

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

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

Jahrgang 29

1963

Heft 3



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

Postverlagsort Würzburg

INHALTSVERZEICHNIS

BHATTACHARYA, J. and DAS GUPTA, S. C.: On leaking modes coupled with shear waves	101
TEUPSER, CH. und ULLMANN, W.: Ein neuer Vertikalseismograph mit galvanometrischer Registrierung	115
BURKARD, O.: Ionosphärenbeobachtungen zur Sonnenfinsternis am 15. Februar 1961	123
ROSENBACH, O. und SCHMITT, O.: Programmsteuerung der Empfindlichkeit seismischer Meßapparaturen	129
Buchbesprechungen	145
Berichtigung	148

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 48,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

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

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

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

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

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

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, 14. Stockwerk, Postscheck: Hamburg Nr. 559 83

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

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz; Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hildegund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Göbler, Buchhändler, und Gertrud Liebing, beide Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1963

On leaking modes coupled with shear waves

By J. BHATTACHARYA¹⁾ and S. C. DAS GUPTA²⁾

Eingegangen am 8. September 1962

Summary: In this paper, it has been shown that if there be a concentration of seismic energy flow in a particular direction while crossing a layer intermediate between two media where the source is situated, an additional phase, almost equally important to direct S appears. This phase has been identified with leaking mode. The particle motion has been taken to be SH . Quantitative results have been derived with simplification of the problem to one dimension. Subsequently qualitative results have been obtained with usual two-dimensional configuration.

Zusammenfassung: Wenn seismische Energie in einer bestimmten Richtung durch eine Grenzschicht zwischen zwei Medien fließt, in der die Quelle liegt, so erscheint eine zusätzliche Phase, die nahezu ebenso wichtig ist wie die direkte S -Welle. Diese Phase wird als ein „leaking mode“ identifiziert. Die Teilchenbewegung wird als eine SH -Welle aufgefaßt. Quantitative Ergebnisse werden abgeleitet, wobei das Problem auf ein eindimensionales vereinfacht wird. Schließlich werden qualitative Ergebnisse für gebräuchliche zweidimensionale Anordnungen angegeben.

1. Seismograms of long period waves recorded at moderate to large epicentral distances are nearly always especially complex in the region beginning with arrival of the shear or S -wave and continuing to the beginning of the surface waves. It appears to OLIVER [6] that, in many cases, shear coupled PL -waves provide an explanation for much of the complexity. An explanation has been sought for by OLIVER and MAJOR [7] for the whole train of leaking modes. According to them PL -waves correspond to the lowest leaking mode and the dispersion curves for this mode are asymptotic at long periods to the compressional wave velocity of the substratum. Obviously an extra assumption of low velocity surface layer where velocity of P -waves is nearly equal to the velocity of shear waves in the lower medium has been made. The direct PL -wave is a normally dispersed train of long period waves recorded usually at epicentral distances of less than 25° , although the reason was not clear to the observers why the phase could not be detected at greater distances. EWING and PRESS [3] suggested that when the epicentral distance was such that apparent surface velocities of shear waves fall in the range of phase velocities of the PL -wave, it was quite reasonable to expect

¹⁾ J. BHATTACHARYA, Calcutta Technical School, 110 Surendranath Banerjee Road, Calcutta, India.

²⁾ S. C. DAS GUPTA, Department of Mathematics & Geophysics, Bengal Engineering College, Howrah, West Bengal, India.

that coupling would occur between the incident shear wave of the SV -type and waves of the PL -type whose period corresponded to the phase velocity equal to the apparent surface velocity of shear waves. Records from distant island stations for which coastal structure would be expected to differ significantly from that of the continent were examined. In no case shear coupled PL -waves of the long period type associated with the continents found, although waves of shorter periods (about 15 to 20 sec) which might be associated with the crustal structure beneath and in the vicinity of the island were found.

In general surface particle motion of the PL -phase is elliptical and progressive, and amplitude is not greater than about onequarter those of Rayleigh waves of the same period. Comparison of PL and Rayleigh wave dispersion shows that both waves propagate in roughly the same near surface wave guide.

The object of the paper is to investigate an alternative explanation for the PL -phase. It has been shown in this paper that in the case of SH -waves, if the total energy or a major fraction of energy from the focus flows in a direction, there will appear two phases having the same amplitude because of reflection at an interface. It has been shown that the amplitudes of these phases are about two-thirds the amplitudes of Rayleigh waves having the same period.

The Mohorovičić discontinuity is generally depressed below a mountain. The fig. 1 illustrates the configuration. First we shall take the motion in a single dimension, that is, the whole energy is propagated in the single direction. We imagine that the focus is

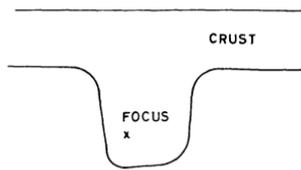


Abb. 1

situated in an intermediate layer having the same material constants as the crust of the earth. The two semi-infinite media on both sides of the layer are taken to have different material constants, though in reality they have the same elastic properties as the medium below the crust. This is to show that the two phases which are sought for are independent of the presence of semi-infinite medium behind the intermediate layer with respect to the observer situated in one semi-infinite medium. It is assumed that each medium

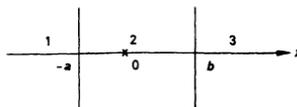


Abb. 2

is homogeneous and isotropic. The interfaces between neighbouring media are parallel planes.

An impulsive type source is considered multiplied by a constant Q . Regions of the three media are

- (1) first medium $x < -a$ ($a > 0$),
- (2) second medium $-a < x < b$ ($b > a$),
- (3) third medium $x > b$.

The planes of separation are $x = -a$ and $x = b$. A plane source is located in the plane $x = 0$. Our first task is to solve the equation

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = -\frac{Q}{\mu} \delta(x) \delta(t). \quad (1)$$

The initial condition is

$$v(x, 0) = \frac{\partial v}{\partial t}(x, 0) = 0.$$

The function $v(x, t)$ must satisfy the boundary condition

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} v(x, t) = 0. \quad (2)$$

The equation (1) has a different form for different medium. The solution $v(x, t)$ of the equation (1) will be sought in the form of a sum of three functions, each of which will describe the displacement in one medium only.

$$v(x, t) = v_1(x, t) + v_2(x, t) + v_3(x, t) \quad (3)$$

where

$$\begin{aligned} v_1(x, t) &= 0 \quad \text{for } x > -a \\ v_2(x, t) &= 0 \quad \text{for } x < -a \quad \text{and } x > b \\ v_3(x, t) &= 0 \quad \text{for } x < b. \end{aligned}$$

The functions $v_i(x, t)$ ($i = 1, 2, 3$) must satisfy the differential equations

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 v_1(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\rho_1}{\mu_1} \frac{\partial^2 v_1(x, t)}{\partial t^2} &= 0 \quad \text{for } x < -a \\ \frac{\partial^2 v_2(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\rho_2}{\mu_2} \frac{\partial^2 v_2(x, t)}{\partial t^2} &= -\frac{Q}{\mu} \delta(x) \delta(t) \quad \text{for } -a < x < b \\ \frac{\partial^2 v_3(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\rho_3}{\mu_3} \frac{\partial^2 v_3(x, t)}{\partial t^2} &= 0 \quad \text{for } x > b \end{aligned} \quad (4)$$

The functions $v_i(x, t)$ must satisfy the following boundary conditions

$$\begin{aligned}\lim_{x \rightarrow -a} v_1(x, t) &= \lim_{x \rightarrow -a} v_2(x, t) = v(-a, t) \\ \lim_{x \rightarrow b} v_2(x, t) &= \lim_{x \rightarrow b} v_3(x, t) = v(b, t)\end{aligned}\quad (5)$$

The stresses must be the same on both sides. Hence the boundary conditions of the functions $v_i(x, t)$

$$\begin{aligned}\lim_{x \rightarrow -a} \mu_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} &= \lim_{x \rightarrow -a} \mu_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} \\ \lim_{x \rightarrow b} \mu_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} &= \lim_{x \rightarrow b} \mu_3 \frac{\partial v_3}{\partial x}\end{aligned}\quad (6)$$

From the conditions of (6) it follows that the functions $v(x, t)$ have no derivative at the points $x = -a$ and $x = b$ in the sense of common right- and left-hand limit. The equations (4) are solved by means of Laplace-Carson transformation,

$$\bar{v}_1 = Ae^p \sqrt{\frac{q_1}{\mu_1}} x \quad (x < -a), 0 \text{ for } x > -a \quad (7)$$

$$\begin{aligned}\bar{v}_2 &= \Gamma e^{-|x|p} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} + Be^{-px} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} \quad (-a < x < b), 0 \text{ for } x < -a \text{ and } x > b \quad (8) \\ &+ Ce^{px} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}}\end{aligned}$$

$$\bar{v}_3 = De^{-px} \sqrt{\frac{q_3}{\mu_3}} \quad (x > b), 0 \text{ for } x < b \quad (9)$$

where $\Gamma = Q/\mu$. Applying the boundary conditions (5) and (6)

$$Ae^{-p} \sqrt{\frac{q_1}{\mu_1}} a = \Gamma e^{-ap} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} + Be^{ap} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} + Ce^{-ap} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} \quad (10)$$

$$De^{-bp} \sqrt{\frac{q_3}{\mu_3}} = \Gamma e^{-bp} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} + Be^{-bp} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} + Ce^{bp} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} \quad (11)$$

$$A \sqrt{Q_1 \mu_1} e^{-ap} \sqrt{\frac{q_1}{\mu_1}} = -\sqrt{Q_2 \mu_2} \left(\Gamma e^{-ap} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} + Be^{ap} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} - Ce^{-ap} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} \right) \quad (12)$$

Also,

$$\sqrt{Q_2 \mu_2} \left(\Gamma e^{-bp} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} + Be^{-bp} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} - Ce^{bp} \sqrt{\frac{q_2}{\mu_2}} \right) = D \sqrt{Q_3 \mu_3} e^{-bp} \sqrt{\frac{q_3}{\mu_3}}. \quad (13)$$

Solving for B, C from the equations (10), (11), (12) and (13) we get,

$$B = \frac{\Gamma \left\{ (\sqrt{\varrho_3 \mu_3} - \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) (\sqrt{\varrho_1 \mu_1} - \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - (\sqrt{\varrho_1 \mu_1} + \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) (\sqrt{\varrho_3 \mu_3} + \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) e^{(b-a)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} \right\}}{(\sqrt{\varrho_1 \mu_1} + \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) (\sqrt{\varrho_3 \mu_3} + \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) e^{(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - (\sqrt{\varrho_1 \mu_1} - \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) (\sqrt{\varrho_3 \mu_3} - \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}}}$$

$$C = \frac{\Gamma \left\{ (\sqrt{\varrho_1 \mu_1} + \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) (\sqrt{\varrho_3 \mu_3} - \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - (\sqrt{\varrho_3 \mu_3} - \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) (\sqrt{\varrho_1 \mu_1} + \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) e^{(a-b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} \right\}}{(\sqrt{\varrho_1 \mu_1} + \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) (\sqrt{\varrho_3 \mu_3} + \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) e^{(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - (\sqrt{\varrho_1 \mu_1} - \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) (\sqrt{\varrho_3 \mu_3} - \sqrt{\varrho_2 \mu_2}) e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}}}$$

Let

$$\begin{aligned}\alpha &= \sqrt{\varrho_1\mu_1} + \sqrt{\varrho_2\mu_2}, & \beta &= \sqrt{\varrho_1\mu_1} - \sqrt{\varrho_2\mu_2}, \\ \gamma &= \sqrt{\varrho_3\mu_3} + \sqrt{\varrho_2\mu_2}, & \delta &= \sqrt{\varrho_3\mu_3} - \sqrt{\varrho_2\mu_2}.\end{aligned}$$

Then,

$$B = \Gamma \frac{\beta\delta e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - \alpha\gamma e^{(b-a)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}}}{\alpha\gamma e^{(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - \beta\delta e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}}} \quad (14)$$

$$C = \Gamma \frac{\alpha\delta e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - \alpha\delta e^{(a-b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}}}{\alpha\gamma e^{(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - \beta\delta e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}}} \quad (15)$$

Therefore

$$D = \Gamma \frac{(\alpha\gamma - \alpha\delta) \left(e^{ap} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - e^{-ap} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} \right) e^{bp} \sqrt{\frac{\varrho_3}{\mu_3}}}{\alpha\gamma e^{(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - \beta\delta e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}}} \quad (16)$$

From (7), (8) and (9) we get,

$$\bar{v}_3 = \frac{\Gamma(\alpha\gamma - \alpha\delta) \left(e^{ap} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - e^{-ap} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} \right) e^{bp} \sqrt{\frac{\varrho_3}{\mu_3}} e^{-px} \sqrt{\frac{\varrho_3}{\mu_3}}}{\alpha\gamma e^{(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - \beta\delta e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}}}$$

or

$$\begin{aligned}\bar{v}_3 &= \frac{\Gamma(\alpha\gamma - \alpha\delta)}{\alpha\gamma} \left(e^{ap} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} - e^{-ap} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} \right) e^{bp} \sqrt{\frac{\varrho_3}{\mu_3}} e^{-px} \sqrt{\frac{\varrho_3}{\mu_3}} e^{-(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} \\ &\times \left[1 + \frac{\beta\delta}{\alpha\gamma} e^{-2(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} + \left(\frac{\beta\delta}{\alpha\gamma} \right)^2 e^{-4(a+b)p} \sqrt{\frac{\varrho_2}{\mu_2}} + \dots \right]\end{aligned}$$

Rearranging the different terms of \bar{v}_3 ,

$$\begin{aligned}\bar{v}_3 &= \frac{\Gamma(\gamma - \delta)}{\gamma} \left[e^{-p(x-b)/\sqrt{\frac{\mu_3}{\varrho_3}} - pb/\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}} e^{-p(x-b)/\sqrt{\frac{\mu_3}{\varrho_3}} - p(2a+b)/\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}} \right] \\ &\times \left[1 + \frac{\beta\delta}{\alpha\gamma} e^{-2(a+b)p/\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}} + \left(\frac{\beta\delta}{\alpha\gamma} \right)^2 e^{-4(a+b)p/\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}} + \dots \right] \quad (17)\end{aligned}$$

The coefficient $(\gamma - \delta)/\gamma$ in \bar{v}_3 is

$$\frac{2\sqrt{\varrho_2\mu_2}}{\sqrt{\varrho_3\mu_3} + \sqrt{\varrho_2\mu_2}}$$

If $\varrho_3\mu_3, \varrho_2\mu_2$ are such that $\sqrt{\frac{\varrho_3\mu_3}{\varrho_2\mu_2}}$ is 1.8, $(\gamma - \delta)/\gamma$ is nearly 2/3. The coefficient

$$\frac{\beta\delta}{\alpha\gamma} = \frac{(\sqrt{\varrho_1\mu_1} - \sqrt{\varrho_2\mu_2})(\sqrt{\varrho_3\mu_3} - \sqrt{\varrho_2\mu_2})}{(\sqrt{\varrho_1\mu_1} + \sqrt{\varrho_2\mu_2})(\sqrt{\varrho_3\mu_3} + \sqrt{\varrho_2\mu_2})}$$

is very small for values of ratios of

$$\frac{\sqrt{\varrho_2\mu_2}}{\sqrt{\varrho_1\mu_1}} \text{ and } \frac{\sqrt{\varrho_3\mu_3}}{\sqrt{\varrho_1\mu_1}}$$

as stated above. Hence we can write approximately

$$\bar{v}_3 = \frac{\Gamma(\gamma - \delta)}{\gamma} \left[e^{-p(x-b)/\sqrt{\frac{\mu_3}{\varrho_3}} - pb/\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}} - e^{-p(x-b)/\sqrt{\frac{\mu_3}{\varrho_3}} - p(2a+b)/\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}} \right].$$

Putting $\Gamma = Q/\mu$ and making necessary inversion,

$$v_3 = \frac{Q}{\mu} \frac{\gamma - \delta}{\gamma} \left[\delta \left(t - \frac{x-b}{\sqrt{\frac{\mu_3}{\varrho_3}}} - \frac{b}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}} \right) - \delta \left(t - \frac{x-b}{\sqrt{\frac{\mu_3}{\varrho_3}}} - \frac{2a+b}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}} \right) \right]. \quad (18)$$

The intensity of both the phases are the same. The time difference is $\frac{2a}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}}$. We can

interpret the one phase as the direct *S* refracted from the intermediate layer and the other reflected once from the interface behind. The beginnings of leaking mode and usual shear mode should differ in phase by π . The above is the simplified picture of the configuration required for a leaking mode. We intend to draw the necessary conclusion that the phases are independent of existence of medium behind as the result does not include μ_1 or ϱ_1 .

2. We now imagine the conditions under which a large fraction of energy may be directed in one direction only. In the region of focus shown in fig. 1, the hind interface may be considered as an inclined reflector of the waves generated at the focus. We have already justified that calculations can be made with hind interface as a free one. The configuration is explained in fig. 3.

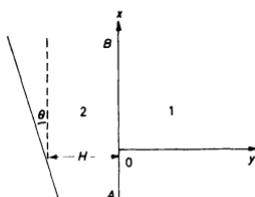


Abb. 3

We take the problem in plane two-dimensional co-ordinates. The y -axis is the horizontal line drawn through the focus. Origin is chosen at the interface where the source is situated. The equations of motion for the media 1 and 2 are given by

$$\nabla^2 v_{1,2} = \frac{\rho_{1,2}}{\mu_{1,2}} \frac{\partial^2 v_{1,2}}{\partial t^2}. \quad (19)$$

Taking Laplace transform of the equations (19) we get,

$$\nabla^2 \bar{v}_{1,2} - \frac{\rho_{1,2}}{\mu_{1,2}} p^2 \bar{v}_{1,2} = 0 \quad (20)$$

with initial conditions v and $\partial v/\partial t$ as zero at time $t = 0$. We now apply the method of Green's function developed by COVERT [2], GHOSH [4] and others. Let the height of the medium 2 be H in the region of the source. Field point where the displacement is sought is a point (x, y) in the medium 1. We have the boundary condition at the interface as

$$\bar{v}_1 = \bar{v}_2 \text{ and } \mu_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y} = \mu_2 \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial y}. \quad (21)$$

At the upper face of the medium 2, the condition is

$$\frac{\partial \bar{v}_2}{\partial n} = 0$$

where n is the normal drawn outwards. At $y \rightarrow \infty$, $\bar{v}_1 \rightarrow 0$. We denote $\rho_1 p^2/\mu_1$ by k_1^2 and $\rho_2 p^2/\mu_2$ by k_2^2 . If G_1, G_2 be respective Green's functions in media 1 and 2 under the boundary conditions $\partial G/\partial n = 0$,

$$\begin{aligned} \bar{v}_1(r) &= \frac{1}{4\pi} \int_{AB} G_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial n_1} ds + \int G_1 \rho_1 dv_1, \\ \bar{v}_2(r) &= \frac{1}{4\pi} \int_{AB} G_2 \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial n_2} ds + \int G_2 \rho_2 dv_2, \end{aligned} \quad (22)$$

where dv_1, dv_2 are the volume elements of media 1 and 2 respectively. If we substitute the boundary condition that $\bar{v}_1 = \bar{v}_2$ on AB , the interface,

$$\frac{1}{4\pi} \int_{AB} G_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial n_1} ds + \int G_1 \rho_1 dv_1 = \frac{1}{4\pi} \int_{AB} G_2 \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial n_2} ds + \int G_2 \rho_2 dv_2$$

or,

$$\frac{1}{4\pi} \int_{AB} G_2 \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial n_2} ds - \frac{1}{4\pi} \int_{AB} G_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial n_1} ds = \int G_1 \rho_1 dv_1 - \int G_2 \rho_2 dv_2$$

or,

$$\frac{1}{4\pi} \int_{AB} \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} G_2 + G_1 \right) \frac{\partial v_1}{\partial y} ds = \int G_1 \varrho_1 dv_1 - \int G_2 \varrho_2 dv_2$$

“The above formula is true for any source distributions in the two media. If we require the displacement field in medium 1 due to a point source situated at the origin but in medium 2, we are to put $\varrho_2 = \delta(r - 0)$ and $\varrho_1 = 0$. In that case we get \bar{v}_1 as the Green’s function for body 1 with source in body 2 at the origin and it satisfies the conditions of continuity at the interface.”

Therefore,

$$\frac{1}{4\pi} \int_{AB} \left[\frac{\mu_1}{\mu_2} G_2(r/r_0) + G_1(r/r_0) \right] \frac{\partial G}{\partial y}(r_0/0) ds = -G_2(r/0) \tag{23}$$

r_0 is a point on the interface AB and G is the Green’s function valid for body 1 of the composite body. Equation (23) is the necessary integral equation to obtain $\partial G/\partial y$. Necessary G is given by

$$G(r/0) = -\frac{1}{4\pi} \int_{AB} G_1 \frac{\partial G}{\partial y} ds. \tag{24}$$

For construction of Green’s function we form first the image points in two dimensions. They are for the medium 2,

$$(x_0 - 2H\theta, -2H - 2x_0\theta), (x_0 - 2H\theta, 2H + 2x_0\theta), (x_0 - 8H\theta, -4H - 4x_0\theta),$$

$$(x_0 - 8H\theta, 4H + 4x_0\theta), (x_0 - 18H\theta, -6H - 6x_0\theta),$$

corresponding to the points $(x_0, 0)$ on the interface. If H is not small and as θ is small, in each image point $x_0\theta$ is neglected compared to H . This enables one to make the y coordinates of the image points independent of the x_0 co-ordinate on the interface.

$$G_1(r/r_0) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\alpha y + if(x-x_0)}}{\alpha} df \tag{25}$$

where

$$\alpha^2 = f^2 + k_1^2 \tag{26}$$

$$G_2(r/r_0) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{df}{\alpha_1} e^{if(x-x_0)} \left[\frac{e^{-\alpha_1 y}}{1 - e^{-2H\alpha_1}} + \frac{e^{-\alpha_1(2H-y)}}{1 - e^{-2H\alpha_1}} \right. \\ \left. + 2ifH\theta \frac{e^{-\alpha_1(y+2H)} + e^{-\alpha_1(2H-y)}}{(1 - e^{-2H\alpha_1})^3} \times (1 + e^{-2H\alpha_1}) \right] \tag{26}$$

in which only terms to the first power of θ have been retained, and $\alpha_1^2 = f^2 + k_2^2$. Then from equation (23), after a Fourier inversion,

$$\frac{\partial G}{\partial y}(x_0, 0 | 0, 0) = -2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ifx_0}}{\alpha_1} \cdot \frac{\frac{1+e^{-2H\alpha_1}}{1-e^{-2H\alpha_1}} + 4ifH\theta \frac{e^{-2H\alpha_1}}{(1-e^{-2H\alpha_1})^3} (1+e^{-2H\alpha_1})}{\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1\mu_2} \left\{ \frac{1+e^{-2H\alpha_1}}{1-e^{-2H\alpha_1}} + 4ifH\theta \cdot \frac{e^{-2H\alpha_1}(1+e^{-2H\alpha_1})}{(1-e^{-2H\alpha_1})^3} \right\}} df$$

which after reduction and retention of first order terms of θ only,

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial y}(x_0, 0 | 0, 0) &= -2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ifx_0}}{\alpha_1} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1\mu_2} \frac{1+e^{-2H\alpha_1}}{1-e^{-2H\alpha_1}}} \\ &\times \left[\frac{1+e^{-2H\alpha_1}}{1-e^{-2H\alpha_1}} + 4ifH\theta \frac{e^{-2H\alpha_1}(1+e^{-2H\alpha_1})}{(1-e^{-2H\alpha_1})^3} - 4ifH\theta \cdot \frac{\mu_1}{\alpha_1\mu_2} \frac{e^{-2H\alpha_1} \frac{(1+e^{-2H\alpha_1})^2}{(1-e^{-2H\alpha_1})^4}}{\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1\mu_2} \frac{1+e^{-2H\alpha_1}}{1-e^{-2H\alpha_1}}} \right] df. \end{aligned} \quad (27)$$

Equation (23) gives,

$$\begin{aligned} G(x, y | 0, 0) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\alpha y}}{\alpha} \cdot \frac{1}{\alpha'_1} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\alpha'} + \frac{\mu_1}{\alpha'_1\mu_2} \frac{1+e^{-2H\alpha'_1}}{1-e^{-2H\alpha'_1}}} \times \left[\frac{1+e^{-2H\alpha'_1}}{1-e^{-2H\alpha'_1}} \right. \\ &\left. + 4if'H\theta \frac{e^{-2H\alpha'_1}(1+e^{-2H\alpha'_1})}{(1-e^{-2H\alpha'_1})^3} - \frac{4if'H\theta \cdot \frac{\mu_1}{\alpha'_1\mu_2} \frac{(1+e^{-2H\alpha'_1})^2}{(1-e^{-2H\alpha'_1})^4} \cdot e^{-2H\alpha'_1}}{\frac{1}{\alpha'} + \frac{\mu_1}{\alpha'_1\mu_2} \frac{1+e^{-2H\alpha'_1}}{1-e^{-2H\alpha'_1}}} \right] \\ &\times e^{ifx+i(f'-f)x_0} dx_0 df df' \end{aligned}$$

in which α' and α'_1 are α, α_1 with f replaced by f' . Performing the integration with respect to x_0 and remembering that

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(f'-f)x_0} dx_0 = \delta(f'-f)$$

$$\begin{aligned}
 G(x, y | 0, 0) = & 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\alpha y}}{1 - e^{-2 H \alpha_1}} \cdot \frac{1 + e^{-2 H \alpha_1}}{\alpha \alpha_1 \left[\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1 \mu_2} \frac{1 + e^{-2 H \alpha_1}}{1 - e^{-2 H \alpha_1}} \right]} e^{i f x} df \\
 & + 2 \int_{-\infty}^{\infty} 4 i f H \theta e^{-\alpha y} \frac{e^{-2 H \alpha_1} (1 + e^{-2 H \alpha_1})}{(1 - e^{-2 H \alpha_1})^3 \alpha^2 \alpha_1 \left[\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1 \mu_2} \frac{1 + e^{-2 H \alpha_1}}{1 - e^{-2 H \alpha_1}} \right]^2} e^{i f x} df.
 \end{aligned}
 \tag{28}$$

In the first integral, the integrand excepting $e^{i f x}$, is an even function of f . In the second integral the integrand, excepting $f e^{i f x}$, is an even function of f . We select the field point very nearly $y = 0$ and $x = \varepsilon$.

Then,

$$\begin{aligned}
 G(\varepsilon, 0/0, 0) = & 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 + e^{-2 H \alpha_1}}{1 - e^{-2 H \alpha_1}} \cdot \frac{1}{\alpha \alpha_1 \left[\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1 \mu_2} \frac{1 + e^{-2 H \alpha_1}}{1 - e^{-2 H \alpha_1}} \right]} df \\
 & + 2 i \varepsilon \int_{-\infty}^{\infty} f \cdot \frac{1 + e^{-2 H \alpha_1}}{1 - e^{-2 H \alpha_1}} \cdot \frac{1}{\alpha \alpha_1 \left[\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1 \mu_2} \frac{1 + e^{-2 H \alpha_1}}{1 - e^{-2 H \alpha_1}} \right]} df \\
 & + 8 i H \theta \int_{-\infty}^{\infty} f \cdot \frac{e^{-2 H \alpha_1} (1 + e^{-2 H \alpha_1})}{(1 - e^{-2 H \alpha_1})^3} \cdot \frac{1}{\alpha^2 \alpha_1 \left[\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1 \mu_2} \frac{1 + e^{-2 H \alpha_1}}{1 - e^{-2 H \alpha_1}} \right]^2} df \\
 & - 8 \varepsilon H \theta \int_{-\infty}^{\infty} f^2 \cdot \frac{e^{-2 H \alpha_1} (1 + e^{-2 H \alpha_1})}{(1 - e^{-2 H \alpha_1})^3} \cdot \frac{1}{\alpha^2 \alpha_1 \left[\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1 \mu_2} \frac{1 + e^{-2 H \alpha_1}}{1 - e^{-2 H \alpha_1}} \right]^2} df
 \end{aligned}
 \tag{29}$$

approximately correct upto ε . The integrand of the second and the third integrals of (29) being odd functions, the integrals, themselves are zero.

In order to evaluate the other integrals of (29) we write,

$$\begin{aligned}
 G(\varepsilon, 0/0, 0) \simeq & 4 \int_0^\infty \frac{1 + e^{-2H\alpha_1}}{1 - e^{-2H\alpha_1}} \cdot \frac{1}{\alpha\alpha_1 \left[\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1\mu_2} \frac{1 + e^{-2H\alpha_1}}{1 - e^{-2H\alpha_1}} \right]} df \\
 & - 16\varepsilon H\theta \int_0^\infty f^2 \cdot \frac{e^{-2H\alpha_1} (1 + e^{-2H\alpha_1})}{(1 - e^{-2H\alpha_1})^3} \cdot \frac{1}{\alpha^2\alpha_1 \left[\frac{1}{\alpha} + \frac{\mu_1}{\alpha_1\mu_2} \frac{1 + e^{-2H\alpha_1}}{1 - e^{-2H\alpha_1}} \right]^2} df.
 \end{aligned} \tag{30}$$

We put now $f = \frac{p}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}} x$ and expand binomially the integrands of (30) and write the second integral of (30) as,

$$\begin{aligned}
 & \frac{16H\theta\varepsilon}{\left(\frac{\mu_2}{\varrho_2}\right)} \int_0^\infty x^2 p^2 e^{-\frac{2Hp}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}}\sqrt{x^2+1}} \\
 & \frac{\left(1 + e^{-\frac{2Hp\sqrt{x^2+1}}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}}}\right) \left(1 + e^{-\frac{2Hp\sqrt{x^2+1}}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}}} + \dots\right) \left(1 + 2Re^{-\frac{2Hp\sqrt{x^2+1}}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}}} + \dots\right)}{(x^2 + \tau^2)\sqrt{x^2+1} \left[\frac{1}{\sqrt{x^2 + \tau^2}} + \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{1}{\sqrt{x^2+1}} \right]^2} dx
 \end{aligned} \tag{31}$$

where, $R = \frac{\mu_2\sqrt{x^2+1} - \mu_1\sqrt{x^2+\tau^2}}{\mu_2\sqrt{x^2+1} + \mu_1\sqrt{x^2+\tau^2}}$ and $\tau = \sqrt{\frac{\mu_2\varrho_1}{\mu_1\varrho_2}}$.

It can be shown easily that (cf. KNOPOFF [5]) that the different terms of the expansion of the integrand of (31) represent different phases. It is known that the inversion of the transformed expression $p^2 e^{-ap}$ is $\delta''(t-a)$ where δ is the Dirac δ -function. Retaining a few leading terms, (31) gives us (cf. CAGNIARD [1]),

$$\begin{aligned}
 & \frac{16H\theta\varepsilon}{\left(\frac{\mu_2}{\varrho_2}\right)} \int_0^\infty \frac{x^2}{(x^2 + \tau^2)\sqrt{x^2+1}} \cdot \frac{1}{\left[\frac{1}{\sqrt{x^2 + \tau^2}} + \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{1}{\sqrt{x^2+1}} \right]^2} \\
 & \left[\delta''\left(t - \frac{2H\sqrt{x^2+1}}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}}\right) + 2\delta''\left(t - \frac{4H\sqrt{x^2+1}}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}}}\right) + \dots \right] dx.
 \end{aligned} \tag{32}$$

Let $f(x)$ denote the function

$$\frac{x^2}{(x^2 + \tau^2)\sqrt{x^2 + 1}} \cdot \frac{1}{\left[\frac{1}{\sqrt{x^2 + \tau^2}} + \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{1}{\sqrt{x^2 + 1}} \right]^2} \tag{33}$$

It is an easy matter to prove the following result:

$$\int_0^\infty f(x) \delta'' \left(t - \frac{a\sqrt{x^2 + 1}}{\sqrt{\varrho_2}} \right) dx$$

$$= \begin{cases} \left(\frac{\sqrt{\mu_2}}{a} \right)^2 t \frac{f'' \left[\left(\frac{\sqrt{\mu_2} t}{a} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[\left(\frac{\sqrt{\mu_2} t}{a} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}}}, & \text{if } t > \frac{a}{\sqrt{\mu_2}} \\ 0, & \text{if } t < \frac{a}{\sqrt{\mu_2}} \end{cases} \tag{34}$$

by making the substitution $u = \frac{a\sqrt{x^2 + 1}}{\sqrt{\mu_2}}$ It is now evident that pulses will arrive at times $\frac{2H}{\sqrt{\mu_2}}$, $\frac{4H}{\sqrt{\mu_2}}$, ... The expression for R , after integration is apparently a small quantity for $\mu_1 \sim \mu_2$.

So, the pulses above stated only are important. These rays appear in the medium on the side of the observer and follow the usual ray path. Because of the factor ϵ , where ϵ is small compared to the wavenumber, the initial amplitude of the shock is required to be large. This may be obtained for long period waves. Similarly from the first integral of (30) we get on similar treatment, the direct and once reflected, S -waves. The above interpretation of leaking mode enables us to determine the thickness of the indentation of the crust inside the Mohorovičić discontinuity at the position of focus by the time lag of appearance of leaking mode behind S . If τ be the time lag, H the thickness is given by

$$H = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_2}{\varrho_2}} \tau$$

S and the leaking mode may corroborate the determination of depth of focus from

the maximum epicentral distance at which the phase is observed. The observing station at the maximum epicentral distance approximately corresponds to the point on the surface where one gets a direct sS . This distance comes to about 10° for near surface focus at a depth of 80 Km. The following table shows roughly the relation between the focal depth and maximum epicentral distance of appearance of leaking mode in long period seismogramme:

Table:

Focal depth	Δ = maximum epicentral distance for appearance of leaking mode
60 Km.	9°
80 Km.	10°
100 Km.	11°

From the nature of the problem a scatter of these values by several degrees may be had if the inclination θ be large. Upto the distances shown in the table, the phase is likely to be very distinct.

References

- [1] CAGNIARD, L.: Reflexion et re'fraction des ondes s'eismiques progressives, Gauthier Villars, Paris 1939).
- [2] COVERT, E.: J. Math. Phys. 37, (1958), 60.
- [3] EWING, M., and F. PRESS: Bull. Seis. Soc. Amer. 47 (1957), 304.
- [4] GHOSH, M. L.: Geofis. Pura E Appl. 49 (1961), 61.
- [5] KNOPOFF, L.: J. Appl. Phys. 30 (1958).
- [6] OLIVER, J.: Bull. Seis. Soc. Amer. 51 (1961), 1.
- [7] OLIVER, J., and M. MAJOR: Bull. Seis. Soc. Amer. 50 (1960), 165.

Ein neuer Vertikalseismograph mit galvanometrischer Registrierung

Von CH. TEUPSER und W. ULLMANN, Jena¹⁾

Eingegangen am 14. November 1962

Zusammenfassung: Wie der bereits bekannte Horizontalseismograph HSJ-I zeichnet der hier beschriebene elektrodynamische Vertikalseismograph VSJ-I die Bodenbewegungen in einem Periodenintervall von 0,1 bis 15 sec amplitudengetreu, 1000 fach vergrößert auf. Die Arbeitsperiode des mechanischen Empfängers beträgt 20 sec, die Eigenperiode des stark gedämpften Galvanometers 1 sec. Die Aufhängung des Gehänges erfolgt mittels nur auf Zug beanspruchter Blattfedern. Die Schraubenfeder ist mit Vorspannung gewickelt und so angeordnet, daß der Seismograph in der Ruhelage nicht gegen Horizontalbeschleunigungen empfindlich ist und das Trägheitsmoment des Gehänges nicht vom Ausschlag abhängt. Die Verwendung von Nispan C als Federmaterial erlaubt tägliche Raumtemperaturschwankungen von $\pm 1^\circ\text{C}$.

Summary: The electromagnetic vertical-seismograph VSJ-I described in this paper accurately records amplitudes of groundmotion in a period range of 0,1 till 15 sec like the previously published horizontal-seismograph HSJ-I. The apparatus has a magnification of 1000. The period of the pendulum is 20 sec and the overdamped galvanometer has a free period of 1 sec. The hinge of the pendulum is composed of two only tensioned leaf-springs. The supporting spring operates at zero-length. It is mounted in such a manner, that in the equilibrium position the seismograph is not sensitive against horizontal accelerations and the moment of the inertia of the pendulum does not depend on the boom-deflection. The use of Nispan C for spring-material allows temperature-variations of $\pm 1^\circ\text{C}$.

Seismische Stationen mit Instrumenten gleicher Abstimmung für die beiden horizontalen Komponenten und die vertikale Komponente der Bodenbewegung auszurüsten, ist eine bekannte und oft erhobene Forderung. Es war daher auch ein Ziel der seismometrischen Forschung am Institut für Bodendynamik und Erdbebenforschung in Jena, zu dem bereits bekannt gemachten elektrodynamischen Horizontalseismographen HSJ-I [8] den entsprechenden Vertikalseismographen VSJ-I zu entwickeln. Die Arbeitsperiode des mechanischen Empfängers beträgt 20 sec und die des Galvanometers 1 sec. Während die Dämpfung des mechanischen Empfängers, wie meist üblich,

¹⁾ Dr. CH. TEUPSER und Dr. W. ULLMANN, Institut für Bodendynamik und Erdbebenforschung in Jena der Forschungsgemeinschaft der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin.

bei $\alpha_s = 0,5$ liegt, ist das Galvanometer mit $\alpha_g = 10$ weit überkritisch gedämpft. Der Seismograph zeichnet die Bodenbewegung im Periodenintervall von 0,1 bis 15 sec amplitudengetreu, 1000fach vergrößert, auf. Die Amplituden- und die Phasencharakteristik für diese Abstimmung ist bereits in [8] gegeben.

Die grundlegenden Betrachtungen über die Abstimmung sind natürlich beim Vertikalseismographen die gleichen wie beim Horizontalseismographen. Die Anwendung der galvanometrischen Registriermethode erweist sich beim Vertikalinstrument schon deshalb als besonders empfehlenswert, da die selbst bei kleinen Temperaturschwankungen schon sehr großen Nullpunktsverlagerungen nicht registriert werden. Wie beim Horizontalseismographen wird die reduzierte Pendellänge $l = 50$ cm gewählt, und es wird auch das gleiche Galvanometer Typ H-01 des VEB Geophysikalischer Gerätebau Brieselang eingesetzt. Damit sich für den Rückwirkungsfaktor $\sigma^2 \leq 0,1$ ergibt, ist wiederum eine Gehängemassee von ca. 4 kg notwendig.

Wenn auch die Konstanten vom Horizontal- und Vertikalinstrument übereinstimmen, so besteht doch ein wesentlicher Unterschied in der Art der Aufhängung des Gehänges. Um bei einer reduzierten Pendellänge von 50 cm die hohe Eigenperiode von 20 sec zu erreichen, werden beim Horizontalseismographen die auf das Gehänge wirkenden Direktionskräfte durch eine nahezu vertikale Stellung der Drehachse vermindert. Beim Vertikalseismographen geschieht dies durch geeignete Anordnung der Schraubenfeder. Bild 1 zeigt das verwendete Prinzip. $A(a_1, a_2)$ und $B(b_1, b_2)$ sind der

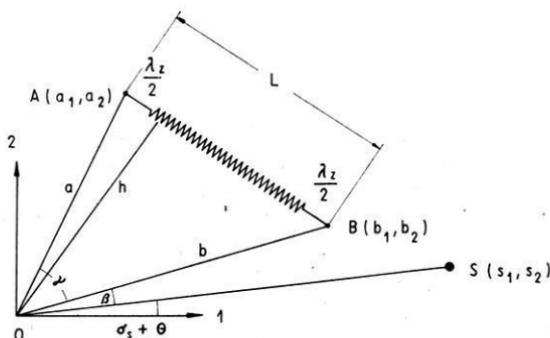


Abb. 1

gestell- und der gehängefeste Aufhängepunkt der Schraubenfeder. s ist die Entfernung des Massenmittelpunktes $S(s_1, s_2)$ von der Drehachse O , die mit der 3-Achse des Koordinatensystems 1, 2, 3 zusammenfällt. L ist der Abstand AB , $\frac{\lambda_z}{2}$ ist die Länge von jedem der beiden Zusatzstücke, die zur Festklemmung der Blattfederenden an den Schraubenfederenden dienen. Ist λ_F die Vorspannung der Schraubenfeder, h die Höhe im Dreieck ABO , β der von OB und OS eingeschlossene Winkel und γ der von OA und OB eingeschlossene Winkel, so gilt für die Eigenperiode des mechanischen Empfängers

$$T = 2\pi N \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad (1)$$

wobei

$$N^{-2} = \cot \gamma + \frac{h(\lambda_z + \lambda_F)}{L(L - \lambda_z - \lambda_F)} - \tan \sigma_s. \quad (2)$$

$\sigma_s + \Theta$ ist der von OS und der 1-Achse eingeschlossene Winkel, wobei Θ den Drehwinkel bezeichnet. Der zweite Term von N^{-2} verschwindet, wenn die Vorspannung der Schraubenfeder die Zusatzlängen $\frac{\lambda_z}{2}$ aufhebt, so daß $\lambda_F = -\lambda_z$. Ist außerdem σ_s vernachlässigbar, so erhält man große Eigenperioden, wenn $\gamma \approx \frac{\pi}{2}$. Es ist übrigens eine bereits bekannte Tatsache, daß durch die Bedingung $\lambda_F = -\lambda_z$ die nichtlinearen Effekte vermindert werden (s. z. B. [1] [7]).

Der seismische Empfänger soll natürlich nur die vertikale Komponente der Bodenbewegung empfangen und gegen horizontale Translationen unempfindlich sein. Diese Bedingung kann zwar nicht für alle Lagen des Gehänges, aber doch wenigstens für die Gleichgewichtslage $\Theta = 0$ erfüllt werden. Sie lautet

$$m s_2(0) + \frac{\mu}{2} b_2(0) = 0, \quad (3)$$

wobei m und μ die Massen des Gehänges und der Aufhängefeder sind, und wird durch

$$s_2(0) = 0, \quad (4)$$

$$b_2(0) = 0 \quad (5)$$

erfüllt.

Das ist nicht nur für die Theorie, sondern auch für die Praxis die einfachste Lösung. Wenn also der Massenmittelpunkt des Gehänges und der gehängefeste Angriffspunkt der Aufhängefeder in die horizontale Ebene durch den Schwerpunkt gelegt werden, ist der Vertikalseismograph in der Gleichgewichtslage gegen horizontale Translationen nicht empfindlich, ganz gleich, wie groß die Masse der Aufhängefeder ist. Bei Berücksichtigung der Federmasse μ ist also b_2 und damit der Winkel β nicht mehr frei wählbar. Es ist $\beta = 0, \pi$ zu wählen, und man erhält die beiden in Abb. 2 gezeigten Möglich-

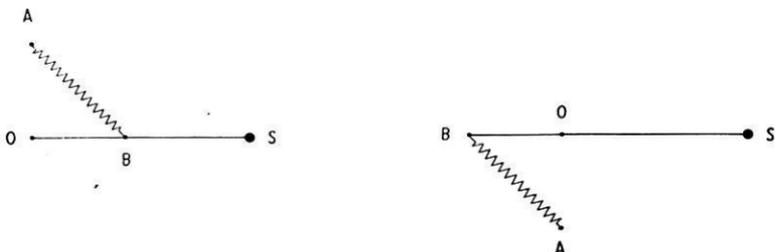


Abb. 2

keiten. Um den seismischen Empfänger nicht zu lang und zu hoch werden zu lassen, wird die erste Möglichkeit gewählt. Diese bereits von LACOSTE [6] vorgeschlagene Anordnung erweist sich bei Berücksichtigung der Federmasse als die günstigste.

Wenn als Lagekoordinate für das Gehänge der Drehwinkel um die Drehachse O gewählt wird, kann man beim Vertikalseismographen nicht mehr voraussetzen, daß die generalisierte Masse des Gehänges vom Drehwinkel θ unabhängig ist (s. [9]). Da die Schraubenfeder bei der Bewegung Lage und Gestalt verändert, ist auch mit einer Variation der generalisierten Masse zu rechnen. In der Bewegungsgleichung tritt dann ein dem Quadrat der Geschwindigkeit der Gehängebewegung proportionaler Term auf. Die generalisierte Masse errechnet sich zu

$$Q = K_s + \delta. \quad (6)$$

Dabei ist K_s das Trägheitsmoment des Gehänges ohne Feder und δ der Anteil, der von der Schraubenfeder herrührt. Wenn diese Feder ganzzahlig viele Windungen hat, ist

$$\delta = \frac{\mu}{3} \left[b^2 + \frac{6q^2 + \lambda_z^2 - 2\lambda_z L \left(1 - \frac{a^2 - b^2}{L^2} \right)^2}{16} \right]. \quad (7)$$

q ist der Radius des Trägheitsmomentes der Schraubenfeder bezüglich ihrer Achse. δ hängt von θ ab, weil L eine Funktion von θ ist. Diese Abhängigkeit von θ tritt nicht auf, wenn

$$\lambda_z = 0 \quad (8)$$

und

$$a = b \quad (9)$$

gewählt wird. Die zweite Bedingung ist leicht zu erfüllen. Die erste kann dagegen nur annähernd erfüllt werden, da stets kleine Stücke zur Befestigung der Blattfedergelenke notwendig sind. Mit Hilfe der Gleichung (6) erhält man für die reduzierte Pendellänge des Vertikalseismographen

$$l = \frac{K_s + \delta}{m s_1(0) + \frac{\mu}{2} b_1(0)}.$$

Vernachlässigt man den zweiten Term in (7), so ergibt sich in erster Näherung

$$l = l_0 \left(1 + \frac{\mu b^2}{3 K_s} - \frac{\mu b_1(0)}{2 m s_1(0)} \right).$$

l_0 ist dabei die reduzierte Pendellänge ohne Berücksichtigung der Federmasse. Diese Formel stimmt mit der bereits von GOLICYN [2] [3] angegebenen überein. In ihr treten Größen, die von der Lage des gestellfesten Aufhängepunktes abhängen, nicht auf. Bei der experimentellen Bestimmung der reduzierten Pendellänge kann man also die Schraubenfeder berücksichtigen, wenn man sie am gestellfesten Aufhängepunkt löst

und nunmehr das freie Ende in der Drehachse befestigt, wie es GRENET [4] vorgeschlagen hat.

Wie beim Horizontalseismographen ist sehr viel Aufmerksamkeit auf eine einwandfrei definierte Drehachse des starren Gehängebestandteils zu legen. Die beste Lösung wird wieder ein nur auf Zug beanspruchtes Blattfedergelenk sein. Die Blattfedern werden genau dann nur auf Zug beansprucht, wenn sie in Richtung der Kräfte liegen, die in der Drehachse angreifen müssen, damit das Gehänge in der Gleichgewichtslage bleibt (s. Abb. 3). Am Gehänge greifen die Federkraft und die Schwerkraft an. Die

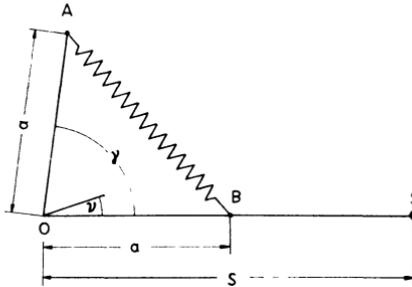


Abb. 3

Reaktionskräfte an jener Drehachse bilden mit der Horizontalen den Winkel ν . Für den hier interessierenden Fall $a = b$ und $\beta = 0$ ergibt das Prinzip der virtuellen Verrückung

$$\tan \nu = - \frac{s-a}{s + \frac{\mu}{2m} a} \cot \frac{\gamma}{2}.$$

Die Blattfedern müssen genau horizontal angeordnet werden, wenn die Schraubenfeder im Schwerpunkt angreift. Wenn $a < s$, ist ν negativ, und wenn $a > s$, ist ν positiv. Mit einem einfachen Blattfedergelenk ist also eine einwandfreie Aufhängung des Gehänges möglich. Die oft benutzte Kreuzfederanordnung erweist sich als ungeeignet, da nur bei Anordnungen mit großen Rückstellmomenten das Momentendrehzentrum in Ruhe bleibt [5].

Die größten Schwierigkeiten bei der Konstruktion von langperiodischen Vertikalseismographen bereitet der Temperaturkoeffizient des Elastizitätsmoduls der Aufhängefeder. Ist f die Federkonstante, so ist die von der Feder ausgeübte Kraft

$$F = f(L - \lambda_F - \lambda_z).$$

Die Federkraft ist von der Temperatur abhängig, und es ändert sich somit bei einer Temperaturschwankung Δt^0 die Gleichgewichtslage um $\Delta \theta$. Die Theorie ergibt

$$\frac{\Delta \theta}{\Delta t} = \frac{\partial f}{\partial t} \frac{N^2}{f}.$$

Es ist hier $N^2 \approx 200$, und somit muß $\left| \frac{\partial f}{f \partial t} \right| < 2 \cdot 10^{-5}$ sein, damit der Ausschlag des Gehänges bei einer Temperaturschwankung von $\Delta t = \pm 1^\circ$ noch innerhalb seiner Begrenzung bleibt. Da bei gewöhnlichem Federstahldraht der Temperaturkoeffizient mindestens zehnmal größer ist, mußte zu einer Speziallegierung gegriffen werden. Es wurde geeignet vorbehandeltes Nispan C verwendet und mit den ersten Versuchsfedern die obige Bedingung — wenn auch knapp — erfüllt.

Das Mustergerät des Vertikalseismographen zeigt Abb. 4. Die beiden Aufhängepunkte der Schraubenfeder können mit Feintrieben verstellt werden. Bei einer Verschiebung des gestellfesten Aufhängepunktes ändert sich der nahezu rechte Winkel γ kaum. Es kann also mit dieser Schraube die Gleichgewichtslage des Gehänges verändert werden. Beim Verstellen des gehängefesten Aufhängepunktes ändert sich der Winkel γ , und somit kann die Eigenperiode des mechanischen Empfängers auf genau 20 s eingestellt werden. Wie beim Horizontalseismographen sind die Tauchspulen für

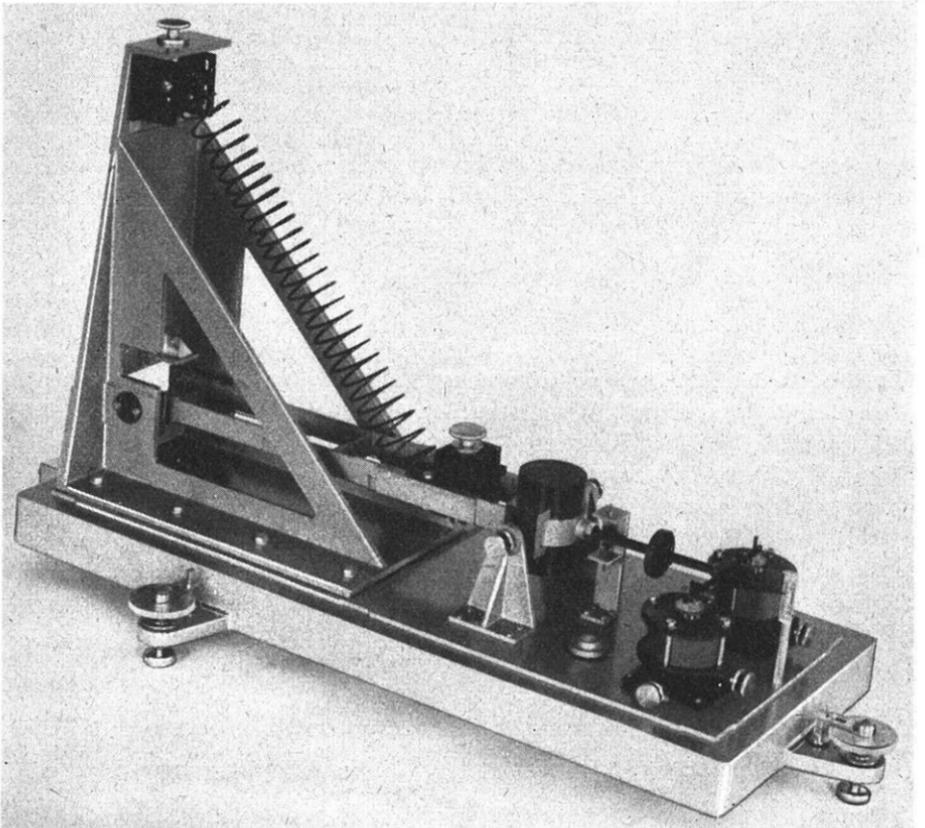


Abb. 4

die Registrierung und für die Dämpfung in zwei Magnetsystemen getrennt untergebracht. Es können damit der Dämpfungsspule elektrische Impulse zum Anstoßen bei der Eichung zugeführt werden, ohne daß durch Induktion der Galvanometerkreis beeinflusst wird.

In Abb. 5 ist das ebenfalls neu entwickelte Registriergerät zu sehen. Die Filmabmessungen betragen 30×90 cm. Die Filmgeschwindigkeit ist in Stufen von 7,5; 15; 30; 60 und 120 mm/min wählbar. Der Seitentransport kann auf 1,25; 2,5; 3,3

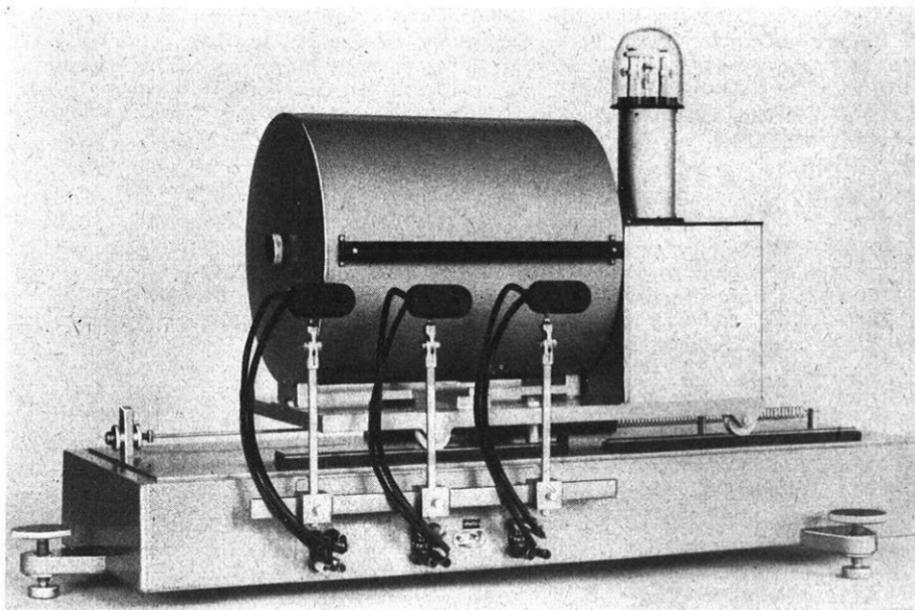


Abb. 5

und 5 mm/Trommelumdrehung eingestellt werden. Der Antrieb erfolgt über ein Federwerk, das in Abständen von drei Stunden automatisch aufgezogen wird. Eine Gangreserve von ca. 6 Stunden im ungünstigsten Fall dürfte auch größere Netzausfälle überbrücken. Zur Zeitmarkierung wird in den Lichtstrahl kurzzeitig ein Graufilter geschoben. Damit wird die Registrierung während der Markierungsdauer nicht unterbrochen, die Zeitmarke hat auch bei der schnellsten Papiergeschwindigkeit die notwendige Schärfe.

Die Konstruktion der Geräte hat in bewährter Weise Herr Ing. M. SCHÜHMANN durchgeführt. Der Bau der Muster erfolgte in der Werkstatt des Instituts. Die Herren Dr. HENTSCH vom Institut für metallische Spezialwerkstoffe, Dr. SEILER vom VEB Halbzeugwerk Auerhammer und der Technische Beratungsdienst des VEB Draht- und Federwerk Karl-Marx-Stadt haben uns bei der Herstellung der Feder wertvolle Hilfe geleistet. Es ist uns eine angenehme Pflicht, ihnen unseren Dank auszusprechen.

Literatur

- [1] DUCLAUX, F.: Séismométrie théorique. Paris: Gauthier-Villars 1960, 129 S.
- [2] GALITZIN, B.: Über einen neuen Seismographen für die Vertikalkomponente der Bodenbewegung. Comptes Rendus des Séances de la Commission Sismique Permanente, **4** (1911), 2, S. 1—34.
- [3] GALITZIN, B.: Vorlesungen über Seismometrie. Leipzig, Berlin: Teubner 1914, 538 S.
- [4] GRENET, G.: L'influence du ressort de suspension sur le fonctionnement des séismographes verticaux. Comptes Rendus hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences **213** (1941), S. 246—248.
- [5] HASSELMEIER, H.: Allgemeine Untersuchungen über das Kreuzfedergelenk. Jenaer Jahrbuch 1954/I, S. 279—304.
- [6] LACOSTE, L. J. B.: A new type long period vertical seismograph. Physics **5** (1934), S. 178—180.
- [7] MEISSER, O.: Beiträge zur Konstruktion eines Vertikalseismometers. Zeitschr. Geophys. **13** (1937), 7/8, S. 251—269.
- [8] TEUPSER, CH., und W. ULLMANN: Ein neuer Horizontalseismograph mit galvanometrischer Registrierung. Zeitschr. Geophys. **25** (1959), 6, S. 272—279.
- [9] ULLMANN, W.: Das Problem der konstanten Übertragungsfaktoren eines mechanischen Empfängers. Veröffentlichungen des Instituts für Bodendynamik und Erdbebenforschung Jena, (1958), 61, 33 S.

Ionosphärenbeobachtungen zur Sonnenfinsternis am 15. Februar 1961

Von O. BURKARD, Graz¹⁾

Eingegangen am 26. November 1962

Zusammenfassung: Der Verlauf der kritischen Frequenzen der F -Schicht während der Finsternis wird in einem Diagramm gezeigt. Der Finsternis-Einfluß tritt hierbei wesentlich weniger deutlich in Erscheinung als in einer Darstellung, bei der die für Dreiminutenabstände ermittelten relativen Elektronendichten N/N in Abhängigkeit von der Zeit eingetragen sind. Hierin stellen die N -Werte die maximalen Elektronendichten an den Vergleichstagen dar. Aus dieser letzteren Darstellung ergibt sich der Befund, daß vom Beginn der Finsternis bis kurz vor ihrem Maximum die Größe $(N/N)^3$ proportional ist der nicht abgedeckten Sonnenfläche D . Es kann darüber hinaus gezeigt werden, daß sich diese Beziehung auch für die Sonnenfinsternisbeobachtungen in Khartum (25. Februar 1952, $F1$ -Schicht) nachweisen lassen. Die einfachste Erklärung scheint die zu sein, für das Verschwinden der Elektronen einen Dreierstoß anzunehmen, so daß im fraglichen Zeitintervall die Gleichung

$$q = \gamma \cdot N^3$$

(q = Elektronenproduktion) gelten müßte.

Summary: The paper deals with the critical frequencies f_oF measured during the eclipse over Graz and the relative concentrations N/N (N = electron-concentration measured on the control-days). From beginning till a short time before the maximum of the eclipse the term $(N/N)^3$ was found proportional to the fractional area of Sun's disk not obscured by Moon. The same result is obtained for similar observations made at Khartoum during the sun-eclipse on February 15th, 1952. The simplest interpretation of these findings may be that the electron-loss follows neither a linear nor a square but a cubic law, so that for the time in question is valid: $q = \gamma \cdot N^3$ (q = electron-production).

An der Ionosphärenstation der Universität Graz konnte die Sonnenfinsternis vom 15. Februar 1961 gut beobachtet werden, soweit die F -Schicht in Betracht kommt; die Auswirkungen der Finsternis auf die E -Schicht konnten hingegen nicht erfaßt werden, da der Meßbereich der Anlage hierfür nicht ausreicht. Die wichtigsten astronomischen Daten sind im folgenden zusammengestellt und beziehen sich auf eine Beobachtungshöhe von 250 Kilometern, die durchschnittliche Höhenlage der maximalen Elektronenkonzentration während der Finsternis.

Erster Kontakt	7 ^h 36,0 ^m MEZ
Größte Phase	8 ^h 44,5 ^m MEZ
Hierbei nicht abgedeckte Sonnenfläche	1,78% der Sonnenscheibe
Letzter Kontakt	9 ^h 56,7 ^m MEZ

¹⁾ Prof. Dr. O. BURKARD, Institut für Meteorologie und Geophysik, Universität Graz.

Am Finsternistag wurden zwischen 6^h30 MEZ und 13 Uhr MEZ Ionogramme in Dreiminutenabständen aufgenommen, an den zwei vorhergehenden und an den beiden nachfolgenden Tagen wurden über die gleiche Zeit viertelstündige Vergleichsbeobachtungen durchgeführt. Die kritische Frequenz foF der F -Schicht — bzw. der $F2$ -Schicht, die Aufspaltung war nur zeitweilig einigermaßen deutlich ausgeprägt — stieg, wie man aus der Abb. 1 entnehmen kann, zunächst bis zum Beginn der Finsternis fast ungestört

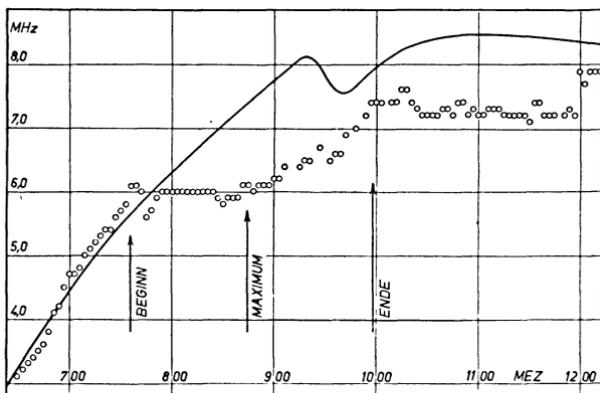


Abb. 1: Verlauf der kritischen Frequenzen foF in Graz (Sonnenfinsternis vom 15. Febr. 1961).

an. Hierauf blieb sie, von einigen geringfügigen Schwankungen abgesehen, bis zum Maximum der Verfinsternung nahezu konstant. Anschließend steigt nun die Frequenz zunächst langsam, gegen das Ende der Finsternis kräftig an, erreicht aber nicht mehr die Werte der Vergleichstage. Der Verlauf der kritischen Frequenz an den Vergleichstagen wies eine relativ große Streuung der vier Tage untereinander auf, für den Mittelwert kann jedoch der morgendliche Anstieg sehr gut durch den Ansatz

$$\overline{foF} \propto (\cos \chi)^{0,31}$$

beschrieben werden (χ = Zenithwinkel der Sonne). Dies gilt allerdings nur bis gegen 9^h15 MEZ; nach diesem Zeitpunkt sank nämlich die kritische Frequenz vorübergehend etwas ab und erreichte ein Minimum von 7,5 MHz um 9^h45 MEZ. Die Mittelwerte des gesamten Monats weichen von diesem eben beschriebenen Verlauf nur wenig ab, auch bei ihnen tritt dieses Nebenminimum der kritischen Frequenzen auf, so daß es offenbar nicht als zufällig betrachtet werden kann. Es bleibt freilich offen, ob das Minimum unter den speziellen Bedingungen der eben vorausgegangenen Sonnenfinsternis am Finsternistag im selben Ausmaß aufgetreten wäre und wegen dieser den Beobachtungsergebnissen nach 9^h15 anhängenden Unsicherheit sollen die betreffenden Werte außer Betracht bleiben.

Viel klarer als aus dem Verlauf der unmittelbar beobachteten kritischen Frequenzen läßt sich der Einfluß der Sonnenfinsternis aus dem zeitlichen Verlauf des Quotienten

$(foF/\overline{foF})^2 = N/\overline{N}$ erkennen, der in Abb. 2 dargestellt wurde. Der Abfall bis zum Maximum der Verfinsternung ist hier sehr deutlich ausgeprägt, und man kann auch gut erkennen, daß der kleinste Wert von N/\overline{N} erst etwa 15 Minuten nach der größten

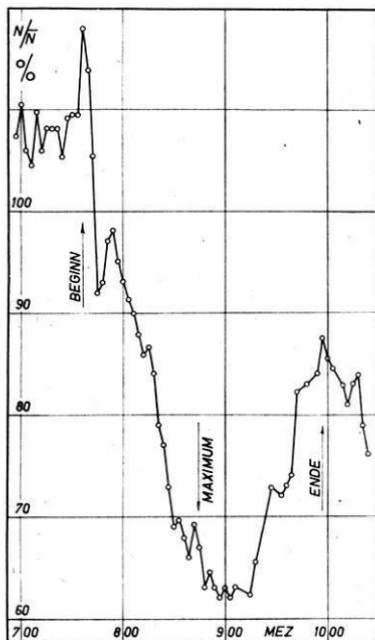


Abb. 2: Verlauf der relativen Elektronenkonzentration N/\overline{N} während der Finsternis.

Phase erreicht wird. Der Abfall der Werte ist — nur wenig gestört — fast zeitlinear, und auch der Wiederanstieg der relativen Ionisation verläuft anfänglich fast symmetrisch zum Abfall. Knapp nach dem Ende der optischen Verfinsternung tritt allerdings eine Störung ein, die aber möglicherweise nicht ursächlich mit der Finsternis zusammenhängt. Für die folgende Diskussion wird daher zur Vorsicht nur das Beobachtungsmaterial des abfallenden Kurvenastes herangezogen.

In der Besprechung der analogen Ionosphärenbeobachtungen, die in Sottens (Schweiz) während dieser Sonnenfinsternis erhalten wurden, meint WALDMEIER [1], bei der Berechnung der Elektronendichte N in der F2-Schicht sei der Ladungstransport durch Strömung nicht zu vernachlässigen und die Kontinuitätsgleichung müsse daher in der Form

$$dN/dt = I - \beta \cdot N - d(Nv)/dh$$

angesetzt werden. Hierin bedeutet I die Strahlungsintensität, β den Anlagerungskoeffizienten, v die Geschwindigkeit der Aufwärtsströmung und h die Höhe. Es mag unbestritten bleiben, daß in manchen speziellen Fällen die Kontinuitätsgleichung in

dieser (oder einer ähnlichen) erweiterten Form benützt werden muß, um den Beobachtungen gerecht werden zu können. Es muß aber andererseits auch immer wieder darauf mit Nachdruck hingewiesen werden, daß eine überwiegende Mehrzahl von Beobachtungsergebnissen mit einem derartigen Ansatz nicht erklärt werden kann.

Wie schon mehrfach nachgewiesen wurde [2], kann man sehr leicht zeigen, daß für fast alle Zeiten und für fast alle Beobachtungsorte die kritischen Frequenzen sowohl der E -, als auch der $F1$ - und der $F2$ -Schicht in den Morgenstunden, zum Teil aber auch für die ganze Zeit von Sonnenaufgang bis Sonnenuntergang dargestellt werden können durch den Ansatz

$$f_o \propto (\cos \chi)^x,$$

worin χ , wie schon erwähnt, den Zenithwinkel der Sonne bedeutet und mit x eine Größe benannt wird, die mit Ort, Jahreszeit und Ionosphärenschicht variiert. Wegen der bekannten Beziehung, die zwischen der kritischen Frequenz und der ihr entsprechenden maximalen Elektronendichte N besteht, gilt für die obigen Fälle dann natürlich auch

$$N \propto (\cos \chi)^{2x}.$$

Kehrt man mit diesem Ergebnis nun aber zurück zur früher angeschriebenen Kontinuitätsgleichung, dann sieht man sofort die Schwierigkeiten, die sich hier ergeben: Der Term dN/dt enthält nun als zeitabhängigen Faktor $(\cos \chi)^{2x-1} \cdot d(\cos \chi)/dt$, während auf der rechten Seite der Gleichung der Term I nach der einfachen Chapman-Theorie (d. h. für eine isotherme Ionosphäre) als zeitabhängigen Faktor einfach $(\cos \chi)$ enthält, und der zweite Term, $\beta \cdot N$ nämlich, variiert — bei konstantem β — nach den obigen Überlegungen mit $(\cos \chi)^{2x}$. Dazu kommt schließlich noch das Strömungsglied, für das erst festgelegt werden müßte, ob die darin enthaltene Geschwindigkeit v zeitlich konstant oder variabel angenommen werden soll. Im ersteren Fall könnte dann die Gleichung die Beobachtungsergebnisse überhaupt nicht befriedigen, im zweiten Fall hingegen müßte offenbar die zeitliche Variation der Geschwindigkeit eine recht komplizierte Funktion von $\cos \chi$ sein. Die Wahrscheinlichkeit, daß die obengenannte einfache zeitliche Variation von N durch einen einfachen mathematischen Ansatz befriedigt werden kann, ist offenbar größer als die, daß hierfür ein viergliedriger Ansatz mit Differentiationen nach der Zeit und nach dem Ort bemüht werden müßte. Mit anderen Worten, die Beobachtungsergebnisse legen es nahe, die Terme dN/dt und $d(Nv)/dh$ in den einfach gelagerten Fällen zu vernachlässigen. Die jeweils gerade herrschende Elektronendichte N wäre demnach lediglich bestimmt durch die Größe der Strahlungsintensität I und durch den Elektronenvernichtungsprozeß. Für ihn finden sich in der Literatur vorwiegend zwei Möglichkeiten zur Diskussion gestellt:

Ein Prozeß, der proportional der einfachen Elektronendichte verläuft (lineares Gesetz, „Quasi-Anlagerung“), oder aber ein Prozeß, bei dem die Zahl der verschwindenden Elektronen dem Quadrat der Elektronendichte proportional ist (quadratisches Gesetz, Wiedervereinigung). Man hat oft gehofft, aus dem nächtlichen Abfall der Elektronendichte eine Entscheidung zwischen diesen beiden Möglichkeiten treffen zu

können. Tatsächlich aber scheitern derartige Versuche daran, daß die beiden genannten Fälle in erster Näherung identisch sind und daß für Näherungen höherer Ordnung die Genauigkeit der Beobachtungsdaten nicht hinreicht. Sowohl das lineare als auch das quadratische Verschwindungsgesetz führt auf eine zeitlineare Abnahme der Elektronendichte in der Nacht. Für das lineare Gesetz folgt aus $dN/dt = -\beta \cdot N$ die Näherungslösung

$$N = N_0 \cdot (1 - \beta \cdot t + \dots).$$

Für das quadratische Gesetz folgt aus dem üblichen Ansatz $dN/dt = -\alpha \cdot N^2$ die Näherungslösung

$$N = N_0 \cdot (1 - \alpha N_0 \cdot t + \dots).$$

Ja, selbst für ein kubisches Gesetz von der Form $dN/dt = -\gamma \cdot N^3$ ergibt sich in erster Näherung eine analoge Lösung in der Form

$$N = N_0 \cdot (1 - \gamma N_0^2 \cdot t + \dots),$$

wenn jeweils die zur Zeit $t = 0$ vorhandene Elektronendichte mit N_0 bezeichnet wird. Die mangelnde Genauigkeit der Beobachtungen und häufig auftretende störende Einflüsse in der Abnahme der nächtlichen Ionisation lassen nun leider kaum mehr erkennen, als daß in vielen Fällen die Elektronendichte N tatsächlich linear mit der Zeit kleiner wird.

Neben dem Studium des nächtlichen Ionisationsabfalles wurde wiederholt auch versucht, aus dem Verhalten der Elektronendichte während einer Sonnenfinsternis Schlüsse zu ziehen auf das maßgebliche Gesetz, dem das Verschwinden der Elektronen gehorcht. Auch hier sind die Ergebnisse zum Teil recht widerspruchsvoll, und eine klare Erkenntnis konnte auch auf diesem Weg bisher nicht gewonnen werden. In diesem Zusammenhang muß aber ein Befund mitgeteilt werden, der vielleicht die Diskussion um diesen Fragenkomplex in ein neues Licht zu rücken vermag. Aus dem in Abb. 2 gezeigten Verlauf des Quotienten N/N folgt nämlich für die Zeit vom Beginn der Finsternis bis knapp vor ihrem Maximum ein Zusammenhang mit der Größe der vom Mond nicht abgedeckten, also strahlenden Sonnen-Restfläche. Wenn D die Größe dieser strahlenden Fläche in Prozenten der gesamten Sonnenfläche bedeutet, dann ergibt sich für die eben genannte Zeit der Zusammenhang

$$(N/\bar{N})^3 \propto D.$$

Um sicherzustellen, daß es sich nicht um eine durch einen Zufall vorgetäuschte Beziehung handelt, wurden nun im Institut schon vor Jahren bearbeitete Daten einer am 25. Februar 1952 in Khartum beobachteten Sonnenfinsternis ($F1$ -Schicht) auf das Bestehen einer derartigen Beziehung hin überprüft. Auch für diese Finsternis ergibt sich mit erstaunlich geringer Streuung der Werte vom Finsternisbeginn bis knapp vor ihrem Maximum der genannte Zusammenhang. Die betreffenden Werte sind in Abb. 3 in logarithmischer Form eingetragen, so daß unmittelbar aus der Neigung der durch die Punkte hindurchgelegten Gerade die dritte Potenz ersichtlich wird.

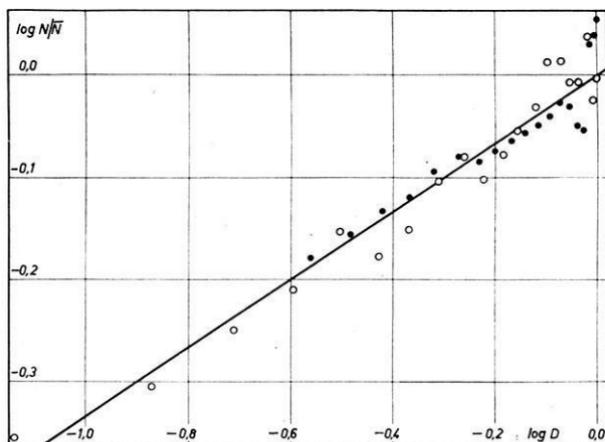


Abb. 3: Zusammenhang zwischen relativer Elektronenkonzentration und Strahlungsintensität zum Nachweis der Beziehung $(N/\bar{N})^3 \propto D$. (● ● ● Graz, ○ ○ ○ Khartum)

Nach dem früher Ausgeführten wird man dazu neigen, aus der Einfachheit dieses Zusammenhanges darauf zu schließen, daß ihm nur ein einfacher mathematischer Ansatz und keine komplizierte partielle Differentialgleichung zugrunde gelegt werden kann. Das hieße aber auch hier, daß für den betrachteten Zeitraum nur die Strahlungsintensitäten bei abgedeckter (für N) bzw. nicht abgedeckter (für \bar{N}) Sonnenscheibe und die Elektronenvernichtung maßgeblich sind für die jeweils auftretenden Elektronendichten. Dann aber bleibt kaum ein anderer Weg offen als der, für den Prozeß der Elektronenvernichtung ein kubisches Gesetz anzunehmen. Physikalisch gesehen würde dies vermutlich einem „Dreierstoß“ entsprechen, wobei es sich bei den am Stoß beteiligten Teilchen um solche handeln müßte, deren Teilchendichten gleich oder zumindest proportional der Elektronendichte sind. Bedauerlicherweise sind derartige Dreierstöße im Hinblick auf die ionosphärischen Verhältnisse bisher kaum theoretisch behandelt worden, doch kann vielleicht der hier aufgezeigte Befund nunmehr den Anstoß zu einer intensiveren Behandlung dieser Frage geben.

Herrn Prof. Dr. O. MATHIAS von der Sternwarte Graz habe ich für die Bereitstellung der astronomischen Daten der Sonnenfinsternis in Graz zu danken, Herrn C. M. MINNIS von der Radio Research Station in Slough für die ionosphärischen und astronomischen Daten der Sonnenfinsternis in Khartum. Ferner habe ich meinen Mitarbeitern zu danken: Herrn Dr. V. MOSTETSCHNIG für die Ionosphärenbeobachtungen in Graz und Frau Dr. W. TRIEBL für die Auswertung der Ionogramme.

Literatur

- [1] WALDMEIER, M.: ZS f. Astrophysik 53, 208—218, 1961.
- [2] PICHLER, H.: Geofisica pura e appl. 33, 146—152, 1956 (für die E -Schicht).
 BURKARD, O.: J. Atmosph. Terr. Phys. 8, 83—90, 1956 (für die $F1$ -Schicht).
 BURKARD, O.: Geofisica pura e appl. 34, 207—210, 1956 (für die $F2$ -Schicht).

Programmsteuerung der Empfindlichkeit seismischer Meßapparaturen¹⁾

Von

O. ROSENBACH und O. SCHMITT, Mainz²⁾

Eingegangen am 5. Dezember 1962

Zusammenfassung: Es wird ein Steuergerät beschrieben, das die stufenweise Änderung der Empfindlichkeit einer konventionellen seismischen Apparatur während der Aufnahmezeit des Seismogramms gestattet. Das Steuerprogramm wird durch Vorwahl festgelegt und läuft automatisch ab. — Das Steuergerät ist aus einer Serie von elektronischen Zeitschaltern aufgebaut, die als monostabile Multivibratoren arbeiten. Seine Verwendung zusammen mit einer seismischen Apparatur mit Verstärker wird erläutert. — Bei der Aufnahme von Bodenbewegungen mit stark variierenden Amplituden erlaubt das Steuergerät eine bessere Ausnutzung der konventionellen seismischen Apparatur, indem die Empfindlichkeit derselben dem jeweiligen Amplitudenangebot angepaßt werden kann. Wegen der stufenweisen Änderung der Empfindlichkeit sind die aufgenommenen Seismogramme leicht quantitativ auswertbar.

Summary: A control device permitting the switching by steps of the sensitivity of a conventional seismic system during recording is described. A preselected control program is run automatically. The control device consists of a series of electronic time switches using monostable multivibrators. Its use in connection with seismic equipment is described. — While recording ground motions of widely varying amplitudes, the device permits a more efficient use of conventional seismic equipment by better matching the sensitivity of the system. Because of the step changes of the sensitivity, quantitative interpretation of the records is easy.

¹⁾ Spezialuntersuchung im Rahmen des Schwerpunktprogrammes der Deutschen Forschungsgemeinschaft „Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes in Mitteleuropa“, Beitrag Nr. 17.

²⁾ Prof. Dr.-Ing. O. ROSENBACH und Dipl.-Phys. O. SCHMITT, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Mainz.

I. Einleitung

Bei vielen seismischen Vorgängen, insbesondere in der Sprengseismik, variiert das Amplitudenangebot der Bodenbewegung sehr stark, wodurch zwangsläufig Schwierigkeiten bei der Registrierung auftreten. Soll das aufgenommene Seismogramm quantitativ ausgewertet werden, so ist es üblich, mit konstanter Empfindlichkeit der Aufnahmeapparatur zu arbeiten. Dabei wird die Empfindlichkeit so gewählt, daß normalerweise der Beginn des Seismogramms gut „lesbar“ wird, d. h. daß eine quantitativ auswertbare Aufzeichnung des Beginns der Bodenbewegung am Aufnahmeort erfolgt. Nach Ablauf einer gewissen Zeit jedoch ist die Bodenbewegung so weit abgeklungen, daß die Empfindlichkeit der Apparatur nicht mehr ausreicht, um ein lesbares Seismogramm zu liefern.

Vielfach treten aber auch Registrieraufgaben auf, bei denen eine Lesbarkeit des Seismogramms für solche Zeitintervalle gefordert wird, die gegenüber dem soeben skizzierten Normalfall länger sind (z. B. Kendall, 1941; Jolly, 1953) oder später liegen (z. B. PIERAU-ROSENBACH, 1960). Für derartige Aufgaben ist die übliche Technik der Registrierung mit konstanter Empfindlichkeit nicht gut geeignet, da außerhalb des Zeitintervalls der Lesbarkeit des Seismogramms die Aufnahmeapparatur entweder zu empfindlich („übersteuert“) oder zu unempfindlich ist. Es ist also die „Dynamik“ der Registrierapparatur nicht hinreichend angepaßt der „Dynamik“ der aufzunehmenden Bodenbewegung. Diese Eigenschaft haftet je nach Arbeitsziel mehr oder minder stark allen gebräuchlichen Registriersystemen an, gleichgültig, ob diese mit oder ohne Verstärker arbeiten und ob die Aufzeichnung mit Hilfe von Lichtstrahlzillographen, Direktschreibern etc. oder auf Magnetband erfolgt.

Hiernach besteht also der Bedarf, für die Aufnahme von Bodenbewegungen mit stark variierenden Amplituden eine geeignete Apparatur zur Verfügung zu haben, deren Empfindlichkeit dem jeweiligen Amplitudenangebot angepaßt werden kann und deren Aufzeichnung quantitativ auswertbar ist. — In dieser Arbeit wird eine derartige „Amplitudenregelung“ für quantitative seismische Messungen beschrieben, die als Ergänzung zu üblichen Apparaturen benutzt wird, bei denen die Empfindlichkeit einstellbar und sonst für einen Meßvorgang konstant ist.

Unser Thema möge noch durch die beiden folgenden Bemerkungen erläutert und abgegrenzt werden:

1. In der Angewandten Seismik werden Verstärker mit automatischer Amplitudenregelung in verschiedenen Ausführungen verwendet. Zum Beispiel wird bei einer verbreiteten Regelmethode ein Teil der Ausgangsspannung gleichgerichtet und dem Verstärker wieder zugeführt. Diese Gleichspannung beeinflusst die Gitterspannung einer Röhre und hat Verschiebungen des Arbeitspunktes auf der Kennlinie, d. h. Änderungen der Verstärkung zur Folge. Eine „Kompression“ des Seismogramms nach dieser oder ähnlichen Methoden verhindert eine Übersteuerung des Schreibwerks. Jedoch ist eine quantitative Beurteilung der wahren Bodenamplitude auf Grund der Registrierung nicht möglich.

2. Eine photoelektrisch arbeitende Vorrichtung zur automatischen Verringerung der Empfindlichkeit eines Galitzin-Seismographen für die Registrierung starker Erdbeben beschreibt FREMD (FREMD, 1960). Demgegenüber ist die von uns zu beschreibende Empfindlichkeitsregelung auf andere Registrieraufgaben ausgerichtet, wie der folgende Abschnitt zeigen wird.

II. Problemstellung

An einem seismischen Registrierkanal seien gemäß Abb. 1 a eine Reihe von Empfindlichkeitsstufen E_i einstellbar. Bei der konventionellen Aufnahmetechnik wird die

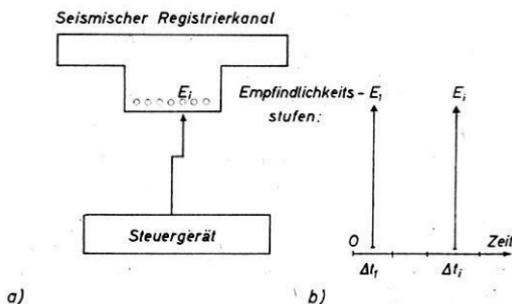


Abb. 1 a, 1 b: Steuerung der Empfindlichkeit eines seismischen Registrierkanals.
 a) Angriffspunkt des Steuergerätes, b) Steuerprogramm

Empfindlichkeit vor Beginn der Registrierung manuell eingestellt, sodann bleibt sie während der Aufnahmezeit des Seismogramms konstant.

Demgegenüber soll nun der Registrierkanal entsprechend Abb. 1 a durch ein Steuergerät ergänzt werden, das die Empfindlichkeit des Kanals während der Aufnahmezeit des Seismogramms geeignet ändert. Im einzelnen soll das Steuergerät folgenden Forderungen genügen:

1. Die Aufnahmezeit t_a des Seismogramms wird in aufeinanderfolgende Zeitintervalle Δt_i ($i = 1, 2, 3, \dots n$) aufgeteilt, so daß

$$\sum_{i=1}^n \Delta t_i = t_a.$$

Die einzelnen Δt_i sollen innerhalb geeigneter Grenzen kontinuierlich regelbar sein.

2. Während eines Zeitintervalls Δt_i wird am seismischen Registrierkanal die Empfindlichkeit E_i eingestellt, so daß sich ein Steuerprogramm gemäß Abb. 1 b ergibt.
3. Das Steuerprogramm wird vor Beginn der Registrierung, also durch „Vorwahl“ auf Grund der Erfahrung des Beobachters über den zeitlichen Ablauf der Intensität des seismischen Vorgangs festgelegt. Die Vorwahl betrifft sowohl die Länge der Zeitintervalle Δt_i als auch die Empfindlichkeitsstufen E_i , wobei letztere beliebig

wählbar sein sollen, so daß insbesondere auch einzelne von ihnen untereinander gleich sein können.

4. Das Steuerprogramm wird durch eine geeignete Startvorrichtung ausgelöst und läuft dann automatisch ab.

Ersichtlich sind diese Forderungen vornehmlich auf die Aufzeichnung von Bodenbewegungen ausgerichtet, deren Anregung willkürlich erfolgt, z. B. durch Sprengung, Schlag usw. Für derartige Registrieraufgaben werden normalerweise bewegliche Apparaturen benutzt, die elektrisch oder elektronisch arbeiten und deren Empfindlichkeit durch geeigneten Abgriff an einem Spannungsteiler regulierbar ist. Hiernach wird also dieser Spannungsteiler der Angriffspunkt des Steuergerätes am konventionellen Registrierkanal sein; selbstverständlich darf durch diesen Eingriff der Registrierkanal selbst in seiner Funktion und seinen aufnahmetechnischen Daten nicht störend beeinflußt werden.

III. Aufbau und Arbeitsweise des Steuergerätes

1. Allgemeine Forderungen

Beim Entwurf der Apparatur mußte neben der eigentlichen Meßaufgabe berücksichtigt werden, daß die Anordnung für den Feldeinsatz geeignet sein soll. Geringes Gewicht und niedriger Leistungsbedarf standen bei der Planung im Vordergrund. Als aktive Schaltelemente kommen deswegen nur Transistoren in Frage. Ein Nachteil des Transistors gegenüber der Röhre, seine Temperaturempfindlichkeit, muß in Kauf genommen werden. Es hat sich gezeigt, daß die üblichen Stabilisierungsmaßnahmen für die im Gelände auftretenden Temperaturänderungen ausreichen.

2. Der elektronische Zeitschalter als Grundeinheit des Steuergerätes

Die Grundeinheit des Steuergerätes bildet der elektronische Zeitschalter, dessen Funktion zunächst skizziert und anschließend an Hand der Strom-Spannungs-Charakteristik ausführlich erläutert wird.

a) Skizzierung der Wirkungsweise

In Abschnitt II wurde erläutert, wie die gewünschten Empfindlichkeiten E_i für die jeweiligen Zeitintervalle Δt_i abgetastet werden sollen. Die Kontaktgabe bei diesem Abtastvorgang erfolgt durch elektromagnetische Relais, bei denen bekanntlich zwischen Erreger- und Arbeitskreis gemäß Abb. 2 zu unterscheiden ist. Unter dem Erregerkreis soll hier das Netzwerk verstanden werden, das für ein bestimmtes Zeitintervall Δt einen Strom durch die Erregerspule Rel des Relais schickt. Der Strom

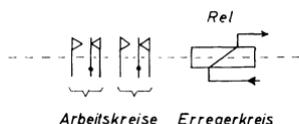


Abb. 2: Wirkungsweise des elektromagnetischen Relais.

bewirkt ein Öffnen oder Schließen mehrerer Federkontakte, über die in den Arbeitskreisen die Nutzspannungen geschaltet werden. Die verschiedenen Nutzspannungen ihrerseits sind verantwortlich für die Empfindlichkeiten E_i der Registrierapparatur nach Abb. 1 a und Abb. 7.

Die in Abb. 2 dargestellte Einheit kann auch durch rein elektronische Torschaltungen ohne mechanisch bewegliche Teile ersetzt werden. Die Verwendung von elektromagnetischen Relais hat den Vorteil, daß Erreger- und Arbeitskreis galvanisch voneinander getrennt sind. Von Nachteil ist allerdings, daß das Schalten eines Relais mehr Zeit erfordert als das Schalten einer rein elektronischen Anordnung. Die Schaltzeit liegt bei der von uns benutzten Relaisart (Siemens Trls 154d TBv 65426/93e) unter 10 msec, so daß die Zeitintervalle Δt_i des Steuerprogramms demgegenüber hinreichend groß sein müssen.

Der Arbeitstakt der elektromagnetischen Relais wird durch den Strom im Erregerkreis von Abb. 2 bestimmt. Es muß nun dafür gesorgt werden, daß in einem Relais dieser Strom für ein bestimmtes Zeitintervall Δt_i fließt, dessen Länge durch das Steuerprogramm von Abb. 1 b festgelegt wird. Besonderen Aufwand bereitet hierbei die Forderung 1 von Abschnitt II, die Zeitintervalle Δt_i kontinuierlich regelbar zu machen. — Während konstante Zeitverzögerungen durch einfache Kondensatorschaltungen hergestellt werden können, müssen zur Erzeugung eines kontinuierlich regelbaren Zeitintervalles Netzwerke mit aktiven Schaltelementen wie Transistoren oder Röhren aufgebaut werden. Solche Schaltungen sind unter dem Namen Kipp- oder Multivibratorschaltungen bekannt. Anordnungen des monostabilen Typus werden durch einen elektrischen Auslöseimpuls oder durch mechanische Kontaktgabe aus ihrem ursprünglich stabilen Selbstzustand in einen labilen gebracht und kippen nach Ablauf einer regulierbaren Zeit selbständig in ihre Ausgangslage zurück. Mit dem Kippvorgang ist das schlagartige Ein- oder Ausschalten des Stromes im Erregerkreis eines Relais verbunden.

b) *Strom-Spannungs-Charakteristik*

Die Wirkungsweise eines monostabilen Multivibrators soll nun näher beschrieben werden. Abb. 3 zeigt die Schaltskizze einer solchen Anordnung, in der als aktive

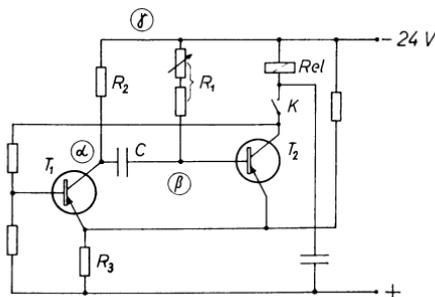


Abb. 3: Schaltbild des Zeitschalters.

Schaltelemente zwei Transistoren T_1 und T_2 arbeiten (vgl. z. B. Siemens, 1959). Die Kapazität C ist zusammen mit dem Potentiometer R_1 für die Zeitverzögerungen verantwortlich. Die Relaisspule Rel entspricht derjenigen von Abb. 2 und das weitere Netzwerk von Abb. 3 dem dortigen „Erregerkreis“.

Für die weiteren Ausführungen ist es zweckmäßig, auf einige Transistoreigenschaften einzugehen, die an Hand der schematisierten Kennliniendarstellung des Transistors von Abb. 4a diskutiert werden. Abb. 4b erläutert in Ergänzung dazu die Bezeichnung der Ströme und Spannungen am Transistor (RINT, 1957).

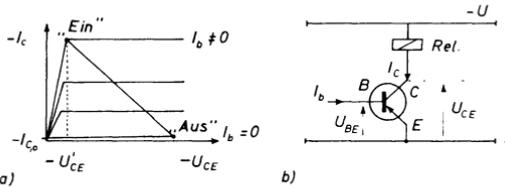


Abb. 4a, b: a) Schematisierte Darstellung der Kennlinien des Transistors, b) Kennzeichnung von Strömen und Spannungen am Transistor.

Es bezeichnen B, C und E in Abb. 4b die Transistoranschlüsse Basis, Kollektor und Emitter. Weiter bedeuten:

- I_c = Kollektorstrom
- I_b = Basis-Emitter-Strom
- U_{BE} = Spannung zwischen Basis und Emitter
- U_{CE} = Spannung zwischen Kollektor und Emitter
- U = Batteriespannung

Auf der Ordinate von Abb. 4a ist der Kollektorstrom $-I_c$, auf der Abszisse die Spannung $-U_{CE}$ zwischen Kollektor und Emitter aufgetragen. Der Basis-Emitter-Strom I_b ist Parameter. — Vorgegeben sind gemäß Abb. 4b die Batteriespannung U und als Lastwiderstand die Spulenwicklung Rel .

Wenn wir den Transistor als Schalter betrachten, wollen wir von einer „Ein“-Stellung sprechen bei Stromdurchlässigkeit und von einer „Aus“-Stellung bei Stromundurchlässigkeit. Beide Schaltzustände sind im Kennlinienfeld der Abb. 4a durch die Arbeitspunkte „Ein“ und „Aus“ gekennzeichnet.

Für die „Ein“-Stellung muß basisseitig ein derartiger Strom I_b aufgeprägt werden, daß der Transistor bis in den Kennlinienknick „Ein“ in Abb. 4a durchgesteuert wird. Aus dem Kennlinienbild ist zu ersehen, daß in diesem Falle ein hoher Kollektorstrom fließt. Die Emitter-Kollektor-Strecke wird praktisch zum Kurzschluß. Am Lastwiderstand Rel fällt bis auf eine Restspannung $-U'_{CE}$ fast die gesamte Batteriespannung $-U$ ab.

Der „Aus“-Stellung des Transistors entspricht im Kennlinienfeld der Punkt „Aus“ in Abb. 4a. Dieser Zustand ist dadurch gekennzeichnet, daß der Basisstrom $I_b = 0$ wird. Fast die gesamte Batteriespannung liegt am Transistor, trotzdem fließt nur ein verschwindend geringer Reststrom $-I_{C,0}$, auf den hier nicht näher eingegangen

werden soll. Für $I_b = 0$ zeigt die Emitter-Kollektor-Strecke einen so großen Widerstand, daß sie praktisch einem unterbrochenen Schalter gleichgesetzt werden kann.

Nach diesen Erläuterungen wollen wir wieder auf die Abb. 3 zurückkommen und den Ablauf der Ströme und Spannungen im Zeitschalter verfolgen.

Nach Anlegen der Batteriespannung und bei geöffnetem Kontakt K befindet sich der Zeitschalter im stabilen Zustand. Nach den vorhergehenden Ausführungen ist dann der Transistor T_1 in „Aus“-Stellung, T_2 in „Ein“-Stellung. Über die Basis-Emitter-Strecke von T_1 kann kein Strom fließen. Über R_3 , die Basis-Emitter-Strecke von T_2 , und R_1 fließt ein Strom. Trotz Durchlässigkeit von T_2 fließt jedoch kein Kollektorstrom, da der Kontakt K noch geöffnet ist.

Für die weiteren Ausführungen ist es notwendig, sich die Potentialänderungen innerhalb des Netzwerks vor Augen zu führen. Wir verfolgen zu diesem Zweck den

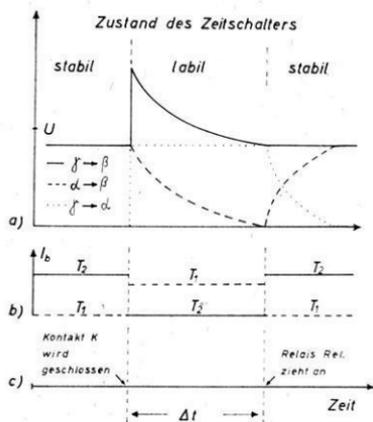


Abb. 5: Arbeitsweise des Zeitschalters und zeitlicher Ablauf von I_b der Transistoren sowie der Spannungen zwischen den Punkten α , β , γ der Abb. 3.

Verlauf der Spannung zwischen verschiedenen Stellen der Schaltung als Funktion der Zeit an Hand von Abb. 5a.

Es geben die Kurven $U_{\gamma\beta}$, $U_{\alpha\beta}$ und $U_{\gamma\alpha}$ die Spannungen zwischen den Punkten α , β , γ der Abb. 3 an. In Ergänzung hierzu veranschaulicht Abb. 5b die Basisströme I_b der Transistoren T_1 und T_2 , während Abb. 5c die zugehörige Zeitachse darstellt.

Der stabile Zustand des Zeitschalters ist durch den aufgeladenen Kondensator C gekennzeichnet. Die durchgezogene Kurve der Abb. 5a zeigt, daß dann die Basis des Transistors T_2 auf positivem Potential liegt. Sie ist jedoch weniger positiv als der Pluspol der Batterie. Die Potentialdifferenz zwischen dem Pluspol und dem Punkt β gewährleistet den Basisstrom durch T_2 gemäß Abb. 5b.

Nun wird der Kontakt K geschlossen. An die Basis von T_1 gelangt negatives Potential. T_1 zieht Strom, der an R_2 einen Spannungsabfall hervorruft, der sich seinerseits über C der Basis von T_2 mitteilt. Die Basis von T_2 wird dadurch so stark positiv, daß kein Basisstrom mehr fließen kann. T_2 ist gesperrt, d. h. es fließt kein Kollektorstrom,

so daß trotz geschlossenen Kontaktes K das Relais weiterhin stromlos bleibt. Der Zeitschalter ist im labilen Zustand.

Das Schließen des Kontaktes K bewirkt den Übergang des Zeitschalters in den labilen Zustand, der in Abb. 5a durch die sprunghafte Änderung der Spannung zwischen γ und α (punktierte Kurve) gekennzeichnet ist. Wie sich diese Änderung an C auswirkt, zeigt der Spannungsverlauf zwischen γ und β (durchgezogene Kurve): Mit dem Beginn des labilen Zustandes des Zeitschalters beginnt die Entladung des Kondensators C über R_1 . Die Verzögerungszeit Δt dauert bis zur Entladung von C an. Aus Abb. 5a geht hervor, wie nach Ablauf dieser Zeit die Spannung $U_{\gamma\beta}$ wieder den Wert des stabilen Zustandes erreicht. In diesem Zeitpunkt schaltet T_2 durch, es fließt schlagartig ein Kollektorstrom, und das Relais zieht an. Der Strom durch die Relaispule hat einen Spannungsabfall zur Folge und die Stelle, an der sich der Kontakt K befindet, wird positiv. Da auf diese Weise gleichzeitig die Basis von T_1 positiv wird, erfolgt eine Sperrung von T_1 , wodurch der Spannungsabfall an R_2 verschwindet und sich am Punkt α wieder das Potential ausbildet, das dort vor dem Schließen des Kontaktes K vorlag. Der Kondensator C ladet sich entsprechend der gestrichelten Linie $U_{\alpha\beta}$ von Abb. 5a auf. Um den Vorgang zu wiederholen, muß der Kontakt K geöffnet und erneut geschlossen werden.

Für die Länge der Zeitverzögerungen Δt ist das Glied R_1C verantwortlich. Da die Kapazität eines Kondensators nicht beliebig vergrößert werden kann, bleibt nur die Möglichkeit, bei Bedarf R_1 zu vergrößern. Dem Wert von R_1 sind jedoch durch den Emitter-Basis-Strom I_b des Transistors T_2 Grenzen gesetzt. Dieser Strom muß so groß bleiben, daß T_2 im stabilen Zustand durchgeschaltet ist.

Je nach Dimensionierung des Gliedes R_1C sind Zeitverzögerungen Δt von einer μs bis zirka 30 min. ohne weiteres herzustellen. Für unsere Zwecke jedoch wird die untere Grenze der Δt durch die Daten des Relais im Multivibrator bestimmt, wie bereits in Abschnitt III, 2a) zum Ausdruck gebracht.

Die praktische Ausführung eines Zeitschalters für Versuchsmessungen zeigt Abb. 6.

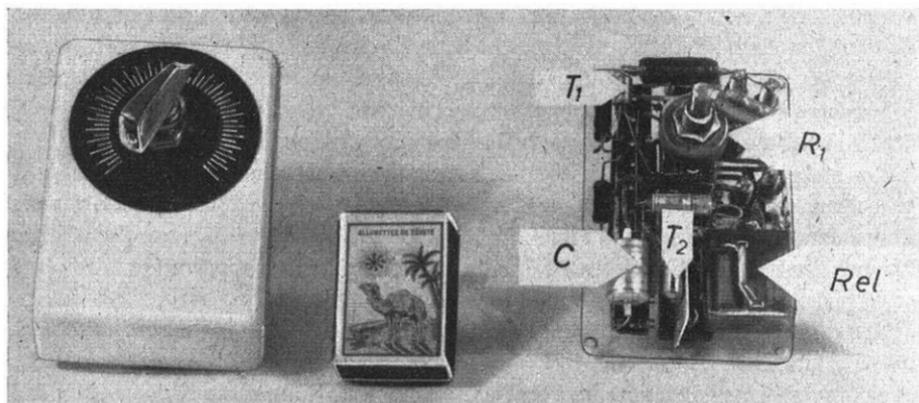


Abb. 6: Versuchsmodell eines Zeitschalters. Links: geschlossen. Rechts: geöffnet.

Die wesentlichen Bauteile sind in Abb. 6 (rechts) entsprechend der Schaltskizze von Abb. 3 gekennzeichnet. Dieser Prototyp des Zeitschalters ist gegenüber der Schaltskizze dahingehend erweitert, daß wahlweise vier verschiedene Kapazitäten C zusammen mit dem Potentiometer R_1 verwendet werden können, um so einen hinreichend großen Variationsbereich für die Zeitverzögerungen Δt zu erhalten, der hier z. B. von 0,05 sec bis 2 sec reicht.

3. Zusammenstellung des Steuergerätes aus den Grundeinheiten

Eine Kombination der soeben beschriebenen Zeitschalter dient zum Aufbau des Steuergerätes von Abb. 1a. Hierbei ist darauf zu achten, daß gemäß Steuerprogramm von Abb. 1b zwei Zeitintervalle Δt_i und Δt_{i+1} ohne Überlappung oder Lücken aufeinander folgen müssen. Abb. 7 zeigt die technische Realisierung durch geeignete Verdrahtung der Arbeitskontakte der Relais in den Zeitschaltern (vgl. z. B. Elesta, 1958).

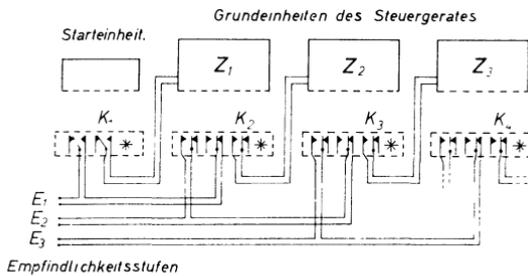


Abb. 7: Sukzess. Einschaltung d. Empfindlichkeitsstufen E_1, E_2, E_3 durch d. Zeitschalter Z_1, Z_2, Z_3 .
Bemerkung: * entspricht dem Umschaltkontakt, der in Abb. 10 verwendet wird.

In Abb. 7 sind drei Zeitschalter Z_1, Z_2 und Z_3 ohne das Netzwerk der Abb. 3 sowie die noch zu beschreibende Startvorrichtung mit einigen Arbeitskontakten ihrer Relais dargestellt. Die Anschlüsse E_1 bis E_3 sind verantwortlich für die entsprechenden Empfindlichkeiten E_i der Abb. 1. Die Laufzeit eines jeden Schalters Z_i beginnt mit dem Schließen des mit ihm verbundenen Kontaktes K_i , wie im vorangehenden Abschnitt beschrieben.

Im Augenblick der Sprengung oder eines anderen Auslösevorganges fallen die Relaiskontakte des Starters ab. Die erste Empfindlichkeitsstufe E_1 ist damit eingeschaltet und mit dem Schließen von K_1 wird der Zeitschalter Z_1 gestartet. Nach Ablauf der stetig regelbaren Laufzeit Δt_1 von Z_1 zieht das Relais dieses Schalters an. Damit wird die Stufe E_1 ausgeschaltet, E_2 eingeschaltet und durch Schließen von K_2 der Zeitschalter Z_2 gestartet. Für alle folgenden Einheiten gelten die gleichen Überlegungen. Das Seismogramm kann somit hinreichend oft unterteilt werden.

4. Der Start des Steuerprogramms

Um das Steuerprogramm im Schußmoment auszulösen, wurden verschiedene Möglichkeiten erprobt. Vielseitig verwendbar ist eine Startvorrichtung mit eingebauten Multivibrator.

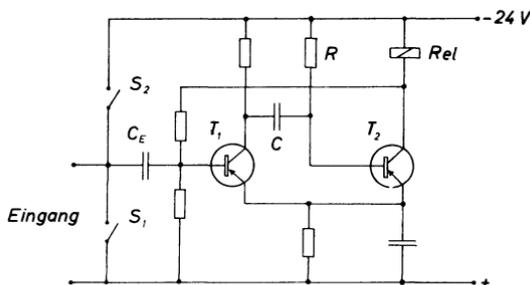


Abb. 8: Schaltbild der Startereinheit.

In Abb. 8 ist diese Anordnung dargestellt, deren Wirkungsweise mit derjenigen des bereits beschriebenen Zeitschalters verglichen werden kann. Wie in Abb. 3 ist der Transistor T_2 während des stabilen Zustandes in „Ein“-Stellung. Da der Kontakt K nicht existiert, fließt während dieser Zeit ein Kollektorstrom durch das Relais. Dies ist aus den angezogenen Relaiskontakten der Startereinheit in Abb. 7 ersichtlich. Da an Rel fast die gesamte Batteriespannung abfällt, liegt die Basis von T_1 auf positivem Potential, d. h. T_1 ist in „Aus“-Stellung. Während die „Ein“-Stellung des Transistors T_1 in der Schaltung nach Abb. 3 durch Schließen des Kontaktes K herbeigeführt wurde, bewirkt dies hier ein negativer elektrischer Impuls. Er gelangt über den Eingangskondensator C_E der Abb. 8 an die Basis des Transistors T_1 . Wie in III, 2b) bereits beschrieben, hat dies die „Aus“-Stellung des Transistors T_2 zur Folge, womit der labile Zustand hergestellt ist, der so lange erhalten bleibt, bis sich C über R entladen hat. Mit der Sperrung des Transistors T_2 wird Rel in Abb. 8 stromlos, d. h., die Kontakte des Relais in der Startereinheit von Abb. 7 fallen ab; damit läuft das Steuerprogramm wie am Schluß von Abschnitt III, 3 beschrieben.

Das Rückkippen des Multivibrators in den stabilen Zustand ist gleichbedeutend mit erneuter Aufnahmebereitschaft der Startereinrichtung. Es muß durch entsprechende Dimensionierung des RC -Gliedes dafür gesorgt werden, daß die Rückschaltung nicht vor dem Ende des Seismogramms erfolgt.

Ein laufendes Programm kann jederzeit durch Knopfdruck auf den Kontakt S_1 unterbrochen werden. Auch damit ist der Starter automatisch wieder im aufnahmebereiten Zustand.

Der Kontakt S_2 dient dazu, das Programm zu einem beliebigen Zeitpunkt von Hand zu starten.

5. Kennzeichnung der Umschaltmomente auf den Seismogrammen

Für die Praxis ist es notwendig, die Umschaltmomente auf dem Seismogramm zu kennzeichnen. Bei einer Aufeinanderfolge von Schwingungen kann eine Umschaltung der Empfindlichkeit während des Nulldurchganges des Schreibzeigers leicht übersehen werden. Diese Möglichkeit besteht vor allem dann, wenn in kleineren Empfindlichkeitsstufen umgeschaltet wird. — Abb. 9a, b veranschaulicht diesen Sachverhalt.

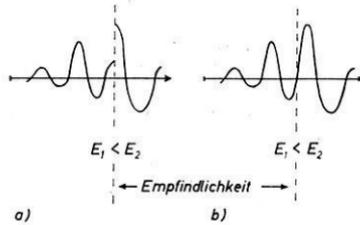


Abb. 9a, b: Änderung der Empfindlichkeit E der Aufzeichnung einer Schwingung. a) im Schwingungsmaximum, b) im Nulldurchgang.

In der Aufzeichnung 9a wird an der gestrichelt markierten Stelle die Empfindlichkeit im Verhältnis 1:3 unmittelbar auf einem Schwingungsmaximum hochgeschaltet. Der Umschaltzeitpunkt ist gut sichtbar. Liegt der Umschaltzeitpunkt um $1/4$ Schwingung verschoben (Abb. 9b), so ist bei dem gleichen Seismogramm die Schaltstelle nicht mehr unmittelbar zu erkennen. Um diese Schwierigkeiten zu vermeiden, wird auf einer freien Schreibspur eine Rechteckkurve mitgeschrieben.

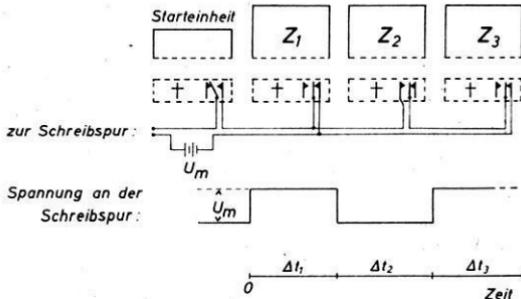


Abb. 10: Erzeugung einer Rechteckkurve z. Kennzeichnung d. Umschaltstellen i. Seismogramm. Bemerkung: + entspricht den Umschaltkontakten, die in Abb. 7 verwendet werden.

Die Länge eines Rechtecks ist dann identisch mit der Verzögerungszeit eines Zeitschalters. Wie diese Rechteckkurve im Prinzip erzeugt wird, zeigt die Abb. 10, in der die Startvorrichtung und drei Zeitschalter Z_1 bis Z_3 mit je einem Relaisumschaltkontakt dargestellt sind. Über den Umweg der aufgezeichneten Verdrahtung wird die Spannung U_m einer Batterie an die Schreibspur gelegt. Fällt der Relaiskontakt der Startereinrichtung ab, so springt die Spannung an der Schreibspur auf den Betrag U_m . Nach Ablauf von Δt_1 zieht das Relais in Z_1 an, und die Spannung an der Schreibspur sinkt wieder auf den Betrag 0. Bei Anzug des Relais von Z_2 liegt wieder U_m an der Schreibspur. Der Wechsel kann für beliebig viele Schalter fortgesetzt werden.

Bei der Zusammenschaltung eines Steuergerätes für mehrere Registrierkanäle sind verschiedene Anordnungen für die Kennzeichnung der Umschaltmomente möglich:

- a) Die einfachste Möglichkeit ist die, daß man mehrere Kanäle gleichzeitig umschaltet. Die Rechteckkurve zur Markierung der Umschaltstellen kann dann entweder auf einer freien Schreibspur mitlaufen oder nach Ablauf des Seismogramms allein aufgezeichnet werden.

b) Schalten mehrere Kanäle mit jeweils verschiedenen Zeitintervallen Δt_i um, so kann zur Festlegung der Umschaltmomente eine Ablesung der Δt_i an den einzelnen Zeitschaltern Z_i erfolgen, deren Potentiometer R_i von Abb. 3 mit geeichten Skalen versehen sind (vgl. Abb. 6, links). Es muß dann nur dafür gesorgt werden, daß der Startimpuls auf einer der Spuren mit aufgezeichnet wird.

IV. Steuerung der Empfindlichkeit einer seismischen Apparatur mit Verstärker

Als Beispiel einer praktischen Anwendung des Steuergerätes schildern wir nun kurz seine Verwendung zusammen mit einer seismischen Apparatur mit Verstärker.

1. Schaltung und Funktionsablauf

Das Blockschaltbild eines seismischen Registrierkanals nebst Steuergerät zeigt Abb. 11. Im oberen Teil des Bildes ist die aus Aufnehmer, Verstärker und Schreiber zusammengesetzte konventionelle Registrieranordnung skizziert, wie sie bei Auf-

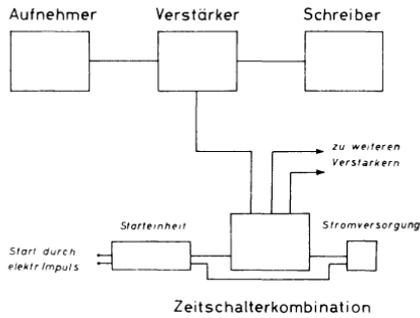


Abb. 11: Blockschaltbild eines Registrierkanals mit Steuergerät.

nahmen mit fest eingestellter Verstärkung üblich ist. Diese Anordnung wird durch das im unteren Teil der Abb. 11 dargestellte Steuergerät ergänzt. Den Abtastvorgang innerhalb des Verstärkers erläutert Abb. 12, die eine RC -Verstärkungsstufe mit zwei Verstärkerelementen darstellt, die Röhren oder Transistoren sein können. Das Steuergerät tastet die gewünschte Verstärkung an dem Spannungsteiler ab, der als Arbeitswiderstand eines Verstärkerelementes dient.

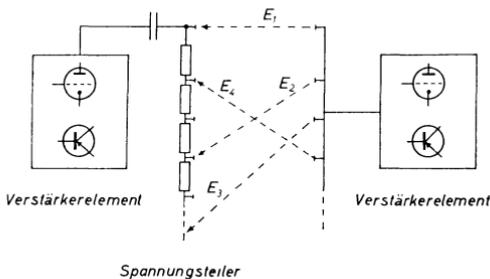


Abb. 12: Abgriff der Empfindlichkeitsstufen $E_1 \dots E_4$ am Spannungsteiler.

Denken wir uns ein Steuerprogramm gemäß Abb. 1 b mit der Folge der E_i von Abb. 12 ablaufen, so hat nach Abschnitt III, 3 die Verstärkung als Funktion der Zeit folgenden Gang: Während des Ablaufs des ersten Zeitschalters Z_1 liegt für das Zeitintervall Δt_1 der Anschluß E_1 vor. Es handelt sich um den Abgriff am gesamten Arbeitswiderstand und somit um maximale Empfindlichkeiten. Anschließend stellen nacheinander die Zeitschalter Z_2, Z_3 während der Zeitintervalle $\Delta t_2, \Delta t_3$ die Anschlüsse E_2 und E_3 her; die entsprechenden Abgriffe am Arbeitswiderstand bedeuten Übergang zu geringeren Verstärkungen. Die Verbindung E_4 , hergestellt durch Z_4 während des Zeitintervalles Δt_4 , wäre gleichbedeutend mit einem Umschalten auf größere Verstärkung.

2. Einschaltung der Verstärkung Null für Zeiten außerhalb des Steuerprogramms

Bei einem Verstärker mit der üblichen Verstärkungsumschaltung von Hand ist in jeder Schaltstellung die Kopplung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Verstärkerstufen gewährleistet.

Nach Ergänzung des Verstärkers durch das Steuergerät nach Abb. 11 ist diese Kopplung jedoch nur so lange vorhanden, wie die Verbindungen E_i zwischen den Verstärkerelementen der Abb. 12 tatsächlich hergestellt sind, d. h. lediglich für die Laufzeit des Steuerprogramms der Abb. 1 b. Für alle anderen Zeiten ist die Kopplung zwischen den Verstärkerstufen nicht mehr vorhanden, was jedoch eine unzulässige Störung des Registrierkanals im Sinne der abschließenden Bemerkung von Abschnitt II darstellt.

Bei Röhrenverstärkern ist das Fehlen der Kopplung zwischen zwei Verstärkerstufen gleichbedeutend mit einem in der Luft hängenden Steuergitter. Immer vorhandene Störspannungen werden dann über das Gitter eingefangen und erzeugen ein unsauberes Schriftbild auf dem Seismogramm. Dieser Störeffekt läßt sich in folgender Weise beseitigen: Beim Umstellen des Verstärkers auf Umschaltung durch das Steuergerät wird das Röhrengitter auf Nullpotential gelegt. Die Verdrahtung führt dabei über je einen Relaiskontakt des Starters und des letzten Zeitschalters im Steuergerät. Mit dem Kippen des Startmultivibrators in den labilen Bereich wird die Erdung unterbrochen und nach Ablauf der Verzögerungszeit Δt_n des letzten Zeitschalters Z_n wieder hergestellt.

Für Transistorverstärker können die entsprechenden Überlegungen bezüglich der Basis eines Transistors in Emitterschaltung angestellt werden.

3. Praktische Ausführung des Steuergeräts und Registrierbeispiel

Die Abb. 13 zeigt ein Steuergerät, das für die Steuerung der Empfindlichkeit von drei seismischen Kanälen mit Verstärkern eingerichtet ist. Bei dieser Ausführung werden die drei Registrierkanäle mit Hilfe der sieben Zeitschalter Z_1, \dots, Z_7 in sieben Zeitintervallen Δt_i umgeschaltet. Innerhalb der Zeitintervalle ist die Verstärkung für jeden einzelnen der Kanäle 1 bis 3 an den zugehörigen Schaltknöpfen von Abb. 13 frei wählbar. — Die Starteinrichtung ist in das Gerät eingebaut und startet drei Kanäle gleichzeitig.

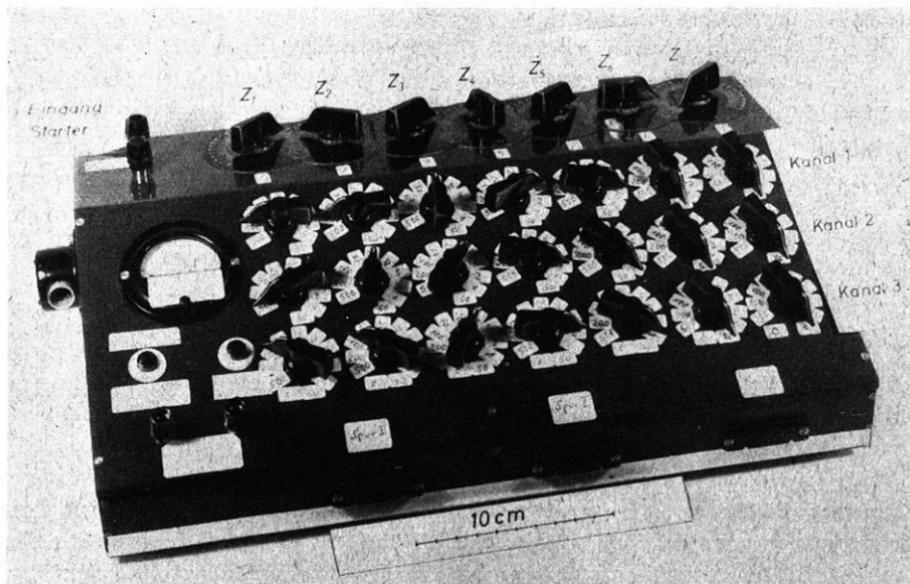


Abb. 13: Steuergerät für drei Verstärkerkanäle mit eingebautem Starter.

In Abb. 14 ist als Registrierbeispiel ein Seismogramm wiedergegeben, das bei dem Projekt „Lago Lagorai 1962“ in den Dolomiten in unmittelbarer Nähe des Sees aufgenommen wurde, in dem die Sprengungen stattfanden. Von den 13 Spuren des Seismogramms interessieren im Rahmen dieser Betrachtung folgende:

1. Spur 3 bis 5: Aufzeichnung von 3 Kanälen mit Verstärkern zusammen mit dem Steuergerät von Abb. 13.
2. Spur 6 bis 8: Aufzeichnung von 3 Kanälen mit konstanter Empfindlichkeit.
3. Spur 13: Zeitintervalle Δt_i und Umschaltmomente des Steuerprogramms der Spuren 3 bis 5.

Das Steuerprogramm für die Änderung der Empfindlichkeiten der Registrierkanäle im Verlauf der Spuren 3 bis 5 ist in Tabelle 1 skizziert:

Empfindlichkeit	E_1	:	E_2	:	E_3	:	E_4	:	E_5
Spur 3	1	:	2	:	10	:	20	:	100
Spur 4	1	:	2,5	:	10	:	50	:	500
Spur 5	1	:	2,5	:	10	:	100	:	500
Zeitintervall (Spur 13) . . .	Δt_1		Δt_2		Δt_3		Δt_4		Δt_5

Tabelle 1: Programm für die Steuerung der Registrierkanäle bei Aufnahme der Spuren 1 bis 3 des Seismogramms der Abb. 14

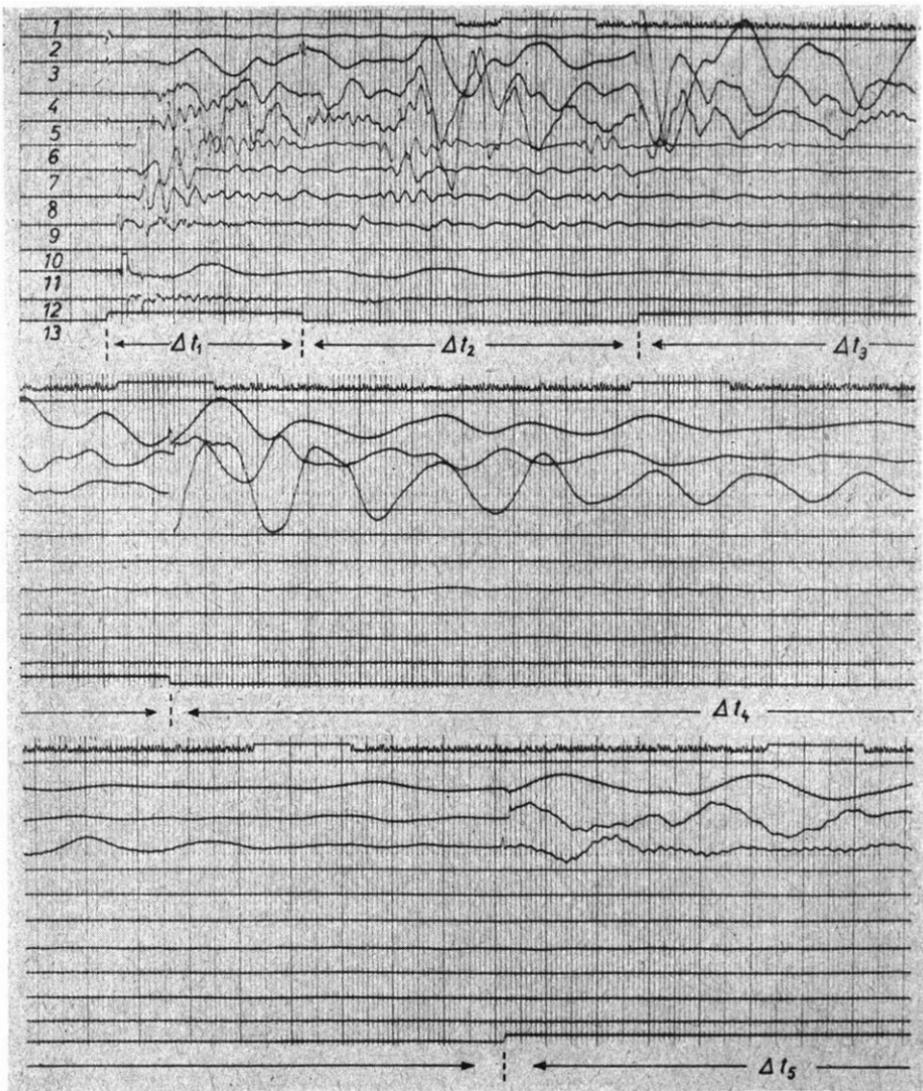


Abb. 14: Seismogramm mit einer Steuerung der Empfindlichkeit auf den Spuren 3 bis 5.

Das Seismogramm der Abb. 14 zeigt eindrucksvoll, daß die drei Kanäle mit Steuergerät eine Lesbarkeit ihrer Spuren 3 bis 5 für einen viel größeren Zeitbereich liefern als die drei konventionellen Kanäle mit konstanter Empfindlichkeit auf ihren Spuren 6 bis 8. Die Störungen in den Spuren 3 bis 5 durch den Start und die Umschaltungen des Steuerprogramms sind ersichtlich sehr gering und für die quantitative Bearbeitung

des Seismogramms wohl normalerweise unerheblich. — Vollständigkeitshalber sei hierzu noch kurz erwähnt: Aus reproduktionstechnischen Gründen ist in Abb. 14 das Originalseismogramm nicht bis zu seinem Ende wiedergegeben worden. Die Spuren 3 bis 5 des Originals sind gegenüber der Abb. 14 noch ein weiteres Stück gut lesbar.

V. Schlußbemerkung

Wie Abb. 14 zeigt, erlaubt die Steuerung der Empfindlichkeit der Registrierkanäle während der Aufnahme des Seismogramms eine bessere Ausnutzung einer konventionellen Apparatur für die Aufzeichnung der Bodenbewegung. Obwohl die stufenweise Umschaltung der Empfindlichkeit mit Schaltstößen im Verstärker und im Oszillographen verbunden ist, sind offenbar die zugehörigen Einschwingvorgänge an elektrischen Schwingern im Verstärker und an den Registrierschwingern im Oszillographen von nahezu untergeordneter Bedeutung. Diese Tatsache hat sich bei allen unseren Registrierungen immer wieder ergeben.

Eine Interpretation des Seismogramms von Abb. 14 sowie der sonstigen vorliegenden Aufnahmen mit Verwendung des Steuergerätes, die im Zusammenhang mit verschiedenen Aufgabenstellungen durchgeführt wurden, erscheint im Rahmen dieser rein instrumentell ausgerichteten Arbeit nicht am Platze. Vielmehr werden hierüber gesonderte Publikationen erscheinen, deren erste sich im Druck befindet (ROSENBACH-SCHMITT-VEES, 1963?).

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sagen wir hiermit unseren wärmsten Dank für die Gewährung einer Sachbeihilfe zur Durchführung dieser Arbeit.

Literatur

- Elesta, 1958, Zeitschaltersteuermöglichkeiten, Technische Mitteilungen Nr. 10, Elesta AG, Bad Ragaz, Schweiz.
- FREMD, V. M.: On the Possibility of the Application of the Multistage Scale Compression Device of Seismographs, Bull. Acad. Sci. UdSSR, Geophys. Ser. 1960, S. 211—213, Nr. 2 (Febr.); Engl. Edition, transl. and publ. by the Am. Geoph. Union.
- JOLLY, R. N.: Deep-Hole Geophone Study in Garvin County, Oklahoma, Geophysics, 1953, Vol. 18, p. 662—670.
- KENDALL, M.: The Range of Amplitudes in Seismic Reflection Records, Geophysics, 1941, Vol. 6, p. 149—157.
- PIERAU, H. und ROSENBACH, O.: Comparative Considerations on the Energy Content of Seismic Waves in Central and Linear Pattern Shooting, Geoph. Prosp. 8, 1960, p. 164—177.
- RINT: Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker, Bd. 4, Verlag für Radio-, Foto-, Kinotechnik GMBH, Berlin.
- Siemens, Halbleiter-Schaltbeispiele, 1959, Siemens & Halske AG, Wernerwerk für Bauelemente.
- ROSENBACH, O., SCHMITT, O. und VEES, R.: An Instrumental Way for Quantitative Measurements of Seismic Events with Extremely Large Amplitude Variations, Geoph. Prosp. im Druck.

Buchbesprechungen

DIETRICH OPITZ: *Reflexionsseismische Methoden zur Ermittlung der mittleren Geschwindigkeiten elastischer Wellen im Untergrund ohne Berücksichtigung der Strahlenbrechung*. Akademie-Verlag Berlin, 1962, brosch. 8,— DM.

In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch gemacht, die zahlreichen, gegenwärtig zur Verfügung stehenden Methoden zur Bestimmung seismischer Geschwindigkeiten aus reflexionsseismischen Messungen zusammenzustellen. Dies trägt den Bedürfnissen der Praxis Rechnung, auch außerhalb von Gebieten, in welchen Bohrlochmessungen zur Verfügung stehen, gute Annäherungen an die zur Auswertung seismischer Messungen erforderlichen Geschwindigkeiten zu erhalten. Das Werk ist klar und knapp geschrieben, so daß es auch für den Praktiker verwertbar ist. Besonders glücklich erscheint die kritische Abschätzung der einzelnen Verfahren, deren Grundprinzipien, Vor- und Nachteile übersichtlich zusammengestellt sind. Es ist vor allem für den in der angewandten Geophysik Tätigen wertvoll, einen Überblick über die Vielseitigkeit der anwendbaren Verfahren und deren Genauigkeiten zu erhalten. Gerade die Möglichkeiten, die die seismischen Geschwindigkeitsmessungen in der praktischen Arbeit bieten, werden oft unterschätzt. Andererseits besteht zuweilen Neigung, an bestimmten bekannten Verfahren festzuhalten, die nicht unbedingt in jedem Falle zweckmäßig sind. Außerdem sei bemerkt, daß einfache graphische oder rechnerische Verfahren, welche im Feldbetrieb durchgeführt werden können, manche Vorteile gegenüber all jenen Methoden haben, die einen komplizierten Auswertegang erfordern.

Die Beschränkung auf Verfahren ohne Berücksichtigung der Brechung empfindet man in der vorliegenden Arbeit kaum als Nachteil. Dennoch würde man einer Neuauflage gern ein Kapitel über die Möglichkeiten und die Anwendung von Korrekturverfahren zur Erfassung der Brechung wünschen. Ebenso sollten dabei die neueren Verfahren, wie z. B. von Sattlegger und Schulz, Berücksichtigung finden.

Man möchte diesem kleinen Buch eine recht weite Verbreitung und recht viele aufmerksame Leser, vor allem aus dem Kreise der angewandten Geophysiker, wünschen. DOHR

SCHENK, GUSTAV: *Die Erde, unser Planet im Weltall*. Stuttgart 1962, Belsar Verlag. 256 S. mit 208 Abb., davon 66 farbig. Kart. 6,80, Ln. 9,20 DM.

Das Internationale Geophysikalische Jahr (IGJ) 1957/58 war als weltweites Forschungsunternehmen eine eigentlich alle Menschen angehende Angelegenheit. Es ist deshalb erstrebenswert, daß die Ergebnisse dieser mit großen Kosten verbundenen Erforschung der Erde möglichst vielen Menschen auch zugänglich gemacht werden, und zwar auf dem Hintergrunde des bereits erworbenen Wissens. Es ist daher sehr zu begrüßen, wenn eine allgemeiner gehaltene Darstellung aller Ergebnisse versucht wird.

Gerade ein Buch nun, das für einen weniger geschulten Leserkreis geschrieben wird, sollte sorgsam formuliert sein, denn sonst werden gesicherte Meßergebnisse, theoretisch Erschlossenes, Hypothetisches und sogar wissenschaftliche Spekulationen bunt durcheinander gemischt, und es entsteht dann kein objektiver Bericht, sondern eine mehr oder weniger persönliche, physikalisch orientierte Weltvorstellung. Ferner sollte eine Gesamtdarstellung des über die Erde errungenen Wissens aus einem Guß sein.

Das vorliegende Buch besitzt leider eine gewisse Tendenz zu den beiden genannten, möglichen Schwächen. Es ist eine Art Bilderbuch mit zahlreichen guten, meist aus wissenschaftlichen Veröffentlichungen zusammengetragenen Bildern, zu denen eine Sammlung von Stichwortartikeln in sachlicher Reihenfolge geschrieben wurde. Die Hauptüberschriften sind: Das große Abenteuer; Signale und Materie aus dem All; der Stern Sonne; die hohe Atmosphäre; die untere Atmosphäre; Orkane und Gewitter; Verwitterung und Wasser auf dem Festland; Erde unter Eis und Schnee; das Meer; Gebirge und Ebenen unter dem Meere; Bewegungen

der Erdrinde; Vulkane; Erdbeben; Chronologie der Erde; aus der Baugeschichte der Erdkruste; das Innere der Erde.

Das Buch versucht gegenwartsgemäß und modern zu sein; das zeigt die Aufmachung. Die große Zahl von Abbildungen (208) kommt auch sicherlich der Neigung des heutigen Menschen zum Bildhaften entgegen. Die Gestaltung des Textes entspricht fast der eines Lexikons ohne alphabetische Ordnung. In der Darstellung der ersten Abschnitte erkennt man oft nicht, was Vermutung ist und was gesichertes Ergebnis. Es fehlt auch teilweise die Möglichkeit, das Vorgebrachte prüfend nachdenken zu können, weil Methodisches, auf dem die ganze Naturwissenschaft ruht, nur spärlich gebracht wird. Ferner findet man manche Ungenauigkeiten im Ausdruck und Fehlerhaftes.

Die gute Absicht, die dem Buche zugrunde liegt, ist durchaus anerkennenswert; der Leser bekommt immerhin einen großen Überblick. Aber es wäre doch besser, wenn solch eine Darstellung exakter ausgearbeitet würde, weil es bei wissenschaftlichen Darstellungen doch mehr auf Genauigkeit, auf präzise, abgewogene Formulierungen ankommt als auf „dichterische Kraft“.

H. SCHWENKE

WUSTELT, JOSEF: *Die Temperaturschwankungen in der Klimareihe von Jena und ihre Beziehungen zur Witterungskunde und zur Klimageschichte Europas*. Abhandlung des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik, Nr. 66 (Band IX). 71 S. 23 Abb., 3 Karten, 10 Tab. Akademie-Verlag, Berlin W 1, broschiert 29,— DM.

Mit dem Streben nach zuverlässigen Witterungsvorhersagen gewinnt der Rückblick auf die Witterung früherer Jahre anhand der „Säkularreihen“ der Klimatologie an Bedeutung. Eine der wenigen, nahezu 200jährigen meteorologischen Beobachtungsreihen ist jene von Jena (1770—1963). Es ist daher sehr zu begrüßen, daß diese Serie in der von H. G. KOCH und H. KLEWE geleiteten vorliegenden Dissertation witterungsstatistisch ausgewertet worden ist.

Die Bearbeitung stützte sich vor allem auf die von H. GREWE (Wiss. Abhandl. Reichsamt f. Wetterdienst, Bd. 1, Nr. 7, Berlin 1936) kritisch gesichteten und homogenisierten Temperaturbeobachtungen im Zeitabschnitt 1821—1958. Neu berechnet wurden die Monats- und Jahreszeitenmittel für die Perioden 1821—1890, 1891—1950 und 1821—1950, sowie die zehnjährig übergreifenden Mittelwerte, deren Gänge in Diagrammen wiedergegeben sind. Gegenüber der Periode 1821—1890 sind im Zeitraum 1891—1950 vor allem die Winter um rund 1 °C wärmer geworden. Die neu zusammengestellten Reihen der Extremtemperaturen folgten den von den Mitteltemperaturen angezeigten Variationen, während die Daten der Bewölkungsgrade mit den säkularen Temperaturgängen geringer korreliert waren.

Vergleiche mit 10 europäischen Säkularreihen, und Kartendarstellungen der säkularen Sommer-, Herbst- und Wintererwärmung von 1910—1940 bzw. 1886—1940 für zahlreiche europäische Stationen, zeigten unterschiedliche Tendenzen im säkularen Gang der Sommer- und Wintertemperaturen über Mittel- und Nordeuropa. Sie wurden durch Zirkulationsumstellungen gedeutet, die sich vor allem seit der Klimaverfälschung um die Jahrhundertwende ereignet haben. Zum Nachweis solcher Einflüsse ist das Temperaturverhalten in Zusammenhang mit den Typen der Großwetterlagen gebracht worden. Während mit den Häufigkeitsverteilungen einzelner GWL-Typen nach Heß-Brezowsky keine signifikanten Nachweise geführt werden konnten, gelang dies durch normierte Kombinationen ozeanischer bzw. kontinentaler Großwettertypen nach Bürger für die Winter und antizyklonaler bzw. monsunaler Typen für die Sommer.

Die Ursache des verstärkten zonalen Austausches in Mitteleuropa und monsunalen Austausches in Nordeuropa wird als Folge von vermehrter Strahlung und damit bedingten Temperaturanstieges in den Tropen und Subtropen angesehen. Die jüngste Entwicklung deutet darauf hin, daß im Frühjahr und Sommer ein erster Höhepunkt der allgemeinen Erwärmung überschritten ist.

A. BAUMGARTNER

Tafeln zur Bestimmung des wahren spez. Widerstandes aus Bohrloch-Widerstandsmessungen. (Analysis Charts for the Determination of True Resistivity from Electric Logs.) HUBERT GUYOD & JOHN A. PRANGLIN, Houston, Tex. (1959). (Eigenverlag H. Guyod, 5234 Glenmont Drive, Houston 36, Preis: 15 \$.)

Der spez. elektrische Widerstand eines Gesteins ist eine Funktion von Porenraum, Flüssigkeitssättigung und anderen Faktoren. Er steht also in engem Zusammenhang mit Gesteinscharakter und Lagerstätteneigenschaften. Um diese zu ermitteln, ist daher eine möglichst genaue Kenntnis des wahren spez. Widerstandes einer Formation erwünscht.

Das Buch enthält eine große Anzahl von Tafeln zur Bestimmung dieses wahren spez. Widerstandes und der Ausdehnung der infiltrierten Zone aus Bohrloch-Widerstandsdiagrammen, die mit der 16''- und 64''-Normalen-, 18' 8''-Lateralen-Sondenordnung gemessen sind.

Es wird zwischen Analyse-Tafeln und Transformationstafeln unterschieden. Erstere basieren auf einigen Standards in Bohrlöchdurchmesser, Schichtmächtigkeit und Verhältnis Spülungswiderstand/Widerstand der angrenzenden Formationen. Die Transformationstafeln geben Korrekturwerte zur Anpassung an die Standards, wenn die Bohrlochdaten von diesen abweichen.

Die Tafeln gelten für isotrope Schichten von 2' (60 cm) bis 50' (15 m) Mächtigkeit. Es werden Hinweise gegeben, in welchen Grenzen die Tafeln für anisotrope Formationen anwendbar sind.

Eine Diskussion des Auflösungsvermögens und der Fehlergrenzen bei ungenauer Abschätzung der beeinflussenden Faktoren vervollständigt den Textteil.

Die Kurven wurden zum größten Teil an einem aus Festwiderständen aufgebauten Formations-Analogon ermittelt.

O. RÜLKE

Elektrisches Analogon zur Widerstandsmessung in Bohrungen. (Electric Analogue for Resistivity Logging.) HUBERT GUYOD, Houston, Tex. (1958). (Eigenverlag H. Guyod, 5234 Glenmont Drive, Houston 36, Preis: 50 \$.)

Die Arbeit berichtet eingehend über Aufbau und Arbeitsweise eines elektrischen Analogons zur Ermittlung der Beziehungen des scheinbaren spezifischen Widerstandes R_a zum wahren spez. Widerstand R_t und anderen Faktoren. Nur in stark vereinfachten Fällen ist es möglich, dieser Beziehung einen expliziten Ausdruck für R_t zu geben.

I. a. arbeitet man mit Kurventafeln, die die Beziehungen zwischen R_a und R_t und anderer bestimmender Größen, wie Spülungswiderstand R_m und Widerstand der Infiltrationszone R_i , Bohrlöchdurchmesser d , Schichtdicke e , Durchmesser der Infiltrationszone D_i und Sondenabstände und -anordnungen berücksichtigen. Da die Berechnung der Kurven sehr zeitraubend ist, wurden schon früher experimentelle Wege beschritten.

Einer bestand darin, an verkleinerten Nachbildungen von Gebirgsaufbau, Bohrung und Sondenanordnungen den Verlauf der R_m -Kurve zu registrieren. Der Verfasser nennt die Schwierigkeiten, die u. a. darin bestehen, daß es kaum möglich ist, temperaturunabhängige, homogene und anisotrope Werkstoffe in den erforderlichen Widerstandsbereichen herzustellen und bei ihrer Kombination einen sicheren elektrischen Kontakt herzustellen.

Man entschloß sich daher, den elektrischen Zustand einer von einer spülungsgefüllten Bohrung durchfahrenen geschichteten Formation durch Netzwerke von Festwiderständen nachzubilden. Die Knotenpunkte führen zu Kontakten, die mit einem der Sonde in Anordnungen und Abständen entsprechenden Gerät abgetastet werden.

Der in 2 Teile aufgegliederte Bericht beschreibt im 1. Teil Konstruktion und Arbeitsweise des Analogons, Vergleichsmessungen an einem elektrolytischen Modell sowie Fehlermöglichkeiten und -grenzen.

Im 2. Teil werden die mit normalen und lateralen Sondenanordnungen an nichtinfiltrierten und infiltrierten mehrschichtigen Ersatzschaltungen für geologische Formationen registrierten R_a -Kurven besprochen.

Der Bericht wird für alle wertvoll sein, die sich mit der Interpretation des mit der 16'' und 64''-Normalen und 18'8''-Lateralen gemessenen sog. „konventionellen“ Bohrlochdiagramms zu befassen haben.

Der Analogrechner wurde auch für andere Sondenordnungen, wie Monoelektrode, Schirmelektrode, Laterolog u. a., angewendet. Ergebnisse wurden noch nicht veröffentlicht.

Darüber hinaus wird es Fälle geben, wo ähnliche Probleme auftreten, die an einem elektrischen Ersatzschema untersucht werden können, wie z. B. die Darstellung der SP, elektrostatistischer und magnetischer Felder, von Temperaturverteilungen u. ä., vorausgesetzt, daß axiale Symmetrie vorhanden ist. Die zahlreichen Hinweise des Verfassers zum Prinzip und zur Konstruktion und Arbeitsweise des Analogrechners werden dabei eine wertvolle Hilfe sein.

O. RÜLKE

Die Bestimmung des wahren spez. Widerstandes aus elektrischen Bohrlochdiagrammen. (Resistivity Determination from Electric Logs.) HUBERT GUYOD, 1957. (Eigenverlag H. Guyod, 5234 Glenmont Drive, Houston 36, Preis: 12 \$.)

Obwohl die konventionellen Meßmethoden mit Normal- und Lateralsonden mehr und mehr durch fokussierende Anordnungen (Laterolog, Induktionslog) ersetzt werden, ist die Bestimmung des wahren spez. Widerstandes, insbesondere von erdölführenden Formationen, aus diesen Messungen vorläufig noch wichtig im Hinblick auf Sekundärmaßnahmen und Überprüfung von bisher noch nicht zur Förderung herangezogenen Trägern.

Die Arbeit, veranlaßt von einer Gruppe größerer amerikanischer Erdölfirmer, stellt eine umfassende Untersuchung aller Faktoren dar, die eine elektrische Bohrlochmessung beeinflussen.

Zunächst werden die möglichen und in der Praxis angewandten Sondenordnungen (Normale und Laterale), die resultierenden Widerstandskurven, Temperatureinflüsse und der Einfluß der Elektrodenlänge untersucht. Es folgen die Bestimmung der Schichtmächtigkeit und eine Untersuchung der Wirkung von Änderungen im Bohrlochdurchmesser, Spülungswiderstand und Elektrodendurchmesser.

Die graphische Interpolation und daraus resultierende Fehlergrenzen werden besprochen.

Im 2. Kapitel wird der scheinbare spez. Widerstand mächtiger und dünner, isotroper, nicht spülungsinfiltrierter Schichten unter Berücksichtigung der Widerstände angrenzender Formationen untersucht.

Kapitel 3 behandelt die Interpretation infiltrierter isotroper Schichten und Kapitel 4 die anisotropen Formationen.

Die Arbeit ist eine Ergänzung der "Analysis Charts" (H. Guyod & John A. Pranglin) und weist an Hand zahlreicher Beispiele die Wege zu deren intensiver Nutzung.

O. RÜLKE

Errata zu

Some Integrals of Magnetic Anomalies and their Relationship to the Parameters of the Disturbing Body

by K. HELBIG

The right hand side of eqs. (5a), (5e) and (5h) should read correctly

$$2\pi/|w|, 2\pi/3|w^3|, 2\pi/3|w|$$

respectively.

As w is assumed to be always negative, the right hand sides of eqs. (9a), (9d-f), (10a, b), (11a, b), (12a, b), (14), (15), (16), and (19) change sign accordingly.

die 2. Auflage!

STRUVE

ASTRONOMIE

Einführung in ihre Grundlagen

... und bereits nach 1 Jahr:

Von OTTO STRUVE, Professor der Astronomie an der University of California, Direktor des Leuschner Observatory. Unter Mitarbeit von BEVERLY LANDS und HELEN PILLANS, Berkeley Astronomical Department, University of California. Mit einem Vorwort von Prof. Dr. WALTER FRICKE, ord. Univ.-Prof. und Dir. des Astronomischen Recheninstitutes, Heidelberg.

Inhaltsübersicht: Das Universum — Fundamentale Einheiten — Koordinaten und Zeit — Das Gravitationsgesetz — Die Erde als physikalischer Körper — Die Bewegungen der Erde — Dimensionen des Mondes — Oberfläche des Mondes — Die Bewegungen der Planeten — Die physikalischen Eigenschaften der Planeten — Satelliten und der Saturnring — Die kleinen Planeten — Kometen — Meteore — Die Sonne — Der Aufbau der Sonne — Atomtheorie — Die Sonnenatmosphäre — Die Aktivität der Sonne — Solar-terrestrische Beziehungen — Der Ursprung des Sonnensystems — Entfernungen und Leuchtkräfte der Sterne — Die Verteilung der Sterne in der Milchstraße — Sternbewegungen — Klassifikation der Sterne — Sternhaufen — Interstellare Materie — Sterne und Nebel — Doppelsterne — Veränderliche Sterne — Sternsysteme — Relativität — Fernrohre und Hilfsinstrumente — Konstantentafel

Ein Urteil über die 1. Auflage:

„Mit der Übersetzung von STRUVE'S Elementary Astronomy wird dem deutschen Leser ein Lehrbuch in die Hand gegeben, das seinem Charakter nach einzig dasteht . . . Das Buch wird manchen jungen Studenten zur Astronomie führen und viele Naturwissenschaftler, Lehrer und Laien zur Beschäftigung mit ihren Problemen anregen, nicht zuletzt auch durch die vielen ganzseitigen, einmalig schönen Himmelsaufnahmen . . .“

Die Naturwissenschaften

Quart

468 Seiten.

Mit 296 Abbildungen,

1 Farbtafel

und 4 Sternkarten.

1963. Ganzleinen

DM 28,—

Walter de Gruyter & Co · Berlin 30

vormals G. J. Göschen'sche Verlagshandlung — J. Guttentag, Verlagsbuchhandlung —
Georg Reimer — Karl J. Trübner — Veit & Comp.



Announcing a New Reprint

Available Fall 1963

Zeitschrift für Geophysik

Volumes 1-15, 1924/25-1939

Cloth bound set \$ 400.00

Paper bound set 365.00

Volumes 1-2, 1924/25-1926

Single volumes, paper bound 20.00

Volumes 3-15, 1927-1939

Single volumes, paper bound 25.00

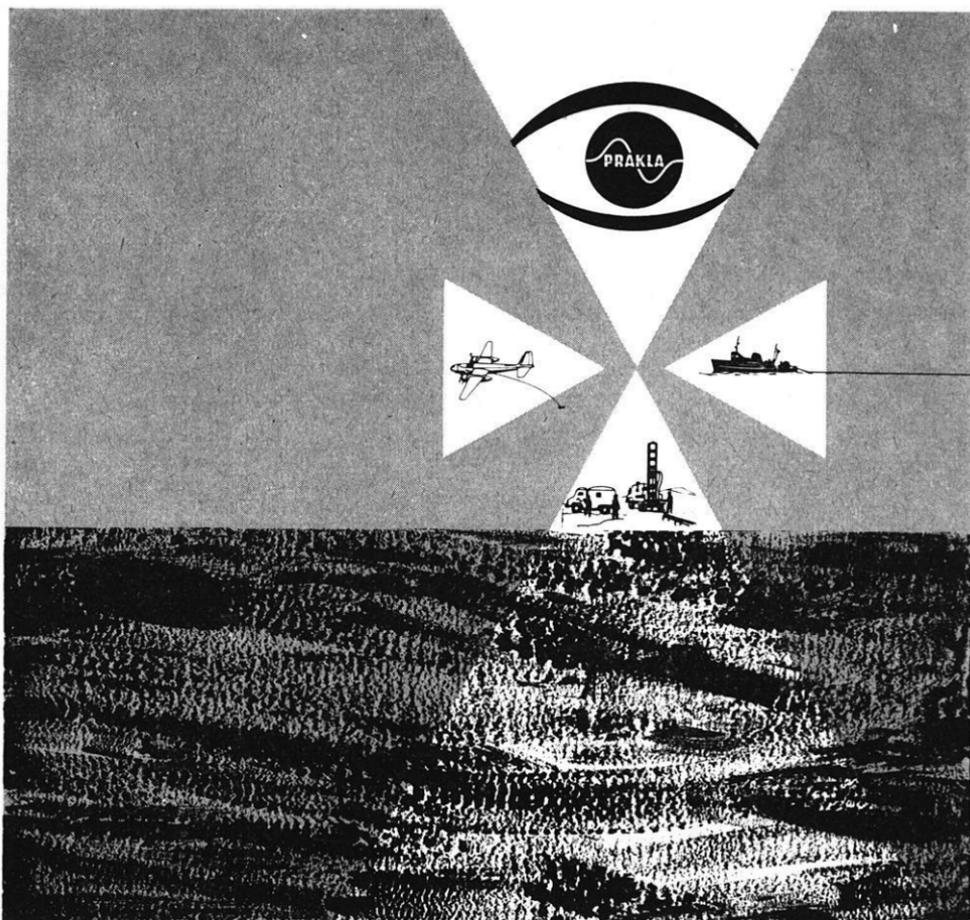


Johnson Reprint Corporation

111 Fifth Avenue, New York 3, N. Y.

Johnson Reprint Company Ltd.

Berkeley Square House, London, W. 1, England



PRAKLA auch auf der

inter-oil

Frankfurt/Main, Juni 1963

GEOPHYSIK IN ALLER WELT



HANNOVER · HAARSTRASSE 5 · RUF: 80721 · FERNSCHREIBER: 922847 · DRAHT: PRAKLA

- | | |
|-------------------|---|
| ÄTHIOPIEN | PRAKLA ETHIOPIAN BRANCH
P. O. Box 119 — DIRE DAWA |
| ALGERIEN | SOCIÉTÉ NORD AFRICAINE DE GÉOPHYSIQUE
6, Boulevard Saint-Saëns — ALGER |
| AUSTRALIEN | PRAKLA (AUSTRALIA) PTY. LTD.
Box 1183 P.G.P.O. — BRISBANE/QUEENSLAND |
| BRASILIEN | PRAKLA S. A.
Av. Franklin Roosevelt 23 12 ^o anda — RIO DE JANEIRO |
| LIBYEN | PRAKLA LIBYA
P. O. Box 679 — TRIPOLIS |
| MAROKKO | PRAKLA MAROC
53, Rue Allal ben Abdallah — CASABLANCA |
| ÖSTERREICH | PRAKLA GMBH
WIEN 19 — Kreindl-Gasse 15/10 |
| SPANIEN | PRAKLA-ESPAÑOLA S. L.
Calle Nervion 4 — MADRID |
| SYRIEN | PRAKLA SYRIA
BP 1074 — ALEPPO |
| TURKEI | PRAKLA ANKARA
P. K. 41 — ÇANKAYA-ANKARA |

Über 40 Jahre weltweite Erfahrung **SEISMOS**

Ältester geophysikalischer Contractor mit modernster Ausrüstung

Führend in vielseitiger Abspeltechnik: Geeignetes Stapeln Δ „Continuous Integrating“
Anwendung des Time-Domain Filters Δ Verschiedene Möglichkeiten zur Beseitigung
multipler Reflexionen Δ Geeignete Kombination von Frequenz- und Wellen-
längen-Filterung

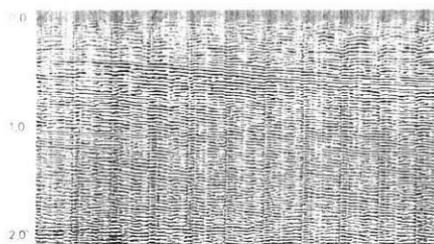
in „Very Low Frequency“ Refraktionsseismik zur Erforschung tiefer Becken

in genauester und wirtschaftlicher Arbeit mit dem Worden Gravimeter

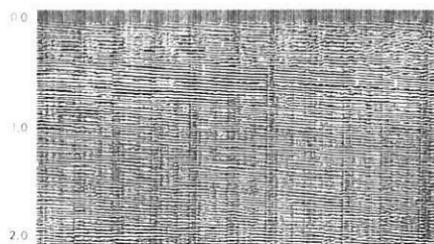
Geoelektrik - Geomagnetik - Scintillometrie

Regionale und Detail-Untersuchungen in Europa und Übersee mit wirtschaftlichen
Kosten pro Quadratkilometer

SEISMOS ist bekannt für sorgfältige Interpretationen und auch für Reinterpretationen



Seismogramm-Sektion mit statischen Korrekturen,
Filterung 26/85 Hz



Dieselbe Sektion, verbessert durch überschlagende Mischung
und „Continuous Integrating“

SEISMOS GmbH, Hannover
Wilhelm-Busch-Straße 4

Telegramm-Adresse: Seismos Hannover Δ Tel.: 70831 Δ Fernschreiber: 092 2419

SEISMOS erwartet Ihren Besuch auf der inter-oil Frankfurt/Main, Halle 7, Stand 846

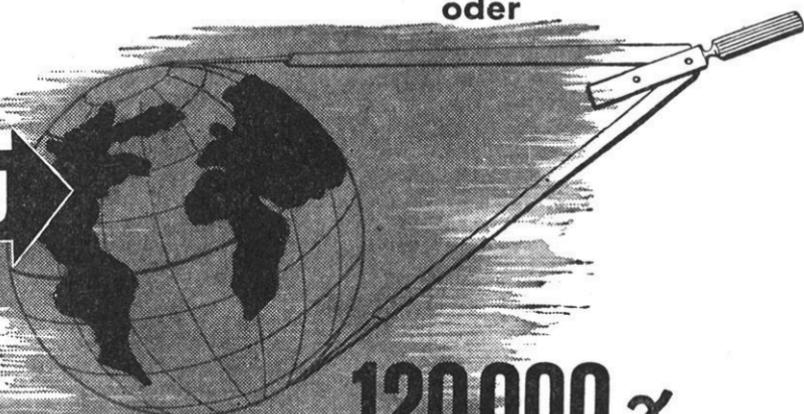


60000 γ

direkter Meßbereich
bei einer

MESSGENAUIGKEIT unter $\mp 1 \gamma$

oder



120000 γ

direkter Meßbereich
bei einer

MESSGENAUIGKEIT von $\mp 2 \gamma$

das kennzeichnet unser
neues Torsionsmagnetometer
Gfz/M mit Mikrometer

4-311

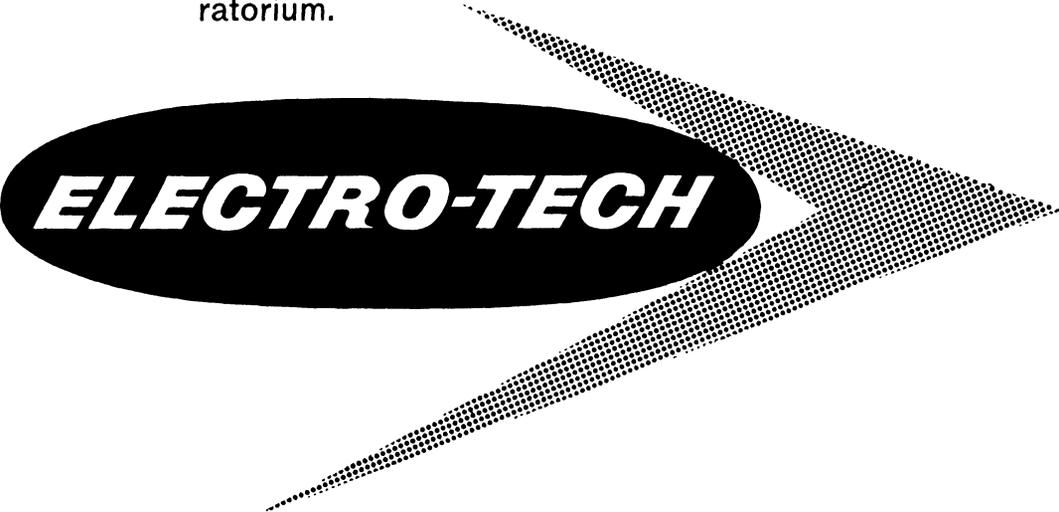
Geophysikalische Geräte für

Gravimetrie

Seismik

Bohrloch-Messungen

für wissenschaftliche Grundlagenforschung, für die Aufsuchung von Bodenschätzen und für Baugrunduntersuchungen, für Feldmessungen und für die Auswertung von Seismogrammen im Laboratorium.



ELECTRO-TECH

Die „Electro-Tech“-geophysikalischen Apparate und „Widco“-Bohrloch-Meßgeräte der Mandrel Gesellschaften sind robust konstruiert und haben sich auch unter schwierigen Bedingungen in vielen Ländern bei schnellen Übersichts-Erkundungen und für gründliche Erforschungen bewährt.

Mandrel Industries, Inc.,
5234, Glenmont Drive,
Houston 36, Texas,
und
Mandrel Cie.,
59, Avenue des Romains,
Annecy (Haute Savoie)

Vertretung für die Bundesrepublik Deutschland
und die Österreichische Republik:
Friederich Justus & Co.,
2000 Hamburg 1,
Heidenkampsweg 74,
Sachsenburg, 11. Stock,
Fernsprecher: 242400,
Fernschreiber: 0211614, riensch hmb,
Telegrammanschrift: Heldmira.

Wir stellen aus auf der »inter-oil«, Halle 7, Stand 917