostspielige Wandlungszeit beanspruchen zu müssen. Ferner wird der A-D-Wandler nicht durch experimentell bedingte Wartezeiten unnötig blockiert.

Die Abspielung des Tonbandes erfolgt über den Demodulator, wobei Gleichlaufschwankungen des Tonbandes nach dem Pilottonverfahren kompensiert werden. Eine derartige Kompensation ist prinzipiell bei der beabsichtigten A-D-Wandlung überflüssig, wenn das seismische Signal synchron mit dem für die Digitalisierung verwendeten Triggersignal aufgezeichnet wird. In diesem Fall ist jedoch das Triggersignal gegenüber dem zu digitalisierenden Punkt im Seismogramm um einen kleinen Betrag verzögert, so daß eine Kompensation der Gleichlaufschwankung des Tonbandes sinnvoll erscheint.

Die vom Demodulator getrennten Signale können einerseits auf ein mehrspuriges Schreibgerät gegeben werden, andererseits wird das seismische Signal und ein Markierungssignal (Abriß oder dgl.) auf den Eingang des A-D-Wandlers gegeben, der extern getriggert wird. Mit Hilfe eines Digitalbandgerätes werden die seismischen Daten auf einem Digitalband gespeichert und stehen für die Weiterverarbeitung in elektronischen Datenverarbeitungsmaschinen zur Verfügung.

Abb. 4 zeigt ein Seismogrammbeispiel mit sehr unterschiedlichen Signalformen. Seismogramm 1 zeigt das Oszillogramm am Ausgang des Bandpaßfilters (2 kHz bis 200 kHz). Seismogramm 2 war nach dem oben beschriebenen Verfahren zur gleichen Zeit auf Tonband aufgenommen worden. Die auf dem Tonband gespeicherten Daten wurden auf ein Digitalband übertragen und anschließend von einem Plotter ausge-

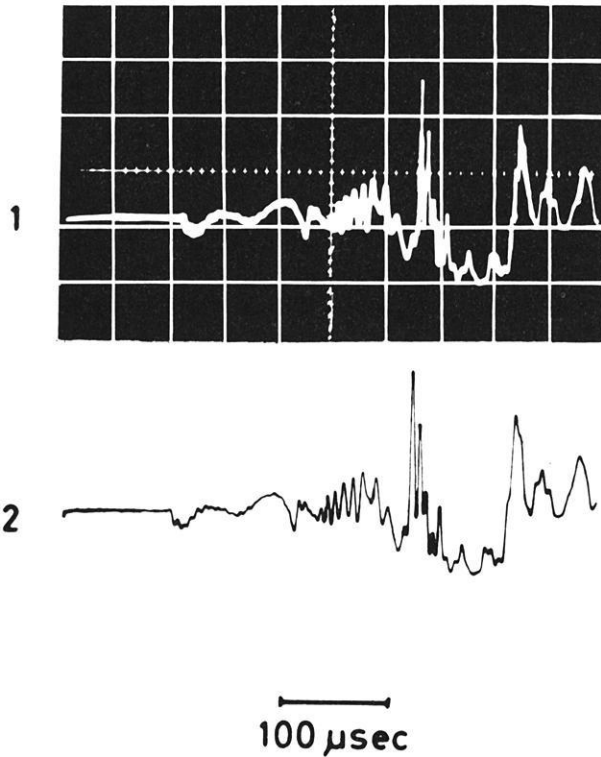


Abb. 4: Modellseismogramm (1) abgegriffen am Ausgang des Filters und (2) von einem dem Digitalbandgerät nachgeschalteten Plotter gezeichnet. Die Gesamtzahl der Stützstellen betrug 844.

Model seismic signal at the output of the filter (1) and the same signal drawn by a plotter (2) after having been stored on a digital tape. The total number of samples was 844.

zeichnet. Die Anzahl der Stützstellen betrug in dem dargestellten Seismogrammabschnitt 844. Die Impulsfolgeperiode t hatte den Betrag von 13,9 Hz. Vergleicht man beide Seismogramme, so stellt man eine gute Übereinstimmung im Signalverlauf fest. Das vom Plotter gezeichnete Seismogramm erscheint wesentlich klarer. Um eine

gleiche Qualität des Oszillogramms zu erhalten, wäre es notwendig gewesen, den Zeitmaßstab und den Amplitudenmaßstab erheblich zu vergrößern; d. h. das Seismogramm hätte stückweise photographiert werden müssen. Bei einer Vielzahl von Seismogrammen wäre ein solches Verfahren recht umständlich.

So ergibt sich bei der Speicherung modellseismischer Daten auf Digitalband außer dem eingangs erwähnten Vorteil einer schnellen Korrelationsrechnung und Spektralanalyse noch ein weiterer, nämlich Seismogrammontagen in großem Maßstab (z. B. $1 \mu\text{sec} \cong 1 \text{ mm}$) vom Plotter zeichnen zu lassen, wobei das äquivalente Zeitintervall der gezeichneten Seismogrammlänge bis zu $500 \mu\text{sec}$ betragen kann.

Abschließend möchte der Verfasser Herrn Prof. Dr. H. MENZEL für die Anregung zu dieser Arbeit danken. Für vielseitige Unterstützung sei Herrn Dipl.-Geophys. W. KAMINSKI gedankt, ebenso Herrn Phys.-Ing. W. ENDRUWEIT, der die notwendigen elektronischen Zusatzgeräte gebaut hat. Dank gebührt ferner der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung der finanziellen Mittel.

Literatur

SHANNON, C. E.: A Mathematical Theory of Communication. Bell Syst. Tech. J., 27, 1948.

Studies of time-dependent deformation of some granite and eclogite rock samples under uni-axial, constant compressive stress and temperatures up to 400 °C

By F. RUMMEL, München¹⁾

Eingegangen am 13. April 1968

Summary: This report deals with studies of the inelasticity of some granite and eclogite samples by means of the measurement of deformation in cylindrical rock samples under uni-axial, static load. At constant stress and temperature this deformation could be determined as a single function of duration of applied load.

The stresses used were far below the ultimate strength for the rock samples and the temperature was far below the estimated melting temperature. The period of application of the stress was between one hour and 8 days. The amount of deformation that took place during the experiments was between $\varepsilon = 10^{-6}$ and $2 \cdot 10^{-4}$, depending on the stress and temperature applied, and thus was a few per cent of the total deformation which the rock could sustain as an elastic body. The dependence of the deformation on the period of application of the stress could be described with a good approximation by the function $\varepsilon(t) = C_1 \ln C_2 t + C_3 t$. After the removal of the stress the part of the deformation given by the logarithmic term of the function recovered, whereas the part corresponding to the linear term was irreversible. C_1 increased linearly both with stress and temperature applied within the range of the experiment.

In an attempt to interpret the deformation observed various mechanisms will be discussed which hitherto have only been used in connection with deformation in metals (movement of point lattice defects, frictional sliding on grain boundaries and cracks, movement of dislocation lines).

In considering the portion of inelastic deformation that could be described by the logarithmic time relation (recoverable part), a possible deformation mechanism, namely the motion of dislocation lines will be assumed. The logarithmic time law for quantitative description of the observed deformation will be derived on the basis of dislocation theory. Comparing experimental results and theoretically derived function an approximate value of $6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$ for the activation volume could be obtained. From that an average value for free activation length of the dislocation line of 10^{-5} cm is calculated. The fact that the length of dislocation sections between nodes of the network is usually considered to be more than 10^{-5} cm in silicates, leads to the conclusion that the free activation length is determined by point defects in the crystal lattice. Accordingly an activation energy for dislocation movement of 1 to 2 eV is estimated. At higher temperatures ($T = 300^\circ\text{C}$) the motion of dislocation lines may already be influenced by diffusion of point defects.

¹⁾ Dr. F. RUMMEL, Institut für Angewandte Geophysik der Universität, 8 München 2, Richard-Wagner-Str. 10.

Now at the University of Minnesota, School of Mineral and Metallurgical Engineering, Minneapolis, Minn. 55455, U.S.A.

Zusammenfassung: Es wird über Untersuchungen zur Inelastizität einiger Granit- und Eklogitproben berichtet. Als spezielle Untersuchungsmethode wurden die Verformung an zylindrischen Gesteinsstäben unter einachsigen Druck gemessen. Bei konstanter äußerer Spannung und konstanter Temperatur konnte die Verformung allein als Funktion der Belastungsdauer bestimmt werden. Die verwendeten Spannungen lagen weit unterhalb der Bruchspannungen der Gesteinsproben, die Temperatur weit unterhalb des Schmelzpunktes der Minerale. Die Belastungsdauer lag zwischen einer Stunde und 8 Tagen. Die Größe der während der Versuchsdauer erreichten Verformung lag, je nach der angewendeten Spannung und Temperatur, zwischen $\varepsilon = 10^{-6}$ und $2 \cdot 10^{-4}$ und betrug damit einige Prozent der Verformung, die das Gestein als elastischer Körper erfährt. Die Abhängigkeit der Verformung von der Belastungsdauer konnte durch die Funktion $\varepsilon(t) = C_1 \ln C_2 t + C_3 t$ mit guter Näherung beschrieben werden. Nach dem Entlasten erwies sich der durch den logarithmischen Term der Funktion wiedergegebene Anteil als verzögert reversibel, während der dem linearen Term entsprechende Verformungsanteil irreversibel war. C_1 nahm im betrachteten Temperatur- und Spannungsbereich linear mit der angelegten Druckspannung und der Temperatur zu.

Bei dem Versuch einer Interpretation der beobachteten Verformungen werden verschiedene Mechanismen diskutiert, die auch als Ursache der Inelastizität der Metalle angenommen werden. (Wandern von punktförmigen Gitterfehlern, Gleitbewegung an Korngrenzen und Rissen, Bewegungen von Versetzungslinien in Kristallen.)

Bei der Betrachtung des Anteils der Verformung der durch die logarithmische Beziehung beschrieben werden konnte, wird ein möglicher Verformungsmechanismus, nämlich die Bewegung von Versetzungslinien angenommen, und aufgrund der Theorie der Versetzungen die oben angegebene Funktion zur quantitativen Beschreibung der Verformung abgeleitet. Durch Vergleich der experimentell ermittelten mit der theoretisch abgeleiteten Funktion erhält man für das Aktivierungsvolumen einen mittleren Wert von $6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$. Daraus errechnet sich eine mittlere freie Aktivierungslänge von 10^{-5} cm . Da die Länge der Versetzungsabschnitte zwischen den Knoten des Versetzungsnetzwerks als größer angenommen werden muß, gelangt man zu der Vorstellung, daß die freie Versetzungslänge durch Punktfehler im Gitter bestimmt wird. Bei höheren Temperaturen kann die Versetzungsbewegung durch die Diffusionsgeschwindigkeit der Punkthindernisse beeinflusst werden. Für den spannungsfreien Zustand kann eine Aktivierungsenergie von 1–2 eV für die Bewegung der Versetzungen abgeschätzt werden.

Introduction

In connection with problems of attenuation of seismic energy, convection in the upper mantle, faulting and fracture processes in the crust of the earth and in the field of engineering rock mechanics much attention has in the recent years been paid to the study of inelasticity of rocks. In spite of considerable experimental work, however, we are only beginning to understand even the fundamentals of some deformation mechanisms in crystalline rocks. These include fracturing, frictional gliding of grains about one another, twin and translations gliding in crystals, recrystallisation, self-diffusion, impurity diffusion, and dislocation movement.

As a special case of inelasticity of rocks, here time-dependent deformations of cylindrical rock specimens caused by constant, uni-axial applied stresses will be considered. The constant stresses applied usually lie below the elastic limit, far below fracture strength of the rock specimens; the strain rates observed are below 10^{-5} sec^{-1} , unless the temperatures are raised to about half of the melting temperature (in °K).

To obtain higher strain rates in high temperature experiments confining pressure is needed to avoid disaggregation of polycrystalline rocks caused by differential thermal expansion of the various minerals or by mineral dissociation. This kind of inelastic deformation at constant stress described here, is designated as creep deformation.

Creep experiments are perhaps the simplest ones to study the effect of stress and temperature on time-dependent deformation. Creep of rocks at room temperature and different stresses had been fairly well studied by GRIGGS [1939], LOMNITZ [1956], IIDA and KUMAZOWA [1957], IIDA et al. [1960], MATSUSHIMA [1960], HÖFER [1963], ROBERTSON [1964], MURRELL and MISRA [1962], and RUMMEL [1965]. The role of temperature, however, in the creep of rocks has received much less attention except for the recent experiments of HEARD [1961, 1962, 1963] on Yule marble and of MISRA and MURELL [1965] and MURRELL [1967] on different sedimentary, metamorphic and igneous rocks at various temperatures ranging up to 750°C. The present study adds some further measurements on two different rocks (granite/Flossenbürg/E-Bavaria; eclogite/Weißenstein/NE-Bavaria). The uni-axial stresses that could be used were limited by the onset of micro-fracture which was observed to start at 70 per cent of the fracture strength. Temperatures ranged from room temperature up to 400°C.

Description of Rocks Tested

Petrographical studies of the starting material gave the following results:

a) *granite/Flossenbürg*

Granite specimens collected from a quarry near Flossenbürg are medium to coarse grained with phenocrysts of microcline of diameter up to 2 cm. The microcline phenocrysts contain zones of fine inclusions suggesting stages of growth. The high portion (12%) of muscovite is significant for this granite. Microclines and micas are commonly oriented. Thin section studies reveal the following approximate mineralogical composition (in volume per cents): Quartz (20), microcline (30), plagioclase (35), muscovite (12), biotite (2), accessories (1). The great number of inclined idiomorphic biotite, plagioclase and quartz crystals form the granoblastic structure. From numerous cracks microcline is displaced by quartz. Slightly bent twin lamellae of the micas indicate previous mechanical effects. Quartz crystals show undulatory extinction.

b) *eclogite*

The specimens are medium to fine grained with a grain size 1 to 2 mm and consist of garnet (30 per cent by volume), pyroxene (50), hornblende (8), plagioclase (2), quartz (8–10), muscovite (1), and accessories (1). Pyroxene are omphacites, at the grain boundaries heavily altered to a mixture of diopside, jadeite and albite components which are further transformed into hornblende and plagioclase [STETTNER 1960]. On the distinct original cleavage of the omphacites parallel to (110) planes two sets of tectonically caused crack systems are superimposed. These are arranged almost symmetrically with respect to the original cleavage and at an angle of 60 degrees to

one another. Commonly anhedral quartz μ grains within the omphacite crystals are product of the alteration and show no strain features (deformation bands, undulatory extinction etc.). Garnets have sharply defined grain boundaries and are sometimes traversed by irregular cracks. Muscovites are closely associated with quartz and show typical plate cleavage. Other accessories are magnetite, rutile, apatite and primary graphite.

The specimens of granite and eclogite were right circular cylinders, 3 cm in diameter and 12 cm high, and were cored from larger blocks with a diamond-core drill. Both the end surfaces of each specimen were carefully grinded and polished (grinding materials used were SiC with grain size 60μ to 5μ and B₄C with grain size $< 5 \mu$).

In order to make possible the comparison of measurements on different rocks their elastic properties and ultimate strengths have been studied by means of common stress-strain tests as well as by dynamic methods (resonance method on rock cylinders, velocity measurements on specimens by Schlieren-optical device, Hammerschlagseismic in situ). Results obtained are listed in Table 1 and 2.

Table 1: Ultimate strength τ_f , obtained by uni-axial compression tests on rock cylinders.

	mean for 5 specimen $10^8 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$	range $10^8 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$
granite	14.2	12.6–15.8
eclogite	23.0	20.4–23.6

Table 2: Datas of elasticity of the two rocks, determined by different methods.

1) *Stress-strain tests on rock cylinders:*

	stress range 10^8 dyn/cm^2	YOUNG's modulus E mean for 5 specimen 10^{11} dyn/cm^2	POISSON's ratio σ mean for 5 specimen
granite	2–10	5 (range 4–6)	0.25 (range 0.18–0.31)
eclogite	2–19	12 (range 11.2–12.6)	0.20 (range 0.17–0.25)

2) *Measurements on rock cylinders using the resonance method:*

	velocity v_D 10^3 m/sec	density ρ g/cm^3	YOUNG's modulus E 10^{11} dyn/cm^2
granite	4.0*) (range 3.4–4.3)	2.60*)	4.1*)
eclogite	5.9**) (range 5.8–6.0)	3.40**)	12.0**)

*) mean for 4 specimens, **) mean for 9 specimens

3) Ultrasonics measurements:

a) Measurements on granite blocks carried out by SCHICK and WOHLBERG 1964 (private communication):

$$v_P = 4.5-5.1 \text{ km/sec}$$

b) Measurements on eclogite prisms using the method of schlieren optics:

$$v_P = 6.0 \text{ km/sec} \quad E = 9.5 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$$

$$v_S = 3.3 \text{ km/sec} \quad \sigma = 0.30$$

4) *In situ* measurements on the Flossenbürg granite by the method of Hammerschlag-seismics: (WOHLBERG 1962, not published)

$$v_P = 5.0 \text{ km/sec} \quad E = 5.3 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$$

$$v_S = 2.8 \text{ km/sec} \quad \sigma = 0.27$$

$$v_R = 2.6 \text{ km/sec}$$

An example of the almost purely elastic stress-strain relations of the two rocks is presented in Fig. 1. Corresponding to the nearly linear stress strain curve for deformation parallel to the stress axis, a constant YOUNG'S modulus is determined almost up to fracture. For direction perpendicular to the applied stress, however, it was found that the strain increased rapidly within the range of higher stresses (approximately above 80 per cent of ultimate strength τ_f). Whereas almost all the strain parallel to

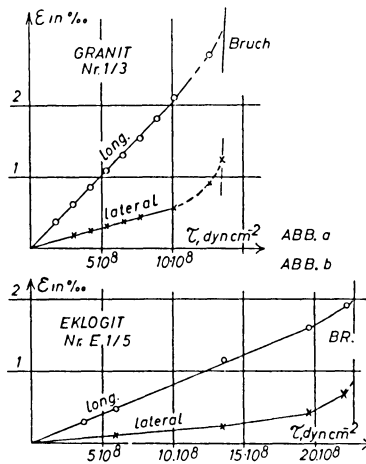


Fig. 1: Stress-strain curves of two rock specimens at constant loading rate of $\dot{\tau} = 0.5 \cdot 10^8 \text{ dyn/cm}^2\text{sec}$. The curves show a linear stress-strain relationship for longitudinal deformation up to fracture, which also holds for lateral deformation in the range of low and medium stresses.

Spannungs-Verformungs-Diagramm zweier Gesteinsproben bei konstanter Belastungsgeschwindigkeit $\dot{\tau} = 0,5 \cdot 10^8 \text{ dyn/cm}^2\text{sec}$. Für die Richtung parallel zur Spannung ergibt sich eine lineare Spannungs-Dehnungs-Beziehung bis nahe zur Bruchgrenze, während in Richtung senkrecht zur angelegten Spannung diese lineare Beziehung nur im Bereich kleiner bis mittlerer Spannungen gilt.

stress is found to be reversible, in cases of higher stresses only a small portion of lateral strain is reversible. The result seems to reflect the effect of apparent volume expansion caused by microscopic fracturing parallel to the axis of the specimen (tension cracks). Similar effects have been observed in experiments on phyllite and limestone specimens [RUMMEL 1965] and granites [MATSUSHIMA 1960].

Experimental Technique

The uni-axial constant stresses were generated by means of a 60-tons compression testing machine. The apparatus is shown schematically in Fig. 2. Due to the very small creep deformations expected the stress on the specimen was assumed to be con-

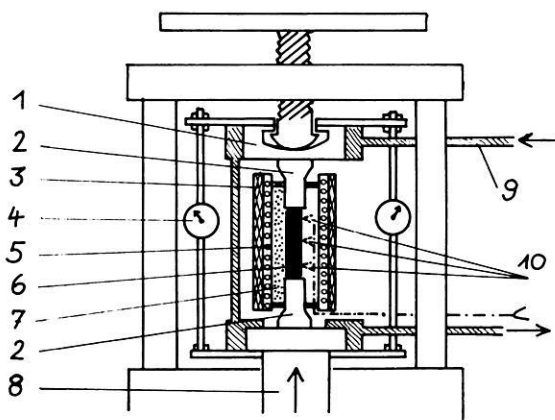


Fig. 2: Schematic diagram of apparatus. 1 upper pistons of the testing machine, 2 hardened steel pistons, 3 sillimanite tube, 4 mechanical strain meters, 5 furnace windings, 6 rock specimen, 7 Al_2O_3 -powder, 8 ram, 9 cooling, 10 thermo-couples.

Versuchsanordnung (schematisch): 1 Obere Druckplatte, 2 Stahlstempel, 3 Sillimanit-Rohr, 4 mechanische Meßuhren, 5 Heizwicklung, 6 Gesteinsprobe, 7 Al_2O_3 als Ofenfüllung, 8 Stempel, 9 Kühlung, 10 Thermo-elemente.

stant if the applied load was kept constant. The load was measured by calibrated precision spring manometers and continuously recorded by the strain gauge equipment. Time deviations of stress were within $10/100$, which was approximately the accuracy of the stress measuring device.

To obtain an almost homogeneous distribution of stress on the polished end pieces of the specimen and to avoid barrelling, frictional forces between the ends of the specimen and the pistons of the testing machine were reduced by using molybdenum disulfide powder (MoS_2) as high temperature lubricant. Thus the ends were almost free to spread laterally during the deformation and the deviations of uniform strain could be neglected by measuring the deformations of the specimen far enough from the ends.

Deformations parallel and perpendicular to the uni-axial stress (longitudinal and lateral strain) were measured by several electric resistance strain gauges connected to an AC-bridge (KWS/II-5, Hottinger MT). For room temperature measurements constantan foil gauges mounted on acryle resin films were used; for higher temperatures: Nichrome-V foil filaments without backening. Physical and technical data of the gauges and the cements are given in Table 3. Application technique is described else-

Table 3: Physical and technical data of strain gauges and cements used.

a) *strain gauges*

temperature range	room temperature	high temperature
type	Hottinger MT	Budd Company
backening	Impa-DMS FA 4	HT-S-460
filament foil material	acryle resin constantan	----- Nichrome V (80% Ni, 20% Cr)
gage factor	2.0–2.1	2.2
temperature coefficient of gage factor	?	$4.10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
resistance (nominal)	120 ohms	150–260 ohms
tolerance of resistance	$\pm 0.5\%$	$\pm 1\%$
temperature coefficient of resistance	$8-14 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	$15 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
maximum strain	1%	?
operating temperature range	$T < 80^\circ\text{C}$	$T < 500^\circ\text{C}$ static $T < 700^\circ\text{C}$ dynamic
gage dimensions in mm:		
backening	33 × 7; 23 × 6	-----
filament	20 × 1; 10 × 2	12.5 × 13.0

b) *cements*

type	Hottinger MT X-60 (2-component cement)	Budd Company H-cement (phosphate-ceramic)
operating temperature range	$T < 80^\circ\text{C}$	$T < 500^\circ\text{C}$ static
resistance of isolation	-----	25°C : $5 \cdot 10^4$ Mohms 500°C : 10 Mohms
viscosity coefficient	?	500°C : 10^{15} poise
application technique	see RUMMEL (1963)	see RUMMEL (1967)

where [RUMMEL 1963, 1967]. Though temperature was kept constant during the experiment, a temperature compensation was applied by means of compensation strain gauges fixed on unstrained small rock pieces mounted on the surface of the test specimens. The mechanical behaviour of both the strain gauges and the cements have been tested within the range of the experiments.

For heating the rock specimens during the experiments cylindrical furnaces were

built, consisting of sillimanite tubes (20 cm in length and 4.5 cm in diameter) wound with Kanthal-DSD wire. Tube and windings were surrounded by another sillimanite tube, the space between was filled with fine-grained Al_2O_3 . The voltage was stabilized up to 10^{-4} . To avoid temperature fluctuations in the specimen greater than $0.01^\circ C$ during the experiments caused by heat flow to the pistons and by convection in the furnace, a temperature regulation was required, according to the most sensitive strain measuring device. Temperature was controlled by means of thermo couples fixed at several points on the surface of the specimen. Load, strains and temperature were recorded continuously by a compensation recorder (Polycomp, Hartmann & Braun).

Experimental Results

Examples of creep curves of granite and eclogite specimens under different constant stresses and different temperature levels are shown in Fig. 3–7. The duration of the

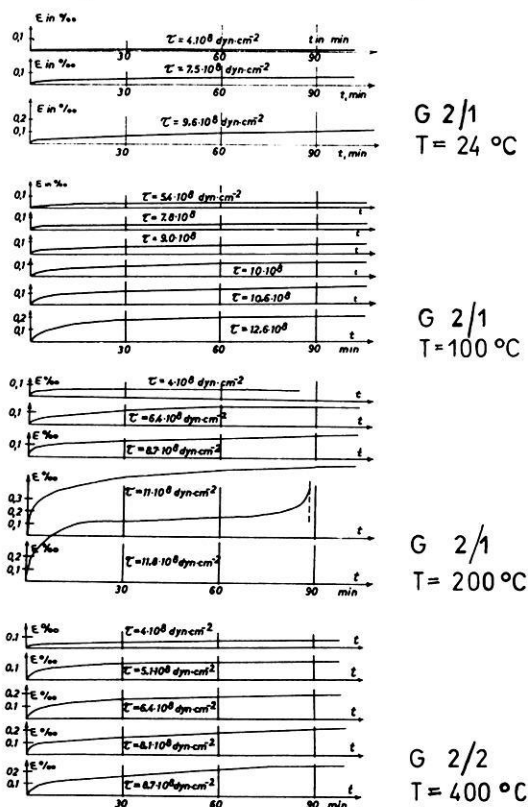


Fig. 3: Creep of granite specimens in direction parallel to various uni-axial stresses τ and at various temperatures T .

Zeitabhängige Verformung von Granitproben in Richtung parallel zur angelegten Spannung unter verschiedener konstanter Spannung und Temperatur.

single experiment was 10^4 and 10^5 seconds, respectively. The total creep observed was only a few per cent of the elastic deformation of the tested rocks observed immediately after load application. In all the experiments the creep deformation increased at

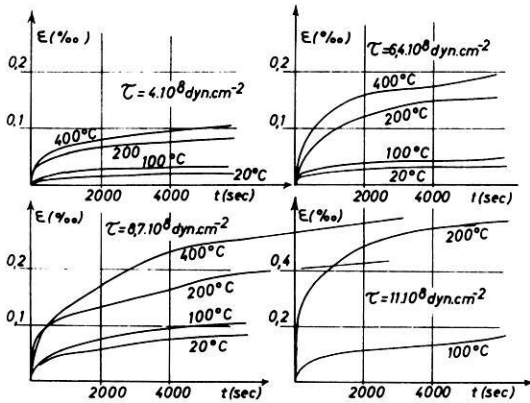


Fig. 4: Temperature dependence of creep strain $\varepsilon(t)$ of granite specimens at different constant stress levels (longitudinal creep).

Temperaturabhängigkeit der zeitabhängigen Verformung $\varepsilon(t)$ von Granit bei verschiedener konstanter Spannung (Verformung in Richtung parallel zur Spannung).

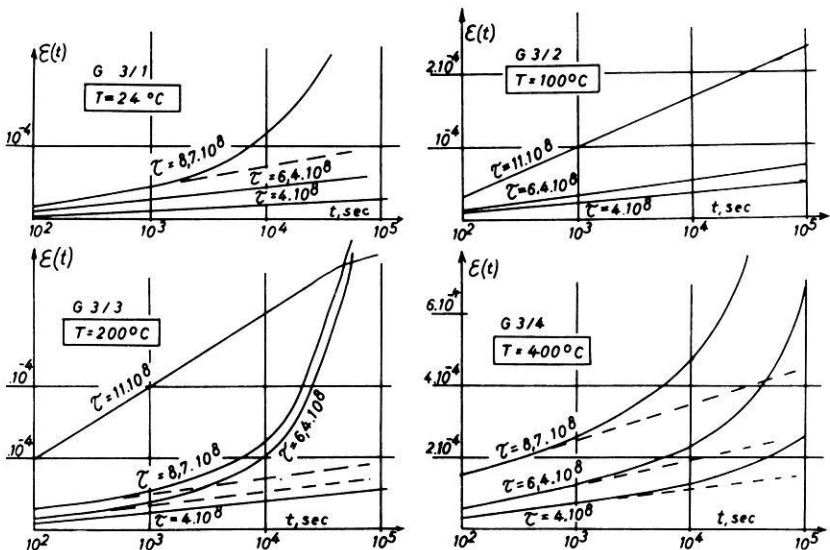


Fig. 5: Creep of granite specimens at various stresses τ and temperatures T in long time-range tests (longitudinal creep).

Zeitabhängige Verformung von Granit in Langzeitversuchen in Abhängigkeit von Spannung τ und Temperatur T (Verformung in Richtung parallel zur Spannung).

decelerating strain rate with time. The creep rate varies from $\dot{\epsilon} = 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ in the first stage after load application up to $10^{-10} \text{ sec}^{-1}$ at the end of the experiments. After an initial interval at low stresses, a state of apparent constant strain rate is reached, which in some cases is less than the accuracy of the measuring equipment. At higher stresses in the experiments of short duration (10^4 sec) the creep stage with decreasing strain rate is not completed during the experiments. In one single case a creep curve up to fracture was obtained (Fig. 3, $\tau = 11.8 \cdot 10^8 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$, $T = 200^\circ\text{C}$), which exemplifies three different stages of creep: the first stage of decelerating strain rate is followed by a stage of almost constant strain rate ($\dot{\epsilon} = 1.6 \cdot 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$), which finally

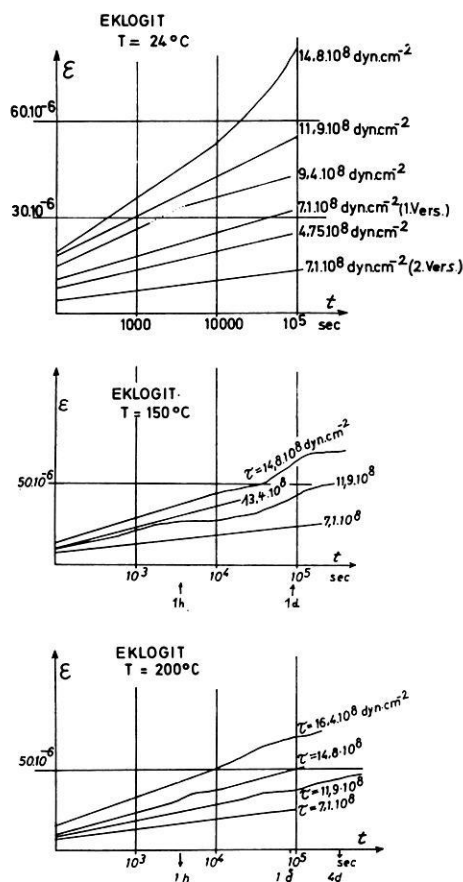


Fig. 6: Creep of eklogite specimens at various temperature levels and under various uni-axial stresses (longitudinal creep).

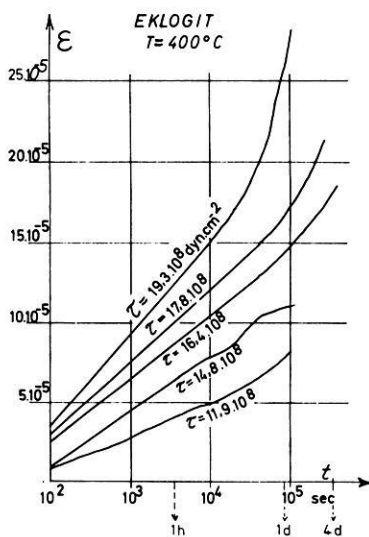
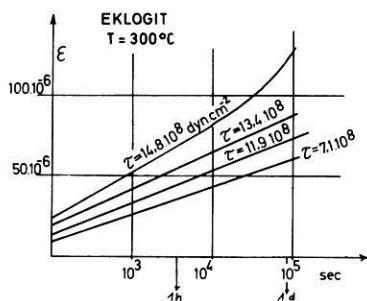
Zeitabhängige Verformung von Eklogit in Abhängigkeit von Spannung und Temperatur (parallel zur Spannung).

is relieved by a stage of accelerating strain rate leading to complete fracture. In long time experiments ($t = 10^5$ sec) similar results have been obtained. Observations are given in semi-logarithmic plots (Fig. 5–9). The curves show that for low stresses (granite: $\tau < 5 \cdot 10^8$ dyn \cdot cm $^{-2}$; eclogite: $\tau < 10^9$ dyn \cdot cm $^{-2}$) and temperatures up to 200–300°C creep data can be approximated by the simple logarithmic creep function

$$\varepsilon(t) = C_1 \ln C_2 \cdot t. \quad (1)$$

This corresponds to the empirical creep laws given by GRIGGS [1939], LOMNITZ [1956], MATSUSHIMA [1960] and RUMMEL [1965]. Deviations from the logarithmic relation at higher temperatures and higher stresses due to the further increase of creep with almost constant strain rate, can be described sufficiently by an almost linear term. Thus the total creep is represented by the creep function

$$\varepsilon(t) = C_1 \ln C_2 \cdot t + C_3 \cdot t^m; \quad m \approx 1. \quad (2)$$



For evaluation of the constants C_1 , C_3 and m a special method was used [RUMMEL 1967]. The creep function for all specimens tested are given in Table 4. An example of lateral creep perpendicular to the applied stress is shown in Fig. 7. It confirms previous observations (MATSUSHIMA 1960, RUMMEL 1965) that at stresses near the fracture range creep rates in lateral direction increase enormously and cause a considerable increase of cross-section. The result leads to the conclusion that microscopic fracture

Table 4: Creep functions.

a) granite

$T, ^\circ\text{C}$	$\tau, \text{dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$	$\varepsilon(t) = C_1 \ln 100 \cdot C_2 + C_1 \ln 100^{-1} t + C_3 \cdot t$
24	$4,0 \cdot 10^8$	$(4 + 3,4 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$6,4 \cdot 10^8$	$(10 + 8,2 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$8,7 \cdot 10^8$	$(18 + 11,6 \ln 10^{-2} t) 10^{-6} + 5,1 \cdot 10^{-9} t$
100	$4,0 \cdot 10^8$	$(10 + 5,5 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$6,4 \cdot 10^8$	$(14 + 8,5 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$11,0 \cdot 10^8$	$(32 + 28,5 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
200	$4,0 \cdot 10^8$	$(20 + 12,8 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$6,4 \cdot 10^8$	$(32 + 17,6 \ln 10^{-2} t) 10^{-6} + 10 \cdot 10^{-9} t$
	$8,7 \cdot 10^8$	$(59 + 18,0 \ln 10^{-2} t) 10^{-6} + 10,1 \cdot 10^{-9} t$
400	$11,0 \cdot 10^8$	$(200 + 85 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$4,0 \cdot 10^8$	$(28 + 18,3 \ln 10^{-2} t) 10^{-6} + 0,5 \cdot 10^{-9} t$
	$6,4 \cdot 10^8$	$(55 + 28,2 \ln 10^{-2} t) 10^{-6} + 4,5 \cdot 10^{-9} t$
	$8,7 \cdot 10^8$	$(150 + 42,5 \ln 10^{-2} t) 10^{-6} + 10 \cdot 10^{-9} t$

b) eclogite

24	$4,75 \cdot 10^8$	$(8 + 2,5 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$7,12 \cdot 10^8$	$(10,5 + 3,1 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$9,35 \cdot 10^8$	$(15 + 5,2 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
150		$(15 + 4,3 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$11,9 \cdot 10^8$	$(18 + 5,4 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$14,8 \cdot 10^8$	$(19,5 + 7,2 \ln 10^{-2} t) 10^{-6} + 12 \cdot 10^{-11} t$
	$7,12 \cdot 10^8$	$(7 + 2,9 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$11,9 \cdot 10^8$	$(10 + 4,5 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
200	$13,4 \cdot 10^8$	$(10 + 5,7 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$14,8 \cdot 10^8$	$(13 + 7,7 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$7,12 \cdot 10^8$	$(7 + 2,6 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$11,9 \cdot 10^8$	$(8 + 4,3 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
300	$14,8 \cdot 10^8$	$(9 + 5,8 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$16,4 \cdot 10^8$	$(15 + 8,0 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$7,12 \cdot 10^8$	$(9 + 7,4 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$11,9 \cdot 10^8$	$(13 + 8,5 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
400	$13,4 \cdot 10^8$	$(19 + 9,8 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$14,8 \cdot 10^8$	$(23 + 12,4 \ln 10^{-2} t) 10^{-6} + 18 \cdot 10^{-11} t$
	$11,9 \cdot 10^8$	$(8 + 9,7 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$14,8 \cdot 10^8$	$(10 + 14,0 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$16,4 \cdot 10^8$	$(25 + 17,6 \ln 10^{-2} t) 10^{-6}$
	$17,8 \cdot 10^8$	$(29 + 20,4 \ln 10^{-2} t) 10^{-6} + 20 \cdot 10^{-11} t$
	$19,3 \cdot 10^8$	$(35 + 24,4 \ln 10^{-2} t) 10^{-6} + 80 \cdot 10^{-11} t$

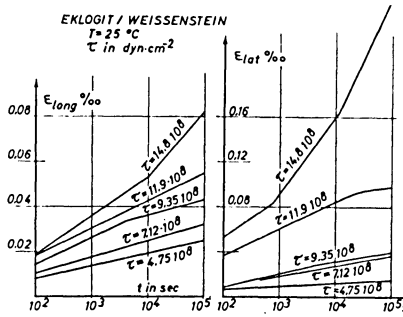


Fig. 7: Creep strains both in longitudinal and lateral direction to different constant uni-axial stresses.
 Zeitabhängige Verformung in Richtung parallel und senkrecht zur Richtung der angelegten Spannung.

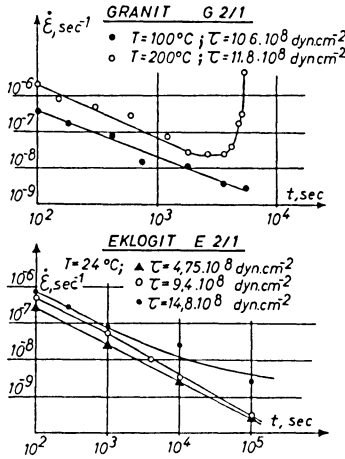


Fig. 8: Creep rate $\dot{\epsilon}$ as a function of time t at various applied stresses τ and temperatures T .
 Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ als Funktion der Belastungsdauer t in Abhängigkeit von Spannung τ und Temperatur T .

results from the formation of cracks oriented parallel to the direction of stress. This conclusion is supported by the observation that most of the lateral creep in this range was irreversible, whereas creep in longitudinal direction corresponding to the logarithmic term of the creep function recovered after unloading, following again a logarithmic time law (Fig. 9). The portion of longitudinal creep corresponding to the linear term was irreversible.

In this paper only the creep under low and medium stresses will be considered. Within this range a linear relationship between C_1 and the stress τ and the temperature

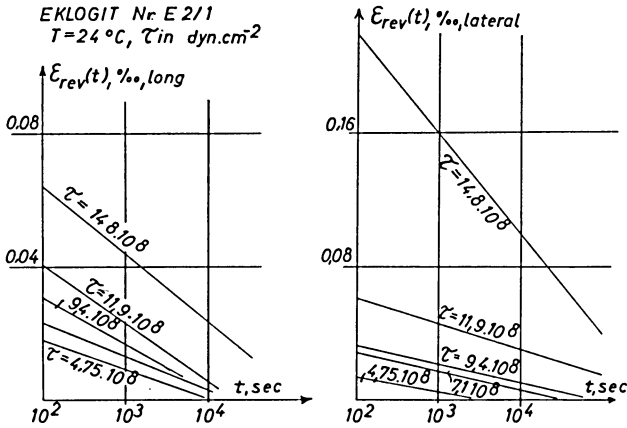


Fig. 9: Recovery of longitudinal and lateral deformation of a specimen after creep tests under different stresses at room temperature.
 Zeitabhängige Rückverformung einer Probe nach verschiedenen vorausgegangenen Dauerbelastungen ($T = 25^\circ\text{C}$).

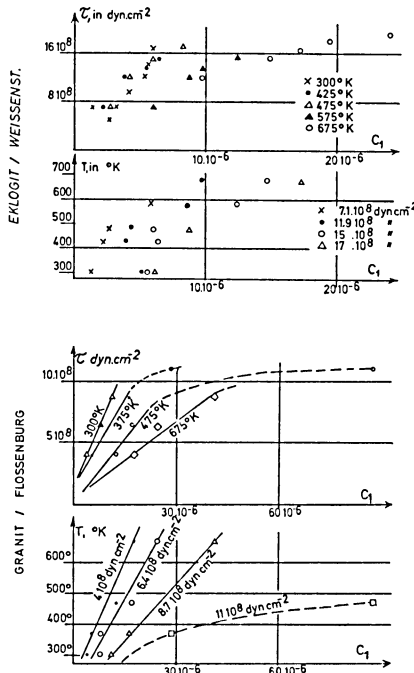


Fig. 10: Stress and temperature dependence of the coefficient C_1 of the logarithmic term of creep function.
 Spannungs- und Temperaturabhängigkeit des Koeffizienten C_1 des logarithmischen Terms der Kriechfunktion.

T (T in °K) could be obtained (Fig. 10). For $\tau = 0.8 \tau_f$ (τ_f means fracture strength) and $300^\circ\text{C} < T < 400^\circ\text{C}$ this linear relation is not applicable. The creep curves show that deformations, though described by the logarithmic time laws, increase at much higher strain rates. From Fig. 10 it is further expected that the stress and temperature dependence applies also for lower stresses and for temperatures far below room temperature. Judging from the few cases where a linear creep term was observed, the stress and temperature dependence of C_3 was not considered in the following.

From all specimens petrographic thin sections both perpendicular and parallel to the axis of the rock cylinders were made for microscopic study in transmitted light. Apart from the undulatory extinction of the quartz grains originally present in the granite specimens and attributed to tectonic effects no further features of experimental deformation could be found (such as deformation lamellae, or deformation bands in quartz crystals, frictional sliding on grain boundaries or opening of cracks).

Discussion of Deformation Mechanisms in Crystalline Rocks

For the quantitative description of creep a great number of rheological and empirical equations have been proposed [ANDRADE 1910; MICHELSON 1917, 1920; SLIFKIN and KAUZMANN 1950; COTTRELL 1952, 1953; FOLBERTH and KOCHENDORFER 1953; LOMNITZ 1956; JEFFREYS 1958; SCHUPPE 1963, 1966; STACEY 1965]. These will be not discussed here. Within sufficient approximation, however, they all can be represented by a simple time relation for the creep rate

$$\dot{\varepsilon}(t) = A \cdot t^{-n}; \quad (0 \leq n \leq 1), \quad (3)$$

where $\dot{\varepsilon}(t)$ is the creep strain, A and n are constants and depend on the experiment. For $n = 1$ we obtain the well known logarithmic creep law

$$\varepsilon(t) = \alpha \ln t, \quad (4)$$

which may be applied to many creep experiments on rocks under low stresses and temperatures ($\tau < 0.7 \tau_f$; $T = 0.2 T_m$, $T_m =$ melting temperature) [GRIGGS 1939; MATSUSHIMA 1960; MISRA and MURRELL 1965]. In experiments with higher strain rates ($T = 0.5 T_m$, confining pressure) for n values near $2/3$ are preferred, which lead to the power law of ANDRADE [1910, 1914]:

$$\varepsilon(t) = \beta \cdot t^{1/3}. \quad (5)$$

For $n = 0$ we obtain the formula for the steady state creep (quasi viscous creep) $\varepsilon(t) = \gamma t$ which often is observed joining the first creep state "immediately after loading (primary creep, transient creep, "Übergangskriechen").

The creep deformation observed in these experiments mainly belongs to the transient stage with decelerating strain rate and recovery after unloading. This kind of inelastic behaviour is defined as "elastische Nachwirkung" or anelasticity [ZENER 1948].

It is a remarkable fact that the creep curves observed in these experiments on crystalline rocks nearly correspond to those obtained from many different kinds of solids (single crystals, metals, rocks, polycrystalline ice). This means that the shape of creep curves in the primary stage at least, is virtually independent of the precise atomic arrangement and depends on the existence of general features common to most crystalline solids [COTTRELL 1952]. Thus an attempt will be made to suggest a physical explanation of the creep of rocks along lines similar to those usually applied to metals and single crystals (a similar explanation has been suggested by MISRA and MURRELL [1965]).

The current theories of transient creep of metals are based on the formal theories of creep by BECKER and BOAS [1929] and OROWAN [1947]. These were further developed by MOTT and NABARRO [1948], NABARRO [1952], COTTRELL [1952], MOTT [1952, 1956] and SEEGER [1958] under the assumption of the existence of dislocations in crystal lattice. The basic idea of the formal theories is as follows:

The material contains a large number of elements with small activation energy U (soft spots). As a result movement of mass elements during creep by means of fluctuations in the distribution of thermal energy is possible. This contributes to the overall deformation of the specimen. The probability of such a process is commonly signified by the factor $\exp - (U/kT)$, where k is BOLTZMANN'S constant and T is absolute temperature. The activation energy U is determined by the atomic mechanism of deformation. The effect of applied stress is determined by the so-called local stress energy $v \cdot \tau$ [ALEFELD 1961], the energy which arises from the stress τ caused by external force at the place of the soft element considered. This enables the energy barrier U to be temporarily overcome. v has the dimension of a volume and is designed as activation volume [SEEGER 1958]. (The application of v when considering the correlated movement of a greater number of atoms is not altogether justified, since the term $v \cdot \tau$ is to be applied to the thermal activation of a single atom. Here we make use of the term without specifying the value v .)

In structural theories of creep the soft elements have to be identified with particular features (imperfections) such as point defects in crystal lattice (vacancies, interstitial atoms, impurity atoms), dislocation lines and grain boundaries, phase boundaries or twin boundaries. Accordingly we differentiate various deformation mechanisms depending on the experimental conditions. Some of these (vacancy diffusion, grain boundary migration) were discussed in the original paper of the author [RUMMEL 1967]. Here only dislocation movements in the crystal lattice will be considered and the observed logarithmic creep function will be derived.

Creep Equation Derived from Dislocation Movement

Fig. 11 shows the structural changes which occur during the movement of a single edge dislocation in a cubic primitive lattice where shear stresses are acting. If N is the number of dislocations of the strength b (b is the amount of BURGER'S vector b) per

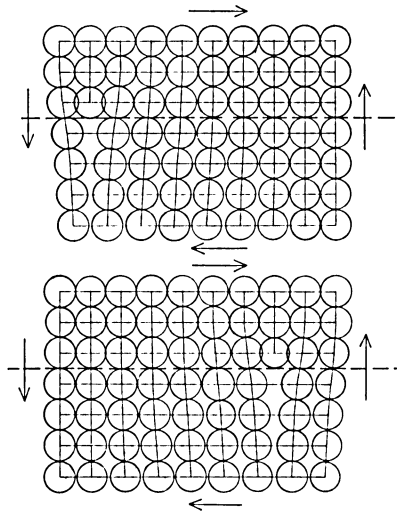


Fig. 11: Movement of an edge dislocation in a cubic crystal lattice under acting shear stresses.
Bewegung einer Stufenversetzung im kubischen Gitter unter der Wirkung von Scherspannungen.

unit volume, which have moved over an average area F , then the strain ε is approximately given by $\varepsilon = bFN$. The density and arrangement of dislocation in silicates will not be discussed. In the following we assume that the dislocations are statistically distributed over all possible glide systems. These in turn are statistically oriented relative to the direction of external uni-axial stress τ_A , causing the shear stress τ_a in the glide planes. τ_A and τ_a are connected by the relation

$$\tau_a = \mu^* \tau_A; \quad \mu^* = \cos \varphi \sin \lambda; \quad 0 \leq \mu^* \leq 0.5 \quad (8)$$

where φ and λ are the angles between the axis of the specimen and the direction of gliding and glide plane, respectively. For mathematical simplicity in the following we shall consider the factor of orientation $\mu^* = 1$.

Depending on the formation of dislocations in a crystal their arrangement takes the form of a three-dimensional network, consisting of nodes with dislocation lines between. The nodes are fixed points of the dislocation network, whereas the dislocation sections between two nodes behave similar to strained strings. The motion of these dislocation sections under the influence of an external force is evaluated by the line tension, the far-reaching stress fields of other dislocations in parallel glide planes, and the local stress fields of point defects or cutting dislocations lines of different glide systems. Thermal activation can substantially contribute in surmounting these local stress fields. The effective shear stress, which contributes to thermal energy in overcoming these obstacles is given by the difference between the shear stress τ_a produced

in the glide plane and the internal stresses τ_i due to the line tension and the total stress field of the dislocations in parallel glide planes, opposing the movement. It is assumed that internal stresses increase with duration of experiment [$\tau_i = \tau_i(\varepsilon(t))$].

For a given uni-axial stress τ_A producing the shear stresses τ_a in the different glide systems, and a temperature T the strain rate is commonly expressed as

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = bFN(\tau(t)) \cdot v \left[\exp \frac{U_1 + U_2}{2kT} \right] 2\varphi_{in} \frac{U_1 - U_2}{2kT} \quad (9)$$

ε creep strain.

b BURGER'S vector.

$N(\tau(t))$ total number of dislocation elements per unit volume held up by local energy barriers; as dislocation element this portion of dislocation line is defined which is activated to overcome the barrier.

F means the area over which each element glides during each activation process.

$U_1(\tau(t))$, $U_2(\tau(t))$ are activation energies for processes in or opposite to the direction of effective shear stress $\tau(t)$.

$\tau(t) = \tau_a - \tau_i(\varepsilon(t))$ means effective local shear stress.

ν frequency factor characterizing the vibration of the dislocations. DEHLINGER [1958] points out that ν is much smaller than the atomic frequency of the order of the Debye frequency. ν may be of the order of 10^7 sec^{-1} .

For the further treatment let us make the following assumptions:

1) The activation energies U_1 and U_2 depend linearly on the effective shear stress in the glide plane at the time t :

$$\begin{aligned} U_1(\tau(t)) &= U_0 - \nu\tau_a + \nu\tau_i(\varepsilon) = U_0 - \nu\tau \\ U_2(\tau(t)) &= U_0 + \nu\tau_a - \nu\tau_i(\varepsilon) = U_0 + \nu\tau \end{aligned} \quad (10)$$

U_0 is the activation energy under zero stress; the activation volume v is given by $v = bdl$, where b is the BURGER'S vector, d the distance over which activation has to take place (activation length, approximately of the order of the diameter of the obstacles), and l is the average length of the dislocation element, which is determined by the distance of two neighbored obstacles along the dislocation. This linear relationship is tentatively applied to the correlated movement of greater numbers of atoms. For exact calculations of the stress dependence of the activation energy further terms of the TAYLOR series should be considered. SEEGER [1958], however, has pointed out that the movement of a dislocation occurs by means of kinks running along the dislocation. We may assume that the properties of these kinks are contained in the activation volume at least at lower temperatures.

2) The internal stress field is described by the relation

$$\frac{d\tau_i}{d\varepsilon} = \vartheta(\tau_a) \quad (11)$$

ϑ is the empirical coefficient of work hardening [SEEGER 1958].

3) All dislocations are activated by the same activation energy gliding over a mean area F .

4) During creep the number N of pinned dislocation elements per unit volume stays constant.

5) Temperature dependence is defined by U_1 and U_2 . Since both terms contain τ_a , U_1 and U_2 can be varied by variation of τ_a . The extreme cases are characterized by $v\tau < kT$ and $v\tau > kT$. For low stresses U_1 and U_2 are of the same order and the term $\sin v\tau/kT$ in eq. (9) can be developed. Thus we obtain

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = b \cdot FN \frac{2v\tau_a f(\varepsilon)}{kT} v \exp(-U_0/kT) \quad (12)$$

Considering the stress dependence of ε or $\dot{\varepsilon}$, conclusions are possible if additional assumptions upon $f(\varepsilon)$ or $\vartheta(\tau_a)$ are made. The temperature dependence is mainly defined by the factor $\exp(-U_0/kT)$. ALEFELD [1963] has shown that by means of creep tests at different temperature levels a determination of U_0 is possible.

Here the second case $v\tau > kT$ will be considered, which agrees with the experiments described. For higher stresses the term for probability for an activation process opposite to $\tau_a - (\exp. - (U_0 + v\tau)/kT)$ —can be neglected. Thus we can replace eq. (9) by

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = bFNv \exp[-(U_0 - v(\tau_a - \tau_i(\varepsilon)))/kT] \quad (13)$$

The solution of the differential equation will be given in the simple form

$$\varepsilon = \varepsilon [v \cdot t \exp(-(U_0 - v\tau_a)/kT)] \quad (14)$$

which only holds for $v\tau_i(\varepsilon) < kT$, whereas with increasing internal stresses activation processes opposite to τ_a must be considered. This means that the creep curve in the first stage is characterized by the activation energy $U_0 - v\tau$; in a transient stage by two different activation energies; and finally by U_0 . For calculation of activation energy according to this model the time range of creep should be considered.

With the assumptions mentioned above it is then possible to integrate eq. (9) considering the starting conditions $\varepsilon = 0$ for $t = 0$. We obtain:

$$\begin{aligned} \varepsilon(t) &= C_1 \ln(C_2 t + 1) \\ C_1 &= kT/v\vartheta \\ C_2 &= \frac{bFNv}{C_1} \exp[-(U_0 - v\tau_a)/kT] \end{aligned} \quad (15)$$

Eq. (15) corresponds to the general solution (eq. (14)), if $v\vartheta$ is independent of τ_a and fits the empirical observed equations (Table 4), if $C_2 t > 1$.

Discussion of Experimental Results

1. Stress dependence

Applying the experimental values of C_1 to eq. (15) a calculation of the activation volume v is possible (Table 5), if we suppose the coefficient of work hardening θ to be

Table 5: Determination of activation volume v .

$$k = 1,38 \cdot 10^{16} \text{ erg/degree; } \theta = 12 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2 \text{ for eclogite;}$$

$$\theta = 5 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2 \text{ for granite.}$$

a) granite

$T, \text{ C}$	$\tau, \text{ dyn/cm}^2$	C_1	C_2	C_3	$\theta \cdot v$	$v, \text{ cm}^3$	
24	$4,0 \cdot 10^8$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	0,03	$5,1 \cdot 10^{-9}$	$1,2 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^{-20}$	
	6,4	8,2	0,03		0,5	1,0	
	8,7	11,6	0,05		0,4	0,8	
100	4,0	5,5	0,06		0,94	1,9	
	6,4	8,5	0,05		0,61	1,2	
	11,0	28,5	0,03		0,18	0,36	
200	4,0	12,8	0,05	$10 \cdot 10^{-9}$	0,51	1,0	
	6,4	17,6	0,06		0,37	0,75	
	8,7	18,0	0,10		$10 \cdot 10^{-9}$	0,36	0,72
400	11,0	85	0,10		0,08	0,16	
	4,0	18,3	0,06		$0,5 \cdot 10^{-9}$	0,51	1,0
	6,4	28,2	0,07		$4,5 \cdot 10^{-9}$	0,33	0,66
	8,7	42,5	0,10	$10 \cdot 10^{-9}$	0,22	0,44	

b) eclogite

24	$4,75 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	0,3	$12 \cdot 10^{-9}$	$1,65 \cdot 10^8$	$1,38 \cdot 10^{-20}$
	7,12	3,1	0,3		1,34	1,12
	9,35	5,2	0,2		0,8	0,67
150		4,3	0,3		0,97	0,81
	11,9	5,4	0,3		0,77	0,64
	14,8	7,2	0,15		0,58	0,48
200	7,12	2,9	0,1		2,0	1,67
	11,9	4,5	0,09		1,3	1,08
	13,4	5,7	0,05		1,05	0,87
300	14,8	7,7	0,05		0,76	0,62
	7,12	2,6	0,14		2,5	2,08
	11,9	4,3	0,06		1,52	1,3
400	14,8	5,8	0,05	$18 \cdot 10^{-11}$	1,15	0,96
	16,4	8,0	0,07		0,8	0,7
	7,12	7,4	0,03		1,07	0,9
400	11,9	8,5	0,05		0,94	0,78
	13,4	9,8	0,07		0,8	0,67
	14,8	12,4	0,06		0,64	0,53
400	11,9	9,7	0,02	$20 \cdot 10^{-11}$	0,95	0,78
	14,8	14,0	0,02		0,67	0,56
	16,4	17,6	0,04		0,53	0,44
	17,8	20,4	0,04	$80 \cdot 10^{-11}$	0,46	0,38
	19,3	24,4	0,04		0,38	0,32

constant with respect to the stress. In rough approximation we obtain a decrease of v with increasing stress (Fig. 12). For the numerical estimate of v , values of the YOUNG'S modulus E resulting from the stress-strain tests have been employed instead of ϑ ,

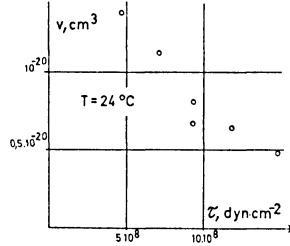


Fig. 12: Stress dependence of activation volume v (calculated from experimental results for eclogite $E 2/1$, $T = 24^\circ\text{C}$).

Spannungsabhängigkeit des Aktivierungsvolumens v (berechnet aus den gemessenen Werten für eine Eklogitprobe $E 2/1$, $T = 24^\circ\text{C}$).

because the instantaneous strain was mainly elastic in the range of the experiments. For medium stresses the activation volume is as follows:

$$v_{\text{eclogite}} = 0.7 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$$

$$v_{\text{granite}} = 0.8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$$

Similar values will be obtained from the relation $v = bdl$, taking for

$$b = 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$d \approx b$$

$$l = 10^{-5} \text{ cm (mean value for the length of an activated dislocation element)}$$

This value for the activation length appears to be reasonable. For greater distances between the obstacles a great number of dislocation sections between two nodes of the network will operate as Frank-Read sources. Here a considerable portion of the deformation would be irreversible. The result also corresponds to the assumption of a constant number of potential active dislocation elements during creep.

2. Temperature dependence

In first approximation C_1 increases linearly with increasing absolute temperature. An eventual temperature dependence of ϑ as well as of F , b , and v will be neglected here. From temperature dependence of C_1 an estimate of activation energy expected is possible, applying eq. (13) to two different temperatures T_1 and T_2 ($T_2 > T_1$):

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{T_1} &= bFNv \cdot \exp[-(U(\tau))/kT_1] \\ \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{T_2} &= bFNv \cdot \exp[-(U(\tau))/kT_2] \end{aligned} \quad (16)$$

By division the two equations are replaced by

$$\frac{\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{T_2}}{\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{T_1}} = \frac{\exp[-(U(\tau))/kT_2]}{\exp[-(U(\tau))/kT_1]} \quad (17)$$

If one considers a moment t of the creep experiment, when 1) the analytic form of eq. (15) is valid, whereas 2) the internal stresses $\tau_i(\varepsilon)$ can still be neglected, then the activation energy $U(\tau)$ at the begin of the experiment is given by the relation

$$U(\tau) = U_0 - v\mu^* \tau_A \quad (18)$$

Substituting for the strain rates in eq. (17) the empirical values $(C_1/t)_{T_1}$ and $(C_1/t)_{T_2}$, resp., the calculation of $U(\tau)$ is possible (Table 6).

Table 6: Calculated values of activation energy.

granite		eclogite	
τ , dyn cm ⁻²	$U(\tau)$, eV	τ , dyn cm ⁻²	$U(\tau)$, eV
4,0 · 10 ⁸	0,083 ± 15%	7,12 · 10 ⁸	0,10
6,4 · 10 ⁸	0,073 ± 15%	11,9 · 10 ⁸	0,072 ± 20%
8,7 · 10 ⁸	0,075 ± 15%	13,4 · 10 ⁸	0,075 ± 20%
11,0 · 10 ⁸	0,168 ?	14,8 · 10 ⁸	0,063 ± 20%
		16,4 · 10 ⁸	0,11 ?

$$U(\tau) = \frac{kT_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{(C_1/t)_{T_2}}{(C_1/t)_{T_1}} \quad (19)$$

At zero stress an activation energy of $U(\tau = 0) \approx 1 - 2$ eV may be calculated, if the values of activation volume mentioned and $\mu^* = 0.3$ are assumed.

The values for activation energy allow one to determine, from which moment the theoretically derived creep function satisfies the experimental results. The condition is $C_2 t > 1$. The exponential factor in C_2 is with values taken from Table 6: $\exp(-U/kT) > 10^{-4}$. For estimate of the rest $bFN \cdot \nu \cdot C_1^{-1}$ we apply:

$$\nu = 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$$

$$b = 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$F = bl = 2.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$$

$$N = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$C_1 \approx 10^{-5} \text{ (Table 5)}$$

The result is that for $t > 10^2$ sec eq. (15) is valid to describe the empirical logarithmic creep law.

General Discussion

In the following some other potential deformation mechanisms are mentioned:

1. Grain boundaries and crystal interfaces

We must think of rocks as a granular aeolotropic heterogeneous substance, which is composed of grains of varied polycrystals which are cemented together by atomic ionic or molecular bonds within the crystals and at every interface. The grain boundaries represent areas of immense disorder. Their mechanical properties are in large part determined by atomic impurities, which can decrease as well as increase the amount of grain boundary sliding [WASHBURN 1957]. The exact mechanism of grain boundary shearing is not yet clear. The model of simple viscous sliding of one grain past the other on a single plane, suggested by KÉ [1947] does not explain all the deformation features in polycrystalline aggregates, especially in silicates. There is always a considerable inelastic deformation in the parts of the crystals in the immediate neighbourhood of the boundary. Dislocations pile up at the boundaries in active slip planes. The stress concentration thus produced can be relaxed either by co-operative slip in the adjacent crystals or by dislocation climbing associated with diffusion of impurities. Diffusion processes along the boundaries are to be considered at temperatures near the melting point.

2. Intragranular features

Fracturing within mineral grains has been investigated by WALSH [1965a, b] and BRACE [1965]. A discussion of a fracturing mechanism of creep can formally be given along lines similar to those given for the dislocation mechanism.

It has been shown by many observations that processes involving diffusion of point defects in crystal lattice can be neglected within the range of these experiments, because their activation requires higher energies. The deviation of the logarithmic time law, however, may eventually be caused by such a process, especially because these deformations appear to be irreversible.

Assuming a dislocation mechanism for anelastic creep of rocks observed in the experiments, we may suggest a model for the activation process as follows: Dislocations form a three-dimensional network within the crystals. Considering the low density of dislocations in silicates an average length of dislocation sections of 10^{-3} to 10^{-4} cm can be assumed. The nodes of the network are mainly formed by immobile triple-points. Under the influence of an external force, the moving dislocation sections have to overcome the local stress fields given by intersecting dislocations and point defects. The work done by the effective local shear stress during the intersection process is given by $bld \cdot \tau$, where l is the length of the activated line element of the dislocation (\approx distance of the obstacles) and d the diameter of the obstacles. With each activation the line tension of the dislocation section increases opposing further movement. Due to the fact that the activation length depends only on point defects situated immediately

in the neighbourhood of the moving dislocation, the assumption of a narrow spectrum of activation energies ($U = \text{const.}$) is justified. The values for activation volume and activation energy obtained are compatible with the conceptions of this model.

In order to understand the mechanical behaviour of rocks, the structural features of the various minerals have to be considered in more detail. Experimental studies on biotite single crystals [BORG and HANDIN 1966] show that dislocations glide usually in the basal plane (001) in the direction parallel to [100]. The slip occurs on the basal plane (001) with the $[10\bar{1}0]$ axis as the preferred slip direction [CHRISTIE et al. 1964]. It may be noted that the $[10\bar{1}0]$ axis is the direction of closest packing and the axis of the shortest BURGER'S vector for a unit dislocation in the quartz lattice (4.91 Å). The authors assume that further glide systems are possible in quartz. Dislocation density of 10^9 cm^{-2} was estimated by etch-pit counts of electron micrographs. Experiments on pyroxene and garnet crystals are not known at present.

Acknowledgement

The experiments were carried out at the Institut für Angewandte Geophysik der Universität München. The paper is a part of the Dr.-thesis of the author. The author sincerely thanks Prof. Dr. G. ANGENHEISTER for essential support of the research. The discussions with Prof. Dr. H. JAGODZINSKY and Prof. Dr. O. FÖRTSCH have been most helpful. I also express my thanks to my colleagues, Dr. N. PETERSEN, Dr. E. SCHMIDBAUER, Dr. A. SCHULT and Dr. H. SOFFEL for their permanent interest in this work. The English text has been revised by Prof. R. HARGRAVES. The work was made possible by financial support of the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

References

- ALEFELD, G.: Bestimmung der Aktivierungsenergie und des Aktivierungsvolumens der elastischen Nachwirkung von Gold. Diss. TH München, 1961.
- : Aktivierungsenergie und Aktivierungsvolumen der elastischen Nachwirkung von Gold. Acta Metall. 11, 291—315, 1963.
- ANDRADE, E. N. da C.: On the viscous flow in metals and allied phenomena. Proc. Roy. Soc. A 84, 1—12, 1910.
- : The flow in metals under large constant stresses. Proc. Roy. Soc. A 90, 329, 1914.
- BECKER, R., and W. BOAS: Über die Temperaturabhängigkeit des Fließens im Gebiet elastischer Nachwirkung. Metallwirtsch. 8, 317—321, 1929.
- BORG, I., and J. HANDIN: Experimental deformation of crystalline rocks. Tectonophys. 3, 249—367, 1966.
- BRACE, W. B.: Some new measurements of linear compression of rocks. J. Geophys. Res. 70, 391—399, 1965.

- COTTRELL, A. H.: The time laws of creep. *J. Mech. Phys. Solids* 1, 53–63, 1952.
- : Dislocations and plastic flow in crystals. Clarendon Press, Oxford, 1953.
- CHRISTIE, J. M., D. T. GRIGGS and N. L. CARTER: Experimental evidence of basal slip in quartz. *J. Geol.* 72, 734–756, 1964.
- FOLBERTH, O. G., und A. KOCHENDÖRFER: Eine Theorie des Kriechens von Einkristallen. *J. Mech. Phys. Solids* 1, 244–257, 1953.
- GRIGGS, D. T.: The creep of rocks. *J. Geol.* 47, 225–251, 1939.
- HEARD, H. C.: The effect of time on the experimental deformation of rocks. *J. Geophys. Res.* 66, 2534, 1961.
- : The effect of large changes in strain rate in the experimental deformation of rocks. Ph. D. thesis, Univ. of Calif., Los Angeles, 1962.
- : The effect of time on the experimental deformation of Yule marble. *J. Geol.* 71, 162–195, 1963.
- HÖFER, K. H., K. H. HEYNER und J. BERGER: Das Verhalten von polykristallinen Steinsalzproben bei Wiederbelastung in Abhängigkeit von der Ruhezeit. *Bergakademie* 15, 579–583, 1963.
- IIDA, K., and M. KUMAZAWA: Viscoelastic properties of rocks. *J. Earth Sci.* 5, 68–80, 1957.
- IIDA, K., T. WADA, Y. AIDA and R. SHICHI: Measurement of creep in igneous rocks. *J. Earth Sci.* 8, 1–16, 1960.
- JEFFREYS, H.: A modification of Lomnitz's law of creep of rocks. *J. Geophys.* 1, 92–95, 1958.
- KÊ, T. S.: Experimental evidence of viscous behaviour of grain boundaries in metals. *Phys. Rev.* 71, 533–546, 1947.
- LOMNITZ, C.: Creep measurements in igneous rocks. *J. Geol.* 64, 473–479, 1956.
- MATSUSHIMA, S.: On the flow and fracture of igneous rocks. *Disaster Prevention Res. Inst. Bull. No. 36*, Kyoto, 1960.
- MICHELSON, A. A.: The laws of elastic-viscous flow. Pt. I: *J. Geol.* 25, 405–410, 1917. Pt. II: *J. Geol.* 28, 18–24, 1920.
- MOTT, N. F., and F. R. N. NABARRO: Dislocation theory and transient creep. *Rep. of a Conf. on Strength of Solids (Bristol 1947)*, Pt. 1, 1–19, Phys. Soc. London, 1948.
- MOTT, N. F.: A theory of work-hardening of metal crystals. *Phil. Mag.* 43, 1151–1177, 1952.
- : A discussion of some models of the rate-determining process in creep. *Proc. Nat. Phys. Lab., Symp. on the Creep and Fracture of Metals at high Temperature*, London: H. M. Office, 1956.
- MURRELL, S. A. F., and A. K. MISRA: Time-dependent strain or 'creep' in rocks and similar non-metallic materials. *Trans. Inst. Min. Metall.* 71, 353–378, 1962.
- MURRELL, S. A. F.: An experimental study of the effect of temperature and stress of the creep of rocks, with a discussion of earth tide damping, isostasy and mantle convection. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 14, 51–55, 1967.

- NABARRO, F. R. N.: The mathematical theory of stationary dislocations. *Adv. Phys.* 1, 269—395, 1952.
- OROWAN, E.: *J. West. Scotland Iron and Steel Inst.* 54, 1947.
- ROBERTSON, E. C.: Viscoelasticity of rocks. *Proc. Int. Conf. on the State of Stress in the Earth's Crust*, 181—224, N.Y. 1964.
- RUMMEL, F.: Über Erfahrungen bei der Verwendung von Dehnungs-Meßstreifen bei statischen Druckversuchen an Gesteinen und das rheologische Verhalten einiger Quarzphyllit- und Kalksteinproben unter einachsigem, konstantem Druck. *Dipl.-Arbeit, Univ. München*, 1963.
- : The rheological behaviour of some quartz-phyllite and limestone/Jura specimens under uni-axial, static pressure. *Boll. Geof. Teor. Appl.* VII, 165—174, 1965.
- : Untersuchung der zeitabhängigen Verformung einiger Granit- und Eklogit-Gesteinsproben unter einachsiger konstanter Druckspannung und Temperaturen bis 400°C. *Diss. Univ. München*, 1967.
- SCHUPPE, F.: Ein rheologisches Modell für das Salzgebirge. *Bergakademie* 15, 583—586, 1963.
- : Zur Frage der phänomenologisch-strukturellen Beschreibung des rheologischen Verhaltens von Salzgesteinen und Salzpfelern. *Diss. Leipzig*, 1966.
- SEEGER, A.: Kristallplastizität, *Handb. d. Phys.* VII/2, 1—208, 1958.
- SLIFKIN, L., and W. KAUZMANN: An unusual effect in the creep of zinc single crystals. *Phys. Rev.* 78, 631—632, 1950.
- STACEY, F. D.: The theory of creep in rocks and the problem of convection in the earth's mantle. *Icarus* 1, 304—313, 1963.
- STETTNER, G.: Erläuterung zur Geologischen Karte von Bayern, Bl. Weißenstadt. *Bay. Geol. LA*, 1960.
- WALSH, J. B.: The effect of cracks on the uni-axial elastic compression of rocks. *J. Geophys. Res.* 70, 399—411, 1965 a.
- : The effect of cracks in rocks on Poisson's ratio. *J. Geophys. Res.* 70, 5249—5257, 1965 b.
- WASHBURN, J.: The role of the boundary in creep phenomena. *A Seminar on Creep and Recovery of Metals*, 38. *Nat. Metal Congr.*, Cleveland 1956, 227—250, 1957.
- ZENER, C.: *Elasticity and anelasticity of metals*. Chicago Univ. Press, 1948.

Modellseismische Untersuchungen der dynamischen Parameter von Kopfwelle und Reflexion im überkritischen Bereich

Von J. BEHRENS, Clausthal, L. DRESEN, Clausthal¹⁾, und E. HINZ, Hannover²⁾

Eingegangen am 8. Mai 1968

Zusammenfassung Es werden Untersuchungen beschrieben, die im unterkritischen und überkritischen Bereich an 2-dimensionalen Modellen durchgeführt wurden. Die Arbeiten erstrecken sich auf die Bestimmung der Amplituden, der Amplitudenspektren und Phasenspektren der reflektierenden Wellen und der Kopfwellen. Die Messungen wurden bei variabler Filterung der registrierten Signale vorgenommen.

Die normierten Amplitudenentfernungskurven im unterkritischen Bereich (A) und in dem Profilabschnitt (C), in dem Kopfwelle und Weitwinkelreflexion voneinander getrennt sind, zeigen für alle Filterstellungen quantitativ den gleichen Verlauf. Im Entstehungs- bzw. Ablösebereich (B) der Kopfwelle ergibt sich eine Auffächerung der Amplitudenentfernungskurven, wobei die Lage des zum kritischen Winkel gehörenden Amplitudenmaximums durch die unterschiedliche Signalfilterung nicht beeinflusst wird.

Das Verhalten der Amplitudenentfernungskurven wird durch den Bau der Amplituden- und Phasenspektren erklärt. Im Auffächerungsbereich (B) zeigen die Amplituden- und Phasenspektren Eigenschaften, die sich wesentlich von dem spektralen Verhalten der Signale in den Profilabschnitten (A) und (C) unterscheiden. Die Auswertung der Phasenspektren erweist sich in Verbindung mit der Betrachtung der Amplitudenspektren als zusätzliche wertvolle Information.

Ein Vergleich der experimentell ermittelten Amplitudenentfernungskurven mit theoretischen Amplitudenkurven zeigt eine qualitative, aber nicht in allen Einzelheiten quantitative Übereinstimmung.

Summary: 2-dimensional model studies in the region of the critical distance are described. Amplitude curves, amplitude spectra and phase spectra of reflected and head waves are determined in dependence on different filtering of the recorded signals.

The normalized amplitude distance curves in the subcritical region (A) and in that part (C) of the profile, in which head wave and reflected wave are separated, show for different filtering of signals quantitatively the same behaviour. In the zone of interference (B) of reflected and head wave the amplitude distance curves have a fan-shaped character, whereas the position of the critical amplitude maximum is not displaced by the filtering.

The fan-shaped character of the amplitude curves in the zone of interference (B) results from the shape of amplitude spectra and phase spectra. These spectra differ essentially from those of recorded signals in the regions (A) and (C). The simultaneous interpretation of amplitude spectra and phase spectra gives an additional and important information.

A comparison between measured amplitude curves and theoretical curves shows a qualitative but not always quantitative conformity.

¹⁾ Dr. JÖRN BEHRENS, Institut für Geophysik der Technischen Universität Clausthal.
Dipl.-Geophys. LOTHAR DRESEN, Institut für Geophysik der Technischen Universität Clausthal.

²⁾ Dipl.-Geophys. ECKART HINZ, Bundesanstalt für Bodenforschung Hannover;
früher: Institut für Geophysik der Technischen Universität Clausthal.

1. Einleitung und Aufgabenstellung

1.1. Einleitung

Neben den kinematischen Parametern seismischer Wellen sind in letzter Zeit immer mehr die dynamischen Parameter bei der Bearbeitung seismischer Probleme herangezogen worden.

Zu diesen Parametern gehören die Amplitude sowie das Amplituden- und Phasenspektrum der seismischen Signale. Sie können wesentlich dazu beitragen, den Informationsgehalt eines Seismogrammes auszuschöpfen.

Besonders im Bereich der überkritischen Reflexion lassen sich durch Auswertung der genannten Parameter wertvolle Erkenntnisse gewinnen, da in diesem Bereich eine starke Änderung der Signalamplitude und der Signalform zu verzeichnen ist.

Zahlreiche Veröffentlichungen befassen sich daher mit Amplitudenuntersuchungen im Bereich der überkritischen Reflexion.

Erste theoretische Untersuchungen wurden von KNOTT (1899), ZÖPPRITZ (1919), BLUT (1932a) und MUSKAT und MERES (1940) durchgeführt.

In jüngster Zeit wurden weitergehende theoretische Arbeiten u. a. von BORTFELD (1962a, b, 1964, 1967), ČERVENÝ (1961, 1962a, 1965), MALINOVSKAYA (1957a), MÜLLER (1968a, b) und ZVOLINSKI (1957, 1958a, b) vorgelegt.

Feldseismische Arbeiten zum Problem der überkritischen Reflexion wurden von BLUT (1932b) schon vor 1932 unternommen. In größerem Umfang wurden derartige Untersuchungen u. a. von ČERVENÝ, EPINATEVA und KOSMINSKAYA (1965), EPINATEVA (1957, 1961), KOSMINSKAYA und KRAKSHINA (1961), MALINOVSKAYA (1957b), MEISSNER (1967a, b), O'BRIEN (1965, 1967), POLEY (1964) und RICHARDS (1960, 1961) beschrieben.

Zwischen den theoretischen Arbeiten und den feldseismischen Untersuchungen stehen die modellseismischen Experimente. Bei diesen Experimenten wurde das Problem der Weitwinkelreflexion an 2- und 3-dimensionalen Modellen mit Hilfe der Ultraschalltechnik bearbeitet.

Wichtige Arbeiten wurden u. a. von CLAY und MCNEIL (1955), COURONEAU (1965), O'BRIEN (1955, 1963), POLEY (1964), SHAMINA (1961) und VANĚK (1966) veröffentlicht. In den zitierten Arbeiten wurde hauptsächlich die Amplitude als seismischer Parameter untersucht.

Publikationen, die sich neben der Auswertung von Amplituden mit der Frage spektraler Untersuchungen in der seismischen Erkundung befassen, wurden u. a. von BERZON (1961), BURKHARDT (1964), HANNAN (1966), KHUZZINSKI (1961), MCIVOR (1964), NAKAMURA und HOWELL (1964), OLSZAK (1964) und VEES (1965) veröffentlicht.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, unter Anwendung 2-dimensionaler modellseismischer Methoden eine Verknüpfung von *Amplitudmessungen* mit Untersuchungen der *Amplitudenspektren* und *Phasenspektren* speziell am Problem der überkritischen Reflexion vorzunehmen.

1.2. Aufgabenstellung

Ist die Struktur des Untergrundes hinsichtlich der Geschwindigkeiten seismischer Wellen so beschaffen, daß ein kritischer Winkel¹⁾ auftritt, so lassen sich bei seismischen Beobachtungen längs eines Profiles allgemein drei Bereiche festlegen. Für den Fall einer einfallenden Kompressionswelle sind diese drei Bereiche in einer Prinzipskizze (Abb. 1) dargestellt worden.

1. Bereich A, in dem der Reflexionswinkel kleiner als der kritische Winkel (i_{kr_p}) ist und in dem allein das Reflexionssignal ($P_1 P_1$) registriert wird.
2. Bereich B, in dem der Reflexionswinkel größer als der kritische Winkel ist, und in dem die entstehende Kopfwelle mit der überkritischen Reflexion ein gemeinsames, von der Amplitude her nicht getrennt auswertbares Signal bildet. Dieses Signal wird im folgenden System Kopfwelle-Weitwinkelreflexion ($P_1 P_2 P_1$ -- $P_1 P_1$) oder auch Systemimpuls genannt werden.
3. Bereich C, in dem der Reflexionswinkel ebenfalls größer als der kritische Winkel ist, in welchem jedoch Kopfwelle ($P_1 P_2 P_1$) und überkritisch reflektierte Welle ($P_1 P_1$) in ihren Amplituden getrennt auswertbar sind.

Tritt ein zweiter kritischer Winkel (i_{kr_s}) auf, so läßt sich für den Profilabschnitt in der Umgebung der zweiten kritischen Entfernung (x_{kr_s}) die gleiche Einteilung wie für den Bereich der ersten kritischen Entfernung (x_{kr_p}) treffen.

Der Bereich B ist für die weiteren Untersuchungen besonders interessant [ČERVENÝ (1962 b)]. In diesem Bereich treten die anfangs zitierten Änderungen der dynamischen Parameter sehr deutlich auf. Neben den Amplitudenerhöhungen der reflektierten Wellen im Bereich um den kritischen Winkel wird infolge der Ablösung von Kopfwelle und Weitwinkelreflexion eine Signalverformung und damit ein besonderes spektrales Verhalten beobachtet.

Es lag daher nahe, mit Hilfe vergleichender Messungen von Amplituden, Amplitudenspektren und Phasenspektren in den genannten Bereichen festzustellen, inwieweit die Ergebnisse spektraler Untersuchungen zur Klärung der Verhältnisse bei Weitwinkelreflexionen herangezogen werden können.

Untersuchungen über den Einfluß einer Filterung der aufgenommenen Signale auf das Amplitudenbild im vorkritischen und überkritischen Bereich standen am Anfang der Arbeiten.

¹⁾ Die näheren Bedingungen, unter denen ein bzw. zwei kritische Winkel auftreten, sind z. B. bei POLEY (1964) ausführlich beschrieben worden.

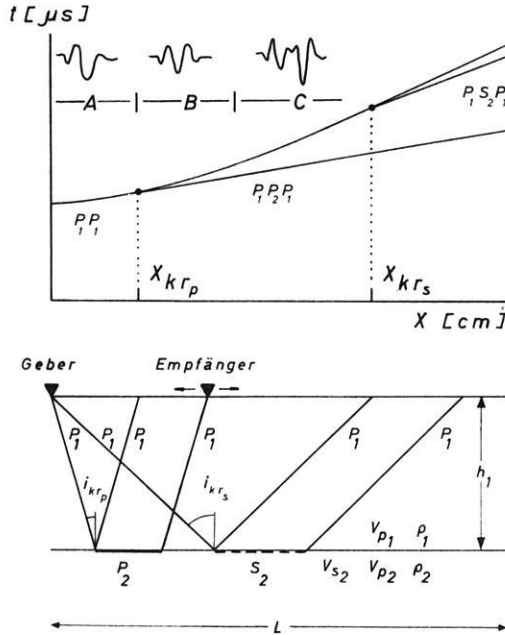


Abb. 1: Laufzeitkurve und Strahlengang bei überkritischer Reflexion.
Travel-time graph and rays for supercritical reflection

P :	Kompressionswelle	compressional wave
S :	Scherungswelle	shear wave
V_p :	P-Wellengeschwindigkeit	P-wave velocity
V_s :	S-Wellengeschwindigkeit	S-wave velocity
ρ :	Dichte	density

Die Indizes bezeichnen das Medium 1 bzw. 2.
Index numbers denote medium 1 and 2 resp.

P_1P_1 :	reflektierte Kompressionswelle	reflected compressional wave
$P_1P_2P_1, P_1S_2P_1$:	Kopfwellen	head waves

$$i_{kr_p} = \arcsin \frac{V_{p_1}}{V_{p_2}}: \text{1. kritischer Winkel} \quad \text{1st critical angle}$$

$$i_{kr_s} = \arcsin \frac{V_{p_1}}{V_{s_2}}: \text{2. kritischer Winkel} \quad \text{2nd critical angle}$$

X_{kr_p} :	1. kritische Entfernung	1st critical distance
X_{kr_s} :	2. kritische Entfernung	2nd critical distance

h_1 :	Mächtigkeit der Deckschicht	thickness of the upper layer
L :	Länge des Modelles	length of the model

2. Meßanordnung

2.1. Apparatur

Die im folgenden beschriebenen Arbeiten wurden mit Hilfe der bekannten 2-dimensionalen Modelltechnik durchgeführt. Die Apparatur entsprach in ihrem Aufbau der bei SCHICK (1962) beschriebenen Anlage. Die 2-dimensionalen Modelle, die im weiteren noch näher gekennzeichnet werden sollen, bestanden aus einer Schicht über einem Halbraum (Abb. 1). Ultraschallgeber und Ultraschallempfänger waren, analog zur Feldseismik, auf der Oberkante der Modelle plaziert. Der Geber besaß für Kompressionswellen eine kreisförmige Abstrahlcharakteristik. Der Empfänger hatte eine spezielle Charakteristik, mit deren Hilfe sich die Vertikal- und Horizontalkomponenten der Beschleunigungsamplituden aus den Seismogrammen ermitteln ließen. Der Meßabstand betrug im allgemeinen 1 cm.

In den Profilabschnitten, in denen eine Überdeckung der zu untersuchenden Wellenzüge durch die amplitudenstarke Rayleighwelle eine detaillierte Untersuchung unmöglich gemacht hätte, wurde das experimentelle Subtraktionsverfahren [BEHRENS und DRESEN (1966)] angewendet.

2.2. Modellparameter

Die Untersuchungen wurden an zwei Modellen von unterschiedlichem Typ durchgeführt.

Modell 1: Plexiglas-Aluminium

Modell 2: PVC-Plexiglas

Die Parameter dieser Modelle und die im Zusammenhang mit diesen Parametern auftretenden Größen sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Die in Tab. 1 aufgeführten Modelle unterscheiden sich stark hinsichtlich ihrer Geschwindigkeitsverhältnisse N . Das Modell mit dem Geschwindigkeitsverhältnis $N = 0,43$ wurde gewählt, weil bei diesem Modell die Bereiche A und B relativ kurz sind. Das bedeutet, daß bei den gegebenen Modellabmessungen alle drei Bereiche in ihrer gesamten Länge untersucht werden konnten.

In der Natur werden derartige Geschwindigkeitsverhältnisse verschiedentlich beobachtet [BEHRENS (1963)].

Das Geschwindigkeitsverhältnis $N = 0,8$ des Modelles PVC-Plexiglas entspricht dem eines einfachen Erdkrustenmodelles.

Tabelle 1: Modellparameter. — Table 1: Characteristic of models.

1. Modell: Plexiglas-Aluminium

Mächtigkeit der Deckschicht: $h_1 = 500$ mmLänge des Modelles: $L = 2000$ mm

Modellmaterial	Kompressionswellengeschwindigkeit V_p (mm/ μ s)	Scherungswellengeschwindigkeit V_s (mm/ μ s)	Dichte ρ (gr · cm ⁻³)	$\frac{V_{pPlexi}}{V_{pAlu}} = N$	$\frac{\rho_{Plexi}}{\rho_{Alu}}$
Plexiglas	2,32	1,35	1,2	0,43	0,43
Aluminium	5,40	3,12	2,8		
	1. kritischer Winkel	$i_{krp} = 25,5^\circ$			
	2. kritischer Winkel	$i_{krs} = 48,1^\circ$			
	1. kritische Entfernung	$x_{krp} = 47,8$ cm			
	2. kritische Entfernung	$x_{krs} = 111,5$ cm			

2. Modell: PVC — Plexiglas

Mächtigkeit der Deckschicht: $h_1 = 300$ mmLänge des Modelles: $L = 2000$ mm

Modellmaterial	Kompressionswellengeschwindigkeit V_p (mm/ μ s)	Scherungswellengeschwindigkeit V_s (mm/ μ s)	Dichte ρ (gr · cm ⁻³)	$\frac{V_{pPVC}}{V_{pPlexi}} = N$	$\frac{\rho_{PVC}}{\rho_{Plexi}}$
PVC	1,85	1,04	1,34	0,8	1,12
Plexiglas	2,32	1,35	1,20		
	1. kritischer Winkel	$i_{krp} = 52,9^\circ$			
	1. kritische Entfernung	$x_{krp} = 79,5$ cm			

2.3. Filteranordnung

Alle Messungen wurden mit drei verschiedenen Filterungen der aufgenommenen Signale ausgeführt. Die obere Grenze des verwendeten Bandpasses lag dabei konstant bei 60 kHz, während die untere Flanke von 15 kHz auf 25 kHz bzw. 35 kHz angehoben wurde. Vorversuche hatten die Zweckmäßigkeit dieser Filtergrenzen bei der gewählten Versuchsanordnung gezeigt.

3. Meßergebnisse

3.1.2. Modell Plexiglas-Aluminium

Die Abb. 2a—c zeigen die mit der vorstehend beschriebenen Meßanordnung registrierten Seismogramme in den Profilabschnitten A, B und C für die verschiedenen Filteranordnungen.

Auf der linken Seite der Abb. 2a—c befinden sich die Beispiele aus dem Profilabschnitt A.

Auf der rechten Seite der Abb. 2a—c wurden die Seismogrammbispiele aus den Abschnitten B und C wiedergegeben¹⁾.

Die theoretische Laufzeitkurve für die Kopfwelle ($P_1P_2P_1$) wurde in den Seismogrammen gestrichelt eingezeichnet, die der Reflexion (P_1P_1) durch Punkte markiert. Der Abstand der Zeitmarken beträgt 50 Mikrosekunden.

In den Seismogrammbispielen aus dem Bereich A zeigt sich, daß, von kurzperiodischen Störungen abgesehen, die Schwingungsform der reflektierten Signale innerhalb einer Filterstellung gleichbleibt.

Im Bereich B macht sich für alle Filterungen ab ca. 80 cm eine starke Veränderung der Form des Systemimpulses bemerkbar. Die Entfernung, bei der von einer auswertbaren Amplitude der Kopfwelle gesprochen werden kann, d. h. der Beginn des Bereiches C (durch Pfeile gekennzeichnet), ist von der Filterung abhängig.

3.1.1. Amplitudenentfernungskurven

Die den Seismogrammen entnommenen *Maximalamplituden* der zu untersuchenden Signale wurden mit Hilfe der *Empfängercharakteristik* und unter Berücksichtigung der *Signalverstärkung* bearbeitet und die *Vertikal-* und *Horizontalkomponenten der Beschleunigung* ermittelt. Die auf diese Weise gewonnenen Amplitudenwerte wurden in der Abb. 3 in Abhängigkeit von der Entfernung aufgetragen. Die Abszisse in dieser Abb. gibt die Schußpunktentfernung in cm wieder, die Ordinate wurde in willkürliche, für beide Kurven vergleichbare Amplitudeneinheiten unterteilt. Die unteren Kurven zeigen die Vertikalkomponente, die oberen Kurven die Horizontalkomponente der Beschleunigung.

Die unter verschiedenen Filterbedingungen aufgenommenen Kurven wurden im vorkritischen Bereich bei einer Entfernung von 30 cm auf einen gemeinsamen Wert normiert, um sie quantitativ miteinander vergleichen zu können.

Wird die Bereichseinteilung, wie sie in Abschnitt 1.2. getroffen wurde, auf die Darstellung der Amplitudenentfernungskurven angewendet, so ergibt sich für die Vertikalkomponente das folgende Bild:

¹⁾ Zum direkten Vergleich der Amplituden im Seismogramm ist die Berücksichtigung der Richtcharakteristik des Empfängers und die Kenntnis der Signalverstärkung erforderlich.

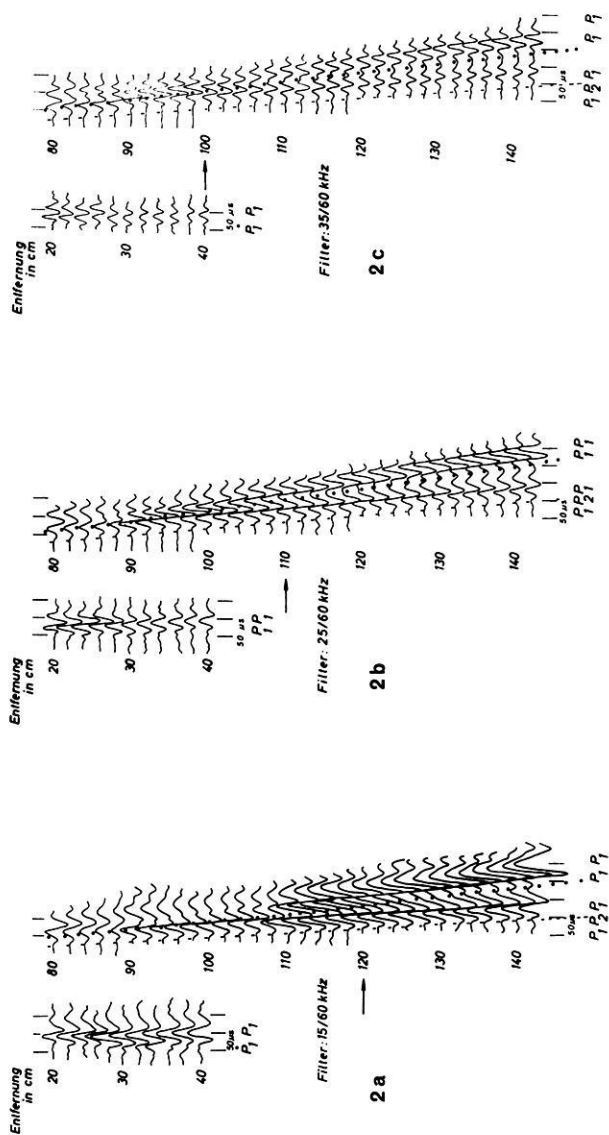


Abb. 2a—c: Seismogrambeispiele. Modell: Plexiglas-Aluminium. Pfeil: Grenze zwischen den Bereichen B und C. Beispiele von Seismogrammen. Modell: Plexiglas-Aluminium. Arrow denotes the end of region B resp. the beginning of region C.

Modell: Plexiglas-Aluminium

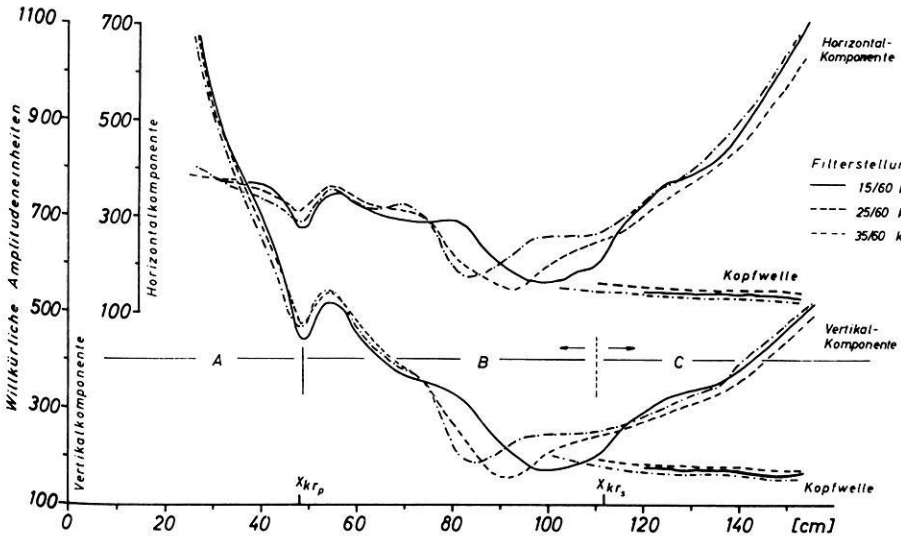


Abb. 3: Amplitudenentfernungskurven für Reflexion (P_1P_1) und Kopfwelle ($P_1P_2P_1$).

Modell: Plexiglas-Aluminium

unterer Teil: Vertikalkomponente }
 oberer Teil: Horizontalkomponente } der Beschleunigung

Amplitude distance curves of reflected (P_1P_1) and head waves ($P_1P_2P_1$).

Model: Plexiglas-Aluminium

lower part: vertical component }
 upper part: horizontal component } of acceleration

Im Bereich A fallen die Amplituden der reflektierten Wellen stark ab. Zu Beginn des Bereiches B, kurz hinter der kritischen Entfernung (x_{kr_p}), wird das zur ersten kritischen Entfernung gehörige Maximum beobachtet. Dieses Maximum wird auch bei unterschiedlicher Signalfilterung bezüglich seiner Lage zum Geber nicht verschoben. Nach einem weiteren Abfall der Amplituden des Systemimpulses bis zum Ende des Bereiches B folgt im Bereich C ein Anstieg der Reflexionsamplituden. Dieser Anstieg wird durch die Existenz eines zweiten kritischen Winkels (i_{kr_s}) hervorgerufen.

Im Profilschnitt C sind die Amplituden der Kopfwelle und der Reflexion getrennt zu beobachten. Die Amplitude der Kopfwelle ist, verglichen mit der Amplitude der Reflexion, klein und nimmt mit der Entfernung ab.

Die Horizontalamplituden bestätigen in den Bereichen B und C den charakteristischen Verlauf der Vertikalamplituden.

Der Einfluß der Filterung auf den Verlauf der normierten Amplitudenentfernungskurven macht sich wie folgt bemerkbar:

Im Bereich A bis zur kritischen Entfernung, in dem allein das Reflexionssignal registriert wird, fallen die drei Amplitudenkurven innerhalb ihrer Fehlergrenzen zusammen.

Im Bereich B, in dem Kopfwelle und Reflexion das System Kopfwelle-Weitwinkelreflexion bilden, zeigen die bei unterschiedlicher Filterung aufgenommenen Kurven eine deutliche Auffächerung. Diese Auffächerung ist noch zu Beginn des Bereiches C zu beobachten. Im weiteren Verlauf des Bereiches C fallen die normierten Kurven wiederum zusammen.

Die im Seismogrammbild (Abb. 2a—c) und in der Abb. 3 ersichtliche Verschiebung der Grenze zwischen den Bereichen B und C hängt unmittelbar mit der Signalfilterung zusammen. Mit Anheben der unteren Filterflanke wird die Grenze B—C zu kleineren Entfernungen hin verschoben. Die Auffächerung der Amplitudenentfernungskurven wird in dem Bereich beobachtet, in dem die erwähnte Signalverformung des Systemimpulses auftritt.

Die Frage nach der Ursache dieser Auffächerung führt zu einer Untersuchung der Amplitudenspektren und der Phasenspektren der registrierten Signale.

3.1.2. Amplitudenspektren

Abb. 4 zeigt die längs des Profiles ermittelten Amplitudenspektren bei den verschiedenen Filterstellungen 15/60 kHz, 25/60 kHz und 35/60 kHz.

Auf der Ordinate läßt sich in normiertem Maßstab die spektrale Amplitude ablesen. Der höchste spektrale Amplitudenwert eines jeden Spektrogrammes erhielt dabei den Zahlenwert 1,0. Auf der Abszisse der Abb. 4 wurde die Frequenz in kHz aufgetragen. Die Zahlen rechts neben den Spektren geben die Registrierentfernungen in cm an.

Aus der Abb. 4 läßt sich folgendes ersehen: Die Spektren im vorkritischen Bereich A — als Beispiel wurde in der vorliegenden Abb. ein Spektrogramm bei 40 cm gewählt — und die Spektren in dem Profilabschnitt, in dem die Auffächerung der Amplitudenentfernungskurven (Abb. 3) in Abhängigkeit von der Filterung zu beobachten ist, zeigen eine merklich verschiedene Form. Im vorkritischen Bereich A ist die Form der Spektren glockenförmig. Es existiert nur eine dominierende Frequenz.

Der in den Spektrogrammen bei dem Frequenzwert Null auftretende spektrale Amplitudenwert entspricht dem FOURIER-Koeffizienten a_0 (ZURMÜHL 1963). Der Koeffizient a_0 , und damit die spektrale Amplitude bei dem Frequenzwert Null, ist immer dann vorhanden, wenn das analysierte seismische Signal eine von Null verschiedene mittlere Höhe aufweist. Da es sich bei den Spektren um kontinuierliche Spektren handelt, treten auch spektrale Amplituden in der Umgebung der Frequenz Null auf.

Im Ablösebereich B bilden sich in den Spektren weitere spektrale Amplitudenmaxima aus, von denen im folgenden nur die beiden größten betrachtet werden sollen. Die zu diesen beiden Maxima gehörenden vorherrschenden Frequenzen tauschen bei

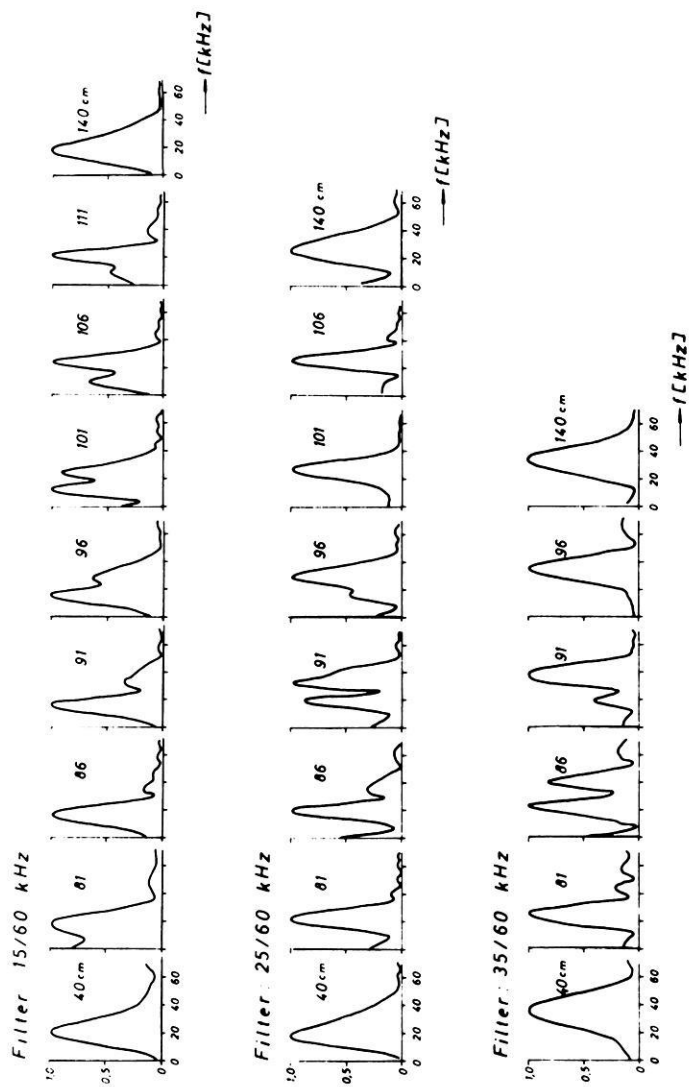


Abb. 4: Normierte Amplitudenspektrogramme. — Modell: Plexiglas-Aluminium.
 Normalized amplitude spectra. — Model: Plexiglas-Aluminium.

einer bestimmten Entfernung hinsichtlich der Größe ihrer spektralen Amplituden ihre Rolle. Diese Entfernung hängt von der Filterung ab. Der Vorgang vollzieht sich bei der Signalfilterung 15/60 kHz zwischen 101 cm und 106 cm, bei den Signalfilterungen 25/60 kHz und 35/60 kHz zwischen 86 cm und 91 cm.

In dem Bereich des Profiles, in dem der Ablösevorgang von Kopfwelle und Weitwinkelreflexion beendet ist, ist in den Spektren wiederum nur eine Hauptfrequenz vorherrschend. Als Beispiel sind Spektren für die überkritische Reflexion bei 140 cm angegeben. Die Spektren für die Kopfwelle in diesem Bereich haben das gleiche Aussehen.

Die Auffächerung der Amplitudenentfernungskurven im Bereich B in Abhängigkeit von der Filterung wird also dadurch erklärt, daß die dominierenden Frequenzen und damit die einzelnen spektralen Amplituden durch die verschiedene Filterung unterschiedlich beeinflusst werden.

Eine weitere Verknüpfung zwischen dem Amplituden- und Frequenzverhalten des Systemimpulses im überkritischen Bereich B läßt sich anhand der Abb. 5 treffen.

In Abb. 5b ist ein Spektrogrammbeispiel aus dem Bereich B wiedergegeben. Die tiefere Frequenz der im Spektrogramm zu beobachtenden beiden dominierenden Frequenzen erhält die Bezeichnung I, die höhere vorherrschende Frequenz die Bezeichnung II.

Eine Auswertung der absoluten spektralen Amplitudenwerte bei den mit I und II bezeichneten dominierenden Frequenzen nach dem gleichen Schema, nach welchem die Reduzierung und Normierung der aus den Seismogrammen entnommenen Amplituden vorgenommen wurde, ergibt für den Bereich B das in Abb. 5a skizzierte Bild.

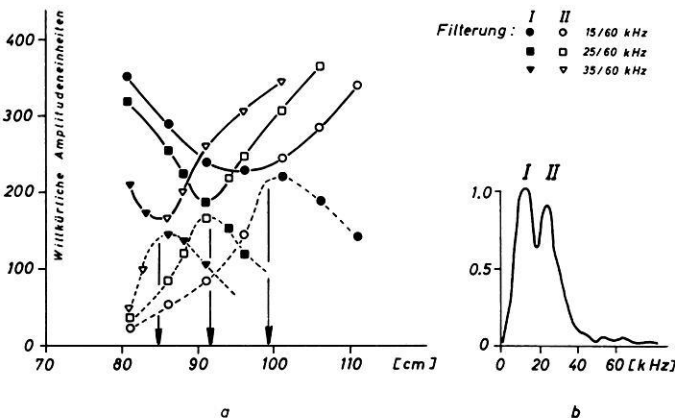


Abb. 5a: Spektrale Amplitudenentfernungskurven im Bereich B.
Spectral amplitude distance curves in region B.

Abb. 5b: Amplitudenspektrogramm aus dem Bereich B.
Spectrum from region B.

Die Abszisse der Abb. 5a zeigt die Registrierentfernung in cm, die Ordinate die spektrale Amplitude in willkürlichen Einheiten. Die ausgefüllten Symbole (Kreise, Dreiecke, Vierecke) repräsentieren die spektralen Amplitudenwerte bei der Frequenz I, die nicht ausgefüllten Symbole die spektralen Amplitudenwerte bei der Frequenz II.

Die spektrale Amplitude, die zur Frequenz I gehört, wird mit zunehmender Registrierentfernung kleiner. Die spektrale Amplitude der Frequenz II zeigt die entgegengesetzte Tendenz. Dieses gilt für alle drei Filterstellungen.

Eine Verbindung der bei der entsprechenden Filterstellung jeweils absolut größten spektralen Amplitudenwerte ergibt die in Abb. 5a ausgezogenen Kurven. Diese Kurven sind in ihrem Verlauf mit den Amplitudenentfernungskurven der Abb. 3 im Bereich der Auffächerung vergleichbar. Der Verlauf der Amplitudenentfernungskurven, wie er sich aus der *Seismogrammauswertung* ergibt, läßt sich also im Bild der Amplitudenentfernungskurven, die aus der größten *spektralen Amplitude* der dominierenden Frequenzen gewonnen wurden, wiederfinden. Diese Aussage gilt in gleicher Weise für die Bereiche A und C.

Die Schußpunktentfernungen, bei denen die spektralen Amplituden der dominierenden Frequenzen I und II einander gleich sind, fallen mit den Entfernungen zusammen, bei denen die Minima in den Amplitudenentfernungskurven (Abb. 3) auftreten. Die in Abb. 5a eingezeichneten Pfeile markieren diese Entfernungen.

3.1.3. Phasenspektren

Nach der Behandlung der Amplituden und der Amplitudenspektren fehlen als wichtige Parameter noch die Phasenspektren der registrierten Signale.

Das Phasenspektrum ist bisher nur vereinzelt [BERZON (1966), ČERVENÝ (1965), KHUDZINSKI (1965, 1966)] zur Interpretation seismischer Beobachtungen herangezogen worden, obwohl auch von dieser Seite Informationen gewonnen werden können. Diese Informationen lassen sich jedoch nicht aus den Phasenspektren der analysierten Signale allein ziehen, sondern müssen gemeinsam mit den Aussagen der entsprechenden Amplitudenspektren gewertet werden. In den folgenden Abb. 6a–c, in denen das Verhalten der Phasenspektren im Bereich A, B und C für die drei verschiedenen Filterstellungen dargestellt werden soll, wurden daher die Amplituden- und Phasenspektren gemeinsam aufgeführt.

Die Abb. 6a–c zeigen im oberen Bildteil die bei verschiedenen Registrierentfernungen aufgenommenen Phasenspektrogramme für das Modell Plexiglas-Aluminium bei den Filterstellungen 15/60 kHz, 25/60 kHz und 35/60 kHz. Bei den Phasenspektren wurde auf der Abszisse die Frequenz in kHz, auf der Ordinate die Phase von $-\pi$ bis $+\pi$ aufgetragen. Da die Phasenwerte periodisch mit 2π verlaufen, ergibt sich der sägezahnartige Verlauf der Phase in Abhängigkeit von der Frequenz. Im unteren Bildteil der Abb. 6a–c wurden die zu den Phasenspektren gehörenden Amplitudenspektren wiedergegeben. Die Koordinaten für die Darstellung der Amplitudenspektren

Abb. 6a

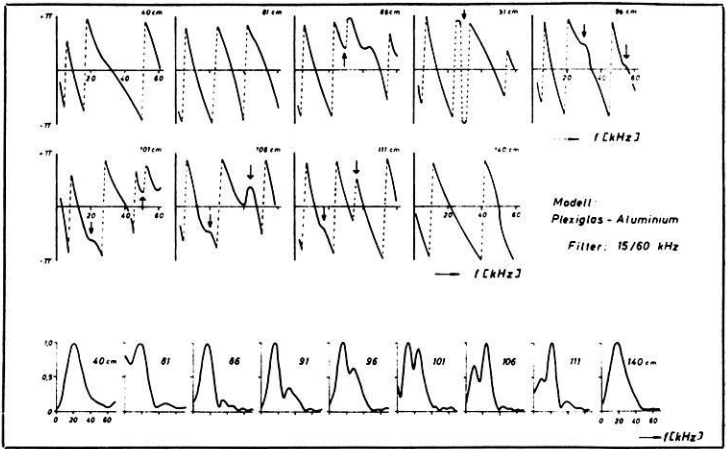


Abb. 6b

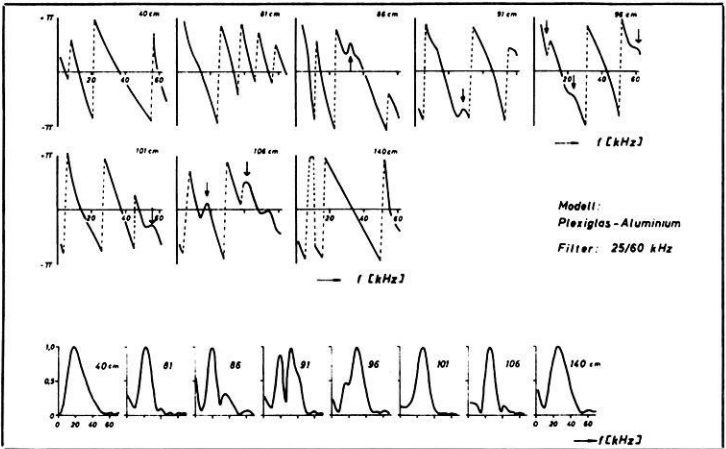
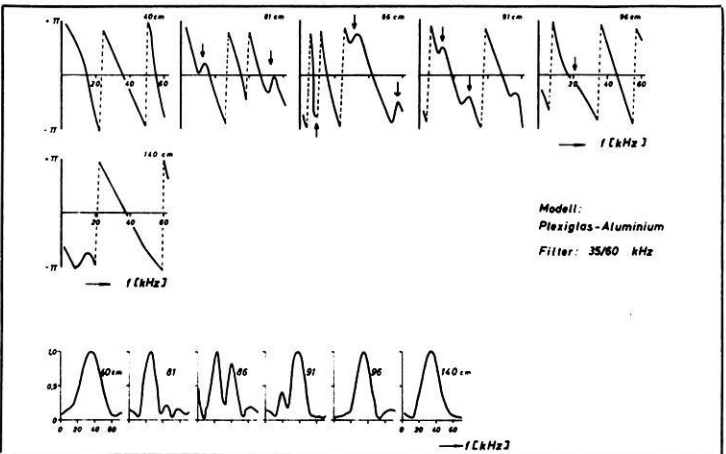


Abb. 6c



entsprechen denen der Abb. 4. In allen drei Abb. weisen in den Phasenspektren verschieden gezeichnete Pfeile auf einzelne, sowohl über das Profil, als auch von Filterung zu Filterung verfolgbare Nichtlinearitäten hin. Die Verschiebung dieser Störungen im Phasenspektrum entlang eines jeden Profiles entspricht dem in der Abb. 4 zu beobachtenden Absinken der beiden dominierenden Frequenzen bei zunehmenden Schußpunktentfernungen.

Bei dem Vergleich der Phasenspektren mit den Amplitudenspektren läßt sich folgendes feststellen:

1. Im Bereich A (Beispiel bei 40 cm), in dem nur das Reflexionssignal registriert wird, ist das Amplitudenspektrum in der Umgebung der Hauptfrequenz fast glockenförmig symmetrisch zu dieser Hauptfrequenz. Das Phasenspektrum zeigt in der Umgebung der Hauptfrequenz einen nahezu linearen Verlauf der Phase mit der Frequenz.
2. Der Entstehungs- bzw. Ablösebereich B der Kopfwelle (Beispiele ab 81 cm bis 111 cm bzw. 96 cm, je nach Filterung) zeigt sich sowohl in den Amplitudenspektren als auch in den Phasenspektren. In den Amplitudenspektren treten die besprochenen zwei vorherrschenden Frequenzen auf. In den Phasenspektren entsprechen die mit Pfeilen gekennzeichneten starken Phasenänderungen den Minima in den Amplitudenspektren.
3. Im Bereich C (Beispiel für die überkritische Reflexion bei 140 cm) hat die Ablösung der Kopfwelle schon stattgefunden. Dieses zeigen die Amplitudenspektren durch ihre symmetrische Form und die Phasenspektren durch ihren linearen Verlauf in der Umgebung der Hauptfrequenzen.

Eine Gegenüberstellung der Vor- und Nachteile bei der Auswertung von Phasenspektren ergibt, daß das Phasenspektrum eines Signales, welches durch ein anderes Signal beeinflusst wird, sehr viel empfindlicher reagiert als das Amplitudenspektrum desselben Signales.

Als Beispiel diene das Amplituden- und Phasenspektrum bei einer Registrierentfernung von 101 cm und einer Filterung von 25/60 kHz (Abb. 6b). Während vom Amplitudenspektrum her auf eine Verformung des Signales nicht geschlossen werden kann, gibt das Phasenspektrum darüber Auskunft, daß eine vollständige Ablösung der Kopfwelle von der überkritischen Reflexion noch nicht stattgefunden hat.

Abb. 6a–c: Phasenspektrogramme und Amplitudenspektrogramme.

Modell: Plexiglas-Aluminium.

Phase spectra and amplitude spectra.

Model: Plexiglas-Aluminium.

Diesem Vorteil steht jedoch als Nachteil die Tatsache gegenüber, daß das Phasenspektrum über die absolute Größe einer Signalstörung keine Aussage ermöglicht. Die Auswertung des Phasenspektrums kann also nur in Verbindung mit der Beachtung des Amplitudenspektrums eine wertvolle Hilfe bei der Interpretation darstellen.

3.1.4. Vergleichende Betrachtungen von Amplituden, Amplitudenspektren und Phasenspektren

Die Kenntnis vom Aufbau der Amplituden- und Phasenspektren der registrierten Signale läßt an dieser Stelle eine vollständige Beurteilung der Amplitudenmessung in ihrer Abhängigkeit von der Filterung zu.

Trotz der unterschiedlichen Filterung der Signale haben die normierten Amplitudenentfernungskurven in den Bereichen A und C einen gemeinsamen Verlauf. Der Bau der Amplituden- und Phasenspektren in diesen Bereichen erklärt die Erscheinung. So ergeben ein zur Hauptfrequenz symmetrisches Amplitudenspektrum und ein linear von der Frequenz abhängiges Phasenspektrum ein Signal, das von einem Filter wie ein Signal mit nur einer Spektrallinie, nämlich der der Hauptfrequenz, verarbeitet wird [JAVID und BRENNER (1963)].

Aus diesem Grunde ist die Lage des zur ersten kritischen Entfernung gehörigen Amplitudenmaximums auch nicht von der Filterung abhängig, denn, obwohl das Amplitudenmaximum schon im Bereich B liegt, sind Amplituden- und Phasenspektren der ausgewerteten Signale noch von der Form, die für die Bereiche A und C charakteristisch ist.

Im Bereich B läßt sich — der Auffächerung der Amplitudenentfernungskurven in diesem Profilabschnitt entsprechend — ein nicht symmetrischer Aufbau der Amplitudenspektren und ein nicht linearer Verlauf der Phasenspektren erkennen.

Eine unterschiedliche Signalfilterung muß daher einen voneinander abweichenden Amplitudenverlauf ergeben.

3.2. Modell PVC-Plexiglas

Am Modell Plexiglas-Aluminium wurde die Methodik zur Ermittlung und Auswertung der dynamischen Parameter in den Profilabschnitten A, B und C erläutert. Die folgenden Ausführungen beziehen sich auf das Modell PVC-Plexiglas, das in seinen Parametern (Tab. 1) einen starken Gegensatz zu dem Modell Plexiglas-Aluminium bildet.

Die Abb. 7a—c geben die Seismogramme für das Modell PVC-Plexiglas bei den verschiedenen Filterstellungen wieder.

Seismogrammbeispiele aus dem Profilabschnitt A sind auf der linken Seite der Abb. 7a—c dargestellt, Seismogrammbeispiele aus den Abschnitten B und C auf der rechten Seite. Hinsichtlich der Aufteilung in die einzelnen Bereiche gelten für das Modell PVC-Plexiglas folgende Angaben:

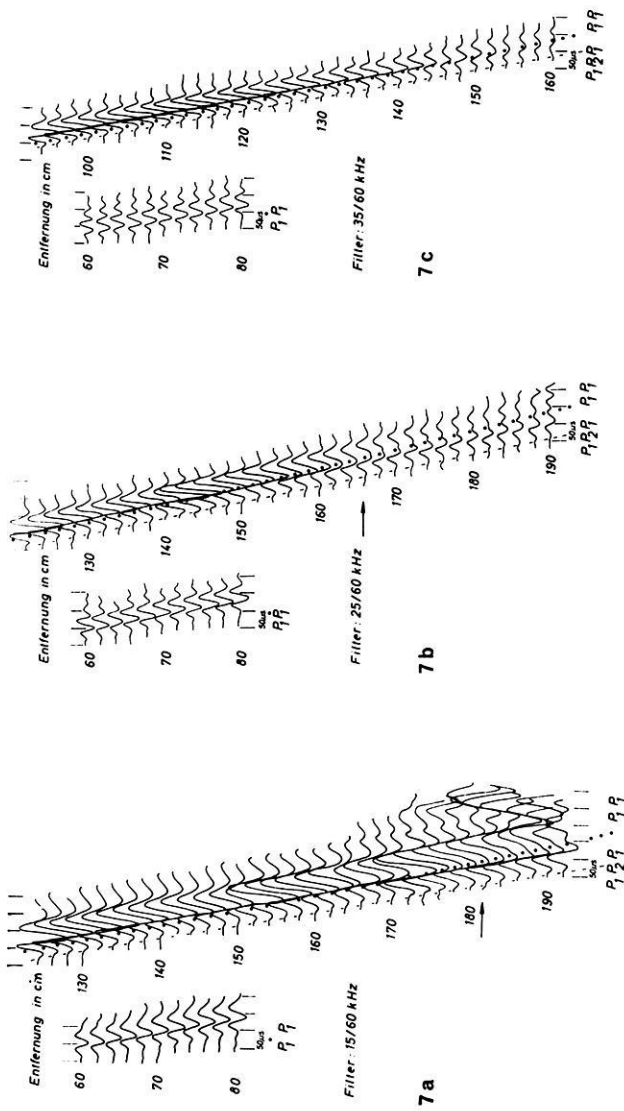


Abb. 7a—c: Seismogrambeispiele. Modell: PVC-Plexiglas. Pfeile: Grenze zwischen den Bereichen B und C. Examples of seismograms. Model: PVC-Plexiglas. Arrow denotes the end of region B resp. the beginning of region C.

Der Bereich B, bei einer Entfernung von 79,5 cm beginnend, reicht bei dem mit der Filterstellung 15/60 kHz aufgenommenen Seismogramm bis zu einer Entfernung von ca. 180 cm, bei der Filterstellung 25/60 kHz bis ca. 166 cm. Bei der Filterstellung 35/60 kHz konnte aus energetischen Gründen nur bis zu einer Entfernung von 160 cm gemessen werden.

Bei dem Seismogrammbispiel für die Filterung 15/60 kHz ist ab ca. 180 cm die am Modellende reflektierte direkte Kompressionswelle zu beobachten.

Eine vollständige Ablösung der Kopfwelle von der Reflexion im Bereich C, wie sie in den Abb. 2a—c zu beobachten ist, ist in den Seismogrammen der Abb. 7a—c wegen der Abmessungen des Modelles PVC-Plexiglas nicht zu verzeichnen.

3.2.1. Amplitudenentfernungskurven

Die Auswertung der Seismogramme erfolgte in der in Kapitel 3.1.1. beschriebenen Weise. Das Ergebnis der Amplitudenauswertung wurde in der Abb. 8 dargestellt.

Abszisse, Ordinate und Bereichseinteilung entsprechen denen der Abb. 3.

Die Form der Amplitudenkurven des vorliegenden Modelles weicht stark von der des Modelles Plexiglas-Aluminium ab. Die Amplitude der Vertikalkomponente zeigt bei schußpunktnahen Entfernungen einen starken Abfall. Das zur kritischen Entfernung gehörige charakteristische Amplitudenmaximum wird — wiederum unabhängig von der Filterung — bei einer Entfernung von ca. 120 cm beobachtet.

Im weiteren Kurvenverlauf nimmt die Amplitude der Vertikalkomponente stetig ab. Im Bereich C haben die Amplituden der Kopfwelle und die der reflektierten Welle vergleichbare Werte.

Auch bei diesem Modell zeigt sich eine Auffächerung der Amplitudenkurven im Bereich B in Abhängigkeit von der Filterung.

Es gilt auch hier die bereits getroffene Aussage, daß der Verlauf der Amplitudenkurven vom Spektrum des beobachteten Signales abhängt.

Die Horizontalkomponente entspricht in ihrem Verlauf, außer bei schußpunktnahen Entfernungen, dem der Vertikalkomponente.

3.2.2. Amplitudenspektren und Phasenspektren

Die Frequenzuntersuchungen wurden in der gleichen Weise wie beim Modell Plexiglas-Aluminium durchgeführt. Die Abb. 9a—c stellen die Ergebnisse dieser Untersuchungen dar. Analog den Abb. 6a—c sind in der oberen Bildhälfte die Phasenspektren und in der unteren jeweils die dazugehörigen Amplitudenspektren aufgeführt.

Die mit dem Entstehungs- und Ablösevorgang der Kopfwelle verbundenen besonderen Merkmale in den Amplituden- und Phasenspektren treten auch in den am Modell PVC-Plexiglas gewonnenen Ergebnissen deutlich hervor.

Wie aus den Seismogrammen in den Abb. 7a—c zu ersehen ist und wie es auch die Spektren verdeutlichen, vollzieht sich dieser Ablösevorgang bei dem vorliegenden

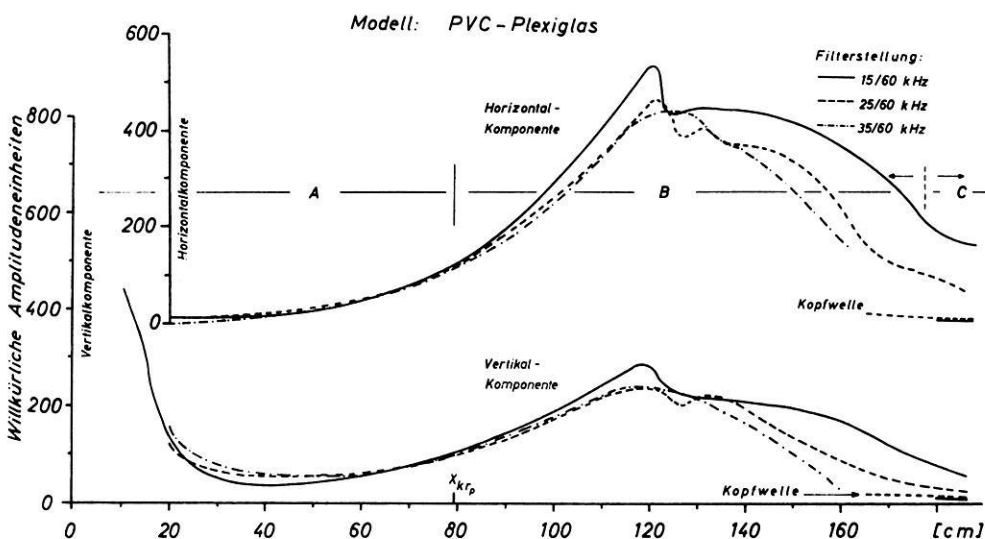


Abb. 8: Amplitudenentfernungskurven für Reflexion (P_1P_1) und Kopfwelle ($P_1P_2P_1$).

Modell: PVC-Plexiglas

unterer Teil: Vertikalkomponente } der Beschleunigung
 oberer Teil: Horizontalkomponente }

Amplitude distance curves of reflected (P_1P_1) and head waves ($P_1P_2P_1$).

Model: PVC-Plexiglas

lower part: vertical component } of acceleration
 upper part: horizontal component }

Modell infolge des kleineren Geschwindigkeitskontrastes entlang eines längeren Profilschnittes als bei dem Modell Plexiglas-Aluminium. Infolgedessen zeigen die Spektren durch das Auftreten zweier dominierender Frequenzen in den Bereichen B und C auch an, daß eine vollständige Trennung der Kopfwelle von der Weitwinkelreflexion noch nicht stattgefunden hat.

4. Vergleich der gemessenen Amplitudenentfernungskurven mit berechneten Kurven

Um die mit Hilfe 2-dimensionaler modellseismischer Methoden ermittelten Amplitudenentfernungskurven mit theoretischen vergleichen zu können, wurde ein von MÜLLER (1968 a, b) zur Berechnung von Amplituden veröffentlichtes Verfahren benutzt. Es wurde eine Näherungslösung und eine exakte Lösung verwendet.

Abb. 9 a

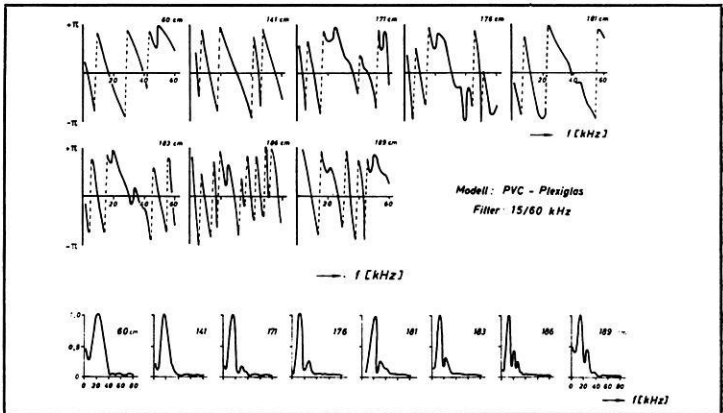


Abb. 9 b

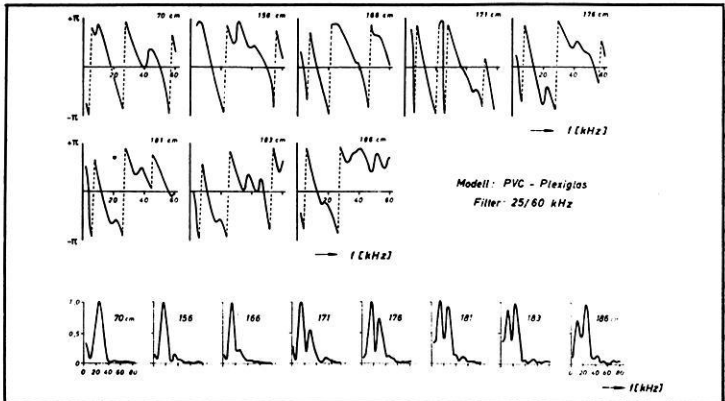


Abb. 9 c

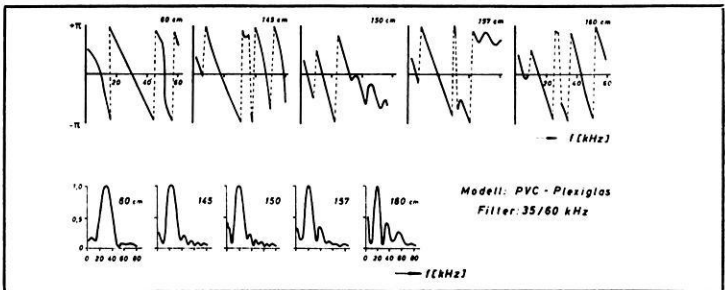


Abb. 9a—c: Phasenspektrogramme und Amplitudenspektrogramme.
Modell: PVC-Plexiglas

Phase spectra and amplitude spectra.

Model: PVC-Plexiglas

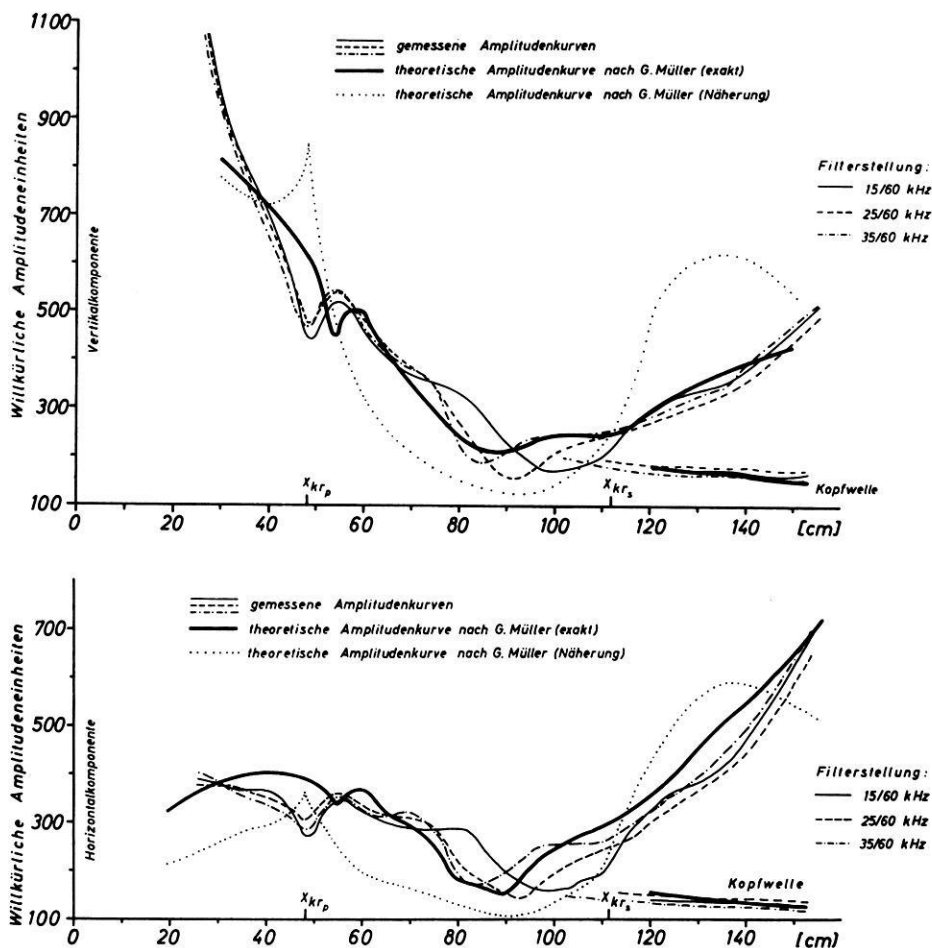


Abb. 10a—b: Vergleich der gemessenen Amplitudenentfernungskurven mit berechneten Kurven. — Modell: Plexiglas-Aluminium.

Comparison between measured amplitude distance curves and theoretical curves. — Model: Plexiglas-Aluminium.

In den Abb. 10a—b und 11 wurden sowohl die nach der Näherungslösung als auch die nach der exakten Methode berechneten Kurven (Vertikal- und Horizontalkomponente) zusammen mit den experimentell ermittelten Amplitudenentfernungskurven dargestellt. Der Berechnung lagen die in Tab. 1 aufgeführten Modellparameter zugrunde. Die Absorption seismischer Wellen blieb bei der Rechnung unberücksichtigt. Die den Berechnungen entstammenden Ergebnisse, die für Kugelwellen gelten, wurden für den Vergleich mit den gemessenen Werten für Zylinderwellen umgerechnet.

4.1. Modell Plexiglas-Aluminium

In den Abb. 10a—b wurde der Vergleich der Amplitudenentfernungskurven für das Modell Plexiglas-Aluminium vorgenommen. Die Darstellungsart entspricht jener der Abb. 3 und 8.

Das von dem modellseismischen Geber abgestrahlte Signal, das bei einer Filterung von 35/60 kHz registriert wurde, wurde als Anregungsimpuls für das exakte Berechnungsverfahren verwendet. Zum Vergleich wurden die gemessenen und theoretischen Kurven im vorkritischen Bereich bei 40 cm gleichgesetzt.

Die Darstellung läßt erkennen, daß die theoretischen und die gemessenen Kurven im Bereich der ersten kritischen Entfernung quantitativ nicht übereinstimmen.

Die Lage des Amplitudenmaximums bei der exakten theoretischen Kurve ist zu größerer Schußpunktentfernung hin verschoben. Rein qualitativ zeigen jedoch die exakte theoretische und die gemessenen Kurven einen miteinander vergleichbaren Verlauf.

Für den weiteren Kurvenverlauf zeigen die theoretischen Kurven nach der exakten Lösung und die gemessenen Kurven im Bereich B für die Filterung 35/60 kHz eine relativ gute Übereinstimmung.

Auch das Amplitudenabstandsverhältnis von Kopfwelle und Weitwinkelreflexion hat für Theorie und Experiment im Bereich C die gleichen Werte.

Die Übereinstimmung der theoretischen Kurve (exakte Lösung) mit den gemessenen Kurven für alle Filterstellungen im Bereich C findet ihre Begründung in den oben (Abschnitt 3.1.4.) getroffenen Aussagen.

Die nach der Näherungslösung ermittelte Amplitudenentfernungskurve weist auf dem gesamten Profil keine Übereinstimmung mit den gemessenen Werten auf. Der Grund liegt darin, daß die Näherungslösung weder die Impulsform des einfallenden Signales noch den Einfluß der Kopfwelle enthält.

4.2. Modell PVC-Plexiglas

In der Abb. 11 werden die gemessenen und die theoretischen Amplitudenentfernungskurven für das Modell PVC-Plexiglas miteinander verglichen. Bei diesem Modell wurde das bei einer Filterung von 15/60 kHz registrierte direkte Signal als Anregungsimpuls für das exakte Berechnungsverfahren gewählt. Die gemessenen und die theoretischen Amplitudenkurven wurden im vorkritischen Bereich bei 70 cm gleichgesetzt.

Die Übereinstimmung der gemessenen Amplitudenentfernungskurven bei allen Filterstellungen mit der nach der exakten Methode berechneten Kurve ist, außer bei schußpunktnahen Entfernungen, bis zu einer Entfernung von ca. 120 cm (Lage des zur kritischen Entfernung gehörenden Amplitudenmaximums) zufriedenstellend. Im weiteren Profilverlauf stimmen exakte theoretische und gemessene Kurven nicht überein. Ein Vergleich der Kopfwellenamplitude konnte bei einer Schußpunktentfernung von 170 cm noch nicht durchgeführt werden.

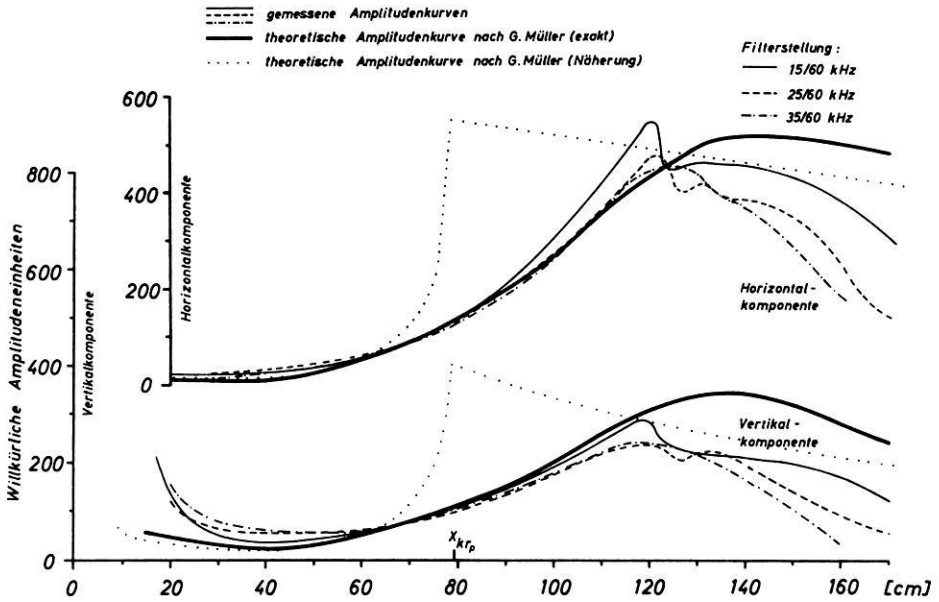


Abb. 11: Vergleich der gemessenen Amplitudenentfernungskurven mit berechneten Kurven.
 Modell: PVC-Plexiglas

Comparison between measured amplitude distance curves and theoretical curves.
 Model: PVC-Plexiglas

Die Lage des Amplitudenmaximums der exakten theoretischen Kurve ist, ähnlich wie beim Modell Plexiglas-Aluminium, im Vergleich zur Lage des gemessenen Amplitudenmaximums zu größerer Entfernung hin verschoben.

Bei diesem Modell stimmt die nach der Näherungsmethode berechnete Amplitudenentfernungskurve ab 60 cm nicht mit den gemessenen überein.

5. Danksagung

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

Wir danken ferner an dieser Stelle den Firmen *Deilmann-Bergbau GmbH*, Bentheim, *Deutsche Erdöl-AG*, Hamburg, *Deutsche Schachtbau- und Tiefbohr-GmbH*, Lingen *Gewerkschaft Brigitta*, Hannover, *Gewerkschaft Elwerath*, Hannover *Mobil Oil AG in Deutschland*, Celle, *Preussag*, Hannover und *Wintershall AG*, Kassel, für die Unterstützung unserer Arbeit.

Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. MENZEL und Herrn Prof. Dr.-Ing. O. ROSENBAACH für ihr förderndes Interesse an diesen Untersuchungen.

Herrn Dr. G. MÜLLER sind wir für die Berechnungen der Amplitudenentfernungskurven sehr verbunden.

Den Herren H. HEMSCHEMEIER und A. MÜLLER danken wir für die sorgfältige Ausführung der notwendigen Werkstattarbeiten.

Literatur

- BEHRENS, J.: Refraktionsseismische Messungen im Sörfjord. Dissertation 1963, Clausthal.
- BEHRENS, J. und L. DRESEN: Ein experimentelles Verfahren zur Eliminierung von Störsignalen bei modellseismischen Untersuchungen. *Z. Geophys.* 32 (4), 232–241, 1966.
- BERZON, I. S.: Methods and some results of interpretation of data of seismic waves' spectrum analysis. *Bur. Centr. Seismol. Pubs. Sér. A. Travaux Scient.*, 21, 65–77, 1961.
- BERZON, I. S.: On the determination of a model of a thin-layer medium using simultaneously the spectral amplitude and phase characteristics of the layer. *Bull. (Izv.) Acad. Sciences USSR, Geophys. Ser.*, No. 6, 1966.
- BLUT, H.: Ein Beitrag zur Theorie der Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen. *Z. Geophys.* 8, 130–144, 1932a.
- : Ein Beitrag zur Theorie der Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen. *Z. Geophys.* 8, 305–322, 1932b.
- BORTFELD, R.: Exact solution of the reflection and refraction of arbitrary spherical compressional waves at liquid-liquid interfaces and at solid-solid interfaces with equal shear velocities and equal densities. *Geophys. Prospecting* 10, 35–67, 1962a.
- : Reflection and refraction of spherical compressional waves at arbitrary plane interfaces. *Geophys. Prospecting* 10, 517–538, 1962b.
- : Examples of synthetic refraction arrivals and wide-angle reflections. *Geophys. Prospecting* 12, 100–114, 1964.
- : Elastic waves in layered media. *Geophys. Prospecting* 15, 644–650, 1967.
- BURKHARDT, H.: Some physical aspects concerning seismic scaling laws for underwater explosions. *Geophys. Prospecting* 12, 192–214, 1964.
- ČERVENÝ, V.: The amplitude curves of reflected harmonic waves around the critical point. *Studia geoph. et geod.* 5, 319–351, 1961.
- : On the length of the interference zone of a reflected and head wave beyond the critical point and on the amplitudes of head waves. *Studia geoph. et geod.* 6, 49–63, 1962a.
- : On the position of the maximum of the amplitude curves of reflected waves. *Studia geoph. et geod.* 6, 215–234, 1962b.
- : The dynamic properties of reflected and head waves around the critical point. *Travaux de l'Inst. Géophys. de l'Acad. Tchécosl. Sci.* No. 221, *Geofysikalni Sbornik*, 135–246, 1965.

- ČERVENÝ, V., A. M. EPINATEVA and I. P. KOSMINSKAYA: Features of reflected and head waves in the region of the initial points. Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Earth Physics, 518 bis 522, 1965.
- CLAY, C. S. and H. MCNEIL: An amplitude study on a seismic model. Geophysics. Tulsa 20, 766–773, 1955.
- COURONEAU, J.: Etude du „point brillant“ sur modèles séismiques. Geophys. Prospecting 13, 405–432, 1965.
- EPINATEVA, A. M.: Reflected waves produced at angles of incidence greater than critical. Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser., 16–40, 1957.
- : On dynamic relations of reflected and head waves beyond initial points. Pubs. Bur. Cent. Sism. Int., Ser. A, Travaux Sci., No. 21, 23–27, 1961.
- HANNAN, E. J.: Spectral analysis for geophysical data. Geophys. J. R. astr. Soc. 11, 225–236, 1966.
- JAVID, M. and E. BRENNER: Analysis, transmission, and filtering of signals. Mc Graw-Hill Book Company, Inc, 1963.
- KHUDZINSKI, L. L.: On the determination of parameters of intermediate thickness from the spectra of reflected waves. Izv. Geophys. Ser., 676–684, 1961.
- : On the problem of the frequency-phase analysis of seismic waves. Coll. (Sbornik) „Dynamics of the Earth Crust“, Ed. Acad. Sciences USSR, 1965.
- : On the determination of some parameters of homogeneous layers by means of their spectral phase characteristics. Izv. Earth Physics, No. 5, 68–77, 1966.
- KNOTT, C. G.: Reflexion and refraction of elastic waves with seismological application. Phil. Mag. and J. of Science 48 (290), 1899.
- KOSMINSKAYA, I. P. and R. M. KRAKSHINA: On reflections beyond the critical angle from the Mohorovičić discontinuity. Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser., 537–544, 1961.
- MALINOVSKAYA, I. N.: On the methodology of calculating the dynamic characteristics of seismic waves. Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser., 426–439, 1957a.
- : On the dynamic characteristics of longitudinal reflected waves beyond the critical angle. Bull. (Izv.) Acad. Sci., 569–574, 1957b.
- MCIVOR, J. K.: Methods of spectral analysis of seismic data. Bull. Seis. Soc. Am. 54 (4), 1213–1232, 1964.
- MEISSNER, R.: Exploring deep interfaces by seismic wide angle measurements. Geophys. Prospecting 15, 598–617, 1967a.
- : Zum Aufbau der Erdkruste. Ergebnisse der Weitwinkelmessungen im bayrischen Molassebecken.
- Teil I: Gerlands Beitr. Geophys. 76 (3), 211–254, 1967b.
- Teil II: Gerlands Beitr. Geophys. 76 (4), 295–314, 1967b.
- MÜLLER, G.: Theoretical seismograms for some types of point-sources in layered media — part I. Z. Geophys. 34 (1), 15–35, 1968.

- MÜLLER, G.: Theoretical seismograms for some types of point-sources in layered media - part II. *Z. Geophys.* 34 (2), 147–162, 1968.
- MUSKAT, M. and M. W. MERES: Reflection and transmission coefficients for plane waves in elastic media. *Geophysics* 5, 115–147, 1940.
- NAKAMURA, Y. and B. F. HOWELL: Maine seismic experiment: frequency spectra of refraction arrivals and the nature of the Mohorovičić discontinuity. *Bull. Seis. Soc. Am.* 54, 9–18, 1964.
- O'BRIEN, P. N. S.: Model seismology — the critical refraction of elastic waves. *Geophysics* 20, 227–242, 1955.
- : A note on the reflection of seismic pulses with application to second event refraction shooting. *Geophys. Prospecting* 11, 59–72, 1963.
- : Seismic observations 20 km from explosions in a lake. *Boll. di Geofisica teor. ed appl.* 7, 144–164, 1965.
- : Analysis of a small number of seismic records along an E-W alpine profile. *Boll. di Geofisica teor. ed appl.* 9, 22–65, 1967.
- OLSZAK, G.: Zur Anwendung der Frequenzanalyse in der seismischen Erkundung. *Geophysik und Geologie, Folge* 6, 3–21, 1964.
- POLEY, J. P.: Critical angle effects in seismic exploration. *Geophys. Prospecting* 12, 397–421, 1964.
- RICHARDS, T. C.: Wide-angle reflections and their application to finding limestone structures in the foothills of Western Canada. *Geophysics* 25, 385–407, 1960.
- : Motion of the ground on arrival of reflected longitudinal and transverse waves at wide-angle reflection distances. *Geophysics* 26, 277–298, 1961.
- SCHICK, R.: Modellseismische Arbeiten. Teil 1: Methodische Grundlagen und technische Einzelheiten. *Veröff. d. Landeserdbebendienstes Baden-Württemberg*, Stuttgart, 1962.
- SHAMINA, O. G.: Modelluntersuchungen von Kopf- und Reflexionswellen außerhalb des kritischen Winkels. *Freiberger Forschungshefte, C* 116, Geophysik, Akademie Verlag Berlin, 1961.
- VANĚK, J.: Amplitude curves of longitudinal waves for several three dimensional models of the upper mantle. *Stud. geoph. et geod.* 10 (3), 350–359, 1966.
- VEES, R.: Der seismische Impuls bei Unterwassersprengungen. *Dissertation Clausthal*, 1965.
- ZÖPPRITZ, K.: Erdbebenwellen. VII. Über Reflexion und Durchgang seismischer Wellen durch Unstetigkeitsflächen. *Göttinger Nachr.*, 1919.
- ZURMÜHL, R.: *Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker*. Springer Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1963.
- ZVOLINSKI, N. V.: Reflected and head waves emerging at a plane interface of two elastic media I, II, III. *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Geoph. Ser.*, 1–21, 1957, 1–7, 1958a, 97 bis 101, 1958b.

EUV-Laborspektrophotometrie zur Vorbereitung von optischen Flugexperimenten

Von G. SCHMIDTKE, Freiburg¹⁾

Eingegangen am 15. Mai 1968

Zusammenfassung: Optische Weltraumexperimente im fernen Ultraviolett liefern wertvolle Informationen zur Erforschung der oberen Atmosphäre. Prozesse wie die Aufheizung, Dissoziation und Ionisation werden vorwiegend als Folge der Absorption solarer EUV-Strahlung gedeutet.

Dieser Aufsatz behandelt die Simulation der solaren Emission zur Eichung verschiedenartiger Typen von Spektrophotometern. Die Besonderheiten eines Monochromators äußerst hoher Lichtstärke mit einem aluminium-bedampften ROWLAND-Gitter ($R = 1 \text{ m}$, 1200 Striche mm^{-1}), einer Kapillar-Gasentladungslampe und einem Natrium-Salicylat-Detektor werden beschrieben. Die optimale Fluoreszenz-Aktivität der Schicht im Durchlicht liegt, wie eine graphische Darstellung zeigt, bei 70 mg cm^{-2} . Die Zählrate des Multipliers kann durch einfache optische Anordnungen um den Faktor 6 erhöht werden. Einige Ergebnisse von Versuchen, die Reflektivität des ROWLAND-Gitters zu regenerieren, werden diskutiert.

Die Laborausüstung gestattet die Simulation einer Anzahl solarer EUV-Emissionslinien innerhalb der drei Bereiche von geophysikalischem Interesse. Die Photonen-Stromdichte der LYMAN-alpha-Linie des Wasserstoffs erreicht im Austrittsspalt des Monochromators dieselbe Größenordnung wie die solare Emission oberhalb der Atmosphäre. Sie übertrifft den solaren Photonenstrom um eine Größenordnung für die He-I-Resonanzlinie (58,4 nm) und um rund zwei Größenordnungen in den Wellenlängenbereichen des SCHUMANN-RUNGE-Kontinuums (177,5 . . . 132,5 nm). Einige charakteristische Fälle werden behandelt. Als Beispiel sollen Teile des Emissionsspektrums des Stickstoffs, welches gut identifiziert zu sein scheint, die Leistungsfähigkeit des Monochromators demonstrieren. Die Photonen-Stromdichten im Austrittsspalt des Monochromators werden tabelliert.

Summary: Optical space experiments in the extreme ultraviolet spectral region contribute valuable information to the exploration of the upper atmosphere. Processes as heating, dissociation, and ionization are mainly explained to result from the absorption of solar EUV-radiation.

The present report deals with the simulation of the solar emission for the calibration of various types of spectrophotometers. The more interesting features of a monochromator of high efficiency, utilizing a concave, aluminum-coated grating ($R = 1 \text{ m}$, 1200 grooves mm^{-1}), a capillary gas discharge, and a sodium-salicylate detector are described. A graph shows the optimal fluorescent activity of the coating for the transmitted light near 70 mg cm^{-2} . Some simple optical arrangements increase the multiplier output count by a factor of 6. Some results of attempts to regenerate the reflectivity of the grating are given.

¹⁾ G. SCHMIDTKE, Arbeitsgruppe für physikalische Weltraumforschung, 78 Freiburg, Kronenstr. 13.

The instrumentation allows the simulation of a number of solar EUV-emission lines within the three ranges of geophysical interest. The flux density of the hydrogen LYMAN-alpha line as detected at the exit slit of the monochromator reaches the same order of magnitude as the solar emission at the top of the atmosphere. It exceeds the solar photon flux by one order for the He I resonance line (58,4 nm) and by about two orders of magnitude within wavelength ranges of the SCHUMANN-RUNGE continuum (177,5 . . . 132,5 nm). Some characteristic cases are discussed. As an example parts of the emission spectrum of nitrogen, which seems to be well identified, demonstrate the performance of the monochromator. The flux density at the exit slit of the monochromator is tabulated.

1. Einleitung

Zur Lösung der in der Weltraumforschung auftretenden Probleme bedient man sich in den letzten Jahren in zunehmendem Maß optischer Hilfsmittel. Von den vielen Anwendungsbereichen sei besonders die solare EUV-Spektrophotometrie erwähnt, die die ständige Messung der von der Sonne emittierten Photonenströme im Wellenlängenbereich von (290 . . . 0,1) nm anstrebt, welche in der oberen Atmosphäre absorbiert werden.

Dieser Strahlungsfluß wird als die dominierende Energiequelle für eine beträchtliche Anzahl von Prozessen angesehen, zu denen die Ionen-Elektronen-Produktion, die Moleküldissoziation, die Aufheizung, die Diffusion, Ladungsaustausch- und chemische Reaktionen gehören. So wird auch das besondere Interesse vieler Gruppen an diesem modernen Zweig der Geophysik verständlich, der durch die Vervollkommnung optischer Meßmethoden einen bemerkenswerten Aufschwung zu verzeichnen hat.

2. Optische Hilfsmittel im Labor

Die Entwicklung selektiver Photonen-zähler für das EUV-Gebiet wurde in unserer Gruppe von ADE begonnen und von FISCHER bis zur Erprobung bei zwei Veronique-Aufstiegen über der Sahara fortgesetzt. Obgleich die Zählrohrtechnik in Bezug auf die Impulsauslösung durch Photonen einen bis zu zwei Größenordnungen höheren Wirkungsgrad als die Gitterspektrophotometrie ermöglicht, wurde der Bau von raketens- und satellitengetragenen Prototypen sowohl mit Konkav- als auch mit Plangittern vorangetrieben. Derartige Experimente gestatten wegen der hohen solaren Photonenströme eine weitaus bessere Selektion der Wellenlängen und darüber hinaus sogar die Ermittlung atmosphärischer Absorptionsprofile der Strahlung, deren Auswertung der Berechnung der neutralen Komponenten (molekularer Stickstoff und Sauerstoff, atomarer Sauerstoff) und der Absorptionsquerschnitte dieser Gase zu Grunde liegt.

Wesentlicher Bestandteil der Laborausrüstung zum Testen der Fluggeräte war ein Monochromator, mit welchem das Emissionsspektrum der Sonne im Bereich von (300 . . . 50) nm weitgehend simuliert werden kann. Die Apparatur wird von ROBIN und BOEHNEL eingehend beschrieben.

Das Bild des Eintrittspalts ist annähernd stigmatisch, wie mit einer Punktlichtquelle durch eine verhältnismäßig einfache Prozedur nachgewiesen werden kann. So wird keine Spaltkorrektur notwendig, wie sie beispielsweise bei der SEYANAMIOKA-Montierung durch die Einführung gekrümmter Spalte vorgenommen werden kann.

Der weitaus gravierendere Nachteil des letztgenannten Typs entsteht durch die ungünstigen Phasenbeziehungen der vom Gitter gebeugten elektromagnetischen Strahlung im Austrittsspalt, die den Maskierungseffekt verursachen. Er bewirkt eine Intensitätsminderung des Lichts um eine Größenordnung im Vergleich mit dem in dieser Arbeit benutzten Monochromatortyp. Auf ähnliche Verhältnisse lassen Intensitätsvergleiche mit einem 90°-Spektrometer schließen, das im prinzipiellen Aufbau dem SEYANAMIOKA-Typ gleicht.

Zur Simulation des solaren EUV-Spektrums wurde eine Kapillar-Gasentladungslampe nach VODAR herangezogen. In ihr wird durch die geometrische Anordnung der Elektroden die positive Säule in der Entladung weit ausgezogen, deren Leuchten im

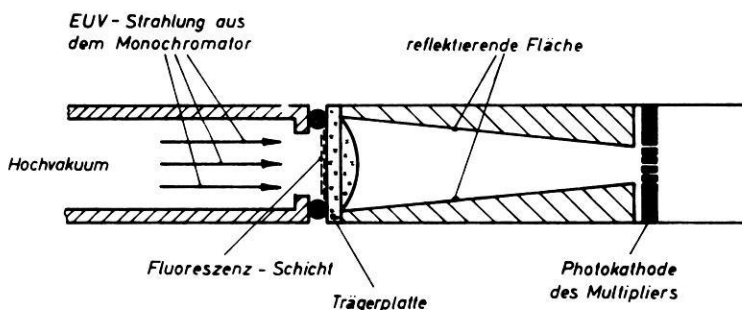


Abb. 1: Anordnung der Natriumsalizylat-Schicht.

Arrangement of the sodium-salicylate coating.

Grunde die gewöhnliche Emission durch Elektronenstöße angeregter Atome bzw. Moleküle (jedoch keine Rekombinationsstrahlung) darstellt. Derartige Spektren zeigen auch im EUV-Gebiet eine Vielfalt von Emissionslinien.

Wegen der annähernd konstanten und verhältnismäßig hohen Quantenausbeute im gesamten Spektralbereich von (300. . . 50) nm wurde nach eingehenden Untersuchungen dem fluoreszierenden Natriumsalizylat im Durchlicht (Abb. 1) gegenüber anderen Stoffen der Vorzug gegeben. Eine optimale Flächenbelegung mit optisch aktiven Zentren dieses Pulvers kann gewonnen werden, wenn das gut getrocknete Pulver nach sorgfältigem Mörsern auf der mit Reinbenzin befeuchteten Trägerplatte in bestimmter Schichtdicke (Abb. 2) sedimentiert wird. Dann stehen die ungehinderte Transmission des EUV-Lichts durch die Fluoreszenzschicht, dessen Absorption in der Trägerplatte und die Absorption der ins Sichtbare „transformierten“ Strahlung in einem verträglichen Verhältnis zueinander, das im untersuchten Fall um 70 mg cm^{-2} erreicht wird.

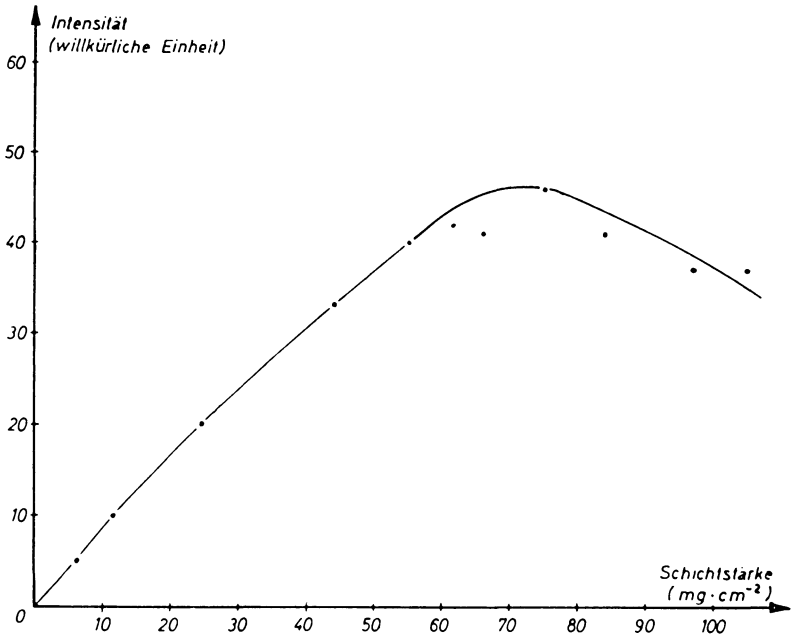


Abb. 2: Fluoreszenz-Aktivität des Natriumsalizylats im Durchlicht.

Fluorescent activity of the sodium-salicylate for transmitted light.

Eine bedeutend stärkere Oberflächenaktivität wird bei schnellem Verdampfen von Natriumsalizylat-Lösungen erhalten, wenn sie kurz vor dem Erstarren zum Aufschäumen gebracht werden. Schwierigkeiten bereiten dann allerdings die Herstellung homogener Schichten und das Erreichen der optimalen Schichtdicke.

Im Gegensatz dazu läßt die direkte Auskristallisation des Fluoreszenzmittels aus den Lösungen keine optisch aktiven Zentren entstehen.

Als Trägerplatte können die üblichen optischen Gläser dienen, die bei 370 nm rund 5% der durchgehenden Strahlung absorbieren; das Maximum der Fluoreszenzstrahlung liegt bei 415 nm.

Beim Transformationsprozeß entsteht isotrope Strahlung. Deshalb kann die Intensität eines Multipliers mit einfachen optischen Hilfsmitteln beträchtlich gesteigert werden. Eine Anordnung, bestehend aus einem innen spiegelnden konischen Zylinder und einer Sammellinse (Abb. 1) erbrachte einen Intensitätsgewinn um mehr als den Faktor 6.

Bekanntlich verändert sich die Reflektivität aluminiumbedampfter Gitter mit der Zeit, am stärksten im Wellenlängenbereich um 50 nm. So konnten ca. 3 Monate nach der Inbetriebnahme des Monochromators die Linien der Helium-I-Resonanzserie bei 52,2 nm und 51,6 nm überhaupt nicht mehr und bei 53,7 nm nur noch äußerst schwach registriert werden, während sie anfangs noch gut meßbar waren.

Nach 3jährigem und 4½jährigem Betrieb der Apparatur wurden die absoluten Photonenflüsse für 121,6 nm (Wasserstoff) und 58,4 nm (Helium) bestimmt (Tab. 1). Dabei konnten keine Anhaltspunkte für ein weiteres Nachlassen der Reflektivität des Gitters für die genannten Wellenlängen gefunden werden.

Die durch den Betrieb der Öl-Diffusionspumpe auf der Oberfläche des Gitters sich niederschlagende Ölschicht kann nur zum Teil abgelöst werden, weshalb Crack-Produkte schließlich einen festen, unlöslichen Untergrund bilden. Deshalb muß das Gitter von Zeit zu Zeit neu bedampft werden. Ein derartiger Versuch wurde an einem schlecht reflektierenden Gitter in einer gewöhnlichen optischen Aufdampfanlage durchgeführt.

Das Gitter hatte 1200 Striche mm^{-1} und einen Blazewinkel von $2^\circ 45'$, woraus eine Stufenhöhe von rund 40 nm resultiert. Es wurde in einem ausreichenden Abstand vom Ofen montiert, um den Kunststoffträger des sog. Replicas nicht zu stark zu erwärmen. Aus demselben Grunde durfte die Stromanlage bei einem Heizstrom von 360 A nicht länger als 16 min in Betrieb sein, und so konnte nach der folgenden Formel lediglich eine Schicht von $(3,64 \pm 0,14)$ nm Dicke aufgedampft werden:

$$N = t N_L (2 \pi R M T)^{-1/2} F p d \sigma / (\pi r^2)$$

N — Anzahl der auf F niedergeschlagenen Moleküle, t — Zeit, N_L — LOSCHMIDTSCHE Zahl,
 T — Verdampfungstemperatur, r — Abstand Ofenöffnung — Gitter,
 R — Gaskonstante, M — Molekulargewicht, p — Verdampfungsdruck,
 F — bedampfte Fläche, $d\sigma$ — Ofenöffnung.

Absorptionsmessungen ergaben in guter Übereinstimmung mit der Rechnung einen Wert von $(3,43 \pm 0,28)$ nm. Diese Schicht war nicht stark genug und konnte das Reflektionsvermögen des Gitters nicht verbessern. Wie der Versuch zeigte, sind Schichtdicken von einigen zehn nm erforderlich.

Nach diesen Ausführungen zu den meßtechnischen Gegebenheiten sollen die Ergebnisse der Spektraluntersuchungen und ihre Bedeutung für die hohe Atmosphäre behandelt werden.

3. Spektrophotometrie von Emissionsspektren zur Simulation der solaren EUV-Strahlung

Das Hauptaugenmerk wird im Hinblick auf die Physik der oberen Atmosphäre auf die folgenden 3 Spektralbereiche gelenkt:

A: Die Strahlung zwischen (177,5 . . . 132,5) nm bewirkt die Dissoziation des molekularen Sauerstoffs (SCHUMANN-RUNGE-Kontinuum) und damit eine Anzahl von Folgeprozessen.

B: Die LYMAN-alpha-Linie des Wasserstoffs bei 121,6 nm wird in der unteren D-Schicht vollständig absorbiert. Ihr Strahlungsfluß stellt eine wesentliche Energiequelle für die Aeronomie dieses Höhenbereiches dar.

C: Unterhalb von 102,7 nm wird molekularer Sauerstoff, unterhalb von 91,2 nm wird atomarer Sauerstoff und unterhalb von 79,6 nm wird molekularer Stickstoff durch die Absorption von Photonen ionisiert. Diese Wechselwirkungsprozesse stehen damit in engstem Zusammenhang mit der Beschaffenheit der oberen D-, der E- und der F-Schicht.

Von den unter diesen Gesichtspunkten gegliederten Strahlungsbereichen kann B am einfachsten simuliert werden. Bezogen auf den Austrittsspalt des Monochromators, unterscheidet er sich intensitätsmäßig lediglich um einen Faktor 2 von dem solaren Anteil derselben Wellenlänge (Tab. 1). In beiden Fällen wurde die Wolfram-Blättchen-Methode zur Messung des Photonenflusses benutzt.

Die Differenz kann sogar ausgeglichen werden, wenn in der Kapillar-Entladung dem Helium bei einem Gesamtdruck von 3 Torr ca. 0,25 Torr Wasserstoff beigemischt wird. Die angeregten Heliumatome übertragen dann dem Wasserstoff ihre Energie durch Stöße zweiter Art.

Obleich man auf diese Weise Strahlungsflüsse erhalten kann, die sich intensitätsmäßig kaum voneinander unterscheiden, so besteht doch ein ganz wesentlicher Unterschied in der Geometrie der Strahlenbündel: Während das Licht den Austrittsspalt des Monochromators mit einem Öffnungswinkel von rund $4,5^\circ$ in der optischen Ebene verläßt, kann die EUV-Strahlung in der oberen Ionosphäre als nahezu parallel angesehen werden.

Der Spektra bereich A kann von 162,5 nm bis herab zu 132,5 nm nahezu lückenlos mit vergleichbaren und teilweise sogar weitaus höheren Intensitäten durch die LYMAN-Banden des molekularen Wasserstoffs simuliert werden (Tab. 1). Das wird unmittelbar verständlich, wenn man die solaren Photonenflüsse der Bereiche A . . . C miteinander vergleicht: $\Phi_A : \Phi_B : \Phi_C = 40 : 4 : 1$, wobei die Wasserstoff-Resonanzlinie mit dem weitaus höchsten Photonenfluß einer einzelnen Linie von der Sonne emittiert wird.

Ganz anders liegen die Verhältnisse im Labor: Einzelne Rotations-Schwingungs-Übergänge des LYMAN-Systems können mit durchaus vergleichbaren Intensitäten erzeugt werden und die Atomlinie sogar noch bis zu einem Faktor 3 übertreffen. Das gilt dann erst recht für die einzelnen Wellenlängenintervalle zwischen (162,5 . . . 132,5) nm, deren Solar- und Laborwerte in Tab. 1 gegenübergestellt werden.

Im Wellenlängenbereich C stehen weitaus weniger Testlinien zur Verfügung. Dieser Umstand erweist sich glücklicherweise nicht als großer Nachteil. Einmal wird in den oberen Bereichen, in denen EUV-empfindliche Geräteeigenschaften noch eine verhältnismäßig starke Abhängigkeit von der Wellenlänge zeigen, genügend Licht emittiert, zum anderen ist für die kürzeren Wellenlängen bis weit unter 50 nm die Helium-I-Resonanzlinie bei 58,4 nm repräsentativ. Sie kann im Labor stark angeregt werden.

Ein ebenfalls zur Simulation der Sonnenstrahlung geeignetes Spektrum ist in Tab. 2 und Abb. 1 wiedergegeben. Es wurde mit einem für derartige Forschungsvorhaben völlig ausreichenden Auflösungsvermögen von rund 2000 photoelektrisch registriert. Der Blaze des Gitters wurde ausgenutzt; auf eine höhere spektrale Auflösung wurde

Tabelle 1: Solare und im Labor erzeugte Photonenflüsse.

(Letztere werden auf den Austrittsspalt bezogen.)¹⁾

Solar and laboratory-produced photon fluxes (the latter ones at the exit slit).

Wellenlänge (nm)	Spektral- bereich	solare Photonenflüsse $10^{11} \text{ (cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)}$	Photonenflüsse im Labor $10^{11} \text{ (cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)}$
162,5...157,5	A	2,6	27
157,5...152,5	A	1,33	20
152,5...147,5	A	0,73	16
147,5...142,5	A	0,37	17
142,5...137,5	A	0,183	11
137,5...132,5	A	0,177	14
121,6	B	2,7	1,2
58,4	C	0,016	0,2

¹⁾ Anm. zu Tab. 1: Die Werte der Photonenflüsse im Labor wurden für die Spektralbereiche A und B einer Gasentladung in Wasserstoff und für C in Helium ermittelt.

verzichtet, denn der Intensitätsgewinn im Bereich von (150...50) nm blieb primärer Aspekt.

Die sehr intensiven Glieder der zweiten positiven Gruppe schließen das durch die apparativen Gegebenheiten auf 300 nm begrenzte Spektrum nach oben ab. Zu kürzeren Wellenlängen folgen die Übergänge der LYMAN-BIRGE-HOPFIELD-Banden, $a \ ^1\Pi_g - X \ ^1\Sigma_g^+$, die als „verbotene“ Übergänge in Nordlichtern bekannt wurden. Sie lassen sich bis zu 127,3 nm verfolgen und werden zum Teil recht kräftig angeregt. Unterhalb von 151,1 nm werden viele Spektrallinien den BIRGE-HOPFIELD-Banden, $b \ ^1\Pi_g - X \ ^1\Sigma_g^+$ und $b' \ ^1\Sigma_u^- - X \ ^1\Sigma_g^+$, und unterhalb von 123,6 nm den *f*-, *g*- und *h*-WATSON-KOONTZ-Banden zugeschrieben, die sämtlich Übergänge zum Grundzustand des Stickstoffmoleküls sind, $^1\Sigma_g^+$.

Über den gesamten Spektralbereich verstreut, sind die Atom-I- und -II-Linien zu finden.

Das Luftspektrum enthält alle genannten Übergänge in gleicher Weise. Als Besonderheiten treten neben den Sauerstoff-Anteilen die $\text{NO}\beta'$ -, die $\text{NO}\gamma$ - und die $\text{NO}\epsilon$ -Banden auf.

Weitere Spektren sollen in diesem Rahmen nicht diskutiert werden, da keine wesentlichen Gesichtspunkte mehr hinzukommen.



Tabelle 2: Emissionsspektrum des Stickstoffs in einer Kapillar-Gasentladungslampe.
Emission spectrum of nitrogen in a capillary gas discharge.

λ (Å)	10^9 (ph cm ⁻² s ⁻¹)	a	b'	b	f	g	h	2. positive Gruppe	Atom
906	3				0-0				II 2p ² 3P-2p ³ 3p ⁰
910	3								
916	2				0-1	0-1			
927	5								
938	3				0-2				
944	7								
947,5	8						0-4?		
953	6								
968,5	4				0-3	0-3			
964,5	12								
968,5	6								
980	11								I 2p ³ 4S _{3/2} ⁰ -4s ⁴ P
986	16				0-4	0-4			
989,5	11								
1002	11								
1008	16								
1008,5	11			0-1					
1010	12		0-2						
1012	14								
1025	11				0-5	0-5			
1030	8								
1032,5	13								
1034,5	12				0-6				
1041,5	8		2-4						
1047	5								
1053	13								
1057,5	19								
1058,5	9								
1066	11		2-5		0-7				
1072,5	5			0-3					
1075	5		1-5						

1077	11	0-5	0-4	0-9	0-9	II 2p ² 3p-2p ³ 3D ⁰
1083	23		0-8			
1085	10	2-6		0-8		
1091,5	5					
1097	10	1-6				
1098	11					
1101	11					
1104	5					
1108	15	0-6	0-5	0-9	0-10	
1109,5	16	2-7				
1117,5	9					
1123	5	1-7		0-9	0-11	I 2p ³ 4S _{3/2} ⁰ -2p ⁴ 4P
1127	13					
1127	12					
1134,5	122	2-8				
1137	8	1-8				
1143	9					
1145	13					
1153	25					
1155	21					
1160,5	3					
1164	5	0-8	0-7	0-11	0-12	I 2p ³ 2D ⁰ -3d ² D
1165	8					
1167	10					
1168	14					
1169	18					
1173,5	10	2-9				
1177	22					
1178,5	15	1-9				
1184	34					
1188,5	15					
1192	5					
1194	12					
1194	12	3-10				
1135,5	26					
1200	180	2-10				
1202,5	6					
1206	9					
1214	35	1-10			0-12	I 2p ³ 4S _{3/2} ⁰ -3s ⁴ P
1216	105					H 2p-1s

λ (Å)	10^9 (ph cm ⁻² s ⁻¹)	a	b'	b	f	g	h	2. positive Gruppe	Atome
1218	20				0-13				
1222	3		0-10						
1224,5	29								
1226,5	45		2-11	0-9		0-13			
1233	4								
1236	4								
1243	86								
1244,5	30		1-11						
1253	7		0-11						I 2p ³ 3D ⁰ -3s ² D
1255,5	27								
1258,5	50								
1273	19	6-0							
1276,5	23		1-12						
1284,5	4								
1288	30								
1291,5	46								
1298,5	31	5-0	0-12	0-11					O I 2p ⁴ 3P-3s ³ S ₁ ⁰
1304	6								
1309	19								
1310,5	31		1-13						I 2p ³ 2P ⁰ -3d ² D
1312,5	16	6-1							I 2p ³ 2P ⁰ -3d ² P
1319,5	23								
1322	28								
1325	77	4-0							
1326	45								
1339,5	10	5-1							I 2p ² P ⁰ -4s ² P
1342,5	11								
1353,5	76		1-14						
1357	36	3-0							
1362	27								
1367,5	7	4-1							
1382	9	5-2							
1383,5	112	2-0							
1393,5	23								
1396	21	6-3	0-15						

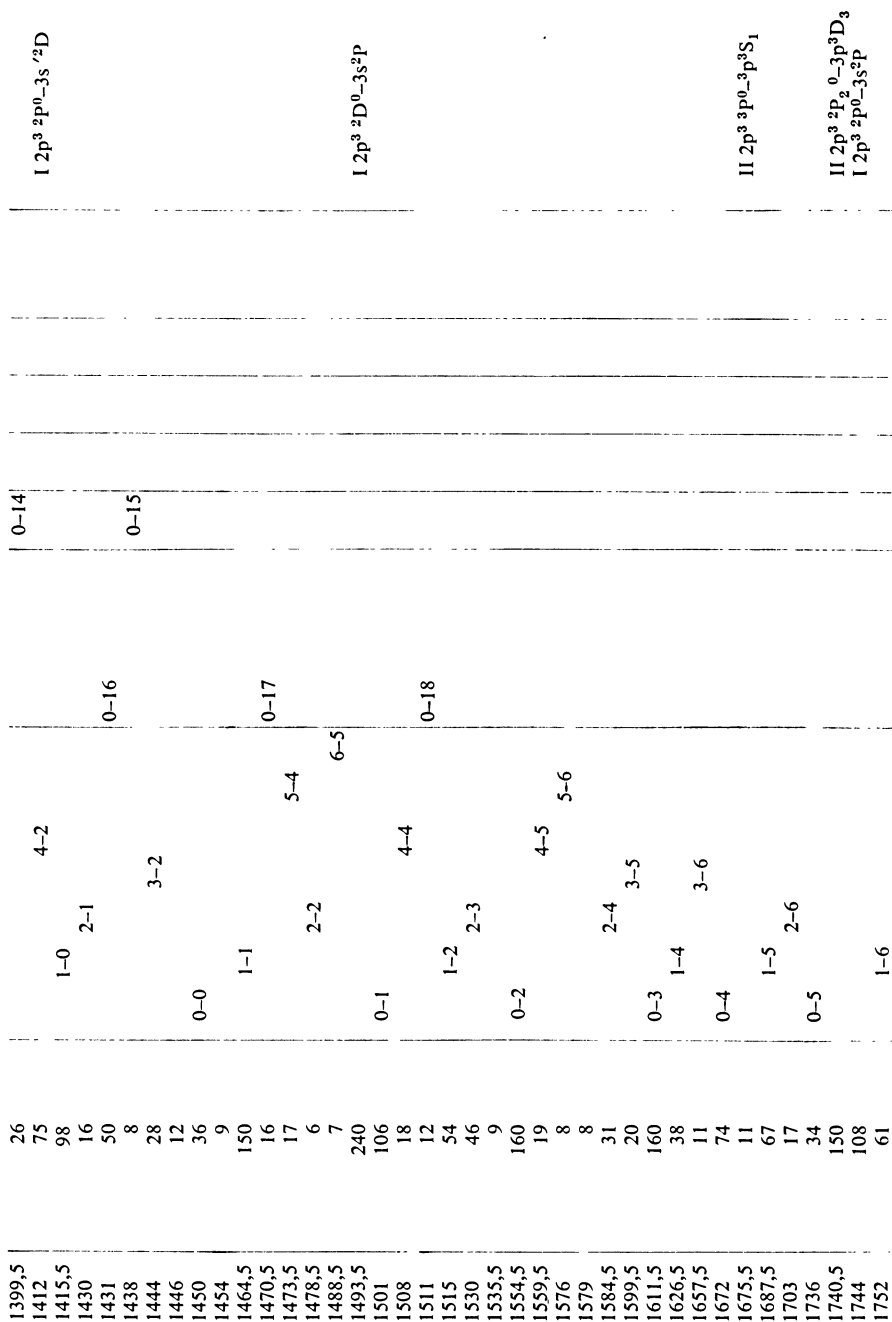


Tabelle 3: Vergleich der solaren Photonenflüsse mit der Emission der Kapillar-Entladung in Stickstoff.

Comparison of solar photon flux with the emission of a capillary discharge in nitrogen.

Wellenlängenbereich (Å)	Solare Photonenflüsse $10^9 \text{ (cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)}$	Photonenflüsse im Labor $10^9 \text{ (cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)}$
1775—1725	1060	95
1725—1675	700	123
1675—1625	420	227
1625—1575	260	234
1575—1525	133	234
1525—1475	73	443
1475—1425	37	342
1425—1375	18,3	364
1375—1325	17,7	289
1775—1325	2700	2400
1325—1275	11,8	257
1275—1220	26	304
1220—1200	281,7	355
1200—1180	5,5	92
1180—1130	8,3	303
1130—1090	4,4	112
1090—1040	4,7	119
1040—1027	3,9	33
1325—1027	350	1600
1027—990	5,03	75
990—950	5,52	66
950—920	1,49	23
920—911	1,25	2
1027—911	13,3	170

4. Zusammenfassung

Die beschriebene Laborausrüstung erweist sich als besonders geeignet zur Vorbereitung von verschiedenartigen Raketen- und Satellitenexperimenten zur Messung der solaren Strahlung im Bereich von (300...50) nm.

Das Sonnenspektrum kann im Labor in den für die Physik der oberen Atmosphäre charakteristischen Bereichen mit Hilfe von Kapillar-Gasentladungen in Gasen wie Wasserstoff, Stickstoff, Helium u. a. gut simuliert werden.

5. Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. RAWER für die Anleitung und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung der Hilfsmittel zur Durchführung dieser vielseitigen Arbeit danken.

Literatur

- ADE, F.: Selektive Photonenzähler für das ferne Ultraviolett. Diplomarbeit, Universität Freiburg, 1961.
- BOEHNEL, H.-J.: Spektroskopische und photoelektrische Untersuchungen im Bereich von 400–3000 Å. Diplomarbeit, Universität Freiburg, 1966.
- FISCHER, F.: Erfahrungen mit offenen UV-Zählrohren im Wellenlängenbereich zwischen 900 und 1300 Å. *Optik* 27 (4), 1–4, 1968.
- GILMORE, J.: Instruments and analyses in the vacuum ultraviolet. *Annal. Chem.* 38 (10), 27–38, 1966.
- HINTEREGGER, H. E., L. A. HALL und G. SCHMIDTKE: Solar XUV radiation and neutral particle distribution in July 1963 thermosphere. *Space Research V*, 1175–1190, 1965.
- LILLER, W.: Choice of grating mountings suitable for a monochromator in a space telescope. *Space Astrophysics*, 228–266, 1961.
- MAYER, H.: Physik dünner Schichten, 1950.
- ROBIN, S.: Spectrophotomètre photoélectrique pour l'ultraviolet a vide. *Rev. d'opt.* 33 (5), 193–228, 1954.
- SCHMIDTKE, G.: Ausmessung der Emissionsspektren einiger Gase im fernen Ultraviolett. Diplomarbeit, Universität Freiburg, 1962.
- SWINGS, P., D. BOSMAN-CRESPIN and C. ARPIGNY: Theoretical considerations on the predicted far ultraviolet spectra of comets and of polar aurorae. *Colloque international, Université des Liège*, 583–605, 1961.

Abb. 3 (als Kartenbeilage am Schluß des Heftes):

Auszug zur Registrierung des Stickstoffs in einer Kapillar-Gasentladungslampe.
Parts of a record of nitrogen in a capillary gas discharge.

Schlierenoptische Untersuchung der Ω -Welle

Von J. STROWALD, Hamburg¹⁾

Eingegangen am 19. März 1968

Zusammenfassung: Die Ω -Welle tritt auf bei schlierenoptischen Untersuchungen von Wellenausbreitungsvorgängen an beliebigen Modellen in einer eng begrenzten, i. a. mit Wasser gefüllten Küvette

Versuche an Zylinderelektroden zeigen, daß die Ω -Wellenfront eine rotationssymmetrische Gestalt haben muß, deren Projektion in die Vertikalebene Teil eines Kreises mit dem Radius der primären Wasserwelle ist. Die Ω -Welle ist demnach eine Beugungserscheinung, erzeugt an den Elektrodenstäben durch die von den Küvettenwänden reflektierte primäre Wasserwelle. Die mit der Ω -Welle auftretende sekundäre Kugelwelle $K\Omega$ entsteht durch Beugung der reflektierten primären Wasserwelle an der von dem Knallfunken hervorgerufenen Plasmablase.

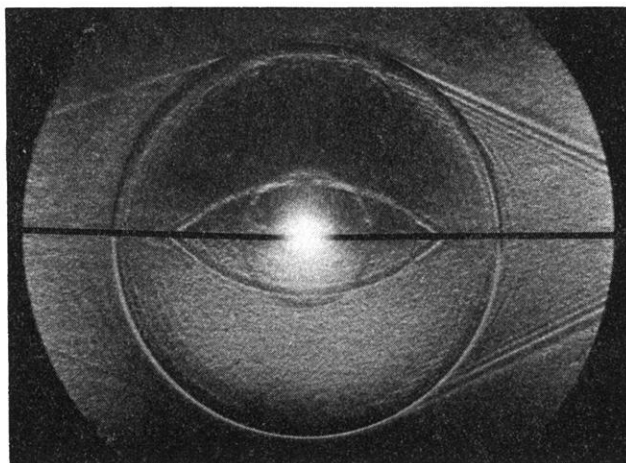
Summary: The Ω -wave appears in experiments carried out by means of schlieren optics about processes of the propagation of waves with any given model resting in a closely limited cuvette, generally filled with water.

Experiments with cylindrical electrodes show that the Ω -wave front must have rotational symmetry, and that its projection onto a vertical plane is part of a circle possessing the radius of the primary water-wave. Accordingly the Ω -wave is a diffraction phenomenon produced at the electrodes by the primary water-wave being reflected by the walls of the cuvette. The secondary spherical wave occurring together with the Ω -wave is produced by diffraction of the reflected primary water-wave at the plasma-bubble originated by the spark.

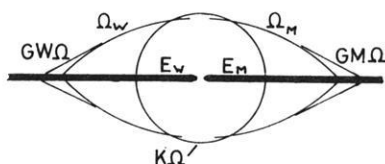
Die Ergebnisse von RAHMAN

Im Verlaufe von Untersuchungen über die Ausbreitung elastischer Wellen in verschiedenen Modellkörpern mit Hilfe der schlierenoptischen Methode nach TOEPLER (TOEPLER 1906, SCHARDIN 1942), beschrieb AZIZ UR RAHMAN (1965) einen neuen Typ von Wellen, welcher als besonderes Kennzeichen gekrümmte geführte Wellenfronten besitzt, das heißt, sich im Modell mit variabler Geschwindigkeit ausbreitet (Abb. 1). Die Welle wurde vorläufig „ Ω -Welle“ genannt. Sie entsteht einige Zeit nach der Erregung des primären Wellensystems an den Elektroden. Zur Ω -Welle gehörend, breitet sich eine „sekundäre Kugelwelle“ $K\Omega$ aus, deren Fronten von der Ω -Welle nicht tangiert werden.

¹⁾ Dipl.-Geophys. JÜRGEN STROWALD, Institut für die Physik des Erdkörpers, 2 Hamburg, Biederstraße 22.



$t = 41 \mu\text{sec}$



E_m Elektrode Messing
 E_w Elektrode Wolfram
 Ω Omega - Welle
 $K\Omega$ Kugelwelle zur Ω -Welle
 $GM\Omega$ Geführte Welle im
 Messing
 $GW\Omega$ Geführte Welle im
 Wolfram

Die Ω Welle

Abb. 1: Ω -Welle an Elektroden, Durchmesser 2,0 mm.

The Ω -wave at electrodes, diameter 2,0 mm.

RAHMAN führte eine Anzahl von Versuchen an zylindrischen Stäben und ebenen Platten aus verschiedenen Materialien unterschiedlicher Dicke durch. Die Ergebnisse seiner Beobachtungen sind hier zusammengestellt:

1. Die Geschwindigkeit der Ω -Welle ist vom Material unabhängig.
2. Die Geschwindigkeit ist variabel; auf einem Wellenweg von 4,0 cm nimmt sie von ca. 3500 msec^{-1} auf 2500 msec^{-1} ab.
3. Die Entstehungszeit der Ω -Welle liegt etwa zwischen 18 und 21 μsec nach Erregung des Primärsystems.

4. Die Ω -Wellenfronten tangieren die zugehörigen Wellenfronten der sekundären Kugelwelle nicht.
5. Die Ω -Wellenfronten sind stärker ausgebildet als die Wellenfront der sekundären Kugelwelle (Vergleich mit Primärsystem).
6. Die Ω -Wellen werden von Kopfwellen begleitet.
7. Die Ω -Wellen werden schwächer oder verschwinden ganz, wenn eine dünne Schale aus Wachs den Draht umhüllt.

RAHMAN konnte noch keine Interpretation der Wellenerscheinung geben, er vermutete jedoch in der Ω -Welle eine Art von Oberflächenwelle.

Messungen an Zylinderelektroden

Aufbauend auf die vorhandenen Ergebnisse wurden Versuche an Zylinderelektroden aus Messing und Wolfram, Durchmesser 0,2 cm, durchgeführt. Die Versuchsanordnung zeigt Abb. 2.

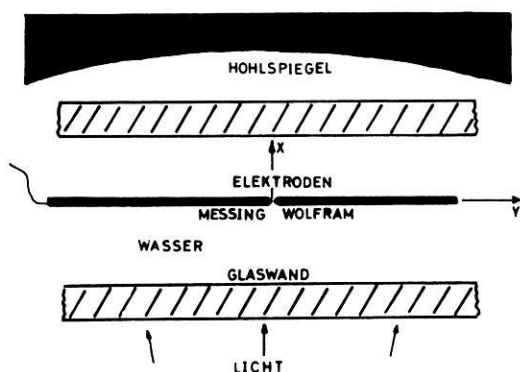


Abb. 2: Versuchsanordnung, Elektrodendurchmesser 2,0 mm.

Experimental arrangement, diameter of the electrodes 2,0 mm.

Die hier verwendete Apparatur unterscheidet sich von der RAHMANSchen im wesentlichen nur durch die Abmessung der Küvette. Ihre „Tiefe in Durchstrahlrichtung“, gleich X-Richtung, beträgt mit 4,5 cm 1,9 cm mehr als bei RAHMAN.

Eine Serie von Photographien (Abb. 3a–f) zeigt die Ausbreitung der Ω -Welle zwischen ca. 25 und ca. 61 μsec nach Anregung des Primärsystems. Ab 33 μsec tritt in den Aufnahmen eine deutlich erkennbare zweite Welle gleicher Gestalt auf (Abb. c–f). Abb. f enthält eine dritte Welle dieser Art.

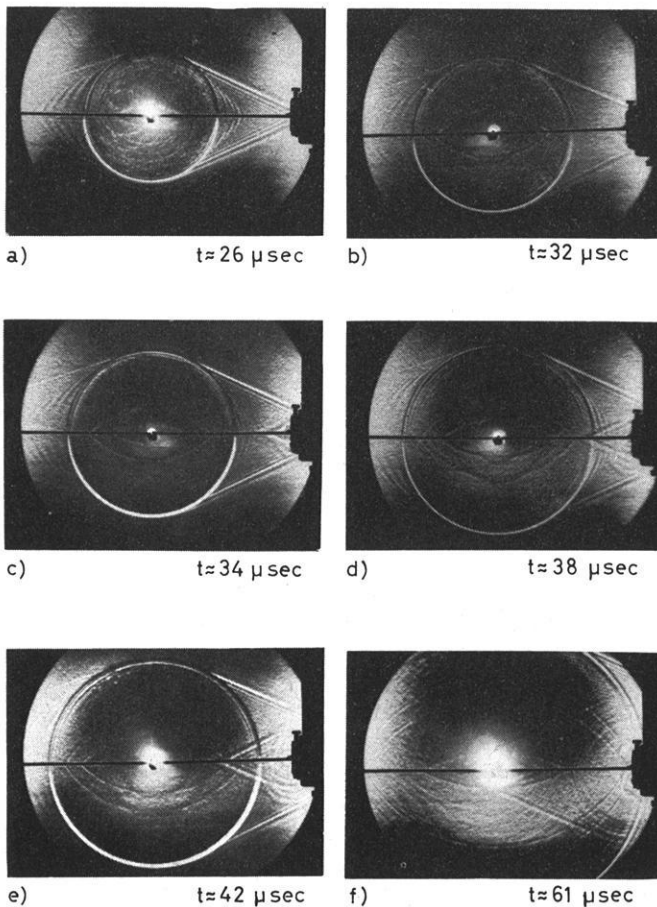


Abb. 3: Ausbreitung der Ω -Welle zwischen ca. 26 und 61 μsec an Elektroden mit einem Durchmesser von 2,0 mm.

Spreading of the Ω -wave at electrodes with a diameter of 2,0 mm, time-interval 26–61 μsec .

Für die gesamte Meßserie wurde der Einfallswinkel φ der Ω -Welle an beiden Elektroden abgelesen. Mit Hilfe der MACHSchen Beziehung

$$v_{\Omega} = \frac{v_w}{\sin \varphi}$$

wobei v_w die Geschwindigkeit des Wasserschalls ist, wurde dann die „örtliche Ω -Wellengeschwindigkeit“ für Wolfram und Messing bestimmt und in Abhängigkeit von der Zeit in ein Diagramm eingetragen (Abb. 4).

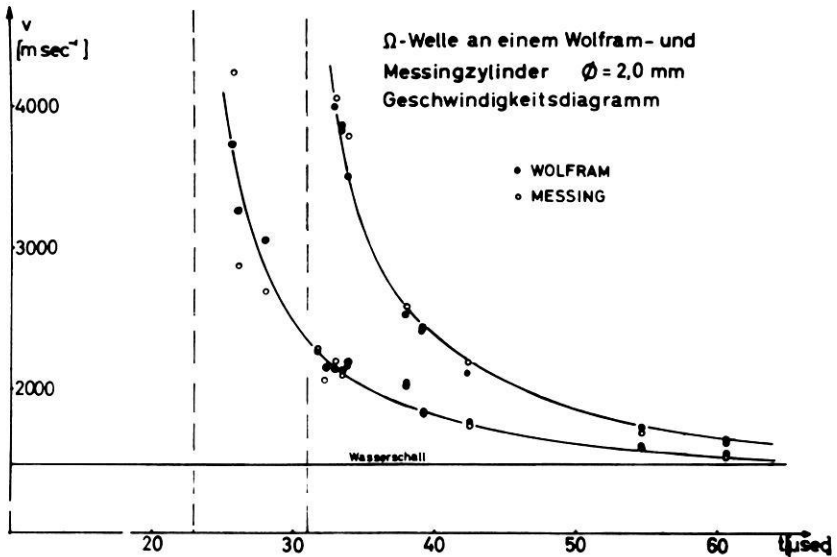


Abb. 4: Geschwindigkeitsdiagramm für die Ω -Welle in Abhängigkeit von der Zeit.

Velocity-graph of the Ω -wave dependant on time.

Auf allen Photographien sind die Wellenfronten der Ω -Welle kreisförmig. Der zu dieser Krümmung gehörende Radius entspricht dem der Wasserwellenfront des Primärsystems (Abb. 5).

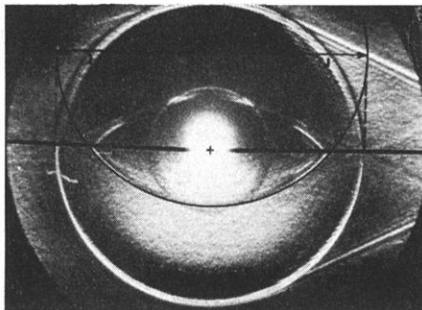


Abb. 5: Nachweis der kreisförmigen Wellenfront der Ω -Welle.

Proof that the wave-front of the Ω -wave is circular.

Zusammengestellt erhält man aus der Versuchsreihe folgende Ergebnisse:

1. Die Ω -Welle entsteht offenbar mehrmals nacheinander.
2. Nach Darstellung der Ω -Wellengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Zeit muß a) die Anfangsgeschwindigkeit unendlich sein, b) liest man für die Ent-

stehungszeit der ersten Welle einen Wert ab, der zwischen 23 und 26 μsec liegt. Die zweite Welle entsteht danach um 32 μsec .

3. Die Geschwindigkeitskurve nähert sich für große Werte von t asymptotisch der Geraden der Wasserwellengeschwindigkeit von ca. 1480 msec^{-1} .
4. Die Ω -Wellenfronten sind kreisförmig.
5. Ihr Radius ist gleich dem Radius der direkt gelaufenen Wasserwellenfront.

Diskussion der Ergebnisse

In dem Geschwindigkeitsdiagramm wurden die Geschwindigkeiten für Wolfram und Messing in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Im Rahmen der Meßgenauigkeit sind beide Kurven als gleich anzusehen. Damit wird die von RAHMAN festgestellte Unabhängigkeit der Geschwindigkeit vom Material bestätigt. Das Auftreten der Ω -Welle mit kreisförmiger Wellenfront gibt die Erklärung für diese Eigenschaft. Bemerkenswert ist, daß die Krümmung gleich der Krümmung der primären Wasserwellenfront ist. Das deutet auf einen direkten Zusammenhang zwischen Ω -Welle und primärer Wasserwelle hin. Er wird durch das Geschwindigkeitsdiagramm noch bestärkt, denn für wachsendes t nähert sich die Ω -Wellengeschwindigkeit immer mehr der Wasserwellengeschwindigkeit.

Wichtig ist die Feststellung, daß mehrere Ω -Wellen nacheinander entstehen. Die zweite Welle zeigt dabei ein der ersten völlig entsprechendes Verhalten. Zur Analyse der dritten fehlen genügend Beobachtungen. Alle drei Ω -Wellen entstehen wahrscheinlich nach dem gleichen Schema.

Bei einer weiteren Gegenüberstellung der Messungen von RAHMAN und den neu dazugewonnenen Beobachtungsergebnissen fällt der generelle Unterschied in den Entstehungszeiten der vergleichbaren ersten Ω -Welle auf. In den hier angestellten Versuchen tritt die Ω -Welle im Mittel um etwa 5 μsec später auf. Da die RAHMANSche Apparatur sich nur wegen der geringeren Tiefe ihrer Küvette von der hier verwendeten Apparatur unterscheidet, könnte möglicherweise dieser Unterschied für die Verschiebung der Entstehungszeiten verantwortlich sein.

Danach erscheint es nicht plausibel, die Ursache der Ω -Welle in einer Störung zu suchen, welche sich in den Modellstäben ausbreitet. Vielmehr deuten die Beobachtungsergebnisse auf eine Entstehung durch Beugung hin.

Deutung der Ω -Welle

Nach den dargelegten Meßergebnissen erscheint folgende Deutung möglich: Die Ω -Welle wird von der primären, an den Glaswänden der Küvette reflektierten Wasserwelle erzeugt, wenn diese auf die Elektrodenstäbe trifft. Zur Veranschaulichung gibt Abb. 6 eine räumliche Darstellung eines bestimmten Momentes der Wellenausbreitung wieder, mit schon existierender Ω -Welle. Der Zeitpunkt der Entstehung der Ω -Welle ist der Augenblick, in dem die reflektierte Wasserwelle das Elektrodensystem im Ursprung erreicht.

Nach dem HUYGENSchen Prinzip ist jeder Punkt des Modells, auf den die reflektierte Wasserwelle trifft, Ausgangspunkt einer neuen Elementarwelle. Einhüllende aller Elementarwellen ist die Ω -Welle, rotationssymmetrisch die Elektroden umgebend. Die Aufnahmen zeigen nur den sich in der Y - Z -Ebene ausbreitenden Anteil.

In Abb. 6 fehlt die im Zentrum der Ω -Welle liegende, nicht von ihr tangierte sekundäre Kugelwelle $K\Omega$. Sie entsteht etwas früher als die Ω -Welle durch Beugung an der von dem Knallfunken erzeugten Gasblase. Ihrer Erklärung wird ein besonderer Abschnitt am Ende der Arbeit gewidmet.

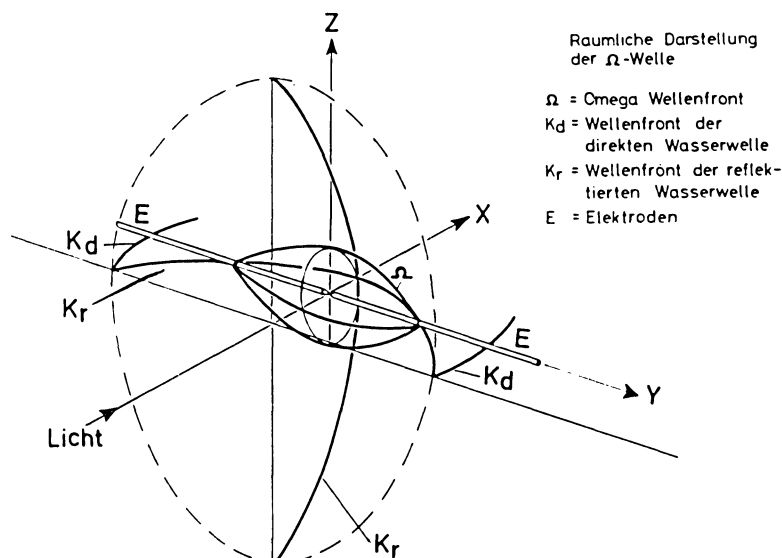


Abb. 6: Räumliche Darstellung der Ω -Welle ohne „sekundäre Kugelwelle“.

Three-dimensional presentation of the Ω -wave without the “secondary spherical wave”.

In den bisherigen Untersuchungen tritt neben der ersten eine zweite und dritte Ω -Welle in Erscheinung. Der Grund liegt darin, daß die Elektroden- bzw. Modellstäbe nicht genau in der Mitte zwischen den beiden Glaswänden der Küvette angeordnet sind. Dadurch unterscheiden sich die Wege X_1 und X_2 der an der vorderen und hinteren Glaswand reflektierten Primärwelle. Sie treffen nacheinander auf die Elektroden.

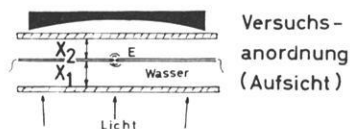
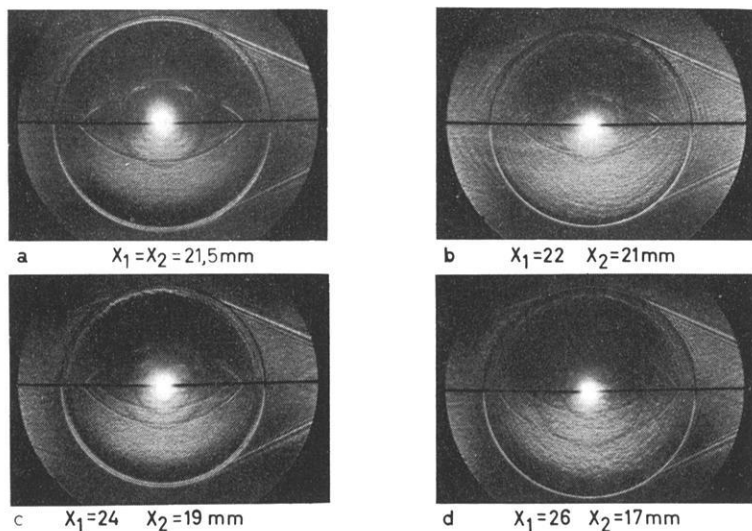
Bei dem Beugungsvorgang wird geringe Energie an die Stäbe abgegeben. Sie breitet sich dort in der Form sekundärer Wellen mit vom Material abhängigen Geschwindigkeiten aus. Für größere Ausbreitungszeiten sind sie hin und wieder schwach als Kopfwellen zu erkennen. Ihre Geschwindigkeiten entsprechen der Kompressions- und Scherwellengeschwindigkeit des jeweiligen Materials.

Einfluß der Küvettentiefe und Elektrodenanordnung

Die im vorigen Abschnitt gegebene Deutung der Ω -Welle veranschaulicht, daß ihre Entstehung, sowie der Zeitpunkt ihrer Entstehung, von den geometrischen Abmessungen der Küvette, der „Tiefe in Durchstrahlrichtung“ und dem damit verbundenen Abstand Elektrode—Küvettenwand X_j abhängt. Die Tiefe der Küvette ist konstant. Innerhalb der dadurch gesetzten Grenzen können die Abstände der Elektroden von der vorderen und hinteren Glaswand, X_1 , X_2 , beliebig variiert werden. Die Entstehung der Ω -Welle hängt direkt von X_1 und X_2 ab. Diese Größen bestimmen die Laufzeiten der reflektierten Teile der primären Wasserwelle vom Erregungsort zum Ort der Beugung.

In einer Reihe von vier Versuchen wurde X_1 systematisch gegenüber X_2 vergrößert. Das Ergebnis zeigt Abb. 7. Ist $X_1 = X_2$, dann entsteht nur eine Ω -Welle, da die beiden Teile der reflektierten Wasserwelle das Beugungszentrum zur gleichen Zeit erreichen (Abb. a).

Sobald $X_1 \neq X_2$ wird, treten zwei Ω -Wellen auf (Abb. b, c, d). Wächst die Differenz $X_1 - X_2$, dann wächst auch der Abstand der beiden Wellenfronten (Abb. c, d).



Einsätze der Ω -Welle in Abhängigkeit vom Abstand der Elektroden von den Küvettenwänden $t = 42 \mu\text{sec}$

Abb. 7: Einsätze der Ω -Welle in Abhängigkeit vom Abstand der Elektroden von den Küvettenwänden.

Appearance of the Ω -wave depending on the distance between the electrodes and the walls of the cuvette.

Man kann auch das Verhältnis $X_1 : X_2$ konstant lassen und den Abstand der Küvettenwände variieren. Dann wird ebenfalls die Laufzeit der reflektierten Wasserwelle entsprechend kleiner bzw. größer werden, die Beugung also früher oder später auftreten, aber der zeitliche Abstand aufeinanderfolgender Ω -Wellenfronten bleibt dabei erhalten. Damit erklären die unterschiedlichen Küvettdimensionen die Differenz in den Entstehungszeiten der Ω -Welle bei den RAHMANSchen und den neuen Versuchsergebnissen.

Vergleich der Ω -Welle mit dem Einschichtenfall der Reflexionsseismik

Die Analogie zum Einschichtenfall der Reflexionsseismik soll helfen, einen weiteren Nachweis für den Zusammenhang zwischen primärer Wasserwelle und Ω -Welle zu erbringen.

Dazu wurden die Meßwerte Y (Abstand Ω -Wellenfront—Ursprung) der von Abb. 7, Bild a, c, d repräsentierten Versuchsreihen als Laufzeitkurven aufgetragen (Abb. 8, Punkte).

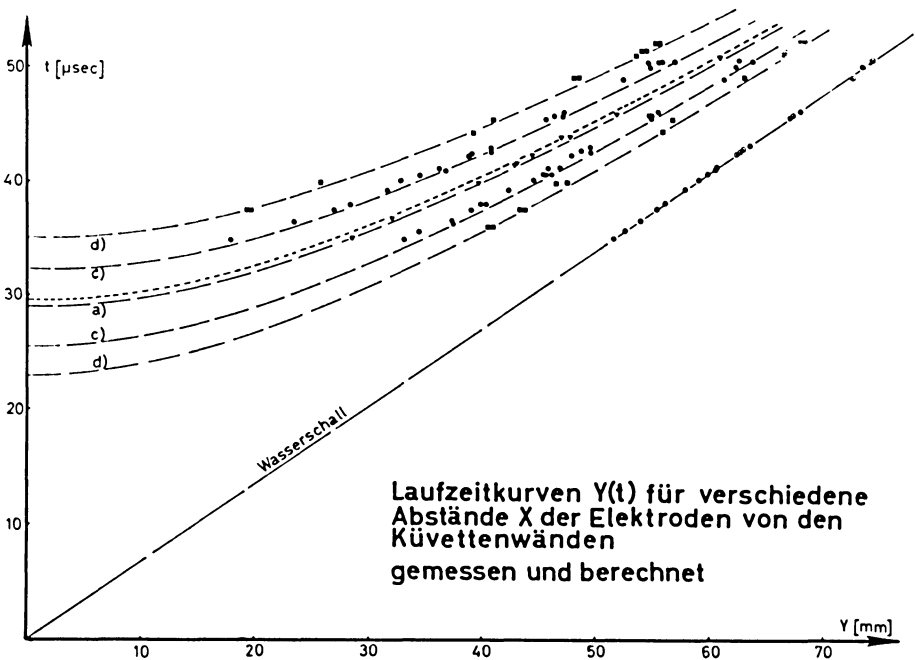


Abb. 8: Laufzeitkurven $Y(t)$. Punkte: Gemessene Werte. — — — theoretisch berechnete Kurven. - - - - - korrigierte berechnete Kurve zu Kurve a).

Time distance curves $Y(t)$. Points: Measured values. — — — theoretically calculated curves. - - - - - corrected calculated curve pertaining to curve a).

Für die Laufzeit der reflektierten Wasserwelle hat man nach Abb. 9 die Beziehung

$$t = \frac{2 X_j}{v_w \cos i} \quad j = 1, 2$$

Hieraus entwickelt man

$$Y(t) = \sqrt{R^2 - 4 X_j^2} \quad \text{bzw.} \quad Y(t) = \sqrt{(v_w t)^2 - 4 X_j^2}.$$

Das ist die Gleichung der Laufzeitkurve für die Ω -Welle. Sie verknüpft den von ihr scheinbar zurückgelegten Weg mit der Größe des Radius der primären Wasserwelle. Mit Hilfe dieser Gleichung wurden zu den drei durch Abb. 7a, c, d repräsentierten Versuchsreihen, mit gemessenem X_j und vorgegebenen Zeiten, theoretische Laufzeit-

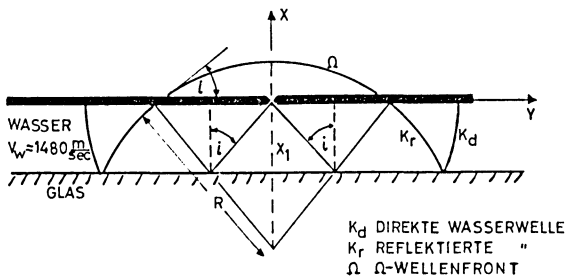


Abb. 9: Schematische Darstellung zur Ableitung der Formel für die Laufzeitkurve $Y(t)$.

Schematical graph for the derivation of the formula $Y(t)$.

kurven berechnet. Theoretische und gemessene Werte wurden zum Vergleich in das Diagramm Abb. 8 eingetragen.

Die Meßwerte haben den Verlauf der theoretischen Kurven. Sie weisen aber eine systematische Abweichung auf, die, unter Voraussetzung vernachlässigbarer kleiner Fehler in der Zeitbestimmung, eine Verschiebung zu kleineren Werten $Y(t)$ darstellt. Die Ursache liegt darin, daß der gemessene Wert X_j nicht ganz den wahren, in den Versuchen auftretenden, Weg der primären Wasserwelle wiedergibt. X_j muß eigentlich ersetzt werden durch den Wert X_j^* , welcher dem Weg Funke—Küvettenwand—Elektroden entspricht. Er ist etwas größer, weil die Elektroden angespitzt sind und der Funke an den Spitzen überspringt. Für den Fall Abb. 7, Bild a wurde eine zweite Laufzeitkurve berechnet (Abb. 8, gestrichelt) mit einem $X_j^* = X_j + 0,5$ mm.

Die Schwankungen in den Meßwerten selbst können durch das Wandern des Ortes der Entladung von Funke zu Funke, sowie durch Ablesefehler, verursacht werden.

Die sekundäre Kugelwelle $K\Omega$

Die sekundäre Kugelwelle $K\Omega$ tangiert die Ω -Wellenfronten nicht, sondern eilt ihnen voraus. In Z-Richtung beträgt der Abstand 1,5–2,3 mm. Außerdem ist die Wellenfront der sekundären Kugelwelle gegenüber der Ω -Wellenfront um Π phasenverschoben. Sie transportiert auch eine wesentlich geringere Energie.

Versuche an durchgehenden und unterbrochenen Modellstäben haben gezeigt, daß die Geometrie bzw. der Abstand der Elektrodenspitzen nicht für das Entstehen der Kugelwelle verantwortlich gemacht werden kann (STROWALD 1967), obwohl dort, den Aufnahmen entsprechend, das Beugungszentrum für die Kugelwelle zu suchen ist. So bleibt nur die Vermutung, daß der Knallfunken Bedingungen schafft, die das Entstehen der Kugelwelle ermöglichen.

Wegen der großen, plötzlich freierwerdenden Wärmeenergie bei Funkenentladungen entsteht zwischen den Elektrodenspitzen eine Plasmablase. Trifft auf sie die reflektierte primäre Wasserwelle, dann findet Beugung statt. Die Plasmablase wirkt wie eine Luft-

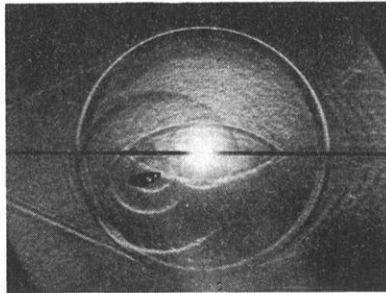


Abb. 10: Luftblase im Weg der direkten primären Wasserwelle.

Air-bubble on the path of the direct primary water-wave.

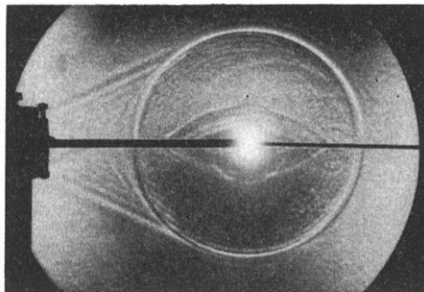


Abb. 11: Ω -Welle an einer Messingelektrode vom Durchmesser 4,0 mm.

Ω -wave at an electrode of brass, diameter 4,0 mm.

blase. Nach den Reflexionsgesetzen wird die Wellenfront dabei um Π phasenverschoben, da der Wellenwiderstand des Wassers sehr viel größer ist als derjenige der Blase, $z_w \gg z_{B1}$.

Dieses Verhalten kann nachgewiesen werden, wenn man die direkte Wasserwelle auf Luftblasen treffen läßt. Die entstehenden Beugungswellen sind um Π phasenverschoben (Abb. 10). Ihr Bild gleicht dem der zur Ω -Welle gehörenden sekundären Kugelwelle $K\Omega$.

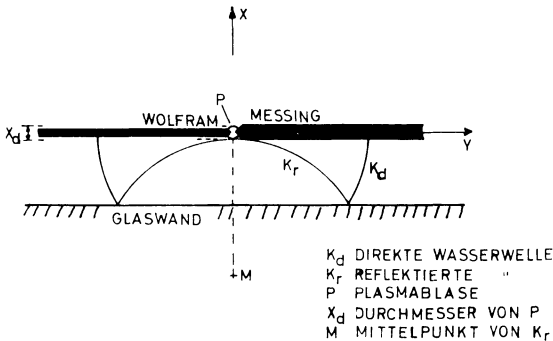


Abb. 12: Schematische Darstellung zur Abschätzung der Größe der Plasmablase.

Schematical graph for estimating the size of the plasma-bubble.

Die Größe der Plasmablase kann abgeschätzt werden mit Hilfe von Versuchen an dickeren Elektrodenstäben (Abb. 11, 12). In Abb. 11 läuft die Ω -Wellenfront der dickeren Messingelektrode ($\varnothing = 4,0$ mm) genau in die Wellenfront der Kugelwelle hinein. Das bedeutet, die primäre Wasserwelle trifft zur gleichen Zeit auf die Plasmablase und die Elektrode. Abb. 12 gibt die schematische Darstellung des Vorganges. Damit erhält man einen Durchmesser der Plasmablase von etwa 3,8–4,0 mm zum Zeitpunkt der Aufnahme.

Zusammenfassung der Ergebnisse

1. Der Zusammenhang zwischen Ω -Welle und reflektierter primärer Wasserwelle wird bestätigt.
2. Für $Y(t) = 0$ erhält man die nur von X_j^* abhängige Entstehungszeit der Ω -Welle. Sie entspricht der Lot-Zeit in der Reflexionsseismik.
3. Für $t \rightarrow \infty$ strebt $Y(t) \rightarrow R$ oder $v_\Omega \rightarrow v_w$, wie es das Diagramm der Abb. 4 zeigt. Die Ω -Wellengeschwindigkeit ist also eine Scheingeschwindigkeit.
4. Die Kugelwelle $K\Omega$ entsteht durch Beugung an der vom Knallfunken hervorgerufenen Plasmablase.

Damit ist die Deutung der Ω -Welle als Beugungserscheinung bestätigt.

Danksagung

Ich danke der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die großzügige finanzielle Unterstützung dieser im Rahmen des modellseismischen Programms des Institutes für die Physik des Erdkörpers Hamburg ausgeführten Arbeit. Besonderer Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. MENZEL, Herrn Dr. GUTDEUTSCH und den Angehörigen des Institutes für wertvolle Anregungen und Diskussionen, sowie der Werkstatt des Institutes für die gute Ausführung der erforderlichen technischen Geräte.

Literatur

- AZIZ UR RAHMAN: A New Type of Wave Discovered in Schlieren Photographs. Z. f. Geophys. 31, 146—158, 1965
- MENZEL, H.: Die seismischen Aufschlußmethoden. Lehrbuch der angewandten Geophysik. Teil II. Herausgegeben von H. Haalck, Berlin 1958
- SCHARDIN, H.: Das Toeplersche Schlierenverfahren, Grundlagen für seine genaue Anwendung und quantitative Auswertung. V. D. I. Forsch.-Heft 367, 1934
- STROWALD, J.: Die Ω -Welle in schlierenoptischen Untersuchungen. Diplomarbeit. Inst. f. d. Physik des Erdkörpers, Univ. Hamburg, 1967
- TOEPLER, A.: Beobachtungen nach der Schlierenmethode. Ostwalds Klassiker d. exakten Naturwissenschaften, Band 158, 1906

Eine Einrichtung für Ultraschallmessungen an Gesteinen unter hydrostatischem Druck bis 2 kbar¹⁾

Von H. STILLER und C. WAGNER, Jena²⁾

Eingegangen am 8. April 1968

Zusammenfassung: Für Messungen der Schallgeschwindigkeit v_p unter hydrostatischem Druck bis 2 kbar wird eine Stempel-Hochdruckkammer beschrieben. Zur Druckübertragung und zur Dichtung dient eine Öl-Molybdändisulfid-Mischung. Als Ultraschallapparatur eignet sich ein industriell gefertigtes Gerät zur Fehlerortung in Kabeln und Leitungen: das Fehlerortungsgerät FOG 101 des VEB Funkwerk Dresden.

Summary: For measurements of sonic-wave-velocity v_p under hydrostatic pressures up to 2 kbar a high pressure piston-chamber is described. For the transmission of pressure and for gasket an oil-molybdenumdisulfid-mixture has been used. As ultrasonic-equipment an industrial apparatus for detecting defects in cables and wires has proved suitable, namely the FOG 101 from the VEB Funkwerk Dresden.

Das zunehmende Interesse an der Erkundung größerer Tiefen sowohl von seiten der allgemeinen Geophysik (Upper Mantle Project) als auch von der Prospektionsgeophysik verlangt zwangsläufig die Erweiterung unserer Kenntnisse über das Verhalten der Materie unter den Bedingungen des Erdinneren, d. h. unter erhöhtem Druck und erhöhter Temperatur. Da nach wie vor der seismischen Methode die größte Bedeutung bei der Tiefenerkundung zukommt, ist gerade die Bestimmung der Druck- und Temperaturabhängigkeit elastischer Parameter, besonders der Schallgeschwindigkeit, für die Interpretation seismischer Werte wesentlich.

Schallgeschwindigkeitsmessungen unter hydrostatischem Druck von etwa 10 bis 20 kbar wurden bereits von HUGHES und CROSS [1951], HUGHES und MAURETTE [1956, 1957], BIRCH [1960, 1961], CHI-YUEN-WANG [1966] und unter quasihydrostatischem Druck bis 20 kbar von VOLAROVICH und Mitarbeitern [1964, 1966] vorgenommen. Bei allen Autoren zeigte sich, daß in der Regel die wesentlichsten Änderungen der Schallgeschwindigkeit im Bereich von ca. 100—2000 kp/cm² auftraten und weitere beachtliche Veränderungen der Schallgeschwindigkeit erst über 20 kbar, d. h. bei Phasenänderungen zu erwarten sind. Zur Untersuchung der Zusammenhänge zwischen Druck und Schallgeschwindigkeit, die von dem mechanischen Aufbau der Gesteine, d. h. Gefüge, Festigkeit, Bindungsverhältnisse u. a., abhängen, sind somit Drucke bis 2000 kp/cm² hinreichend.

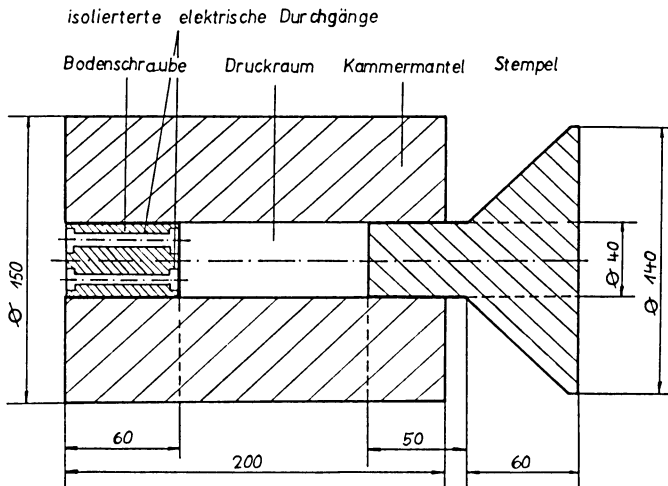
¹⁾ Mitteilung des Instituts für Geodynamik Nr. 51.

²⁾ Prof. Dr. habil. H. STILLER, Dr. C. WAGNER, Institut für Geodynamik, Jena, Burgweg 11.

Zur Druckerzeugung bis etwa 10 kbar werden Hochdruck-Kompressionspumpen oder hydraulische Pressen benutzt. Erstere sind aus Gründen der Dichtung vorteilhaft, da dann die Druckkammer keine beweglichen (und schlecht zu dichtenden) Teile enthält; auch ist bei der Verwendung von Gas (z. B. Stickstoff) als druckübertragendes Medium die Arbeit sauberer, allerdings nicht ungefährlich. Nachteilig ist dagegen, daß die gewünschten Drucke von der Leistungsfähigkeit der Pumpe abhängen, d. h., eine spätere Erweiterung der Druckbereiche durch Verkleinerung der Druckflächen ist nicht möglich.

Deshalb wurde für die o. g. Einrichtung eine hydraulische Presse mit einer Druckkraft von 200 Mp und eine Stempel-Hochdruckkammer verwendet.

Abb. 1 zeigt eine Skizze der Hochdruckkammer für 2 kbar (bei 20°C). Die Kammer besteht aus einem dickwandigen Stahlzylinder (Zerreißfestigkeit $\sigma_T \approx 30 \text{ kp/mm}^2$) mit einem Außendurchmesser von 150 mm, einem Innendurchmesser von 40 mm und einer Höhe von 200 mm. Die Kammer wird von oben durch einen beweglichen Stempel, von unten durch eine 40 mm starke Bodenschraube verschlossen. Der Stempel ist in die Kammer gut eingepaßt und enthält keine weiteren Dichtungselemente. Als druckübertragendes Medium wird normales Maschinenöl verwendet, dem im Verhältnis von etwa 1 : 1 pulverförmiges Molybdändisulfid (MoS_2) zugegeben wird. Letzteres dient als Dichtungsmittel und hat zusätzlich Schmiereigenschaften. Die elektrischen Durchgänge liegen in der Bodenschraube. Diese ist mit eingesenkten Bohrungen



Hochdruckkammer für 2 kbar (20°C)

(Angaben in mm)

Abb. 1: Hochdruckkammer für 2 kbar. — High pressure chamber to 2 kbar.

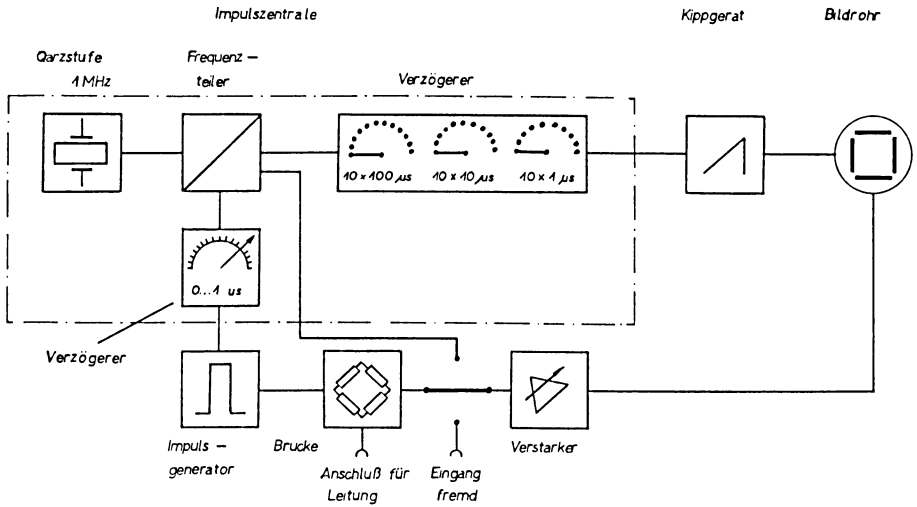


Abb. 2: Vereinfachtes Blockschaltbild des Fehlerortungsgerätes FOG 101 (VEB Funkwerk Dresden).

Simplified block diagram of the defect-placing-apparatus FOG 101 (VEB Funkwerk Dresden).

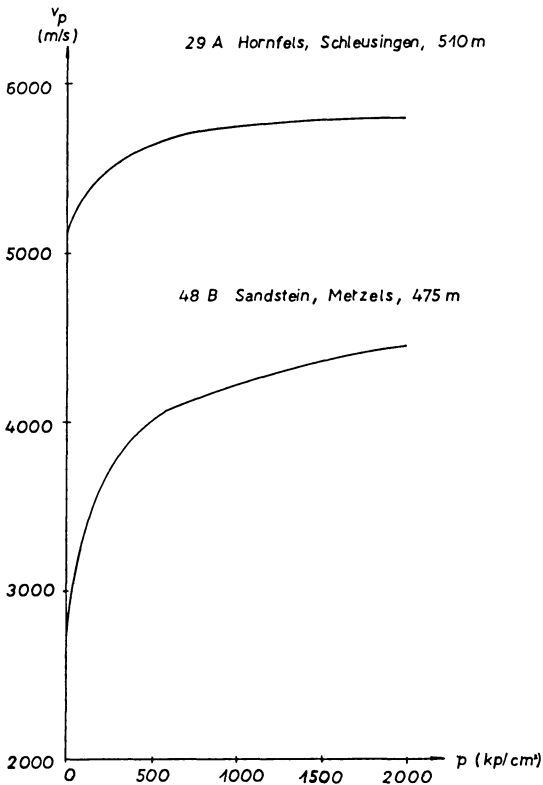
versehen, durch die jeweils eine Schraube mit breitem, geradem Kopf isoliert gezogen wird. Die elektrischen Kontakte werden an der Schraube oben und unten mit Polschuhen angebracht. Da der Stempel in der Kammerbohrung sehr gut gleitet, kann der Druck aus der Gesamtkraft und der Druckfläche bestimmt werden. (Eine Kontrolle ist durch Manganindrahtmanometer möglich.)

Der Eigenbau von Ultraschallanlagen ist aufwendig. Deshalb wurde versucht, mit einem Seriengerät auszukommen. Die Größe der Proben (\varnothing 28 mm, Höhe 20 mm) bedingt sehr kurze Laufzeiten von nur einigen μ s, d. h., es muß eine Zeitauflösung von etwa 0,01 μ s verlangt werden. Handelsübliche Ultraschallmaterialprüfgeräte haben eine Zeitauflösung von etwa 0,1–0,5 μ s und kommen deshalb nicht in Betracht. Zweckmäßig erwies sich ein an sich für Fehlerortungen in Kabeln und Leitungen (z. B. Post) bestimmtes Fehlerortungsgerät FOG 101 des VEB Funkwerks Dresden (siehe auch WAGNER [1967]). Abb. 2 zeigt ein vereinfachtes Blockschaltbild des Fehlerortungsgerätes FOG 101 (VEB Funkwerk Dresden). Das Gerät enthält eine quarzstabilisierte 1 MHz-Impulszentrale, deren Impulse sowohl das Kippgerät des Oszillographen als auch den Impulsgenerator steuern. Durch den sich in der Impulszentrale befindlichen Frequenzteiler beträgt die zeitliche Folge der Impulse 1,3 ms. Dabei können die Impulse, die das Kippgerät auslösen, über einen dekadisch abgestuften Verzögerer mit einer Teilung von 10×100 , 10×10 und $10 \times 1 \mu$ s zeitverzögert werden. Ebenso können die an den Impulsgenerator gehenden Impulse durch einen

stufenlosen Verzögerer um $0-1 \mu\text{s}$ (Genauigkeit $0,01 \mu\text{s}$) zeitverzögert werden. Der Impulsgenerator erzeugt in 5 Stufen dreieckige bis glockenförmige Impulse von 50 ns , 150 ns , 500 ns , $1,5 \mu\text{s}$ und $5 \mu\text{s}$ Dauer und einer Amplitude von $> 60 V_s$ (Ausgang 75Ω , koaxial). Die über die Brücke an den Geber laufenden Impulse werden vom Empfänger aufgenommen und über einen zusätzlichen Breitband-Vorverstärker VVK 101 (VEB Funkwerk Dresden) an den Breitbandverstärker des Gerätes geleitet.

Als Geber und Empfänger wurden 4 MHz-Bariumtitanat-Geber ($12 \text{ mm } \varnothing$) des des VEB Carl Zeiss benutzt.

Die Genauigkeit der Ultraschallmessungen unter Druck wird von der Genauigkeit des Fehlerortungsgerätes und der der Druckerzeugung bestimmt. Die gerätebedingte



Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit v_p vom Druck p bei Hornfels und Sandstein

Abb. 3: Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit v_p vom Druck p bei Hornfels und Sandstein.

Dependence of sonic-wave-velocity v_p on the pressure p for hornfels and sandstone.

Meßunsicherheit liegt bei $0,01\% \pm 15$ ns, die der Druckerzeugung variiert zwischen 10% (ca. 100 kp/cm^2) und 1% (bis 2000 kp/cm^2), da der Druck mit der Hand eingeregelt wird. Für eine 6malige Messung von Sandstein ergaben sich als mittlere Fehler der Einzelmessung bis $400 \text{ kp/cm}^2 = 3\%$ und bis $2000 \text{ kp/cm}^2 = 0,8\%$. Ergußgesteine ergaben im allgemeinen ähnliche oder geringere Fehler.

Abb. 3 zeigt zwei Kurven der Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit v_p vom Druck p für Hornfels und Sandstein.

Literatur

- BIRCH, F.: The velocity of compressional waves in rocks to 10 Kilobar. Part I: J. Geophys. Res. 65 (4), 1083—1102, 1960. Part II: J. Geophys. Res. 66 (7), 2199—2224, 1961.
- CHI-YEN-WANG: Velocity of compressional waves in limestone, marbles and a single crystal of calcite to 20 kbar. J. Geophys. Res. 71 (14), 3543—3547, 1966.
- HUGHES, D. S., und J. H. CROSS: Elastic wave velocities in rocks at high pressures and temperatures. Geophysics 16 (4), 577—593, 1951.
- HUGHES, D. S., und C. MAURETTE: Variation of elastic wave velocities in granites with pressure and temperature. Geophysics 21 (2), 277—284, 1956.
- , —: Variation of elastic wave velocities in basic igneous rocks with pressure and temperature. Geophysics 22 (1), 23—31, 1957.
- VOLAROVICH, M. P., A. I. LEVUIKIN, und N. E. GALDIN: Isuchenie shorostei prodolnuikh voln v obraztsakh gornuikh porod pri davleniyakh do 20000 kg/cm^2 . Doklad AN SSSR 157 (6), 87—93, 1964.
- , —, —: Issledovanie skorostei prodolnuikh voln v obraztsakh izverzhenuikh metamorficheskikh gornuikh porod pri davlenii do 20000 kg/cm^2 . Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fizika zemli, (3), 15—23, 1966.
- WAGNER, C.: Zur Verwendung eines Fehlerortungsgerätes für Ultraschallmessungen. Bergakademie 19 (10), 623, 1967.

Buchbesprechungen

P. BORMANN: *Registrierung und Auswertung seismischer Ereignisse*. Akademie-Verlag, Berlin 1966, 158 Seiten, 67 Abbildungen, 4 Tabellen, Preis MDN 26,70.

Bei dieser als Veröffentlichung des Instituts für Geodynamik Jena, Heft 1, erschienenen Schrift handelt es sich um eine Übersichtsdarstellung der Möglichkeiten zum Nachweis und der Identifizierung seismischer Ereignisse, wobei die wichtigsten Erkenntnisse und Methoden aus der umfangreichen und verstreuten Literatur zusammengetragen und für den interessierten Seismologen leicht zugänglich gemacht wurden.

Nach einer Beschreibung der wichtigsten seismischen Wellenarten, des Zusammenhangs ihrer Amplituden mit der Herdenergie und schließlich der verschiedenen Arten von störender Mikroseismik werden Verfahren zur Verbesserung des Nutzsignal-Störpegel-Verhältnisses durch Bündelung, Filtertechniken und Untertageregistrierung behandelt. Daran schließt sich ein Abschnitt über Seismographen, neuartige Stationssysteme und Registriertechniken an. Es folgt die Besprechung von Auswerteverfahren zur Bestimmung von Herdzeit, Herdkoordinaten und Herdtiefe, Magnitude und Herdenergie sowie des Herdmechanismus. Während im vorletzten Abschnitt kurz auf die Verfahren zur Erkundung der Strukturen von Erdkruste und Mantel eingegangen wird, behandelt der letzte Abschnitt moderne Verfahren zur Analyse von Seismogrammen. 357 Literaturangaben erleichtern dem Benutzer das Auffinden der jeweiligen Spezialliteratur.

Die Schrift hat den Vorteil, daß man sich schnell einen Überblick über die „Grundlagen, Stand und Entwicklungstendenzen“ (wie der Untertitel lautet) dieses seismologischen Teilgebietes verschaffen kann; insbesondere auch Geophysikstudenten kann sie empfohlen werden.

Prof. Dr. K. STROBACH

H. v. RUDLOFF: *Die Schwankungen und Pendelungen des Klimas in Europa seit dem Beginn der regelmäßigen Instrumentenbeobachtung (1670)*. Braunschweig 1967, 368 S., 120 Abb., DM 48,—.

Mit dem Erscheinen dieses Buches wird eine Lücke geschlossen, denn es fehlte seit Jahren eine zusammenfassende, übersichtliche und gleichzeitig kritische Darstellung der Klimaschwankungen mit allen damit zusammenhängenden Problemen. Besonders wertvoll ist dabei die Beschränkung auf den Zeitraum der instrumentellen Beobachtungen, obwohl die Versuchung groß war, auch andere Beobachtungen heranzuziehen (z. B. den Güte-Index der Weinernten ab 1540).

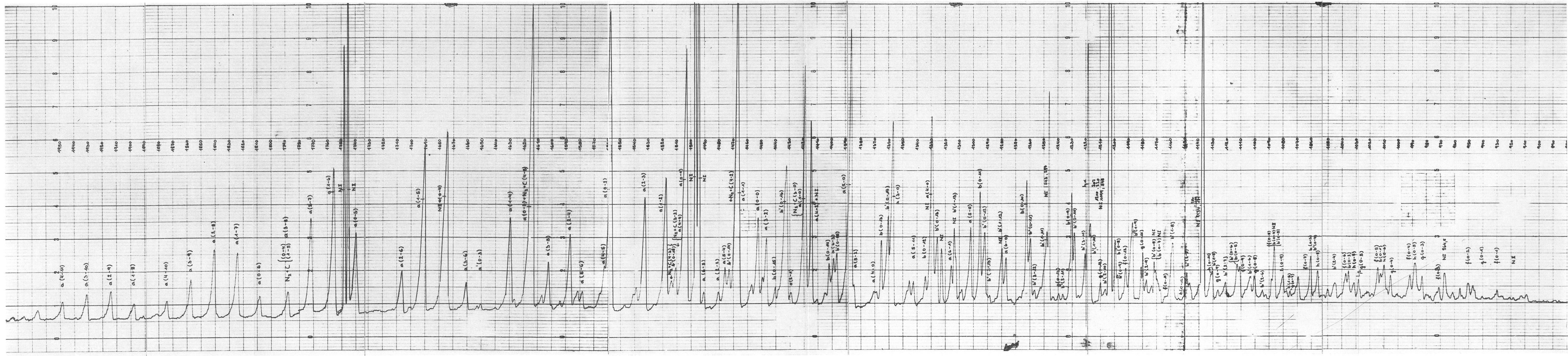
Der erste Teil behandelt ausführlich das vorhandene Beobachtungsmaterial, das Luftdruck, Temperatur, Niederschlag, Schneefall und Schneedecke, Strahlung, Wind und Zirkulation erfaßt. Allein die Zusammenstellung der Literatur über Sonnenflecken verdient dabei besondere Beachtung. Auch die Wiedergabe mutmaßlicher Luftdruckkarten der Eiszeit fällt auf und wird zu Spekulationen Anlaß geben. Die vielen Karten belegter Abweichungen von normalen Verteilungen und die daraus folgenden Klimaerscheinungen sprechen auch den Synoptiker an.

In dem relativ kurzen zweiten Teil werden die heutigen Klimaschwankungen in das langzeitliche Klimageschehen eingeordnet, wobei die Ansichten der verschiedenen Autoren recht kritisch wiedergegeben werden. Eine klare Definition und Begründung der verwendeten Begriffe folgt mit einer Ergänzung über Perioden und Periodenforschung.

Der dritte (Haupt-)Teil bringt nach einer Übersicht von H. FLOHN über die Klimaschwankung in historischer Zeit den zeitlichen und räumlichen Ablauf der Klimatelemente der letzten 300 Jahre und den Vergleich zu den Normalperioden 1851—1950 bzw. 1901—1950. Hier sind langjährige Reihen aus allen Teilen Europas ebenso zu finden, wie Versuche von Deutungen, sorgfältige Analysen der Abweichungen und selbst ein Eingehen auf Singularitäten (Eisheilige, Schafskälte, Weihnachtstauwetter u. a. m.) und ihre zeitliche Verschiebung im Laufe der Jahrhunderte. Die Erklärungen zur Entstehung der Klimaschwankungen vermuten als Ursache die Änderung der Zirkulation, die durch die Strahlung bestimmt ist. Die letzten Ursachen können sie nicht angeben.

Im Anhang werden die Stationen mit langjährigen Beobachtungsreihen, Jahresgänge des Luftdrucks, der Temperatur, des Niederschlags, der Sonnenscheindauer und die Abweichungen dieser Größen von verschiedenen Normalperioden gebracht. Die Werte finden eine Ergänzung in Tabellen der kältesten und wärmsten Winter und der heißesten und kühlestn Sommer. 1114 Literaturhinweise schließen das Buch ab, das für jeden Meteorologen eine Fundgrube von Daten und Quellen ist.

M. DIEM



Zeitschrift für Geophysik, 1969, Band 35, Seite 69—82.
 SCHMIDTKE (Freiburg), EUV-Laborspektrophotometrie zur Vorbereitung von optischen Flugexperimenten, Abb. 3.



DIGITAL VERTICAL STACKING IN THE FIELD:

- higher dynamic range
- improved signal-to-noise ratio
- extension of frequency band width to lower frequencies.

DIGITAL STORAGE OF VARIOUS SWEEP SIGNALS

- with different frequency ranges ensures
- high flexibility of field operations.

"VIBRE" - PACKAGE FOR DIGITAL PROCESSING

- gives full advantage of digitally
- recorded VIBROSEIS* data.



PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767 · PHONE: 8 07 21 · TELEX: 92 2847 · CABLE: PRAKLA GERMANY

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Madrid · Rio de Janeiro · Tripoli · Vienna

* Trade and service mark of Continental Oil Co