

# Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hecker, München – Fr. Kossmat, Leipzig  
F. Linke, Frankfurt a. M. – W. Schweydar, Potsdam

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen



XIII. Jahrgang 1937

Mit 186 Figuren im Text und 18 Tabellen

---

Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Universitätsbibliothek  
Göttingen

21937.4137

Alle Rechte vorbehalten

Druck von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Printed in Germany

## Autorenverzeichnis

- Bartels, J.** 311.  
**Benfield, A. E.** 157.  
**Berroth, A.** 87, 133.  
**Beurlen, K.** 131.
- Dieterichs, H.** 179.  
**Dobberstein, H.** 123.
- Ernst, Th.** 348.
- Fanselau, G.** 191, 202, 235, 311.
- Gees, R. H.** 159.  
**Gockel, H.** 223.
- Haalck, H.** 192, 197.  
**Hummel, J. N.** 112.
- Jung, H.** 83, 205.  
**Jung, K.** 45.
- Köller, W.** 269.  
**Kohlschütter, E.** 22, 202.  
**Krug, H. D.** 328.
- Lauterbach, R.** 291.  
**Ledersteger, K.** 11.  
**Lettau, H.** 25.
- Martin, H.** 241.  
**Meisser, O.** 251.  
**Meissner, O.** 204.
- Paeschke, W.** 14.
- Ramspeck, A.** 1.  
**Rohleder, H. P. T.** 9.  
**Rossmann, F.** 71.  
**Rülke, O.** 112.
- Schlomka, T.** 126, 195.  
**Schulz, B.** 43, 350.  
**Schulze, G. A.** 119, 198, 238.  
**Sponheuer, W.** 106, 301.  
**Suckstorff, G. A.** 199, 200, 201.
- v. Thyssen, St.** 112.  
**Tromp, S. W.** 78, 85.
- Wegener, K.** 68.
-

# Sachverzeichnis

## I. Physik des festen Erdkörpers

### 1. Bewegung und Aufbau der Erde. Schwere

- K. Ledersteger: Zur Frage der Variabilität der Chandlerschen Periode. S. 11.
- K. Jung: Direkte Methoden zur Bestimmung von Störungsmassen aus Anomalien der Schwereintensität. S. 45.
- K. Wegener: Die absolute Schwere-messung. S. 68.
- S. W. Tromp: Das Gesetz von Helmholtz und seine Anwendung auf Geotektonik. S. 78.
- H. Jung: Bemerkungen zu den vorstehenden Ausführungen von S. W. Tromp. S. 83.
- S. W. Tromp: Antwort auf die kritischen Bemerkungen von H. Jung. S. 85.
- A. Berroth: Gravitationsfeld und Oberflächengestalt der Erde und ihre geometrische Festlegung. S. 133.
- A. E. Benfield: Note on the Variation of Gravity with Depth. S. 157.
- H. Jung: Die Lotabweichungen in der Umgebung des Naga Parbat und ein Versuch zu ihrer geophysikalischen Deutung. S. 205.
- W. Köller: Untersuchungen über Vorgänge an der Schneide beim Schwingen eines Schwerependels. S. 269.
- ### 2. Gezeiten, Deformationen, Seismik
- H. P. T. Rohleder: Zur Seismizität Afrikas während der Jahre 1913 bis 1930. S. 9.
- H. Lettau: Das Horizontaldoppelpendel. S. 25.
- A. Berroth: Geometrische Lösung der Grundaufgaben der in der Geologie angewandten Seismik. S. 87.
- W. Sponheuer: Gebäudeschwingungen beim Erdbebenstoß. S. 106.
- St. v. Thyssen, J. N. Hummel und O. Rülke: Die Ursachen des seismisch-elektrischen Effektes. S. 112.
- R. H. Gees: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXX. Die Wellenausbreitung der Erdbeben vom 20. November 1932 (Nordbrabant) und 7. Juni 1931 (Doggerbank). S. 159.
- O. Meisser: Beiträge zur Konstruktion eines Vertikalseismometers. S. 251.
- H. Martin: Ein neuer mechanischer Beschleunigungsmesser. S. 241.
- W. Sponheuer: Über die makroseismischen Verfahren zur Bestimmung der Herdtiefe und ihre Anwendung bei Lockerböden. S. 301.
- J. Bartels u. G. Fanselau: Geophysikalischer Mond-Almanach. S. 311.

## II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

Erdmagnetismus, Polarlicht,  
Luftelektrizität, Durchdringende  
Strahlung

- T. Schlomka: Zur neuen Haalckschen Theorie des Erdmagnetismus. S. 126.
- G. Fanselau: Einige Bemerkungen zu der magnetischen Störung vom 24. bis 28. April 1937. S. 191.
- H. Haalck: Zur Frage nach der Ursache des Erdmagnetismus. S. 192.

- T. Schlomka: Erwiderung an Herrn Haalck. S. 195.  
H. Haalck: Entgegnung auf die Ausführungen von T. Schlomka. S. 197.  
G. Fanselau: Über eine photographische Ableseeinrichtung am Doppelkompaß. S. 235.

### III. Physik der Atmosphäre

Statik, Dynamik der Atmosphäre, Strahlungsvorgänge

- W. Paeschke: Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem in der bodennahen Luftschicht. S. 14.  
F. Rossmann: Über die Funkschwierigkeiten bei den Gronau-Flügen über Grönland. S. 71.  
H. Dieterichs: Ein mechanisch registrierendes Vertikalanelektrometer und seine Verwendung im Gelände. S. 179.

### IV. Hydrographie

#### V. Angewandte Geophysik

(Gravimetrische und seismische Methoden siehe auch I, 1 und 2)

- A. Ramspeck: Wendepunkte in der Laufzeitkurve sinusförmiger Wellen. S. 1.  
K. Jung: Direkte Methoden zur Bestimmung von Störungsmassen aus Anomalien der Schwereintensität. S. 45.  
A. Berroth: Geometrische Lösung der Grundaufgaben der in der Geologie angewandten Seismik. S. 87.  
G. A. Schulze: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXIX. Ortung einer Maschine durch ihre Bodenschwingungen. S. 119.  
H. Dobberstein: Ein photoelektrischer Schwingungsmesser. S. 123.  
H. Gockel: Die Fehler bei der Aufnahme der drahtlosen Zeitsignale und Vorschläge zur Verbesserung. S. 223.  
H. D. Krug: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXXII. Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe nach Aufzeichnungen mit transportablen Horizontalseismographen. S. 328.

- O. Meisser: Beiträge zur Konstruktion eines Vertikalseismometers. S. 251.  
H. Martin: Ein neuer mechanischer Beschleunigungsmesser. S. 241.  
W. Köller: Untersuchungen über Vorgänge an der Schneide beim Schwingen eines Schwerependels. S. 269.  
R. Lauterbach: Geomagnetische Messungen an Lamprophyrgängen in der Lausitz. S. 291.

#### Verschiedenes und Mitteilungen

- E. Kohlschütter: Bericht über die Tagung der Internationalen Geodätischen Gesellschaft in Edinburgh vom 17. bis 26. September 1936. S. 22.  
Bericht über die XII. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 8. bis 10. Oktober 1936 in Berlin. S. 34.  
Adressenänderungen zum Mitgliederverzeichnis. S. 44.  
Druckfehlerberichtigung. S. 44.  
K. Beurlen: Mitteilung über die Fachgliederung Bodenkunde (Geologie, Mineralogie, Geophysik) im Reichsforschungsrat. S. 131.  
Vier deutsche Nordlandreisen 1937, eine Veranstaltung der Nordischen Gesellschaft. S. 132.  
E. Kohlschütter: Beitritt Deutschlands zur IGGV. S. 202.  
L. Haasemann zum 80. Geburtstag. S. 204.  
Bericht über die Kundgebung der Fachgliederung Bodenkunde in Aachen am 21. August 1937. S. 238.  
Zehn Jahre Fachnormenausschuß für Bibliotheks-, Buch- und Zeitschriftenwesen. S. 240.  
Wissenschaftlicher Wettbewerb aus dem Gebiet der Zeitmeßkunde und Uhrentechnik. S. 352.  
Mitteilung der Askania-Werke Berlin-Friedenau. S. 353.

#### Referate

- B. Schulz: A. Defant: Ausbreitungs- und Vermischungsvorgänge im antarktischen Bodenstrom und im subantarktischen Zwischenwasser. S. 43.

- G. A. Schulze: H. W. Koch u. E. Boedeker: Schwingungen im Bauwesen, bei Fahrzeugen und Maschinen, Schwingungsmessung. S. 198.
- G. A. Suckstorff: F. Reinhold: Regenbeobachtungen, Wasserstands- und Wassermengenmessungen. S. 199.
- Hann-Siring: Lehrbuch der Meteorologie. S. 199.
- F. Baur: Einführung in die Großwetterforschung. S. 200.
- H. Israel-Köhler: Das Klima von Bad Nauheim. S. 200.
- J. Schnippenkötter u. T. Weyres: Physik für höhere Lehranstalten. S. 201.
- G. A. Suckstorff: A. Schmauss: Das Problem der Wettervorhersage. S. 201.
- G. Fanselau: A. Nippoldt: Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht. S. 202.
- G. A. Schulze: Carl Chr. Beringer: Geologisches Wörterbuch. S. 238.
- Ernst: A. Rittmann: Vulkane und ihre Tätigkeit. S. 348.
- B. Schulz: A. Defant: Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans. S. 350.

**Geophysikalische Berichte**

- S. 1—46. Heft 1.  
S. 47—104. Heft 2/3.  
S. 105—116. Heft 4/5.  
S. 107—176. Heft 6.
-

## Wendepunkte in der Laufzeitkurve sinusförmiger Wellen

Von **A. Ramspeck**, Deutsche Forschungsges. f. Bodenmech. — (Mit 2 Abbildungen)

Es wird gezeigt, daß die Laufzeitkurve sinusförmiger Wellen im Boden dann keine einfache Gerade ist, wenn Interferenzerscheinungen auftreten. Die Laufzeitkurve hat in diesem Falle bei den Interferenzmaxima und -minima Wendepunkte. Die Scheingeschwindigkeit in den Wendepunkten wird von der Ausbreitungsgeschwindigkeit und Amplitude der Einzelwellen bestimmt.

In Theorie „der Schwebungen“, Zeitschr. f. Geophys. 1936, Heft 5/6, hat R. Bungers die Überlagerungserscheinungen ausführlich besprochen, die beim Zusammentreffen zweier Sinuswellen verschiedener Frequenz entstehen. Am Schluß dieses Aufsatzes ist darauf hingewiesen worden, daß ganz ähnliche Überlagerungserscheinungen auftreten, wenn zwei Sinuswellen gleicher Frequenz, aber verschiedener Ausbreitungsgeschwindigkeit zusammentreffen. Während jedoch im ersten Falle das Überlagerungsbild sich mit der *Zeit* ändert, wird in Falle der Überlagerung gleichfrequenter und verschieden schnell wandernder Sinuswellen an einem festen Ort zu jeder beliebigen Zeit stets nur eine reine Sinusschwingung beobachtet; Amplitude und Phase dieser Schwingung sind aber von Ort zu Ort verschieden, so daß hier das Überlagerungsbild eine Funktion des *Ortes* ist.

In der Physik bezeichnet man im allgemeinen die Überlagerung von Schwingungen verschiedener Frequenz als „Schwebung“, die Überlagerung von Wellen verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit oder verschiedener Phase, aber gleicher Frequenz als „Interferenz“. Wir glauben bei dieser Gelegenheit auf einen grundlegenden Unterschied zwischen Schwebungen und Interferenz hinweisen zu sollen:

Der Schwingungszustand bei Schwebungen läßt sich z. B. nach R. Bungers durch folgende Funktion darstellen [Theorie der Schwebungen, a. a. O., Formel (3)]:

$$y(t, x) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(\Delta \omega t + \varphi)} \cdot \sin \left[ \omega t + \frac{\varphi}{2} + \arctg \left( \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} \operatorname{tg} \frac{\Delta \omega t + \varphi}{2} \right) \right] \dots \quad (1)$$

wobei  $\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$  und  $\Delta \omega = \omega_1 - \omega_2$ ,  $\omega_1$  und  $\omega_2$  die Frequenzen der Einzelschwingungen sind und  $\varphi$  eine vom Ort  $x$  und der Wellenlänge  $\lambda$  abhängige Größe ist.

Für den Fall der Interferenz dagegen ist der Schwingungszustand gegeben durch\*)

$$y(t, x) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \omega x \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right)} \cdot \sin \omega \left( t - \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{A_1 \sin \omega \frac{x}{v_1} + A_2 \sin \omega \frac{x}{v_2}}{A_1 \cos \omega \frac{x}{v_1} + A_2 \cos \omega \frac{x}{v_2}} \right) \dots \quad (2)$$

wobei  $v_2$  und  $v_1$  die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Einzelwellen,  $\omega$  die gemeinsame Frequenz ist.

Wie man sich leicht überzeugt, stellt die Funktion (1) selbst dann keine einfache Sinusfunktion dar, wenn man  $t$  konstant hält und für  $\varphi$  den Wert  $\omega \cdot x/v$  einführt, d. h. wenn man den Schwingungszustand zu einer bestimmten Zeit als Funktion des Ortes betrachtet; dagegen ist die Funktion (2) für jedes konstante  $x$  eine reine Sinusfunktion. Man kann also sagen:

Bei Schwebungen treten zu keiner Zeit und an keinem Ort stationäre reine Sinusschwingungen auf; bei Interferenz dagegen ist an jedem beliebigen festen Ort die Schwingung eine reine Sinusschwingung. Nur sind Amplitude und Phase dieser Schwingung von Ort zu Ort voneinander verschieden.

Da die Messungen mit stationären elastischen Sinusschwingungen in der letzten Zeit in größerem Maßstab Eingang in die Praxis gefunden haben, scheint es nützlich, auf die Theorie der Interferenz dieser Schwingungen in ähnlicher Weise näher einzugehen, wie das R. Bungers für die Schwebungen getan hat.

Das Verhalten der Schwingungsamplituden bei Interferenz ist bereits ausführlich behandelt worden\*). Wir brauchen uns deshalb hier nicht näher damit zu befassen. Dagegen fehlt bisher noch eine zusammenhängende Darstellung des Verhaltens der Phase im Falle der Interferenz.

Zwei Wellen gleicher Frequenz  $\omega$ , aber verschiedener Ausbreitungsgeschwindigkeiten  $v_1$  und  $v_2$ ,

$$y_1 = A_1 \sin \omega \left( t - \frac{x}{v_1} \right),$$

$$y_2 = A_2 \sin \omega \left( t - \frac{x}{v_2} \right),$$

überlagern sich bekanntlich zu einer Sinuswelle

$$y = A \sin \omega (t - \varphi),$$

---

\*) Z. B. Veröffentl. d. Deutsch. Forschungsges. f. Bodenmechanik, Heft 4. Berlin, Jul. Springer, 1936.



wobei

$$\left. \begin{aligned}
 A^2 &= A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \omega x \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right), \\
 \operatorname{tg} \omega \varphi &= \frac{A_1 \sin \omega \frac{x}{v_1} + A_2 \sin \omega \frac{x}{v_2}}{A_1 \cos \omega \frac{x}{v_1} + A_2 \cos \omega \frac{x}{v_2}}.
 \end{aligned} \right\} \dots \dots (3)$$

$x/v_1$  und  $x/v_2$  sind dabei die „Laufzeiten“, die eine bestimmte Phase der Einzelwellen (hier die Phase 0) braucht, um vom Erregerort  $x = 0$  zum Beobachtungsort in der Entfernung  $x$  zu gelangen. Entsprechend wollen wir für die bei der Überlagerung entstehende Welle  $\varphi$  als die „Scheinlaufzeit“ und, wenn wir setzen  $d\varphi = dx/v$ ,  $v$  als die „Scheingeschwindigkeit“ bezeichnen. Formel (3) läßt erkennen, daß  $v$  im allgemeinen nicht konstant,  $\varphi(x)$  im allgemeinen keine Gerade ist. In der Praxis findet man meist, daß die gemessenen Werte von  $\varphi$  sich um eine mittlere Gerade herum „schlängeln“.  $\varphi(x)$  besitzt also eine Reihe von Wendepunkten, ähnlich wie Fig. 2 und 4 in dem Aufsatz von Bungers für die Phase der Schwebungen zeigen (vgl. auch Fig. 7 dessen Aufsatzes). Die Lage der Wendepunkte der Kurve  $\varphi = \varphi(x)$  wollen wir nun bestimmen. Dazu formen wir (3) noch etwas um. Vernachlässigen wir die möglicherweise vorhandene Absorption der Wellen, so ist

$$\eta = \frac{A_1}{A_2}$$

eine Konstante, gleichgültig, ob wir annehmen:

$$\left. \begin{aligned}
 A_1 &= a_1 = \text{const}, \\
 A_2 &= a_2 = \text{const},
 \end{aligned} \right\} \text{lineare Wellenausbreitung,}$$

oder

$$\left. \begin{aligned}
 A_1 &= \frac{a_1}{\sqrt{x}}, \\
 A_2 &= \frac{a_2}{\sqrt{x}},
 \end{aligned} \right\} \text{flächenhafte Wellenausbreitung,}$$

oder

$$\left. \begin{aligned}
 A_1 &= \frac{a_1}{x}, \\
 A_2 &= \frac{a_2}{x},
 \end{aligned} \right\} \text{räumliche Wellenausbreitung.}$$

Wir nehmen an  $\eta \neq 1$ , also  $A_1 \neq A_2$ . Ferner setzen wir  $v_1/v_2 = k$  und ebenfalls  $k \neq 1$ .

Dann wird nach (3)

$$\varphi = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\eta \sin \omega \frac{x}{v_1} + \sin \omega \frac{x}{v_2}}{\eta \cos \omega \frac{x}{v_1} + \cos \omega \frac{x}{v_2}} \dots \dots \dots (4)$$

$\varphi$  hat einen Wendepunkt dort, wo

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = 0, \quad \frac{d^3 \varphi}{dx^3} \neq 0.$$

Aus (4) ergibt sich durch Differentiation nach  $x$ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\varphi}{dx} &= \frac{1}{v_1} \frac{\eta^2 + k + \eta(k+1) \cos \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)}{\eta^2 + 1 + 2\eta \cos \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)} \\ &= \frac{1}{v_1} \left( 1 + (k-1) \frac{1 + \eta \cos \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)}{\eta^2 + 1 + 2\eta \cos \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)} \right) \end{aligned} \right\} \dots (5)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \eta(\eta^2 - 1) \frac{\omega}{v_1^2} (k-1)^2 \frac{\sin \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)}{\left(\eta^2 + 1 + 2\eta \cos \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)\right)^2} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^3 \varphi}{dx^3} &= \\ - \eta(\eta^2 - 1) \frac{\omega^2}{v_1^3} (k-1)^3 \cdot \frac{(\eta^2 + 1) \cos \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) + 2\eta \left(1 + \sin^2 \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)\right)}{\left(\eta^2 + 1 + 2\eta \cos \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)\right)^3} \end{aligned} \right\} (7)$$

Aus (6) folgt:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = 0 \text{ f\u00fcr } \sin \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) = 0$$

oder

$$\cos \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) = \pm 1.$$

F\u00fcr

$$\sin \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) = 0, \quad \cos \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) = +1$$

ist

$$\frac{d^3 \varphi}{dx^3} = - \frac{\eta(\eta^2 - 1) \omega^2}{(\eta + 1)^4 v_1^3} (k-1)^3 \dots \dots \dots (8)$$

f\u00fcr

$$\sin \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) = 0, \quad \cos \omega x \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) = -1:$$

$$\frac{d^3 \varphi}{dx^3} = + \frac{\eta(\eta^2 - 1) \omega^2}{(\eta - 1)^4 v_1^3} (k-1)^3 \dots \dots \dots (9)$$

also jedesmal, da  $\eta \neq 1$ ,  $k \neq 1$ ,  $\frac{d^3 \varphi}{dx^3} \neq 0$ . Bei

$$\sin \omega x \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = 0, \quad \cos \omega x \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = \pm 1$$

liegen also Wendepunkte der Funktion  $\varphi = \varphi(x)$ . Das sind aber gerade die Stellen, bei denen die Amplitude der Überlagerungsschwingung,

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \omega x \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right),$$

ein Maximum oder Minimum erreicht.

Nach (8) und (9) erreicht der Differentialquotient  $d\varphi/dx$  seinen größten Wert bei  $\cos \omega x \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = +1$ , d. h. beim Interferenzmaximum, wenn  $\eta$  und  $k$  beide größer oder beide kleiner als 1 sind, beim Interferenzminimum,

$$\cos \omega x \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = -1,$$

wenn  $\eta$  größer,  $k$  kleiner als 1 oder umgekehrt ist.

Aus dem Ansatz  $d\varphi = dx/v$  und den Formeln  $\eta = A_1/A_2$  und  $k = v_1/v_2$  folgt daher das Ergebnis:

*Die Scheingeschwindigkeit interferierender Wellen ist am größten über dem Interferenzmaximum, wenn die Welle mit der größeren Amplitude die kleinere Ausbreitungsgeschwindigkeit, über dem Interferenzminimum, wenn die Welle mit der größeren Amplitude die größere Ausbreitungsgeschwindigkeit besitzt.*

Wir wollen nun untersuchen, ob auch unendlich große Scheingeschwindigkeiten im Wendepunkt möglich sind. Das ist dann der Fall, wenn gleichzeitig

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0,$$

also

$$\left\{ \begin{array}{l} \sin \omega x \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = 0, \\ \eta^2 + k + (k+1)\eta \cos \omega x \left( \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = 0, \end{array} \right.$$

d. h.

$$\eta^2 + k \pm \eta(k+1) = 0.$$

Das Pluszeichen führt zu negativen Werten von  $\eta$  oder  $k$ . Demnach kann über einem Interferenzmaximum niemals die Scheingeschwindigkeit unendlich groß werden. Nehmen wir das Minuszeichen, so wird

$$\eta = k.$$

Daraus folgt:

*Verhalten sich die Amplituden der Einzelwellen gerade wie die Ausbreitungsgeschwindigkeiten, so tritt über dem Interferenzminimum eine unendlich hohe Scheingeschwindigkeit auf.*

Nach (5) ist allgemein die Scheingeschwindigkeit beim Interferenzmaximum

$$v = \frac{\eta + 1}{\eta + k} v_1 \dots \dots \dots (10)$$

beim Interferenzminimum

$$v = \frac{\eta - 1}{\eta - k} v_1 \dots \dots \dots (11)$$

Nach (11) können beim Minimum auch negative Scheingeschwindigkeiten auftreten, wenn nämlich

$$k > \eta > 1$$

oder

$$k < \eta < 1$$

ist.

Nennen wir die Scheingeschwindigkeit beim Maximum  $v'$ , beim Minimum  $v''$ , so ergibt sich aus (10) und (11)

$$\eta = \frac{v_1 - v' k}{v' - v_1} \quad \text{und} \quad \eta = \frac{v'' k - v_1}{v'' - v_1} \dots \dots \dots (12)$$

und

$$k = \frac{v_1(v' + v'') - 2v_1^2}{2v'v'' - v_1(v' - v'')} \dots \dots \dots (13)$$

$k$  bzw.  $v_2$  bestimmt man jedoch sicherer aus dem Abstand der Interferenzmaxima oder -minima voneinander.

Wir betrachten schließlich noch den Sonderfall  $\eta = 1$ , also  $A_1 = A_2$ . Dann ist

$$\text{tg } \omega \varphi = \text{tg } \omega \cdot \frac{1}{2} \left( \frac{x}{v_1} + \frac{x}{v_2} \right),$$

$$\varphi = \frac{1}{2} \left( \frac{x}{v_1} + \frac{x}{v_2} \right),$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{1}{v} = \frac{v_1 + v_2}{2v_1v_2}$$

oder

$$v = \frac{2v_1v_2}{v_1 + v_2}$$

Die Scheingeschwindigkeit ist also in diesem Falle konstant; Wendepunkte kommen nicht vor.

Der oben bewiesene Satz über die Scheingeschwindigkeiten beim Interferenzmaximum und -minimum hat eine gewisse praktische Bedeutung.

In der Abhandlung über die Amplituden der Überlagerungsschwingungen\*) ist gezeigt worden, daß zwischen den Geschwindigkeiten der Einzelwellen, der

\*) Veröffentl. d. Deutsch. Forschungsges. f. Bodenmechanik, a. a. O., S. 21.

Frequenz  $n$  und dem Abstand  $\Delta x$  zweier benachbarter Maxima und Minima die Beziehung besteht:

$$\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} = \frac{1}{n \cdot \Delta x} \quad \dots (14)$$

Ferner ist dort gezeigt worden, daß die Durchschnittsgeschwindigkeit [gekennzeichnet durch die mittlere Gerade, die sich durch die Wellenlinie  $\varphi = \varphi(x)$  legen läßt] gleich ist der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Einzelwelle mit der größeren Amplitude. Aus der Laufzeitkurve kann man also im allgemeinen eine der Geschwindigkeiten  $v_1$  und  $v_2$  entnehmen, aus dem Abstand zweier Maxima oder Minima

nach (14) ferner  $\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}$  bestimmen. Es bleibt aber zunächst unbestimmt, ob die aus der Laufzeitkurve entnommene Geschwindigkeit die größere oder die kleinere von beiden ist. Nennen wir z. B. die Geschwindigkeit der einen Einzelwelle, die wir aus der Laufzeitkurve ablesen,  $v_e$ , und die Geschwindigkeit der zweiten Einzelwelle, die noch zu bestimmen ist,  $v_x$ , so kann nach (14)  $v_x$  gegeben sein sowohl durch

$$\frac{1}{v_x} = \frac{1}{n \Delta x} + \frac{1}{v_e},$$

wie durch

$$\frac{1}{v_x} = \frac{1}{v_e} - \frac{1}{n \Delta x}.$$

Im ersten Falle ist  $v_x < v_e$ , im zweiten Fall  $v_x > v_e$ . Die Entscheidung darüber, welcher der beiden Fälle vorliegt, wird durch den oben bewiesenen Satz ermöglicht.

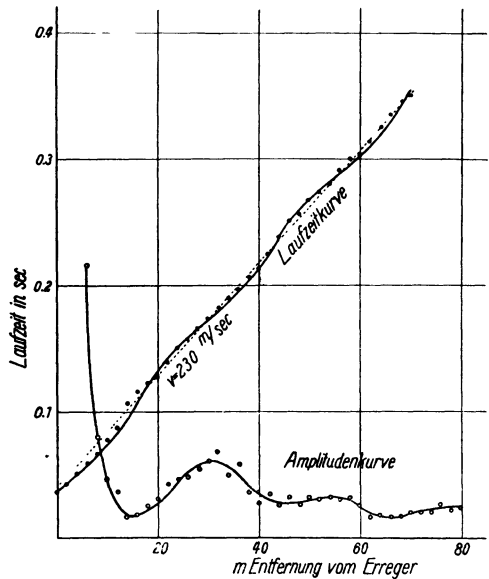


Fig. 1. Laufzeit- und Amplitudenkurve für  $n = 20/\text{sec}$  auf gewachsenem Boden

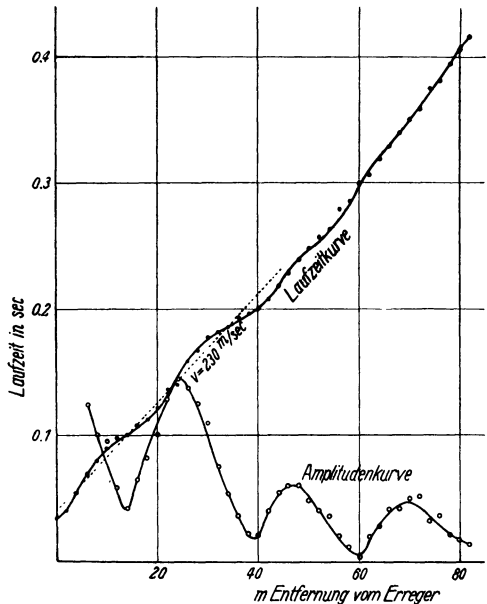


Fig. 2. Laufzeit- und Amplitudenkurve für  $n = 20/\text{sec}$  auf einem Damm

Dazu soll ein Beispiel gegeben werden:

Die Laufzeit- und Amplitudenkurven der Fig. 1 und 2 sind von einem Standort einer Schwingungsmaschine aus nach zwei zueinander senkrechten Richtungen hin gemessen worden. Die Frequenz der Maschine war 20/sec. Fig. 1 ist auf gewachsenem Boden, Fig. 2 auf einem am Maschinenstandort beginnenden Damm aufgenommen worden. Die Durchschnittsgeschwindigkeit im ersten Teil der Laufzeitkurve beträgt in beiden Fällen (punktierter Linie) rund 230 m/sec. Dies ist also die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle mit der größeren Amplitude. In Fig. 1 beträgt der Abstand der ersten beiden Amplitudenminima voneinander rund 30 m. Nach (14) ist also

$$\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} = \frac{1}{20 \cdot 30} = 0.00167.$$

Die größte Scheingeschwindigkeit in der Laufzeitkurve liegt über dem Amplitudenmaximum. Demnach muß die Welle mit der kleineren Amplitude sich mit einer Geschwindigkeit ausbreiten, die größer ist als 230 m/sec. Setzen wir  $230 = v_1$ , so wird

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_2} &= \frac{1}{230} - 0.00167 = 0.00268, \\ v_2 &= 370 \text{ m/sec.} \end{aligned}$$

In Fig. 2 dagegen liegt die größte Scheingeschwindigkeit über dem Amplitudenminimum. Hier muß also die Einzelwelle mit der größeren Amplitude auch die größere Ausbreitungsgeschwindigkeit haben. Wir müssen also hier setzen:

$$230 = v_2.$$

Dann ergibt sich aus dem Abstand 25 m der beiden ersten Amplitudenminima voneinander:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_1} - \frac{1}{230} &= \frac{1}{20 \cdot 25}, \\ \frac{1}{v_1} &= 0.00435 + 0.002 = 0.00635, \\ v_1 &= 160 \text{ m/sec.} \end{aligned}$$

Aus den Messungen läßt sich also folgendes schließen: In den obersten Lagen des gewachsenen Bodens, auf dem die Schwingungsmaschine steht, breiten sich die Wellen mit einer Geschwindigkeit von 230 m/sec aus. Darunter (kleinere Amplitude!) liegt eine Schicht, in der die Ausbreitungsgeschwindigkeit 370 m/sec ist. Der Damm macht erstens die von der Maschine im gewachsenen Boden unmittelbar angeregten Schwingungen mit; zweitens aber breiten sich in ihm schwächere selbständige Wellen aus, die mit einer Geschwindigkeit von 160 m/sec wandern.

Auf die weiteren Folgerungen aus diesen Messungen, z. B. auf den Einfluß der mit der Entfernung vom Maschinenstandort zunehmenden Dammhöhe auf Amplituden- und Laufzeitkurve (Fig. 2) gehen wir nicht näher ein, da es uns hier nur auf die Deutung der Wendepunkte in der Laufzeitkurve ankam.

## Zur Seismizität Afrikas während der Jahre 1913 bis 1930

Von Herbert P. T. Rohleder, London. — (Mit 1 Abbildung)

Die Grundgedanken dieser Arbeit waren: Welche Beziehungen bestehen zwischen *Bebenhäufigkeit*, *geographischer Verteilung* und *tektonischer Struktur* innerhalb Afrikas? Und weiterhin: Läßt sich auch in den rezenten Äußerungen tektonischer Vorgänge, denn das sind ja die Erdbeben, das alte ostafrikanische Grundgesetz erkennen, daß sich tektonische Vorgänge fast stets an *präexistierende* Schwächelinien halten? Jene Abhängigkeit späterer Tektonik von früherer ist bereits vor Jahrzehnten von Krenkel<sup>1-3)</sup> ausgesprochen worden und in jüngster Zeit von Dixey<sup>4)</sup> für das *Nyassaland* und Grantham für das *Tanganyika Mandat* betont worden. Verfasser<sup>5)</sup> hat bereits früher nachzuweisen versucht, daß die Schütterzonen *Nord Rhodesiens* als tektonische Ausläufer der *Tanganyikasee-Senke* zu deuten sind, also zum ostafrikanischen Grabensystem in enger Beziehung stehen.

Leider war das Material zu spärlich, um zu eindeutigen Schlüssen zu kommen. Genauere Angaben von Erdbeben, wie sie für die Kronkolonie *Nord Rhodesien* alljährlich vorliegen<sup>6)</sup>, fehlen merkwürdigerweise für die anderen, ja sogar die weiter vorgeschrittenen britischen Besitzungen innerhalb Afrikas. Zu deutscher Zeit wurden innerhalb Ostafrikas soviele Daten gesammelt, daß Krenkel bereits vor über einem Jahrzehnt wertvolle wissenschaftliche Arbeiten hierüber veröffentlichten konnte. Wenn heute jegliche Angaben fehlen, so bedeutet das einen bedauerlichen Rückschritt. Dies übrigens, auf rein wissenschaftlichem Gebiet, ein nicht unwesentliches Argument zur Frage, ob Deutschland fähig war zu kolonisieren!

Die vorliegenden Angaben basieren auf den Veröffentlichungen der *British Association for the Advancement of Science*, Catalogue of Earthquakes, 1918 bis 1924 und 1925 bis 1930, sowie dem *Index of Epicentres for 1913 bis 1930 by Miss Ethel F. Bellamy*.

Zur Karte ist zu bemerken, daß Afrika anscheinend sehr bebenarm ist. Dies trifft auch zu im Vergleich zu den meisten anderen Erdteilen. Es darf aber nicht vergessen werden, daß hier nur *die* Erdbeben berücksichtigt wurden, die von einer zuverlässigen Erdbebenstation registriert und nach *Oxford* eingesandt wurden. Lokale Beben kleinen Ausmaßes haben fraglos an den verschiedensten Stellen stattgefunden, sind jedoch aus Mangel an Beobachtung der Wissenschaft entgangen.

Lediglich das nördliche *Marokko*, sowie der südliche Ausgang des *Roten Meeres* zeigen Maxima. Das übrige *Marokko* bis nach *Algerien* hinein, das *westliche Tripolitani*en und *nördliche Ägypten* zeigen eine mäßige Bebenhäufigkeit, desgleichen zwei isolierte Zonen im *ostafrikanischen Hochland* (Krenkels „mittlere Störungszone“). Isolierte Vorkommen an der Ostküste der *Südafrikanischen*

*Union* sowie in der *Äquatorialzone* Afrikas. Nur eine einzige Zone geringfügigen Ausmaßes findet sich im gesamten *Saharabereich*.

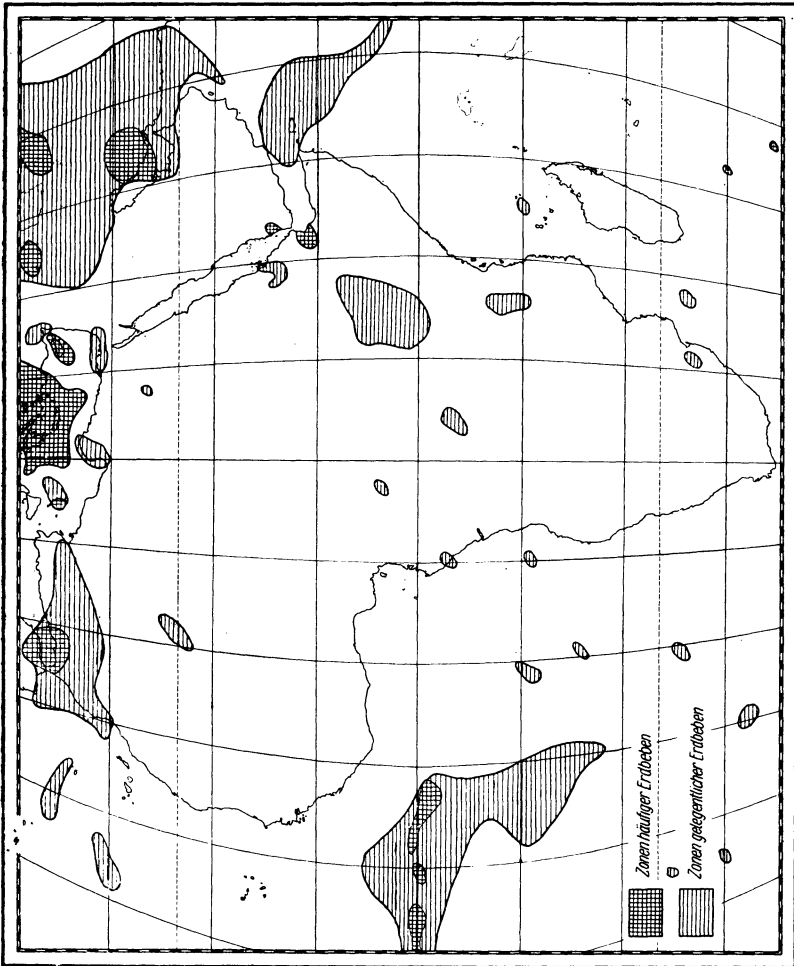


Fig. 1

Einzelne Schüttergebiete des östlichen *Atlantischen Ozeans* dürften wohl zumeist mit rezenten oder unlängst erloschenen Vulkanen in Verbindung stehen, von denen nicht alle den Meeresspiegel erreichen.

#### Literatur

[1] E. Krenkel: Die Bruchzonen Ostafrikas. Berlin 1922. Abschnitt III. Die Erdbeben, S. 72—139.

[2] E. Krenkel: Die Erdbeben Ostafrikas. Centralbl. f. Mineralogie usw. S. 705 und 743.



[3] E. Krenkel: Die Seismizität Afrikas. Centralbl. f. Mineralogie usw. S. 173.

[4] Frank Dixey: The Geology of the Upper Luangwa Valley, North Eastern Rhodesia. Abstracts of the Proceedings of the Geological Society of London, p. 2 und in der folgenden Diskussion Dr. D. R. Grantham.

[5] H. P. T. Rohleder: Beiträge zur Kenntnis der Erdbebenkunde und seismisch akustischen Phänomene Nord Rhodesiens. Zeitschr. f. Geophys. 1933, S. 325.

[6] Meteorological Reports for Northern Rhodesia, 11 jährlich vom Colonial Office, London, veröffentlicht.

---

## Zur Frage der Variabilität der Chandlerschen Periode

Von K. Ledersteiger, Wien

Der Analyse der Polkoordinaten nach der Fuhrichschen Autokorrelationsmethode müssen mindestens Zeiträume von der Länge der  $6\frac{1}{2}$  jährigen Schwebungsperiode zugrunde gelegt werden.

Eine Anwendung der neuen Autokorrelationsmethode von J. Fuhrich auf die  $x$ -Koordinate der Polbahn führte L. W. Pollak und A. Hanel\*) zu folgenden Ergebnissen:

1. Die Länge der Chandlerschen Periode sowohl wie die Größe ihrer Amplitude unterliegen beträchtlichen periodischen Schwankungen. Im Zeitraum 1890.0—1911.6 schwankt die Periodenlänge zwischen 406.5 und 450.7 Tagen, also 1.113 und 1.234 Jahren, und die Amplitude zwischen 0.089'' und 0.274''. Die Änderung erfolgt derart, daß stets die größere Amplitude mit geringerer Periodenlänge und umgekehrt verbunden ist.

2. Die jährliche Periode ergibt sich stets kürzer als ein Jahr und zwar zwischen 0.812'' und 0.965 Jahren, wobei die Amplitude gleichfalls beträchtlichen Schwankungen unterliegt. Das Minimum fällt mit 0.009'' auf den Zeitraum 1901.6—1905.6, der bekanntlich durch das Schustersche Periodogramm am besten erfaßt wird. Das Maximum von 0.075'' fällt in die letzten Jahre vor 1900. Eine große Amplitude der Chandlerschen Periode ist stets mit einer kleinen Amplitude der Jahreswelle verknüpft und umgekehrt.

3. Außer diesen bekannten Perioden tritt noch eine Welle von 1.6 Jahren auf, deren Realität aus dem Existenzkriterium der Fuhrichschen Methode mit großer Wahrscheinlichkeit behauptet werden kann. Schließlich ist in dem schon erwähnten Zeitraum 1901.6—1905.6 noch eine Periode von 0.6 Jahren nachweisbar.

L. W. Pollak, dessen Verdienst es ist, die hohe Bedeutung der Fuhrichschen Methode für die Geophysik erkannt zu haben, prüfte das Auflösungsvermögen des Verfahrens an konstruierten Beispielen und gelangte hierbei zu überraschend guten

---

\*) L. W. Pollak u. A. Hanel: Bericht über die numerische Methode von J. Fuhrich zur Ermittlung von Periodizitäten. Meteorolog. Zeitschr. 52, 330—333 (1935).

Ergebnissen. Es erschien daher nicht überflüssig, einen ähnlichen Versuch mit einer idealisierten Polbahn zu machen. Als solche wählte ich jene zwei mittleren Kreisschwingungen, die ich vor einigen Jahren aus dem Material von 1890—1928 abgeleitet habe\*) und die selbstverständlich die empirische Polbahn nur roh approximieren. Die folgende Analyse erstreckt sich gleichfalls nur auf die  $x$ -Komponente dieser theoretischen Polbewegung:

$$x = 0.134'' \sin\left(\frac{2\pi}{1.185} t + 57^\circ\right) + 0.083'' \sin(2\pi t + 201^\circ) \dots (1)$$

Die Phasen gelten für 1900.0. Das Diagramm der Funktion (1) läßt deutlich die bekannte Schwebungsperiode von 6.4 Jahren erkennen. Um einen möglichst engen Anschluß an die Pollak'sche Analyse zu gewinnen, legte ich meiner Rechnung ebenfalls vierjährige Abschnitte zugrunde und wählte zuerst den bevorzugten Zeitraum 1901.6—1905.6. Ein Blick auf das Diagramm (1) lehrt, daß dieser Zeitraum gerade die maximale Amplitude der  $6\frac{1}{2}$  jährigen Schwebung symmetrisch einschließt. Das Fuhrich'sche Verfahren liefert die Darstellung:

$$x_1 = 0.177'' \sin\left(\frac{2\pi}{1.112} t + 72^\circ\right) + 0.017'' \sin\left(\frac{2\pi}{0.812} t + 149^\circ\right)$$

mit  $t = 0$  für 1901.4. Die noch übrigbleibenden Reste wurden graphisch aufgetragen und lassen die Superposition von zwei Wellen mit einer mittleren Periode von 1.2 Jahren erkennen. Die Ähnlichkeit mit den zwei Perioden von 1.6 und 0.6 Jahren, die Pollak für denselben Zeitabschnitt gefunden hat, ist auffallend.

Für den anschließenden Zeitraum 1905.2—1909.2, in dessen Mitte die minimale Amplitude der Schwebungsperiode fällt, findet man hingegen die Darstellung:

$$x_2 = 0.111'' \sin\left(\frac{2\pi}{1.307} t + 201^\circ\right) + 0.033'' \sin\left(\frac{2\pi}{0.856} t + 63^\circ\right)$$

mit  $t = 0$  für die Epoche 1905.0. Die graphisch aufgetragenen Reste weisen diesmal deutlich eine Periode von 1.6 Jahren auf. Wie die Gegenüberstellung von  $x_1$  und  $x_2$  klar zeigt, treten bei der Fuhrich'schen Analyse unserer idealisierten Polbahn ebenfalls die eingangs zusammengestellten charakteristischen Eigenschaften in Erscheinung. Die Ursache für dieses, den Ergebnissen Pollak's vollständig konforme Verhalten kann natürlich nur darin gesucht werden, daß in Hinblick auf die Existenz der  $6\frac{1}{2}$  jährigen Schwebungsperiode aus vierjährigen Abschnitten kaum eine sichere Trennung der beiden Hauptperioden der Polbewegung zu erreichen ist. Eine weitere Folge dieser Verzerrung ist die Diskontinuität der Darstellung, die in beträchtlichen Phasensprüngen an den Übergangsstellen zum Ausdruck kommt. Der Übergang von  $x_1$  und  $x_2$  an der Stelle 1905.0 erfolgt z. B. mit einer Phasenverschiebung von  $43^\circ$  für die Chandlersche und von  $94^\circ$  für die

\*) K. Ledersteger: Über die Analyse des Radiusvektors der Polbahn. Gerlands Beitr. zur Geophys. **26**, 314—332 (1930).

jährliche Periode. Noch größere Sprünge können an den Diagrammen bei Pollak abgelesen werden.

Man darf somit schließen, daß man für die Analyse der Polbewegung mindestens eine volle Schwebungsperiode heranziehen muß. Um ferner zu zeigen, daß auch dies noch nicht ganz befriedigende Resultate liefert, habe ich in einem dritten Versuch die Fuhrichsche Methode auf den Zeitabschnitt 1900.4—1906.8 angewendet. Er wurde absichtlich wieder streng symmetrisch zur maximalen Amplitude der Schwebungsperiode gewählt. Man findet die Chandlersche Periode:

$$0.138'' \sin \left( \frac{2\pi}{1.157} t + 92^\circ \right) \text{ mit } t = 0 \text{ für } 1900.2,$$

mit fast richtiger Amplitude, aber noch immer verkürzter Dauer. Es kann demnach keinem Zweifel unterliegen, daß ein gleichlanger, symmetrisch zum Minimum der Schwebungsperiode liegender Zeitraum zwar gleichfalls auf die richtige Amplitude, aber auf eine verlängerte Periode führen wird. Folglich scheint es ratsam, einer Untersuchung der Veränderlichkeit der beiden Hauptwellen in der Polbahn etwa 10jährige Abschnitte zugrunde zu legen, wobei mehrjährige Übergriffe empfehlenswert sein dürften, also z. B. 1900—1910, 1907—1917 usf.

Bei der Pollakschen Analyse weist die Chandlersche Periode bedeutend größere Schwankungen auf als in unseren drei Beispielen. Hierin kommt die Tatsache der weiteren, ungefähr 25jährigen Schwebung zum Ausdruck, die um 1910 ein Maximum besitzt. Ihr Zusammenhang mit den sogenannten „Wittingschen Störungen“ wurde schon seinerzeit nachgewiesen. Diese Störungen haben Perioden von etwa 454 und 413 Tagen, denen bei Kombination mit der Jahresperiode die Schwebungen von 5.1 und 8.6 Jahren entsprechen.

Da aber eine Diskussion\*) des etwas weiter definierten Kimuragliedes zeigt, daß rein lokale Erscheinungen in einem nur teilweise erfaßbaren und von der Reduktionsweise bedingten Betrage in die Polbahn eingehen und daß die Polkoordinaten in systematischer Weise von der Kombination der zu ihrer Bestimmung herangezogenen Stationen abhängen, so bleibt es sehr fraglich, ob die Variabilität der Chandlerschen Periode überhaupt reell ist. Diese Zweifel bestärkt einerseits das Verhalten der  $y$ -Koordinate der Polbahn bei dem Übergange von 6 auf 3 Stationen\*\*), wobei in den Differenzen eine 5jährige Periode auftritt, andererseits der zuerst von Schumann\*\*\*) betonte Abfall der Chandlerschen Amplitude beim Übergang zu konstanter, täglicher Beobachtungszeit. Beide Erscheinungen beweisen jedenfalls zur Genüge, daß bei der Veränderlichkeit der Chandlerschen Periode lokale Einflüsse eine nicht unwesentliche Rolle spielen.

---

\*) K. Ledersteger: Der Einfluß des Kimuragliedes auf die Polkoordinaten. *Zeitschr. f. Geophys.* **12**, 48—58 (1936).

\*\*\*) A. a. O., S. 57.

\*\*\*) R. Schumann: Bemerkenswerte Änderung der Amplitude der Chandlerschen Periode beim Übergang zu konstanter, täglicher Beobachtungszeit. *Astron. Nachr.* **258**, 385—392 (1936).

## Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem in der bodennahen Luftschicht

Von **W. Paeschke**, Göttingen — (Mit 5 Abbildungen)

Unter Verweisung auf ausführliche Veröffentlichungen in den Beiträgen zur Physik der freien Atmosphäre wird über Messungen berichtet, die über verschiedenen Rauigkeiten ausgeführt wurden. Es kann gezeigt werden, daß das logarithmische Geschwindigkeitsverteilungsgesetz bis zu einer Meßhöhe  $z = 5$  m über dem Boden hinreichend erfüllt ist und die Ansätze der neueren Hydro- und Aerodynamik unter Berücksichtigung einer entsprechenden Nullpunktverschiebung  $z_0$  zur numerischen Bestimmung wirksamer Rauigkeitslängen  $k$  führen.

Zur Klärung der Vorgänge in der untersten, bodennahen Luftschicht wurden atmosphärische Messungen der Windgeschwindigkeit  $u(z)$ , der Temperatur  $t(z)$  und der relativen Feuchtigkeit  $F(z)$  bis zu einer Höhe  $z = 5$  m über dem Meßort durchgeführt, um aus diesen Profilen Gesetzmäßigkeiten abzuleiten, die den Einfluß der Reibung als Funktion der Oberflächenbeschaffenheit erkennen lassen.

Nach umfassenden Vormessungen wurde schließlich das für den Göttinger Flugplatz vorgesehene Gelände, die angrenzenden Ländereien und später der Flugplatz selbst für die Messungen ausgewählt, sodaß folgende Rauigkeiten bei den verschiedensten Wetterlagen gemessen werden konnten:

- |  |                    |
|--|--------------------|
| 1. Ebene Schneefläche  | } Wintermessungen. |
| 2. Flugplatz Göttingen (niedriges Grasland)                  |                    |
| 3. Brachland   | } Sommermessungen. |
| 4. Niedriges Grasland  |                    |
| 5. Hohes Grasland (hartes Raygras auf dem Flugplatzgelände). |                    |
| 6. Getreideland (hoher Weizen).                              |                    |
| 7. Rübenland (Futterrüben).                                  |                    |

*Versuchsordnung* (vgl. Fig. 1). Den empfindlichsten Teil bilden zwei Hitzdrahtsonden gleicher Bauart und Abmessung. Diese sind so angeordnet, daß eine der beiden Sonden (an ihrer Stelle zeitweise ein Anemometer) in 2 m Höhe über dem Erdboden auf einem Dreibein fest eingebaut, während eine zweite Sonde am freien Ende eines schwenkbaren Armes angebracht ist, so daß die Meßhöhen variiert und auf diese Weise Profile vom Boden bis zu etwa 5 m Höhe gemessen werden können. Außerdem befindet sich ein Thermoelement zur Temperaturmessung an der zweiten Sonde und schließlich ist, zur dauernden Beobachtung der Windrichtung, eine primitive Windfahne (Baumwollfaden) vorgesehen. Diese dient einmal der Einstellung des schwenkbaren Armes gegen den Wind, andererseits einer etwaigen Feststellung der Richtungsänderung im Sinne der Ekman-Spirale beim Entfernen der Sonde vom Erdboden. Eine derartige Richtungsänderung des Windes innerhalb der bodennahen Luftschicht ist bis zur 5 m-Grenze

jedoch nicht feststellbar. Dagegen setzt sich ein Umspringen des Windes, besonders bei absinkender Luftbewegung, innerhalb sehr kurzer Zeit auf der ganzen Meßhöhe durch.

Der verspannte Mast aus Eisen- und Aluminiumrohr ist zerlegbar und leicht transportabel, so daß sich in verhältnismäßig kurzer Zeit ein Umbau im Gelände ermöglichen läßt. Mehr als 5 m in Lee des Mastes, also etwa 10 m von der Sonde entfernt, ist der Tisch mit der Meßbrücke und den Instrumenten aufgestellt. Es kann sich also keine störende Stauwirkung an den Sonden bemerkbar machen. Die Länge der Anlaufstrecke, also das von der Luft bestrichene ebene Gelände vor der Sonde, beträgt, je nach der Windrichtung, mehr als 500 m (Ausnahme bei

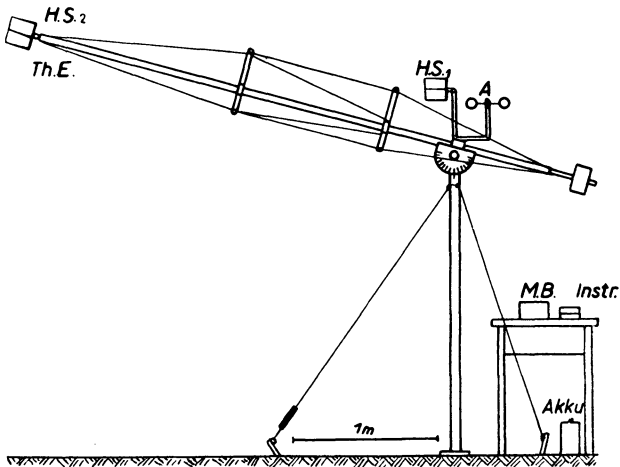


Fig. 1. Schematische Skizze der Versuchsanordnung.

Es bedeuten: A. Schalenkreuzanemometer, H. S. 1 Hitzdrahtsonde 1, H. S. 2 Hitzdrahtsonde 2, Th. E. Thermoelement, M. B. Meßbrücke, Instr. Sonstige Meßgeräte

Getreide- und Rübenland etwa 300 m). Es ist also sicher genügend groß, um einen gleichförmigen Zustand in dem untersuchten Höhenbereich herbeizuführen. Jedenfalls geben die Meßprofile keinen Anhalt dafür, daß irgendwelche Störungen verursacht worden sind durch die in der weiteren Umgebung von etwa 800 m stehenden Bäume und die Masten der Hochspannung bzw. die anders bebauten umliegenden Ackerflächen. Auf einen Sonderfall als Ausnahme soll in einem späteren Abschnitt (Diskussion der Profile) hingewiesen werden.

*Meßapparatur und Meßmethoden.* Außer den Hitzdrahtsonden mit der zugehörigen Brückenschaltung und den elektrischen Meßinstrumenten (Galvano- und Amperemeter), die der Temperatur- und Geschwindigkeitsmessung dienen, wurden Thermoelemente zur Temperatur- und ein Schalenkreuzanemometer zur Geschwindigkeitsmessung verwendet. Dieses war neben einer Hitzdrahtsonde in

einer konstanten Höhe  $z = 2$  m angebracht und diente lediglich Kontrollzwecken, um eine etwaige Änderung des Mittelwertes der Windgeschwindigkeit über längere Zeiträume festzustellen. Auf Einzelheiten über die Bauart der verwendeten Thermoelemente und Zweidrahtsonden, ihrer Eichungen im Windkanal und Schaltungen bei Temperatur- und Geschwindigkeitsmessungen soll hier nicht näher eingegangen werden. Eine ausführliche Beschreibung erscheint demnächst in den „Beiträgen zur Physik der freien Atmosphäre“.

Zur Bestimmung der Luftfeuchtigkeit wurden Thermohygrometer von Lambrecht benutzt, weil sie im Gegensatz zu den an und für sich genaueren Psychrometern und Taupunktsinstrumenten mit dem Vorzug einer praktischen, handlichen Form den weiteren Vorteil verbinden, daß sie den naturgegebenen Zustand innerhalb der Vegetation in keiner Weise störend verändern.

Die gleichzeitigen Messungen von Wind, Temperatur und Feuchtigkeit lassen je nach der Wetterlage eine mehr oder weniger starke gegenseitige Beeinflussung dieser drei meteorologischen Elemente erkennen. Bei der Eichung der Hitzdrahtsonden wurde außerdem eine von der Luftfeuchtigkeit abhängige Wärmeabgabe der geheizten Drähte gefunden. Für atmosphärische Luft handelt es sich dabei um jene Anomalie der Wärmeleitfähigkeit von Luft und Wasserdampfgemischen, die für Gemische eines neutralen Gases mit einem Dipolgas zutrifft (vgl. dazu die kurze Mitteilung in der Phys. Zeitschr. [1] und die demnächst erscheinende ausführliche Arbeit).

Von der grundlegenden Theorie soll nur das zum Verständnis der folgenden Auswertungen und Definitionen der einzelnen Größen unbedingt Nötige gebracht werden, im übrigen wird auf die ausführliche Veröffentlichung verwiesen. Der Verarbeitung des Versuchsmaterials sind Ansätze der neueren Hydro- und Aerodynamik zugrunde gelegt, für die Geschwindigkeitsmessungen die Potenzgesetze, insbesondere aber das logarithmische Geschwindigkeitsverteilungsgesetz

$$u(z) = a \log z + b \dots \dots \dots (1)$$

mit  $u(z)$  als Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Höhe  $z$  und  $a$  und  $b$  als Konstanten und schließlich die Beziehungen zwischen Mischungsweg und Austauschgröße einerseits und turbulenter Geschwindigkeit, Mischungsbewegung und Scheinreibung andererseits (vgl. Prandtl [2] und [3]). Nach dem Prandtl'schen Schubspannungsansatz

$$\tau_0 = \rho \left( l \frac{du}{dz} \right)^2 \dots \dots \dots (2)$$

mit  $\tau_0$  als Schubspannung am Boden,  $\rho$  Dichte der Luft und  $l$  als Mischungsweg, ergibt sich aus einer Dimensionsbetrachtung, daß der den Reibungszustand kennzeichnende Ausdruck  $\sqrt{\tau_0/\rho}$  die Dimension einer Geschwindigkeit hat, sodaß wir für die Schubspannungsgeschwindigkeit erhalten:

$$v_* \equiv \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = l \frac{du}{dz} \dots \dots \dots (3)$$

Darin ist der Mischungsweg  $l$  nach Prandtl proportional dem Wand- bzw. Bodenabstand  $l = \varkappa \cdot z$  mit  $\varkappa = 0.4$  nach Versuchsergebnissen von Nikuradse [4]. Führt man  $l = 0.4 z$  in die differenzierte Gleichung (1) ein, so erhält man aus (1) und (3) schließlich

$$v_* = \frac{0.4}{2.3} a = \frac{a}{5.75} \dots \dots \dots (4)$$

Die jeweiligen Werte von  $a$  ergeben sich aus den Meßprofilen, indem man die gemessenen Windgeschwindigkeiten  $u$  über den Logarithmen der zugehörigen Höhen aufträgt. Durch die Meßpunkte lassen sich oberhalb der Rauigkeitshöhe  $z_0$  (siehe unten), die als Mittelwert aus etwa 50 Einzelmessungen bestimmt wird, mit großer Annäherung Geraden legen, aus deren Neigung sich der jeweilige Wert von  $a$  ermitteln läßt. Damit wird die Schubspannungsgeschwindigkeit  $v_*$  als charakteristische Größe für den Reibungszustand des Geländes bestimmbar.

Nach Integration der Gleichung (2) ergibt sich andererseits

$$\left. \begin{aligned} u(z) &= \frac{1}{\varkappa} \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} (\ln z + \text{const}) \quad \text{oder} \quad \text{mit } \varkappa = \frac{1}{2.5} \\ &= 2.5 v_* \ln \frac{z}{c_0}, \\ &= 2.5 v_* \ln \frac{7.35 z}{k}, \end{aligned} \right\} \dots \dots (5)$$

indem man  $c_0$  als Integrationskonstante mit einer Rauigkeitslänge  $k$  in Beziehung bringt. Auf diese Weise läßt sich schließlich die Rauigkeitslänge  $k$  aus jeder beliebigen Höhe  $z$  und der zugehörigen Geschwindigkeit  $u(z)$  numerisch ermitteln.

Gleichung (5) schreibt man allerdings wegen der Unsicherheit, wo innerhalb der Rauigkeit die Stelle  $z = 0$  der einfacheren Formel liegen soll, besser

$$u(z) = 2.5 v_* \ln \frac{z - z_0}{c_0},$$

worin  $z_0$  die jeweilige Nullpunktverschiebung angibt.

Wenn in den vorliegenden Fällen (Ausnahme Getreideland) eine befriedigende Übereinstimmung der  $z_0$ - und  $k$ -Werte erzielt worden ist, so liegt das daran, daß durch sorgfältiges Ausmessen der  $z_0$ -Werte die richtige Nullpunktverschiebung für jede Rauigkeit vorgenommen werden konnte. Bei stark nachgiebigen, hohen Rauigkeiten werden je nach der Windstärke Schwankungen der Halmlängen vorkommen. In diesem Falle ist es keineswegs sicher, daß die ausgemessene Rauigkeitshöhe bereits die für die Berechnung des  $k$ -Wertes maßgebende Nullpunktverschiebung  $z_0$  ergibt. Man wird vielmehr in der Weise vorgehen müssen, daß man bei der logarithmischen Auftragung einer Meßreihe eine weitere Höhenverschiebung vornimmt, bis die Meßpunkte des betreffenden Profils auf einer Geraden liegen. Erst diese Gesamtverschiebung gibt den richtigen  $z_0$ -Wert an.

Als Einzelbeispiel für die Geschwindigkeitsprofile soll Fig. 2 (Geschwindigkeitsprofile, gemessen über hohem Grasland) herausgegriffen werden. Dieser Sonderfall, der deutlich erkennen läßt, daß für Ausbildung eines Profils eine verhältnismäßig lange Anlaufstrecke vor der Sonde von großer Wichtigkeit ist, wurde schon einleitend kurz erwähnt. Das Profil 2 dieser Abbildung war seinerzeit über unbebautem Ackerland (Brachland) gemessen und auch dafür berechnet worden, ohne zunächst zu beachten, daß der Wind inzwischen gedreht hatte. Bei der numerischen Berechnung der Werte von  $v_*$  und  $k$  fiel dieses Profil für Brachland

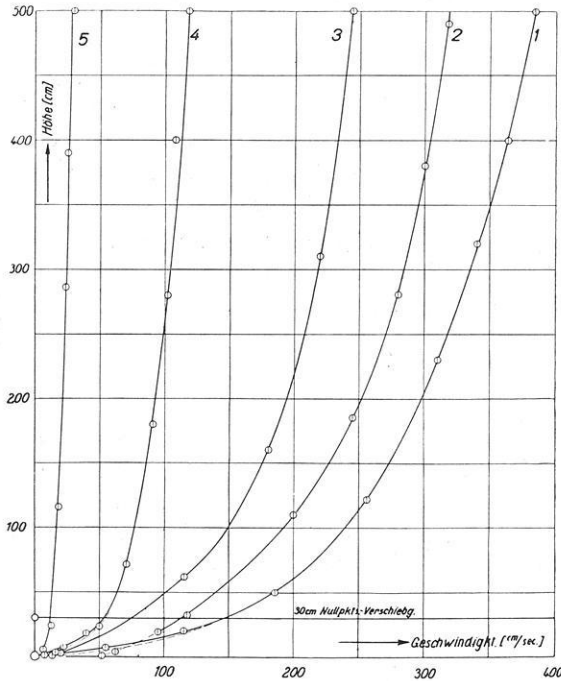


Fig. 2. Geschwindigkeitsprofile über Grasland (hoch). Profil 2 stellt einen Sonderfall dar, der den Einfluß der Anlaufstrecke auf die Ausbildung eines bestimmten Geschwindigkeitsprofils erkennen läßt

vollständig heraus, stimmte dagegen mit den später berechneten Werten von hohen Graslandprofilen sehr gut überein. Eine Nachprüfung ergab, daß der Wind bei dieser Sondenstellung etwa 500 m über Grasland und nur etwa 20 m vor der Sonde über eigentliches Meßgelände (Brachland) geweht hatte. Das Geschwindigkeitsprofil ist also bereits über dem hohen Grasland ausgebildet und während der letzten 20 m in seinem oberen Teil nicht mehr verändert worden. Innerhalb der Rauigkeitshöhe erkennt man jedoch daran, daß Profil 2 sich mit 1 kreuzt (sich also besser an den Erdboden anschmiegt als dieses), daß die bremsende Wirkung des hohen Grases bei Profil 2 gefehlt hat.



Noch besser als diese Einzelprofile über einer bestimmten Art der Bewachung läßt eine Zusammenstellung der Profile, gemessen über verschiedenem Untergrund (Fig. 3) erkennen, daß eine Nullpunktverschiebung je nach der Vegetationshöhe vorgenommen werden muß. Die unmittelbar an den Erdboden grenzende Zone nimmt eben eine Ausnahmestellung ein, die sich gesetzmäßig nicht erfassen läßt. Es ist dies jenes Gebiet der Mikroklimatologie, das charakterisiert ist durch stark überadiabatische Temperaturgradienten, hohen relativen Feuchtigkeitsgehalt und sehr starke Abnahme der Austauschwerte infolge der Erdbodennähe. So zeigen

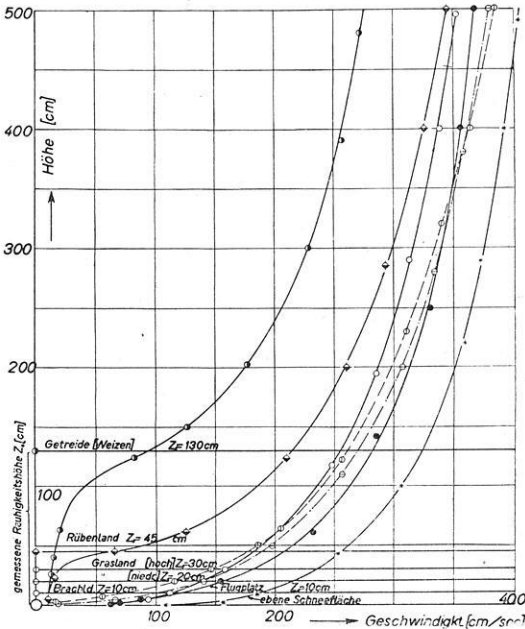


Fig. 3. Zusammenstellung der über verschiedenem Untergrunde gemessenen Geschwindigkeitsprofile zum Vergleich der Größenordnung der  $z_0$ -Werte (Nullpunktverschiebung) je nach Bestandshöhe

z. B. die beiden Profile über Getreide- und Rübenland deutlich, daß eine derartige Nullpunktverschiebung gerechtfertigt ist und die Höhe  $z_0$  für dichtstehende, hohe Bewachung nicht nur durch Ausmessung der Halmhöhen sehr genau bestimmbar ist, sondern mit hinreichender Genauigkeit auch durch die Höhenlage des oberen Wendepunktes in der betreffenden Profilkurve. Dagegen erscheint diese Verschiebung um das Stück  $z_0$  nach oben für niedrige Bewachung nicht begründet. Die graphischen Auftragungen zur Ermittlung der Rauheitslängen  $k$  zeigten jedoch die unbedingte Notwendigkeit einer Nullpunktverschiebung auch in diesen Fällen. Lediglich über einer ebenen Schneefläche erübrigte sich jede Höhenverschiebung. Diese Schneemessungen haben im Gegensatz zu den über allen anderen

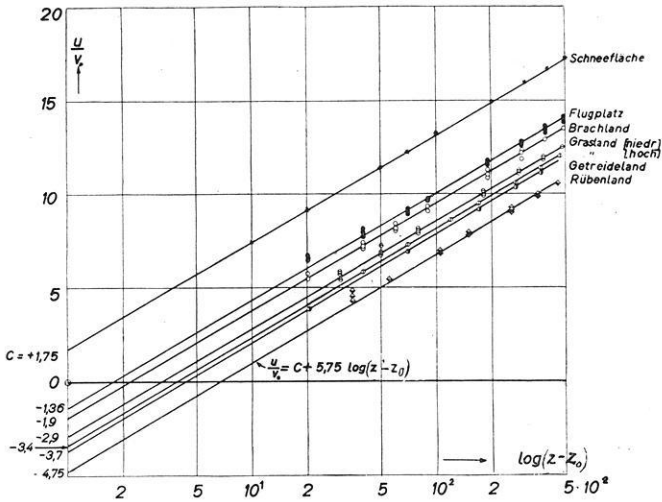


Fig. 4.  $\frac{u}{v_*}$  in Abhängigkeit von  $\log(z-z_0)$  für verschiedene Rauigkeiten. Diese dimensionslose Auftragung nach der Gleichung  $\frac{u}{v_*} = 5.75 \log(z-z_0) + C$  dient zur Bestimmung der wirksamen Rauigkeitslängen  $k$

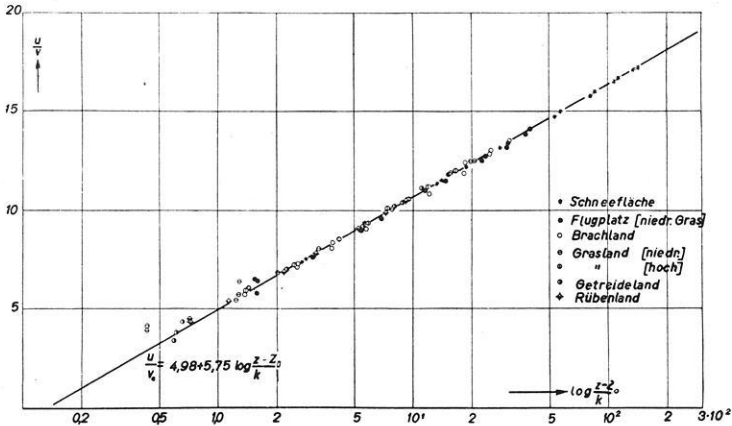


Fig. 5.  $\frac{u}{v_*}$  als Funktion von  $\log \frac{(z-z_0)}{k}$  für alle Geschwindigkeitsprofile. Die Darstellung läßt erkennen, daß das logarithmische Geschwindigkeitsverteilungsgesetz für alle gemessenen Rauigkeiten hinreichend erfüllt ist

Rauhigkeiten gemessenen Profilen das Aussehen von Geschwindigkeitsprofilen über einer ebenen Platte, wie sie im Laboratorium erhalten werden.

Schließlich lassen sich die Mittelwerte der Rauhigkeitslängen  $k$  für jede gemessene Bodenrauhigkeit aus einer dimensionslosen Auftragung von  $u/v_*$  über  $\log(z - z_0)$  mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{u}{v_*} = 5.75 \log(z - z_0) + C \dots \dots \dots (6)$$

mit

$$C = 4.98 - 5.75 \log k$$

als Achsenabschnitt ermitteln (vgl. Fig. 4).

Eine Zusammenstellung dieser Werte gibt nachstehende Tabelle:

Art der Rauigkeit	Mittelwerte der Messungen	
	C[cm]	k[cm]
Ebene Schneefläche . . . . .	+ 1.75	3.64
Flugplatz Göttingen . . . . .	- 1.36	12.7
Brachland . . . . .	- 1.9	15.7
Niedriges Grasland . . . . .	- 2.9	23.5
Hohes Grasland . . . . .	- 3.4	29.0
Getreideland (Weizen) . . . . .	- 3.7	33.2
Rübenland . . . . .	- 4.75	49.3

Eine Kontrolle dieser Rechnungen gewährt Fig. 5. Es ist in diesem Falle für alle ausgewerteten Profile die dimensionslose Geschwindigkeit  $u/v_*$  über  $\log \frac{(z - z_0)}{k}$  aufgetragen. Sämtliche Profile (Meßpunkte) fallen gut in die Gerade

$$\frac{u}{v_*} = 4.98 + 5.75 \log \frac{(z - z_0)}{k} \dots \dots \dots (7)$$

die für die Bestimmung von  $k$  zugrunde gelegt ist. Die durchweg geringe Streuung ist in diesem Falle allerdings nur ein Beweis dafür, daß einmal das logarithmische Geschwindigkeitsverteilungsgesetz für alle gemessenen Rauhigkeiten hinreichend erfüllt und außerdem richtig gerechnet worden ist, denn die Konstanten  $v_*$  und  $k$  bzw.  $z_0$  sind für jedes Profil passend bestimmt worden. Nur für sehr kleine Werte von  $z/k$  ergeben sich systematische Abweichungen, bedingt durch die vorher erwähnten Störungen nahe der Bewachsung (Vegetationshöhe).

### Literatur

[1] W. Paeschke: Feuchtigkeitseffekt bei Hitzdrahtmessung. Phys. Zeitschr. 36. Jahrg., 1935, Heft 16, S. 564.  
 [2] L. Prandtl: Meteorologische Anwendung der Strömungslehre. Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre (Bjerknes-Festschrift) 19, 188 (1932).  
 [3] L. Prandtl: Neuere Ergebnisse der Turbulenzforschung. Zeitschr. des Vereins Deutsch. Ing. 77, 105 (1933).  
 [4] J. Nikuradse: Strömungsgesetze in rauhen Röhren. VDI-Forschungsheft 361 (1933).

**Vorträge, gehalten auf der XII. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,  
vom 8. bis 10. Oktober 1936 in Berlin**

**Bericht  
über die Tagung der Internationalen Geodätischen Gesellschaft  
in Edinburg vom 17. bis 26. September 1936**

Die Arbeiten der Geodätischen Gesellschaft vollzogen sich hauptsächlich in einer großen Zahl von Ausschüssen, die meistens gleichzeitig tagten, so daß es nur möglich war, an einzelnen dieser Sitzungen teilzunehmen. In zwei allgemeinen Sitzungen der Gesellschaft wurden einige Vorträge gehalten und kurz über die Ergebnisse der Ausschußarbeiten und die sich daraus ergebenden Vorschläge und Wünsche berichtet.

Der erste der Vorträge bezog sich auf die Quarzuhr des National Physical Laboratory, die von einem ringförmigen Quarz mit einem inneren Durchmesser von rund 7.5 cm, einem äußeren Durchmesser von rund 9.9 cm und einer Höhe von 1.6 cm gesteuert wird. Die Frequenz beträgt 20000 Hertz. Erfunden ist diese Form des Frequenz-Normals von dem verstorbenen Dr. Dye. Der Vortrag wurde von Herrn Rainer gehalten. Gegenüber anderen Quarzformen soll diese Form den Vorzug haben, daß das logarithmische Dekrement kleiner und die Kupplung mit dem erregenden Stromkreis loser ist als bei anderen Quarzformen. Die Schwingungsdauer ist daher konstanter und hängt weniger von den Bedingungen des erzeugenden Stromkreises ab.

Herr Eggert, der Direktor des Preußischen Geodätischen Instituts erläuterte die Grundgedanken seiner neuen Methode zur Ausgleichung eines großen Netzes, das aus Dreiecksketten besteht, die schon in sich ausgeglichen sind. Diese Methode ist zur zusammenhängenden Ausgleichung sämtlicher europäischer Triangulationen geeignet.

Herr Heyl berichtete über die Messung des absoluten Wertes der Schwerkraft im Bureau of Standards in Washington. Die Streuung der Einzelwerte beträgt 55 Milligal gegenüber 178 Milligal bei Kühnen und Furtwängler. Der Mittelwert weicht um 20 Milligal von dem von Kühnen und Furtwängler gefundenen Werte ab.

Schließlich trug Herr Bullard vom Schwere-Institut der Universität Cambridge (England) über die Schweremessungen in Ostafrika vor. Er erklärte die großen Schweredefizite der ostafrikanischen Gräben durch das Herabdrücken von leichten Oberflächenplatten von etwa 30 bis 40 km Dicke infolge seitlichen Drucks und Zusammenschubs. Die Ansicht von Alfred Wegener, daß die Gräben durch Zerrung entstanden seien, kann die Schweredefizite nicht erklären.

Bei der Besprechung der Arbeiten des Schwere-Ausschusses in der Vollversammlung gab ich eine kurze Beschreibung des statischen Schweremessers von Haalck, im Ausschuß für die Gezeiten des festen Erdkörpers eine solche des Horizontal-doppelpendels von Dr. Lettau vom Geophysikalischen Institut der Universität Leipzig. Im Schwere-Ausschuß habe ich über die Schweremessungen für die Geophysikalische Reichsaufnahme berichtet.

Von den vielen Anregungen der Ausschüsse möchte ich hier nur die wichtigsten erwähnen.

Eine Wiederholung der nivellitischen Verbindung der Nordsee und des Mitteländischen Meeres, sowie eine gemeinsame Ausgleichung des europäischen Nivellementnetzes wurde gewünscht.

Die Verbindung der russischen und amerikanischen Triangulationen über die Beringstraße hinweg sowie die Verbindung der nord- und südamerikanischen Dreiecksnetze durch mittelamerikanische Ketten wurde angeregt.

Die Herstellung einer Tafel der natürlichen Werte der hyperbolischen Funktionen wurde gewünscht. Es wurde vorgeschlagen, für Karten von Afrika ein einheitliches Projektionssystem zu verwenden. Alle beteiligten Staaten möchten sich zur Herstellung solcher Karten vereinigen. Der Sekretär der Gesellschaft wurde beauftragt, ein System von Zonen aufzustellen, das als Grundlage zur Verteilung der kartographischen Arbeiten auf die einzelnen Länder dienen kann.

Die Breitenschwankungen sollen durch laufende Beobachtungen von Längenunterschieden kontrolliert werden. Es sollen neue Sternbögen zur Bestimmung der Skalenwerte der Mikrometerschrauben an den Zenitteleskopen der internationalen Breitenstationen eingeführt werden. Eine Kontrolle der Breitenschwankungen durch fortlaufende Beobachtungen der Durchgänge eines Sternes durch den ersten Vertikal nach der Struveschen Methode wurde gewünscht.

Die Weltlängenbestimmung von 1933 ist noch nicht fertig berechnet. Zunächst soll das Beobachtungsmaterial in einer Auflage von 1000 Stück gedruckt werden. Die Kosten dafür in Höhe von 105000 franz. Franks werden je zur Hälfte von der Internationalen Astronomischen Vereinigung und der Internationalen Geodätischen Gesellschaft bereit gestellt.

Die Geschwindigkeit der Ausbreitung der elektrischen Wellen soll weiter im Bureau international de l'heure untersucht werden. Da die Hypothese von Alfred Wegener über die Trift der Kontinente noch nicht zu entscheiden ist, soll 1939 wieder eine Weltlängenbestimmung stattfinden.

Für die Berechnung der isostatischen Reduktionen soll ein Büro eingerichtet werden, wofür 5000 bis 10000 franz. Frank bewilligt werden. Herr Heiskanen vom Finnischen Geodätischen Institut wird mit dieser Arbeit beauftragt. Die Schwere-Zentralstationen aller Länder sollen sicher an Potsdam angeschlossen werden. Weitere Bestimmungen des absoluten Wertes der Schwerkraft sind erwünscht, für geodätische Zwecke soll aber das Potsdamer Schweresystem auf der ganzen Erde beibehalten werden.

Die isostatische Reduktion ist die beste Art der Reduktion der gemessenen Schwerewerte, um aus ihnen das Geoid nach der Stokes'schen Formel abzuleiten. Nach einer Untersuchung von de Graff Hunter von der Universität Cambridge (England), müssen dazu die Schwerebeobachtungen so verdichtet werden, daß wenigstens je eine auf jedes Quadrat von 1700 Quadratmeilen entsprechend einem Quadrat von 40' Seitenlänge entfällt.

Es wird der Wunsch ausgesprochen, daß die statischen Schweremesser von Nörgaard und Haalek möglichst bald zu einer gravimetrischen Vermessung der Ozeane eingesetzt werden möchten.

Herr Eggert wird damit beauftragt, eine Karte der in Europa vorhandenen Triangulationsnetze und Ketten herzustellen als Vorbereitung für ihre einheitliche Ausgleichung.

Bei der Nachmessung des Struveschen Breitengradbogens sollen genügend viele astronomische Breitenstationen beobachtet werden. Auch werden Schwere-messungen im Bereich dieses Bogens gewünscht. Die Verbindung dieses Bogens mit dem Bogen Kap—Kairo soll sowohl von Kreta aus mit Hilfe von Ballonen, die von verankerten Schiffen aus aufgelassen werden, als durch eine Dreieckskette durch die Türkei, Syrien und Palästina hergestellt werden.

Von Bedeutung war ferner die Mitteilung, daß der erste Band der Geodätischen Bibliographie, umfassend die Literatur der Jahre 1928 bis 1930, erschienen und daß Band 2 zum Druck fertig ist. Es wurde dazu aufgefordert, etwaige Wünsche hinsichtlich der Anordnung des Stoffes oder anderer Art, zu denen der erste Band Veranlassung geben könnte, sowie das etwaige Fehlen von Veröffentlichungen aus den Jahren 1928 bis 1930 möglichst bald dem Sekretär der Gesellschaft, General Perrier mitzuteilen, um sie gegebenenfalls beim zweiten Band noch berücksichtigen zu können. Ferner wurde der Wunsch ausgesprochen, daß die deutsche Literatur in Zukunft in Deutschland für die Internationale Geodätische Bibliographie bearbeitet werden möchte. Wenn auch die Mitarbeit der Schweizer Fachkollegen, die diese Arbeit bisher geleistet hätten, voll anerkannt würde, wäre die Bearbeitung durch deutsche Geodäten doch noch wünschenswerter.

Mit der Tagung war eine Ausstellung geodätischer und geophysikalischer Instrumente verbunden. In diesem Zusammenhang ist ein von de Graff Hunter erfundenes Okular mit Verschuß zu erwähnen, das bei Zeitbestimmungen aus Sterndurchgängen das Auftreten einer persönlichen und instrumentellen Gleichung verhindern soll.

Dr. E. Kohlschütter.

## Das Horizontaldoppelpendel

Von **Heinz Lettau**, Leipzig — (Mit 6 Abbildungen)

Durch mechanische Koppelung zweier Horizontalpendel entsteht ein Neigungsmesser sehr hoher Empfindlichkeit (Horizontaldoppelpendel). Von der Gleichgewichtsbedingung gelangt man zu einer Stabilitätsbedingung für das gekoppelte System, welche die mit dem Horizontaldoppelpendel erreichbare Maximalvergrößerung mit den äußeren Abmessungen und Massen der Einzelpendel verknüpft. Am Geophysikalischen Observatorium der Universität Leipzig wurde ein Horizontaldoppelpendel verwendet zur Registrierung der Erdzeiten und der Verbiegungen der obersten Erdkruste infolge barometrischer und thermischer Änderungen in der Atmosphäre. Die Empfindlichkeit des Gerätes ergab auf dem Registrierpapier eine Ablesemöglichkeit von  $10^{-4}$  Bogensekunden (bei nur 2 m Lichtweg), ohne daß trotz Aufstellung zu ebener Erde in einem täglich betretenen Raum Instrumentalfehler störend wirkten.

Diese Arbeit stellt einen Auszug aus einer ausführlichen Abhandlung über das Horizontaldoppelpendel dar, die in den Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig erscheinen soll. Es seien daher hier nur kurz einige Ergebnisse ohne eingehende Ableitungen dargestellt.

Horizontaldoppelpendel.  
Bewegungsschema, seitlich gesehen.

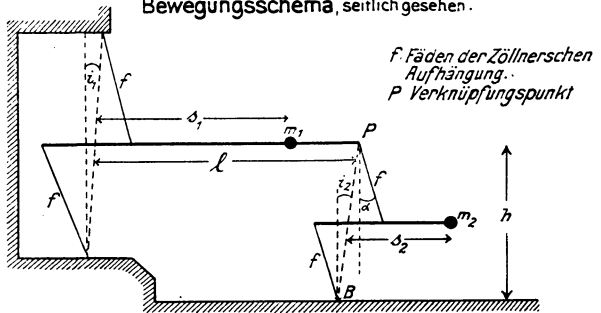


Fig. 1.

Schematische Ansicht von der Seite zur Erklärung des Prinzips sowie der Buchstabenbezeichnungen

Das Prinzip des Horizontaldoppelpendels geht am besten aus der Fig. 1 hervor. Dabei bedeuten die Buchstaben:

- $m_1$  und  $m_2$  die Massen beider Pendel.
- $s_1$  und  $s_2$  die Schwerpunktsabstände von den Drehachsen.
- $i_1$  und  $i_2$  die kleinen Winkel (Bogenmaß) zwischen der Verbindungslinie der Aufhängepunkte (Zöllnersche Fadenaufhängung) und der Lotrichtung.
- $h_1$  und  $h_2$  Höhen der Pendel, d. h. vertikaler Abstand der Aufhängepunkte ( $h$  ohne Index gilt für das untere Pendel).
- $l$  Abstand des Verknüpfungspunktes beider Pendel von der Drehachse des oberen Pendels.
- $\alpha$  Winkel zwischen Verbindungsfaden beider Pendel und Lotrichtung.

Denken wir uns zunächst das untere Pendel (Pendel 2) entfernt, so schlägt das obere Pendel bei einer senkrecht zum Pendelstangen-Azimut erfolgenden unperiodischen kleinen Neigung des Pendelgestelles (bzw. Lotabweichung)  $\Delta\Phi$  um den Winkel

$$\varphi = \frac{\Delta\Phi}{i_1}$$

aus. Denken wir uns nunmehr das obere Pendel (Pendel 1) in seiner Ruhelage fest mit dem Pendelgestell verbunden, so schlägt entsprechend das Pendel 2 aus um den Winkel:

$$\psi = \frac{\Delta\Phi}{i_2}$$

Lassen wir nun beide Pendel frei schwingen, so wird einerseits der Ausschlag von Pendel 2 durch die Bewegung des Verknüpfungspunktes  $P$  mitbestimmt, andererseits steht das Pendel 1 unter dem Einfluß der Spannung des Verbindungsfadens

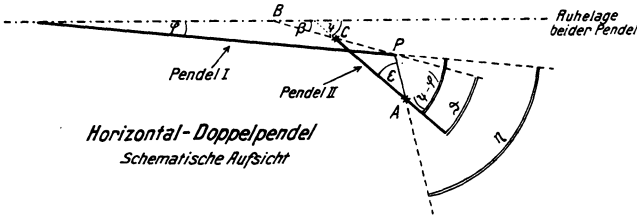


Fig. 2.

Bewegungsschema von oben gesehen zur Erklärung der Winkelbeziehungen

zum Pendel 2. Diese Fadenspannung vermindert das Direktionsmoment bei Pendel 1, erhöht somit dessen Eigenschwingung und vergrößert die Neigungsempfindlichkeit dieses Gliedes des gekoppelten Systems. Hierin liegt eine wichtige Besonderheit des Horizontaldoppelpendels, auf die wir später zurückkommen.

Es sei vorausgeschickt, daß sich ein brauchbares Horizontaldoppelpendel nur herstellen läßt, wenn  $m_2$  klein gegen  $m_1$  gewählt wird. Im Gleichgewichtszustand des Systems gelten dann die einfachen Beziehungen ( $g$  bedeutet die Erdbeschleunigung):

$$m_1 s_1 g \Delta\Phi = m_1 s_1 \gamma i_1 \varphi - m_2 l g \alpha \eta,$$

$$m_2 s_2 g \Delta\Phi = m_2 s_2 g i_2 \psi - m_2 s_2 g \frac{l}{h} \varphi.$$

Die Winkel  $\alpha$  und  $\eta$  beschreiben die Richtung im Raume, unter der die Spannung des Verknüpfungsfadens auf das Pendel 1 wirkt. Fig. 2 ergibt, daß  $\eta$  mit Hilfe einiger Winkelbeziehungen auf  $\varphi$ ,  $\psi$ ,  $i_2$  und  $\alpha$  zurückgeführt werden kann.

$$\eta = \psi \left( 1 + \frac{i_2}{\alpha} \right) - \varphi \left( 1 + \frac{l}{h\alpha} \right).$$



Dem Ausschlagsverhältnis

$$n = \frac{\psi}{\varphi}$$

kommt als statischer Winkelvergrößerung der Ausschläge des Pendels 1 durch das Pendel 2 besondere Bedeutung zu. Fassen wir zu einer kleinen Größe zusammen:

$$\frac{m_2 l \alpha}{m_1 s_1 i_2} = c,$$

so folgt aus der Gleichgewichtsbedingung unter Berücksichtigung der Tatsache, daß  $i_1$ ,  $i_2$  und  $\alpha$  kleine Winkel (besonders im Verhältnis zu  $h/l$ ) sind,

$$n = \frac{l}{h \cdot i_2} (1 - c),$$

$$\Delta \Phi = \varphi \left( i_1 - c \frac{l}{h} \right).$$

Die Differenz  $1 - c l/i_1 h$  bezeichnen wir mit  $Q$ ; in ihr ist also die eingangs erwähnte Beeinflussung des Pendels 1 durch die von Pendel 2 ausgeübte Fadenspannung enthalten. Da diese Fadenspannung das Direktionsmoment des Pendels 1 herabsetzt, betrachten wir  $Q$  fernerhin als „Labilisierungsfaktor“.

Als „statische Winkelvergrößerung“ oder innere Vergrößerung des Gesamtsystems ergibt sich somit:

$$N = \frac{\psi}{\Delta \Phi} = \frac{n}{i_1 \cdot Q},$$

$$= \frac{l(1-c)}{h i_1 i_2 Q} \approx \frac{l}{h i_1 i_2 Q}.$$

Aus diesem Ausdruck für die innere Gesamtvergrößerung  $N$  werden die Vorzüge des Horizontaldoppelpendels gegenüber dem einfachen Horizontalpendel offenbar: es lassen sich nämlich beide Winkel  $i_1$  und auch  $i_2$  sehr klein wählen, das Verhältnis  $h : l$  kann weit kleiner als 1 sein, und zu dem stellt der Labilisierungsfaktor eine Differenz im Nenner dar, die durch passende Wahl der äußeren Bestimmungsstücke  $m$  und  $s$  beliebig klein gemacht werden kann. Falls  $Q \leq 0$  wird, tritt Instabilität ein. Dies läßt sich vermeiden, wenn bei der Konstruktion und Einstellung des Horizontaldoppelpendels die Bedingung beachtet wird:

$$\frac{\alpha}{i_2} < i_1 \frac{m_1 s_1 h}{m_2 l^2}.$$

Ohne grundsätzliche bautechnische Schwierigkeiten ließe sich  $N$  auf  $10^6$  treiben. Bisher liegen Registrierungen vor bei Vergrößerungen  $N = 0.4 \cdot 10^5$  und  $0.6 \cdot 10^5$ , wobei die Geräte im Erdbebenhaus des Geophysikalischen Observatoriums zu ebener Erde über längere Zeit hinweg einwandfrei registrierten, d. h. ohne in störender Weise als Thermographen oder Barographen zu wirken; es traten auch keine systematischen Nullpunktsgänge ein, wie sie beispielsweise Ehlert, Hecker

und andere bei ihren Horizontalpendeln fanden (bezüglich Literatur sei auf [1] verwiesen). Die älteren Horizontalpendel besaßen dabei nur durchweg innere Vergrößerungen ( $1/i$ ) von  $10^3$ ; erst Tomaschek gelang es neuerdings, in thermisch äußerst geschützter Aufstellung (25 m unter der Erdoberfläche)  $10^4$  zu erzielen.

Nun ist der Anteil  $n$  an der statischen Gesamtvergrößerung  $N$  beim Horizontal-doppelpendel, der auf die statische Winkelvergrößerung der Ausschläge des oberen durch das untere Pendel zurückgeht, einer Verlängerung des Lichtweges bei Pendel 1 gleichzusetzen; aber es bedeutet allein schon einen Vorteil, mit kurzem Lichtweg auszukommen; der Hauptvorteil liegt beim Doppelpendel jedoch in der „Labilisierung“ des oberen Pendels durch das untere. Auch bei ausschließlicher Betrachtung des Pendels 1 ist man nicht genötigt, zur Erzielung hoher Winkelvergrößerungen die beiden Aufhängepunkte der Zöllnerschen Fäden bis auf hundertstel Millimeter in ein und dieselbe Vertikale zu bringen. Je größer der Abstand  $a = h \cdot i$  sein kann, um so weniger wird das Neigungsgerät auf thermisches und mechanisch-elastisches Arbeiten des Pendelgestelles ansprechen. In der folgenden Tabelle 1 seien einmal als Beispiel die Eigenschaften eines einfachen

Tabelle 1

Fall:	Einfaches Horizontalpendel		Horizontaldoppelpendel			
	A	B	Oberes Pendel allein		Gesamtsystem	
			A	B	A	B
Innere Vergrößerung . . .	1000	50 000	1000	50 000	1000	50 000
Äußere Vergrößerung*)						
bei 2 m Lichtweg . . .	0.052	0.001 03	0.052	0.001 03	0.052	0.001 03
Eigenperiode in sec . . .	32	224	32	224	7	50
Abstand $h_1 i_1$ in mm						
( $h_1 = 500$ mm) . . .	0.50	0.010	2.5	0.050	50.0	1.0

Horizontalpendels mit denen eines durch ein angehangenes kleines Pendel labilisierten oberen Pendels des doppelten Systems und denen des gekoppelten Gesamtsystems verglichen; und zwar bezieht sich der Fall A auf die bisher meist übliche innere Empfindlichkeit von  $10^3$ , der Fall B auf die bei beschränkten Raumverhältnissen (2 m Lichtweg) noch die Genauigkeit von  $10^{-4}$  Bogensekunden liefernde innere Empfindlichkeit von  $0.5 \cdot 10^5$ . Die Pendelhöhe wurde zu 500 mm angenommen, die Grundschiwingungsdauer (in senkrechter Lage) zu 1 sec. Beim gekoppelten System wurde  $Q = 0.2$  und  $n = 20$  angesetzt.

Das Horizontaldoppelpendel besitzt als gekoppeltes System mit 2 Freiheitsgraden naturgemäß zwei Eigenperioden. In Tabelle 1 wurde die längere Eigenperiode angeführt. Besonders sei auf die unterste Reihe der Tabelle 1 hingewiesen; bei dem gekoppelten Gesamtsystem ist diese wichtige Länge  $a = h \cdot i$  100 mal größer als beim einfachen; dies gilt für Pendel 1, während Pendel 2 zur Vermeidung der Instabilität im allgemeinen ein noch wesentlich größeres  $h_2 i_2$  besitzen muß.

\*) Die äußere Vergrößerung stellt die Neigung in Bogensekunden dar, welcher 1 mm Ausschlag auf dem Registrierfilm entspricht.

Die „Labilisierung“ des Pendels 1 durch Pendel 2 wird aus Fig. 3 deutlich ersichtlich. Bei den hier angestellten Schwingungsversuchen war bei A das Pendel 2 so arretiert, daß der Verbindungsfaden beider Pendel locker hing; bei B war Pendel 1 in seiner Ruhelage arretiert, bei C schwingen beide Glieder in gekoppelter Lage. Für  $Q$  galt der Wert 0.194. Theoretische und beobachtete Schwingungsweiten stimmen hinreichend überein. Bezüglich der Berechnung der Koppelungsschwingungen sowie der gesamten „Dynamik“ des gekoppelten Systems muß auf die Hauptveröffentlichung verwiesen werden.

Die Eichung des Horizontaldoppelpendels besteht in der Festlegung dreier Winkelgrößen:  $i_1$ ,  $i_2$  und  $\alpha$ . Am einfachsten ist es,  $i_1$ ,  $Q$  und  $n$  zu bestimmen; die Winkelgrößen sind hierin enthalten. Es ergibt sich  $i_1$  aus der Schwingungszeit von Pendel 1, wenn Pendel 2 so arretiert wird, daß der Verbindungsfaden locker hängt; gleichzeitig bestimmt man in dieser Lage den statischen Ausschlag  $\varphi'$  des Pendels 1 bei einer kleinen Neigung  $\Delta\Phi$  des Pendelgestelles (Belastungsneigung). Jetzt wird Pendel 2 entarretiert, man erteilt dem Pendelgestell die gleiche kleine Neigung  $\Delta\Phi$  und beobachtet die statischen Ausschläge  $\varphi$  und  $\psi$ . Es ergibt sich dann  $Q = \varphi'/\varphi$  und  $n = \psi/\varphi$ . Weitere Möglichkeiten der Eichung a. a. O.

Eine Vorstellung von den Abmessungen der bisher in der Werkstatt des Geophysikalischen Observatoriums am Collm durch Herrn Mechanikermeister Schütz hergestellten Horizontaldoppelpendel vermitteln beispielsweise die Zahlen

Do Pe Nr. II

$$\begin{array}{ll} m_1 = 1393 \text{ g} & m_2 = 4,5 \text{ g} \\ s_1 = 27,5 \text{ cm} & s_2 = 0,67 \text{ cm} \\ l = 38,2 \text{ cm} & h_2 = 26,2 \text{ cm} \\ T_{01} = 1,139 \text{ sec.} & \end{array}$$

Eichung am 6. Januar 1937:

$$\left. \begin{array}{l} 1/i_1 = 1028 \\ Q = 0,356 \\ n = 20,9 \end{array} \right\} N = 60400.$$

Lichtweg: 1800 mm,  
Äußere Empfindlichkeit: 0.000950 Bogensekunde/mm.

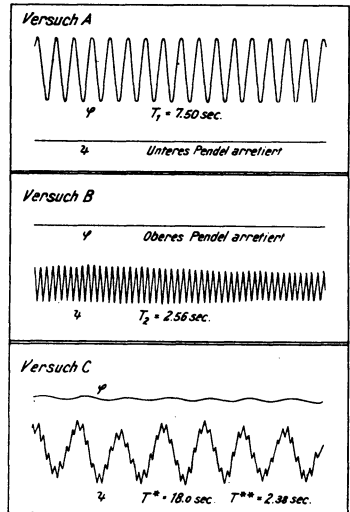


Fig. 3.

Registrierungen von freien Schwingungen des Horizontaldoppelpendels und seiner Einzelglieder.

Theoretische Schwingungsdauern bei Versuch C:  $T^* = 18,2 \text{ sec}$ ,  
 $T^{**} = 2,39 \text{ sec}$

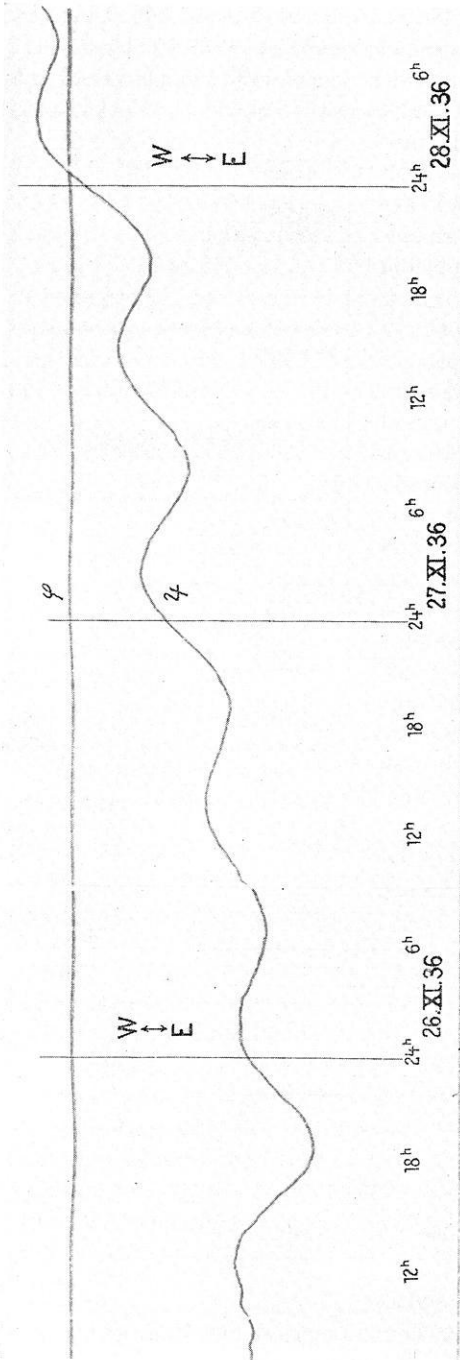


Fig. 4. Registrierkurve vom 25. bis 28. November 1936 mit Gezeitenschwankungen des Lotes (Ost-West-Komponente).  
Skalenwert des Originales: 0.00096"/mm, Wiedergabe um 1:3.1 verkleinert.

Dieser Wert der äußeren Empfindlichkeit besagt, daß trotz des kurzen Lichtweges von weniger als 2 m die Registrierlinien noch sehr bequem auf 0.0001" ausmeßbar waren\*). Die Gezeitenschwankungen des Lotes besitzen eine Größenordnung von 0.01", treten also an ruhigen Tagen auf das augenfälligste in Erscheinung (Amplituden bis  $\pm 20$  mm). Fig. 4 zeigt einen Ausschnitt aus dem Registriermaterial über  $2\frac{1}{2}$  Tage; am 28. November 16<sup>h</sup> war Vollmond. Das Horizontaldoppelpendel stand dabei auf dem großen Versuchspfeiler des Erdbebenhauses; die Senkrechte zur mittleren Lage beider Pendelstangen war die Ost-Westrichtung. Die Oberfläche des Pendelpfeilers befindet sich etwa in gleicher Höhe mit dem Erdboden der nächsten Umgebung des Erdbebenhauses, wobei das Gelände nach NW fällt. Vergleiche [2]. Die geographische Lage ist gegeben durch:

51° 19' nördl. Breite,  
13° 00' östl. Länge,  
230 m über NN.

\*) Ein kleiner Nachteil ist jedoch mit dieser Kürze des Lichtweges verbunden: Die Empfindlichkeit an den Rändern des 20 cm breiten Registrierstreifens ist um 4% kleiner als in der Mitte. Steht ein längerer Lichtweg zur Verfügung, so gleichen sich die Werte mehr einander an.

Das Erdbebenhaus wird täglich einmal zum Auswechseln der Wiechert-Seismographenstreifen betreten. Man erkennt dies an ganz leichten Störungen bei Fig. 4 täglich gegen 9<sup>h</sup>. Dabei war das Doppelpendel nur durch einen ganz leichten Sperrholzkasten gegen unmittelbare Einwirkungen von Luftströmungen auf das nicht luftdicht schließende Gehäuse geschützt; man muß bedenken, daß eine vertikale Deformation des Aufstellungs Pfeilers von nur 0.000005 mm am Rande

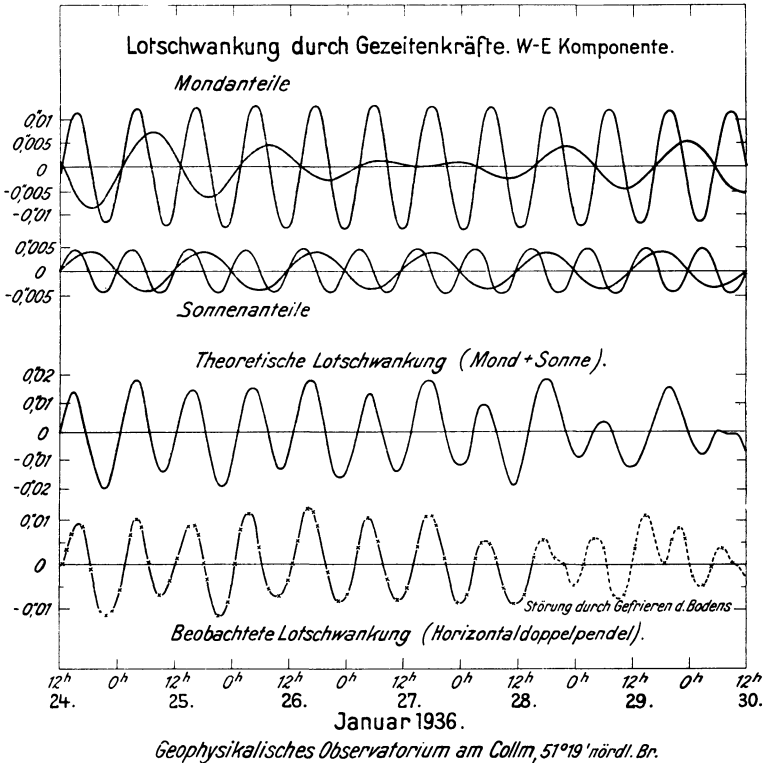


Fig. 5. Aus den einzeln berechneten Einflüssen von Mond und Sonne zusammengesetzte theoretische Lotstörung im Vergleich mit der Beobachtung

gegenüber der durch den Holzkasten geschützten Mitte einen Ausschlag von 1 mm beim Horizontaldoppelpendel hervorruft! Fig. 4 enthält wie alle Registrierungen sowohl die Bewegung ( $\varphi$ ) des oberen Pendels als auch die des unteren ( $\psi$ ); man erkennt sehr deutlich die Vergrößerung von  $\psi$  gegen  $\varphi$ .

Die große Amplitude der registrierten Lotschwankung verlockt dazu, an Stelle der harmonischen Analyse der Beobachtungen und dem Vergleich mit theoretischen Einzelgliedern der Flutkräfte eine harmonische Synthese der Gezeitenwirkungen von Sonne und Mond, berechnet nach den momentan wirksamen Stellungen, zu unternehmen und die Beobachtung dazu in Vergleich zu setzen. Dies ist in Fig. 5

versuchsweise geschehen. Es wurden bei Mond und Sonne die veränderlichen Parallaxen und Deklinationen von Tag zu Tag genau berücksichtigt. Auffällig wird der Einfluß der am 27. Januar ihr Vorzeichen ändernden Deklination des Mondes in gleichzeitiger Erdnähe. Der Vergleich der wahren Lotbewegungen mit den berechneten zeigt, wie sehr bei dem Gezeitenproblem der festen Erdkruste das Gesetz der statischen Auswirkung der fluterzeugenden Kräfte erfüllt ist! Hervorgehoben sei, daß die Ordinatenenteilung bei den beiden unteren Kurven von Fig. 5 im Verhältnis 1 : 0.6 steht, daß also ein Amplitudenverhältnis von 0.6 zwischen Beobachtung und Theorie vorliegt, im Einklang mit früheren Ergebnissen[1].

Ein Nachteil der harmonischen Synthese liegt darin begründet, daß man keine Möglichkeit hat, die von den Küstenverbiegungen durch Meeresgezeiten

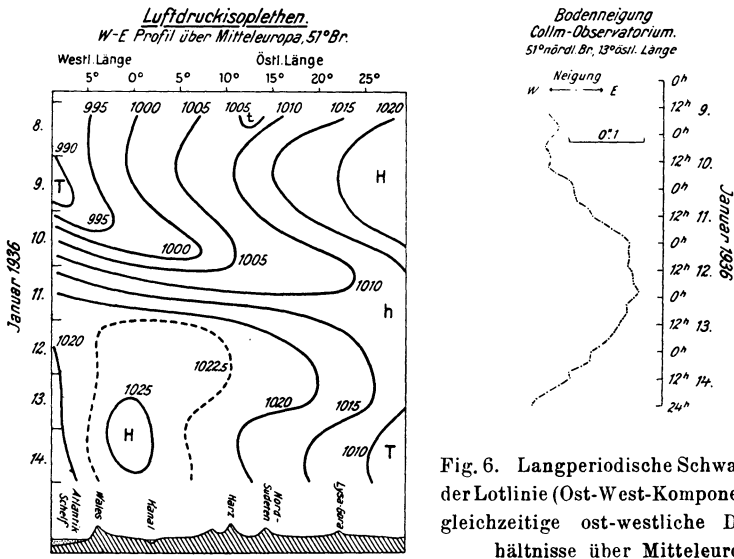


Fig. 6. Langperiodische Schwankungen der Lotlinie (Ost-West-Komponente) und gleichzeitige ost-westliche Druckverhältnisse über Mitteleuropa

herrührenden mehr oder minder starken Störungen der verschiedenen Glieder der Flutbewegung voneinander zu trennen; ferner lassen sich meteorologische Einflüsse auf die Erdkruste erst durch Mittelbildungen sauber eliminieren. Ein solcher atmosphärischer Einfluß (Gefrieren des Bodens) kommt auch auf Fig. 5 am 18./29. Januar 1936 störend zum Ausdruck. Nach Vorliegen längerer Beobachtungsreihen ist zur Zeit die harmonische Analyse von Doppelpendelregistrierungen im Gange.

In einer mehr allmählich über mehrere Tage hinweg erfolgenden Beeinflussung der Lotlinie (Nullpunktsgänge in wechselnden Richtungen) äußern sich die Wirkungen des veränderlichen Luftdrucks auf die Erdkruste. Fig. 6 bringt dazu ein Beispiel, wie das Umschlagen des ostwestlichen Luftdruckgefälles über Mitteleuropa von einem Wandern der mittleren Lotrichtung begleitet ist; das Lot neigt

sich dahin, wo hoher Druck herrscht. Ähnliche Beobachtungen liegen nunmehr in größerer Anzahl vor, sie werden in einer späteren Arbeit ausführlich behandelt. Hier sei nur auf die Tatsache hingewiesen, daß man besonders in Japan ähnliche Bewegungen von Erdkrustenteilen kennt, nur von viel größerem Ausmaß, nämlich von der Größenordnung  $\pm 5''$  innerhalb weniger Tage! Ishimoto [3] [4] hebt die an sich erstaunliche Tatsache hervor, daß eine so verhältnismäßig kleine Höhendifferenz der Barometersäulen derart beträchtliche Neigungen verursacht. Man spricht von „tilt-storms“ (Neigungsstürme), deren Zusammenhang mit Erdbeben verständlich erscheint.

Die Stärke der Neigungsschwankung bei vorgegebenen Luftdruckänderungen hängt von der Righeit der Erdkruste ab. Die maximale Schwankung der Lotlinie ergibt sich unter vereinfachenden Annahmen, d. h. unter Voraussetzung regelmäßig aufeinanderfolgender Hoch- und Tiefdruckgebiete, zu:

$$\pm \alpha'' = \pm \frac{\Delta b}{\mu} \cdot 1.03 \cdot 10^8 \text{ (Bogensekunden).}$$

Dabei bedeutet  $\mu$  den Righeitskoeffizienten,  $\Delta b$  den Luftdruckunterschied in Millibar zwischen Hoch- und Tiefdruckgebiet. Der Abstand beider geht nicht ein! Aus den bisherigen Doppelpendelbeobachtungen würde ein Wert  $\mu = 0.3 \cdot 10^{11}$  cmgs folgen; für das Collmgebiet sind seismisch Werte von  $\mu = 0.02 \cdot 10^{11}$  in der Verwitterungsschicht (etwa 3 m dick) und  $\mu = 0.97 \cdot 10^{11}$  in der darunterliegenden Grauwacke bekannt. (In Japan [4] fand man aus der Verbiegung der Erdkruste unter der Belastung durch Meeresflut  $\mu = 0.14 \cdot 10^{11}$ .)

Die Theorie der Auswirkung von Luftdruckänderungen auf die Erdkruste erscheint noch recht ausbaubedürftig. Überblicken können wir zunächst nur den Fall, daß regelmäßige Luftdruckwellen über die Erdoberfläche dahinziehen [5]. Nun gibt es eine wandernde Barometerwelle von im Mittel denkbar regelmäßigster Ausbildung: die doppelte sonnentägige Luftdruckschwankung. Bisher ist ihrem Einfluß auf die Lotschwankung kein Augenmerk gewidmet, obwohl seit langem bekannt ist, daß unter den vielen untersuchten Gezeitenperioden des Lotes die  $S_2$ -Welle eigenartige und bisher nicht erklärbare Störungen zeigt [1]. Wie weit die doppelte Barometerwelle bei früheren Lotschwankungsregistrierungen und bei den Registrierungen des Horizontaldoppelpendels eine Rolle spielt, ist zur Zeit Gegenstand eingehender Untersuchungen.

#### Literatur

- [1] K. Jung: Gezeitschwankungen des Schwerefeldes, Horizontalpendel. Handb. d. Experimentalphysik XXV, 2. Leipzig 1931.
- [2] P. Mildner: Das Geophysikalische Observatorium der Universität Leipzig. Zeitschr. f. Geophys. 1935, S. 329.
- [3] M. Ishimoto: Observations sur les variations de l'inclinaison de la surface. Bulletin of the Earthquake Research Institute, Tokyo, Vol. IV (1928).
- [4] R. Takahasi: Tilting Motion of the Earth's Crust. Ebenda X, 3 (1932).
- [5] B. Gutenberg: Kräfte in der Erdkruste. Handb. d. Geophys. III, I. Berlin 1930.

## Bericht über die zwölfte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

vom 8. bis 10. Oktober 1936 in Berlin, Institut für Meereskunde

**Donnerstag, den 8. Oktober 1936, 10<sup>1</sup>/<sub>2</sub> Uhr:**

Die Tagung wurde vom Vorsitzenden mit folgender Ansprache eröffnet:

Berufskameraden, sehr verehrte Gäste!

Ich habe die Ehre, die zwölfte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft zu eröffnen. Ich freue mich, daß Sie so zahlreich der Einladung des Vorstandes gefolgt sind und danke Ihnen für Ihr Erscheinen. Dieser Dank gilt besonders den Herren Vertretern von Reichs- und Preuß. Staatsministerien, die wir hier begrüßen zu können die Ehre haben. Ferner habe ich unserem Mitgliede Herrn Prof. Dr. Defant dafür zu danken, daß er die Hörsäle des Instituts für Meereskunde für diese Tagung zur Verfügung gestellt hat.

Sodann obliegt mir die traurige Pflicht, das Andenken an zwei verstorbene Mitglieder wachzurufen. Am 21. Februar 1935 ist Dr. Georg Stüve von uns geschieden. Durch seine Zyklgenese und die Untersuchungen der Diskontinuitätsflächen in der Atmosphäre hat er sich einen bleibenden Namen in der Wissenschaft gemacht. Einen Beweis ausgezeichnete Experimentierkunst lieferte er durch seine Arbeit über die Kristallisation des Wasserdampfes aus der Luft.

Am 1. September 1935 verstarb Prof. Dr. Axel Born, der zur Zeit seines Todes dem Vorstande der Gesellschaft angehörte. Er hat sich durch seine Forschungen auf dem Grenzgebiete zwischen Geologie und Geophysik bleibende Verdienste erworben. Mit einer Klärung der Bedeutung der Isostasie und der Schweremessungen für geologische Vorgänge führte er sich auf diesem Zwischengebiete ein, das die Beherrschung der Geologie sowohl wie die der Geophysik verlangt. Als Mitarbeiter am Handbuch der Geophysik bearbeitete er die Kapitel über Erdkrustenbewegungen, das Alter der Erde und geologische Zeitalter und den geologischen Aufbau der Erde. Dies führte ihn zu Gedankengängen über das Entstehen der Kontinente, aus denen die Grundzüge eines Entwicklungsgesetzes kontinentaler Schollen hervorgingen.

Schließlich muß ich hier auch Alfred Nippoldts gedenken, der am 4. Oktober dieses Jahres plötzlich verschieden ist und heute in seiner Vaterstadt Frankfurt a. Main beigesetzt wird. Er hat der Gesellschaft lange Jahre hindurch angehört und eine Zeitlang das Amt eines stellvertretenden Vorsitzenden bekleidet. Seine Arbeiten behandeln viele Probleme des Erdmagnetismus. Besonders eingehend hat er sich mit dem Erdstrom und den Variationen des Erdmagnetismus beschäftigt. Sein Hauptverdienst liegt in der magnetischen Landesaufnahme, die er sowohl organisatorisch als praktisch mehr als irgend ein anderer gefördert hat. Ein hervorstechender Zug seiner Arbeitsweise war sein Interesse für philosophische Fragen. Er hat sich eingehend mit Aufgaben der allgemeinen Wissenschaftslehre und der Erkenntnistheorie beschäftigt, die ihn sogar dazu geführt haben, für das kommende Semester eine Vorlesung, die dieses Gebiet behandeln sollte, anzuzeigen.

Ich stelle fest, daß Sie sich zur Ehrung der Toten von den Plätzen erhoben haben und bitte Sie, eine Minute des Stillschweigens dem Andenken der dahingegangenen Arbeitskameraden zu widmen.

Eine Minute stillen Gedenkens.

Ich danke Ihnen.



Der Vorstand, dem die Wahl des Tagungsortes überlassen war, hat dafür Berlin gewählt, weil es schon längere Zeit her ist, daß die Gesellschaft in Potsdam, in unmittelbarer Nähe Berlins, getagt hat. Wenn Berlin auch eine verhältnismäßig junge Universität ist, so besitzt sie doch schon eine stolze Tradition auf geophysikalischem Gebiet. Ich brauche nur Namen wie Helmholtz, Dove, v. Bezold, Helmert, Merz, Adolf Schmidt zu nennen, um dies zu belegen.

Eine weitere Stärkung wird die geophysikalische Forschung in Berlin demnächst dadurch erfahren, daß der Herr Reichs-Erziehungsminister plant, eine Ordentliche Professur und ein Institut für Geophysik des festen Erdkörpers an der Berliner Universität zu errichten, so daß dann jeder der drei Teile, nämlich Geophysik der Erd feste, Geophysik ihrer Wasserhülle und Geophysik ihrer Lufthülle an der Universität durch eine Ordentliche Professur und ein Institut vertreten sein wird.

In der Zeit seit der 11. Tagung haben 3 Jubiläen stattgefunden, die von der Gesellschaft beachtet worden sind. Im Jahre 1935 wurde der 10. Band unserer Zeitschrift abgeschlossen. Aus diesem Anlaß habe ich Herrn Prof. Angenheister den Dank der Gesellschaft dafür ausgesprochen, daß er während dieser ersten Dekade die Zeitschrift in uneigennützigster und in erfolgreichster Weise geleitet hat, und daß die stattliche Reihe der zehn Bände mit ihrem umfassenden und wertvollen Inhalt zum unentbehrlichen Rüstzeug der Geophysiker geworden ist.

Das zweite Jubiläum betrifft die Verlagsbuchhandlung Friedrich Vieweg & Sohn in Braunschweig, die die Zeitschrift der Gesellschaft verlegt. Sie feierte in diesem Jahr den Tag ihres 150jährigen Bestehens. Ich habe ihr die Glückwünsche der Gesellschaft ausgesprochen und für das Interesse gedankt, das sie der Entwicklung der Zeitschrift dauernd entgegengebracht hat.

Und schließlich habe ich unserem verehrten Herrn Schatzmeister im Namen der Gesellschaft zu seinem siebenzigsten Geburtstage wärmstens gratuliert, den er am 18. Oktober 1934 gefeiert hat. Ich habe ihm für seine Mühe und Sorgfalt bei der Betreuung der Finanzen der Gesellschaft gedankt und ihm weitere Erhaltung seiner Rüstigkeit und Frische gewünscht.

Ich darf annehmen, daß vielfach der Wunsch besteht, einiges über die Tagung der Internationalen Geodätischen und Geophysikalischen Vereinigung in Edinburg im September dieses Jahres zu hören. Berichte über die Verhandlungen von fünf der sieben Gesellschaften, die die Vereinigung zusammensetzen, werden wir nachher hören, so daß ich mich jetzt auf einige allgemeine Mitteilungen beschränken kann. Durch das Entgegenkommen des Herrn Reichs-Erziehungsministers, des Herrn Reichs-Luftfahrtministers, des Herrn Reichs-Kriegsministers und des Herrn Generalinspektors des Straßenbauwesens waren die Mittel bereitgestellt worden, daß 14 Vertreter an der Tagung teilnehmen konnten. Herr Nippoldt, der auch mit entsandt war, erkrankte leider in London, so daß ich ihn in das dortige deutsche Krankenhaus bringen mußte.

Wir sind in Edinburg außerordentlich freundlich aufgenommen worden sowohl bei den offiziellen Veranstaltungen als auch im Einzelverkehr mit den Fachkollegen der anderen Länder. Bei der feierlichen Eröffnung der Tagung hielt der Präsident der schottischen Akademie der Wissenschaften seine Begrüßungsansprache teils auf englisch, teils auf französisch, teils auf deutsch. Bei den wissenschaftlichen Sitzungen und Beratungen war ein Unterschied gegenüber den Vertretern der Mitgliedstaaten nicht zu bemerken.

Eine besondere Ehrung wurde der Internationalen Vereinigung dadurch zuteil, daß ihr Präsident Dr. Bowie, Chef der Geodätischen Abteilung der U. S. Coast and Geodetic Survey, zum Ehren-Doktor der Universität Edinburg ernannt wurde.

Freudigen Widerhall in der Versammlung fand die Mitteilung eines englischen Vertreters, daß die Regierung Großbritanniens ein eisenfreies Schiff zu erdmagnetischen und anderen Forschungen auf den Ozeanen baue.

Eine Frage, die immer wieder an uns herantrat, war die, wann Deutschland der Internationalen Vereinigung beitreten werde. Schon gleich in seiner Begrüßungsansprache schnitt sie der Präsident der Vereinigung, Dr. Bowie, an, indem er der Hoffnung Ausdruck gab, daß die dringende Einladung zum Beitritt, die die Internationale Vereinigung an die ihr noch nicht angehörigen Länder wiederholt gerichtet habe, nicht ungehört verhallen möchte. Mir persönlich trug Dr. Bowie auf, unserer Regierung mitzuteilen, daß der Beitritt Deutschlands zur Vereinigung zu einer ersprießlichen Weiterarbeit unbedingt nötig sei. Noch eindringlicher nahm der neu gewählte Präsident Prof. Dr. La Cour dies Thema auf, indem er seine erste Ansprache mit folgenden deutschen Sätzen schloß: „Ich bitte schließlich um Ihre Erlaubnis, auch in Deutsch meinen Dank für das Vertrauen, das Sie mir heute gezeigt haben, auszusprechen.“

Ich habe schon in englisch und französisch den Wunsch ausgesprochen, daß unsere Union als ein leuchtendes Beispiel von Verständigung zwischen allen Nationen fortschreiten soll. Ich möchte aber gern schon in der ersten Stunde des neugewählten Präsidenten eben in deutscher Sprache die Hoffnung kundgeben, daß die Hand der Union nach gemeinsamer, freundlicher und fruchtbarer Unterstützung und Hilfe nicht umsonst ausgestreckt ist.“

Eine gewaltige Welle von Sympathie für Deutschland hätte sich erhoben, wenn ich diese Worte mit einer Beitrittserklärung hätte beantworten können. Da ich schweigen mußte, kam die leise Enttäuschung zur Wirkung, die unausgesprochen in den Worten von Herrn La Cour mitschwingt. Auch bei privaten Unterhaltungen wurden alle deutschen Vertreter immer wieder und von den verschiedensten Seiten gefragt, wann Deutschland beitreten werde. Die Versicherung, daß sowohl die deutschen Fachministerien, als auch die deutschen Wissenschaftler den Beitritt ebenfalls auf das lebhafteste wünschten, und daß es nur die leidige Devisenknappheit sei, die den Beitritt bisher vereitelt habe, löste bei denjenigen, die den historischen Gang der Entwicklung in Erinnerung hatten und deshalb Verständnis für unser Zögern zeigten, Befriedigung aus. Andere dagegen gaben mehr oder weniger deutlich zu verstehen, daß Deutschland das Entgegenkommen der Vereinigung nun endlich durch seinen Beitritt erwidern müsse, wenn es nicht die Sympathien, die es jetzt genösse, verlieren wolle.

Die Stellung der deutschen Vertreter war in den einzelnen Gesellschaften verschieden. In einigen wurden Deutsche in die Ausschüsse gewählt, selbst solche, die in Edinburg nicht anwesend waren, in anderen Gesellschaften dagegen nicht. Herr Eggert wurde sogar mit Vorarbeiten für eine spätere Gemeinsamkeitsarbeit der Geodätischen Gesellschaft beauftragt. In einigen Gesellschaften nahmen die deutschen Vertreter an den Geschäftssitzungen teil, in anderen nicht oder nur teilweise. Als von der Vereinigung ein zwischengesellschaftlicher Ausschuß mit der Aufgabe des Studiums der Erdkruste eingesetzt wurde, erhob sich die Frage, ob ein Deutscher Mitglied dieses Ausschusses werden könne. Der Präsident Dr. Bowie bejahte die Frage, da die Vereinigung nicht Länder, sondern die geeignetsten Einzelpersonlichkeiten in die wissenschaftlich-technischen Ausschüsse entsende. Daraufhin wurde Herr Angenheister in diesen Ausschuß berufen.

Alle deutschen Vertreter haben den Eindruck gewonnen, daß die Stellungnahme der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, die den Beitritt Deutschlands zur Internationalen Vereinigung schon seit vielen Jahren gefordert hat, durchaus richtig ist, und daß es im deutschen völkischen Interesse notwendig ist, diesen Beitritt möglichst bald zu vollziehen. Ohne den Beitritt würde unsere Lage in den internationalen wissenschaftlichen Beziehungen völlig unhaltbar werden.

Daß der Direktor des Dänischen Meteorologischen Instituts Prof. Dr. La Cour für die nächsten drei Jahre zum Präsidenten gewählt worden ist, habe ich schon erwähnt. Das Amt des Generalsekretärs bekleidet auch weiterhin der Brigadegeneral Winterbotham. Die nächste Generalversammlung der Internationalen Geodätischen und

Geophysikalischen Vereinigung soll im Jahre 1939 in Washington D. C. stattfinden. Für 1942 ist die Vereinigung nach Norwegen eingeladen.

Die Tagung in Edinburg war die dritte, an der deutsche Vertreter als Gäste teilnahmen, und es war für uns alle ein peinliches Gefühl, so oft die Gastfreundschaft der Internationalen Vereinigung in Anspruch zu nehmen und als Gäste fast dieselben Rechte zu genießen wie die Mitglieder. Deshalb ist den Bemühungen der Fachministerien, den Anschluß Deutschlands zu erreichen, ein baldiger Erfolg dringend zu wünschen.

Teils telegraphisch, teils brieflich haben unser Ehrenmitglied Geheimrat Hecker, unser Vorstandsmitglied Prof. Benndorf und unsere Mitglieder Prof. Kurt Wegener und Studienrat Ruthe der Gesellschaft einen erfolgreichen Verlauf der Tagung gewünscht. Ich danke ihnen für ihr Gedenken.

### Wissenschaftliche Sitzungen

**Donnerstag, den 8. Oktober 1936** im Anschluß an die Eröffnungssitzung.

Vorsitz: E. Kohlschütter.

1. E. Kohlschütter, Neubabelsberg: Bericht über die Tagung der Internationalen Geodätischen Gesellschaft in Edinburg.
2. L. Weickmann, Leipzig: Bericht über die Tagung der Internationalen Meteorologischen Gesellschaft in Edinburg.
3. G. Angenheister, Göttingen: Bericht über die Tagung der Internationalen Seismischen Gesellschaft in Edinburg.
4. A. Defant, Berlin: Bericht über die Tagung der Internationalen Gesellschaft für Physikalische Ozeanographie in Edinburg.
5. J. Bartels, Eberswalde: Bericht über die Tagung der Internationalen Gesellschaft für Erdmagnetismus und Luftelektrizität in Edinburg.
6. O. Barsch, Berlin: Die geophysikalische Reichsaufnahme.
7. L. Weickmann, Leipzig: Organisation und Arbeiten des Reichswetterdienstes.

**Donnerstag, den 8. Oktober 1936, 15½ Uhr:**

Vorsitz: G. Angenheister.

1. A. Defant, Berlin: Die Entstehung und Erhaltung der ozeanischen troposphärischen Sprungschicht.
2. G. Wüst, Berlin: Die Stratosphäre des Atlantischen Ozeans.
3. G. Dietrich, Berlin: Das „Ozeanische Nivellement“ in Anwendung auf die Golfküste und die Atlantische Küste der Vereinigten Staaten von Amerika.

Anschließend Besichtigung des Meteorzimmers im Museum für Meereskunde.

**Freitag, den 9. Oktober 1936, 9 Uhr:**

Vorsitz: E. Tams.

1. G. A. Suckstorff, Göttingen: Ein mechanisch registrierender Barograph hoher Empfindlichkeit.
2. F. Schindelhauer Potsdam: Über Luftstörungen.
3. F. Albrecht, Potsdam: Kalorimetrische Filtermessungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung in kleinen Spektralbereichen.

4. R. Penndorf, Leipzig: Anomale Schallausbreitung und Ozonosphäre.
5. H. Martin, Jena: Die Grundlagen der Beurteilung von Verkehrserschütterungen.
6. R. Bungers, Göttingen: Neuere Untersuchungen über Schwingungsformen in der angewandten Seismik.
7. G. A. Schulze, Göttingen: Elastisches Verhalten des Bodens bei sinusförmiger Anregung.
8. A. Ramspeck, Berlin: Die Verwendung sinusförmiger elastischer Wellen bei der Untersuchung des Baugrundes.
9. W. Sponheuer, Jena: Gebäudeschwingungen beim Erdbebenstoß.

**Freitag, den 9. Oktober 1936, 16 Uhr:**

Vorsitz: J. Bartels.

1. G. Schmerwitz, Jena: Der Koppelungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen. Mit Versuch.
2. R. Köhler, Bochum: Über Aufzeichnungen von Erdstößen mit dem 17 t-Seismographen der Bochumer Warte.
3. H. Martin, Jena: Experimentelle Einschwingkurven von Beschleunigungs- und Neigungsmessern.
4. O. Meisser, Jena: Untersuchungen für ein Vertikalseismometer.
5. R. Tomaschek, Dresden: Über Horizontalpendel und Gravimeter.
6. H. Lettau, Leipzig: Über ein neues Horizontal-Doppelpendel.

**Sonnabend, den 10. Oktober 1936, 9 Uhr:**

Vorsitz: O. Höpfer.

1. H. Rudolph, Bad Homburg v. d. H.: Über Versuche zur Theorie des Polarlichtes.
2. Derselbe: Überwiegt positive oder negative Elektrizität in der Ionosphäre der Erde?
3. J. Bartels, Eberswalde: Aufschlüsse über Veränderungen in der Ionosphäre aus der Analyse sonnen- und mondtägiger erdmagnetischer Schwankungen.
4. H. Haalek, Potsdam: Bericht über den gegenwärtigen Stand der Entwicklung des statischen Schweremessers.
5. H. Schmehl, Berlin: Über das Potsdamer Schweresystem.
6. O. Meisser, Jena: Untersuchungen an Pendeln.
7. J. Kölzer, Berlin: Stand der drahtlosen Meßmethoden.
8. Fr. Rossmann, Berlin: Warum hatte Wolfgang von Gronau über dem grönländischen Inlandeis keinen Funkempfang?

**Sonnabend, den 10. Oktober 1936, 15½ Uhr:**

Fahrt nach Potsdam und Besichtigung teils des Geodätischen Instituts, teils des Meteorologischen Observatoriums, wozu deren Direktoren, Prof. Dr. O. Eggert und Oberregierungsrat Dr. O. Höpfer, freundlicherweise eingeladen hatten.

Zwölfte Mitgliederversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft am Freitag, den 9. Oktober 1936 in Berlin, Institut für Meereskunde der Universität, Kleiner Hörsaal

### Tagesordnung

1. Bericht des Vorstandes.
2. Bericht des Schriftleiters der Gesellschafts-Zeitschrift.
3. Bericht der Rechnungsprüfer.
4. Entlastung des Vorstandes und des Schatzmeisters.
5. Festsetzung des Mitgliederbeitrages und Genehmigung des Voranschlages für die beiden nächsten Geschäftsjahre.
6. Wahl von drei Vorstandsmitgliedern und des Vorsitzenden.
7. Wahl der Rechnungsprüfer.
8. Festsetzung von Zeit und Ort der nächsten Tagung.
9. Sonstiges.

Der Vorsitzende eröffnet die Mitgliederversammlung um 15<sup>h</sup>10<sup>m</sup>. Er stellt fest, daß die Einladungen mit der Tagesordnung am 9. September, also 4 Wochen vorher abgesandt worden sind. Die Versammlung ist daher rechtzeitig und ordnungsgemäß einberufen worden und mithin beschlußfähig.

Punkt 1. Der Bericht des Vorstandes wird vom Vorsitzenden verlesen (Anlage 1).

Punkt 2. Der Schriftleiter der Zeitschrift, G. Angenheister, erstattet den Bericht über die Zeitschrift (Anlage 2).

Punkt 3. Der Vorsitzende bringt folgenden Bericht von Prof. Kölzer zur Verlesung: Die Rechnungsprüfer (Prof. Haack und der Unterzeichnete) sind in der Mitgliederversammlung um 15 Uhr nicht anwesend. Kasse und Abrechnung wurden in Ordnung befunden. Gez. Prof. Kölzer, 8. 10. 36.

Punkt 4. Der Vorsitzende dankt dem Herausgeber der Zeitschrift und dem Schatzmeister für die Mühe und Arbeit, die sie in selbstloser Weise zum Wohle der Gesellschaft auf sich genommen und in mustergültiger Weise erledigt haben. Er bittet die Versammlung, falls keine Einwendungen zu erheben sind, dem Vorstände und dem Schatzmeister Entlastung zu erteilen. Diese Entlastung wird durch einstimmigen Beifall erteilt.

Punkt 5. Der Schatzmeister berichtet über den Stand der Finanzen der Gesellschaft (Anlage 3). Er begründet den Vorschlag des Vorstandes, in den beiden kommenden Jahren ebenso wie bisher einen Jahresbeitrag von 25 RM zu erheben. Die Versammlung beschließt entsprechend.

Punkt 6. Es scheiden aus dem Vorstände aus O. Hecker und E. Kohlschütter. Das dritte im Jahre 1930 gewählte Vorstandsmitglied Axel Born ist inzwischen verstorben. Dem Vorschlag des Vorstandes entsprechend werden O. Barsch, E. Tams und L. Weickmann in den Vorstand gewählt.

Zum Vorsitzenden wird J. Bartels gewählt.

Der Vorstand setzt sich daher für die beiden nächsten Jahre folgendermaßen zusammen:

Vorsitzender: Prof. Dr. Julius Bartels, Eberswalde, Neue Kreuzstr. 17. Stellvertretender Vorsitzender: Prof. Dr. Albert Defant, Berlin NW 7, Georgenstr. 34—36; Prof. Dr. Franz Linke, Frankfurt a. M., Feldbergstr. 47. Schatzmeister: R. Schütt, Hamburg. Schriftleiter: G. Angenheister, Göttingen. Vorstandsmitglieder ohne Amt: W. Meinardus, Bonn; H. Rauschelbach, Hamburg; H. Benndorf, Graz; O. Barsch, Berlin; E. Tams, Hamburg; L. Weickmann, Leipzig.

Punkt 7. Als Rechnungsprüfer werden H. Haalck und J. Kölzer wiedergewählt.

Punkt 8. Es liegen Einladungen für die nächste Mitgliederversammlung vor nach Breslau und Kiel. Dagegen wird geltend gemacht, daß es sehr erwünscht sei, die Tagung räumlich und zeitlich in engem Anschluß an die Mathematiker- und Physiker-Tagung stattfinden zu lassen. In Bad Pyrmont habe sich dies sehr bewährt. Herr Errulat lädt außerdem nach Königsberg i. Pr. ein. Er führt aus, daß infolge der Vorzugstarife nach Ostpreußen die Reise nach Königsberg mit nur wenig Mehrkosten zu bewerkstelligen ist, wenn sich mehrere Teilnehmer in größeren Städten zu Reisegesellschaften zusammenschließen. Wenigstens von Berlin aus sollte die Reise als Gesellschaftsreise unternommen werden. Die Abhaltung der Tagung in Königsberg würde den Kampf der Provinz Ostpreußen um ihre Selbstbehauptung wesentlich unterstützen.

Es wird beschlossen, die Festsetzung von Zeit und Ort der nächsten Tagung dem Vorstand zu überlassen.

Punkt 9. Nichts.

Anwesend waren 22 Mitglieder.

Schluß der Versammlung 15<sup>h</sup> 50<sup>m</sup>.

E. Kohlschütter  
Vorsitzender

## Anlage 1

### Bericht des Vorstandes über die Zeit vom 15. September 1934 bis 8. Oktober 1936

Seit der elften Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Bad Pyrmont ist die Anzahl der Mitglieder dieselbe geblieben. Der beiden verstorbenen Mitglieder Prof. Born und Dr. Stüve habe ich bereits bei der Eröffnung der Tagung gedacht. Durch Streichung und Austritt sind 11 Mitglieder ausgeschieden, darunter eine große Zahl amerikanischer. Der Grund liegt bei diesen wohl darin, daß die geophysikalische Forschung in Amerika großen Umfang angenommen und sich selbst organisiert hat. Bei den übrigen Ausgeschiedenen scheinen finanzielle Schwierigkeiten, die durch das allgemeine Steigen der Lebenshaltungskosten entstanden sind, ausschlaggebend gewesen zu sein. Dem Verlust von 13 Mitgliedern steht ein Gewinn durch Neuaufnahmen oder Wiederaufnahmen von 13 Mitgliedern gegenüber, so daß der augenblickliche Bestand 187 Mitglieder, darunter unsere drei Ehrenmitglieder Geh. Rat Adolf Schmidt, Geh. Rat Hergesell und Geh. Rat Hecker, beträgt.

Da Herr Prof. A. Born dem Vorstande angehörte, besteht dieser zur Zeit nur aus 10 Mitgliedern. Von diesen scheidet Hecker und Kohlschütter nach Ablauf dieser Tagung und Abwicklung der damit zusammenhängenden Geschäfte aus. Es sind dafür nachher drei neue Vorstandsmitglieder zu wählen.

Über die Teilnahme deutscher Vertreter an der 6. Generalversammlung der I. V. G. G. in Edinburg im September dieses Jahres habe ich bereits bei der Eröffnungssitzung berichtet. Ich möchte hier nur noch wiederholen, daß der baldige Beitritt Deutschlands dringend notwendig ist, damit wir uns nicht selbst ausschalten. Eine nochmalige Einladung, als Gäste teilzunehmen, ist nicht zu erwarten.

Der Beschluß, daß Herr Weickmann mit Herrn Schmauss und Herrn Kohlschütter die Deutsche Forschungsgemeinschaft bitten sollte, das Meteorwerk den interessierten Instituten kostenlos zu überlassen, ist ausgeführt worden. Der Forschungsgemeinschaft sind 12 Institute sowie die Büchereien sämtlicher deutscher Universitäten und Technischen Hochschulen als Empfänger des Meteorwerkes vor-

geschlagen worden. Soweit ich unterrichtet bin, hat die Deutsche Forschungsgemeinschaft dem Antrage entsprochen.

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft ist zur Teilnahme an der Einweihung des neuen Museums für praktische Geologie und der Hundertjahrfeier der Geologischen Aufnahme von Großbritannien im Sommer 1935 eingeladen worden. Da Herr Angenheister zu dieser Feier sowieso nach London fuhr, hat er es dankenswerterweise übernommen, auch die Gesellschaft dabei zu vertreten.

Am Reichsstudentenwerk und am Winterhilfswerk hat sich die Gesellschaft mit Spenden beteiligt, die den vorhandenen Kassenbeständen angemessen waren.

Die Gesellschaft ist zur Teilnahme am Internationalen Mathematiker-Kongreß in Oslo im Juli 1936 eingeladen worden. Die Einladung ist wegen Devisenschwierigkeiten mit Dank abgelehnt worden.

Von dem Beschluß, daß Studenten und jüngeren Mitgliedern Zuschüsse bis zu je 30 RM gewährt werden können, um ihnen den Besuch der Tagung zu ermöglichen, ist in 2 Fällen Gebrauch gemacht worden.

## Anlage 2

### Bericht über die Herausgabe der Zeitschrift für Geophysik Jahrgang 1935 und 1936 von G. Angenheister

Der Band XI, 1935 enthält  $25\frac{1}{2}$  Bogen Text mit 195 Figuren im Text und 7 Bildtafeln, Titel, Inhalts- und Mitgliederverzeichnis, außerdem  $12\frac{5}{8}$  Bogen einschließlich Inhaltsverzeichnis Geophysikalische Berichte. Der ganze Band enthält also rd. 38 Bogen zum Preise von 22.— RM für Mitglieder der Gesellschaft, das sind also auch für 1935 noch nicht 0.60 RM pro Bogen.

Der Band XII, 1936 ist noch nicht abgeschlossen, es ist aber auch für diesen Band der gleiche Umfang des Textes und der Berichte vorgesehen; der Bezugspreis ist der gleiche geblieben wie 1935.

Die Zahl der Bezieher betrug:

	1932	1933	1934	1935	1936
Mitglieder der Gesellschaft . . .	169	177	161	166	167
Nichtmitglieder . . . . .	257	254	245	262	259
	426	431	406	428	426

Die Zahlen für 1936 gelten für den 1. Oktober; mit einer wesentlichen Änderung der Bezieherzahl ist nicht mehr zu rechnen.

Die drucktechnischen Herstellungskosten sind 1935 durch die Einnahmen gedeckt, vermutlich wird das auch 1936 der Fall sein.

Bei Hinzurechnung der Verlagsunkosten und in der Annahme, daß die Benutzungsgebühr des Satzes der Geophysikalischen Berichte aus den Physikalischen Berichten in Höhe von 800.— RM noch als Zuschuß gebucht werden kann (die Verhandlungen hierüber werden fortgeführt), bleibt für 1935 aber immer noch ein Defizit für den Verlag in Höhe von fast 1050.— RM bzw. beim Scheitern der Verhandlungen von fast 1850.— RM.

Die Redaktionsunkosten blieben die gleichen wie in den Vorjahren, pro Jahr 600.— RM. Ein Honorar für die Schriftleitung wurde nicht gezahlt.

Das Ergebnis für den Jahrgang 1936 wird sich voraussichtlich in den gleichen Grenzen halten wie 1935.

Die Aufrechnung 1935 ergibt

Ausgaben . . . . .	13 627.— RM
Einnahmen . . . . .	11 792.— „
bleibt Defizit . . . . .	1 835.— RM
oder, falls Berichtergebühr mit . . . . .	800.— „
bezahlt wird . . . . .	1 035.— RM

Aus diesem analog den früheren aufgestellten Berichten geht hervor, daß die Verhältnisse seit 1934 wohl als stabil gelten können.

**Anlage 3**

Abrechnung über die Einnahmen und Ausgaben  
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für die Geschäftsjahre  
1934/35 und 1935/36

Abgeschlossen am 5. Oktober 1936

Einnahmen		Ausgaben	
An Bestand . . . . .	RM 1 889.42	Per Verwaltungskosten . .	RM 192.35
Restbeiträge 1932/33 und 1933/34 . . . . .	„ 155.—	„ Fr. Vieweg & Sohn A.-G. f. Jahrgang XI u. XII d. Ztschr. f. Geophys. . .	„ 7 868.10
Beiträge 1934/35 und 1935/36 . . . . .	„ 8 382.60	„ Reichsstudentenwerk . .	„ 50.—
		„ Winterhilfswerk . . . .	„ 30.—
		„ Prof. Angenheister für Londonreise . . . . .	„ 150.—
		„ Übertrag auf 1936/37 und 1937/38 . . . . .	„ 2 136.57
	RM 10 427.02		RM 10 427.02

Von obigen RM 2136.57 sind

auf der Bank . . . . .	RM 1942.42
auf Postscheckkonto . . . . .	„ 191.45
in der Kasse . . . . .	„ 2.70

RM 2136.57

Hamburg, den 5. Oktober 1936

Geprüft und richtig befunden

Prof. Dr. R. Schütt

Berlin, den 8. Oktober 1936

z. Zt. Schatzmeister

Prof. Dr. Kölzer      Prof. Dr. Haalek



## Referate und Mitteilungen

**A. Defant:** Ausbreitungs- und Vermischungsvorgänge im antarktischen Bodenstrom und im subantarktischen Zwischenwasser. Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925—1927. Band VI. Zweiter Teil, 2. Lieferung. Berlin und Leipzig 1936. 42 S., 17 Abb., 2 Beilagen. Preis RM 5.80 (Subskr. Pr.).

Die in der ozeanischen Stratosphäre längs der nahezu horizontalen Ausbreitungsbahnen der einzelnen Wasserarten eintretenden Veränderungen von Temperatur und Salzgehalt des Meerwassers sind recht beträchtlich. Dagegen sind die zeitlichen thermohalinen Schwankungen an einem Orte nach den bisherigen Beobachtungen nur sehr gering; die durch Zirkulations- und Mischungsvorgänge bewirkten Änderungen der Eigenschaften des Wassers müssen daher nahezu gleich sein und sich aufheben. Bei bekannter Verteilung der Eigenschaften ( $S$  und  $t$ ) des Wassers läßt sich unter gewissen Voraussetzungen das Verhältnis der Austauschgröße  $A$  zur Geschwindigkeit  $u$  der Ausbreitung berechnen sowie die Neigung der Stromlinien bestimmen. Diese Rechnung ist vom Verfasser für das antarktische Bodenwasser und das subantarktische Zwischenwasser durchgeführt worden; als Grundlage dienten die Längsschnitte von Temperatur und Salzgehalt für die Westseite des Atlantischen Ozeans. Die auf Grund der Verteilung der genannten Elemente getrennt durchgeführte Behandlung ergab eine gute innere Übereinstimmung beider Wertereihen, und die graphischen Darstellungen der mittleren Werte lassen sowohl die Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers wie auch des subantarktischen Zwischenwassers nach Norden und die Abgrenzung beider gegen das nordatlantische Tiefenwasser klar hervortreten. Bei Annahme eines bestimmten Wertes für  $A$ , was mit einiger Wahrscheinlichkeit zulässig ist, sind Werte für die Geschwindigkeit der Wasserbewegung ableitbar, die wenigstens der Größenordnung nach richtig sein dürften. Es ergeben sich für das antarktische Bodenwasser die Geschwindigkeitswerte zwischen 1.5 und 2 cm/sec über den Schwellen und zwischen 0.5 und 1 cm/sec über den Mulden, für den unteren nordatlantischen Tiefenstrom liegen die Werte zwischen 0.3 und 0.8 cm/sec, für die Achse des subantarktischen Zwischenwassers zwischen 5 bis 10 cm/sec. Erwähnt sei noch, daß die unter Benutzung der Beziehungen von Temperatur und Salzgehalt abgeleiteten Werte des Verhältnisses zwischen Austausch und Geschwindigkeit mit den nach obigen Methoden abgeleiteten übereinstimmen.

Die Betrachtung der relativen Geschwindigkeit innerhalb des subantarktischen Zwischenwassers zeigt starke Abnahme der Geschwindigkeit nach der oberen und unteren Grenze dieser Wasserart hin und ausgesprochen das Vorhandensein eines Stromstriches. Die Verteilung der Größe des Austauschkoeffizienten weist eine Unsymmetrie auf, da der Austausch nach dem stark geschichteten Wasser der Troposphäre kleiner ist als nach dem unterhalb des subantarktischen Zwischenwassers gelegenen und weniger scharf abgegrenzten oberen nordatlantischen Tiefenwasser.

Aus der eingehenden Analyse der Salzgehaltsverteilung in der Kernschicht des subantarktischen Zwischenwassers und in äquidistanten Entfernungen darüber und darunter geht hervor, daß diese der theoretisch bei der Ausbreitung einer Wasserart in eine andersgeartete zu erwartenden entspricht bei Annahme eines stationären Zustandes des Gleichgewichtes zwischen Advektion und Vermischung sowie bei Annahme plausibler Werte für die Größe des Austausches und der Geschwindigkeit. Von besonderem Interesse ist die Feststellung einer in etwa  $11^{\circ}$  S. Br., etwas südlich von Kap San Roque zur Zeit der Gewinnung der Beobachtungen vorhandenen unperio-

dischen Störung. Sie entspricht in den Grundzügen den theoretischen Ergebnissen einer Untersuchung über die Auswirkung unperiodischer Störungen in der Ausbreitung einer Wasserart in einer anders gearteten. Diese Untersuchung zeigte weiterhin, daß für die Feststellung periodischer Schwankungen das bislang gewonnene Beobachtungsmaterial bei weitem noch nicht dicht genug ist.

Bruno Schulz.

---

**Folgende Adressenänderungen  
sind zum Mitgliederverzeichnis nachzutragen:**

14. BOCK, R., Prof. Dr., Berlin NW 87, Bachstraße 7.  
64. HAUSSMANN, K., Geh. Reg.-Rat, Prof., Dr.-Ing. h. c., Schwäbisch-Gmünd, Parlerstraße 43.  
77. ISRAËL-KÖHLER, H., Dr., Meteorolog. Observatorium, Potsdam, Telegraphenberg.  
85. KÖLZER, J., Ober-Reg.-Rat, Min.-Rat, Prof. Dr., Referent im Reichswehrministerium, Heereswaffenamt, Prüfstelle Berlin — Privatdozent für Meteorologie an der Universität Berlin, Berlin-Grünwald, Salzbrunnerstraße 46.  
127. NAVARRO-NEUMANN, M. M. S. J., Dr., Entre-os-Rios (Douro), Portugal, Grande Hotel.  
159. SCHLOMKA, T., Prof. Dr., Hannover, Waldstraße 39.

---

**Druckfehlerberichtigung:**

Zeitschr. f. Geophys. Bd. 3 (1927), S. 79 d. Geophys. Berichte, Zeile 9 v. u. lies in Formel (1)

$$4\pi\gamma k \text{ statt } 4\pi k.$$

# Direkte Methoden zur Bestimmung von Störungsmassen aus Anomalien der Schwereintensität

Von **Karl Jung**, Potsdam — (Mit 7 Tabellen und 13 Abbildungen)

Es werden direkte Methoden abgeleitet, um ohne Probieren einfach geformte, symmetrische und antisymmetrische Störungsmassen aus der Schwereverteilung zu bestimmen. Zur Verwendung kommen auffällige Merkmale der Schwereanomalie wie Extremwerte, Halbwerte, Nullwerte, Gradienten und Integrale. Zur praktischen Ausführung werden ausführliche Tabellen gegeben. Auf die Möglichkeit ausreichender Kontrollen wird besonderer Wert gelegt. Die Anwendung der Methoden wird an zwei Schwereprofilen von Vening Meinesz erläutert.

Zur Bestimmung der Massenverteilung aus dem Schwerefeld gibt es indirekte und direkte Methoden. Bei den *indirekten* Methoden wird eine Massenverteilung angenommen, die das beobachtete Schwerefeld mit einiger Annäherung erklären kann. Ihr Schwerefeld wird berechnet und mit dem beobachteten verglichen. Bleiben noch wesentliche Unterschiede, so wird das Verfahren so lange mit entsprechend abgeänderten Annahmen über die Schwereverteilung wiederholt, bis ausreichende Übereinstimmung erzielt ist. Die indirekten Methoden sind in allen Fällen anwendbar und können bei nicht zu komplizierten Massenverteilungen recht schnell zum Ziel führen. Wesentlich ist hierbei die Übung und Erfahrung des Bearbeiters.

Bei den *direkten* Methoden wird vorausgesetzt, daß sich die Massenverteilung in einfacher geometrischer Gestalt darstellen läßt, zu deren genauerer Festlegung zwei, drei oder vier Gestaltsmerkmale genügen. Aus ebenso vielen charakteristischen Merkmalen der Schwereverteilung wird die Größe der Gestaltsmerkmale durch rechnerische, graphische oder tabellarische Methoden ohne Probieren direkt bestimmt. Es ist vorteilhaft, wenn mehr Merkmale der Schwereverteilung zur Verfügung stehen als Gestaltsmerkmale zu bestimmen sind. Dann besteht die Möglichkeit zu wichtigen Kontrollen.

Die direkten Methoden lassen sich anwenden, wenn die Störungsmassen einfache geometrische Gestalt haben oder wenn die Kenntnis der Schwereverteilung zur Bestimmung weiterer Einzelheiten nicht ausreicht. Auch ist es von Vorteil, wenn man vor Anwendung indirekter Methoden eine gute Näherungsverteilung auf direktem Wege bestimmt. Übung und Erfahrung des Bearbeiters sind bei Ausführung direkter Massenbestimmungen nicht wesentlich.

Direkte Methoden zur Bestimmung einfacher Massenformen aus dem Schweregradienten und der Krümmungsgröße sind verschiedentlich angegeben worden\*)

---

\*) Z. B.: Karl Jung: Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße. Zeitschr. f. Geophys. **3**, 257—280,(1927); **5**, 238—252 (1929).

und haben sich bewährt\*). Ähnliche Methoden zur Bestimmung von Störungsmassen aus der Schwereintensität wurden noch nicht entwickelt. Bei dem im allgemeinen sehr weiten Abstand der älteren Pendelmessungen lag auch keine Möglichkeit vor, sie mit Vorteil anzuwenden.

Inzwischen jedoch sind die Pendel- und Gravimetermessungen auf See und Land sehr zahlreich geworden, und es ist die Schwereverteilung in manchen Gebieten der Erde jetzt so gut bekannt, daß eine genauere Untersuchung der Störungsmassen möglich wird. Zur Anwendung von indirekten Methoden liegen die nötigen Grundlagen bereits vor\*\*). Dagegen fehlt es noch an direkten Methoden, mit denen bei geringem Arbeitsaufwand die Bestimmung der Störungsmassen mit einer der Kenntnis vom Schwerefeld angepaßten Genauigkeit möglich ist.

Während die Gradientenbilder von oberflächennahen, lokalen Störungsmassen beeinflusst und so vielgestaltig sind, daß die Anwendung direkter Methoden schwierig und die Anwendung indirekter Methoden mühsam werden kann, sind die aus Messungen der Schwereintensität abgeleiteten Isogrammen und  $\delta g$ -Kurven viel glatter oder können in mehrere Bestandteile mit glattem Verlauf zerlegt werden. Es ist dann ziemlich leicht, außer Lage und Betrag von Extrem- und Halbwerten der Schwereanomalie  $\delta g$  auch die abgeleiteten Größen, Gradient ( $d = d \delta g / dx$ ) und Integral ( $i = \int \delta g dx$ ) mit einiger Sicherheit zu bestimmen, so daß auch diese zur Massenbestimmung oder zur Kontrolle mit herangezogen werden können. Man erhält schon oft allein durch Anwendung der direkten Methode eine gute Annäherung an die wirklich vorhandene Störungsmasse, deren Einzelheiten sodann auf indirektem Wege ohne großen Zeitaufwand so genau bestimmt werden können, wie es das Beobachtungsmaterial zuläßt.

### Gesamtmasse und Störungsintegral

Im allgemeinen wird es genügen, die Erdoberfläche als unendlich ausgedehnte Ebene darzustellen. Dann besteht zwischen dem über diese Ebene ausgedehnten Störungsintegral  $J$  und der Gesamtmasse  $M$  der für die Praxis wichtige, sehr einfache Zusammenhang

$$J = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \delta g dx dy = 2\pi k M \quad (k = \text{Gravitationskonstante} = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ cgs}). \quad (\text{a})$$

\*) Z. B.: Karl Jung: Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen (mit geologischer Einführung von A. Bentz). Ebenda 7, 1—21 (1931).

\*\*\*) Karl Jung: Diagramme zur Bestimmung der Terrainwirkung für Pendel und Drehwaage und zur Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“ Massenarrangements. Zeitschr. f. Geophys. 3, 201—212 (1927). F. A. Vening Meinesz: Gravity expeditions at sea 1923—1932. Vol. II, p. 23—28 (Tab. F, p. 25); E. A. Ansel: Massenanziehung begrenzter homogener Körper von rechteckigem Querschnitt und des Kreiszyllinders. Beitr. z. angew. Geophys. 5, 263—295 (1936); E. A. Ansel: Schwereanomalien in Beziehung zu der Form der Störung des Schichtverbandes in der Erdkruste. Ebenda 6, 141—167 (1936).

Der Beweis kann aus allgemeinen Sätzen der Potentialtheorie geführt werden. Es genügt jedoch auch, den Zusammenhang zwischen  $J$  und  $M$  an dem einfachsten Beispiel einer Punktmasse und ihres Schwerfeldes nachzuprüfen, denn durch Summierung über kleine Massenelemente kann die Wirkung ausgedehnter Massen dargestellt werden.

Hat man es mit horizontal gelagerten, lang gestreckten Massen zu tun, so ist es üblich und in vielen Fällen ausreichend, an ihrer Stelle Massenarrangements zu betrachten, die in der horizontalen  $Y$ -Richtung mit unveränderlichem Querschnitt nach beiden Seiten unendlich weit streichen. Da die Wirkung solcher Massen vollständig aus ihrem in der  $XZ$ -Ebene gelegenen Querschnitt, einem zweidimensionalen Gebilde, abgeleitet werden kann, nennt man sie „zweidimensionale“ Massen (eine etwas irreführende Bezeichnung, da ja gerade die dritte Dimension besonders ausgedehnt ist). Es sei  $m$  die gesamte Querschnittsbelegung. Dann gilt:

$$i = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta g dx = 2 \pi k m \dots \dots \dots (b)$$

Die Beziehungen (a) und (b) können mit großem Vorteil bei der Bestimmung solcher Störungsmassen verwendet werden, die einerlei Vorzeichen haben. Denn die Integrale führen unmittelbar zur Kenntnis der gesamten Störungsmasse, und es bleibt nur noch deren Verteilung zu bestimmen. Sind jedoch Störungsmassen von beiderlei Vorzeichen vorhanden, so gibt das Störungsintegral unmittelbar nur den Überschuß der in größerer Menge vorhandenen Teilmasse von einerlei Vorzeichen. Dann lassen sich Teilintegrale in vielen Fällen noch mit Vorteil verwenden, wenn auch deren Beziehung zur Störungsmasse nicht mehr so einfach dargestellt wird.

Jede Störungsmasse kann durch unendlich viele andere Massenverteilungen von gleicher Gesamtmasse ersetzt werden. Bekannt ist die Gleichwertigkeit homogener konzentrischer Kugeln untereinander und mit einer Punktmasse in ihrem Mittelpunkt. Bekannt ist auch, daß konfokale homogene Ellipsoide mit gleicher Masse das gleiche Außenfeld haben. Oberflächennächste Ersatzmasse ist die „ideelle störende Schicht“, eine Massenbelegung der ebenen Erdoberfläche mit der Flächendichte  $\delta g/2\pi k$ .

Die Ersatzmassen können beliebig nahe an der Erdoberfläche, nicht aber in beliebig großer Tiefe liegen. Es gibt in jedem Fall eine bestimmte Tiefe, in der spätestens die wirkliche und jede Ersatzmasse angetroffen werden muß. Um diese Tiefe zu finden, stellt man aus der ideellen Schicht weitere tiefer gelegene oberflächenparallele Flächenbelegungen her, deren Felder im Außenraum der Erde gleich sind. Hierzu braucht man nur die ideelle Belegung längs der Kraftlinien des Außenfeldes so nach innen zu verschieben, daß keine Masse aus den einzelnen Krafttröhren austritt. Dies geht so lange, bis an einer Stelle die Kraftlinien zusammenlaufen. Dann ist die gesuchte Tiefe erreicht.

Singuläre Stellen des Schwerefeldes von der beschriebenen Art treten in Punktmassen, Linienbelegungen und am Rande von Flächenbelegungen auf. Um zu Abschätzungen der Maximaltiefe zu kommen, empfiehlt es sich daher, bei der Entwicklung direkter Methoden die Störungsmassen in solcher Gestalt anzunehmen.

### Grundformen der Massen- und Schwerestörungen

Aus der Fülle der vielgestaltigen Massenformen heben sich zwei Gruppen heraus: als besonders konzentrierte Massen die rotationssymmetrischen Formen und als einseitig ausgedehnte Massen die „zweidimensionalen“.

Die Wirkung rotationssymmetrischer Massen auf Punkte außerhalb ihrer Achse wird schon in einfachen Fällen mit elliptischen Integralen dargestellt, und es ist daher ihre rechnerische Behandlung recht umständlich. Die Ausarbeitung direkter Methoden für rotationssymmetrische Massen dürfte sich, von einfachsten Fällen abgesehen, kaum lohnen. Daher tritt im folgenden nur die Punktmasse auf.

Die rechnerische Behandlung der „zweidimensionalen“ Massenformen ist einfach, und es ist üblich geworden, alle Massenformen, die eine bevorzugte

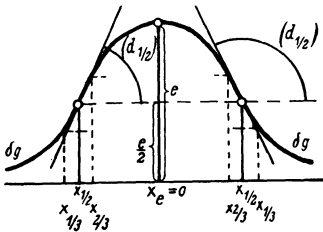


Fig. 1. Symmetrische Störung

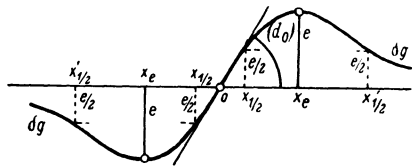


Fig. 2. Antisymmetrische Störung

Horizontalerstreckung haben, wie „zweidimensionale“ zu behandeln. Im Anwendungsbereich der direkten Methoden, solange es sich noch nicht um die Feststellung von feineren Einzelheiten handelt, wird dies im allgemeinen zulässig sein. Daher genügt es, sich auf „zweidimensionale“ Massenformen zu beschränken.

Nach den Symmetrieverhältnissen unterscheidet man unsymmetrische, symmetrische und antisymmetrische Störungen. Es genügt, direkte Methoden nur für symmetrische und antisymmetrische Störungen zu entwickeln. Unsymmetrische Störungen pflegen meist einem dieser Typen mehr oder weniger ähnlich zu sein, und man kann die Abweichung von der streng symmetrischen oder antisymmetrischen Gestalt durch Anwendung indirekter Methoden nach der direkten Bestimmung berücksichtigen.

Bei *symmetrischen* Störungen (Fig. 1) liefert die  $\delta g$ -Kurve der Schwereanomalie fast stets die folgenden Bestimmungsstücke: den Extremwert  $e$  und seine Abszisse  $x_e = 0$ , den Halbwert  $\delta g = e/2$  und seine Abszisse  $x_{1/2}$ . Oft können auch der Gradient  $d_{1/2} = \left(\frac{d}{dx} \delta g\right)_{x=x_{1/2}}$  die Abszissen  $x_{2/3}$ ,  $x_{1/3}$  und das Integral

$i = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta g dx$  mit hinreichender Genauigkeit aus der Schwerekurve bestimmt werden.

Bei *antisymmetrischen* Störungen (Fig. 2) fallen die Extremwerte  $e$  mit ihren Abszissen  $x_e$  besonders auf, der Nullwert hat die Abszisse  $x = 0$ . Im allgemeinen ist auch

$$d_0 = \left( \frac{d}{dx} \delta g \right)_{x=0}$$

leicht zu bestimmen, ebenso die innere Halbwertsabszisse  $x_{1/2}$ . In manchen Fällen können auch die äußere Halbwertsabszisse  $x'_{1/2}$  und das Integral  $i^* = \int_0^{\infty} \delta g dx$  herangezogen werden.

Bei gut ausgebildeten Schwereanomalien hat man wohl etwa drei sichere Bestimmungsstücke aus der  $\delta g$ -Kurve zur Verfügung und außerdem noch zwei bis drei weitere Bestimmungsstücke, die mindestens zu Kontrollen verwendbar sind. Kontrollen sind zur Beurteilung der Zuverlässigkeit der Ergebnisse sehr wichtig und sollen möglichst nicht unterlassen werden. Man tut gut, den Verteilungstypus, der die wirkliche Masse annähern soll, so einfach zu wählen, daß die Zahl der zu bestimmenden Unbekannten kleiner als die Zahl der aus der  $\delta g$ -Kurve abgeleiteten Bestimmungsstücke ist. Daher soll sich im folgenden auf solche Massenformen beschränkt werden, bei denen nicht mehr als drei Unbekannte zu bestimmen sind.

Aus den bereits angeführten Gründen werden nur Punkt-, Linien- und Flächenbelegungen behandelt. Bei der Punktmasse, der horizontalen Massenlinie mit Punktquerschnitt und dem Grenzfall der konfokalen Ellipsenquerschnitte ist es ohne weiteres möglich, räumlich verteilte Massen von gleicher Wirkung exakt anzugeben. In den anderen Fällen dürfte sich die exakte Berechnung gleichwertiger räumlicher Verteilungen nicht lohnen; jedoch ist es nicht schwierig, zu brauchbaren Abschätzungen zu gelangen, nötigenfalls unter Anwendung indirekter Methoden. Vielfach wird sich zeigen, daß hierzu die Kenntnis des Schwerefeldes und die geologischen Unterlagen nicht mit Sicherheit ausreichen und eine Flächenbelegung ungefähr dem entspricht, was man aus den vorliegenden Unterlagen herausholen kann.

### Direkte Methoden zur Bestimmung einfacher Massenformen

*Massenpunkt* (Fig. 3). Masse:  $M$ .

Es ist

$$\delta g = kM \frac{t}{\sqrt{e^2 + t^2}^3}$$

Hieraus berechnet man:

$$e = \frac{kM}{t^2}, \dots \dots \dots (1)$$

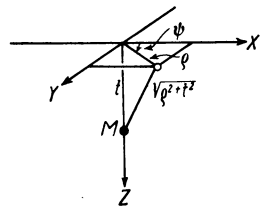


Fig. 3. Massenpunkt

$$t = \frac{\varrho_{1/2}}{\sqrt[3]{\sqrt[3]{4}-1}} = 1.305 \varrho_{1/2}, \dots \dots \dots (2)$$

$$J = \int_{\varrho=0}^{\infty} \int_{\psi=0}^{2\pi} \delta g(\varrho d\varrho d\psi) = 2\pi k M, \dots \dots \dots (3)$$

$$d_{1/2} = -3 k M \cdot \frac{\sqrt[3]{\sqrt[3]{4}-1}}{\sqrt[3]{2^3} \cdot t^3} = -0.7243 \frac{k M}{t^3} \dots \dots \dots (4)$$

Am einfachsten bestimmt man  $t$  aus (2), dann  $M$  aus (1), (3) oder (4).

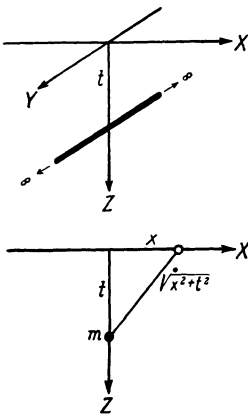


Fig. 4. Horizontale Massenlinie

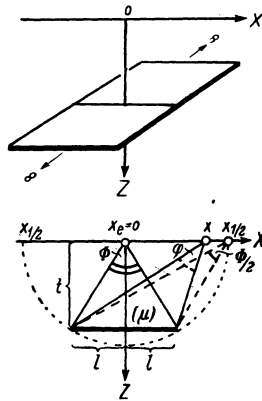


Fig. 5. Horizontaler Streifen

*Horizontale Massenlinie* (Fig. 4). Liniendichte:  $m$ .

$$\delta g = 2 k m \frac{t}{x^2 + t^2}.$$

$$e = \frac{2 k m}{t}, \dots \dots \dots (1)$$

$$t = x_{1/2}, \dots \dots \dots (2)$$

$$i = \int_{x=-\infty}^{+\infty} \delta g dx = 2\pi k m, \dots \dots \dots (3)$$

$$d_{1/2} = -\frac{k m}{t^2} \dots \dots \dots (4)$$

Am einfachsten bestimmt man  $t$  aus (2), dann  $m$  aus (1), (3) oder (4).



Horizontaler Streifen (Fig. 5). Flächendichte  $\mu$  konstant.

$$\delta g = 2 k \mu \left( \operatorname{arctg} \frac{x+l}{t} - \operatorname{arctg} \frac{x-l}{t} \right) = 2 k \mu \varphi.$$

$$e = 2 k \mu \cdot 2 \operatorname{arctg} \frac{l}{t} = 2 k \mu \Phi, \dots \dots \dots (1)$$

$$x_{1/2} = \sqrt{l^2 + t^2}, \quad t = x_{1/2} \cos \frac{\Phi}{2}, \quad l = x_{1/2} \sin \frac{\Phi}{2}, \dots \dots (2)$$

$$i = \int_{x=-\infty}^{+\infty} \delta g dx = 4 \pi k l \mu, \dots \dots \dots (3)$$

$$d_{1/2} = -2 k \mu \frac{\operatorname{tg} \frac{\Phi}{2}}{x_{1/2}}, \dots \dots \dots (4)$$

$$\frac{\sin \frac{\Phi}{2}}{\frac{\Phi}{2}} = \frac{1}{\pi x_{1/2}} \frac{i}{e}, \dots \dots \dots (5)$$

$$\frac{\operatorname{tg} \frac{\Phi}{2}}{\frac{\Phi}{2}} = -\frac{2 x_{1/2} d_{1/2}}{e}, \dots \dots \dots (6)$$

$$\cos \frac{\Phi}{2} = -\frac{1}{2 \pi x_{1/2}^2} \frac{i}{d_{1/2}}, \dots \dots \dots (7)$$

Am einfachsten bestimmt man  $\Phi$  nach (5), (6) oder (7) mit Benutzung der Tabelle 1, dann  $l$  und  $t$  aus (2) oder geometrisch, zuletzt  $\mu$  aus (1), (3) oder (4).

Tabelle 1. Zur Bestimmung horizontaler Streifen

$\frac{\Phi}{2}$	$\frac{t}{l}$	$\frac{1}{\pi x_{1/2}} \frac{i}{e}$	$-\frac{2 x_{1/2} d_{1/2}}{e}$	$-\frac{1}{2 \pi x_{1/2}^2} \frac{i}{d_{1/2}}$	$\frac{x_{1/4}}{x_{1/2}}$	$\frac{x_{1/8}}{x_{1/2}}$
0°	$\infty$	1.000	1.000	1.000	1.732	2.65
10°	5.671	0.995	1.010	0.985	1.723	2.63
20°	2.747	0.980	1.043	0.940	1.697	2.56
30°	1.732	0.955	1.103	0.866	1.653	2.46
40°	1.192	0.921	1.202	0.766	1.591	2.33
50°	0.839	0.878	1.366	0.643	1.512	2.15
60°	0.577	0.827	1.654	0.500	1.414	1.93
70°	0.364	0.769	2.249	0.342	1.298	1.68
80°	0.176	0.705	4.062	0.174	1.161	1.37
85°	0.087	0.671	7.705	0.087	1.084	1.20
90°	0	0.637	$\infty$	0	1.000	1.00

Mit geometrischen Überlegungen können einigermaßen übersichtliche Formeln für  $x_{1/4}$  und  $x_{1/8}$  gefunden werden. Man kann die Verhältnisse  $\frac{x_{1/4}}{x_{1/2}}$  und  $\frac{x_{1/8}}{x_{1/2}}$  (Tabelle 1) zu Kontrollen heranziehen.

*Homogener Ellipsenquerschnitt* (Fig. 6). Gesamtbelegung:  $m$ .

Gleiche Wirkung hat jeder konfokale Ellipsenquerschnitt  $\frac{x^2}{c^2+s} + \frac{h^2}{s} = 1$  von gleicher Gesamtbelegung  $m$  (Dichte  $\sigma = \frac{m}{\pi \sqrt{s(c^2+s)}}$ ), im Grenzfall eine Belegung der Brennpunktsgeradn (Dichte  $\mu = \frac{2m}{\pi c^2} \sqrt{c^2-x^2}$ ).

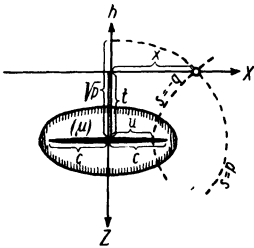


Fig. 6. Ellipsenquerschnitt

Es ist vorteilhaft, das System der konfokalen Ellipsen und Hyperbeln  $\frac{x^2}{c^2+s} + \frac{h^2}{s} = 1$  einzuführen. Im Aufpunkt ( $x = x, h = t$ ) schneiden sich die Ellipse  $s = p$  und die Hyperbel  $s = -q$ .  $u = \sqrt{c^2 - q}$  bezeichnet den Scheitel der Hyperbel auf der Brennpunktsgeradn.  $u$  und  $t$  können als Koordinaten des Aufpunktes angesehen werden. Es ist

$$\delta g = \frac{4km}{c} \left( \sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2} + \left(\frac{t}{c}\right)^2 - \frac{t}{c} \right),$$

$$i = \int_{x=-\infty}^{+\infty} \delta g dx = 2\pi km, \dots \dots \dots (1)$$

$$e = \frac{4km}{c} \left( \sqrt{1 + \left(\frac{t}{c}\right)^2} - \frac{t}{c} \right) \dots \dots \dots (2)$$

Für  $x = x_v, u = u_v$  sei  $\delta g_v = v \cdot e, 0 \leq v \leq 1$ .

Dann ist

$$\sqrt{1 - \left(\frac{u_v}{c}\right)^2} + \left(\frac{t}{c}\right)^2 - \frac{t}{c} = v \left( \sqrt{1 + \left(\frac{t}{c}\right)^2} - \frac{t}{c} \right), \dots \dots \dots (3)$$

$$\delta g_v = \frac{4km}{c} v \left( \sqrt{1 + \left(\frac{t}{c}\right)^2} - \frac{t}{c} \right), \dots \dots \dots (4)$$

$$\frac{x_v}{c} = \frac{\frac{u_v}{c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u_v}{c}\right)^2}} \sqrt{1 - \left(\frac{u_v}{c}\right)^2} + \left(\frac{t}{c}\right)^2, \dots \dots \dots (5)$$

Tabelle 2a. Zur Bestimmung von Ellipsenquerschnitten

$\frac{t}{c}$	$\frac{x_{1/3}}{c}$	$\frac{x_{1/2}}{c}$	$\frac{x_{2/3}}{c}$	$\frac{\pi x_{1/3} e}{2 i}$	$\frac{\pi x_{1/2} e}{2 i}$	$\frac{\pi x_{2/3} e}{2 i}$
0	0.943	0.866	0.745	0.943	0.866	0.745
0.1	0.951	0.854	0.725	0.861	0.772	0.656
0.2	0.997	0.865	0.721	0.817	0.709	0.591
0.4	1.140	0.933	0.747	0.772	0.631	0.506
0.6	1.324	1.038	0.806	0.750	0.588	0.456
0.8	1.532	1.168	0.886	0.736	0.562	0.426
1.0	1.758	1.316	0.981	0.728	0.545	0.406
1.2	2.00	1.475	1.086	0.723	0.534	0.393
1.4	2.25	1.643	1.200	0.720	0.526	0.384
1.7	2.63	1.905	1.381	0.716	0.519	0.376
2.0	3.02	2.18	1.568	0.714	0.514	0.370
2.5	3.70	2.64	1.893	0.712	0.509	0.365
3.0	4.38	3.12	2.26	0.710	0.506	0.361
4.0	5.76	4.09	2.91	0.709	0.503	0.358
5.0	7.15	5.08	3.60	0.708	0.502	0.356
7.0	9.95	7.04	4.99	0.707	0.501	0.355
10.0	14.18	10.02	7.09	0.707	0.500	0.354
15.0	21.2	15.02	10.62	0.707	0.500	0.354
20.0	28.3	20.0	14.15	0.707	0.500	0.354
30.0	42.4	30.0	21.2	0.707	0.500	0.354
50.0	70.7	50.0	35.4	0.707	0.500	0.354
100.0	141.4	100.0	70.7	0.707	0.500	0.354
$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	0.707	0.500	0.354

Tabelle 2b. Ellipsenquerschnitt,  $\frac{c \cdot \delta g}{4 k m}$ .

In Klammern: Horizontaler Streifen,  $\frac{l \cdot \delta g}{4 k m}$ ,  $\frac{x}{l}$ ,  $\frac{t}{l}$

$\frac{x/c}{t/c}$	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.7	2.0	(2.0)
0	1.000	0.980	0.916	0.800	0.600	0	0	0	0	0	(0)
0.1	0.905	0.885	0.823	0.710	0.522	0.224	0.077	0.042	0.023	0.015	(0.017)
0.2	0.820	0.801	0.742	0.637	0.475	0.270	0.135	0.080	0.046	0.030	(0.033)
0.4	0.677	0.661	0.612	0.531	0.420	0.298	0.200	0.137	0.085	0.058	(0.062)
0.6	0.566	0.554	0.516	0.456	0.380	0.298	0.225	0.169	0.114	0.081	(0.086)
0.8	0.481	0.471	0.444	0.400	0.346	0.287	0.232	0.186	0.134	0.099	(0.104)
1.0	0.414	0.407	0.387	0.355	0.315	0.272	0.230	0.192	0.146	0.112	(0.116)
1.2	0.362	0.357	0.342	0.318	0.289	0.256	0.223	0.192	0.152	0.120	(0.124)
1.4	0.320	0.317	0.305	0.288	0.265	0.240	0.214	0.188	0.154	0.126	(0.128)
1.7	0.271	0.270	0.262	0.250	0.235	0.217	0.199	0.179	0.153	0.129	(0.131)
2.0	0.236	0.234	0.229	0.221	0.210	0.197	0.184	0.169	0.148	0.129	(0.130)
(2.0)	(0.232)	(0.230)	(0.226)	(0.218)	(0.208)	(0.196)	(0.183)	(0.170)	(0.149)	(0.130)	

$$x_v e = 4 k m \frac{\frac{u_v}{c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u_v}{c}\right)^2}} \sqrt{1 - \left(\frac{u_v}{c}\right)^2 + \left(\frac{t}{c}\right)^2} \left( \sqrt{1 + \left(\frac{t}{c}\right)^2} - \frac{t}{c} \right) \dots (6)$$

$$\frac{\pi x_v e}{2i} = \frac{\frac{u_v}{c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u_v}{c}\right)^2}} \sqrt{1 - \left(\frac{u_v}{c}\right)^2 + \left(\frac{t}{c}\right)^2} \left( \sqrt{1 + \left(\frac{t}{c}\right)^2} - \frac{t}{c} \right) \dots (7)$$

Am einfachsten bestimmt man zunächst  $\frac{t}{c}$  aus  $\frac{\pi x_v e}{2i}$  nach der mit (3) und (7)

berechneten rechten Hälfte der Tabelle 2a. Den hierzu gehörigen Wert von  $\frac{x_v}{c}$  gibt die mit (5) berechnete linke Hälfte der Tabelle 2a. Da  $x_v$  bekannt ist, ergibt sich unmittelbar  $c$ . Die Bestimmung von  $m$  kann dann mit (1), (2), (4) oder aus den Werten  $\frac{c \cdot \delta g}{4 k m}$  der Tabelle 2b vorgenommen werden. Zur Kontrolle kann man verschiedene  $\nu$  verwenden.

Mit  $m$  und  $c$  ist die Ersatzbelegung auf der Brennpunktsgerechten vollständig bestimmt. Kennt man die Dichte  $\sigma$ , so können die Achsen der Querschnittsellipse berechnet werden. Umgekehrt kann man  $\sigma$  berechnen, wenn die horizontale oder die vertikale Erstreckung der Querschnittsellipse bekannt ist.

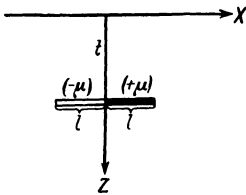


Fig. 7.  
Antisymmetrische Streifen

*Antisymmetrische Streifen* (Fig. 7). Flächendichte  $\mu$  konstant.

$$\delta g = 2 k \mu \left( 2 \operatorname{arctg} \frac{x}{t} - \operatorname{arctg} \frac{x+l}{t} - \operatorname{arctg} \frac{x-l}{t} \right).$$

$$d_0 = 4 k \mu \frac{l^2}{t(l^2 + t^2)}, \dots (1)$$

$$x_e = \sqrt{\frac{l^2 + t^2}{3}}, \quad \sqrt{l^2 + t^2} = 1.732 x_e, \dots (2)$$

$$e = 2 k \mu \left( 3 \operatorname{arctg} \frac{x_e}{t} - \frac{\pi}{2} \right), \dots (3)$$

$$i^* = \int_{x=0}^{+\infty} \delta g dx = 4 k \mu t \left( \frac{l}{t} \operatorname{arctg} \frac{l}{t} - \ln \sqrt{1 + \left(\frac{l}{t}\right)^2} \right), \dots (4)$$

$$\frac{i^*}{3 x_e^2 d_0} = \frac{1}{l} \operatorname{arctg} \frac{l}{t} - \frac{1}{\left(\frac{l}{t}\right)^2} \ln \sqrt{1 + \left(\frac{l}{t}\right)^2}, \dots (5)$$

$$\frac{e}{x_e d_0} = \frac{9}{2} \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \left(1 + \left(\frac{l}{t}\right)^2\right)} \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1}{3} \left(1 + \left(\frac{l}{t}\right)^2\right)} - \frac{\pi}{6}\right)}{\left(\frac{l}{t}\right)^2} \dots \dots (6)$$

Man findet  $\sqrt{l^2 + t^2}$  aus (2),  $\frac{l}{t}$  aus der mit (5) und (6) berechneten Tabelle 3. Beides zusammen gibt  $l$  und  $t$ . Dann wird  $\mu$  aus (1), (3) oder (4) bestimmt.

Tabelle 3. Antisymmetrische Streifen

$\frac{l}{t}$	$\frac{t}{l}$	$\frac{i^*}{3 x_e^2 d_0}$	$\frac{e}{x_e d_0}$	$\frac{l}{t}$	$\frac{t}{l}$	$\frac{i^*}{3 x_e^2 d_0}$	$\frac{e}{x_e d_0}$
0	$\infty$	0.500	0.562	2.5	0.400	0.318	0.533
0.1	10.000	0.499	0.563	3.0	0.333	0.288	0.490
0.2	5.000	0.494	0.565	4.0	0.250	0.243	0.435
0.4	2.500	0.487	0.571	5.0	0.200	0.210	0.381
0.6	1.667	0.474	0.581	7.0	0.143	0.164	0.303
0.8	1.250	0.457	0.588	10.0	0.100	0.124	0.229
1.0	1.000	0.439	0.592	15.0	0.067	0.088	0.162
1.2	0.833	0.420	0.593	20.0	0.050	0.068	0.125
1.4	0.714	0.402	0.589	30.0	0.033	0.048	0.086
1.7	0.588	0.376	0.579	50.0	0.020	0.030	0.053
2.0	0.500	0.352	0.564	100.0	0.010	0.015	0.027
				$\infty$	0	0	0

Dipollinie (Fig. 8). Moment:  $\mathfrak{M}$ .

Es liegt nahe, zur Vereinfachung jeden der beiden antisymmetrischen Streifen durch eine Masselinie mit der Belegung  $m = \pm l\mu$  in der Entfernung  $\pm l/2$  von der YZ-Ebene zu ersetzen. Jedoch zeigt sich, daß die rechnerische Behandlung dieser einfachen Massenverteilung wesentlich umständlicher als die der antisymmetrischen Streifen wird, und sich daher nicht lohnt. Eine wirkliche Vereinfachung jedoch bedeutet die Dipollinie, deren Dipole mit horizontaler Achse und dem Moment  $\mathfrak{M} = ml = \mu l^2$  die horizontale Gerade in der YZ-Ebene belegen.

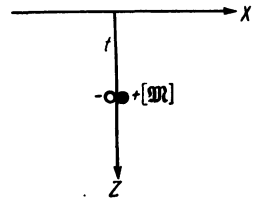


Fig. 8. Dipollinie

$$\delta g = 4 k \mathfrak{M} \frac{t x}{(x^2 + t^2)^2} \dots \dots \dots (1)$$

$$d_0 = \frac{4 k \mathfrak{M}}{t^3} \dots \dots \dots (1)$$

$$x_e = \frac{t}{\sqrt{3}}, \quad t = 1.732 x_e, \dots \dots \dots (2)$$

$$e = k \mathfrak{M} \frac{3 \sqrt{3}}{4 t^2} = 1.299 \frac{k \mathfrak{M}}{t^2}, \dots \dots \dots (3)$$

$$i^* = \int_{x=0}^{+\infty} \delta g dx = \frac{2 k \mathfrak{M}}{t} \dots \dots \dots (4)$$

Man findet  $t$  aus (2), dann  $\mathfrak{M}$  aus (1), (3) oder (4).

*Senkrecht verlagerte Halbebenen* (Fig. 9). Flächendichte  $\mu$  konstant.

Eine antisymmetrische Störungsform geben auch zwei gegeneinander senkrecht verlagerte, horizontale Halbebenen von gleicher Flächenbelegung. Ihre Wirkung unterscheidet sich von den Störungen der antisymmetrischen Streifen und der Dipollinie durch die wesentlich langsamere Abnahme von den Extremwerten nach außen. Die Störungsform der senkrecht verlagerten Halbebenen kann als eine Vereinfachung der aus der Isostasielehre bekannten „Kontinentalrandstörung“ der Freiluftanomalie angesehen werden. Sie wird sich bei isostatischen Anomalien nur an Schollenrändern finden, wenn die der Reduktion zugrunde liegenden Annahmen

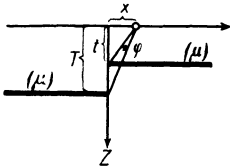


Fig. 9. Senkrecht verlagerte Halbebenen

über die isostatische Kompensation von der Wirklichkeit abweichen. In solchen Fällen kann diese Störungsform Bedeutung erlangen.

$$\delta g = 2 k \mu \left( \arctg \frac{x}{T} - \arctg \frac{x}{t} \right) + 2 k \mu \pi.$$

Das konstante Glied ist unwesentlich und kann gestrichen werden:

$$\delta g = 2 k \mu \left( \arctg \frac{x}{T} - \arctg \frac{x}{t} \right) = 2 k \mu \varphi.$$

$$d_0 = 2 k \mu \left( \frac{1}{t} - \frac{1}{T} \right), \dots \dots \dots (1)$$

$$x_e^2 = T t, \dots \dots \dots (2)$$

$$e = 2 k \mu \arctg \frac{\frac{T}{t} - 1}{2 \sqrt{\frac{T}{t}}}, \dots \dots \dots (3)$$

$$\frac{e}{x_e d_0} = \left( \arctg \frac{\frac{T}{t} - 1}{2 \sqrt{\frac{T}{t}}} \right) : \left( \frac{\frac{T}{t} - 1}{2 \sqrt{\frac{T}{t}}} \right) \dots \dots \dots (4)$$

Am einfachsten bestimmt man  $T \cdot t$  aus (2),  $\frac{T}{t}$  mit Tabelle 4 nach (4), hieraus  $T$  und  $t$ . Dann erhält man  $\mu$  aus (1) oder (3) (Tabelle 4, letzte Spalte).

Tabelle 4. Senkrecht verlagerte Halbebenen

$\frac{T}{t}$	$\frac{e}{x_e d_0}$	$\frac{e}{2 k \mu}$	$\frac{T}{t}$	$\frac{e}{x_e d_0}$	$\frac{e}{2 k \mu}$
1.0	0.500	0	5.0	0.408	0.730
			6.0	0.390	0.796
1.1	0.500	0.048			
1.2	0.499	0.091	8.0	0.360	0.891
1.4	0.495	0.167	10.0	0.337	0.958
1.6	0.491	0.233	15.0	0.295	1.065
1.8	0.486	0.290	20.0	0.266	1.131
2.0	0.481	0.340	30.0	0.228	1.210
			50.0	0.186	1.290
2.2	0.475	0.384	100.0	0.138	1.371
2.4	0.470	0.424	200.0	0.102	1.430
2.7	0.461	0.477			
3.0	0.453	0.524	300.0	0.084	1.456
			500.0	0.066	1.481
3.5	0.441	0.589	1000.0	0.048	1.508
4.0	0.429	0.644	$\infty$	0	1.571

Zwischen den Abszissen 0,  $x_e$  und den Abszissen  $x_{1/2}^{(0)}$  bestehen einfache geometrische Beziehungen (Fig. 10). Aus ihnen läßt sich folgende rein konstruktive Bestimmung der Massenanzordnung herleiten.

Gegeben 0,  $x_{1/2}$ ,  $x_e$ ,  $x'_{1/2}$ . Aus  $x_{1/2}$  und  $x'_{1/2}$  wird die Abszisse  $\frac{x_{1/2} + x'_{1/2}}{2}$  konstruiert; hierauf konstruiert man die Eckpunkte des Quadrats  $x_e$ ,  $\frac{x_{1/2} + x'_{1/2}}{2}$ ,

$0_{1/2}$ ,  $0_e$ . Der Kreis um  $0_e$ , der die X-Achse in  $x_e$  und die Senkrechte durch  $\frac{x_{1/2} + x'_{1/2}}{2}$  in  $0_{1/2}$  berührt, schneidet die Senkrechte durch 0 in den Punkten A und B, die in den Tiefen  $t$  und  $T$  der beiden Halbebenen liegen.  $\mu$  ist dann wie oben zu bestimmen.

Die Konstruktion ist nur durchführbar, wenn  $\frac{x_{1/2} + x'_{1/2}}{2} - x_e \geq x_e - 0$ .

Diese Forderung muß erfüllt sein, wenn senkrecht verlagerte Halbebenen als Ursache einer antisymmetrischen Störung in Frage kommen.

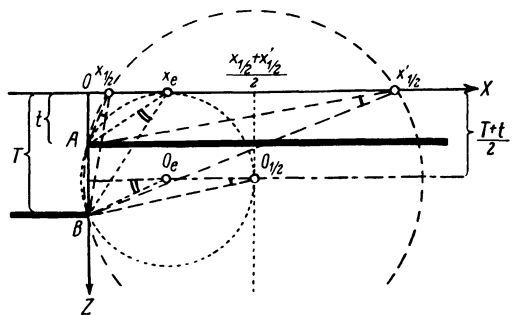


Fig. 10. Senkrecht verlagerte Halbebenen. Geometrische Beziehungen

*Horizontale Halbebene* (Fig. 11). Flächendichte  $\mu$  konstant.

Dieser Störungstypus kommt bei nicht kompensierten Verwerfungen vor. Er kann als Grenzfall der antisymmetrischen Streifen ( $l \rightarrow \infty$ ) oder der senkrecht verlagerten Halbebenen ( $T \rightarrow \infty$ ) aufgefaßt werden.

$$\delta g = 2 k \mu \left( \operatorname{arctg} \frac{x}{t} + \frac{\pi}{2} \right) = 2 k \mu \varphi.$$

$$\text{In } x_{1/4} = -t \text{ ist } \varphi = \frac{\pi}{4}, \quad \delta g = \frac{k \mu \pi}{2},$$

$$\text{in } x_{1/3} : \quad \varphi = \frac{\pi}{3}, \quad \delta g = \frac{2 k \mu \pi}{3},$$

$$\text{in } x_{1/2} = 0 : \quad \varphi = \frac{\pi}{2}, \quad \delta g = k \mu \pi,$$

$$\text{in } x_{2/3} : \quad \varphi = \frac{2\pi}{3}, \quad \delta g = \frac{4 k \mu \pi}{3},$$

$$\text{in } x_{3/4} = +t : \quad \varphi = \frac{3\pi}{4}, \quad \delta g = \frac{3 k \mu \pi}{2}.$$

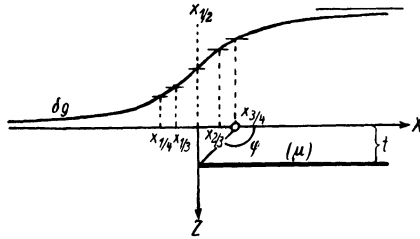


Fig. 11. Horizontale Halbebene

$$\text{Ferner ist in } x_{1/2} = 0 : \quad d_0 = \frac{2 k \mu}{t}$$

$$\text{in } x_{1/4} = -t \text{ und } x_{3/4} = +t : \quad d_{-t} = d_{+t} = \frac{k \mu}{t} = \frac{1}{2} d_0.$$

Diese Beziehungen reichen aus, um die Tiefe  $t$  und die Flächendichte  $\mu$  mit mehrfachen Kontrollen zu bestimmen.

### Bemerkung über das Nullniveau der $\delta g$ -Kurve und die Bestimmung der Integrale

Die beschriebenen Methoden setzen voraus, daß das Nullniveau der  $\delta g$ -Kurve richtig gefunden wurde. Bei antisymmetrischen Störungen wird die Bestimmung des Nullniveaus kaum Schwierigkeiten machen. Anders bei der Punktmasse und symmetrischen „zweidimensionalen“ Massenverteilungen. Hier



können folgende Beziehungen die richtige Bestimmung des Nullniveaus erleichtern.

Massenpunkt: 
$$\varrho^{1/n} = \sqrt[n]{\frac{\sqrt[3]{n^3 - 1}}{\sqrt[3]{4} - 1}} \cdot \varrho^{1/2};$$

$$\varrho^{1/4} = 1.608 \varrho^{1/2},$$

$$\varrho^{1/6} = 1.980 \varrho^{1/2},$$

$$\varrho^{1/8} = 2.260 \varrho^{1/2},$$

$$\varrho^{1/10} = 2.490 \varrho^{1/2}.$$

Horizontale Massenlinie:  $x_{1/n} = \sqrt{n - 1} \cdot x_{1/2};$

$$x_{1/4} = 1.732 x_{1/2},$$

$$x_{1/6} = 2.236 x_{1/2},$$

$$x_{1/8} = 2.646 x_{1/2},$$

$$x_{1/10} = 3 x_{1/2}.$$

Horizontaler Streifen:  $\frac{x_{1/4}}{x_{1/2}}, \frac{x_{1/8}}{x_{1/2}}$  in Tabelle 1.

Ellipsenquerschnitt:  $x_{1/3} : x_{1/2} : x_{2/3}$  in Tabelle 2a.

Seitlich liegende Massenanomalien können sich störend bemerkbar machen, wenn sie den randlichen Abfall der zu untersuchenden Schwereanomalie fälschen. Hierdurch kann die Bestimmung der Integrale unsicher werden. Man wird daher häufig die Integration der  $\delta g$ -Kurve nur so weit durchführen, als man die Kurve für zuverlässig ansehen kann, und in größerer Entfernung geeignete Näherungsformeln für den Integralrest benutzen.

Es seien  $\varrho'$  und  $x'$  so weit vom Störungszentrum entfernt, daß die Form der Störungsmasse nicht mehr wesentlich ist und ihre Tiefe gegen die Entfernung vernachlässigt werden kann. Dann gilt für den Massenpunkt:

$$\int_{\varrho=\varrho'}^{\infty} \int_{\psi=0}^{2\pi} \delta g(\varrho d\varrho d\psi) = 2\pi \varrho'^2 \delta g(\varrho'),$$

für die horizontale Massenlinie und symmetrische „zweidimensionale“ Massenverteilungen:

$$\int_{x=x'}^{+\infty} \delta g dx = x' \delta g(x'),$$

für die Dipollinie und ähnliche antisymmetrische „zweidimensionale“ Massenverteilungen:

$$\int_{x=x'}^{+\infty} \delta g dx = \frac{x'}{2} \delta g(x').$$

Für senkrecht verlagerte Halbebenen ist jedoch

$$\int_{x=x'}^{+\infty} \delta g dx = \infty.$$

### Tabelle viel gebrauchter Funktionswerte

Vielfach ist es notwendig, sich ein Urteil darüber zu bilden, wie genau die gefundene Massenordnung die gegebene Schwerestörung zu erklären vermag. Dazu ist eine Berechnung der Schwereanomalie nach den für  $\delta g$  gegebenen Formeln nötig. Hierbei wird Tabelle 5 nützlich sein. Die bei elliptischen Querschnitten nötigen Angaben sind in Tabelle 2b enthalten, aus der auch zu ersehen ist, daß es schon bei nicht sehr großen Tiefen und Entfernungen genügt, die Störungsmasse mit Ellipsenquerschnitt durch die einfachere Massenform des horizontalen Streifens zu ersetzen.

### Beispiel einer symmetrischen Schwereanomalie

Regionale isostatische Anomalie über der Nares-Tiefe, West-Indien\*) (Fig. 12). Die Störung ist als streifenförmig bekannt, es ist daher eine „zweidimensionale“ Störungsmasse zu suchen.

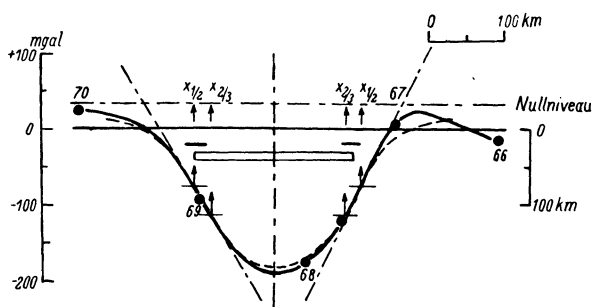


Fig. 12. Schwereprofil über der Nares-Tiefe. Regionale isostatische Anomalien (nach Vening Meinesz)

e: (—) 220 mgal.

$x_{2/3}$ : Links und rechts 90 km.

$x_{1/2}$ : Links 112.5 km, rechts 109.0 km, **Mittel 110.8 km.**

$x_{1/4}$ : Links 149 km, rechts 135 km, **Mittel 142 km.**

$\frac{x_{1/4}}{x_{1/2}}$ : (Aus den Mitteln) 1.28.

$d_{1/2}$ : Links 1.675 mgal/km, rechts 2.05 mgal/km, **Mittel 1.862 mgal/km.**

i: Ausgezählt von Station 70 bis Station 67:

$$48400 \text{ mgal} \cdot \text{km}$$

$$\text{links von Station 70: } x' \delta g(x') = 2600 \quad ,,$$

$$\text{rechts von Station 67: } x' \delta g(x') = 4340 \quad ,,$$

$$\text{zusammen: } i = 55340 \text{ mgal} \cdot \text{km}$$

$$\text{Gesamte Querschnittsbelegung: } m = \frac{i}{2\pi k} = 1.321 \cdot 10^{13} \text{ g/cm.}$$

\*) Vening Meinesz: Gravity expeditions at sea 1923—1932, Bd. II, Tafel I, Profil A I.

Tabelle 5. Viel gebrauchte Funktionen zur Berechnung der Wirkung gegebener Massen

$\alpha$	$\sqrt{1 + \alpha^2}$	$\frac{1}{1 + \alpha^2}$	$\frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2}^3}$	$\frac{\alpha}{(1 + \alpha^2)^2}$	$\operatorname{arctg} \alpha$
0	1.000	1.0000	1.0000	0	0
				( $\approx \alpha$ )	( $\approx \frac{\alpha}{1 + \alpha^2}$ )
0.1	1.005	0.9901	0.9852	0.0980	0.100
0.2	1.020	0.9616	0.9429	0.1849	0.198
0.3	1.044	0.9174	0.8787	0.2525	0.291
0.4	1.077	0.8626	0.8004	0.2973	0.381
0.5	1.118	0.8000	0.7155	0.3200	0.464
(0.5774)				(Max. 0.3238)	
0.6	1.166	0.7353	0.6305	0.3244	0.540
0.7	1.221	0.6711	0.5498	0.3153	0.611
0.8	1.281	0.6098	0.4761	0.2974	0.675
0.9	1.345	0.5525	0.4107	0.2747	0.733
1.0	1.414	0.5000	0.3536	0.2500	0.785
1.1	1.487	0.4525	0.3044	0.2252	0.833
1.2	1.562	0.4098	0.2624	0.2016	0.876
1.3	1.640	0.3718	0.2267	0.1796	0.915
1.4	1.720	0.3378	0.1964	0.1598	0.951
1.5	1.803	0.3077	0.1668	0.1420	0.983
1.6	1.887	0.2809	0.1489	0.1262	1.012
1.7	1.972	0.2571	0.1303	0.1123	1.039
1.8	2.059	0.2358	0.1145	0.1001	1.064
1.9	2.147	0.2169	0.1010	0.0894	1.086
2.0	2.236	0.2000	0.0894	0.0800	1.107
2.2	2.417	0.1712	0.0709	0.0645	1.144
2.4	2.600	0.1479	0.0569	0.0525	1.176
2.6	2.786	0.1289	0.0463	0.0432	1.204
2.8	2.973	0.1131	0.0381	0.0358	1.228
3.0	3.162	0.1000	0.0316	0.0300	1.249
3.2	3.353	0.0890	0.0265	0.0253	1.268
3.4	3.544	0.0796	0.0225	0.0216	1.285
3.6	3.736	0.0716	0.0192	0.0185	1.300
3.8	3.929	0.0648	0.0165	0.0159	1.314
4.0	4.123	0.0588	0.0143	0.0138	1.326
4.2	4.317	0.0537	0.0124	0.0121	1.337
4.4	4.512	0.0491	0.0109	0.0106	1.347
4.6	4.707	0.0451	0.0096	0.0094	1.357
4.8	4.902	0.0416	0.0085	0.0083	1.365
5.0	5.099	0.0385	0.0075	0.0074	1.373
5.2	5.295	0.0357	0.0067	0.0065	1.381
5.4	5.492	0.0332	0.0060	0.0059	1.388
5.6	5.689	0.0309	0.0054	0.0053	1.394
5.8	5.886	0.0289	0.0049	0.0048	1.400
6.0	6.083	0.0270	0.0044	0.0044	1.406

Tabelle 5. (Fortsetzung)

$\alpha$	$\sqrt{1 + \alpha^2}$	$\frac{1}{1 + \alpha^2}$	$\frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2}^3}$	$\frac{\alpha}{(1 + \alpha^2)^2}$	$\arctg \alpha$
6.4	6.478	0.0238	0.0037	0.0036	1.416
6.8	6.873	0.0212	0.0031	0.0030	1.425
7.2	7.269	0.0189	0.0026	0.0026	1.433
7.6	7.666	0.0170	0.0022	0.0022	1.440
8.0	8.062	0.0154	0.0019	0.0019	1.446
8.4	8.459	0.0140	0.0017	0.0016	1.452
8.8	8.857	0.0128	0.0014	0.0014	1.458
9.2	9.254	0.0117	0.0013	0.0013	1.463
9.6	9.652	0.0107	0.0011	0.0011	1.467
10.0	10.050	0.0099	0.0010	0.0010	1.471
10.4	10.448	0.0092	0.0009	0.0009	1.475
10.8	10.846	0.0085	0.0008	0.0008	1.478
11.2	11.245	0.0079	0.0007	0.0007	1.482
11.6	11.643	0.0074	0.0006	0.0006	1.485
12.0	12.042	0.0069	0.0006	0.0006	1.488
12.6	12.640	0.0063	0.0005	0.0005	1.492
13.2	13.238	0.0057	0.0004	0.0004	1.495
13.8	13.836	0.0052	0.0004	0.0004	1.498
14.4	14.435	0.0048	0.0003	0.0003	1.502
15.0	15.033	0.0044	0.0003	0.0003	1.504
16.0	16.031	0.0039	0.0002	0.0002	1.508
17.0	17.029	0.0035	0.0002	0.0002	1.512
18.0	18.028	0.0031	0.0002	0.0002	1.515
19.0	19.026	0.0028	0.0001	0.0001	1.518
20.0	20.025	0.0025	0.0001	0.0001	1.521
22.0	22.023	0.0021	0.0001	0.0001	1.525
24.0	24.021	0.0017	0.0001	0.0001	1.529
26.0	26.019	0.0015	0.0001	0.0001	1.532
28.0	28.018	0.0012	0.0000	0.0000	1.535
30.0	30.017	0.0011	0.0000	0.0000	1.538
35.0	35.014	0.0008	.	.	1.542
40.0	40.012	0.0006	.	.	1.546
45.0	45.011	0.0005	.	.	1.548
50.0	50.010	0.0004	.	.	1.551
60.0	60.008	0.0003	( $\approx 1/\alpha^3$ )	( $\approx 1/\alpha^3$ )	1.554
70.0	70.007	0.0002	.	.	1.556
80.0	80.006	0.0002	.	.	1.558
90.0	90.006	0.0001	.	.	1.560
100.0	100.005	0.0001	.	.	1.561
$\infty$	( $\approx \alpha + 1/2 \alpha$ )	( $\approx 1/\alpha^2$ )	0	0	( $\approx \pi/2 - 1/\alpha$ )
$\infty$	$\infty$	0	0	0	1.571

1. Annahme: Horizontaler Streifen. Eine horizontale Massenlinie liegt nicht vor. Denn bei einer solchen müßte  $x_{1/4} = 1.732 \cdot x_{1/2}$  sein und nicht, wie beobachtet, nur  $1.28 \cdot x_{1/2}$ . Es ist jedoch sehr wohl möglich, daß ein horizontaler Streifen zur Erklärung der Schwereanomalie ausreicht. Man erhält

$$\text{aus } \frac{1}{\pi x_{1/2}} \frac{i}{e} = 0.723 : \frac{\Phi}{2} = 77.3^\circ, \quad t = 24.4 \text{ km}, \quad l = 108.1 \text{ km},$$

$$\mu = 6.11 \cdot 10^5 \text{ g/cm};$$

$$\text{aus } \frac{2 x_{1/2} d_{1/2}}{e} = 1.876 : \frac{\Phi}{2} = 63.8^\circ, \quad t = 48.9 \text{ km}, \quad l = 99.4 \text{ km},$$

$$\mu = 6.64 \cdot 10^5 \text{ g/cm};$$

$$\text{aus } \frac{x_{1/4}}{x_{1/2}} = 1.28 : \frac{\Phi}{2} = 71^\circ, \quad t = 36 \text{ km}, \quad l = 105 \text{ km},$$

$$\mu = 6.3 \cdot 10^5 \text{ g/cm}.$$

2. Annahme: Ellipsenquerschnitt. Die Annahme eines Ellipsenquerschnitts führt zu ähnlichen Ergebnissen. Man findet

$$\text{aus } \frac{\pi x_{1/2} e}{2 i} = 0.692 : \frac{t}{c} = 0.44, \quad \frac{x_{1/2}}{c} = 0.95, \quad c = 118 \text{ km}, \quad t = 52 \text{ km};$$

$$\text{aus } \frac{\pi x_{2/3} e}{2 i} = 0.562 : \frac{t}{c} = 0.26, \quad \frac{x_{2/3}}{c} = 0.73, \quad c = 123 \text{ km}, \quad t = 32 \text{ km}.$$

Nimmt man  $c = 120.0 \text{ km}$  als richtig an, so berechnet man

für die Dichte  $\sigma = -0.3$ : Ellipsenfläche =  $4400 \text{ km}^2$ , große Achse =  $120.6 \text{ km}$ ,  
kleine Achse =  $11.6 \text{ km}$ ;

für die Dichte  $\sigma = -0.6$ : Ellipsenfläche =  $2200 \text{ km}^2$ , große Achse =  $120.1 \text{ km}$ ,  
kleine Achse =  $5.8 \text{ km}$ .

In Fig. 12 ist die Wirkung des horizontalen Massenstreifens gestrichelt eingetragen. Die Wirkung des Ellipsenquerschnitts ist innerhalb der Zeichengenauigkeit dieselbe.

### Beispiel einer antisymmetrischen Schwereanomalie

Hayfordsche isostatische Anomalie auf einem Schwereprofil über Ost-Timor, Ostindien\*) (Fig. 13).

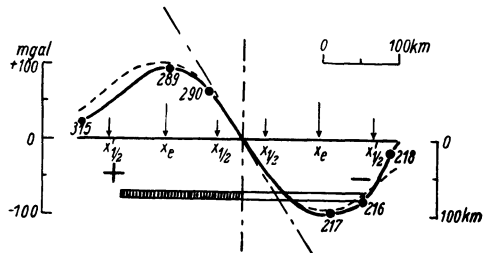


Fig. 13. Schwereprofil über Ost-Timor. Hayfordsche isostatische Anomalien (nach Vening Meinesz)

\*) Vening Meinesz: Gravity expeditions at sea 1923—1932, Bd. II, Tafel II, Profil 11.

$x_e$ : Links 102 km, rechts 103 km, **Mittel 102.5 km.**

$e$ : Links 90 mgal, rechts 102 mgal, **Mittel 96 mgal.**

$d_0$ : 169 mgal/km.

$i^*$ : Links ausgezählt von 0 bis Station 315: 12800 mgal·km

$$\text{links von Station 315: } \frac{x'}{2} \delta g(x') = 1940 \quad ,,$$

---

zusammen links: 14740 mgal·km

rechts ausgezählt von 0 bis Station 216: 14100 mgal·km

$$\text{rechts von Station 216: } \frac{x'}{2} \delta g(x') = 2240 \quad ,,$$

---

zusammen rechts: 16340 mgal·km

Mittel aus links und rechts  $i^* = 15540 \text{ mgal} \cdot \text{km}$

Der steile Abfall der Schwerestörung von den Extremwerten nach außen zeigt an, daß senkrecht verlagerte Halbebenen und ähnliche Massenformen nicht in Frage kommen. Es können antisymmetrische Streifen vorliegen.

Annahme: Antisymmetrische Streifen.

Es ist

$$l^2 + t^2 = 3 \cdot 102,5^2 = 31\,520 \text{ km}^2.$$

Ferner findet man

$$\text{aus } \frac{i^*}{3 x_e^2 d_0} = 0.292: \frac{l}{t} = 2.94, t = 57 \text{ km}, l = 168 \text{ km}, \mu = 4.04 \cdot 10^5 \text{ g/cm}^2;$$

$$\text{aus } \frac{e}{x_e d_0} = 0.554: \frac{l}{t} = 2.12, t = 76 \text{ km}, l = 161 \text{ km}, \mu = 5.87 \cdot 10^5 \text{ g/cm}^2.$$

Hierbei wurde  $\mu$  aus  $d_0$  bestimmt. Da aus den Beobachtungen das Integral  $i^*$  wohl nicht so sicher bestimmt werden kann wie der Gradient  $d_0$ , wird die zweite Serie von Ergebnissen etwas zuverlässiger sein als die erste. Die gestrichelte Kurve in Fig. 13 gibt die Wirkung der berechneten Störungsmasse an.

### Über die Genauigkeit der Bestimmung von Störungsmassen aus der Schwereanomalie

Wie die Auswertung der Beispiele gezeigt hat, kommen bei derselben Schwereanomalie recht verschiedene Ergebnisse heraus, je nachdem, welche Merkmale der  $\delta g$ -Kurve man zur Bestimmung verwendet. Zum Teil mag dies daran liegen, daß die wirksame Massenordnung nicht ganz der angenommenen einfachen Form entspricht, daß lokale oder oberflächennahe Störungsmassen das Bild der Hauptanomalie fälschen. Einige Unsicherheiten können aber auch darin ihre Ursache haben, daß es Lagen der Störungsmassen gibt, in denen eine Verschiebung der Massen in der Tiefe nur einen geringen Einfluß auf das Schwerfeld an der Oberfläche hat.

Um die Größenordnung der auf diese Weise erklärbaren Unsicherheiten festzustellen, sei eine kurze Fehlerbetrachtung für den horizontalen Streifen durchgeführt.

Wird die Bestimmung von  $t$ ,  $l$  und  $m$  aus  $x_{1/2}$ ,  $i$  und  $e$  vorgenommen, so gilt:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta t}{x_{1/2}} &= \alpha \frac{\Delta x_{1/2}}{x_{1/2}} + \beta \left( \frac{\Delta i}{i} - \frac{\Delta e}{e} \right), \\ \frac{\Delta l}{x_{1/2}} &= \gamma \frac{\Delta x_{1/2}}{x_{1/2}} + \delta \left( \frac{\Delta i}{i} - \frac{\Delta e}{e} \right), \\ \frac{\Delta m}{m} &= \frac{\Delta i}{i}; \\ \alpha &= \cos \frac{\Phi}{2} + A \sin \frac{\Phi}{2}, \\ \beta &= -A \sin \frac{\Phi}{2}, \\ \gamma &= \sin \frac{\Phi}{2} - A \cos \frac{\Phi}{2}, \\ \delta &= A \cos \frac{\Phi}{2}; \end{aligned} \quad A = \operatorname{tg} \frac{\Phi}{2} : \left( 1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\Phi}{2}}{\frac{\Phi}{2}} \right).$$

Bestimmt man  $t$ ,  $l$  und  $m$  aus  $x_{1/2}$ ,  $e$  und  $d_{1/2}$ , so ist:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta t}{x_{1/2}} &= \varepsilon \frac{\Delta x_{1/2}}{x_{1/2}} + \zeta \left( \frac{\Delta e}{e} - \frac{\Delta d_{1/2}}{d_{1/2}} \right), \\ \frac{\Delta l}{x_{1/2}} &= \eta \frac{\Delta x_{1/2}}{x_{1/2}} + \vartheta \left( \frac{\Delta e}{e} - \frac{\Delta d_{1/2}}{d_{1/2}} \right), \\ \frac{\Delta m}{m} &= \iota \frac{\Delta x_{1/2}}{x_{1/2}} + \kappa \frac{\Delta e}{e} + \lambda \frac{\Delta d_{1/2}}{d_{1/2}}; \\ \varepsilon &= \cos \frac{\Phi}{2} - B \sin \frac{\Phi}{2}, \\ \zeta &= B \sin \frac{\Phi}{2}, \\ \eta &= \sin \frac{\Phi}{2} + B \cos \frac{\Phi}{2}, \\ \vartheta &= -B \cos \frac{\Phi}{2}; \\ \iota &= 1 + C, \\ \kappa &= 1 - C, \\ \lambda &= C; \end{aligned} \quad B = \operatorname{tg} \frac{\Phi}{2} : \left( \frac{1}{\cos^2 \frac{\Phi}{2}} - \frac{\operatorname{tg} \frac{\Phi}{2}}{\frac{\Phi}{2}} \right); \quad C = \left( 1 - \frac{\operatorname{tg} \frac{\Phi}{2}}{\frac{\Phi}{2}} \right) : \left( \frac{1}{\cos^2 \frac{\Phi}{2}} - \frac{\operatorname{tg} \frac{\Phi}{2}}{\frac{\Phi}{2}} \right).$$

Tabelle 6. Die Genauigkeit der Bestimmung horizontaler Streifen

$\frac{\Phi}{2}$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\delta$	$e$	$\zeta$	$\eta$	$\vartheta$	$\iota$	$\kappa$
0°	(—) 2.00	(—) 3.00	$\infty$	(—) $\infty$	(—) 0.50	1.50	$\infty$	$\infty$	0.500	(—) 0.500
10°	1.99	2.97	17.0	16.9	0.49	1.47	8.52	8.35	0.505	1.495
20°	1.98	2.92	8.35	8.01	0.448	1.388	4.16	3.81	0.524	1.476
30°	1.95	2.81	5.37	4.87	0.385	1.251	2.67	2.17	0.555	1.445
40°	1.90	2.67	3.83	3.18	0.308	1.074	1.92	1.28	0.598	1.402
50°	1.85	2.50	2.86	2.10	0.223	0.866	1.492	0.726	0.653	1.347
60°	1.79	2.29	2.19	1.32	0.139	0.639	1.235	0.369	0.721	1.279
70°	1.72	2.07	1.69	0.75	0.068	0.410	1.089	0.149	0.802	1.198
80°	1.65	1.82	1.31	0.32	0.018	0.192	1.019	0.034	0.895	1.105
85°	1.61	1.70	1.14	0.15	0.005	0.092	1.004	0.008	0.946	1.054
90°	1.57	1.57	1.00	0	0	0	1.000	0	1.000	1.000

Tabelle 6 gibt die Koeffizienten  $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \dots, \iota, \kappa, \lambda$  für verschiedene Werte von  $\Phi/2$ .

*Beispiel.* Wie bei der Schwere- störung über der Narestiefe sei  $\Phi/2 = 70^\circ$ . Die Unsicherheiten in der Bestimmung von  $x_{1/2}, i, e$  und  $d_{1/2}$  mögen betragen:

$$|\Delta x_{1/2}| = 0.03 |x_{1/2}|,$$

$$|\Delta i| = 0.05 |i|,$$

$$|\Delta e| = 0.05 |e|,$$

$$|\Delta d_{1/2}| = 0.10 |d_{1/2}|.$$

Im ungünstigsten Fall, wenn die Wirkungen dieser Fehler sich addieren, beträgt die Unsicherheit der Ergebnisse bei Bestimmung aus  $x_{1/2}, i, e$ :

$$|\Delta t| = 0.26 |x_{1/2}|,$$

$$|\Delta l| = 0.13 |x_{1/2}|,$$

$$|\Delta m| = 0.05 |m|,$$

bei Bestimmung aus  $x_{1/2}, e, d_{1/2}$ :

$$|\Delta t| = 0.06 |x_{1/2}|,$$

$$|\Delta l| = 0.06 |x_{1/2}|,$$

$$|\Delta m| = 0.08 |m|.$$

Bei dem Minimum über der Narestiefe betrug  $x_{1/2}$  etwa 110 km. In diesem Fall kann die theoretische Unsicherheit der Massenbestimmung bereits Unterschiede in den Tiefenangaben bis zu etwa 30 km erklären, ohne daß eine erhebliche Abweichung der wirklichen von der angesetzten Massenform angenommen werden muß.

### Über die Zulässigkeit der Annahme „zweidimensionaler“ Massen bei endlicher Ausdehnung in der Längsrichtung

Eine horizontale Massenlinie möge sich längs der Y-Richtung nicht ins



Unendliche, sondern nur von  $y = -b$  bis  $y = +b$  erstrecken. Dann ist ihre Wirkung auf das Schwerfeld an der Oberfläche:

$$(\delta g) = 2km \frac{t}{x^2 + t^2} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2 + t^2}{b^2}}}$$

Für  $b \rightarrow \infty$  geht dieser Ausdruck in die Formel für die unendlich lange Massenlinie

$$\delta g = 2km \frac{t}{x^2 + t^2}$$

über. Tabelle 7 gibt das Verhältnis  $(\delta g)/\delta g$  in Abhängigkeit von  $b/\sqrt{x^2 + t^2}$ .

Tabelle 7.

Die Zulässigkeit der Annahme „zweidimensionaler“ Massenarrangierungen

$\frac{b}{\sqrt{x^2 + t^2}}$	$\frac{(\delta g)}{\delta g}$	$\frac{b}{\sqrt{x^2 + t^2}}$	$\frac{(\delta g)}{\delta g}$
0	0	5	0.981
		7	0.990
1	0.707	10	0.995
2	0.894	$\infty$	1.000
3	0.949		
4	0.970		

Bedenkt man, daß in den Merkmalen der  $\delta g$ -Kurve, die bei der Bestimmung von Störungsmassen verwendet wurden, Unsicherheiten von mehreren Prozenten anzunehmen sind, so wird man wohl zulassen können, daß die Wirkung der wirklichen Massenverteilung von dem Schwerfeld einer „zweidimensionalen“ Massenform bis zu etwa 3% abweicht. Nach Tabelle 7 wird man als Faustregel angeben können, daß die Annahme einer „zweidimensionalen“ Massenverteilung schon zulässig ist, wenn die Ausdehnung in der Streichrichtung nach beiden Seiten etwa das Vierfache des Abstandes zwischen einem Aufpunkt in der (äußeren) Halbwertsendfernung und dem Zentrum des Massenquerschnitts beträgt. In vielen Fällen kann man wohl noch größere Abweichungen von der „zweidimensionalen“ Massenverteilung zulassen.

Potsdam, Geodätisches Institut, April 1937.

## Die absolute Schweremessung

Von K. Wegener, Graz. — (Mit 2 Abbildungen)

Es wird vorgeschlagen, das Prinzip der absoluten Schweremessung zu ändern.

Die Dimension der Schwere ist  $\text{cm} \cdot \text{sec}^{-2}$ . Es muß also möglich sein, die Schwere, wie überhaupt jede Beschleunigung, durch Längen- und Zeitmessung zu erhalten. Die bisher gebräuchliche Methode, den absoluten Wert der Schwerebeschleunigung zu bestimmen, ist die des Reversionspendels. Dieses ist weit davon entfernt, die genannte Bedingung zu erfüllen. Wir müssen bei ihm die *Dichte* des Materials messen. Diese ist aber in keinem Körper vollständig konstant und über die Verteilung der Dichte können wir höchstens Mutmaßungen aufstellen. Man hilft sich infolgedessen, indem man eine große Zahl verschiedener Schwingungskörper als Reversionspendel verwendet und dann annimmt, daß die Unbestimmtheit in bezug auf die Dichte sich im Mittelwert genähert ausgleicht. Wir müssen ferner beim Reversionspendel die *Volumina* ausmessen. Die Fehler der drei Längen im Raum, die wir bei der Messung von Volumina erhalten, können sich ausgleichen, können aber ebensogut sich summieren und gehen dann beim Raum mit der 3. Potenz in das Resultat ein. Dichte und Raummessung brauchen wir, um das Trägheitsmoment und die effektive Pendellänge zu bestimmen. Diese ist ferner noch von der Temperatur des Pendelkörpers abhängig, die wir ebenfalls nur in einer gewissen Näherung erhalten können, und endlich kommt als letzte und größte Schwierigkeit das Problem der Schneide, das immer nur genähert gelöst werden kann. Infolgedessen hat der absolute Wert der Schwerebeschleunigung bisher auch nach Vergleich aller derjenigen Orte untereinander, an denen absolute Schweremessungen gemacht wurden, nur auf Hunderttausendstel mit Sicherheit bestimmt werden können, während wir Änderungen der Schwere mit relativen Schweremessungen bis auf Zehnmillionstel der Schwere bestimmen könnten. Andererseits handelt es sich bei der absoluten Schwerebeschleunigung um einen Wert, der für einen erheblichen Teil aller physikalischen und chemischen Messungen von Bedeutung ist und den man deshalb anstreben muß, so genau als irgend möglich zu erhalten.

Ich habe gemeinsam mit meinem Assistenten, Dr. Niederdorfer, das Problem durchdacht.

Die Zeitmessung einer Pendelschwingung oder ebenso einer Rotation läßt sich fast beliebig genau ausführen, wenn wir die Zeitdauer, die wir benutzen, etwa bei der Kontrolle eines umlaufenden Uhrwerks, entsprechend von der Stunde auf den Tag, auf Monate und Jahre steigern. Wir können bei der heutigen Genauigkeit der Zeitmessung prinzipiell Änderungen einer Rotation oder einer Schwingungsdauer auf Hundertstel Sekunden feststellen und erhalten aus langen Zeiten den Mittelwert (Zeit-Integral) der Rotation für diese Zeiten. Die einfache Längenmessung andererseits, die ebenfalls unbedingt notwendig ist, kann bei der Schwere-

messung ebenso genau sein wie bei jeder anderen Messung, d. h. prinzipiell bis auf Lichtwellenlängen.

Die Methode des Reversionspendels muß offenbar vollständig verworfen werden\*), weil sie Hilfsmessungen enthält, die nicht notwendig sind und die die Meßgenauigkeit begrenzen. Nun können wir aber wenigstens *eine* Art der Beschleunigung, nämlich die Fliehbeschleunigung, mit sehr großer Genauigkeit messen und den Absolutwert der Schwerebeschleunigung durch Vergleich mit dieser Fliehbeschleunigung erhalten. Bezeichnen wir die Winkelgeschwindigkeit mit  $\omega$  und den Abstand eines Punktes von der Achse mit  $r$ , so ist die Fliehbeschleunigung  $\omega^2 r^1$ . Wie bei jeder Beschleunigung geht die Zeit mit dem Quadrat in die Rechnung ein. Die Schwerebeschleunigung wächst nicht proportional mit der Entfernung ( $r^{+1}$ ) vom Beschleunigungszentrum, sondern mit  $r^{-2}$ .

In den Vorlesungen über Geophysik benutze ich als einfachste Darstellung einer rohen Messung der Schwerebeschleunigung das nebenstehend gezeichnete Schema. Von einem kleinen Galgen hängen rechts und links zwei gleich lange, gewichtslos gedachte Fäden herab, mit zwei Kugeln. Setzen wir diesen Galgen um die vertikale Achse in Drehung, so werden die Kugeln zentrifugiert. Aus der Umdrehungszahl erhalten wir  $\omega^2$ , aus dem Abstand der Kugeln von der Achse (der photographisch gemessen werden könnte)  $r$  und der Tangens des halben von den beiden Fäden eingeschlossenen Winkels ist gleich dem Verhältnis  $\omega^2 r/g$ , wo  $g$  die Schwerebeschleunigung ist. Eine Änderung von  $g$  um  $1/1000$  bringt eine Winkeländerung um etwa 1 Minute bei  $45^\circ$  Neigung des Fadens. Für Meßzwecke kommt dieses Verfahren nicht in Frage aus folgenden Gründen: Einmal ist die Länge der Aufhängefäden abhängig von dem Zug, der mit wachsender Fliehbeschleunigung wächst. Ferner aber bleibt zwar bei der Kugel als einer barozentrischen Form der Angriffspunkt der Schwerebeschleunigung im Mittelpunkt der Kugel liegen. Der Punkt dagegen, in dem wir uns die Gesamtwirkung der Fliehbeschleunigung der zentrifugierten Kugel vereinigt denken können, wandert bei Verkürzung von  $r$  nach außen.  $r$  kann also nicht durch den Abstand der Kugelmitte von der Drehungsachse gemessen werden. Die theoretische Behandlung des Problems würde hierdurch kompliziert werden und wir würden schließlich auf ähnliche Schwierigkeiten kommen wie beim Pendel. Das Meßverfahren der absoluten Schwerebeschleunigung darf feste Körper nicht verwenden.

Wenn wir aber eine mit einer Flüssigkeit, etwa Quecksilber, gefüllte Schüssel um eine senkrechte Achse rotieren lassen, so bekommen wir ein Rotationsparaboloid,

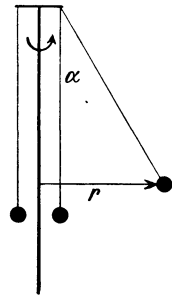


Fig. 1.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\text{Fliehbeschleunigung}}{\text{Schwerebeschleunigung}}$$

\*) Außer als Geduldsübung für diejenigen, die die hoffnungsvollen Jahre des Lebens darauf verwenden wollen, den Turmbau der Physik zu ersteigen.

dessen Eigenschaften unabhängig von Körpereigenschaften und nur durch das Verhältnis von Fliehbeschleunigung zur Schwerebeschleunigung bestimmt sind. Würden wir etwa durch einen Heliostaten die annähernd ebenen Wellenzüge des Sonnenlichtes senkrecht auf diesen Parabolspiegel fallen lassen, so würden wir ein Bild der Sonne im Brennpunkt des Parabolspiegels erhalten und die Höhe des Brennpunktes in der Drehungsachse über dem Quecksilberspiegel ändert sich mit der Rotationsgeschwindigkeit bei konstanter Schwere.

Die Messung mit diesem einfachen Schema wäre indessen ungenau. Liegt nämlich der Brennpunkt 25 cm über dem Spiegel, für  $g = 1000 \text{ gal}$ , so würde sich bei einer Änderung der Schwerebeschleunigung um 1 gal ( $= 1 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$ ) die Höhenlage

nur um 0.25 mm ändern, deren Dezimalen nur mit Mühe durch optische Vergrößerung (Mikroskop) gemessen werden könnten. Wir wollen uns daher darauf beschränken, einen kreisförmigen Kanal, der mit Quecksilber gefüllt wird, um die Drehungsachse rotieren zu lassen, und erhalten dann am einfachsten aus dem Neigungswinkel dieser Quecksilberfläche und dem Abstand des Kanals von der Drehungsachse das gewünschte Verhältnis.  $\text{tg Neigungswinkel} = \omega^2 r / g$ .

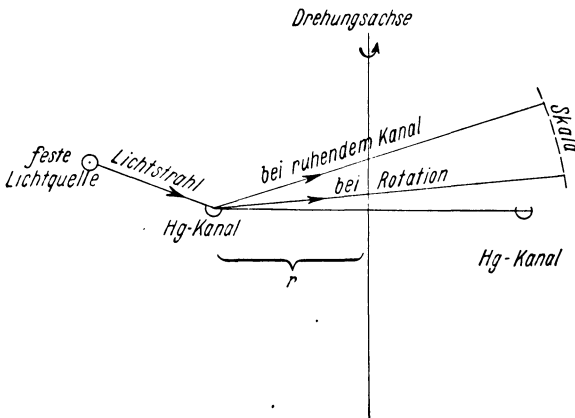


Fig. 2. Messung des Verhältnisses Fliehbeschleunigung: Schwerebeschleunigung  $\left(\frac{\omega^2 r}{g}\right) = \text{tg } \Delta$  aus der Neigung einer im Abstand  $r$  um eine feste Achse mit  $\omega$  rotierenden Quecksilberfläche

Der Neigungswinkel ist ein reines Zahlenverhältnis und wir können ihn ziemlich leicht beobachten, indem wir von irgendeiner Lichtquelle, die nichts mehr mit dem Brennpunkt zu tun haben braucht, und etwa nach dem beigefügten Schema aufgestellt ist, die Lichtstrahlen von der Quecksilberfläche reflektieren lassen und die Wanderung des erhaltenen Lichtpunktes in derjenigen Entfernung beobachten, die der gewünschten optischen Vergrößerung entspricht.

Für Meßzwecke wird man statt der Lichtquelle ein Fernrohr mit Fadenkreuz verwenden, und eine von der anderen Seite her hineingespiegelte Winkelskala ablesen. Die Flüssigkeitsoberfläche bildet einen sehr schwach gekrümmten Zylinderreflektor, so daß es für Fernrohr und Skala eine von  $\omega$  abhängige günstigste Entfernung gibt. Aber alles dies sind technische Sorgen der Zukunft.

Bei diesem Schema brauchen wir die Rotation des Kanals um die Achse durch ein stoßfreies Uhrwerk, etwa der Art, wie es Wiechert für sein seismisches Pendel verwendete. Diese Rotation läßt sich, wie schon bemerkt, in Abhängigkeit

von der aufgewendeten Zeitdauer fast beliebig genau messen und ihre Schwankungen lassen sich registrieren. Ebenso können wir die Neigungen der Fläche, im Zusammenhang mit der Rotationsgeschwindigkeit aufzeichnen, so daß auch hier die Messung fast beliebig genau sein kann. Der Abstand des mit dem Fadenkreuz sich deckenden Punktes der Quecksilberoberfläche von der Drehungsachse läßt sich ebenfalls genau bestimmen.

Wir erhalten hier also die Schwere lediglich aus einer *Längenmessung* (Abstand des Kanals von der Drehungsachse), der *Zeitmessung* (Rotation) und der *Winkel-messung* (Verhältnis zweier Längen) und sind unabhängig von den die Genauigkeit stark beschränkenden Eigenschaften festen Materials und von der Unsicherheit über die Schneiden.

Prinzipiell können wir endlich auch auf den Kanal verzichten und durch eine übersensibilisierte Libelle, die wir auf einen Dreharm setzen, und deren angezeigte Neigung wir registrieren, die Messung ausführen.

Auch bei dieser Meßmethode läßt sich die Meßgenauigkeit nicht unbegrenzt steigern, weil bei der Fliehbeschleunigung die Erddrehung mit eingeht und schließlich berücksichtigt werden muß. Würden wir unser Instrument am Drehpol der Erde aufstellen, und es mit  $360^{\circ}/24$  Stunden (Sternzeit) entgegengesetzt der Drehung der Erde umlaufen lassen, so daß der Apparat im Raum stillsteht, so würden die Senkrechten auf den einander gegenüberliegenden Quecksilberflächen nach dem Mittelpunkt der Erde weisen, während, wenn wir den Apparat in „Ruhe“ stehen, also mit der Erde rotieren lassen würden, die Senkrechten nach einem von uns aus tieferen Punkt infolge der Zentrifugierung des Quecksilbers durch die Erddrehung weisen würden (Abplattung). Je nach der Drehrichtung erhalten wir also Abweichungen zweiter Größenordnung, können aber offenbar diese Abweichungen benutzen, um die Drehung der Erde zu eliminieren. Die Paraboloidform der Flüssigkeitsoberfläche ist also nicht vollkommen, kann es übrigens auch deswegen nicht sein, weil die Lotlinien nicht streng parallel sind. Aber auch das sind Sorgen ferner Zukunft.

---

## Über die Funkschwierigkeiten bei den Gronau-Flügen über Grönland\*)

Von **F. Roßmann**, Berlin. — (Mit 1 Abbildung)

Bei genauem Vergleich der Beobachtungen läßt sich das Schwächerwerden oder Abreißen des Funkverkehrs bei den Flügen W. v. Gronaus im Bereich des Grönländischen Inlandeises (1930—1932) durch Brechung der langen Funkwellen (600 m) in das Eis hinein erklären. Ähnliche Vorgänge spielen bei Peilstörungen durch Eis eine Rolle.

Daran werden einige weiterführende Betrachtungen geknüpft.

Bei seinen drei Flügen mit Dornier-Walen über den Nordatlantischen Ozean von Westen nach Osten benutzte W. v. Gronau stets den nördlichen Weg über

---

\*) Vortrag, gehalten auf der XII. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 8. bis 10. Oktober 1936 in Berlin.

Island und Grönland. Ausschlaggebend dafür waren zwei Erwägungen. Erstens ist der Seeweg auf dieser Strecke erheblich kürzer, und die beiden Inseln teilen ihn als natürliche Stützpunkte noch in drei Abschnitte. Zweitens wird das nordatlantische Zyklonengebiet mit seinen fast ständig ziemlich starken westlichen Winden größtenteils nördlich umflogen, wobei häufiger auch mit Rückenwinden aus östlicher Richtung gerechnet werden kann.

Auf dem mittleren Flugstück von Island nach Grönland wurde in allen drei Fällen zur Flugsicherung langwelliger Funkverkehr (Wellenlänge 600 bis 800 m) mit den benachbarten Landstationen oder Schiffen benutzt; im letzten Jahr außerdem auch Kurzwellenverkehr. Bei Anwendung von Langwellen zeigten sich jedesmal eigentümliche Funkstörungen, wenn die Maschine das grönländische Inlandeis überflog oder in seine Nähe kam. Diese Funkschwierigkeiten sollen hier näher behandelt und erklärt werden\*). Die Beobachtungen hierüber sind in sehr sorgfältig abgefaßten „Flug- und Erfahrungsberichten“ niedergelegt, die nicht gedruckt, sondern nur in Maschinenschrift vorliegen. Die Berichte der beiden ersten Flüge (1930 und 1931) stellte mir freundlicherweise Herr Hauptmann Zimmer-Brandis, der sie seinerzeit als zweiter Flugzeugführer mitmachte, zur Verfügung. Der des dritten Fluges (1932) wurde mir durch die Bücherei des Reichsluftfahrtministeriums zugänglich. Längere Auszüge daraus über die technischen Einzelheiten und die Durchführung der Flüge bei und über Grönland: Kurse, Wetter und Funkbeobachtungen habe ich wörtlich in der ausführlichen Veröffentlichung wiedergegeben\*\*). Hier sei daher der Beobachtungsbefund nur kurz an der untenstehenden Karte geschildert.

Auf dem *Amerikaflug (a)* am 22. August 1930 wurde von Reykjavik aus auf geradem Kurs die grönländische Ostküste bei Prinz-Christians-Sund angeflogen (6.30—12.30 Uhr isl. Zeit). Wegen aufliegender Wolken wurde das Inlandeis gemieden, der Kurs weiter an der Küste entlang um Kap Farvel herum genommen und auch im Westen davon der Flug bei klarem Wetter und guter Sicht im Küstengebiet fortgesetzt bis zur Landung in Ivigtut (15.30). — Beim Funkverkehr war folgendes bemerkenswert: Sobald der Wal Kap Farvel gerundet hatte, riß die vorher sehr gute Funkverbindung mit Reykjavik plötzlich ab, ohne daß sich die Entfernung (1280 km) stark vergrößerte. Auch mit dem nur einige 100 km ent-

---

\*) Kurz beschäftigt hat sich mit dieser Frage der die Flüge beratende Meteorologe Dr. G. B. Baumann, jedoch ohne eine klare eindeutige Erklärung zu geben: Zeitschr. f. angew. Meteorolog. Das Wetter 49, 303 (1932) und „Erfahrungsberichte des deutschen Flugwetterdienstes“, 7. Folge, S. 57 (1932). Ferner hat die Frage ganz kurz gestreift, wie ich erst nach dem Druck meiner ausführlichen Veröffentlichung zufällig sah, K. Krüger, Die drahtlose Nachrichtenübermittlung in den Polargebieten. 260. Bericht der D. V. L. Arktis 4, 52—64 (1931). Der Verfasser vermutet zwar allgemein ungünstige Ausbreitungsverhältnisse für elektromagnetische Wellen über Eis wegen geringer Leitfähigkeit und kleiner Dielektrizitätskonstante aus theoretischen Überlegungen heraus, er geht aber auf die Beobachtungen der Gronau-Flüge nicht näher ein.

\*\*\*) F. Rossmann: Über die Funkschwierigkeiten bei den Flügen von W. v. Gronau über Grönland. Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wissensch., Januar 1937.

fernten Ivigtut mit moderner Funkanlage, das von der Maschine aus im Schatten des Inlandeises lag, kam kein Funkverkehr zustande, sondern nur mit Dampfern in etwa gleicher Entfernung, die vom Inlandeise freistanden.

Während des Grönlandfluges (b) am 15. August 1931 trat diese Erscheinung am auffälligsten hervor. Nach dem Start in Scoresbysund um 14.20 mittl.

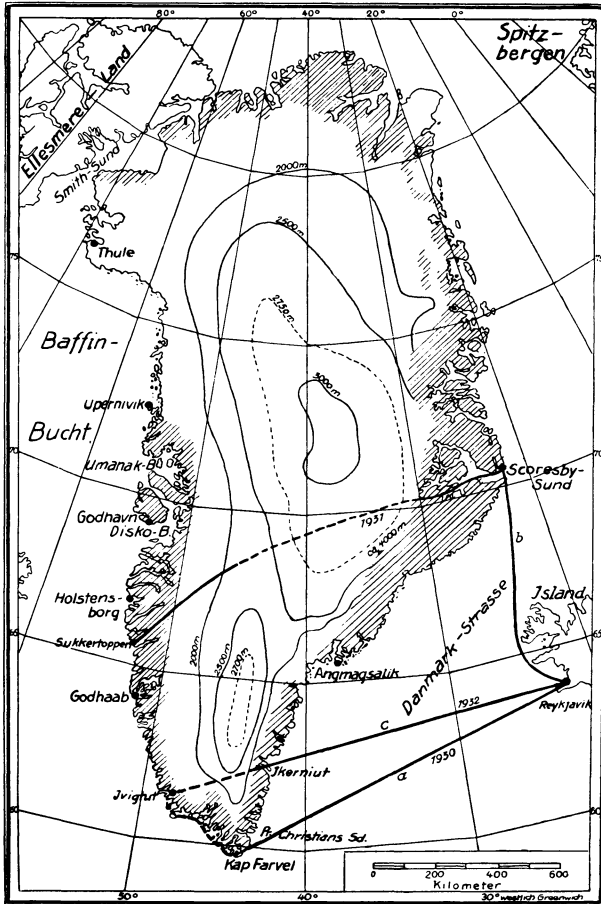


Fig. 1. Gronau-Flüge (1930—1932) über Grönland

grönl. Zeit ging der Flug zunächst mit starker Steigung durch das gebirgige, stark zerklüftete Küstengebiet zum Inlandeisrand in 250 km Entfernung und 2500 m Seehöhe aufwärts. Die Funkverbindung mit der Station in Scoresbysund war bis 16.22 gut. Nach einer Stunde Flug über dem Inlandeise riß sie in rund 400 km Entfernung von Scoresbysund plötzlich ab, indem die Lautstärke rasch schwächer wurde. Auch mit den Funkstellen an der Westküste kam kein Funkverkehr

zustande. „Während der Zeit von 5 Stunden war es ausgeschlossen, irgendeine Station im Empfänger zu erhalten. Godhavn war dann plötzlich — 3 Stunden vor der Landung in Sukkertoppen — mit großer Lautstärke zu empfangen. Wie an der Ostküste die Verbindung mit Scoresbysund im Augenblick abriß, so kam an der Westküste mit einem Male Godhavn sehr gut in den Empfänger.“ Dies war um 21.24 Uhr bei einer Entfernung von 540 km (siehe Karte, gestrichelter Teil der Flugstrecke). Noch eine andere wichtige Feststellung konnte gemacht werden: „Beim Durchfliegen der Fjorde (an der Westküste) wurde des öfteren versucht Peilungen auf Godhavn und Godthaab zu nehmen, ein Erfolg blieb aber aus, da das Minimum um mehr als 40 Grad wanderte. Auch wurde die Beobachtung gemacht, daß die Lautstärke der Sender in diesen Fjorden erheblich schwankte, teilweise sogar verschwand.“ Das Wetter war günstig, klar, nahezu wolkenlos, schwach windig und sehr sichtig, mit Ausnahme eines kurzen Stückes über dem höchsten Teil des Inlandeises, wo tiefe Nimbusbewölkung mit Schneeschauern auftrat. Die Landung in Sukkertoppen erfolgte um 24.15 M. G. Z. nach 10 Stunden Flugzeit und 1670 km Flugstrecke.

Etwas Ähnliches wurde auch beim *Weltflug* (c) am 24. Juli 1932 beobachtet. Bei diesem wurde von Reykjavik aus (Start um 11.25 M. G. Z.) Ivigut auf dem größten Kreise angefliegen. Die Küste wurde um 17.00 Uhr bei Ikerniut und das Inlandeis, das hier eine größte Höhe von 2200 m hat, um 17.35 Uhr erreicht. Schon während des Fluges über der Danmarkstraße ab 12.45 Uhr bestand außer mit Reykjavik und Hvidbjörnen eine sehr gute Funkverbindung auf Welle 800 m mit Julianehaab. Diese wurde mit weiterer Annäherung und beim Näherkommen an das Inlandeis ab 17.05 Uhr allmählich schwächer und hörte kurz vor Erreichen des Eises 17.25 Uhr völlig auf, während nach rückwärts „eine starke Abnahme der Lautstärke von Reykjavik und Hvidbjörnen nicht festzustellen war“. Erst nach Überwindung des Inlandeises um 18.35 Uhr setzte die Funkverbindung mit Julianehaab wieder ein, und es konnte dann auch Verbindung mit Ivigut aufgenommen werden. Dabei wurde eine ähnliche Beobachtung wie beim Grönlandfluge (b) gemacht: „Es werden Peilungen auf diese Funkstelle genommen, die aber alle infolge des wandernden Minimums nicht verwertet werden konnten.“ — Mit Kurzwellen traten keinerlei Funkschwierigkeiten auf. Das Wetter war bei meist mäßigem Nordwind und guter Sichtigkeit günstig. Die Landung in Ivigut fand um 19.20 Uhr statt nach Überwindung von 1400 km in 7 Stunden 10 Min.

Nach Abschätzung von einer Reihe anderer Störungsmöglichkeiten, wie abnorme Verhältnisse in der Heavisideschicht infolge der auch die Nordlichterscheinungen hervorbringenden Korpuskularstrahlung der Sonne, erdmagnetischer Einflüsse wegen der Nähe des magnetischen Nordpols, kam ich zu folgender Anschauung:

Alle drei Funkberichte stimmen darin überein, daß das große Eis die langwelligen Funkstrahlen eines Flugzeugsenders, wenn dieser sich über ihm oder in seiner Nähe befindet, so stark abschattet, daß bestehende Funkverbindungen mit Bodenstationen ziemlich rasch abreißen. Umgekehrt werden auch Sendungen von



Bodenstationen, die in der Nähe des Inlandeises liegen, durch dieses so stark geschwächt, daß ihr Empfang im Flugzeug unmöglich wird. Weiter wurde eine kräftige Zerstreuung dieser Funkstrahlen in den teilweise von Gletschereis erfüllten Randgebieten festgestellt. Das Minimum bei Einpeilungen der Maschine wanderte sehr stark.

Es gibt nur eine einfache Erklärung für dieses merkwürdige Verhalten von Funkstrahlen bei großen Landeismassen. Das bei den tiefen Temperaturen trockene und von Verunreinigungen fast freie Gletschereis verhält sich Funkwellen gegenüber, die in seiner Nähe entstehen, wie ein Dielektrikum. Die von einem ungeerdeten Luftleiter (Dipol) ausgestrahlten elektromagnetischen Raumwellen werden beim Auftreffen auf ein gutes Dielektrikum teilweise in dieses hineingebrochen, teilweise an ihm reflektiert, und in jedem Falle außerdem in bestimmter Weise polarisiert. Es handelt sich bei den merkwürdigen Funkschwierigkeiten während der Grönlandflüge um ähnliche Erscheinungen bei Langwellen, wie sie Heinrich Hertz bei seinen Untersuchungen „Über die Strahlen elektrischer Kraft“ für kurze Wellen von 66 cm Länge nachgewiesen hat\*). Hertz zeigte, daß seine Strahlen durch ein großes, aus einer nichtleitenden Substanz (Pech) bestehendes Prisma in derselben Weise gebrochen hindurchgehen, wie Lichtstrahlen durch ein Glasprisma. Wie bei den kurzen Lichtwellen vollzieht sich der Vorgang auch bei Hertzschen Wellen in ganz bestimmter Weise nach dem Brechungs- und Reflexionsgesetz, sowie nach den Fresnelschen Formeln. Die Beobachtungen der Grönlandflüge zeigen nun zum erstenmal diese Erscheinung auch bei langen Funkwellen, freilich unvorhergesehen und daher die Unternehmungen, besonders den Grönlandflug nicht unbeträchtlich belastend. Voraussetzung ist nur, daß ein Isolator vorhanden ist, dessen Abmessungen größenordnungsmäßig mindestens gleich der Wellenlänge sind (gleich oder größer als 600 m).

Die Brechung der Funkstrahlen in das überflogene Eis hinein vollzieht sich nach der Beziehung

$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}},$$

wobei  $\epsilon_1$  die Dielektrizitätskonstante von Luft = 1,  $\epsilon_2$  die von Eis ist.

Nach neueren Untersuchungen von J. Granier, B. de Lenaizan und J. Errera\*\*) ist die Dielektrizitätskonstante des Eises sowohl von der Wellenlänge wie von der Temperatur stark abhängig. Einer graphischen Darstellung bei Landolt-Börnstein (a. a. O.) kann man entnehmen, daß bei Temperaturen etwas unter 0° und  $\lambda = 600$  bis 800 m  $\epsilon_2 \approx 8$  ist, was ein Verhältnis von

$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} \approx 3$$

\*) H. Hertz, Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wissensch. 1888, 13. Dezember, Ges. Werke, II, S. 184. Vgl. auch J. Zenneck: Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. Stuttgart 1905. S. 924—933.

\*\*) Siehe Landolt-Börnstein: Physikalisch-Chemische Tabellen, 5. Aufl., 1. Erg.-Bd., Berlin 1927, S. 557.

ergibt. Es kommt also kräftige Brechung zum Einfallslot ins Eis hinein zustande, wobei die gebrochene Welle so polarisiert ist, daß die elektrischen Schwingungen nur in der Einfallsebene stattfinden.

Bei der vorliegenden Antennenanordnung mit senkrecht stehendem Dipol ist eine solche Polarisierung der Funkstrahlen schon vor ihrem Auftreffen auf das Eis vorhanden. Aus diesem Grunde kommen Reflexionen am Eis trotz des großen Sprunges der Dielektrizitätskonstante überhaupt nicht zustande. Nur bei Abweichung der Antenne von der Senkrechten infolge von Pendelungen und Winddruck kann ein geringer Bruchteil reflektiert werden. Da so praktisch alle nach unten zu ausgestrahlte elektrische Energie im Eise verschwindet, muß der wechselseitige Empfang mit einer in der Randzone oder an der Küste liegenden Funkstation plötzlich aussetzen. Dies geschieht annähernd in dem Augenblick, wo diese Station optisch hinter dem Eise verschwindet. Dieses Merkmal zeigen wenigstens in großen Zügen alle Beobachtungen der drei Flüge, auch soweit es sich um Verkehr mit ferner liegenden Stationen (Reykjavik u. a.) handelt. In der Nähe des Inlandeisrandes wird natürlich ein Teil der flach gegen den Horizont fallenden Strahlen ganz hindurchgehen und auch so noch zur Empfangsstation gelangen, weshalb die Reichweite beträchtlich größer sein kann als der optische Horizont, wie es die Wahrnehmungen bei der großen Überquerung von Scoresbysund nach Sukkertoppen deutlich zeigen. Auch eine Beugung der dicht über dem Eis verlaufenden Funkstrahlen im gleichen Sinne wie die Erdkrümmung liegt im Bereich der physikalischen Möglichkeit.

Auf ähnliche Weise dürfte auch das Wandern des Minimums und das Aussetzen der Peilsendungen bei Eigenpeilungen im Randgebiet zustande kommen, nämlich durch Reflexionen, Brechungen und Beugungen der Peilstrahlen an seitlich von der Maschine liegenden Eismassen von echten Gletschern und ähnlichem. Dadurch werden die Funkstrahlen mehr oder weniger stark zerstreut und gelangen so zum Empfänger, als gingen sie von mehreren Sendern aus, oder sie gelangen überhaupt nicht dorthin.

Gleichzeitig dürften die Beobachtungen noch beweisen, daß eine nennenswerte Übermittlung von Strahlungsenergie auf dem großen Umweg nach oben über die Heavisideschicht bei diesen langen Wellen nicht stattfindet. Zwar liegt die Antenne unter dem Metallkörper der Maschine, aber eine wesentliche Schwächung der sich nach oben ausbreitenden Energie kann trotzdem nicht eintreten, weil die Abmessungen des Flugzeuges klein sind im Vergleich zur Wellenlänge. Möglicherweise ist der Aufbau der Heavisideschicht derart, daß längere Wellen gar nicht reflektiert werden, sondern glatt hindurchgehen. Aber auch andere Gründe für die fehlende Verbindung über die Heavisideschicht hinweg sind denkbar, die hier jedoch nicht näher erörtert werden sollen.

Einer freundlichen mündlichen Mitteilung zufolge hat Herr Dr. J. Georgi in Station Eismitte 1930/31, also mitten auf dem Isolator, mit „ungeerdeter“ Antenne ohne Schwierigkeiten europäische Stationen empfangen. Bis zum Rande des Inlandeisess hatten die Funkwellen dieser Sender Führung an der leitenden

Erd- und Meeresoberfläche. Dann hörte diese auf, die Wellen mußten sich also als reine Raumwellen weiter fortpflanzen. Wenn man sich die räumlichen Verhältnisse bei der großen Entfernung zwischen Sender und Empfänger, das heißt die verhältnismäßig geringe Erhebung des Inlandeises gegenüber dem großen zu durchlaufenden Erdkrümmungswinkel vorstellt, sieht man sofort ein, daß nur ein geringer Bruchteil der ankommenden Strahlungsenergie vom Eis abgeschirmt und in es hineingebrochen wird. Teilweise kommt dieser sogar wieder heraus und gelangt mit dem größeren ungebrochenen Teil auch noch zum Empfänger. Ähnliche Verhältnisse lagen auch beim Weltflug (c) v. Gronaus vor, als Reykjavik und Hvidbjörnen beim Flug über das Eis noch mit unverminderter Stärke gehört wurden (siehe S. 74). — Umgekehrt dagegen, wenn ein gleich starker Langwellensender mitten auf dem Inlandeis arbeiten würde, wäre ein Empfang in Europa oder sonst außerhalb *nicht* zu erwarten.

Eine weitere zu diesen Fragen der Wirkung von Eis auf die Funkwellenausbreitung gehörige Beobachtung verdanke ich Herrn Dr. Frankenberger, Wetterflugstelle Hamburg. Fünfmal hat Dr. Frankenberger bei Höhenaufstiegen mit der Wettermaschine im Funkverkehr mit der Bodenfunkstelle folgendes beobachtet: Beim Flug durch Eisnadelfall traten stets starke Störgeräusche auf, die nur auf elektrische Ladungen zurückgeführt werden können. Jedermal wenn dann die Obergrenze des Eisnadelfalls erreicht war, wurde das Minimum am Bodenpeiler so unscharf, daß eine einwandfreie Peilung nicht mehr möglich war. Bisweilen wurde der Zeichenempfang im Peiler auch sehr schwach oder setzte für eine bis mehrere Minuten ganz aus. Bei Schnee- und Graupelfall dagegen trat diese Erscheinung nicht auf.

Nach brieflichem Meinungs austausch mit meinem Lehrer, Herrn Geheimrat J. Zenneck, München, der zur Klärung wesentlich mit beigetragen hat, stelle ich mir die Sache so vor:

Aus den Halo-Beobachtungen weiß man, daß gleichartige Vollkriställchen, um solche handelt es sich bei Eisnadeln, sehr häufig in einer bestimmten gleichen Ausrichtung in der Luft schweben oder langsam fallen. Meist zieht man zur Erklärung der Ausrichtung die Wirkung des Luftwiderstandes heran. Häufig dürfte es sich jedoch auch um eine Richtwirkung des elektrischen Erdfeldes auf die geladenen, völlig frei schwebenden und leicht beweglichen Nadeln handeln. Da das Eis wahrscheinlich hemimorph, nicht holoedrisch hexagonal oder trigonal kristallisiert, zeigt es auch in elektrischer Beziehung polare Eigenschaften. Wie dem auch sei, die ganze elektrisch geladene Wolke wirkt wie ein doppeltbrechender Körper auf die elektromagnetischen Wellen, und das Ergebnis ist das gleiche wie beim Kerr-Effekt in der Optik des Sichtbaren. Die linearpolarisierten elektrischen Wellen werden beim Durchgang durch den doppeltbrechenden Körper in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilwellen aufgespalten, die im Peilrahmen ein scharfes Minimum nicht mehr geben können. —

Es liegt nahe, an die Erklärung aller dieser Erscheinungen aus einer Anschauung heraus einige weiterführende Betrachtungen anzuknüpfen. In der Tat

scheint eine systematische Weiterführung solcher und ähnlicher Versuche sehr vielversprechend zu sein, auf der einen Seite für die geophysikalische Erforschung des grönländischen Inlandeises, auf der anderen aber auch für das Studium der Ausbreitung langer elektromagnetischer Wellen in Isolatoren von höherer Dielektrizitätskonstante. Nach den angeführten Arbeiten von J. Granier, B. de Lenaizan und J. Errera über die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante des Eises von der Wellenlänge und Temperatur dürfte es möglich sein, Gletschereistemperaturen tieferer Schichten aus geeignet angelegten Sondierungen mit langen elektrischen Wellen zu erschließen. Besonders bei sehr langen Wellen, also ziemlich niederfrequenten Schwingungen von 100 bis 400 km, die außerdem den Vorteil geringerer Reichweite haben, ist die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante sehr groß. Für beispielsweise  $\lambda = 300$  km schwankt sie von  $-2^\circ$  bis  $-47.50^\circ$  zwischen 72 und 5. Weiter soll hier zunächst nicht darauf eingegangen werden.

Aber hinsichtlich der Untersuchung von Ausbreitungsvorgängen langer Wellen sei noch auf folgendes hingewiesen: Es läßt sich leicht einrichten, daß der Übertritt der elektromagnetischen Wellen von Luft in Eis so nahe am erzeugenden Dipol erfolgt, daß man die experimentell noch wenig erforschten Entstehungs- und Ablösungsvorgänge der Raumwellen am Dipol näher untersuchen kann, was naturgemäß bei Hertz'schen Wellen auf sehr große experimentelle Schwierigkeiten stößt.

---

## Das Gesetz von Helmholtz und seine Anwendung auf Geotektonik

Von Dr. S. W. Tromp

Es wird eine Übersicht gegeben der verschiedenen Hypothesen, welche die Schwereanomalien in Faltegebirgen zu erklären versuchen. Die Haupteinwände gegen die „Gebirgswurzel“-Theorien und die Haupt„gesetze“, die von den gebirgsbildenden Kräften erfüllt sein müssen, werden besprochen. Nach dem Verfasser können nur Theorien, die die Dicke der Sialkruste als konstant und die Ausgleichsfläche als unzulässig annehmen, diese Gesetze erklären.

Verschiedene Hypothesen sind aufgestellt worden, um die beobachteten Schwereanomalien, z. B. in Faltegebirgen, zu erklären.

**1. Geodätische Theorien.** *a) Theorien, die die Anomalien mit den isostatischen Reduktionsmethoden verknüpfen.* Hopfner nimmt an, daß die Anomalien durch die Undulationen des Geoids hervorgerufen seien, weil bei der Bestimmung der Anomalien  $g_0''$  (bezogen auf das Geoid) und  $\gamma_0$  (bezogen auf das Referenzellipsoid) verglichen werden, wobei zwei verschiedene Bezugsflächen Verwendung finden. Hopfner erklärt die Anomalien mittels der Formel von Bruns:

$$B_1 = -\frac{2N}{r} g,$$

worin  $N$  = Hebung oder Senkung des Geoids in Metern in bezug auf das Ellipsoid,  $r$  = Erdradius.

Wenn wir die Massen zwischen Geoid und Ellipsoid in Betracht ziehen, finden wir  $B_2 = -5/4 \frac{N}{r} g$ . Hieraus folgt:  $B_1 = -0,000309 N \text{ cm/sec}^2$  und  $B_2 = -0,000193 N \text{ cm/sec}^2$ . Heiskanen wies darauf hin, daß nach dem Theorem von Stokes  $N$  im allgemeinen sehr klein sein wird, so daß die hierdurch verursachten Anomalien ebenfalls klein sind.

b) *Theorien, die einen Teil der Anomalien der Erdgestalt zuschreiben, einem Ellipsoid mit drei Hauptachsen.* Nach dieser Theorie sind die positiven Anomalien des Atlantischen Ozeans durch dieses Ellipsoid hervorgerufen. Die Schwereexpeditionen auf See von Vening Meinesz zeigen jedoch, daß diese Vorstellung nicht richtig ist.

**2. Geophysikalische Theorien.** Diese verknüpfen die Anomalien mit Störungen des isostatischen Gleichgewichts.

*A. Theorien, die das spezifische Gewicht der Sialkruste als konstant und ihre Dicke als variabel annehmen.*

a) Bildung einer Sial-Wurzel von der Sialkruste aus nach unten.

1. *Theorie von G. B. Airy (1855) und A. Heim.*

2. *Theorie von F. A. Vening Meinesz (1929) (Escher, Kuenen, Umbgrove).* Erklärung der negativen Anomalien: Durch Bildung einer Wurzel unter den Faltengebirgen als Folge regionaler Knickung der Kruste. — Erklärung der positiven Anomalien:  $\alpha$ ) Durch *Kompression*:

$$d = 15000 \frac{A}{h} \text{ kg/sec}^2,$$

worin  $A$  = Anomalie in mgal,  $h$  = Dicke der Kruste in km. —

$\beta$ ) Durch *Konvektionsströme*:

$$A = \frac{32}{3} \pi K^2 \frac{k(D^2 + H^2)}{gD^2H} v_m,$$

worin  $K^2$  = Newtonsche Gravitationskonstante,  $k$  = Viskosität,  $D$  = Durchmesser einer absteigenden Stromröhre,  $H$  = Dicke der strömenden Schicht,  $v_m$  = Maximale Abwärtsgeschwindigkeit in der Mitte der Röhre.

3. *Theorie von P. P. Bijlaard (1935).* Erklärt die negativen Anomalien durch Bildung einer Wurzel als Folge lokaler plastischer Deformationen.

b) Bildung einer Sial-Wurzel vom Sima aus aufwärts (infolge Magma-Differenzierung).

*Theorie von R. W. van Bemmelen (1931).* Anomalie, hervorgerufen durch An- oder Abwesenheit einer kreiszylindrischen Schicht:

$$\vartheta_g = 2\pi\sigma f [\sqrt{b^2 + c^2} - \sqrt{b^2 + (c+h)^2} + h],$$

worin  $\vartheta$  = Schwerebeschleunigung in Dyn,  $\sigma$  = Spezifisches Gewicht der Schicht,  $h$  = Dicke der Schicht in cm,  $c$  = Tiefe der Schicht unter der Erdoberfläche in cm,  $b$  = Radius der fehlenden zylindrischen Schicht = Hälfte der Ausdehnung der Zone negativer Anomalien.

*B. Theorien, die das spezifische Gewicht der Sialkruste als variabel annehmen.*

a) Theorien, die die Dicke der Sialkruste als variabel annehmen und die Ausgleichsfläche als eben (nur das spezifische Gewicht des Sial ist variabel).

1. *Theorie von J. H. Pratt (1855)*. Höhe der Blöcke umgekehrt proportional ihrem spezifischen Gewicht.

2. *Theorie von J. F. Hayford und W. Bowie (1910)*. Anziehung eines vertikalen Zylinders auf eine Einheitsmasse in der Achse außerhalb des Zylinders in Dyn:

$$K = 2\pi k\delta \left\{ \sqrt{c^2 + h^2} - \sqrt{c^2 + (h+t)^2} + t \right\},$$

worin  $k$  = Gravitationskonstante,  $\delta$  = Dichte,  $c$  = Radius des Zylinders,  $t$  = Länge eines zylindrischen Elementes,  $h$  = Abstand der Einheitsmasse vom nächsten Punkt des Zylinders.

b) Theorien, die die Dicke der Sialkruste als konstant und die Ausgleichsfläche als undulierend annehmen (spezifisches Gewicht von Sial und Sima variabel).

*Theorie von S. W. Tromp (1933)*.

In den Veröffentlichungen „Het mechanisme en de oorzaken der gebergtevorming“ (Martinus Nijhoff, Den Haag, 1933) und „On the mechanism of the geological undulation phenomena in general and of folding in particular and their application to the problem of the ‚roots of mountains‘ theory“ (Sijthoff's Uitg. Mij., Leiden, 1937) zeigte der Verfasser, daß keine von den Theorien, die das spezifische Gewicht der Sialkruste konstant und die Dicke als variabel ansehen, die sogenannten „Gebirgswurzel“-Theorien, den Mechanismus der Gebirgsbildung und die Ursachen der Schwereanomalien vollständig erklären kann. Gegen diese Theorien sind verschiedene Einwände zu erheben:

1. Der Untergrund einer Geosynklinale, der während der vorhergehenden Orogenese konsolidiert wurde (die sogenannte „Hauptschicht“ von Vening Meinesz), erhebt sich in Wirklichkeit einige Kilometer über den Meeresspiegel, nachdem er vorher einige Kilometer unter den Meeresspiegel gesunken ist. Nach der „Gebirgswurzel“-Theorie sollte er nur sinken.

2. Die in der Geosynklinale abgelagerten Sedimente (die sogenannte „obere Schicht“ von Vening Meinesz) steigen in Wirklichkeit bei der Orogenese, während sie nach der Knickungstheorie zu gleicher Zeit teils steigen teils absinken. Höchstens mögen die Sedimente als Keil zwischen die Blöcke der „Hauptschicht“ gepreßt werden und so während der Hebung dieser Blöcke zurückbleiben.

3. Nach der „Gebirgswurzel“-Theorie könnten die ältesten, unmittelbar auf der Unterlage der Geosynklinale abgelagerten Sedimente überhaupt nicht auf-

wärts bewegt werden, während sie in Wirklichkeit große Gebiete der Faltengebirge einnehmen.

4. Nach den Untersuchungen von Orstrand im Moffat-Tunnel bei Denver (Colorado) sollten die Isogeothermenflächen, die unter den Faltengebirgen konvex sind, nur unterhalb der isostatischen Ausgleichsfläche konkav werden, während im Falle einer abwärts gebogenen Wurzel diese Inversion weit oberhalb dieser Fläche eintreten müßte.

5. Die Anzahl der Intrusionen wächst während der Aufwärtsfaltung der Geosynklinale. Im Falle einer nach unten gebogenen Wurzel würden wir eine Abnahme erwarten.

6. Die seismischen Untersuchungen weisen darauf hin, daß sich in einer Tiefe von 40 bis 50 km eine Unstetigkeitsfläche befindet, die sich durch ganz Eurasien erstreckt, und daß oberhalb dieser Fläche sehr unregelmäßige sekundäre Grenzflächen vorkommen. Nach der „Gebirgswurzel“-Theorie wäre diese Unstetigkeitsfläche unter den Alpen in größerer Tiefe zu erwarten, wenn wir z. B. Deutschland mit den Alpen vergleichen.

Der Verfasser leitet von den beobachteten geologischen Erscheinungen folgende fünf Haupt„gesetze“ ab, die von den gebirgsbildenden Kräften erfüllt sein müssen. Diese Gesetze sind:

1. Das Bikausalitätsgesetz von C. E. Dutton (1889) mit vier Teilgesetzen, den Oszillationsgesetzen:

- a) dem Gesetz der abwechselnden Oszillationen,
- b) dem Gesetz der veränderlichen Intensität der Oszillationen,
- c) dem Gesetz der ungleichen Oszillationsgeschwindigkeit,
- d) dem Gesetz der veränderlichen Streichrichtung der Oszillationen.

2. Das Unstetigkeitsgesetz von E. Argand (1916) (mit dem „Teilgesetz“ der differentiellen Bewegungen).

3. Das Gesetz, daß gebirgsbildende Kräfte in einer Tiefe von etwa 40 km besonders wirksam sind.

4. Das Gesetz der Intensität gebirgsbildender Kräfte, die seit dem Algonkium konstant geblieben sind.

5. Die Gesetze von der Richtung des Druckes:

- a) das Gesetz vom einseitigen Druck,
- b) das Gesetz der Reaktionskräfte,
- c) das Gesetz der veränderlichen Richtungen.

Nach dem Verfasser ist unter allen Undulationsmechanismen bisher nur einer bekannt, der alle diese Gesetze erfüllt und die anderen Merkmale der gebirgsbildenden Kräfte aufweist, nämlich der Mechanismus von Helmholtz. Die diesem Mechanismus entsprechenden geologischen Erscheinungen mögen im folgenden beschrieben werden.

Spannungen in der Kruste verursachen flache primäre Knickfalten. Während der Orogenesen wird sich die Sialkruste ziemlich schnell relativ zum Sima bewegen. Dies bewirkt, daß nach dem Gesetz von Helmholtz an der Grenzfläche des Sial und Sima Undulationen entstehen, die oszillierend sind. Diese verstärken die primären Knickfalten. Die Bewegungen der Sialkruste sind wahrscheinlich verursacht durch die kontinentverschiebenden Kräfte, die besonders in der NS- und EW-Richtung wirken. Durch die polverschiebenden Kräfte werden sie periodisch beschleunigt. Diese Polverschiebungen sind wahrscheinlich das Ergebnis einer Verschiebung der äußeren Kruste relativ zum Kern und nicht einer Verlagerung der Erdachse im Raum, da der letztere Vorgang viel mehr Energie erfordert. Nach dem Prinzip von Königsberger und Hungerer können plastische Deformationen hervorgerufen werden durch lang andauernde elastische Deformationen. Daher können die Polverschiebungen aufgefaßt werden als plastische Deformationen infolge mehr oder weniger elastischer Deformationen, den Polschwankungen, hervorgerufen durch kleine Kräfte, die lange Zeit in derselben Richtung wirken. Die elastischen Deformationen der Erde, die Polschwankungen, werden verursacht durch Massenverschiebungen (Regen, Schnee, Sedimentation, Kontinentalverschiebungen usw.).

Die Helmholtz'schen Wellen, besonders die durch rasche Kontinentalverschiebungen verursachten, sind in den meisten Faltengebirgen sehr schwach.

In der Amerikanischen Kordilliere z. B. beträgt die Amplitude dieser Wellen 5 bis 10 km, die Wellenlänge ist etwa 1200 km; im Ostindischen Archipel beträgt die Amplitude 5 bis 6 km, die Wellenlänge ist etwa 600 km. Die Senkungsgeschwindigkeit der Geosynklinale beträgt 0.05 bis 0.1 mm/Jahr. Infolge dieser Undulationen wird in den Wellenbergen Druckentlastung eintreten, während in den Wellentälern Zunahme der Dichte stattfindet. Die verschiedenen Vorgänge in den Wellenbergen können folgendermaßen beschrieben werden:

1. Das Sima, das sich infolge der Erhöhung des Schmelzpunktes durch die Belastung der Kruste in einem zähflüssigen Zustand befindet, wird schmelzen, sobald Druckentlastung eintritt. Dies verursacht Ausdehnung und Volumvermehrung um 15% oder mehr (besonders wenn wir die Ausdehnung der eingeschlossenen Gase in Betracht ziehen). Das spezifische Gewicht wird um 0.4 oder mehr abnehmen. Das geschmolzene Sima wird sich in der Nähe der Kruste und auf dem Wege zur Oberfläche differenzieren.

2. Der Inkompressibilitätsfaktor für Sima bei einer Temperatur knapp unter dem Schmelzpunkt wird sehr klein sein, wenn Druckentlastung erfolgt. Durch die tangentialen Spannungen in der Kruste und die Adhäsionskräfte zwischen Sial und Sima wird das Sima unter den Wellenbergen auf höchstens sein dreifaches ursprüngliches Volumen ausgedehnt.

3. Die Viskosität wird sehr rasch abnehmen, während die Strömungsgeschwindigkeit zunimmt.



Die negative Anomalie über dem Wellenberg wird hervorgerufen durch Wegströmen des sich ausdehnenden Sima vom Wellenberg zum Wellental. Dies gibt Veranlassung zu Intrusionen und Ergüssen im Wellental (Vorland-Vulkanismus) wie zu Verdichtung, bis die höchste Kompressibilität erreicht ist. Die Strömungsgeschwindigkeit vom Wellental zum Wellenberg ist klein infolge der großen Viskosität des Sima im Wellental. Diese Erscheinung wird von größerer Bedeutung sein, wenn die maximale Kompressibilität erreicht ist und die abwärtsdrückende Komponente der tangentialen Kräfte aufgehört hat. Durch hydrostatische Kräfte wird nunmehr das leichte Material des Wellenberges durch das schwere Material des Wellentales ersetzt, wodurch ein Steigen der Kruste im Wellental und ein Sinken des Wellenberges eingeleitet wird (die Geschwindigkeit des Sima, das vom Wellenberg wegströmt, ist größer als die Geschwindigkeit des vom Wellental wegfließenden Sima).

Positive und negative Anomalien werden beide abnehmen. Dieselben Erscheinungen finden unter geoantiklinalen Zonen statt, wenn die Kruste in verschiedenen Blöcken aufsteigt. Schmale Zonen negativer Anomalien werden auf diese Weise zwischen breiten Zonen positiver Anomalien entstehen.

Die regionalen positiven Anomalien im Atlantischen Ozean werden wahrscheinlich hervorgerufen durch die Verengung der gedehnten Kruste zwischen Europa und Amerika, was ein Aufsteigen des Sima unter dem Atlantischen Ozean zur Folge hat. Druckentlastung entlang Bruchzonen (Atlantische Schwelle) kann das Sima aktivieren und zum Abfließen bringen, wodurch lokale Verminderung der regionalen positiven Anomalien eintritt. Näheres in meiner Veröffentlichung „On the mechanism of the geological undulation phenomena etc.“

Aus dem Englischen übersetzt von Heinrich Jung, Göttingen.

---

### Bemerkungen zu den vorstehenden Ausführungen von S. W. Tromp

Die Erklärung der Faltengebirge durch Helmholtzsche Wellen, die an der Grenzfläche zweier gegeneinander bewegter Flüssigkeitsschichten entstehen, ist recht interessant, doch dürften sich bei näherer Prüfung der quantitativen Verhältnisse gewisse Schwierigkeiten ergeben. Hier sei nur eine kleine Betrachtung über die Wellenlängen angegeben. Nach den Ausführungen von Herrn Tromp ist die Wellenlänge in den amerikanischen Kordilleren 1200 km, im Sunda-Archipel 600 km. Nach der Theorie gilt die Beziehung

$$w_1^2 s_1 + w_2^2 s_2 = \frac{g\lambda \cdot (s_2 - s_1)}{2\pi} *), \quad s_2 > s_1.$$

---

\*) W. Wien: Lehrbuch der Hydrodynamik, S. 182.

Hierin sind  $w_1$  und  $w_2$  die Geschwindigkeiten beider Flüssigkeiten relativ zu den Wellen, also  $w_1 + w_2$  die Relativgeschwindigkeit der beiden Flüssigkeiten gegeneinander,  $s_1$  und  $s_2$  die Dichten der Flüssigkeiten,  $g$  die Schwerkbeschleunigung und  $\lambda$  die Wellenlänge. Die größtmögliche Wellenlänge erhält man hieraus (wegen  $s_2 > s_1$ ), wenn man  $w_1 = 0$  setzt und  $w_2$  gleich der Relativgeschwindigkeit der beiden Flüssigkeiten. Nimmt man nun für  $s_1$  und  $s_2$  die Dichten des Sial und Sima (2.7 und 3.0) und für  $w_2$  die Kontinentalverschiebungs-Geschwindigkeit, die A. Wegener für die Entfernung Amerikas von Europa im Mittel errechnet (30 m/Jahr) — eine Geschwindigkeit, die nach den neueren geodätischen Messungen eher zu hoch als zu niedrig ist —, so erhält man für die Wellenlänge der Helmholtz'schen Wellen einen Wert von rund  $6 \cdot 10^{-10}$  cm, also zwei Zehnerpotenzen kleiner als die Atomdurchmesser. Wenn hierbei auch zu bedenken ist, daß bei der theoretischen Behandlung die Viskosität und die Richtigkeit beider Medien vernachlässigt ist, so ist doch kaum anzunehmen, daß sich hierdurch die errechnete Wellenlänge um 17 Zehnerpotenzen zu klein ergibt. Die Viskosität hat übrigens nach W. Wien \*) auf die Wellenlänge keinen nennenswerten Einfluß. Auch die weiteren hypothetischen Ausführungen von Herrn Tromp bedürfen noch eingehenderer Behandlung in quantitativer Hinsicht. Doch möchte ich darauf nicht weiter eingehen.

Ferner sei bemerkt, daß die angeführten Ergebnisse seismischer Untersuchungen kaum als Argument gegen die Gebirgswurzel-Theorie herangezogen werden können. Der Vergleich der bekannten Arbeiten von H. Jeffreys und W. Hiller über Nahbeben zeigt deutlich, daß die Grenze zwischen Sial und Sima \*\*) in Nordeuropa in geringerer Tiefe (30 km) liegt als in den Alpenländern (45 km). Auch R. H. Gees hat in einer demnächst erscheinenden Untersuchung über ein Beben an der Doggerbank ein merkliches Absinken der erwähnten Schichtgrenze vom Baltikum zu den Alpen hin festgestellt, und die Verspätung der an den italienischen Stationen eintreffenden Wellen zeigt mit großer Wahrscheinlichkeit das Vorhandensein einer Wurzel unter den Alpen an. Durch Untersuchung der Oberflächenwellen bei Fernbeben zeigt W. v. zur Mühlen, daß auch der Himalaja eine ausgeprägte Wurzel besitzt (Tiefe 60 km gegenüber 35 km in Fenno-Sarmatien).

Heinrich Jung, Göttingen.

---

\*) W. Wien: l. c., S. 282.

\*\*) Bemerkung nach Einsicht der Antwort von Herrn Tromp: Gemeint ist die Grenze zwischen der sogenannten „P\*-Schicht“ und der „P<sub>n</sub>-Schicht“ (Sprung der P-Wellengeschwindigkeit von 6.5 auf 8 km/sec).

## Antwort auf die kritischen Bemerkungen von H. Jung

Herr Dr. Jung war so liebenswürdig, meine Arbeit zu übersetzen und kritisch durchzulesen. Gerne möchte ich die gebotene Gelegenheit benutzen, etwas ausführlicher auf seine kritischen Bemerkungen einzugehen.

I. Aus der Theorie würde sich ergeben, daß die Wellenlängen wegen der sehr kleinen Geschwindigkeiten der Kontinentalverschiebungen sehr klein sind. Dr. Jung benutzte dazu die Formel von Wien. Diese Formel darf man aber nicht ohne weiteres benutzen für die Bewegungen von Sial relativ zum Sima.

a) Nach Gutenberg besteht folgende Beziehung für Wellen an der Grenze zweier Schichten mit den Dicken  $d_1$  und  $d_2$  und Dichten  $\rho_1$  und  $\rho_2$ :

1. Sind die Schichtdicken groß gegenüber der Wellenlänge  $\lambda$ , so wird

$$\lambda = \frac{2\pi V^2}{g} \cdot \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_1 - \rho_2}$$

( $V$  = Geschwindigkeit).

2. Sind die Schichtdicken klein gegenüber der Wellenlänge  $\lambda$ , so wird

$$\lambda^2 = \frac{g(\rho_1 - \rho_2) T^2}{(\rho_1/d_1 + \rho_2/d_2)}.$$

b) 1. M. Exner fand für Sandwellen, verursacht durch Windströmung,

$$\lambda = \frac{2\pi w^2}{g(s-1)},$$

$w$  = Luftgeschwindigkeit,  $s = \delta'/\delta$ ,  $\delta'$  = Sanddichte,  $\delta$  = Luftdichte.

In diese Formel geht die Formel von Wien über, wenn  $w_1 = 0$  wird:

$$\lambda = \frac{2\pi w_2^2 s_2}{g(s_2 - s_1)}.$$

2. Bewegt die Luft sich über Wasser, dann werden sich Wellen bilden nach Exner mit

$$\lambda = \frac{4\pi w^2}{g(s-1)} \cdot \frac{s}{1+s+2\sqrt{s}}.$$

c) Börgen fand empirisch die Formel für Wasserwellen:

$$A = \frac{A_m}{\left(1 + \frac{1.94}{D} \cdot w \cdot \alpha\right) \left(1 + \frac{\alpha}{t}\right)}, \quad \left\{ \begin{array}{l} A_m = \text{größte Wellenhöhe,} \\ D = \text{Länge der vom Wind bestrichenen Bahn,} \\ \alpha = \text{Konstante,} \\ t = \text{Dauer des Windes.} \end{array} \right.$$

Schon diese verschiedenen Formeln zeigen, daß viel mehr Faktoren die Wellenlänge bestimmen, als Wien meinte.

Die Viskosität hat keinen nennenswerten Einfluß, aber nur, wenn die Medien dünnflüssig sind. Bei der Bewegung von zwei sehr viskosen, festen Medien hat sie aber einen sehr großen Einfluß. Gerade weil die Formeln bis jetzt nicht die vielen meistens noch unbekanntem Faktoren angeben können, habe ich noch nicht versucht, die Wellenlängen mathematisch zu berechnen. Experimentell kann man das aber wohl machen. In einer noch zu veröffentlichenden Arbeit: „Enkele nieuwe tektonische experimenten over Knikplooiing, Helmholtz-plooiing en breukvorming“ habe ich einige von mir durchgeführte Experimente beschrieben. Eine Tonmasse mit einer Druckfestigkeit von  $30 \text{ g/cm}^2$  wurde mit verschiedenen Geschwindigkeiten entlang einer Ton-Sandmischung bewegt. Die Bewegungsfläche war vertikal. Geschwindigkeit, Viskosität usw. bestimmten das Verhältnis von Amplitude und Wellenlänge. Eine Geschwindigkeit von  $1 \text{ m/Std.}$  verursachte eine deutliche Wellung. Dicke der Tonschicht =  $5 \text{ cm}$ , Wellenlänge =  $40 \text{ cm}$ , Amplitude =  $4 \text{ cm}$ , also ein Verhältnis  $1/10$ . Bei kleineren Geschwindigkeiten war das Verhältnis  $< 1/10$ .

In meiner letzten Arbeit „On the mechanism of the geological undulation phenomena usw.“ habe ich gezeigt, daß bei den Oszillationen in den amerikanischen Kordilleren das Verhältnis von Amplitude und Wellenlänge  $1/120$  bis  $1/240$  war. In Niederländisch Indien hat es  $1/120$  betragen.

Die Helmholtz-Wellung konnte auch schön gezeigt werden, wenn man unter eine Schicht (aus drei Schichten, Ton—Sand—Ton, bestehend) ganz langsam ( $80 \text{ cm/24 Stunden}$ ) ein sehr dünnes Blech schob. Das Verhältnis Amplitude/Wellenlänge war  $1/10$  bis  $1/20$ .

Die Geschwindigkeit wurde bei der Berechnung von Dr. Jung auf  $30 \text{ m/Jahr}$  angenommen. Dieser Wert ist aber wahrscheinlich viel zu klein.

1. Während den Orogenesen sind die Bewegungen immer sehr viel schneller gewesen, weil die orogenetischen Hauptperioden geologisch gesprochen sehr kurz gedauert haben. Auch die kontinentalen Verschiebungen werden dann schneller stattfinden.

2. Die geologischen Untersuchungen in den letzten Jahren in Kalifornien usw. und besonders die ziemlich großen und raschen Bewegungen, horizontal und vertikal, die man bei Erdbeben, rezenten Niveauverschiebungen usw. beobachtet hat, weisen darauf hin, daß die orogenetischen Bewegungen sehr rasch geschehen, nur dauern die Ruheperioden meistens außerordentlich lange, so daß die mittlere Geschwindigkeit uns sehr klein erscheint.

Daß die Helmholtzschen Wellen auch in der Natur ganz großartig zu beobachten sind, ist eine weitere Stütze für unsere Annahme. Große horizontale Überschiebungen zum Beispiel zeigen meistens, auch wenn keine Widerstände im Vorland liegen, eine flachwellige Grenzfläche, die nicht mittels Knickfaltung, sondern nur mit dem Helmholtz-Mechanismus zu erklären ist ( $\lambda$  meistens einige km).

Die sogenannten „Meta-oscillation-ripples“, die man zum Beispiel in der Nordsee findet, zeigen auch das Verhältnis  $1/10$  bis  $1/30$  ( $\lambda = 100$  bis  $300 \text{ m}$ ). In der genannten Arbeit haben wir viele andere Beispiele gegeben.

II. Die weiteren Folgen der Druckentlastung in den Wellenbergen haben wir in dieser Arbeit nur kurz besprochen. Sie wurden in der schon zitierten Arbeit ausführlich besprochen anlässlich vieler Experimente von Barus, Doeglas usw.

III. Die seismischen Untersuchungen haben wohl gezeigt, daß die Grenze zwischen Wellengeschwindigkeiten von 5.5 und 6.5 km/sec (was aber nicht die Grenze Sial-Sima zu sein braucht) in den Alpenländern tiefer zu liegen scheint, die Grenze zwischen den Geschwindigkeiten 6.5 und 8 km/sec liegt aber über ganz Eurasia ungefähr gleich tief nach Gutenberg (Handb. d. Geophys. Bd. 2), nämlich 40 bis 50 km. Diese Grenzfläche steigt stark an in der Nähe vom Atlantischen Ozean (Tiefe 20 bis 30 km). Übrigens fasse ich diese seismischen Untersuchungen auch nicht als einen richtigen Beweis auf, sondern nur als Stütze der Argumente 1 bis 5. Das Beobachtungsmaterial ist noch zu gering, als daß man es als Beweis für irgendeine Theorie benutzen darf.

Das Ziel meiner früheren Arbeiten und dieser Arbeit ist in folgende drei Punkte kurz zusammenzufassen:

1. Die Erdkruste zeigt deutliche oszillatorische Bewegungen in ein und demselben und in nebeneinander liegenden Gebieten. Man kann das exakt geologisch beweisen, im Gegensatz zu den meisten geologischen Problemen, die man nicht beweisen kann.

2. Die „Gebirgswurzel“-Theorie ist ganz im Widerspruch mit diesen geologischen Beobachtungen und ist leider fast ein geologisches Dogma geworden.

3. Von den bis jetzt bekannten geologischen Undulationsmechanismen ist nur einer bekannt, der richtig oszillatorisch sein kann und die verschiedenen tektonischen Gesetze erklären kann. Vielleicht wird man später einen anderen Mechanismus entdecken, der noch besser die geologischen Beobachtungen erklärt.

*Leiden, 27. April 1937.*

---

## **Geometrische Lösung der Grundaufgaben der in der Geologie angewandten Seismik**

Von **A. Berroth**, Aachen. — (Mit 15 Abbildungen)

Es werden die Grundaufgaben der angewandten Seismik, sowohl der Reflexions- als der Refraktionsmethode für das Ein- und Mehrschichtenproblem, auf die sich fast alle praktischen Aufgaben aufbauen, nach einheitlichen geometrischen Gesichtspunkten untersucht.

Alle in der praktischen Seismik bisher zu Bedeutung gelangten Verfahren sind Laufzeitkurvenverfahren, d. h. es werden zu bekannten Entfernungen an der Oberfläche die Zeiten der durch die Schichten gelaufenen elastischen Wellen gemessen und graphisch dargestellt. Dem vereinfachenden Umstand, daß die Laufzeitkurven für alle in der Tiefe ein- oder mehrfach refraktierten Wellen Polygone von

geraden Linien sind — für jede Schicht homogene und isotrope Zusammensetzung vorausgesetzt —, verdankt die Refraktionsmethode ihre primären Erfolge.

Man erkennt daraus bereits, daß bei Abwesenheit homogener und isotroper Zusammensetzung Polygone mit sehr kurzen Seiten, also beliebige Kurven zustande kommen, ein Umstand, der daran schuld ist, daß derartige Aufgaben bis jetzt mit diesem Verfahren nicht befriedigend gelöst werden können.

In der Reflexionsseismik vollends sind bisher nur praktische Ergebnisse ohne Erörterung des Wesens der gefundenen Laufzeitkurven bekanntgeworden.

Es zeigt sich hierbei, daß bereits bei der einfachsten Aufgabe, dem Einschichtenproblem mit unbekannter Teufe und Schichtneigung, die Laufzeitkurve eine Kurve 2. Grades ist und der Grad mit der Anzahl der Schichten sich erhöht, so daß hiermit die schwierigere Behandlung begründet ist.

Nur in einem einzigen Falle kann man bei Reflexion eine geradlinige Laufzeitkurve, und zwar dann auch für eine Mehrzahl von Schichten erhalten, nämlich im Falle der seismischen Lotung. Wenn man an mehreren Stellen der Oberfläche elastische Wellen erregt und an denselben Stellen die Laufzeiten mißt, so erhält man stets geradlinige Laufzeitkurven.

Im folgenden sind die Kurvenscharen analytisch ermittelt, durch welche die Laufzeitkurven dargestellt werden. Nicht berücksichtigt wurde hierbei die Frage der Beobachtbarkeit der Wellen und ihrer Unterscheidungsmöglichkeiten sowie der Grenzen des Entstehens und Verschwindens. Das Raumproblem ergibt sich auf bekannte Weise aus den ebenen Komponenten.

## A. Reflexion der elastischen Welle

### a) Einschichtenproblem

Beim Einschichtenproblem ist ein geometrischer Ort für die Lage des Reflexionspunktes durch eine Ellipse gegeben, deren Brennpunkte die Station

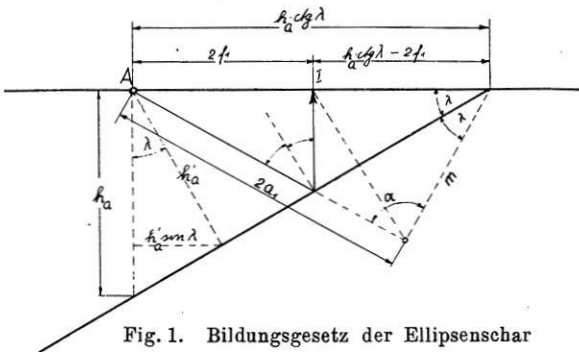


Fig. 1. Bildungsgesetz der Ellipsenschar

der Sprengung und die Empfangsstation sind und deren große Achse durch die mit der Geschwindigkeit multiplizierte Laufzeit dargestellt ist. Es besteht somit

die Möglichkeit, aus einer Sprengung und zwei Empfangsstationen die Schichtenneigung und ihre Teufe (den Achsabschnitt) durch die gemeinsame Tangente an die beiden Ellipsen zu ermitteln. Die unbekannte Schicht ist die Einhüllende einer Ellipsenschar, für die das allgemeine Bildungsgesetz wie folgt ermittelt werden kann:

1. Bildungsgesetz für Laufzeitkurve und Ellipsenschar. Aus Fig. 1 folgt geometrisch:

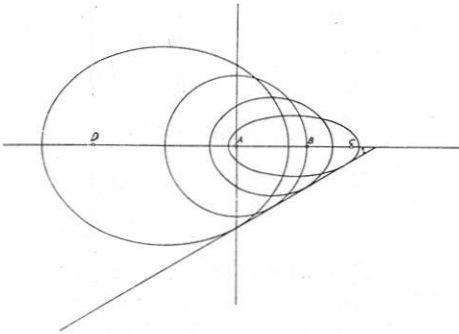


Fig. 2. Konfokale Ellipsenschar

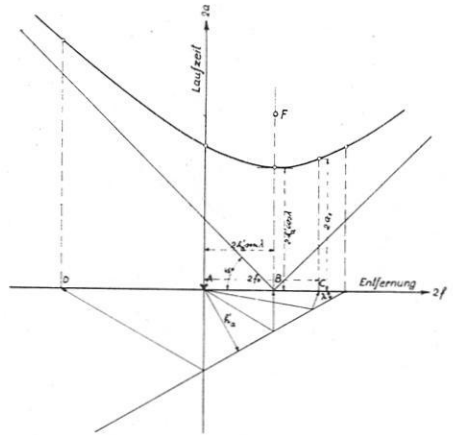


Fig. 3. Reflexionslaufzeitkurve beim Einschichtenproblem

$$\sin \alpha = \frac{h_a \operatorname{ctg} \lambda \cdot \sin 2 \lambda}{2 a} = \frac{h_a}{a} \cos^2 \lambda \dots \dots \dots (1)$$

$$m = h_a \operatorname{ctg} \lambda \cos 2 \lambda + 2 a \sqrt{1 - \frac{h_a^2}{a^2} \cos^4 \lambda} \dots \dots \dots (2)$$

ferner

$$m = h_a \operatorname{ctg} \lambda - 2 f \dots \dots \dots (3)$$

somit

$$2 f = h_a \operatorname{ctg} \lambda (1 - \cos 2 \lambda) - 2 a \sqrt{1 - \frac{h_a^2}{a^2} \cos^4 \lambda} \dots \dots \dots (4)$$

$$(2 a)^2 - (2 f - 2 h_a \sin \lambda \cos \lambda)^2 - 4 h_a^2 \cos^4 \lambda = 0 \dots \dots \dots (5)$$

Mit

$$\frac{a}{h_a} = a', \quad \frac{f}{h_a} = f' \dots \dots \dots (6)$$

erhält man

$$(2 a')^2 - (2 f' - 2 \sin \lambda \cos \lambda)^2 - (2 \cos^2 \lambda)^2 = 0 \dots \dots \dots (7)$$

Hierdurch ist eine Schar gleichseitiger Hyperbeln dargestellt mit der Halbachsenlänge =  $2 \cos^2 \lambda$  und der Mittelpunktsverschiebung auf der  $2 f$ -Achse =  $2 \sin \lambda \cos \lambda$ .

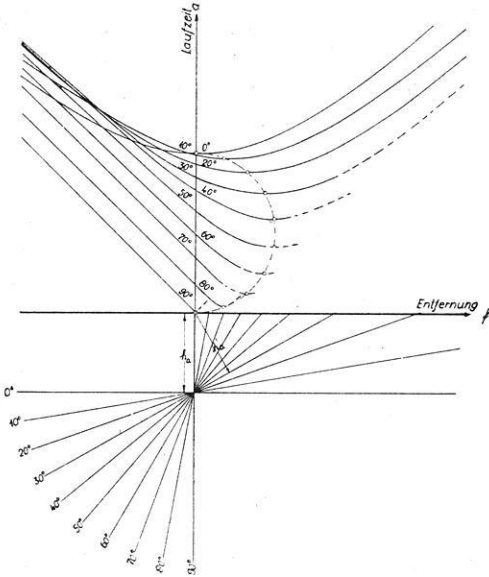


Fig. 4.  
Schar der Reflexionslaufzeitkurven für Schichten verschiedener Neigung aber konstanter Teufe

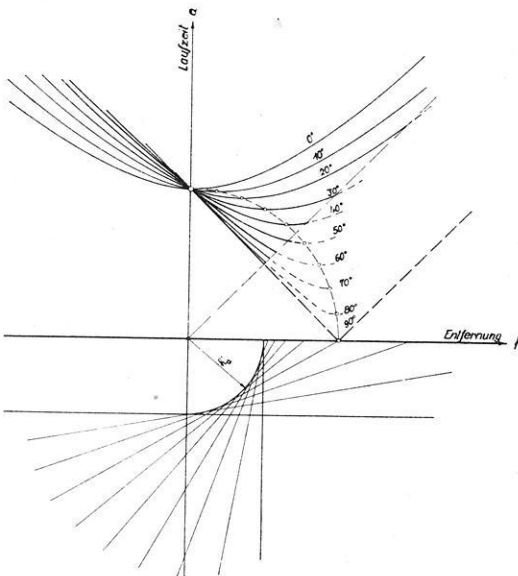


Fig. 5.  
Schar der Reflexionslaufzeitkurven für Schichten verschiedener Neigung aber konstantem Abstand

Dies ist also das Bildungsgesetz der Ellipsen und gleichzeitig der Laufzeitkurven für Schichten verschiedener Neigung, aber konstanter Teufe unter dem Sprengpunkt (Fig. 4). Setzt man

$$\left. \begin{aligned} h'_a &= h_a \cos \lambda \\ \text{und} \\ \frac{a}{h'_a} &= a', \quad \frac{f}{h'_a} = f', \end{aligned} \right\} (8)$$

so erhält man

$$\left. \begin{aligned} (2 a')^2 - (2 f' - 2 \sin \lambda)^2 \\ - (2 \cos \lambda)^2 = 0 \end{aligned} \right\} (9)$$

also wieder eine Schar gleichseitiger Hyperbeln mit der Halbachsenlänge =  $2 \cos \lambda$  und der Mittelpunktsverschiebung auf der  $2 f$ -Achse =  $2 \sin \lambda$ .

Dieses Bildungsgesetz entspricht Schichten verschiedener Neigung, aber einem konstanten senkrechten Abstand vom Sprengpunkt (Fig. 5).

Je nachdem man den rechten oder linken Teil der Laufzeitkurven in bezug auf den Sprengpunkt konstruiert, erhält man verschiedene Kurven, so daß also der Sprengpunkt ein Unstetigkeitspunkt ist. Es sind also die Kurven „aufwärts“ bzw. „abwärts“ grundsätzlich verschieden.

2. Ermittlung von Teufe und Schichtneigung aus mindestens zwei gemessenen Laufzeiten  $2a$  in Entfernungen  $2f$  vom Sprengpunkt.



Aus Gleichung (5) folgt im ersten Beobachtungspunkt:

$$a_1^2 - f_1^2 + 2 f_1 h'_a \sin \lambda - h_a'^2 = 0 \dots \dots \dots (10)$$

und im zweiten

$$a_2^2 - f_2^2 + 2 f_2 h'_a \sin \lambda - h_a'^2 = 0 \dots \dots \dots (11)$$

woraus man erhält:

$$\left. \begin{aligned} \sin \lambda &= \frac{h_a'^2 - a_1^2 + f_1^2}{2 f_1 h'_a} = \frac{h_a'^2 - a_2^2 + f_2^2}{2 f_2 h'_a}, \\ h'_a &= \sqrt{\frac{(a_1^2 - f_1^2) f_2 - (a_2^2 - f_2^2) f_1}{f_2 - f_1}}, \\ h_a &= h'_a / \cos \lambda. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

3. Bestimmung von Teufe und Neigung aus der Berührenden konfokaler Ellipsen, deren Parameter sich nach gleichseitigen Hyperbeln ändern.

Ellipsen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_1^2 - f_1^2} - 1 &= 0, \\ \frac{(x - \Delta f)^2}{a_2^2} + \frac{y^2}{a_2^2 - f_2^2} - 1 &= 0, \quad \Delta f = f_2 - f_1. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

Tangenten:

$$\left. \begin{aligned} \frac{x x_1}{a_1^2} + \frac{y y_1}{a_1^2 - f_1^2} - 1 &= 0, \\ \frac{(x - \Delta f)(x_2 - \Delta f)}{a_2^2} + \frac{y y_2}{a_2^2 - f_2^2} - 1 &= 0. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

Diese sollen zusammenfallen, also:

$$\left. \begin{aligned} \frac{a_1^2 - f_1^2}{a_1^2} \frac{x_1}{y_1} &= \frac{a_2^2 - f_2^2}{a_2^2} \frac{x_2 - \Delta f}{y_2}, \\ (a_1^2 - f_1^2) \cdot \frac{1}{y_1} &= \frac{a_2^2 - f_2^2}{a_2^2} \frac{x_2 - \Delta f}{y_2} \Delta f + (a_2^2 - f_2^2) \cdot \frac{1}{y_2}, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15)$$

somit

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{a_1^2 (x_2 - \Delta f)}{a_2^2 + (x_2 - \Delta f) \Delta f}, \\ y_1 &= \frac{a_1^2 - f_1^2}{a_2^2 - f_2^2} \frac{a_2^2 y_2}{(x_2 - \Delta f) \Delta f + a_2^2}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

Ferner müssen die Berührungspunkte auf den Ellipsen (13) liegen, dies gibt

$$y_2^2 = \frac{a_2^2 - f_2^2}{a_2^2} \{a_2^2 - (x_2 - \Delta f)^2\} \dots \dots \dots (17)$$

Dies führt mit

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= a_1^2 \left(1 - \frac{a_1^2 - f_1^2}{a_2^2 - f_2^2} \frac{a_2^2}{a_1^2}\right) - \Delta f^2, \\ \beta &= -2 \Delta f (\alpha + a_2^2), \\ \gamma &= \alpha \Delta f^2 + a_2^2 \{\Delta f^2 - \alpha + a_1^2 - a_2^2\} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (18)$$

zu der quadratischen Gleichung zur Bestimmung von  $x_2$ :

$$\alpha x_2^2 + \beta x_2 + \gamma = 0 \dots \dots \dots (19)$$

und zur Tiefe unter dem Sprengpunkt:

$$h = \frac{a_1^2 - f_1^2}{y_1} \left( 1 + \frac{f_1}{a_1^2} x_1 \right) \dots \dots \dots (20)$$

Anwendungsbeispiel. In einem ebenen Gelände sind in den Entfernungen von  $2 f_1 = 282$  m und  $2 f_2 = 460$  m die Laufzeiten

$$2 T_1 = 0.408 \text{ sec und } 2 T_2 = 0.436 \text{ sec,}$$

ferner die Laufzeiten in der geraden Verbindungslinie

$$2 T_{01} = 0.235 \text{ sec, } 2 T_{02} = 0.383 \text{ sec}$$

gemessen worden.

Es sind Schichtneigung und Tiefe unter dem Sprengpunkt zu bestimmen. Mit  $f_1 = 141$ ,  $f_2 = 230$ ,  $a_1 = 245$ ,  $a_2 = 262$  ergibt sich aus (12):

$$h'_a = 280.5, \quad \lambda = 29^\circ 20', \quad h_a = 323 \text{ m,}$$

aus (18):

$$\alpha = -12.19 \cdot 10^4, \quad x_2 = +288, \quad y_2 = -80,$$

$$\beta = +9.50, \quad x_1 = +139, \quad y_1 = -164,$$

$$\gamma = +73.39,$$

$$\lambda = 29^\circ 30', \quad h_a = 325 \text{ m.}$$

4. *Seismische Lotung.* Darunter soll verstanden werden die Reflexion in sich, d. h. unter dem Reflexionswinkel  $o$ . Hierzu ist eine Apparatur erforderlich, welche ohne Trägheit und ohne Nachschwingungen arbeitet, wie z. B. das Piezoquarz-Seismometer.

Aus Fig. 6 folgt:

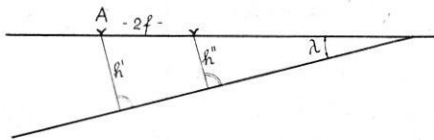


Fig. 6. Seismische Lotung

$$h'' = h' \left( 1 - \frac{2f}{h'} \sin \lambda \right),$$

$$a' = h',$$

$$a'' = h'',$$

$$\frac{da}{d(2f)} = -\sin \lambda,$$

d. h. die Laufzeitkurve wird eine Gerade, und ihr Neigungswinkel ist  $-\arctg(\sin \lambda)$ .

Notwendig sind somit zur Ermittlung von Neigung und Tiefe zwei Lotungsstellen, oder die Schicht ist gemeinsame Berührende an zwei Kreise.

### b) Zweischichtenproblem

Wir betrachten zunächst nur den Teil, der rechts vom Sprengpunkt liegt, also den Fall „aufwärts“.

Laufzeit:

$$2T = \frac{\overline{AC}}{v_1} + \frac{\overline{DB}}{v_1} + \frac{\overline{CE} + \overline{ED}}{v_2} \dots \dots \dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\overline{CE} + \overline{ED}}{v_2} &= \frac{1}{v_2} \left\{ \frac{h_a \cos \lambda_2}{\cos i_2} + \frac{h_a \cos \lambda_2}{\cos i_2} - \frac{2f \sin \lambda_2}{\cos i_2} \right\} \\ &= \frac{1}{v_2 \cos i_2} \{ 2h_a \cos \lambda_2 - 2f \sin \lambda_2 \}, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

$$h_a = \frac{H_2 \cos (\lambda_1 + \lambda_2)}{\cos \lambda_2} - \frac{H_1 \sin (i_a + \lambda_1) \sin \lambda_2}{\cos i_a \cos \lambda_2} \dots \dots \dots (3)$$

$$2f = \frac{2F}{\cos \lambda_1} - \frac{\sin (i_b - \lambda_1)}{\cos i_b} \left( H_1 - 2F \frac{\sin \lambda_1}{\cos \lambda_1} \right) - H_1 \frac{\sin (i_a + \lambda_1)}{\cos i_a} \dots (4)$$

$$h_1 = H_1 - 2F \operatorname{tg} \lambda_1 \dots \dots \dots (5)$$

$$\overline{AC} = H_1 \frac{\cos \lambda_1}{\cos i_a} \dots \dots \dots (6)$$

$$\overline{DB} = h_1 \frac{\cos \lambda_1}{\cos i_b} = H_1 \frac{\cos \lambda_1}{\cos i_b} - 2F \frac{\sin \lambda_1}{\cos i_b} \dots \dots \dots (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \sin i_a &= \frac{v_1}{v_2} \sin (i_2 + \lambda_2), \\ \sin i_b &= \frac{v_1}{v_2} \sin (i_2 - \lambda_2). \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

Laufzeit:

$$\left. \begin{aligned} 2T &= \frac{H_1}{v_1} \cos \lambda_1 \left( \frac{1}{\cos i_a} + \frac{1}{\cos i_b} \right) - \frac{2F \sin \lambda_1}{v_1 \cos i_b} \\ &\quad + \frac{1}{v_2 \cos i_2} \left\{ 2H_2 \cos (\lambda_1 + \lambda_2) - \frac{\sin \lambda_2}{v_2 \cos i_2} \right. \\ &\quad \cdot \left. \left\{ \frac{2F}{\cos \lambda_1} - \frac{\sin (i_b - \lambda_1)}{\cos i_b} \right\} (H_1 - 2F \operatorname{tg} \lambda_1) - H_1 \frac{\sin (i_a + \lambda_1)}{\cos i_a} \right\}. \end{aligned} \right\} (9)$$

Den funktionellen Zusammenhang zwischen  $T$  und  $F$  kann man daraus nicht erkennen, weil der Reflexionswinkel  $i$  (in unbekannter Weise) noch von  $F$  abhängt.

Man kann jedoch, um wenigstens einen allgemeinen Einblick in den Aufbau dieser Laufzeitkurven zu gewinnen, von dem Einschichtproblem ausgehen, das auf gleichseitige Hyperbeln geführt hat. In die dortigen Bestimmungselemente sind die der oberen Schicht entsprechenden Beziehungen einzuführen. Dabei zeigt sich, daß beim Zweischichtenproblem diese Beziehungen praktisch linear sind. Man kann also setzen:

$$\left. \begin{aligned} f &= k_1 F, \\ 2a &= 2A + k_2 (2F) + k_3, \\ h_a \cos \lambda &= k_4 (2F) + k_5, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

wobei mit wechselnden Schichtenkonstanten auch die Konstanten  $k_1$  bis  $k_5$  sich ändern.

Durch Einsetzen von (10) in die frühere Gleichung:

$$(2a)^2 - (2f - 2h_a \cos \lambda \sin \lambda)^2 - 4h_a^2 \cos^2 \lambda \cdot \cos^2 \lambda = 0 \dots (11)$$

erhält man für die Schar von Laufzeitkurven die allgemeine Gleichung 2. Grades:

$$A_0(2A)^2 + B_0(2F)^2 + 2C_0(2A)(2F) + 2D_0(2A) + 2E_0(2F) + F_0 = 0. \quad (12)$$

Diese stellt eine Schar von Hyperbeln dar, falls

$$\delta = A_0E_0^2 + B_0D_0^2 - 2C_0D_0E_0 - A_0B_0F_0 + C_0^2F_0 \dots (13)$$

von Null verschieden ist und nicht gleichzeitig  $A_0B_0 - C_0^2$  positiv bzw.  $(A_0 + B_0)$   $\delta$  negativ und wenn  $A_0B_0 - C_0^2 < 0$  ist.

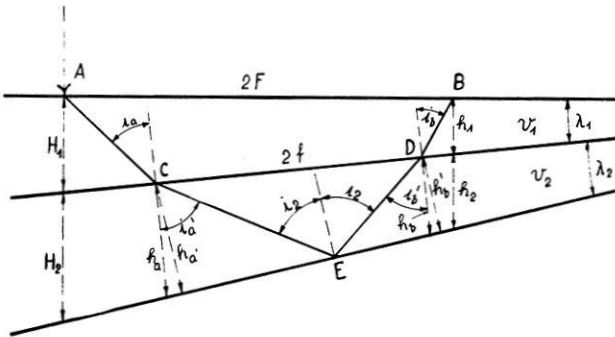


Fig. 7. Reflexion beim Zweischichtenproblem

Um die Hyperbeln konstruieren zu können, benötigt man den Mittelpunkt aus:

$$x_m = \frac{C_0E_0 - B_0D_0}{A_0B_0 - C_0^2}; \quad y_m = \frac{C_0D_0 - A_0E_0}{A_0B_0 - C_0^2} \dots (14)$$

ferner die Winkel der Hauptachsen der Hyperbeln gegen die  $x$ -Achse aus:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sqrt{(A_0 - B_0)^2 + 4C_0^2} - (A_0 - B_0)}{2C_0} \dots (15)$$

und die Halbachsen der Hyperbeln aus:

$$\left. \begin{aligned} a^2 &= \frac{\delta}{2(A_0B_0 - C_0^2)^2} \{A_0 + B_0 - \sqrt{(A_0 - B_0)^2 + 4C_0^2}\} \\ \pm b^2 &= \frac{\delta}{2(A_0B_0 - C_0^2)^2} \{A_0 + B_0 \pm \sqrt{(A_0 - B_0)^2 + 4C_0^2}\}. \end{aligned} \right\} \dots (16)$$

Die Laufzeitkurven sind somit Scharen von allgemeinen Hyperbeln, deren Parameter von den Untergrundsverhältnissen bedingt sind und die beliebig liegen. Die Hyperbeln links und rechts vom Sprengpunkt, desgleichen die zwischen zwei Sprengpunkten liegenden aufwärts und abwärts, sind grundsätzlich verschieden.

Da die allgemeine Gleichung 2. Grades fünf Konstanten enthält und tatsächlich die fünf unbekannt Parameter  $H_1 H_2 \lambda_1 \lambda_2 v_1/v_2$  auftreten, so entspricht der Ansatz den a priori zu stellenden Erwartungen.

Prüfung der beobachteten Laufzeitkurven durch Berechnung der allgemeinen Hyperbeln. Gegeben seien die beobachteten Laufzeitkurven, die zu einer bestimmten Schichtenfolge gehören, nämlich zu

$$\begin{aligned} H_1 &= 338 \text{ m}, & H_2 &= 775 \text{ m}, \\ \lambda_1 &= 17^\circ 20', & \lambda_2 &= 15^\circ 20', \\ v_1/v_2 &= 0.500. \end{aligned}$$

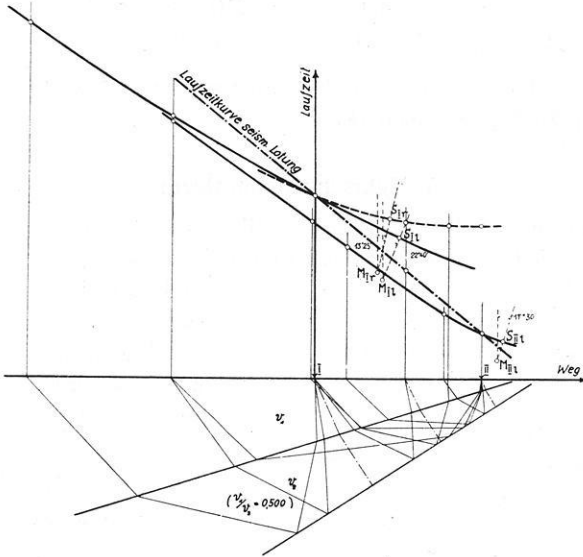


Fig. 8. Reflexionslaufzeitkurven beim Zweischichtenproblem

Durch eine graphische Behandlung ergaben sich die Beziehungen:

in Punkt I, rechter Ast:  $f = 0.666 F,$   
 $2 A - 2 a = 659 - 0.265 (2 F),$   
 $h'_a = 329 - 0.036 (2 F);$

in Punkt I, linker Ast:  $f = 0.650 F,$   
 $2 A - 2 a = 659 - 0.348 (2 F),$   
 $h'_a = 329 - 0.036 (2 F);$

in Punkt II, linker Ast:  $f = 0.741 F;$   
 890 m rechts vom Punkt I:  $2 A - 2 a = 122 - 0.353 (2 F),$   
 $h'_a = 106 - 0.003 (2 F).$

Dies gibt durch Einsetzen in Gleichung (11) folgende Hyperbeln:

$$\text{I R } (2A)^2 - 0.048 (2F)^2 + 0.530 (2A)(2F) - 1.318 (2A) - 0.267 (2F) + 0.325 = 0,$$

$$\text{I L } (2A)^2 + 0.008 (2F)^2 + 0.696 (2A)(2F) - 1.318 (2A) - 0.379 (2F) + 0.326 = 0,$$

$$\text{II L } (2A)^2 - 0.013 (2F)^2 + 0.706 (2A)(2F) - 0.244 (2A) - 0.064 (2F) + 0.0035 = 0;$$

mit Mittelpunkten, Achsen und Achsdrehungen:

$$\text{I R } x_m = + 571; \quad y_m = + 333; \quad a = 303, \quad b = 930 \text{ m}; \quad \alpha = + 13^\circ 25';$$

$$\text{I L } x_m = + 535; \quad y_m = + 356; \quad a = 250, \quad b = 850 \text{ m}; \quad \alpha = + 22^\circ 40';$$

$$\text{II L } x_m = + 93; \quad y_m = + 82; \quad a = 98, \quad b = 250 \text{ m}; \quad \alpha = + 17^\circ 30'.$$

Die beobachteten Laufzeitkurven fallen innerhalb der Fehlergrenzen mit den ermittelten Hyperbeln zusammen (Fig. 8).

### c) Mehrschichtenproblem

Um zu einer allgemeinen Beziehung für die Gleichung der Laufzeitkurven zu gelangen, wurde wieder von der Reflexion an der untersten Schicht ausgegangen

und das Ergebnis der mehrfachen Brechung hinzugefügt.

Das drückt sich beispielsweise bei drei Schichten darin aus, daß jetzt quadratische Beziehungen auftreten (s. Fig. 9):

$$2f = q_1(2F)^2 + q_2(2F) + q_3,$$

$$2A - 2a = r_1(2F)^2 + r_2(2F) + r_3,$$

$$h'_a = s_2(2F) + r_3.$$

Dies führt durch Einsetzen in Gleichung (11) zu einer Gleichung 4. Grades mit acht Konstanten:

$$(2F)^4 + k_1(2A)(2F)^3 + k_2(2F)^3 + k_3(2A)^2 + k_4(2F)^2 + k_5(2A)(2F) + k_6(2A) + k_7(2F) + k_8 = 0.$$

Mit jeder neuen Schicht kommen somit drei neue Konstanten hinzu, die Veranlassung dazu sind, den Grad der Kurvengleichung zu erhöhen und die jeweils den drei hinzukommenden

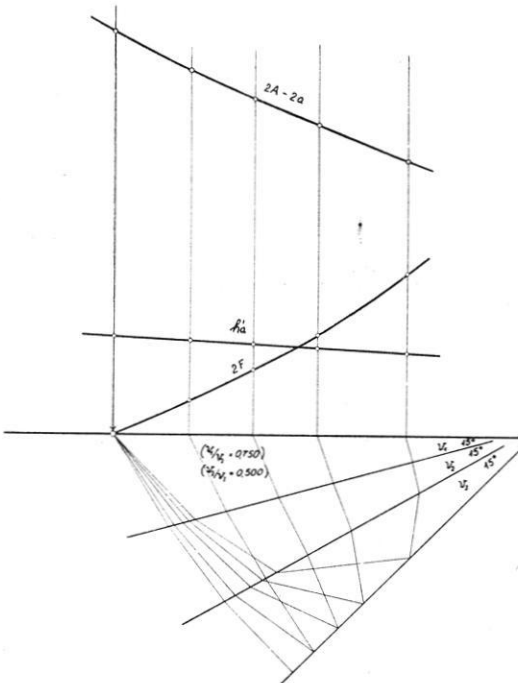


Fig. 9. Übergang zum Reflexionsmehrschichtenproblem

neuen Unbekannten, Teufe, Neigung und Geschwindigkeitsverhältnis, entsprechen. Selbstverständlich ergeben sich jeweils verschiedene Kurven, je nachdem man rechts oder links vom Sprengpunkt beobachtet. Für die numerische Auflösung der Gleichungen würde diese Eigenschaft natürlich von Vorteil und sicher auch nötig sein, wenn sie in Strenge überhaupt auflösbar wären.

Im Gegensatz zu diesen komplizierten Kurven stehen die stets einfachen bei der Refraktion, bei der beide Beobachtungsrichtungen eingesetzt werden können und müssen und zur erfolgreichen numerischen Auswertung führen.

#### d) Seismische Lotung beim Mehrschichtenproblem

Es bleibt hier zu zeigen, daß im Falle der senkrechten Reflexion an der letzten Schicht die Laufzeitkurve stets eine gerade Linie wird. Es genügt hierfür bereits die Ableitung an zwei Schichten.

Laufzeit:

$$\overline{BC} = H_2 \frac{\cos \lambda_2}{\cos \xi},$$

$$\overline{CD} = H_3 \cos (\lambda_2 + \lambda_3) - \frac{H_2 \sin (\lambda_2 + \xi)}{\cos \xi} \sin \lambda_3.$$

Gesamtzeit:

$$2 T' = 2 \frac{H_2'}{v_2} \frac{\cos \lambda_2}{\cos \xi} + \frac{2 H_3'}{v_3} \cos (\lambda_2 + \lambda_3) - \frac{2 H_2'}{v_2} \frac{\sin (\lambda_2 + \xi)}{\cos \xi} \sin \lambda_3,$$

$$\sin \xi = \frac{v_2}{v_3} \sin \lambda_3;$$

$$\left[ \sin \eta = \frac{v_2}{v_3} \sin (\lambda_2 + \xi) \right],$$

$$H_2' = H_2 - 2f \operatorname{tg} \lambda_2,$$

$$H_3' = H_2 + H_3 - H_2' - 2f \operatorname{tg} (\lambda_2 + \lambda_3),$$

$$\frac{dT'}{df} = \frac{-2 \sin \lambda_2}{v_2 \sqrt{1 - (v_2/v_3)^2 \sin^2 \lambda_3}}$$

$$+ \frac{2 \cos (\lambda_2 + \lambda_3)}{v_3} (\operatorname{tg} \lambda_2 - \operatorname{tg} (\lambda_2 + \lambda_3))$$

$$+ \frac{2}{v_3} \operatorname{tg} \lambda_2 \frac{\sin \{ \lambda_2 + \arcsin [(v_2/v_3) \sin \lambda_3] \}}{\sqrt{1 - (v_2/v_3)^2 \sin^2 \lambda_3}} \\ = \text{const.}$$

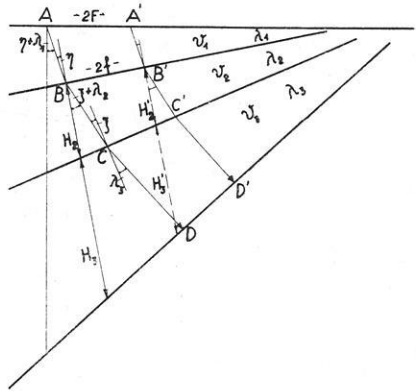


Fig. 10. Seismische Lotung beim Mehrschichtenproblem

Diese Gleichung würde, da  $dT'/df$  meßbar ist, die Unbekannte  $\lambda_3$  liefern, falls sie explizite darstellbar wäre. In diesem Zustand ist sie nur für eine sukzessive Auflösung zu gebrauchen. Es ist ersichtlich, daß die Laufzeitkurve eine gerade Linie sein muß.

## B. Refraktion der elastischen Welle

### a) Zweischichtenproblem\*)

α) Teilstück rechts von A:

Laufzeit:

$$2T = \frac{d}{v_1} + \frac{c}{v_2} + \frac{b}{v_1} = \frac{d}{v_1} + \frac{c \sin i}{v_1} + \frac{b}{v_1} \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{v_1}{v_2} = \sin i \dots \dots \dots (2)$$

$$d = \frac{h \cos \lambda}{\cos i} \dots \dots \dots (3)$$

$$b = \frac{h \cos \lambda - 2f \operatorname{tg} \lambda \cos \lambda}{\cos i} = \frac{h \cos \lambda - 2f \sin \lambda}{\cos i} \dots \dots \dots (4)$$

$$c = \frac{2f \cos(i - \lambda)}{\cos i} = \frac{2h \cos \lambda \sin i}{\cos i} \dots \dots \dots (5)$$

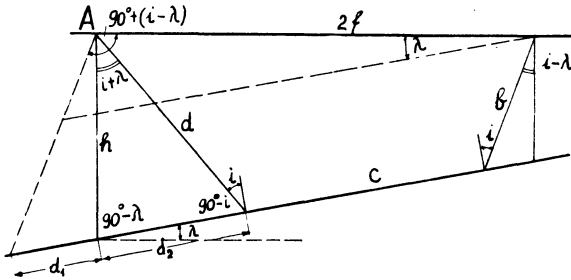


Fig. 11. Refraktion beim Zweischichtenproblem

daraus folgt:

$$2T = \frac{1}{v_1} \{ 2h \cos \lambda \cos i + 2f \sin(i - \lambda) \} \dots \dots \dots (6)$$

β) Teilstück links von A:

$$2T = \frac{1}{v_1} \{ 2h \cos \lambda \cos i + 2f \sin(i + \lambda) \} \dots \dots \dots (7)$$

\*) Die Bezeichnungsnummer ist bei der Refraktion um eine Nummer höher als bei der Reflexion, weil man über die Geschwindigkeit bereits in der nächsten Schicht eine Aussage erhält. Die Behandlung der Aufgabe geschieht unter Verwendung der von O. v. Schmidt angegebenen bekannten Lösungen, Zeitschr. f. Geophys. 1928, S. 134 und 1931, S. 37.



Wir setzen

$$2 T \cdot v_1 = 2 a . . . . . (8)$$

und erhalten

$$\frac{2 a}{2 h \cos \lambda \cos i} + \frac{2 f}{(-2 h \cos \lambda \cos i) / \sin (i - \lambda)} - 1 = 0 . . . . . (9)$$

ferner

$$\frac{2 a}{2 h \cos \lambda \cos i} + \frac{2 f}{(-2 h \cos \lambda \cos i) / \sin (i + \lambda)} - 1 = 0 . . . . . (10)$$

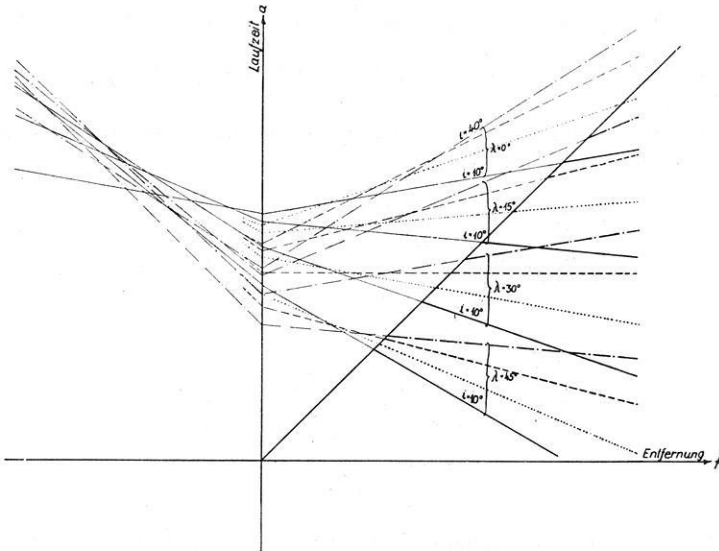


Fig. 12. Refraktionslaufzeitkurven beim Zweisichtenproblem

Mit

$$\frac{a}{h} = a', \quad \frac{f}{h} = f'$$

wird erhalten:

$$\frac{2 a'}{2 \cos \lambda \cos i} + \frac{2 f'}{(-2 \cos \lambda \cos i) / \sin (i - \lambda)} - 1 = 0 . . . . . (11)$$

$$\frac{2 a'}{2 \cos \lambda \cos i} + \frac{2 f'}{(-2 \cos \lambda \cos i) / \sin (i + \lambda)} - 1 = 0 . . . . . (12)$$

Geradenscharen mit den Achsabschnitten:

$$\left. \begin{array}{l} 2 \cos \lambda \cos i \quad \text{und} \quad -2 \cos \lambda \cos i / \sin (i - \lambda), \\ 2 \cos \lambda \cos i \quad \text{und} \quad -2 \cos \lambda \cos i / \sin (i + \lambda); \end{array} \right\} . . . . . (13)$$

mit den Neigungswinkeln  $\alpha, \beta$  gegen die Zeitachse:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{ctg} \alpha &= \frac{1}{v_1} \sin(i - \lambda), \\ \operatorname{ctg} \beta &= \frac{1}{v_1} \sin(i + \lambda); \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

in den Achspunkten der 2  $a$ -Achse:

$$2 \cos \lambda \cos i.$$

In der Fig. 12 sind die vier Geradenbüschel gezeichnet für

$$\left. \begin{aligned} \frac{v_1}{v_2} = 0.500 \end{aligned} \right\} \begin{array}{cccc} i = 10^\circ & 20^\circ & 30^\circ & 40^\circ \\ \lambda = 0^\circ & 15^\circ & 30^\circ & 45^\circ \end{array}$$

In der Gleichung (6) sind die drei Unbekannten  $i, \lambda, h$  enthalten,  $v_1$  als bereits ermittelt vorausgesetzt.

Die Doppelgerade liefert durch drei Beobachtungen *ein und derselben* Sprengung die drei Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} 2 v_1 T_1 &= 2 h \cos \lambda \cos i + 2 f_1 \sin(i - \lambda), \\ 2 v_1 T_2 &= 2 h \cos \lambda \cos i + 2 f_2 \sin(i - \lambda), \\ 2 v_1 T_3 &= 2 h \cos \lambda \cos i + 2 f_3 \sin(i + \lambda); \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15)$$

daraus:

$$\frac{\sin(i - \lambda)}{v_1} = \frac{2 T_3 - 2 T_1}{2 f_2 - 2 f_1} = \operatorname{ctg} \alpha \dots \dots \dots (16)$$

$$\frac{\sin(i + \lambda)}{v_1} = \frac{2 T_3 - 2 T_1}{2 f_3} + \frac{2 f_1}{2 f_3} \frac{2 T_2 - 2 T_1}{2 f_2 - 2 f_1} = \operatorname{ctg} \beta \dots \dots \dots (17)$$

$$h = \frac{1}{\cos i \cos \lambda} \{ v_1 T_1 - f_1 \sin(i - \lambda) \} \dots \dots \dots (18)$$

Einfacher werden die expliziten Formeln, wenn man statt drei Beobachtungen deren vier, und zwar je zwei rechts und links von der Sprengung macht; man hat also hinzuzufügen die vierte Gleichung:

$$2 v_1 T_4 = 2 h \cos \lambda \cos i + 2 f_4 \sin(i + \lambda) \dots \dots \dots (19)$$

Dies gibt:

$$\frac{\sin(i - \lambda)}{v_1} = \frac{2 T_2 - 2 T_1}{2 f_2 - 2 f_1} = \frac{dT}{df} \dots \dots \dots (20)$$

$$\frac{\sin(i + \lambda)}{v_1} = \frac{2 T_4 - 2 T_3}{2 f_4 - 2 f_3} = \frac{dT'}{df} \dots \dots \dots (21)$$

$$h = \frac{2 v_1 T_1 - 2 f_1 \sin(i - \lambda)}{2 \cos i \cos \lambda} \quad \text{und} \quad h = \frac{2 v_1 T_3 - 2 f_3 \sin(i + \lambda)}{2 \cos i \cos \lambda} \dots \dots (22)$$

Man kann auch irgend zwei andere zusammengehörige Werte  $T$  und  $f$  einführen, z. B. den Knickpunkt  $2 f_0$  und erhält wie gewöhnlich:

$$h = 2 f_0 \frac{1 - \sin(i - \lambda)}{2 \cos i \cos \lambda} \quad \text{und} \quad h = 2 f_0' \frac{1 - \sin(i + \lambda)}{2 \cos i \cos \lambda} \dots \dots (23)$$

Praktisch sind häufig besser als Beobachtungen links und rechts vom Sprengpunkt solche durch Benutzung eines zweiten Sprengpunktes (II). Dann gelten folgende Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} 2 v_1 T_1 &= 2 h_u \cos \lambda \cos i + 2 f_1 \sin (i - \lambda), \\ 2 v_1 T_2 &= 2 h_u \cos \lambda \cos i + 2 f_2 \sin (i - \lambda), \\ 2 v_1 T_3 &= 2 h_0 \cos \lambda \sin i + 2 (f - f_1) \sin (i + \lambda), \\ 2 v_1 T_4 &= 2 h_0 \cos \lambda \sin i + 2 (f - f_2) \sin (i + \lambda), \\ h_0 &= h_u - 2 f \operatorname{tg} \lambda; \end{aligned} \right\} \dots \dots (24)$$

$$\frac{\sin (i - \lambda)}{v_1} = \frac{2 T_2 - 2 T_1}{2 f_2 - 2 f_1}, \quad \frac{\sin (i + \lambda)}{v_1} = \frac{2 T_4 - 2 T_3}{2 f_2 - 2 f_1} \dots \dots (25)$$

zur Ermittlung von  $v_2, h_u, \lambda$  aus zwei Beobachtungsstellen mittels zweier Sprengpunkte. Die Einführung des Knickpunktes ist jedoch nicht unbedingt erforderlich.

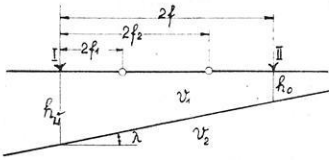


Fig. 13. Zwei Sprengpunkte

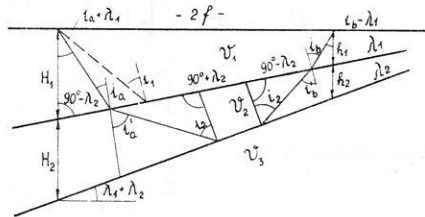


Fig. 14.

Refraktion beim Dreischichtenproblem

### b) Dreischichtenproblem

I. Seite rechts von der Sprengstelle (Fig. 14). Nach O. v. Schmidt beträgt die Laufzeit hier:

$$2 T = \frac{1}{v_1} \left[ 2 f \sin (i_b - \lambda_1) + H_1 \{ \cos (i_a + \lambda_1) + \cos (i_b - \lambda_1) \} + 2 H_2 \sin i_1 \cos i_2 \cos (\lambda_1 + \lambda_2) \right] \dots \dots (1)$$

Daraus folgt:

$$\left( \frac{dT}{df} \right)_{(s)} = \frac{1}{v_1} \sin (i_b - \lambda_1) \dots \dots \dots (2)$$

$$\left( \frac{dT}{df} \right)_{(f)} = \frac{1}{v_1} \sin (i_a + \lambda_1) \dots \dots \dots (3)$$

$i_a$  und  $i_b$  werden wie folgt ausgedrückt:

$$i_b = \arcsin \frac{v_2}{v_3} \dots \dots \dots (4)$$

$$i_a = 90^\circ - \arcsin \frac{v_2}{v_3} - \lambda_2 \dots \dots \dots (5)$$

$$i_b = 90^\circ - \arcsin \frac{v_2}{v_3} + \lambda_2 \dots \dots \dots (6)$$

$$i_a = \arcsin \left[ \frac{v_1}{v_2} \cos \left( \arcsin \frac{v_2}{v_3} + \lambda_2 \right) \right] \dots \dots \dots (7)$$

$$i_b = \arcsin \left[ \frac{v_1}{v_2} \cos \left( \arcsin \frac{v_2}{v_3} - \lambda_2 \right) \right] \dots \dots \dots (8)$$

Um das Gesetz der Schar zu finden, setzen wir

$$2 T \cdot v_1 = 2 a \dots \dots \dots (9)$$

und

$$H_1 \{ \cos (i_a + \lambda_1) + \cos (i_b - \lambda_1) \} + 2 H_2 \sin i_1 \cos i_2 \cdot \cos (\lambda_1 + \lambda_2) = C_1, (10)$$

$$C_1 = H_1' + H_2 c_1 \cos (\lambda_1 + \lambda_2) \dots \dots \dots (11)$$

mit

$$\left. \begin{aligned} H_1' &= H_1 \left\{ \sqrt{1 - v_1^2 \left( \frac{dT}{df} \right)_{(f)}^2} + \sqrt{1 - v_1^2 \left( \frac{dT}{df} \right)_{(s)}^2} \right\}, \\ c_1 &= 2 \frac{v_1}{v_2} \sqrt{1 - \left( \frac{v_2}{v_3} \right)^2}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

Dann erhält man die Gleichung

$$\frac{2 a}{C_1} + \frac{2 f}{-C_1/v_1 \left( \frac{dT}{df} \right)_{(s)}} - 1 = 0 \dots \dots \dots (13)$$

Um alles im Maßstab  $H_2$  auszudrücken, wird gesetzt:

$$\frac{a}{H_2} = a', \quad \frac{f}{H_2} = f', \quad \frac{C_1}{H_2} = C_1' = \frac{H_1'}{H_2} + c_1 \cos (\lambda_1 + \lambda_2) \dots \dots (14)$$

somit:

$$\frac{2 a_1'}{C_1'} + \frac{2 f_1'}{-C_1'/v_1 \left( \frac{dT}{df} \right)_{(s)}} - 1 = 0 \dots \dots \dots (15)$$

Das ist eine Geradenschar mit dem Achsabschnitt auf der Zeitachse

$$\frac{H_1'}{H_2} + c_1 \cos (\lambda_1 + \lambda_2) \dots \dots \dots (16)$$

und dem Neigungswinkel  $\alpha$  gegen die Zeitachse aus

$$\operatorname{ctg} \alpha = \left( \frac{dT}{df} \right)_{(s)} = \frac{1}{v_1} \sin \left\{ \arcsin \left[ \frac{v_1}{v_2} \cos \left( \arcsin \frac{v_2}{v_3} - \lambda_2 \right) \right] - \lambda_1 \right\} \dots (17)$$

II. In umgekehrter Richtung:

$$2 T = \frac{1}{v_1} \left\{ \begin{aligned} &[2 f \sin (i_a + \lambda_1) + h_1 \{ \cos (i_a + \lambda_1) + \cos (i_b - \lambda_1) \}] \\ &+ 2 h_2 \sin i_1 \cos i_2 \cos (\lambda_1 + \lambda_2) \end{aligned} \right\} \dots \dots (18)$$

Ähnlich wie vorhin setzen wir das 2. und 3. Glied =  $C_2$ :

$$C_2 = h'_1 + h_2 c_1 \cos(\lambda_1 + \lambda_2) \dots \dots \dots (19)$$

$$h'_1 = h_1 \{ \} \dots \dots \dots (20)$$

ferner:

$$\frac{a}{h_2} = a'_2, \quad \frac{f}{h_2} = f'_2, \quad \frac{C_2}{h_2} = C'_2 = \frac{h'_1}{h_2} + c_1 \cos(\lambda_1 + \lambda_2) \dots \dots (21)$$

und erhalten die Gleichung:

$$\frac{2a'_2}{C'_2} + \frac{2f'_2}{-C'_2/v_1 \left(\frac{dT}{df}\right)_{(f)}} - 1 = 0 \dots \dots \dots (22)$$

Dies ist eine *Geradenschar* mit dem Achsabschnitt auf der Zeitachse (der im Falle der Beobachtung auf der linken und rechten Seite vom Sprengpunkt mit dem früheren Achsabschnitt identisch ist):

$$\frac{h'_1}{h_2} + c_1 \cos(\lambda_1 + \lambda_2), \dots \dots \dots (23)$$

und dem Neigungswinkel  $\beta$  gegen die Zeitachse aus:

$$\text{ctg } \beta = \left(\frac{dT}{df}\right)_{(f)} = \frac{1}{v_1} \sin \left\{ \arcsin \left[ \frac{v_1}{v_2} \cos \left( \arcsin \frac{v_2}{v_3} + \lambda_2 \right) \right] + \lambda_1 \right\} \dots (24)$$

Damit lassen sich die Geradenscharen, die zu den Werten  $v_1, v_2, v_3, \lambda_1, \lambda_2$  gehören, darstellen.

### c) Mehrschichtenproblem

Der tg des Neigungswinkels der Laufzeitkurve gegen die Zeitachse ist gleich der „Schein­geschwindigkeit“  $v_{(f)}, v_{(g)}$ . Diese ist von Schicht zu Schicht und zu beiden Seiten vom Sprengpunkt verschieden.

Aus der Formelableitung von O. v. Schmidt folgt, daß alle gemessenen Scheingeschwindigkeiten sofort über die Größe des Emergenzwinkels an beiden Strahlenden Aufschluß geben. Überhaupt folgt daraus, daß sämtliche Winkel nur von den Schichtneigungen und Geschwindigkeiten, nicht aber von den Entfernungen und Teufen abhängen (wie das bei der Reflexion der Fall ist).

Diese Regel gilt nicht nur für drei, sondern auch für mehr Schichten.

Durch sukzessives Vorrücken erhält man so auf einfachste Weise zunächst die *Schichtneigungen* nach den Formeln (a. a. O., S. 44):

$$\sin(i_a + \lambda_{n-1}) = \frac{v_1}{v_{n(f)}}$$

$$\sin(i_b - \lambda_{n-1}) = \frac{v_1}{v_{n(g)}}$$

Daraus folgt

für Schicht I . . . . . die Unbekannte  $v_1$ ;

„ „ II  $\left. \begin{aligned} \sin(i_1 + \lambda_1) &= v_1/v_{2(f)} \\ \sin(i_1 - \lambda_1) &= v_1/v_{2(s)} \end{aligned} \right\}$  daraus  $i_1, \lambda_1, v_2 = \frac{v_1}{\sin i_1}$ ;

„ „ III  $\left. \begin{aligned} \sin(i_a + \lambda_1) &= v_1/v_{3(f)}, & \text{„ } i_a, \\ \sin(i_b - \lambda_1) &= v_1/v_{3(s)}, & \text{„ } i_b, \end{aligned} \right\}$

$\left. \begin{aligned} \sin(i_2 + \lambda_2) &= \frac{\sin i_a}{\sin i_1} \\ \sin(i_2 - \lambda_2) &= \frac{\sin i_b}{\sin i_1} \end{aligned} \right\}$  „  $i_2, \lambda_2, v_3 = \frac{v_2}{\sin i_2}$ ;

„ „ IV  $\left. \begin{aligned} \sin(i_a + \lambda_1) &= v_1/v_{4(f)} & \text{„ } i_a, \\ \sin(i_b - \lambda_1) &= v_1/v_{4(s)} & \text{„ } i_b, \end{aligned} \right\}$

$\sin(i_{a a} + \lambda_2) = \frac{\sin i_a}{\sin i_1}$  „  $i_{a a}$ ,

$\sin(i_{b b} - \lambda_2) = \frac{\sin i_b}{\sin i_1}$  „  $i_{b b}$ ,

$\left. \begin{aligned} \sin(i_3 + \lambda_3) &= \frac{\sin i_{a a}}{\sin i_2} \\ \sin(i_3 - \lambda_3) &= \frac{\sin i_{b b}}{\sin i_2} \end{aligned} \right\}$  „  $i_3, \lambda_3, v_4 = \frac{v_3}{\sin i_3}$  usw.

Die weiteren fehlenden Bestimmungsstücke, die *Teufen* unter dem Sprengpunkt, kann man bis zum Dreischichtenproblem streng nach den Formeln von O. v. Schmidt erhalten.

Darüber hinaus führen die Ableitungen zu sehr komplizierten Formeln. Man verschafft sich die weiteren (wie auch schon die vorhergehenden) Teufen am besten graphisch, indem man die letzte Neigung entsprechend der Berechnung an beliebiger Stelle einträgt und die Laufzeit im Bilde summiert; es ergibt sich dann ein Widerspruch  $W$  zwischen der summierten und der beobachteten Laufzeit. Infolgedessen ist die letzte Schicht parallel zu versetzen, um das Maß

$$x = \frac{W}{2} : \left( \frac{1}{v_{n-1} \cos i_{n-1}} - \frac{\operatorname{tg} i_{n-1}}{v_n} \right) = \frac{W}{2} \cdot \frac{v_{n-1}}{\cos i_{n-1}}.$$

Beispielsweise führte die graphische Summierung zu dem Widerspruch  $W = 0.029$  sec; die Rechnung hatte bis dahin ergeben:

$$v_3 = 1500, \quad i_3 = 36^\circ, \quad v_4 = 2550.$$

Man erhielt:

$$x = \frac{0.029}{2} \cdot \frac{1500}{0.809} = 27.0 \text{ m.}$$

Jede Schicht führt somit zu einem Geradenpaar, die erste zu einem solchen mit Neigungswinkel  $45^\circ$  im Ursprung, die weiteren zu solchen mit Neigungswinkeln  $\text{ctg } \alpha = \frac{1}{v_1} \sin(i - \lambda)$ ,  $\text{ctg } \beta = \frac{1}{v_1} \sin(i + \lambda)$  mit gemeinsamen Schnittpunkten auf der Zeitachse, aus deren Lage die Teufe berechnet werden kann.

Zur Festlegung der ersten Schicht wird nur ein Parameter benötigt, die Geschwindigkeit  $v_1$ .

Für jede weitere Schicht sind drei weitere Parameter nötig: Neigung, Teufe, Geschwindigkeitsverhältnis.

Hierfür sind zur Bestimmung drei Stücke erforderlich: gemeinsamer Achsabschnitt und Neigungen der Laufzeitkurve nach beiden Seiten (Fig. 15).

Während bei der Reflexionsmethode der mathematische Grad mit der Anzahl der Schichten fortschreitet (geometrische Progression), bleibt er bei der Refraktionsmethode dauernd linear (arithmetische Progression). Jede neue Schicht bringt nur die Anhängung zweier neuer Polygonseiten, die zudem der Bedingung unterliegen, daß sie durch ein und denselben Punkt der Zeitachse gehen.

So entsteht schließlich für den allgemeinsten Fall einer kontinuierlichen Zunahme der „seismischen Härte“ des Untergrundes ein Sehnepolygon, das in eine beliebige Kurve (die Laufzeitkurve des Erdbebenstrahles) übergeht.

Jede Unsymmetrie dieser Kurve in Beziehung auf zwei links und rechts im gleichen Abstand vom Sprengpunkt gezogene Tangenten zeigt an, daß dort eine Neigung vorhanden ist, oder in diesem Falle, daß ein verschiedenes Gesetz für die kontinuierliche Zunahme vorliegt.

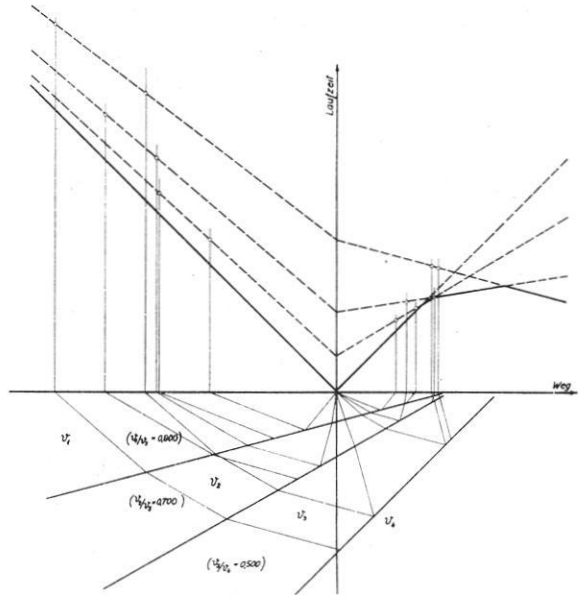


Fig. 15.  
Refraktionslaufzeitkurven beim Mehrschichtenproblem

### Schlußbemerkung

Fast ausschließlich sind in der jetzigen Praxis die verwendbaren Ergebnisse der Beobachtungen Laufzeitkurven.

Diese bestehen im Falle der Refraktion stets aus den einfachsten Kurvenscharen, nämlich geraden Linien, die sich zu Polygonen zusammensetzen.

Bei der Reflexion aber bereits beim einfachsten Problem aus Hyperbeln und bei steigender Schichtenzahl aus Kurven höherer Ordnung, die Hyperbeln nahe kommen.

Es fallen somit bei der Refraktionsmethode die Tangenten an die Kurven, die „Scheingeschwindigkeiten“ überall mit den Laufzeitkurven zusammen, und man benötigt zu einem sicheren Resultat nur kurze Stücke der Kurven. Diese Umstände bedeuten eine wesentliche Vereinfachung und sind schuld an den ursprünglich großen Fortschritten auf diesem Gebiet.

Dagegen ändern die „Scheingeschwindigkeiten“ bei der Reflexionsmethode von Punkt zu Punkt ihre Richtung, und man kann deshalb mit ihnen wenig anfangen. Darin dürfte die größere Schwierigkeit in der strengen Behandlung der Aufgabe zu suchen sein.

Nur in dem Falle, daß man die Laufzeiten bei senkrechter Reflexion mißt (seismische Lotung), erhält man wieder gerade Linien für die Laufzeitkurven, woraus man folgern muß, daß dieses Problem geometrisch einfacher zu lösen ist als das allgemeine.

---

### Gebäudeschwingungen beim Erdbebenstoß\*)

Von **W. Sponheuer**, Jena. — (Mit 4 Abbildungen)

Zur Klärung der Schwingungs- und Beanspruchungsform von Gebäuden werden die Biege- und Spannungslinien eines einseitig eingespannten Stabes von gleichem Querschnitt ermittelt, dessen Unterlage eine Stoßbewegung ausführt. Es ergibt sich, daß die Biege- und Spannungslinien sich aus zwei Anteilen entsprechend den beiden Frequenzen der Stoßbewegung (einer gekoppelten Schwingung) zusammensetzen.

An der Reichsanstalt für Erdbebenforschung hat Prof. Sieberg eine Reihe von Erfahrungen, die er bei seinen Studien schwerer Erdbeben an Ort und Stelle gesammelt hat, einer experimentellen Nachprüfung unterzogen, an der ich beteiligt war. Es handelt sich hierbei um Versuche an Modellen von Ziegelbauten, die nicht durch einfache sinusförmige Schwingungen, sondern durch eine Stoßbewegung auf ihre Festigkeit hin untersucht werden.

Der Stoßtisch, auf dem die Modelle aufgebaut werden, besteht im wesentlichen aus einer tischähnlichen Plattform *T* aus verschweißtem U-Eisen, belegt mit einer Holzplatte. Diese Plattform ruht mittels dreier kugelgelagerter Rollen auf einem

---

\*) Vortrag, gehalten auf der XII. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 8. bis 10. Oktober 1936 in Berlin.



als Fundament dienenden Rahmen  $R$ , der ebenfalls aus U-Eisen geschweißt ist. Die Rollen laufen auf Schienen aus Bohrstahl. Eine mit Kreuzköpfen versehene Stange  $S$  verbindet den Tisch mit einer Blattfeder  $B$ ; sie kann nach Bedarf in ganzer oder mit einem Teil ihrer Länge eingespannt werden, bzw. ist sie leicht gegen eine anders bemessene auszutauschen, so daß die Eigenperiode der Tischschwingung beliebig eingestellt werden kann. Eine Dämpfungseinrichtung  $D$  auf dem Fundamentrahmen gestattet, die Dämpfung des Systems innerhalb weiter Grenzen bis zur Aperiodizität zu verändern. In Bewegung gesetzt wird der Tisch durch ein Schlagpendel  $P$ , das auf einen am Tisch angebrachten Federpuffer  $F$  trifft. Der Tisch ist für Lasten bis 200 kg berechnet; mit Hilfe einer optischen Registrier-einrichtung wird die Tischbewegung aufgezeichnet, welche so eingeregelt wurde, daß sie der Bodenverrückung, die bei einem Erdbeben auftritt, entsprach. Es leuchtet ein, daß eine derartige Bewegung andere Wirkungen an Bauten auslöst als eine einfache Sinusschwingung.

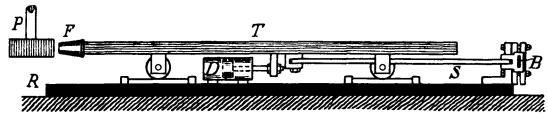


Fig. 1. Der Stoßtisch in schematischer Darstellung

Nennen wir (Fig. 2) die Masse des Schlagpendels  $m_1$ , die Geschwindigkeit des Pendels beim Aufschlag  $v_0$ , die Masse des Tisches  $m_2$ , die Federkonstante des Federpuffers  $k_1$ , die Federkonstante der Tischfeder  $k_2$  und die Längenänderungen der Federn  $x_1$  bzw.  $x_2$ , so ergeben sich nach [2] folgende Bewegungsgleichungen, wenn die Dämpfung unberücksichtigt bleibt:



Fig. 2.

Schema zu den Bewegungsgleichungen des Stoßtisches

$$\left. \begin{aligned} m_1 (\ddot{x}_1 + \ddot{x}_2) + k_1 x_1 &= 0 \\ m_2 \ddot{x}_2 + k_2 x_2 - k_1 x_1 &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Zusammengefaßt und nach  $x_2$  aufgelöst ergibt sich eine Differentialgleichung vierten Grades für die Bewegung des Tisches:

$$\ddot{x}_2 + \left( \frac{k_1}{m_1} + \frac{k_1 + k_2}{m_2} \right) \ddot{x}_2 + \frac{k_1 k_2}{m_1 m_2} x_2 = 0 \dots \dots \dots (2)$$

Die allgemeine Lösung dieser Gleichung lautet:

$$x_2 = A \cos \sqrt{\alpha + \beta} t + B \sin \sqrt{\alpha + \beta} t + C \cos \sqrt{\alpha - \beta} t + D \sin \sqrt{\alpha - \beta} t \quad (3)$$

Hierin ist:

$$\alpha = \frac{1}{2} \left( \frac{k_1}{m_1} + \frac{k_1 + k_2}{m_2} \right); \quad \beta = \frac{1}{2} \sqrt{\left( \frac{k_1}{m_1} + \frac{k_1 + k_2}{m_2} \right)^2 - 4 \frac{K_1 K_2}{m_1 m_2}}$$

Die vier Integrationskonstanten ergeben sich aus den Anfangsbedingungen. Für  $t = 0$  ist

$$x_1 = 0; \quad x_2 = 0; \quad \dot{x}_1 = v_0; \quad \dot{x}_2 = 0.$$

Somit ist die Bewegung des Systems Pendel-Stoßtisch durch folgende zwei Gleichungen für  $x_1$  und  $x_2$  gegeben:

$$x_1 = \frac{v_0}{2\beta m_2} \left[ -\frac{k_2 - m_2(\alpha + \beta)}{\sqrt{\alpha + \beta}} \sin \sqrt{\alpha + \beta} t + \frac{k_2 - m_2(\alpha - \beta)}{\sqrt{\alpha - \beta}} \sin \sqrt{\alpha - \beta} t \right],$$

$$x_2 = \frac{v_0}{2\beta m_2} \left[ -\frac{k_1}{\sqrt{\alpha + \beta}} \sin \sqrt{\alpha + \beta} t + \frac{k_1}{\sqrt{\alpha - \beta}} \sin \sqrt{\alpha - \beta} t \right]$$

oder vereinfacht:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A_1 \sin \omega_1 t + B_1 \sin \omega_2 t \\ x_2 &= A_2 \sin \omega_1 t + B_2 \sin \omega_2 t \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

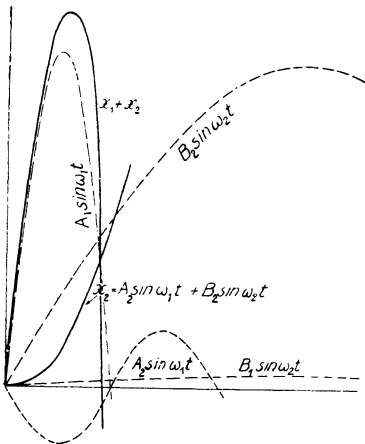


Fig. 3. Die gekoppelte Schwingung des Stoßtisches

In Fig. 3 sind die Verrückungen des Tisches  $x_2$  und des Schlagpendels  $x_1$  in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die Tischbewegung setzt sich zusammen aus den beiden Sinusschwingungen

$$x_2 = A_2 \sin \omega_1 t + B_2 \sin \omega_2 t$$

die Pendelbewegung aus:

$$x_1 = A_1 \sin \omega_1 t + B_1 \sin \omega_2 t + x_2.$$

Zur Zeit  $t = 0$  beginnt die Berührung zwischen Pendel und Federpuffer; das System Pendel-Tisch vollführt nun eine gekoppelte Schwingung mit den Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$ . Diese dauert so lange, bis die Längenänderung des Federpuffers  $x_1 = 0$  geworden ist. Dann trennt sich das Pendel vom Federpuffer, der Stoßvorgang ist zu Ende. Der Tisch führt weiterhin eine einfache harmonische Schwingung aus, deren Gleichung

$$m_2 \ddot{x}_2 + k_2 x_2 = 0 \dots \dots \dots (5)$$

lautet. Wenn nach Ablauf der Zeit  $t_2$  der Stoßvorgang zu Ende ist, so müssen in die Lösung der vorstehenden Differentialgleichung für  $t = t_2$ :

$$x_2 = (x_2)_{t_2}; \quad \dot{x}_2 = (\dot{x}_2)_{t_2}$$

gesetzt werden.

Im folgenden sei nun das Verhalten eines auf dem Tisch eingespannten Stabes von gleichem Querschnitt, der durch sein Eigengewicht belastet ist, untersucht.

Hierbei sei:

- $l$  = Stablänge,
- $g$  = Erdbeschleunigung,
- $E$  = Elastizitätsmodul des Stabmaterials,
- $F$  = Stabquerschnitt,
- $J$  = Trägheitsmoment des Stabquerschnittes,
- $\gamma$  = Dichte des Stabmaterials,
- $y$  = Ordinate der horizontalen Stabschwingung,
- $x$  = Abszisse eines Stabpunktes,
- $\omega$  = Kreisfrequenz der Bodenschwingung,
- $\nu$  = Kreisfrequenz der Stabschwingung,
- $m$  = Masse des Stabes.

Die Differentialgleichung eines schwingenden Stabes von gleichem Querschnitt lautet[4]:

$$\frac{E J g}{\gamma F} \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \dots \dots \dots (6)$$

Ihre Lösung ist:

$$y = (a \cos \nu t + b \sin \nu t) (A_1 \mathfrak{C}o[ m x + A_2 \cos m x + A_3 \mathfrak{S}in m x + A_4 \sin m x) \quad (7)$$

Hierin ist:

$$m = \sqrt[4]{\frac{\gamma F \omega^2}{E J g}}.$$

Es ist vorausgesetzt, daß der Stab fest auf dem Tisch eingespannt ist. Hieraus ergeben sich folgende Anfangs- und Randbedingungen:

- $t = 0 \quad y = 0,$
- $x = 0 \quad y = A_2 \sin \omega_1 t + B_2 \sin \omega_2 t,$  das eingespannte Ende des Stabes macht die Tischbewegung mit,
- $x = 0 \quad \frac{\partial y}{\partial x} = 0,$  Krümmung = 0,
- $x = l \quad \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = 0,$  an der Stabspitze ist das Moment = 0,
- $x = l \quad \frac{\partial^3 y}{\partial x^3} = 0,$  an der Stabspitze ist die Querkraft = 0.

Mit diesen Bedingungen ergibt sich folgende Gleichung für die Biegelinie:

$$y = A_2 \sin \omega_1 t [c_1 (\mathfrak{C}o[ n_1 x - \cos n_1 x) + \cos n_1 x - e_1 (\mathfrak{S}in n_1 x - \sin n_1 x)] \} + B_2 \sin \omega_2 t [c_2 (\mathfrak{C}o[ n_2 x - \cos n_2 x) + \cos n_2 x - e_2 (\mathfrak{S}in n_2 x - \sin n_2 x)], \} \quad (8)$$

wobei

$$n_1 = \sqrt[4]{\frac{\gamma F \omega_1^2}{E J g}}; \quad n_2 = \sqrt[4]{\frac{\gamma F \omega_2^2}{E J g}},$$

$$e_1 = \frac{1}{2} \left[ \frac{\text{Cof } n_1 l \sin n_1 l + \text{Sin } n_1 l \cos n_1 l}{1 + \text{Cof } n_1 l \cos n_1 l} \right]; \quad c_1 = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\text{Sin } n_1 l \sin n_1 l}{1 + \text{Cof } n_1 l \cos n_1 l} \right],$$

$$e_2 = \frac{1}{2} \left[ \frac{\text{Cof } n_2 l \sin n_2 l + \text{Sin } n_2 l \cos n_2 l}{1 + \text{Cof } n_2 l \cos n_2 l} \right]; \quad c_2 = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\text{Sin } n_2 l \sin n_2 l}{1 + \text{Cof } n_2 l \cos n_2 l} \right]$$

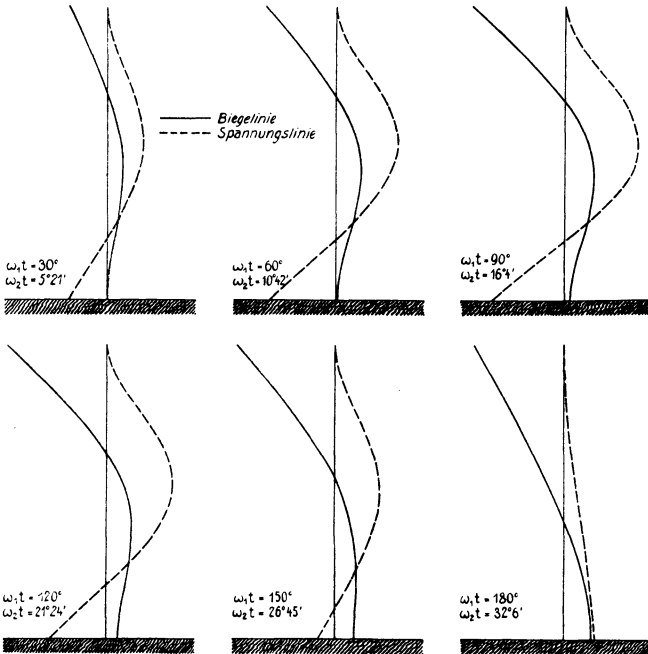


Fig. 4. Biegelinien und Biegespannungen eines fest eingespannten Stabes während des Stoßverlaufs

ist. Da das Biegemoment  $M = -EJ \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$  ist, so wird die Gleichung für das Biegemoment:

$$M = \left. \begin{aligned} & - \left\{ A_2 \sin \omega_1 t n_1^2 E J [c_1 (\text{Cof } n_1 x + \cos n_1 x) \right. \\ & \quad \left. - \cos n_1 x - e_1 (\text{Sin } n_1 x + \sin n_1 x)] \right. \\ & \quad \left. + B_2 \sin \omega_2 t n_2^2 E J [c_2 (\text{Cof } n_2 x + \cos n_2 x) \right. \\ & \quad \left. - \cos n_2 x - e_2 (\text{Sin } n_2 x + \sin n_2 x)] \right\} \dots \dots \dots (9) \end{aligned} \right\}$$

Die Biegespannung ergibt sich:  $\sigma = M/W$ , wenn  $W$  das Widerstandsmoment bedeutet.

In Fig. 4 sind die so errechneten Biege- und Spannungslinien entsprechend ihrem Frequenzverhältnis zusammengesetzt. Die Werte für die Biege- und Spannungslinien liegen je um  $30^\circ$  bei der Schwingung  $A_2 \sin \omega_1 t$  und entsprechend  $5^\circ 21'$  bei der Schwingung  $B_2 \sin \omega_2 t$  auseinander. Die übrigen Werte, die der Fig. 4 zugrunde liegen, sind folgende:

Gewicht der Pendelmasse	$G_1 = 10 \text{ kg,}$
Gewicht der Tischmasse	$G_2 = 50 \text{ kg,}$
Federkonstante des Federpuffers	$k_1 = 100 \text{ kg/cm,}$
Federkonstante der Tischfeder	$k_2 = 23.3 \text{ kg/cm,}$
Geschwindigkeit des Pendels beim Aufschlag	$v_0 = 2 \text{ m/sec,}$
Stablänge	$l = 1 \text{ m,}$
Stabquerschnitt	$F = 1 \times 0.1 \text{ cm,}$
Elastizitätsmodul	$E = 2000000 \text{ kg/cm}^2,$
Dichte	$\gamma = 7.8 \text{ kg/dem}^3.$

Die Biege- und Spannungslinien zeigen zum Stoßbeginn den überwiegenden Einfluß der höheren Frequenz  $\omega_1$ , aber gegen Stoßende den der niederen Frequenz  $\omega_2$ .

Somit treten also auch bei Erdbebenschwingungen, wenn man die Ergebnisse auf Gebäude überträgt, große Beanspruchungen in höher gelegenen Gebäudeteilen auf, während sonst bei Perioden, die größer als die Eigenperiode des Bauwerks sind, die Stellen der maximalen Beanspruchung sich an der Einspannung befinden.

#### Literatur

[1] O. Brötz: Erschütterungen in Gebäudeteilen mit Backsteinmauerwerk (Mauerwerkspfeiler). Diss. Hannover 1933.

[2] L. S. Jacobsen: Vibration research at Stanford university. Bulletin of the Seismological Society of America **19** (1929).

[3] A. Sieberg: Qualitative Versuche über Erdbebenstöße und ihre zerstörende Wirkung auf Ziegelmauerwerk. Beiträge zur erdbebenkundlichen Bautechnik und Bodenmechanik, Heft 29 der Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Berlin 1937.

[4] L. Zipperer: Technische Schwingungslehre. Sammlung Göschen 953, Leipzig 1927.

*Jena*, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, November 1936.

## Die Ursachen des seismisch-elektrischen Effektes

Von St. v. Thyssen, J. N. Hummel und O. Rülke — (Mit 8 Abbildungen)

Der bei Arbeiten im Gelände beobachtete seismisch-elektrische Effekt ist leicht im Laboratorium an einem elektrolytischen Trog nachzuweisen. Durch elastische Deformationen werden offenbar die elektrochemischen Vorgänge an der Elektrodenoberfläche beeinflusst. Hierüber sind Mitteilungen bereits in der elektrochemischen Literatur enthalten.

Nach Angabe verschiedener Autoren wird die spezifische elektrische Leitfähigkeit des Erdbodens durch elastische Deformationen merklich geändert [1]. Der Nachweis dieser Erscheinung erfolgt in der Weise, daß man durch den Untergrund mittels Elektroden einen Gleichstrom schickt, dessen Schwankungen beim Eintreffen seismischer Wellen in dem Meßgebiet gemessen und aufgezeichnet werden. Die Entdecker dieser Zusammenhänge glauben einen neuen Effekt gefunden zu haben und diesem einige Bedeutung für die angewandte Geophysik beimessen zu müssen.

Wenn nun auch Schwankungen des hineingesandten Stromes, die letzten Endes auf mechanische Erschütterungen zurückzuführen sind, zweifelsfrei nachgewiesen sind, so läßt doch ein in dieser Weise aufgenommenes „Seismogramm“ zunächst noch keine eindeutigen Schlüsse auf seinen unmittelbaren Ursprung zu. Denn es ist von vornherein keineswegs klar, ob durch die stattgehabte Erschütterung die spezifischen Eigenschaften des Bodens und insbesondere dessen Leitfähigkeit, tatsächlich merklich verändert worden sind. Man könnte beispielsweise auch vermuten, daß die stromzuführenden Elektroden gegenüber dem Boden in Schwingungen geraten, also als Seismographen wirken. Hierbei ist ihr Kontakt mit dem Bodenmaterial gewissen Änderungen unterworfen, die zu Widerstandsänderungen führen und somit die elektrische Registrierung dieser Seismographenschwingungen ermöglichen. Man hätte es in diesem Falle mit einem Kontaktseismographen zu tun, dessen Wirkungsweise wohlbekannt ist [2] und die Heranziehung eines neuen Effektes zur Erklärung der Beobachtungen erübrigte. Eine andere Annahme wäre die, daß die Grenzflächen zwischen Elektroden und Boden durch elastische Wellen hervorgerufene elektrochemische und andere Wandlungen erfahren\*), was den Stromdurchgang erleichtert oder erschwert. Zwischen den verschiedenen Alternativen soll durch die folgende Untersuchung eine Entscheidung getroffen werden.

Solange zur Stromzuführung schwere Stabelektroden Verwendung finden, erscheint es freilich schwierig, Klarheit darüber zu gewinnen, ob man es mit Kontaktseismographen zu tun hat oder nicht. Zur Prüfung dieser Frage erscheint es

---

\*) Solches ist schon von verschiedenen Autoren beobachtet worden, und zwar bei der Einwirkung von ultraakustischen Schwingungen auf elektrolytische Vorgänge und andere physikalisch-chemische Eigenschaften. Literatur hierüber siehe weiter unten.

vorteilhaft, besondere Elektrodenanordnungen zu wählen, bei denen eine mögliche Seismographeneigenschaft leicht unterdrückt werden kann.

Eine erste Anordnung bestand darin, daß Gefäßelektroden mit großer Oberfläche verwendet wurden, deren Gewicht bei konstantbleibender Oberfläche in weiten Grenzen variiert werden konnte. Durch Auswechseln des Elektroden-gewichtes ließ sich dann die Seismographeneigenschaft der Elektroden mehr oder

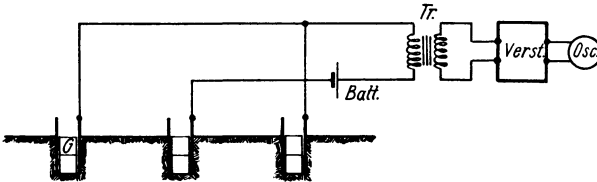


Fig. 1. Schaltschema der Meßanordnung mit belasteten Gefäßelektroden

weniger hervorheben. Als Elektroden wurden zylindrische Aluminiumgefäße gewählt, wie sie als Umhüllung handelsüblicher Thermosflaschen Verwendung finden. Ohne zusätzliche Gewichte besaßen die Elektroden bei einem Rauminhalt von je etwa einem Liter das geringe Gewicht von nur je 40 g. Die Hohlräume wurden im Verlaufe einer Versuchsreihe mit Gewichten bis zu je 10 kg gefüllt\*). Zur Herabsetzung der elektrischen Bodenunruhe wurden drei solcher Elektroden im gleichen Abstände voneinander verwendet, wobei die beiden äußeren miteinander verbunden waren (Fig. 1)\*\*). In dem Stromkreise lag wie üblich die Primärseite eines Transformators, dessen Sekundärseite über einen drei- oder vierstufigen Verstärker mit einer Oszillo-graphenschleife verbunden war. Die Erschütterungen wurden in der Weise erzeugt, daß eine 11 kg schwere Bleikugel aus einer Höhe von 1.30 m immer am gleichen, in Verlängerung der Elektrodenbasis liegenden

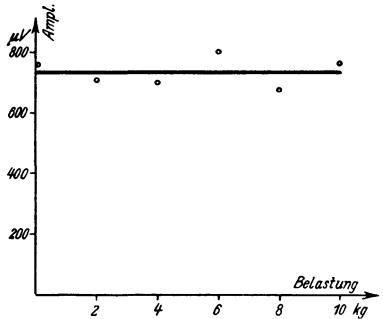


Fig. 2. Abhängigkeit der Effektstärke von der Elektrodenbelastung

Orte fallen gelassen wurde. Man erhält dann Photogramme, deren Charakter den unter gleichen Bedingungen erhaltenen Seismogrammen nicht unähnlich war. Zur Beurteilung der Effektstärke wurden die Maximalamplituden herangezogen bzw. die daraus abgeleiteten Spannungsänderungen an der Sekundärseite des Transformators. Im vorliegenden Falle wurden diese Spannungsänderungen als Funktion der Elektroden-gewichte aufgetragen. Obwohl sich gute Reproduzierbar-

\*) So daß das Elektroden-gewicht in einem Verhältnis 1 : 250 verändert werden konnte.

\*\*\*) Vgl. R. R. Thompson [1] l. c.

keit jeder Meßgröße unter gleichen Bedingungen ergab, wurden jedem Meßpunkte mehrere Aufnahmen zugrunde gelegt, über die gemittelt wurde. Das Resultat einer solchen Versuchsreihe ist in Fig. 2 aufgezeichnet. Man erkennt die Unabhängigkeit des Effektes von den ElektrodenGewichten.

Eine zweite Anordnung zur Prüfung des gleichen Problems bestand darin, daß zwei rechteckige Plattenelektroden ( $43 \times 58$  cm) in dem vergleichsweise geringen Abstände von nur 43 cm einander planparallel gegenüber gestellt wurden. In diesem Falle kann angenommen werden, daß die Elektroden keine merklichen Schwingungen gegenüber dem Boden ausführen, sondern mit diesem zu einem einzigen schwingungsfähigen Gebilde verwachsen sind. Wir haben also keine Vorgänge zu erwarten, die mit denen beim Kontaktseismographen verglichen werden können. Versuche, die in der gleichen Weise wie oben mit einer fallenden Kugel vorgenommen wurden, gaben trotzdem beachtliche Ausschläge, die denen der früheren Versuche an Intensität gleichkommen.

Wir kommen auf Grund dieser Untersuchungen zu der Erkenntnis, daß die festgestellten Stromänderungen nicht auf Erschütterungen der Elektroden zurückzuführen sind und deshalb auch nicht durch Vorgänge erklärt werden können, wie sie vom Kontaktseismographen her bekannt sind, sondern daß sie anderweitige Ursachen besitzen müssen, die noch der Klärung bedürfen.

Um diesen näher zu kommen, wurde weiterhin geprüft, in welcher Weise der Effekt durch Auswechseln des Bodenmaterials beeinflußt werden kann, ob mit anderen Worten die Empfindlichkeit der Registriervorrichtung von der Beschaffenheit der Substanz, in die die Elektroden hineingesteckt werden, abhängt oder nicht. Denn es ist klar, daß, ganz abgesehen von der Wichtigkeit der Empfindlichkeit für das praktische Arbeiten, die gesetzmäßige Variation der Empfindlichkeit eine Grundlage für die Deutung des Effektes liefern muß.

Der mögliche Einfluß der spezifischen Materialeigenschaften des Bodens auf die Effektstärke ist bei Verwendung von Stab- bzw. Punktelektroden nicht klar zu erkennen, da bei diesen nur der sogenannte Übergangswiderstand in Betracht kommt, der auf ihre nächste Umgebung beschränkt ist. Die Gesamtleitfähigkeit hängt hier stark von örtlichen Zufälligkeiten ab und steht mit der durchschnittlichen spezifischen Leitfähigkeit nur in loser Verbindung. Will man ein größeres Volumen beteiligen, so empfiehlt sich wieder die Verwendung von Plattenelektroden, die in geringem Abstände einander gegenüberstehen. Es wurde so verfahren, daß das Bodenmaterial in der Mitte zwischen den Plattenelektroden ausgewechselt, deren nächste Umgebung aber unberührt gelassen wurde. Obwohl sich hierbei die spezifische Leitfähigkeit des die Gesamtleitfähigkeit beeinflussenden Bodenmaterials erheblich änderte, wurden bei gleichen Stromstärken auch gleiche Maximalamplituden erhalten. Dieses Ergebnis legt die Vermutung nahe, daß der Effekt in der unverändert gelassenen Umgebung der Elektroden seinen Ursprung besitzen muß.

Um dies zu erweisen, wurden Stabelektroden in relativ trockenem Sandboden versenkt, dessen Leitfähigkeit durch Zugabe von Salzwasser nach und nach



gesteigert wurde. Hierbei wurde die durch den Untergrund gesandte Stromstärke von 10 mA dauernd konstant gehalten. Es zeigte sich eine merkliche Abnahme des Effektes mit zunehmender Benetzung (Fig. 3). Da aber bei diesem Versuche nicht nur der Elektrolytgehalt des Bodens, sondern zugleich das elektrolytische Lösungsmittel vermehrt wurde, ist durch ihn allein noch nicht zu unterscheiden, auf welchen dieser beiden Faktoren die Abnahme der Empfindlichkeit zurückzuführen ist. Zur Ergänzung wurde deshalb eine weitere Versuchsreihe angestellt, bei der lediglich das Lösungsmittel bei Konstanthaltung der spezifischen Leitfähigkeit durch Hinzufügung reinen Wassers vermehrt wurde. Hierbei blieben die Maximalamplituden der aufgenommenen Diagramme konstant, so daß offenbar nur die Zunahme des Elektrolytgehaltes für das allmähliche Verschwinden des Effektes verantwortlich ist. Die Probe, die darin bestand, trockenes Salz der Elektrodenumgebung beizumengen, bestätigte diesen Schluß, indem der Effekt schnell zum Verschwinden gebracht werden konnte.

Bei diesem Stande der Untersuchung taucht die Frage auf, ob es denn zur Erzeugung des Effektes überhaupt des gewachsenen Bodens, in den die Elektroden hineinversenkt werden, bedarf oder ob es nicht vielleicht genügt, reine mehr oder minder leitende Flüssigkeiten zu verwenden. Die Experimente ließen sich dann nämlich bequemer und übersichtlicher im Laboratorium an einem elektrolytischen Trog fortsetzen.

Die Erschütterungen wurden im geschlossenen Raum in der Weise erzeugt, daß am Fuße des Tisches, der den Trog trug, eine Blattfeder mit Gewicht angebracht war, das beim Zurückschnellen gegen das Tischbein schlug. Zur Erzeugung reproduzierbarer Erschütterungen wurde darauf geachtet, daß die Blatt-

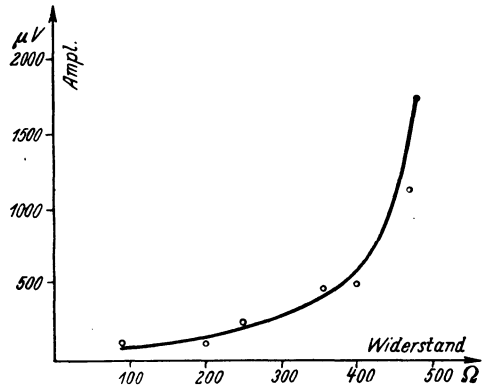


Fig. 3. Abhängigkeit der Effektstärke von der künstlich variierten elektrolytischen Leitfähigkeit des Bodenmaterials

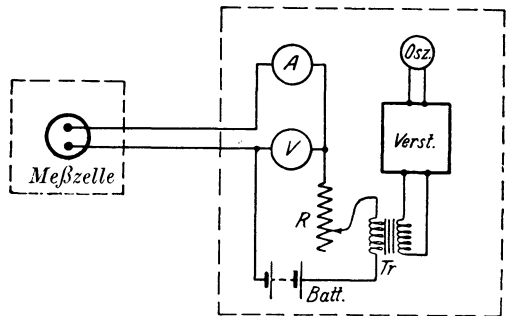


Fig. 4. Versuchsanordnung im Laboratorium mit elektrolytischem Trog

feder mit dem Gewicht stets gleich weit zurückgebogen wurde. Die gedämpft gelagerten Meßinstrumente standen samt den Stromquellen auf einem etwas entfernten zweiten Tisch, um zu verhindern, daß sie durch Erschütterungen Stromschwankungen hervorriefen und einen Effekt vortäuschten. Fig. 4 gibt die Meßanordnung schematisch wieder.

Schon die ersten Versuche in dieser Richtung zeigten einwandfrei, daß man zur Demonstration des Effektes mit gewöhnlichem Leitungswasser auskommt und des festen Bodenmaterials nicht bedarf, der sogenannte seismisch-elektrische Effekt also mit dem Untergrund an sich gar nichts zu tun hat. Die Steigerung der Leitfähigkeit durch Elektrolytzusatz ( $\text{NaCl}$ ,  $\text{H}_2\text{SO}_4$  und  $\text{CdSO}_4$ ) bestätigte die bereits früher gefundene Tatsache, daß die Amplituden mit wachsender Konzentration abnahmen, um bald ganz zu verschwinden. Es überraschte deshalb nicht, als bei weiteren Versuchen die größte Empfindlichkeit mit destilliertem Wasser gefunden wurde.

Im allgemeinen variiert bei den Messungen außer dem Lösungsmittel, dem Elektrolyten, seiner Konzentration und dem Elektrodenmaterial, auch die Elektrodenoberfläche, die an den Elektroden liegende Spannung und in Abhängigkeit hiervon die Stromstärke und Stromdichte. Zur Klärung der Verhältnisse muß der Einfluß jedes dieser Faktoren, wozu sich noch Temperatur sowie Frequenz und Energie der elastischen Deformationen u. a. gesellen, einzeln untersucht werden. Begonnen wurde mit der Variation der Spannung und der hiervon abhängigen Stromstärke bzw. Stromdichte bei Konstanthaltung aller anderen Faktoren. Trägt man die Spannung auf der Abszisse eines Koordinatensystems auf, so kann man als Ordinate entweder die Maximalamplitude oder die Stromdichte auftragen. Der Vergleich dieser beiden Kurven ist wichtig, da die Empfindlichkeit des Effektes offenbar mit der Charakteristik der Strom-Spannungs-Kurve in enger Beziehung steht. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, die Maximalamplitude als Funktion der Stromdichte aufzutragen, womit man, wie sich zeigen wird, den inneren Zusammenhängen mehr Rechnung trägt.

Begonnen wurde mit Kadmiumelektroden in gewöhnlichem Leitungswasser. Das Ergebnis zeigen die Fig. 5 a bis 5 c. Der Effekt setzt erst bei einem bestimmten Spannungswert\*) ein und wächst mit dessen Zunahme. Die Abhängigkeit der Amplitude von der Stromdichte kann etwa durch die empirische Formel

$$A = c(i - a)$$

in der  $A$  die Maximalamplitude, d. i. die Stromdichte, und  $a$ ,  $c$  Konstanten sind, wiedergegeben werden, also durch eine lineare Funktion. Versuche mit Kohle- oder Stahlelektroden geben im wesentlichen das gleiche Bild (Fig. 6 a bis 6 c und 7 a bis 7 c). Man kann hieraus für die Praxis entnehmen, daß es sich empfiehlt, hohe Spannungen an die Elektroden zu legen. Interessant sind die Versuche mit Platinelektroden in Leitungswasser, die eine Abweichung ergeben. Wohl deckt

\*) Vermutlich erst nach Überschreitung der Gegenpolarisation.

sich der Verlauf der Kurven oberhalb 2 Volt im wesentlichen mit den bisherigen (Fig. 8 a bis 8 c). Auch hier wieder ein gleichmäßiges Ansteigen der Amplitude mit der Stromdichte. Doch treten bei geringer Spannung Anomalien auf. In dem

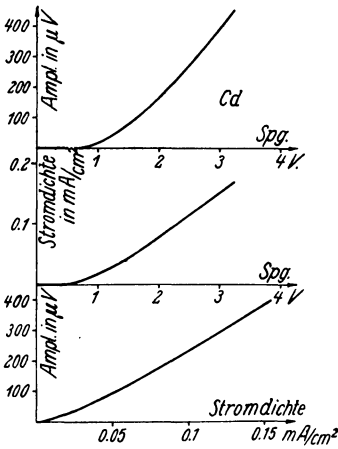


Fig. 5.

Anwachsen der Effektstärke bei Ca mit

- a) der angelegten Spannung,
- b) der Stromdichte,
- c) Stromspannungskurve

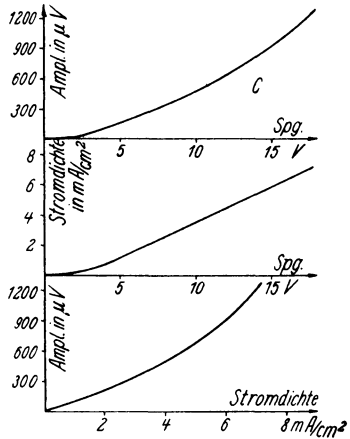


Fig. 6.

Anwachsen der Effektstärke bei C-Elektroden mit Spannung und Stromdichte

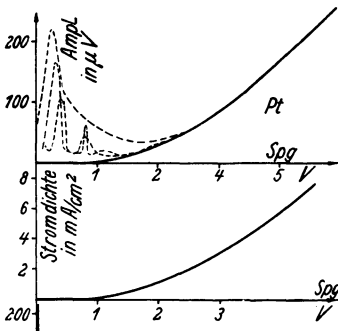


Fig. 8.

Anwachsen der Effektstärke bei Pt-Elektroden mit Spannung und Stromdichte

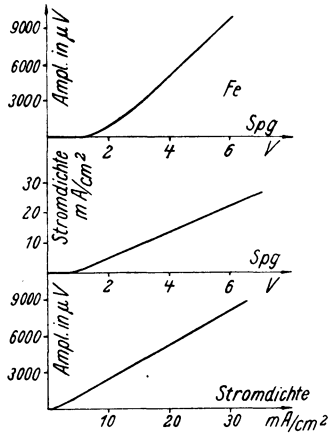


Fig. 7.

Anwachsen der Effektstärke bei Fe-Elektroden mit Spannung und Stromdichte

Kurveteile nämlich, in dem die Stromstärke durch die Polarisationsspannung unterdrückt wird, ist der Effekt teilweise von bemerkenswerter Größe. Die Kurve besitzt Anomalien, die offenbar auf Resonanzphänomene hindeuten. Bei etwa

$\frac{1}{3}$  Volt besitzt die Amplitudenkurve beispielsweise ein Maximum, das allerdings labilen Charakter besitzt und gleich der Stromstärke von der Vorgeschichte des Stromdurchganges abhängig zu sein scheint. Es kann sich verschieben und mit der Zeit zu oder abnehmen, wenn nicht gar ganz verschwinden.

Jedenfalls handelt es sich bei dem Effekt um eine rein elektrochemische Erscheinung, und es wäre verwunderlich, wenn ein derartiges, im Laboratorium leicht nachzuweisendes Phänomen der Wissenschaft bislang verborgen geblieben wäre. Dem ist denn auch keineswegs so. Die Durchsicht der Literatur zeigt, daß der von amerikanischen Geophysikern bei seismischen Untersuchungen neuerdings aufgefundene Effekt den Physikern und Elektrochemikern im Prinzip zum mindesten seit langem wohlbekannt ist.

Bereits im Jahre 1899 schrieb W. Nernst in seiner Habilitationsschrift [3]: Doch waren die ohne Zutun des unlöslichen Quecksilbers zusammengesetzten Elemente („Quecksilber-Elektroden“) gegen Erschütterungen äußerst empfindlich. Und 1896 sagt Bucherer auf S. 573 seiner Arbeit [4]: „Dagegen konnte ich feststellen, daß eine Erschütterung . . . einen Strom hervorruft“. Ausführlicher wurden diese Erscheinungen dann von Kistiakowsky in einer Reihe von Arbeiten behandelt [5] \*). Und schließlich hat jüngst Nikitin diesbezügliche Untersuchungen angestellt und veröffentlicht [6], die den hier beschriebenen Beobachtungen vielleicht am nächsten kommen.

Grundsätzlich üben elastische Deformationen dreierlei Wirkungen auf das Bodenmaterial aus, die mittelbar oder unmittelbar einen durchfließenden Strom verändern könnten. Erstens können chemische Reaktionen in der flüssigen Phase beeinflußt werden [7]. Ferner kann es zur Depolymerisation von Kolloiden kommen, indem disperse Teilchen immer feiner verteilt werden, wodurch sich Suspensionen und Emulsionen bilden [8]. In diesen beiden Fällen werden die spezifischen Materialeigenschaften verändert. Und schließlich können die Grenzflächenvorgänge zwischen Elektroden und Medium in einer Weise beeinflußt werden, die zur Variation von Kontaktspannungen, Polarisationspotentialen, Zersetzungsspannungen, elektrokinetischen Potentialen oder anderen führt. Hierauf bezieht sich die oben ausführlich angeführte Literatur. Wir glauben auf Grund unserer Versuche annehmen zu können, daß solche Grenzphänomene die Ursache des elektro-seismischen Effektes sind \*\*). Weitere Versuche sollen über die Zusammenhänge noch größere Klarheit schaffen.

#### Literatur

[1] Ludwig W. Blau u. Louis Statham: Method and Apparatus for seismic-electric prospecting. USA-Patent Nr. 2054067 vom 15. Sept. 1936. — R. R. Thompson: The seismic-electric Effect. *Geophysics* **1**, 327—335, Nr. 3 (1936). — M. M. Slotnick: A simplified Circuit of the seismic-electric method and its steady-state solution. *Geophysics* **1**, 336—669, Nr. 3 (1936).

\*) Hier auch weitere Literatur.

\*\*\*) Es soll nicht verschwiegen werden, daß R. R. Thompson auf S. 335 seiner Arbeit, l. c., eine andere Ansicht vertritt.

[2] Vgl. z. B. L. Grumnach: Experimentaluntersuchung zur Messung von Erderschütterungen. Berlin 1913.

[3] W. Nernst: Die elektromotorische Wirksamkeit der Ionen. S. 29. Habilitationsschrift Leipzig 1889.

[4] Bucherer: Wied. Ann. **58**, 573 (1896).

[5] Wl. Kistiakowsky: Über den Einfluß der Bewegung auf Elektrodenpotentiale und über periodische Erscheinungen. Nernst-Festschrift, S. 215—226. Halle 1912.

[6] L. W. Nikitin: Über akustisch-elektrochemische Erscheinungen. C. R. Acad. Sci. U. R. S. S. Ser. A **4**, 309—313, 21. XI., Leningrad 1934. — L. W. Nikitin: Akustisch-elektrochemische Erscheinungen. II. C. R. de l'Académie des Sciences de l'URSS. 1936, II (XI), S. 67—69, Nr. 2.

[7] Vgl. z. B. H. Beuthe: Über den Einfluß der Ultraschallwellen auf chemische Prozesse. Zeitschr. f. phys. Chem. (A) **163**, 161—171, Nr. 3/4 (1933).

[8] Vgl. z. B. A. Szalay: Intensitätsbestimmungen zur Erklärung der depolymerisierenden Wirkung der Ultraschallwellen. Phys. Zeitschr. **35**, 293—296, Nr. 7 (1934).

---

## Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

### XXIX. Ortung einer Maschine durch ihre Bodenschwingungen

Von **G. A. Schulze**, Göttingen. — (Mit 5 Abbildungen)

Jede Maschine prägt dem Boden angenähert sinusförmige Bodendrucke auf. Die Frequenz dieser Bodendrucke hängt von der Umlaufzeit der Hauptschwingmassen ab. Die Kräfte, mit der die Maschine stößt, sind um so größer, je schlechter die Maschine ausgewuchtet ist. Diese Bodendrucke breiten sich in dem um die Maschine liegenden Boden mit einer bestimmten Ausbreitungsgeschwindigkeit aus. Die Punkte gleicher Phase der Bodenschwingung liegen auf konzentrischen Kreisen um den Maschinenstandort. In Fig. 1 sind in einer schematischen Zeichnung für einen Zeitmoment die Lage der Wellenberge (die Bodenschwingung geht durch den oberen Umkehrpunkt) als ausgezogene Kreise und die Lage der Wellentäler (die Bodenschwingung geht durch den unteren Umkehrpunkt) als gestrichelte Kreise eingezeichnet.

Will man das unbekannte Störungszentrum dieser sinusförmigen Bodenbewegungen ermitteln, so muß man auf zwei willkürlich gelegten Profilen (siehe Fig. 1, Profil *b* und *c*) Punkte gleicher Phase bestimmen. Man mißt deshalb von einer Basisstation aus auf zwei verschiedenen Profilen *b* und *c* Entfernungen, für die gleiche Phasendifferenz mit der Basisstation besteht. Die so erhaltenen Punkte liegen gleich weit vom Maschinenstandort entfernt. Die Mittelsenkrechte auf der

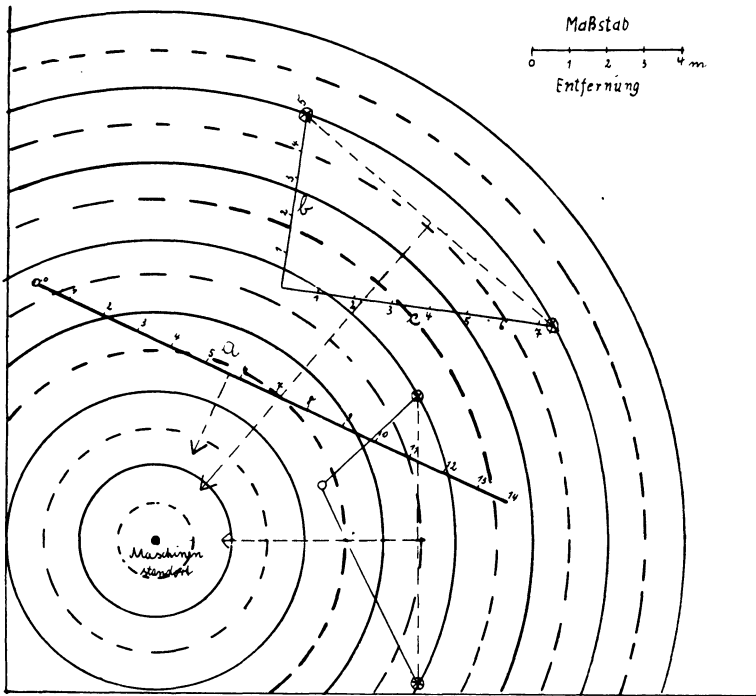


Fig. 1. Ortung einer Maschine (Störungszentrum) durch Ermitteln von Punkten gleicher Phase ⊕ von einer Basisstation O aus.

Die Pfeile geben die Richtung zum Maschinenstandort.

— Profile zur Bestimmung der Punkte gleicher Phase.

Die konzentrischen Kreise geben Wellenberg und Wellental für einen Zeitmoment an (Frequenz 40 Hz).

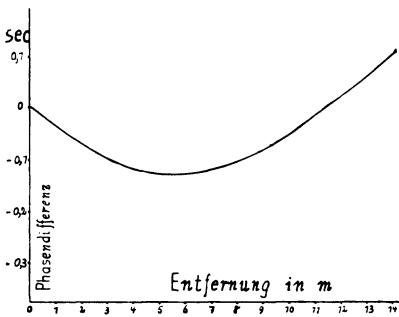


Fig. 2. Phasendifferenz zwischen Basisstation und den Stationen im Profil a der Fig. 1 als Funktion der Entfernung vom Basispunkt

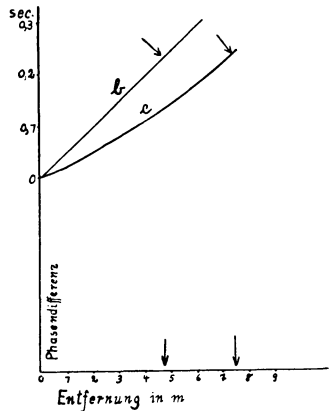


Fig. 3. Hyperbeläste für die Profile b und c der Fig. 1

Verbindungsline dieser beiden Punkte gibt die Richtung zu der Maschine. Durch eine gleiche zweite Richtungsbestimmung ist der Standort der Maschine festgelegt.

Die Punkte gleicher Phase erhält man, wenn man für ein oder zwei Profile die Scheinlaufzeit der Wellen vom Basispunkt bis zu einem Profilpunkt oder die Phasendifferenz zwischen Basis- und einem Profilpunkt als Funktion der Entfernung aufträgt. In Fig. 2 ist für das Profil *a* der Fig. 1 die Phasendifferenz in sec als Funktion der Entfernung aufgetragen.

Es ergibt sich eine Hyperbel. Der Profilpunkt, der dem Scheitelpunkt der Hyperbel entspricht, liegt der Maschine am nächsten, und die Senkrechte auf dem Profil in diesem Punkt gibt die Richtung zu der Maschine. Die Asymptoten der Hyperbel geben die wahre Ausbreitungsgeschwindigkeit der sinusförmigen Wellen für den betreffenden Boden. Wird der Scheitelpunkt der Hyperbel bei der Messung nicht miterfaßt, wie bei den Profilen *b* und *c*, so muß man auf den Hyperbelästen für zwei Profile (Fig. 3) Punkte gleicher Phasendifferenz mit der Basisstation suchen. Für die in Fig. 3 durch Pfeile angegebenen Punkte ist die Phasendifferenz gleich. Der Punkt in 4.8 m Entfernung auf Profil *b* und der Punkt in 7.5 m Entfernung auf Profil *c* haben dieselbe Phasendifferenz und liegen daher gleich weit vom Maschinenstandort entfernt. Die Mittelsenkrechte auf ihrer Verbindungsline gibt die Richtung zur Maschine.

Die Ortung einer Maschine nach dieser Methode wurde in zwei Fällen geprüft. Für die eine Ortung diente als Maschine der Schwinger der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik\*). Der Schwinger lief mit der Frequenz 15 Hertz. In Fig. 4 sind neben dem bekannten Maschinenstandort die vier willkürlich gelegten

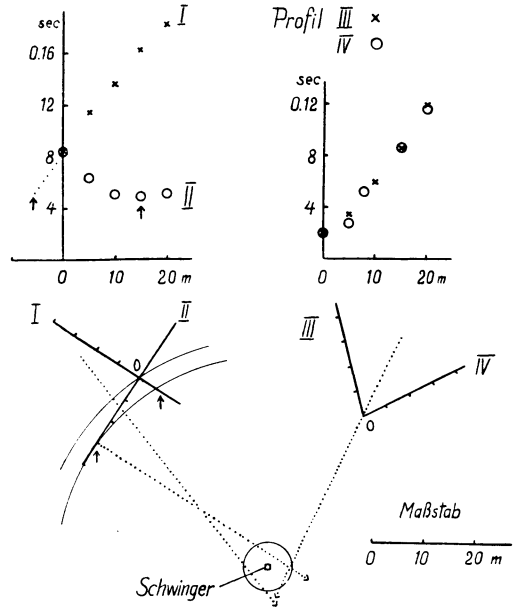


Fig. 4. Oben Phasendifferenz in sec zwischen den Basis- und Profilpunkten in Abhängigkeit von der Entfernung auf den Profilen. Unterer Teil der Figur

lage der Profile I bis IV.

..... Richtung zum Schwinger.

Punkte gleicher Phasendifferenz ▲▲.

(Nach gemeinsamer Messung mit der Deutsch. Forsch. Ges. f. Bodenmech. Dr. Ramspeck)

\*) Gemeinsame Arbeiten des Geophysikalischen Instituts Göttingen und der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik Berlin, Sommer 1936, Göttingen.

Profile, die nach der Maschine eingemessen sind, eingezeichnet. Für die Messung wurden drei elektrische Z-Seismographen (beschrieben in Veröffentl. d. D. Forsch. Ges. f. Bodenmechan., Heft 4, Seism. Untersuch. d. Geophysikal. Inst. Göttingen Nr. XXIV) benutzt. Ein Seismograph verblieb während der Messung auf dem Basispunkt. Die beiden anderen Seismographen wurden auf den beiden Profilen nacheinander in den gleichen Entfernungen von 5, 10, 15 und 20 m aufgestellt. In dem oberen Teil der Figur ist für die vier Profile die Phasendifferenz in sec zwischen Basispunkt und den Profilpunkten in Abhängigkeit von der Entfernung aufgetragen. In Profil II liegt der Scheitelpunkt der Hyperbel bei 15 m. Die

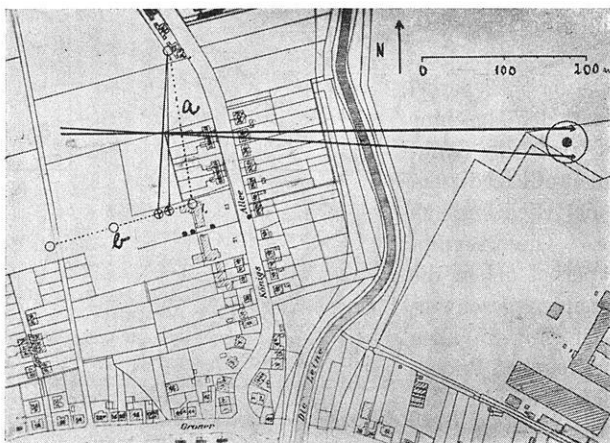


Fig. 5. Geländezeichnung

- ○ ○ ○ Stationen zum Orten der Maschine.
- ● ● ● Dichtes Stationsnetz zur Bestimmung der Geschwindigkeit.
- ⊕ ⊕ ⊕ ⊕ Berechnete Punkte, die die gleiche Phasendifferenz mit der Station 1 haben, wie die Station 2 mit der Station 1 (Basisstation) hat.  
Die Pfeile geben die ermittelte Richtung zum Maschinenstandort an.
- (in a circle) Maschinenstandort. Weiter Kreis um den Maschinenstandort mit Radius von 25 m.

Senkrechte in dem Profilpunkt (15 m) gibt die Richtung zur Maschine, Punkte gleicher Phasendifferenz der Profile I und II sind noch für einen Fall durch Pfeile angegeben. Hierdurch ergibt sich eine zweite Richtung zur Maschine. Bei den Profilen III und IV sind die Phasendifferenzen für die einander entsprechenden Entfernungen gleich groß, die Richtung zur Maschine ist also die Winkelhalbierende des Winkels zwischen den beiden Profilen III und IV.

In Fig. 4 sind zum besseren Verständnis der Phasendifferenz-Entfernungskurven für Profil I und II zwei konzentrische Kreisbögen eingezeichnet.

Ein zweites Mal wurde diese Methode der Maschinenpeilung in 500 m Entfernung von einer Maschine mit der Frequenz 3 und 6 Hertz mit bekanntem Standort geprüft. In Fig. 5 ist ein Lageplan mit den Meßstationen wiedergegeben. Station 1 wurde als Basisstation gewählt. Von hier wurde nun in den beiden



Profilen *a* und *b* Punkte gleicher Phase bestimmt. Die Wellen erreichten die Station 2 später als Station 1. Zwischen diesen beiden Stationen bestand eine bestimmte Phasendifferenz. In dem Profil *b*, für das die Geschwindigkeit für 3 und 6 Hertz bestimmt war, wurden Punkte berechnet, die die gleiche Phasendifferenz mit der Basisstation hatten wie die Basisstation mit der Station 2. Die Mittelsenkrechte zwischen diesen Punkten und Station 2 geben die Richtung zur Maschine. Die beiden Geraden (Bestimmung für 3 und 6 Hertz) führen um weniger als 25 m an dem Maschinenstandort vorbei. Für diese Messung wurden Horizontalseismographen benutzt.

Bei Benutzung von Vertikalseismographen ist eine Orientierung nicht notwendig. Werden dagegen für die Messung Horizontalseismographen benutzt, so kann die Schwingungsrichtung der Seismographen verschiedene Winkel mit der Fortpflanzungsrichtung (Geraden durch den Maschinenstandort) bilden. Ist die Bewegung nicht linear, so kann durch diesen Winkel ein Fehler entstehen. Der Fehler kann aber, wenn man über kleine Entfernungen mißt, vernachlässigt werden. Stehen genügend Apparate zur Verfügung, so können die Stationen auch mit zwei zueinander senkrecht schwingenden Seismographen besetzt werden.

Mit dieser Anordnung der Stationen in zwei zueinander ungefähr senkrechten Profilen ist es also möglich, die Richtung zu Zentren der Bodenunruhe festzulegen.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Oktober 1936.

---

## Ein photoelektrischer Schwingungsmesser

Von **Heinz Dobberstein**, Hamburg. — (Mit 4 Abbildungen)

Ein besonderer Vorteil elektrischer Schwingungsmesser gegenüber den mechanisch-optischen Meßgeräten ist die Trennung von Untersuchungsapparatur und Registriergerät. Ersteres beansprucht nur wenig Platz und letzteres kann bequem zugänglich an irgendeinem geeigneten Ort aufgestellt werden, beide sind einfach durch ein Kabel miteinander zu verbinden. Außerdem ist die Vergrößerung leicht zu variieren. Die meistverwendeten elektrischen Schwingungsmesser beruhen auf der Induktion oder der Piezoelektrizität. Sie haben den Nachteil, daß sie von einem Bewegungsvorgang nur ein Geschwindigkeits-Zeit- bzw. Beschleunigungs-Zeit-Diagramm liefern. Ein Weg-Zeit-Diagramm kann man erst durch ein- bzw. zweifache Integration erhalten. Im folgenden soll nun das Prinzip und ein Modell eines Schwingungsmessers auf photoelektrischer Grundlage beschrieben werden, dessen Registrierung sofort eine Weg-Zeit-Kurve liefert.

Beim *photoelektrischen Schwingungsmesser* steuert die sogenannte „stationäre Masse“ des Meßgerätes einen Lichtstrom, der auf eine Photozelle fällt, im Rhythmus der auftretenden Schwingungen und verwandelt sie so in elektrische Energie-

schwankungen, die durch ein schnellerschwingendes Galvanometer oder einen Oszillographen (falls nötig unter vorheriger elektrischer Verstärkung) photographisch aufgezeichnet werden. Durch geeignete Anordnung ist eine amplitudengetreue Registrierung möglich.

Ein diesem Prinzip entsprechendes Modell eines photoelektrischen Schwingungsmessers ist für die Prüfung von Preßlufthämmern entwickelt worden. Es wiegt 1 kg; doch ist dieses Gewicht durch Leichtmetallkonstruktion noch leicht

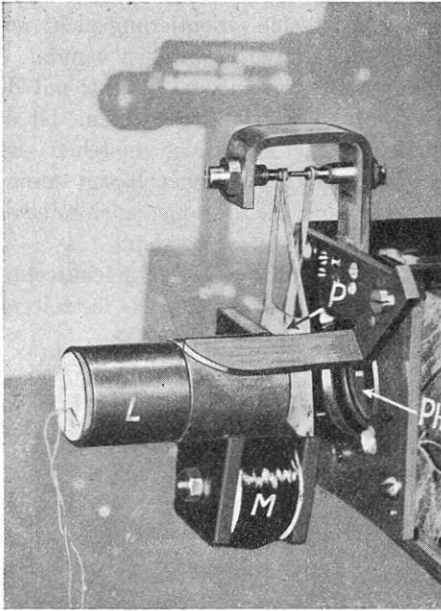


Fig. 1.

Photoelektrischer Schwingungsmesser.

*P* Pendel, *Ph* Photozelle, *L* Lichtquelle,  
*M* Dämpfungsmagnet

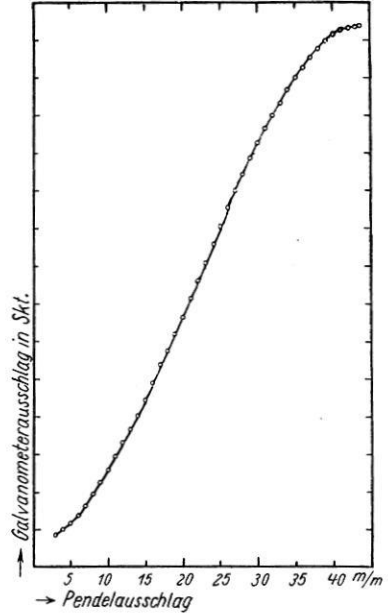


Fig. 2.

Zusammenhang zwischen Pendel- und Galvanometerausschlag des photoelektrischen Schwingungsmessers

auf die Hälfte herabsetzbar, ohne daß seine Stabilität leidet. Bei einer dreifachen Vergrößerung (ohne besondere elektrische Verstärkung) werden Schwingungen bis zu 27 mm Doppelamplitude amplitudengetreu aufgezeichnet, solange die Frequenz oberhalb der Eigenfrequenz des Pendels bleibt. Die stationäre Masse dieses Schwingungsmessers bildet ein in Spitzen gelagertes Aluminiumpendel *P* (siehe Fig. 1) in Kreissektorform von etwa 7 cm Länge und 1 mm Dicke, dessen Eigenfrequenz bei 1.73 Hertz liegt. Gegen Querschwingungen ist es durch seitliche Stäben zur Achse hin stabilisiert. Die Eigenschwingungen werden durch den Elektromagneten *M* (in Form eines sogenannten Zählermagneten) unschädlich gemacht. Die Lichtquelle — eine kleine Osram-Spiralfadenlampe für 3.5 Volt

und 0.2 Amp. — ist zusammen mit einem Kondensator, der das austretende Licht genügend parallel macht, in der Messinghülse *L* untergebracht. Das Licht, zum Teil durch das Pendel *P* abgeblendet, fällt durch eine kreisrunde Öffnung in der Grundplatte auf eine Selen-Sperrschicht-Photozelle *Ph*, wo es in elektrische

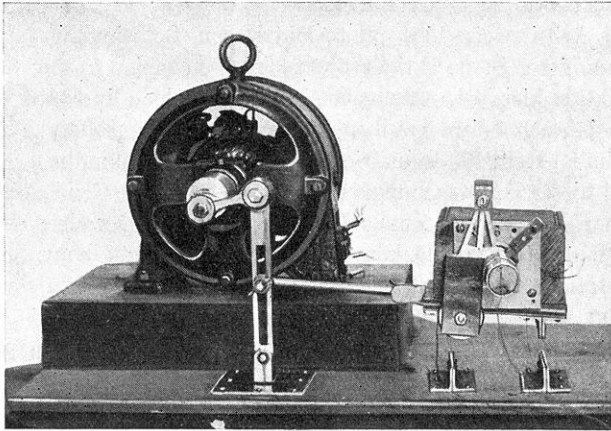


Fig. 3. Photoelektrischer Schwingungsmesser auf Schütteltisch

Energie umgewandelt wird. Diese Photozelle arbeitet praktisch trägheitslos und ist unempfindlich gegen mechanische Stöße. Als Registriergalvanometer dient ein Mollsches Torsionsfadengalvanometer mit Elektromagnet und einer Eigenschwin-

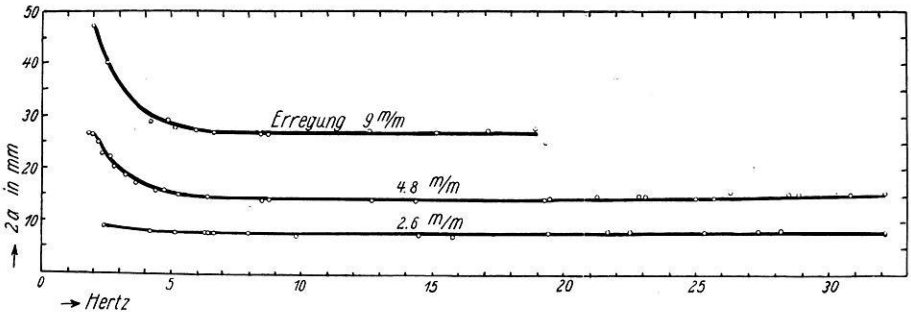


Fig. 4. Resonanzkurven des photoelektrischen Schwingungsmessers

gung von über 100 Hertz. Das Instrument ist so empfindlich, daß es ohne Zwischenverstärkung bei 50 cm Abstand vom Registrierfilm die Pendelamplituden dreifach vergrößert auf dem Film aufzeichnet. In Fig. 2 ist der Galvanometerausschlag (in willkürlicher Skala) als Funktion des Pendelausschlages dargestellt. Wie man sieht, ist über einen Bereich von 27 mm Pendelausschlag gute Linearität vorhanden (die man natürlich auch in jedem Falle durch geeignete feste Blenden

erzielen kann). Fig. 3 zeigt den photoelektrischen Schwingungsmesser auf einem primitiven Schütteltisch\*), der auf Blattfedern ruht und über einen verstellbaren Exzenter von einem 1 PS-Elektromotor angetrieben werden kann. In der Fig. 4 sind einige mit diesem Schütteltisch aufgenommene Resonanzkurven mit verschiedener Anregungsamplitude dargestellt. Sie entsprechen in ihrer Linearität den nach der Theorie zu erwartenden.

Über die Arbeitsweise des photoelektrischen Schwingungsmessers in der Praxis soll an anderer Stelle berichtet werden; doch schien es mir von Interesse, seine Konstruktion hier bekanntzugeben. Dürfte es doch durchaus möglich sein, auf dieser Basis auch Seismographen zu bauen mit Vergrößerungsverhältnissen bis zu  $10^4$ . Einmal stellt die Industrie heute noch viel empfindlichere Photozellen her, als die zu dieser Untersuchung verwandte, und liefert Gleichstromverstärker bis zu  $10^4$ -facher Verstärkung. Zum anderen ist optisch noch einiges herauszuholen, indem der von der Lichtquelle kommende Lichtstrom erst konvergent gemacht wird und die stationäre Masse, vielleicht noch über einen Hebelarm, den Lichtstrom im Brennpunkt steuert.

*Zusammenfassung.* Die Konstruktion eines photoelektrischen Schwingungsmessers wird beschrieben und einige Resonanzkurven gegeben.

Herrn Prof. Dr. S. Valentin er möchte ich auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank aussprechen, daß er mir diese Untersuchung mit den Mitteln des Physikalischen Institutes der Bergakademie Clausthal in so entgegenkommender Weise ermöglichte.

Hamburg, im April 1937.

---

## Zur neuen Haalckschen Theorie des Erdmagnetismus

Von Teodor Schlomka, Hannover

Nach einer einleitenden Übersicht über den derzeitigen Stand der physikalischen Theorien des Erdmagnetismus wird darauf hingewiesen, daß die neue Haalcksche Theorie quantitativ nicht befriedigt und daß die Folgerungen, die Herr Haalck daraus gezogen hat, nicht zutreffen.

### A. Allgemeines zur Theorie des Erdmagnetismus

Eine allgemein anerkannte physikalische Theorie des Erdmagnetismus gibt es zur Zeit noch nicht. Die *Permanenth*theorie, die das erdmagnetische Feld auf eine permanente Magnetisierung der Erdkruste bis zu 25 km Tiefe herab zurückführen will, ist nur Scheinthorie; denn die permanente Rindenmagnetisierung wird von ihr nicht näher *begründet*, sondern einfach *postuliert*; die Frage

---

\*) Die Schütteltischapparatur wurde freundlicherweise vom Institut für Maschinenkunde und Elektrotechnik der Bergakademie Clausthal zur Verfügung gestellt.

nach dem Ursprung des Erdmagnetismus wird von der Permanenttheorie also gar nicht beantwortet, sondern nur auf die Frage nach dem Ursprung der Erdkrustenmagnetisierung verschoben.

Auch die *Stromtheorie*, die das Magnetfeld der Erde durch elektrische Leitungsströme auf der Erdoberfläche oder in der Erdkruste erklären will, befriedigt nicht recht. Denn einmal läßt sich kein vernünftiger Grund für das Überhauptvorhandensein der Leitungsströme angeben; und zum andern würden diese Ströme eine viel zu große Joulesche Wärme erzeugen [1].

So bleiben denn nur noch die *Rotationstheorien* übrig, die ihren Namen daher tragen, daß sie die Rotation der Erde für das Vorhandensein des erdmagnetischen Feldes verantwortlich machen. Es gibt eine große Zahl derartiger Theorien (eine systematische Übersichtstabelle findet man bei Schlomka [1] und [3]). Die Mehrzahl davon scheidet jedoch aus: Das aus ihnen folgende Magnetfeld der Erde ist um mehrere Zehnerpotenzen ( $10^8$  bis  $10^{24}$ mal) zu klein und hat auch zum Teil eine falsche Form. Lediglich *die* Rotationstheorien führen auch zu quantitativ befriedigenden Ergebnissen, die Abänderungen an den elektrodynamischen Grundgleichungen vornehmen. Zwei derartige näher ausgearbeitete neuere Theorien (Swann [2] und Schlomka [3]) liegen vor. Es ist hier nicht der gegebene Ort, ausführlich darzulegen, was für und was gegen diese beiden Theorien spricht. Nur soviel sei an dieser Stelle kurz bemerkt: Beide Theorien leisten in ihrem derzeitigen Stande der Forderung nach Widerspruchsfreiheit, Einfachheit und Fruchtbarkeit wohl kaum Genüge.

Bei dieser Sachlage wäre es daher sehr zu begrüßen, wenn es gelänge, eine Rotationstheorie des Erdmagnetismus aufzustellen, die ohne Abänderung der elektrodynamischen Grundgesetze eine plausible Erklärung für das Vorhandensein des erdmagnetischen Feldes lieferte. Herr Haalck hat bereits einmal [4] einen Versuch in dieser Richtung unternommen. Ich konnte jedoch zeigen [5], daß ihm ein Irrtum unterlaufen war und daß nach dessen Berichtigung Herrn Haalcks erste Theorie ein Magnetfeld lieferte, das mindestens  $10^{14}$ mal kleiner war als das tatsächlich vorhandene Feld.

Herr Haalck legt nun den Fachgenossen neuerdings [6] eine zweite Theorie des Erdmagnetismus vor. Diese neue Theorie ist jedoch in quantitativer Hinsicht ebenfalls unbefriedigend; auch hat Herr Haalck falsche Folgerungen aus ihr gezogen.

## B. Haupteinwand gegen die neue Haalcksche Theorie

Daß jede physikalische Theorie in *quantitativer* Beziehung befriedigen muß, ist eigentlich eine Selbstverständlichkeit. Es dürfte aber vielleicht doch zweckmäßig sein, zunächst einige diesbezügliche Sätze aus einem Vortrag von W. Wien über „Ziele und Methoden der theoretischen Physik“ [7] hier einzuschalten:

„Erst durch die Aufstellung quantitativer Gesetze wird eine wirkliche physikalische Theorie begründet, erst durch die zahlenmäßige Prüfung ihrer Aussagen durch die Beobachtung wird ihre Berechtigung erwiesen. Alle Theorien, die diese Feuerprobe

nicht bestehen, müssen aus der Wissenschaft verschwinden. Deshalb sind bloß qualitative Theorien höchstens als Anregungen für Versuche brauchbar, als wirkliche Leistungen der theoretischen Physik wird man sie nicht ansehen können. — —

Durch die Forderung der zahlenmäßigen Prüfung wird die Freiheit des theoretischen Physikers gewaltig eingeschränkt. Er muß alle Theorien verwerfen, die keine quantitative Übereinstimmung mit den Beobachtungen zeigen, und jeder, der in dieser Weise theoretische Physik getrieben hat, wird finden, daß der bei weitem größte Teil der Gedanken, die er zur Erklärung gewisser Vorgänge gefaßt hat, sich als unbrauchbar erweist. Diese Aussiebung durch die Natur selbst ist eine so große, daß sehr viele theoretische Physiker zeitweilig zur Unfruchtbarkeit verurteilt wurden. — — Von diesen Schwierigkeiten hat der bloß qualitative Theorien aufstellende Forscher keine Vorstellung; denn es macht meistens nicht die mindeste Schwierigkeit, gleich ein halbes Dutzend von Hypothesen aufzustellen, welche Naturvorgänge erklären, solange man auf die quantitative Prüfung verzichtet.“

Ausgangspunkt der neuen Haaleckschen Theorie ist im wesentlichen folgende Überlegung: Wenn man eine aus Ionen und freien Elektronen bestehende Kugel mit den Händen zusammendrücken will, so fühlt man einen Widerstand. Das ist ein Beweis dafür, daß die elektrischen Kräfte zwischen den Ionen und Elektronen der Kugel nicht mehr miteinander im Gleichgewicht sind. Die Ionen und Elektronen wollen zum Teil aus der Kugel heraus. Wären die Hände für die freien Elektronen durchlässig, für die Ionen aber nicht, so würde eben ein Teil der Elektronen durch die Handflächen aus der zusammengedrückten Kugel herausgehen und die Kugel selber bliebe positiv geladen zurück.

Diesen Grundgedanken wendet Herr Haalek nun auf den Erdkörper an. Temperatur und Druck ionisieren die Atome im Erdinnern; man hat dort also Ionen und freie Elektronen. Greift man irgendeine im Erdinnern gelegene Kugelfläche um den Erdmittelpunkt herum heraus, so drücken infolge der Gravitation die außen befindlichen Massen auf das Kugellinnere. Die Ionen und freien Elektronen wollen also aus dem Kugellinnern durch die betrachtete Kugelfläche nach außen. Da die Grenzfläche aus Materie besteht, die für die Ionen undurchlässig, für die freien Elektronen aber durchlässig ist, gehen Elektronen aus dem Kugellinnern heraus, das Kugellinnere wird also positiv geladen. Statt dieser einen herausgegriffenen Grenzfläche mit endlichem Druckunterschied hat man im Erdkörper ein allmähliches Anwachsen des Druckes von der Erdoberfläche bis zum Erdmittelpunkt und demnach auch eine räumliche Ladungsverteilung im Erdkörper derart, daß im Erdinnern positive Ladungsdichte, in den äußeren Schalen negative Ladungsdichte vorhanden ist. Die Erde rotiert nun; die positiven Ladungen des Erdinnern und die negativen Ladungen der äußeren Schale rotieren mit, liefern also Konvektionsströme und damit magnetische Felder. Die Gesamtheit dieser Felder bildet das an der Erdoberfläche beobachtete magnetische Feld.

Das ist die neue Haalecksche Theorie. Gegen sie ist hauptsächlich einzuwenden, daß sie überhaupt nicht quantitativ durchgeführt ist. *Herr Haalek hätte die Ladungsverteilung innerhalb des Erdkörpers der Größenordnung und der Gesetzmäßigkeit nach aus seinem Ausgangspunkt heraus berechnen und dann zeigen müssen,*

daß die so erhaltene Ladungsverteilung bei der Rotation gerade das tatsächlich vorhandene Erdmagnetfeld erzeugt. Das hat er aber nicht getan. Er macht vielmehr willkürliche Ansätze für die Gesetzmäßigkeit der Ladungsverteilung mit willkürlichen Konstanten und bestimmt diese Konstanten dann so, daß die Erde im ganzen elektrisch neutral ist und daß das magnetische Moment der Erde gerade richtig herauskommt!

Die Rechnungen des 2. Abschnittes „Die theoretischen Beziehungen“ und des 3. Abschnittes „Anwendung der Theorie auf Erde und Sonne“ haben überhaupt nichts mit Herrn Haalcks 1. Abschnitt „Grundlegende atomphysikalische Betrachtungen“ zu tun. Sie sind keine Stütze seines Ausgangsgedankens und können ungeändert auf jede beliebige „Theorie“ des Erdmagnetismus angewendet werden, die das Auftreten von positiver Ladungsdichte im Erdinnern und von negativer Ladungsdichte in den äußeren Kugelschalen einigermaßen plausibel macht. Herr Haalck hat also (vgl. die oben zitierten Sätze von W. Wien!) überhaupt keine „Theorie“ des Erdmagnetismus geliefert, sondern lediglich durch die Ausführungen seines 1. Abschnittes eine „Möglichkeit“ einer Theorie des Erdmagnetismus angedeutet, eine Möglichkeit, die er nicht numerisch durchgerechnet hat.

### C. Herrn Haalcks falsche Folgerungen

1. Herr Haalck meint, daß nach seiner Theorie dauernd Elektronen die Erdoberfläche verlassen müssen und durch die schlecht leitende Luft zur *Heaviside*-Schicht wandern, und schließt daraus: „Die unmittelbare Folge ist eine vertikale Potentialabnahme in der Lufthülle, wobei die Erdoberfläche als negativ, die höheren Schichten der Atmosphäre als positiv geladen erscheinen.“ Nach elementaren Grundtatsachen der Elektrostatik ist jedoch die elektrische Ladung etwas Absolutes und nichts Relatives, sie kann nicht positiv oder negativ „erscheinen“. Die Erde würde bei Elektronenabgabe *positiv* geladen werden und die leitende Schicht würde *negative* Ladung bekommen; die Ladungsverhältnisse wären also gerade umgekehrt, als Herr Haalck angibt!

2. Das Grundproblem der Lufterlektrizität ist bekanntlich [8] die „Aufrechterhaltung der negativen Oberflächenladung der Erde“. Es handelt sich darum, einen Prozeß ausfindig zu machen, der dem Erdkörper dauernd die *negative* Ladung wieder *zuführt*, die infolge der Leitfähigkeit der Luft fortwährend von der Erdoberfläche in die Atmosphäre wegfleßt. Herr Haalck ist nun der Ansicht, daß nach seiner Theorie „naturgemäß“ dauernd *Elektronen vom Erdkörper in die Atmosphäre fließen* und daß damit eine „befriedigende Erklärung für die Ursache des lufterlektrischen Vertikalstromes“ gegeben sei! Herr Haalck verkennt demnach vollkommen das lufterlektrische Grundproblem. Denn der von ihm angegebene Strom hat die Richtung des normalen Leitungsstromes. Dessen Existenz ist aber durch das Vorhandensein des elektrischen Feldes in der Atmosphäre und durch die Tatsache der atmosphärischen Leitfähigkeit völlig geklärt. Es handelt sich beim lufterlektrischen Grundproblem vielmehr darum, einen entgegengesetzt

fließenden „Gegenstrom“ ausfindig zu machen. Der von Herrn Haalck „gefolgerte“ Strom kann zu dessen Erklärung nicht herangezogen werden, denn er hat das falsche Vorzeichen!

3. Selbst wenn das Vorzeichen gestimmt hätte: Wie kann man von einer „quantitativen“ und „befriedigenden“ Erklärung sprechen, wenn man überhaupt nicht nachweist, daß *nach der Theorie* gerade soviel Elektronen den Erdkörper verlassen, wie zur Aufrechterhaltung erforderlich ist? (Herr Haalck zeigt nur, daß ein Elektronenverlust der Erde von rund  $10^{22}$  Elektronen pro Sekunde den Gehalt des Erdkörpers an freien Elektronen selbst in geologischen Zeiträumen nicht allzusehr erniedrigen würde; er zeigt aber nicht, daß gerade  $10^{22}$  Elektronen je Sekunde *nach seiner „Theorie“* die Erdoberfläche verlassen müssen!)

4. Wenn tatsächlich, wie Herr Haalck meint,  $88 \cdot 10^{20}$  Elektronen in der Sekunde den Erdkörper verlassen würden, dann erhielte die Erde dadurch *alleine in einem Tage* eine positive Ladung von

$$1400 \text{ (Coulomb/sec)} \cdot 86400 \text{ (sec)} = 121 \cdot 10^6 \text{ Coulomb.}$$

Die das luftelektrische Feld verursachende *negative* Oberflächenladung von  $6 \cdot 10^5$  Coulomb würde hierdurch schon in einem Tage nicht nur neutralisiert werden, sondern sogar auf einen 200mal so großen *positiven* Betrag anwachsen. Das an der Erdoberfläche zu beobachtende luftelektrische Feld würde also infolge des Haalckschen Prozesses von Tag zu Tag um rund  $130 \text{ (Volt/m)} \cdot 200 = 26000 \text{ Volt/m}$  anwachsen (!) und außerdem noch eine umgekehrte Richtung haben, als das tatsächlich vorhandene luftelektrische Feld!

#### D. Gegenüberstellung der Resultate

*Herr Haalck sagt:*

Betrachten wir zusammenfassend das Ergebnis der Erörterungen der entwickelten Theorie, so ist festzustellen, daß sie physikalisch durch folgende Tatsachen gestützt wird:

1. Sie wird aus der Atomphysik abgeleitet.
2. Sie erklärt das Vorhandensein des Erd- und Sonnenmagnetismus.
3. Sie gibt darüber hinaus eine befriedigende Erklärung für die Ursache des luftelektrischen Vertikalstromes.

*Demgegenüber gilt:*

Betrachten wir zusammenfassend das Ergebnis der obigen kritischen Erörterungen, so ist festzustellen, daß Herrn Haalcks neue Theorie aus folgenden Gründen abzulehnen ist:

1. Sie ist *nicht* aus der Atomphysik abgeleitet.
2. Sie liefert *keine Erklärung* für das Vorhandensein des Erd- und Sonnenmagnetismus.
3. Sie gibt *überhaupt keine Erklärung* für die Ursache des luftelektrischen Vertikalstromes.



### Literatur

- [1] T. Schlomka: Zur physikalischen Theorie des Erdmagnetismus. Zeitschr. f. Geophys. **9**, 99—109 (1933).
- [2] W. F. G. Swann: A generalization of electrodynamics, consistent with restricted relativity and affording a possible explanation of the earth's magnetic and gravitational fields, and the maintenance of the earth's charge. Phil. Mag. (7) **3**, 1088—1136 (1927).
- [3] T. Schlomka: Gravitation und Erdmagnetismus. Teil I. Gerlands Beitr. z. Geophys. **38**, 357—406 (1933).
- [4] H. Haalek: Über das Vorhandensein einer magnetischen Wirkung durch rotierende Massen und die Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 359—365 (1929).
- [5] T. Schlomka: Zur Haalekschen Theorie des Erdmagnetismus. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 84—87 (1932).
- [6] H. Haalek: Über eine neue physikalische Erklärung der Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus und des luftelektrischen Vertikalstromes. Zeitschr. f. Geophys. **12**, 112—123 (1936).
- [7] W. Wien: Aus der Welt der Wissenschaft, S. 150—171 (Leipzig 1921). — Die zitierten Stellen befinden sich auf den S. 151 und 153.
- [8] E. Schweidler: Die Aufrechterhaltung der elektrischen Ladung der Erde. (Hamburg 1932.)

*Hannover*, Seminar für theoretische Physik der Technischen Hochschule.

## Referate und Mitteilungen

### Mitteilung über die Fachgliederung Bodenkunde (Geologie, Mineralogie, Geophysik) im Reichsforschungsrat

Im Reichsforschungsrat sind, wie schon aus der Mitteilung durch die Presse bekannt geworden ist, die drei einander benachbarten Wissenschaften Geologie, Mineralogie und Geophysik in einer Fachgliederung „Bodenkunde“ zusammengefaßt worden.

Jede dieser drei Wissenschaften gibt entsprechend ihrer besonderen Fragestellung und Methodik vom Ziele einer Erforschung des Bodens und tieferen Untergrundes her gesehen zunächst nur ein Teilergebnis; wo sich aber diese drei Wissenschaften im Einsatz um die gleiche Aufgabe zu gemeinsamer, gegenseitig sich ergänzender Zusammenarbeit zusammenschließen, da vermögen sie das Ziel einer umfassenden Erforschung des Untergrundes zu erreichen. Darum ist es heute, wo es um verstärkten und erfolgreichen Einsatz der Forschung geht, notwendig, das Nebeneinander spezialistischer Vereinzelung zu überwinden und in planmäßiger Zusammenarbeit sich zu finden. Dieser Notwendigkeit ist im Reichsforschungsrat Rechnung getragen; und dafür dürfen wir dankbar sein; denn die hier durchgeführte Zusammenfassung erleichtert uns nicht nur unsere Aufgabe, sondern gibt uns gleichzeitig die Möglichkeit, in der gemeinsamen Arbeit an dieser Aufgabe so zusammenzuwachsen, daß in endgültiger Überwindung der spezialistischen Vereinzelung auch in die fernere Zukunft eine unsere Forschung nachhaltig befruchtende Gemeinsamkeit des Forschens bestehen bleibt. Die Erreichung dieses Zieles sowohl wie auch die Erfüllung der unmittelbar gegebenen Aufgaben setzt voraus, daß in einem Punkte unbedingte Klarheit besteht: Zusammenarbeit kann nur heißen, daß

jede dieser drei Wissenschaften sich dessen bewußt bleibt, daß sie im Rahmen eines größeren Ganzen steht, daß es also ihre Aufgabe sein muß, sich in der Besonderheit ihrer Methoden und Fragestellungen möglichst frei und kräftig zu entfalten, nicht freilich um andere zu verdrängen, sondern um nur einen um so wichtigeren Beitrag zum Ganzen leisten zu können. Die Glieder müssen stark sein, wo das Ganze wachsen soll, aber sie müssen Glieder sein; wo aber das Einzelglied wuchert und sich zum Herrn des Ganzen aufzuwerfen sucht, da geht schließlich das Ganze zu Grunde; in der spezialistisch zersplitterten Wissenschaft haben wir das zum Teil erlebt. Darum wird es unsere Aufgabe sein müssen, jede dieser drei Wissenschaften in ihrer Besonderheit zu stärken, damit sie den Beitrag zum Ganzen zu liefern vermag, der ihrem Wesen entspricht, die einseitig wuchernden Triebe aber vorsichtig zu beschneiden bzw. so zu binden, daß sie in den Rahmen des Ganzen hineinwachsen. — Bauen wir unsere Zusammenarbeit auf diesem Grundsatz auf, so wird die Fachgliederung Bodenkunde die ihr im Reichsforschungsrat gestellte Aufgabe erfüllen.

Es ist geplant, daß seitens der Fachgliederung Bodenkunde im Reichsforschungsrat am 21. August in Aachen — anläßlich der dort in dieser Zeit stattfindenden Tagungen der Deutschen Geologischen und der Mineralogischen Gesellschaft — eine größere Kundgebung über die Aufgaben und Ziele der Fachgliederung stattfindet. Die Deutsche Geologische Gesellschaft, die Mineralogische Gesellschaft und die Geophysikalische Gesellschaft werden zur Teilnahme an dieser Kundgebung hiermit eingeladen. Nähere Mitteilungen erfolgen noch rechtzeitig.

K. Beurlen.

---

### Vier deutsche Nordlandreisen 1937

Eine Veranstaltung der Nordischen Gesellschaft

Die Nordische Gesellschaft wird in diesem Jahre zusammen mit der NS.-Kulturgemeinde vier deutsche Nordlandreisen veranstalten, die von den jeweils beteiligten deutschen Großreedereien durchgeführt werden. Die Besonderheit dieser Reisen liegt in der *Gestaltung des kulturellen Programms an Bord und an Land*, durch das die Teilnehmer auf das Erlebnis von Land, Menschen und Kultur im Norden vorbereitet werden. Hervorragende deutsche nordländische Persönlichkeiten nehmen an der Reise selbst teil. Musik- und Konzertabende, Vorträge, Filmvorführungen und gesellschaftliche Veranstaltungen wechseln miteinander ab, ohne daß das gemächliche Leben an Bord dadurch beeinträchtigt wird. Die erste deutsche Nordlandreise mit dem Motorschiff „Milwaukee“ der Hamburg-Amerika-Linie führt über Südengland (mit einem Ausflug nach London) und Irland nach Island, rund um diese Insel herum und zu den norwegischen Fjorden. Sie dauert etwas über 14 Tage und ist *sicherlich eine der schönsten und erlebnisreichsten Reisen, die man in diesem Jahre überhaupt unternehmen kann*. Die zweite und dritte deutsche Nordlandreise führen mit dem Motorschiff „Monte Pascoal“ der Hamburg-Süd zu den norwegischen Fjorden und Oslo bzw. Kopenhagen. Diese verbinden die bekannte Bequemlichkeit der Hamburg-Süd-Schiffe mit ausgesprochener Billigkeit. Die vierte deutsche Nordlandreise endlich im Spätsommer führt mit dem Dampfer „Stuttgart“ des Norddeutschen Lloyd rund um England.

Nähere Auskunft und Werbeschriften durch die Hauptbuchungsstelle für die deutschen Nordlandreisen: Nord- und Ost-See-Verkehr G. m. b. H., Zweigstelle Hamburg, Hamburg 1, Alsterdamm 26.

Schriftwalter: G. Angenheister, Göttingen. — Anzeigenleiter: Wilh. Zimmermann, Braunschweig.  
Druck u. Verlag: Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig: I. v. W. g.; z. Z. gilt Anzeigenpreisliste No 2.  
Printed in Germany

# Gravitationsfeld und Oberflächengestalt der Erde und ihre geometrische Festlegung

Von **A. Berroth**, Aachen. — (Mit 4 Abbildungen)

Die Lösung der Aufgabe der Bestimmung des Gravitationsfeldes zerfällt in die nach seiner geometrischen Form und die nach seinem physikalischen Inhalt, die der Oberflächengestalt besteht nur aus der Ermittlung der Form. — Die historische Entwicklung hat es hierbei mit sich gebracht, daß physikalische und geometrische Begriffe im Grenzgebiet der praktischen Erkenntnis sich manchmal in unübersichtlicher Weise vermischen. — Es werden die geometrischen und die physikalischen Elemente herausgestellt, ein Beitrag zur Vervollständigung eines streng geometrischen Verfahrens geliefert und die verschiedenen Methoden in den Möglichkeiten ihrer Verwirklichung kritisch untersucht. Hierbei wird auf einen Weg hingewiesen, der die gegen das Clairautsche Theorem erhobenen Einwände zu umgehen gestattet. Schließlich werden die Möglichkeiten einer analytischen Flächenbestimmung untersucht.

Die Frage nach der Form einer Fläche ist eine geometrische Aufgabe und muß somit auch mit rein geometrischen Mitteln lösbar sein, als welche in Frage kommen Längen- und Winkelmessungen sowie Verhältnisse von physikalischen Meßgrößen gleicher Art (denen somit keine Dimension zukommt), zu deren Bewältigung das Rüstzeug der Flächentheorie ausreicht.

Die Bestimmung des physikalischen Inhalts bedingt die Berücksichtigung der Massen und ihrer Auswirkungen, der Feldkräfte und ihrer differentiellen Änderungen im Raum und erfordert zusätzlich das Rüstzeug der Potentialtheorie.

Form und Inhalt brauchen jedoch nicht grundsätzlich etwas verschiedenes zu bedeuten, wie man am Beispiel der Niveauflächen erkennt, welche man sowohl nach geometrischen als nach physikalischen Methoden und durch Zusammenwirken beider bestimmen kann.

Es liegen somit folgende drei Gruppen von Aufgaben vor: 1. Die Ermittlung der Oberflächengestalt der Erde und des umgebenden Raumes auf geometrischem Wege. Diesem wären zur Beschreibung der Gravitationsfelder die Größen Kraft, Kraftrichtung usw. zuzuordnen. 2. Die Ermittlung der Flächen gleichen Energiewertes, der Niveauflächen, auf geometrischem Wege. 3. Die Ermittlung dieser auf physikalischem Wege in Verbindung mit geometrischen Operationen und jedesmalige Zuordnung der Oberfläche und des umgebenden Raumes.

Wenn man nur kleine Teile des Erdkörpers für sich betrachtet, so hält man die getrennte Behandlung beider Teilaufgaben, der Raumbestimmung und der Zuordnung ohne weiteres für möglich und tatsächlich ist sie es auch.

Sobald aber das über die ganze Erde sich erstreckende Feld einheitlich in demselben Sinne behandelt werden soll, gibt es keine restlos befriedigende Methode, was von kleineren Ursachen abgesehen, in erster Linie damit zusammenhängt, daß es bis jetzt nicht gelungen ist (ja noch nicht einmal der

Versuch unternommen wurde), die *Kontinente durch geodätische Messungen zu verbinden* und ferner infolge der ungenügend erfaßbaren *atmosphärischen Strahlenbrechung*, welche die Anwendung bestimmter, sonst aussichtsreicher Verfahren verhindert.

Da aber die Erde, als Ganzes betrachtet, der Gleichgewichtsfigur einer rotierenden Flüssigkeit nahekommt, so war die Möglichkeit gegeben, eine dieser angenäherte Fläche zu bestimmen. Zur Bewältigung dieser Aufgabe war es jedoch nötig, zu gewissen Vernachlässigungen und Hypothesen zu greifen, die, wenn auch ihr Wirkungsbereich ungefähr abgeschätzt werden konnte, für die künftige Forschung doch lästig sein dürften.

Deshalb wäre die ideale Lösung im Sinne der Potentialtheorie die unmittelbare Bestimmung der Raumkoordinaten des gesamten Oberflächenreliefs auf rein geometrischem Wege, welchem das Kraftfeld in der Umgebung des Reliefs zuzuordnen wäre und welches für die Bestimmung der Flächen gleichen Potentials in Strenge geradezu Voraussetzung ist.

Tatsächlich ist bisher (notgedrungen) umgekehrt verfahren worden, d. h. es wurde zunächst die genäherte Form der Niveaulfläche ermittelt, welcher das Oberflächenrelief und das übrige Kraftfeld angehängt wurde, wodurch es nicht möglich war, die Forderungen der Potentialtheorie in Strenge zu erfüllen.

Deshalb ist es aus erkenntnistheoretischen Gründen bereits als wertvoll zu erachten, wenn ein geometrisches Verfahren wenigstens theoretisch, jedoch stets mit der Absicht, im Rahmen praktischer Verwirklichung zu bleiben, bis zur vollständigen Lösung durchgedacht werden kann.

Im folgenden sind die Lotrichtungen trotz ihrer physikalischen Bedingtheit als geometrische Größen betrachtet, weil die Messung ihrer Winkeldifferenzen als eine geometrische Operation anzusehen ist und der  $\sin$  dieser Winkel das Verhältnis einer Kraftkomponente zur Gesamtkraft darstellt.

## **1. Das geometrische (astronomisch-geodätische) Verfahren von F. R. Helmert aus gemessenen Krafrichtungen**

[Methode der sukzessiven Annäherung mit Hilfe der Fundamentalgrößen I. Ordnung \*)]

Es handelt sich hierbei um das in „Lotabweichungen“ Heft I bis V, Veröff. d. Preuß. Geod. Inst. niedergelegte klassische Verfahren. Dieses geht den als „umgekehrt“ bezeichneten Weg. Ihm ist charakteristisch, daß es ein „totales“ Beobachtungsmaterial nicht verlangt.

Die in die physische Lotrichtung gebrachte Umdrehungsachse des Theodolits bedingt die Richtungsmessung in „Vertikalschnitten“, in welchen auch die Seitenlängen gemessen werden, falls sie nicht in Form von „Feldlinien“ abgesteckt werden.

---

\*) Siehe Fußnote in 6 B.

Beide Arten von Messungsergebnissen, Richtungen und Seiten, werden auf ein Näherungsellipsoid übernommen, wobei sie durch geringe (oft zu vernachlässigende) Korrekturen in solche geodätischer Linien des Ellipsoids übergeführt werden.

Von diesem Ellipsoid wird angenommen, daß sein Äquator mit dem Himmelsäquator zusammenfalle. Es werden für ein Punktsystem, beispielsweise in der Nähe des Äquators, die Normalen des Ellipsoids berechnet und mit den physischen Lotrichtungen verglichen; derartige Differenzen nennt man „*Lotabweichungen*“ [aus physikalischen und geometrischen Quellen herrührend\*].

Da die physischen Lotrichtungen z. B. am Äquator wild durcheinandergehen, so ist die genaue Lage desselben auf der physischen Erde nicht ohne weiteres angebar, da die Verbindungslinie der Punkte auf der Oberfläche der Erde, die genau die gemessene Breite 0 haben, eine komplizierte Raumkurve darstellt, als Äquator aber die ebene Schnittkurve der Parallelebene des Himmelsäquators mit der Erde bezeichnet wird.

Man findet die Lage der ebenen Schnittkurve auf der physischen Oberfläche vielmehr nur indirekt und angenähert, indem man den konstanten Anteil  $\xi_0$ ,  $\lambda_0$  aller von der zufälligen Massenordnung des Bezugspunkts herrührenden Lotabweichungen, möglichst eines ganzen Kontinents („absolute Lotabweichung“) berechnet.

Um diesen Betrag hat man alsdann die gesamte physische Fläche auf dem bestanschließenden Ellipsoid (das die Verbesserungen  $da$ ,  $d\lambda$  gegen das Näherungsellipsoid aufweisen soll) zu verschieben, wodurch der Äquator auf der physischen Fläche und überhaupt die physische und geometrische Fläche erst gegeneinander festliegen.

Bemerkenswert ist bei diesem Verfahren im Vergleich zu anderen, daß man über die Lage des Schwerpunkts des Erdkörpers keinerlei Aussage, vielmehr eine solche nur über die Mittelpunkts- und Achsenlage der Ellipsoidfläche zu einem Oberflächenpunkt erhält.

Da es ein direktes Vergleichsverfahren zwischen den physischen Lotrichtungen nicht gibt, so müssen sie in ihren Durchstoßpunkten mit dem Himmelsgewölbe, und zwar zweckmäßig in dem vom Standort unabhängigen Koordinatensystem des Himmels: Rektaszension und Deklination angegeben werden, während die geodätischen Messungen vielfach in den vom Standort abhängigen Systemen: Stundenwinkel und Deklination bzw. Azimut und Höhe ausgedrückt werden.

Das Näherungsellipsoid soll so beschaffen sein, daß es erlaubt ist, mit Hilfe der ersten Differentialquotienten sowohl auf die gesuchte, angenäherte Gleichgewichtsfläche (meist ebenfalls ein Ellipsoid) als auch die physische Fläche überzugehen.

---

\*) Im Gegensatz hierzu versteht man unter „*Lotablenkungen*“ geringe örtlich bedingte Differenzen von Lotrichtungen, die aus rein physikalischen Quellen herrühren.

Dies ist deswegen notwendig, weil die Aufgabe überhaupt nur durch die Methode d. kl. Qu. bewältigt werden kann

1. wegen der Meßfehler,
2. zur Elimination der tatsächlichen Flächenverbiegungen geringeren Ausmaßes als derjenigen, die man bestimmt,
3. wegen der reichlichen Überbestimmtheit.

Die gesuchte Fläche wird als angenäherte Niveauläche aus der Forderung bestimmt, daß sie die ermittelten physischen Lotrichtungen überall senkrecht durchsetzen soll.

Dazu ist notwendig, in allen Teilen den elastischen Übergang vom Näherungsellipsoid zu den anderen Flächen durch Differentialformeln herzustellen, nämlich

1. durch Verbesserungen der astronomischen Messungen, Breite, Länge, Azimut,
2. durch Verbesserungen der geodätischen Messungen, geodätischer Linien und geodätischer Richtungen,
3. durch Verbesserung der Ellipsoidkonstanten,  $da$ ,  $d\alpha$ ,
4. durch Einführung der Lotablenkung des Bezugspunktes  $\xi_0$ ,  $\lambda_0$ .

Zwischen zwei beliebigen aufeinanderfolgenden Punkten  $i$ ,  $k$  erhält man folgende Differentialbeziehungen:

$\xi$ ,  $\lambda$  = Lotabweichungskomponenten,

oberer Index vertikal = Messungsergebnisse,

oberer Index horizontal = Näherungsellipsoid.

$$\begin{aligned} \xi_k = B'_k - \bar{B}_k + dB'_k + p_1 (B'_i - \bar{B}_i + dB'_i - \xi_i) \\ - p_2 \lambda_i \\ + p_3 (S'_{ik} - \bar{S}_{ik} + dS'_{ik}) \\ + p_4 (T'_{ik} - \bar{T}_{ik} + dT'_{ik}) \\ + p_5 \frac{da}{a} \\ + p_6 d\alpha. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lambda_k = L'_k - L'_i - \bar{L}_k + \bar{L}_i + dL'_k - dL'_i + q_1 (B'_i - \bar{B}_i + dB'_i - \xi_i) \\ - q_2 \lambda_i \\ + q_3 (S'_{ik} - \bar{S}_{ik} + dS'_{ik}) \\ + q_4 (T'_{ik} - \bar{T}_{ik} + dT'_{ik}) \\ + q_5 \frac{da}{a} \\ + q_6 d\alpha. \end{aligned}$$

$$\lambda_k = \frac{1}{\sin B_k} (T'_{ki} - \bar{T}_{ki} + dT'_{ki}) + r_1 (B'_i - \bar{B}_i + dB'_i - \xi_i) \\ - r_2 \lambda_i \\ + r_3 (S'_{ik} - \bar{S}_{ik} + dS'_{ik}) \\ + r_4 (T'_{ik} - \bar{T}_{ik} + dT'_{ik}) \\ + r_5 \frac{da}{a} \\ + r_6 da.$$

Diese Gleichungen werden, ausgehend vom Bezugspunkt mit Index  $i = 0, k = 1$ , dann  $i = 1, k = 2 \dots$  folgerichtig so behandelt, daß sie nur noch sämtliche Lotabweichungen und sämtliche Verbesserungen enthalten.

Nach Beseitigung von Messungswidersprüchen, die durch die doppelte Beziehung in  $\lambda$  und durch Zusammenschluß zu Polygonen möglich ist, erscheinen nur noch Gleichungen von der Form (in einer Anzahl entsprechend der Anzahl der physischen Lotrichtungen):

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \alpha_0 + \alpha_1 \xi_0 + \alpha_2 \lambda_0 + \alpha_3 \frac{da}{a} + \alpha_4 da, \\ \eta &= \beta_0 + \beta_1 \xi_0 + \beta_2 \lambda_0 + \beta_3 \frac{da}{a} + \beta_4 da, \end{aligned} \right\}$$

aus denen die (hier vier) Unbekannten nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt werden, Äquatorhalbmesser, Abplattung und Orientierung.

### *Einige Bemerkungen zu diesem Verfahren*

1. Die *Übertragung* der in Ebenen durch die physische Lotrichtung gemessenen Richtungen und Seiten auf das Näherungsellipsoid läßt sich jedenfalls so genau ausführen, daß sie selbst dann keinen merklichen Fehler erzeugen kann, wenn derselbe sich systematisch häufen würde.

2. Die *Lotkrümmung*, auf welche aus begrifflichen Gründen in Strenge keine Rücksicht genommen werden kann (ist dieser Einfluß doch gleichbedeutend mit der Lösung der Hauptaufgabe selber), muß das Resultat wesentlich beeinflussen.

Ihre Berücksichtigung setzt die Kenntnis der Dichte und Lage aller umgebenden Massen voraus, um die Messung aufs Meeresniveau reduzieren zu können; genähertes Verfahren hierzu von F. R. Helmert, Akad. d. Wiss. Berlin 1900, 1901.

Die Unsicherheit in der Berechnung der Lotkrümmung ist von derselben Ordnung in Beziehung auf die Flächenberechnung wie die aus denselben unzugänglichen Ursachen hervorgerufene Unsicherheit in der Reduktion der  $g$ -Messungen der nächsten Verfahren, so daß in diesem Punkt beiden Methoden ähnliche Mängel anhaften.

3. Die Überbrückung der ozeanischen Räume; dieselben können zurzeit direkt nicht überbrückt werden. Es lassen sich also bestenfalls für alle fünf oder mit der Polkappe sechs Kontinente eigene Näherungsellipsoide finden.

Falls diese Rechnungen erlauben, für jeden Kontinent seinen Wert  $\xi_0$ ,  $\lambda_0$  zu errechnen (d. h. ihn an die richtige Stelle des Ellipsoids zu rücken), ist damit in gewissem Sinne auch eine geodätische Überbrückung der ozeanischen Räume erreicht, d. h. eine geodätische Entfernungsbestimmung über die Ozeane hinweg, deren mittlerer Fehler eine Grenze von  $\pm 30$  m nicht zu übersteigen braucht.

4. Die Rücksichtnahme auf den verschärften Begriff der Lotablenkung nach Poincaré\*).

Hiernach wird bewiesen, daß nicht nur die physischen Lotrichtungen in den Endpunkten einer geodätischen Linie, sondern auch noch die längs der ganzen Linie einen Beitrag zum Resultat liefern, dessen Größe schwer abzuschätzen ist.

Dies käme praktisch darauf hinaus, die Entfernungen zwischen den astronomisch vermessenen Lotlinien jedenfalls genügend klein zu wählen.

## 2. Die physikalischen Verfahren von Clairaut, Stokes, Rudzki und Hopfner aus gemessenen Intensitäten der Kraft

Hierbei spielt die geometrische Vermessung der Beobachtungen in tangentialer Richtung nur eine untergeordnete Rolle, was darauf zurückzuführen ist, daß sich erst auf 1.2 km Nord-Südentfernung die Schwerebeschleunigung um 1 mgal ändert, dagegen in stärkerem Maße in radialer Richtung, wo bereits 3 m diese Änderung hervorrufen. Deswegen erhält man nur bei Kenntnis des Erddurchmessers die geometrische Figur des Geoids oder einer ihr nahekommenden Fläche.

Diesen Verfahren gemeinsam ist die aus der Theorie entspringende Forderung nach einem „totalen“ Beobachtungsmaterial, was ihre Anwendung bisher erschwerte und die gewonnenen Schlußfolgerungen unsicher machte\*\*).

*α) Niveausphäroide nach Clairauts Theorem.* Die gemessenen Schwerewerte werden durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen erfaßt. Der Übergang zu Radialwerten geschieht durch das (erweiterte) Clairautsche Theorem. Hierbei ist eine wesentliche und zur Zeit noch umstrittene Frage die nach der „richtigen“ Reduktion der Schwerewerte.

---

\*) H. Poincaré: Sur les déviations de la verticale en géodésie, Bull. astr. Bd. 18 (1901); vgl. hierüber F. Hopfner: Phys. Geodäsie 1933, S. 357.

\*\*) Vgl. hierzu: F. Hopfner: Die praktische Lösung der II. Randwertaufgabe der Geodäsie. Zeitschr. f. Geophys. 1933, S. 277; F. Ackerl: Die Schwerkraft am Geoid. Akad. d. Wiss. Wien 1932, S. 303; K. Jung: Zusammenfassendes Referat. Zeitschr. f. Verm.-Wes. 1935, S. 550; M. P. Rudzki: Sur la détermination de la figure de la terre d'après les mesures de la gravité. Bull. astr. 1905.



F. Hopfner ist soweit gegangen, einen Teil der von anderen Autoren errechneten Radialstörungen (z. B. die Dreiachsigkeit des Ellipsoids) durch den „Term von Bruns“ genannten Ausdruck zu erklären.

Dies wird dadurch motiviert, daß die aufs Meer zwar richtig reduzierte Schwere mit einer theoretischen Schwere verglichen wird und nun diese Differenzen („scheinbare Schwerestörungen“) die Originalbeobachtungen vertreten.

Da sich aber die reduzierte und die theoretische Schwere nicht auf denselben Punkt (der Höhe nach) beziehen, so sollen dadurch bereits fehlerhafte Ausgangsdaten erzeugt sein.

Abgesehen davon, daß diese Frage zur Zeit noch nicht völlig geklärt ist, wäre es nützlich, nicht von jenen Differenzen, sondern von den Originalbeobachtungen auszugehen und diese zur Verwendung im Clairautschen Theorem geeignet zu machen, d. h. eine Fehlerausgleichung vorwegzunehmen, wie dies im folgenden beschrieben wird.

*Verwendung der Originalbeobachtungen an Stelle von Differenzen gegen eine Normalformel gleichen Potentials*

Die erste Welle, deren Sicherung man nötig hat, betrifft das dreiachsige Ellipsoid. Dies ist in der Entwicklung der Schwerewerte ausgedrückt durch die Glieder

$$\beta'_2 \cos^2 B \cos 2L \quad \text{und} \quad -\beta''_2 \cos^2 B \sin 2L.$$

Der Vorschlag beruht darauf,

1. nur Schwerestationen zu wählen, deren Meereshöhe gering ist; ferner keine Extremwerte, wie Insel- und Küstenstationen,

2. dieselben nach der Formel von Prey zu reduzieren\*),

3. bereits diese Originalwerte mit Hilfe von Profilen z. B. graphisch auszugleichen, also zu den Meridianen als Abszissen die reduzierten Werte als Ordinaten rings um die Kugel in 18 Profilen, sodann zum Äquator und einigen Parallelkreisen als Abszissen die Schwerewerte in 12 Profilen.

Auf diese Weise erhält man

1. den Mittelwert von  $g$  am Äquator,

2. die Variationen in  $g$  in Breite und Länge ohne jeden Vergleich mit einer theoretischen Schwere.

Die ausgeglichenen Werte sollen in die Clairautsche Formel zur strengen Auflösung derselben eingesetzt werden.

Es läßt sich beweisen, daß die dann erhaltene Differenz der Hauptträgheitsmomente  $A$  und  $B$  im Äquator zwangsläufig mit einer Radialstörung verbunden

---

\*) Bezüglich Reduktion nach Prey oder Freiluftreduktion siehe H. Jeffreys: Gerlands Beitr. 1931, S. 378; K. Jung: z. B. Zeitschr. f. Verm.-Wes. 1935, S. 550; F. Hopfner: a. a. O. Gerlands Beitr. 1933, S. 309.

ist, d. h. daß die Dreiachsigkeit des Ellipsoids und damit des Geoids dann eine Realität und keine rechnerische Fiktion ist.

*β) Geoidundulationen nach G. G. Stockes, M. P. Rudzki und F. Hopfner.* Alle drei Verfahren erlauben, ihrer Theorie entsprechend „scheinbare“ Schwerestörungen, d. h. also die Differenzen zwischen den aufs Meer reduzierten Schwerkraften und solchen eines Niveausphäroids zu benutzen.

Die Verfahren sind ihrem Wesen nach sehr ähnlich, sie unterscheiden sich hauptsächlich in den Ausgangsforderungen und ihrer theoretischen Ableitung.

Nach dem ersten Verfahren hat R. A. Hirvonen die Hauptundulation der Kugelfunktionen II. Ordnung, das dreiachsige Ellipsoid, abgeleitet.

Das zweite Verfahren wurde praktisch noch nicht erprobt, weil es ziemlich umständlich ist.

Nach dem dritten hat F. Ackerl, dem Vorgang einer Kugelfunktionsentwicklung von A. Prey bis zur 16. Ordnung folgend, die entsprechenden Undulationen abgeleitet.

Wenn beide Autoren zu gänzlich verschiedenen Ergebnissen gelangt sind, so liegt dies nur an dem noch immer überaus lückenhaften und wohl auch unsicheren Beobachtungsmaterial, das zu hypothetischen Überbrückungen nötigte, die wesentlich verschieden ausgeführt wurden.

Alle drei Verfahren lassen die Möglichkeit der sehr genauen Ableitung von Undulationen zu und müssen zu identischen Resultaten führen, wenn die Theorien richtig sind.

### 3. Strenge Lösung für sämtliche Niveauflächen des Außenraums

Das Kraftfeld und die Niveauflächen der Erde sind im Außen- und Innenraum eindeutig bestimmbar, wenn entweder alle Kraftquellen innerhalb einer geometrischen Fläche  $S$  oder außerhalb derselben sich befinden.

Wenn sich jedoch Kraftquellen innerhalb und solche gleichzeitig außerhalb der Fläche  $S$  befinden, dann ist die Lösung in Strenge nur möglich, wenn man die Kraftquellen kennt (K. Jung).

Das Meeresniveau als solche Fläche  $S$  genommen, bedingt also gerade den letzteren Fall, woraus die verschiedensten Schwierigkeiten resultieren.

Wenn es jedoch gelänge, als Ausgangsfläche  $S$  die Oberfläche der physischen Erde zu bestimmen, so läge eine eindeutige Lösung für den Außenraum vor.

Die Lösung beruht hauptsächlich auf den Sätzen des englischen Mathematikers G. Green, die gestatten, das Raumintegral in ein Oberflächenintegral zu verwandeln; siehe z. B. A. Berroth, Handb. d. Phys. II, Schweremessungen 1926; F. Hopfner, Phys. Geodäsie 1933.

Es sei  $T$  der Außenraum der geschlossenen Fläche  $S$ . Die Funktion  $U$  sei harmonisch in  $T$ ; am Rande seien die Werte von  $U$  und  $\partial U/\partial n$  gegeben. Gesucht werden die Werte von  $U$  im Aufpunkt  $(a, b, c)$  des Außenraumes;  $\Sigma$  sei der Innen-

raum einer Kugel, derart, daß  $S$  ganz im Innenraum von  $\Sigma$  liegt. Man findet für das Potential in  $(a, b, c)$  den Ausdruck:

$$U(a, b, c) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r} \right) \right] d\sigma + \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r} \right) \right] d\sigma. \quad (1)$$

Um rechter Hand  $U$  wegzuschaffen, wird die II. Greensche Funktion eingeführt:

$$G_a^{(2)} = H_a^{(2)} - \frac{1}{r} \dots \dots \dots (2)$$

$H_a^{(2)}$  sei eine harmonische Funktion im Außenraum, die an der geschlossenen Fläche  $S$  in den Aufpunkten  $(a, b, c)$  die Werte

$$\frac{\partial H_a^{(2)}}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} + \text{const} \dots \dots \dots (3)$$

annimmt, und ferner wird von selbst die Relation zwischen  $H_a^{(2)}$  und  $U$  bestehen:

$$\int_S \left[ H_a^{(2)} \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial H_a^{(2)}}{\partial n} \right] d\sigma = 0 \dots \dots \dots (4)$$

Dann läßt sich (1) überführen in das Oberflächenintegral

$$U(a, b, c) = -\frac{1}{4\pi} \int_S G_a^{(2)} \frac{\partial U}{\partial n} d\sigma \dots \dots \dots (5)$$

Die strenge Lösung verlangt also

1. die geometrische Bestimmung der Form einer Fläche  $S$ , d. h. der Oberfläche der Erde (hierzu siehe den folgenden Abschnitt),
2. die Aufstellung der II. Greenschen Funktion in allen Punkten des Außenraumes, was sich z. B. mit Kugelfunktionen bis zu einem gewissen Grade durchführen läßt,
3. die Messung  $\partial U / \partial n$ , d. h. die Schwerkraftkomponente senkrecht zur Oberfläche von  $S$ , was heutzutage sogar auf den Meeren ausführbar ist,
4. die Bildung des Oberflächenintegrals, die numerisch ausführbar ist.

Praktisch der schwierigste Punkt ist Nr. 1, und zwar in erster Linie wegen der Unüberbrückbarkeit der Ozeane.

Die strenge Lösung ist also innerhalb eines gewissen Rechenumfanges durchführbar, vorbehaltlich der Lösung der geometrischen Aufgabe der Raumbestimmung.

#### 4. Die unmittelbare geometrische Polyederbestimmung nach H. Bruns

(Figur der Erde, S. 30, 47)

Im Zusammenhang mit der Flächenbestimmung  $S$  wird von einigen Autoren das Verfahren von Bruns erwähnt, obwohl dieser hinsichtlich dieses Punktes in seiner Originalarbeit gar nicht mehr beabsichtigte, als überhaupt nur eine

gewisse Vorstellung zu vermitteln. Das Verfahren ist deswegen unvollständig und in mancher Hinsicht unklar.

Es soll ein der Erde umschriebenes Reliefpolyeder ausgemessen werden. Was der Urheber darüber sagt, ist ungefähr folgendes:

Die Stationen bilden die Ecken eines Polyeders, dessen Kanten die einzelnen einvisierten Richtungen, dessen Seiten die von diesen Richtungen eingeschlossenen ebenen Dreiecke sind.

Durch die auf jeder Station gemessenen Horizontalwinkel (Azimutunterschiede) und Zenitdistanzen ist jenes geometrische Gebilde, nämlich Polyeder und Vertikalsystem seiner Form nach, durch die Grundlinien seiner Größe nach vollständig bestimmt.

Schließlich werden die Schwierigkeiten der Strahlenbrechung bei den Zenitdistanzen erwähnt und mit dem Satz beendet: Man hat nur die Wahl zwischen trigonometrischem Nivellement (das sind Zenitdistanzen), oder man verzichtet darauf, sich bei der Ermittlung der mathematischen Figur der Erde von allen hypothetischen Annahmen frei zu machen.

*Bemerkung.* Es ist reichlich viel gesagt, aus diesen wenigen Sätzen ein „Verfahren“ herauslesen zu wollen, wie das vielfach geschieht; denn bei näherem Zusehen stößt man sofort auf Schwierigkeiten, deren Lösung der Urheber nicht einmal angedeutet hat.

Außerdem ist das Verfahren auch a priori nicht streng hypothesenfrei (soll heißen geometrisch) definiert; denn es werden Messungen von Horizontalwinkeln, Azimuten, Zenitdistanzen, Vertikalensystemen vorgeschlagen, also Messungen, bei denen die Orientierung nach der physischen Lotrichtung, also der Kraft- richtung, vorgesehen ist, wodurch die alten Schwierigkeiten auftreten.

## 5. Definition einer unmittelbaren geometrischen Ausmessung des Erdkörpers

Es soll eine geschlossene Fläche  $S$  (der physische Erdkörper), wie von der strengen Theorie verlangt, durch (rein geometrische) Messungen festgelegt werden.

*a) Reliefprisma.* Es handelt sich hierbei um einen Versuch zur Ausmessung des Erdkörpers, bei dem es grundsätzlich vermieden wird, die Begriffe horizontal und vertikal usw. einzuführen. Es wird sich dabei zeigen, daß man sich nach anfänglich reinlicher Scheidung in der praktischen Ausführung diesen Begriffen doch wieder nähern kann, allerdings mit Vorbehalten.

Praktisch unterliegt dieses Verfahren wie jedes geometrische dem Hindernis der Unüberbrückbarkeit der Ozeane. Es genügt zunächst die Betrachtung des Messungsvorganges in Form von Profilen, z. B. Meridianprofilen oder dem Äquatorprofil.

Zur einfachsten Gestaltung denkt man sich dem Erdkörper ein Prisma mit zahlreichen Kanten umschrieben, derart, daß zum mindesten auf jeder Kante ein Punkt physisch zugänglich ist.

Versteht man unter dem Kantenwinkel  $\omega$  den Schnittwinkel in der Normalebene auf der Kante, so kann derselbe z. B. mit dem Prismenkreise gemessen werden.

Nimmt man eine Folge von (im übrigen beliebig liegenden) Kanten und auf ihnen in der Fortschreitungsrichtung Punkte  $ABC$  an, so lassen sich ferner die in den Prismenflächen liegenden Winkel gegen die in denselben Ebenen liegenden Normalen zu den Kanten ebenfalls mit dem Prismenkreis messen. Es kommt hierfür z. B. der Prismenkreis von Wegener (siehe Fig. 1) in Frage, mit dem die Winkel ohne Schwierigkeit mit Sekundengenauigkeit gemessen werden können. Die Entfernungen  $AB, BC, \dots$  werden direkt oder indirekt gemessen.

b) *Koordinatensystem.* Dieses kann ein rechtwinkliges mit Nullpunkt in  $A$  und der  $x$ -Achse in  $AB$  sein, so daß die  $z$ -Achse auf der ersten Prismenfläche senkrecht steht.

(Man kann den Anfangspunkt auch in der  $-z$ -Richtung um 6370 km verschieben, so daß das System nahe dem Erdmittelpunkt beginnt.) Mit den angegebenen Messungen lassen sich sämtliche Koordinaten der Punkte  $B, C \dots$  berechnen.

c) *Physische Lotrichtungen.* Diese werden in  $ABC \dots$  gemessen und durch ihre Richtungen gegen die Koordinatenachsen eindeutig festgelegt.

Da der übliche astronomische Meßvorgang zur Bestimmung der Lotrichtungen aber auf der üblichen geodätischen Körpervermessung aufbaut, muß wenigstens theoretisch erwogen werden, wie man sich eine hiervon unabhängige Messung vorstellen kann.

Zur Erläuterung dieses Vorganges denke man sich in  $A$  zwei Objektivlinsen derart montiert, daß von der einen die optische Achse in die  $z$ -Achse fällt, von der anderen in die physische Lotrichtung von  $A$ . Ebenso denke man sich in  $B$  eine Objektivlinse, deren Achse in die dortige physische Lotrichtung fällt.

Mit allen drei Linsen werden vom Sternenhimmel gleichzeitig Aufnahmen gemacht (um in der Vorstellung die Zeit zu eliminieren).

Aus der Lage der Sterne lassen sich ein und derselbe Himmelsmeridian, aus der Lage der Durchstoßpunkte der optischen Achsen gegen die Sterne die Himmelskoordinaten der Durchstoßpunkte ableiten. Dadurch ergeben sich

1. die sphärischen Entfernungen der Durchstoßpunkte,
2. die sphärischen Winkel dieser gegen den Himmelsmeridian.

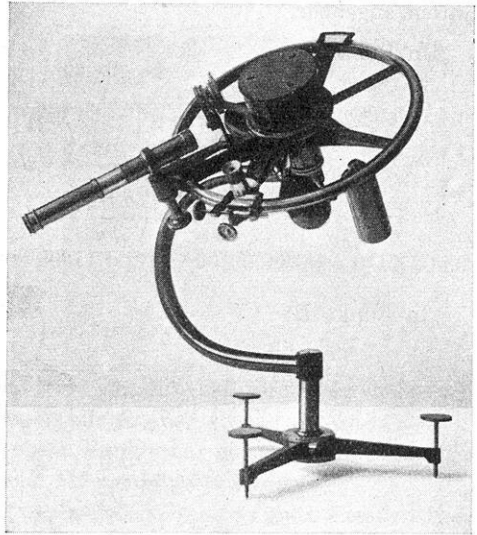


Fig. 1. Prismenkreis von Wegener

Da aus den Sternen auch jeder andere Himmelsgroßkreis ableitbar ist, so bedeutet dies die Wählbarkeit einer beliebigen Fortschreitungsrichtung auf der Erde. Was nun für ein photographisches Verfahren erläutert wurde, muß in eine direkte Messung umgesetzt werden. Damit sind in jedem Punkt  $A B C$  die räumlichen Winkel  $\xi, \eta, \zeta$  der physischen Lotrichtungen gegen das gewählte Koordinatensystem angebar.

In Punkt  $A$ :

$$\xi_a = \frac{\arccos\left(\frac{\partial W_1}{\partial x}\right)_a}{\sqrt{\left(\frac{\partial W_1}{\partial x}\right)_a^2 + \left(\frac{\partial W_1}{\partial y}\right)_a^2 + \left(\frac{\partial W_1}{\partial z}\right)_a^2}},$$

$$\eta_a = \frac{\arccos\left(\frac{\partial W_1}{\partial y}\right)_a}{\sqrt{\quad}}, \quad \zeta_a = \frac{\arccos\left(\frac{\partial W_1}{\partial z}\right)_a}{\sqrt{\quad}}.$$

In Punkt  $B$ :

$$\xi_b = \frac{\arccos\left(\frac{\partial W_2}{\partial x}\right)_b}{\sqrt{\left(\frac{\partial W_2}{\partial x}\right)_b^2 + \left(\frac{\partial W_2}{\partial y}\right)_b^2 + \left(\frac{\partial W_2}{\partial z}\right)_b^2}},$$

$$\eta_b = \frac{\arccos\left(\frac{\partial W_2}{\partial y}\right)_b}{\sqrt{\quad}}, \quad \zeta_b = \frac{\arccos\left(\frac{\partial W_2}{\partial z}\right)_b}{\sqrt{\quad}}.$$

Könnten hierbei die  $W_2$  auf die  $W_1$  bezogen werden, was identisch wäre mit der Berücksichtigung der Lotkrümmung, so wäre das Verfahren der Lotabweichungen in Strenge ausführbar, diesmal jedoch auf völlig unabhängiger geometrischer Grundlage.

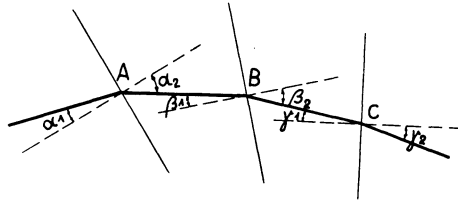


Fig. 2. Reliefprisma

d) *Erläuterung.* Entsprechend dem beschriebenen Weg sollen folgende Messungen gemacht sein:

In  $A$ :

$$\alpha_1 = 25^\circ 30' 55'', \quad \alpha_2 = 31^\circ 14' 17'', \quad s_1 = 9937.86\text{m}, \quad \omega_1 = 180^\circ 0' 00'';$$

in  $B$ :

$$\beta_1 = 36^\circ 18' 21'', \quad \alpha_2 = 17^\circ 59' 32'', \quad s_2 = 10078.09\text{m}, \quad \omega_2 = 180^\circ 21' 58'';$$

in  $C$ : usw.

Dies führt auf folgende *Koordinaten* und *Richtungswinkel* unter Hinzufügung der gemessenen physischen Lotrichtungen.

			$\xi$	$\eta$	$\zeta$	
A:	$x = 0$	$y = 0$	$z = 0$	$90^{\circ}00'20.54''$	$89^{\circ}59'53.25''$	$0^{\circ}0'21.61''$
(A B)	gegen $x$ -Achse:		$31^{\circ}14'17''$			
	gegen $y$ -Achse:		$58\ 55\ 43$			
	gegen $z$ -Achse:		$90\ 0\ 00$			
B:	$x = 8497.07$	$y = 5153.73$	$z = 0.0$	$90^{\circ}05'47.01''$	$90^{\circ}00'04.09''$	$0^{\circ}05'47.03''$
(B C)	gegen $x$ -Achse:		$12^{\circ}55'33.5''$			
	gegen $y$ -Achse:		$77\ 04\ 33$			
	gegen $z$ -Achse:		$90\ 20\ 53.5$			
C:	$x = 18319.78$	$y = 7407.81$	$z = -61.25$	$90^{\circ}11'00.19''$	$90^{\circ}00'12.08''$	$0^{\circ}11'00.30''$
	usw.					

Sind die aufeinanderfolgenden Punkte so gewählt, daß ihre Meereshöhe sich nicht um allzuviel unterscheidet, so lautet die mathematische *Aufgabe*:

Senkrecht zu einer durch eine gegebene Punktschar gehenden Geradenschar von gegebener Richtung eine analytische Flächenschar zu legen.

Unterscheidet sich die Meereshöhe wesentlich, so muß es statt Geradenschar Kurvenschar heißen.

e) *Praktische Ausgestaltung.* Nachdem die Prinzipien des Verfahrens als eines rein geometrischen dargestellt sind, soll untersucht werden, ob man sich der üblichen Meßinstrumente wie Theodolit und Nivellierinstrument bei voller Wahrung der geometrischen Unabhängigkeit bedienen kann.

$\alpha$ ) *Verwendung des Theodolits, Absteckungsverfahren.* Von den Prismenkanten war bis jetzt nur verlangt, daß sie durch einen physisch erreichbaren Punkt gehen sollen.

Man kann sie also auch „horizontal“, z. B. durch die Kippachse des Theodolits legen. Dadurch ist klar, daß die Kantenwinkel  $\omega$  direkt mit dem Höhenkreis des Theodolits gemessen werden können.

Dazu ist nötig, Punkte in den Prismenflächen zu signalisieren, die gleichzeitig in Normalebene zu den Kanten liegen. Die in den Prismenflächen liegenden Winkel  $\alpha, \beta$  usw. benötigen ein Winkelmeßinstrument, das in diese Ebenen ausgerichtet werden kann, also eine Art Sextanten oder Prismenkreis.

Da es häufig umständlich sein wird, so zu verfahren, kann man sich auch ein ausschließliches Verfahren mit Theodolit ausdenken, wobei man nur gegen das Grundprinzip der geometrischen Unabhängigkeit nicht verstoßen darf.

Das gleiche gilt für die Seitenmessung, die bei indirektem Messen so zu bewerkstelligen ist, daß sie dasselbe Resultat ergibt wie die direkte Messung.

β) Verwendung des Nivellierinstrumentes, Absteckungsverfahren. Kantenwinkel von nahezu 180° können bequem und sehr genau mit dem Nivellierinstrument gemessen werden.

1. Das gewöhnliche Nivellierverfahren arbeitet bekanntlich in „Sprungständen“, d. h. nur jeder zweite Bodenpunkt wird mit dem Nivellierinstrument besetzt; aus diesem Grunde kann man damit allein nicht ans Ziel gelangen.

Da das gewöhnliche Nivellierverfahren keine Aussage über die Krümmung der Niveaulfläche liefert, so muß man zusätzlich auf ein anderes Verfahren zurückgreifen, welches den regionalen Verlauf des Geoids ergibt und das unter dem Namen *astronomisches Nivellement* bekannt geworden ist.

Dieses von F. R. Helmert\*) angegebene Verfahren benötigt ebenfalls nur die Fundamentalgrößen I. Ordnung, zum Unterschied von dem allgemeinen Verfahren jedoch mit dem Ziel, die Einzelheiten der Niveaulfläche zu bestimmen, wozu ein dicht liegendes Beob-

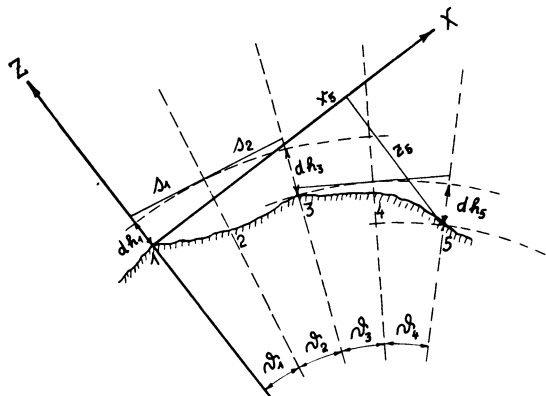


Fig. 3. Geometrisches und astronomisches Nivellement

achtungsmaterial erforderlich ist. Den Übergang zu den Brunsschen Zenitdistanzen liefert die folgende Gleichung:

$$H_n = H_1 + \int_1^n \vartheta ds + \int_1^n dh \dots \dots \dots (1)$$

Zur Anpassung dieser Beziehung an vorliegende Aufgabe denkt man sich entsprechend Fig. 2 ein rechtwinkliges Koordinatensystem im Bodenpunkt 1 nach der physischen Lotlinie verankert. Dann liest man aus der Fig. 3 ab:

$$\left. \begin{aligned} Z_n = dh_1 + s_1 \vartheta_1 - s_2 \vartheta_2 \cos \Delta_2 - (s_1 + s_2) \sin \Delta_1 - dh_3 \cos \Delta_2 \\ + s_3 \vartheta_3 \cos \Delta_2 - s_4 \vartheta_4 \cos \Delta_4 - (s_3 + s_4) \sin \Delta_3 - dh_5 \cos \Delta_4 \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

oder

$$\left. \begin{aligned} Z_n = \pm dh_1 \pm dh_3 \cos \Delta_2 \pm dh_5 \cos \Delta_4 \\ + (s_1 \vartheta_1 - s_2 \vartheta_2) \cos \Delta_2 + (s_3 \vartheta_3 - s_4 \vartheta_4) \cos \Delta_4 \\ - (s_1 + s_2) \sin \Delta_1 - (s_3 + s_4) \sin \Delta_3 + \dots \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

mit

$$\Delta_1 = \vartheta_1, \quad \Delta_2 = \vartheta_1 + \vartheta_2, \quad \Delta_3 = \vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3, \quad \text{usw.} \dots (4)$$

\*) F. R. Helmert: Zur Bestimmung kleiner Flächenstücke des Geoids aus Lotabweichungen mit Rücksicht auf Lotkrümmung. Akad. d. Wiss. Berlin 1900, S. 964; 1901, S. 958.



Hierin werden die Größen  $dh$  mit dem Nivellier, die Projektionen der Lotrichtungen auf die  $xz$ -Ebene astronomisch und die Seiten mit Meßband oder indirekt gemessen. Wenn hierbei die Lotrichtungen nur in größeren Abständen vorliegen, so werden sie dazwischen interpoliert.

Der Mangel des Verfahrens besteht darin, daß die große Anzahl von geforderten astronomisch bestimmten Lotrichtungen nur höchst mühevoll beschafft werden kann, auch ist es sehr schwer, die geometrischen und physikalischen Elemente zu trennen. Aus diesen Gründen ist es wichtig, diese Mängel zu vermindern.

2. *Ein spezielles Nivellierverfahren.* Tatsächlich läßt sich eine Methode finden, die gestattet, auch mit dem Nivellierinstrument die Krümmung zu messen,

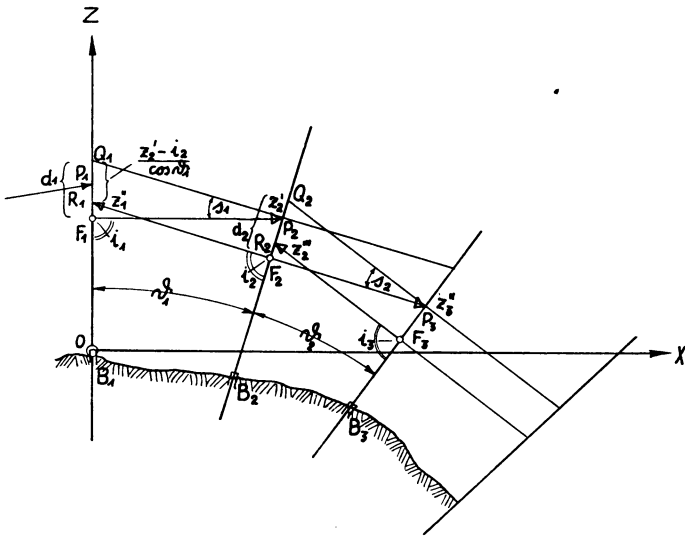


Fig. 4. Spezielles Nivellierverfahren ohne astronomisches Nivellement \*)

also den gesamten Vorgang, abgesehen von Längenmessungen, auf dieses Instrument allein aufzubauen, wobei also keine astronomischen Messungen benötigt werden. Hierüber gibt Fig. 4 Aufschluß.

Es gelten dieselben Gleichungen wie vorhin. Die Winkel  $\vartheta_1$  werden aber jetzt aus dem Nivellierverfahren heraus bestimmt.

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \vartheta_1 &= \frac{Z_1'' - i_1}{s_1} + \frac{Z_2' - i_2}{s_1 \cos \vartheta_1}, \\ \operatorname{tg} \vartheta_2 &= \frac{Z_2''' - i_2}{s_2} + \frac{Z_3'' - i_3}{s_2 \cos \vartheta_2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

\*) In Fig. 4 sind  $s_1, s_2$  versehentlich an Winkel angeschrieben statt an Strecken.

oder, da  $\cos \vartheta$  gegen  $\sin \vartheta$  vernachlässigt werden darf (eventuell mit Einführung des normalen Wertes von  $\vartheta$ )

$$\left. \begin{aligned} \vartheta_1 &= \frac{1}{s_1} (Z_1'' - i_1 + Z_2' - i_2), \\ \vartheta_2 &= \frac{1}{s_2} (Z_2''' - i_2 + Z_3'' - i_3). \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

Es ist also hierbei notwendig, nicht in Sprungständen zu arbeiten. Die Abstände der Ziellinie von den Bodenpunkten können z. B. durch Stab und Keil sehr genau festgestellt werden, nachdem Stablänge + Abstand Fernrohr — Ziellinie durch Eichung mit Hilfe des Fernrohres aus bekanntem Höhenunterschied zweier Punkte gefunden ist.

Dieses bis jetzt nicht gebräuchliche Verfahren verlangt eine genaue Kontrolle der Lage der Ziellinie zur Libellenachse für alle angewandten Fokussierungen. Es erlaubt die geometrische Rekonstruktion der gesamten gekrümmten Oberfläche. Praktisch wird es aber auch ohne physische Lotrichtungen in größeren Abständen vorläufig nicht ganz auskommen. Es handelt sich hierbei um einen räumlichen Polygonzug, bei dem die vertikale Krümmungskomponente abgesehen vom Höhenunterschied pro 1 km etwa 78 mm beträgt, wobei man verlangt, daß der Fehler dieser Größe 1 mm nicht übersteigt. Das Endergebnis ist dasselbe, wie wenn man Zenitdistanzen mit einem (jetzt noch nicht gebräuchlichen) Verfahren der vertikalen Zwangszentrierung\*) auf kurze Entfernungen mißt.

### 6. Analytisch-geometrische Bestimmung von Niveauflächenstücken und ihre geometrische Aneinanderfügung

Die Niveauflächen können bekanntlich aus analytischen Flächen zusammengesetzt gedacht werden, und zwar in stetiger Übergangsfolge außerhalb der festen Rinde, in unstetiger beim Eindringen und im Verlauf in derselben, wo sich die Dichte unstetig ändert.

Es liegt somit die Aufgabe vor, die Konstanten zur Bestimmung der Teilflächen zu messen, und alsdann die weitere, die Teilflächen zusammenzusetzen.

Wie groß die Teilflächen gewählt werden können, hängt von der Bewältigung des mathematischen Formelapparates ab und von der verlangten Genauigkeit der Flächenbestimmung.

Die Zusammensetzung wird beeinflußt von der Fehlerfortpflanzung, und dieser Umstand verlangt das Zurückkommen auf  $g$ -Messungen und Lotabweichungen.

Dabei ergeben der *Isogammenplan* Anschluß über die vertikale Auflockerung der Niveauflächen, die *Lotabweichungen* über den allgemeinen Krümmungsverlauf

---

\*) Ein Versuch, dieses Verfahren zu erproben, wird auf Vorschlag des Verfassers zur Zeit bei der Universität Bonn gemacht.

derselben. Gesetzt den Fall, daß eine einwandfreie Bestimmung dieser Art möglich ist, könnte somit eine Geoidbestimmung ähnlich wie die von A. Galle im Harz als Unterlage für die Flächenzusammensetzung dienen.

Diese analytischen Verfahren gehen darauf aus, in den Beobachtungspunkten die Krümmung der Niveaufläche oder die Parameter, aus denen sich die Fundamentalgrößen zusammensetzen, zu messen.

Alsdann liegt die Aufgabe vor, aus einer Anzahl von Punkten, in denen die Fundamentalgrößen vorliegen, eventuell mit Benutzung der Methode der kleinsten Quadrate die Fläche zu berechnen.

Hierbei ist zu unterscheiden zwischen dem Fall, daß in jedem Punkt sämtliche Fundamentalgrößen und dem Fall, daß nur ein Teil dieser Größen gegeben sind.

*A. Analytische Behandlung einer Äquipotentialfläche bei insgesamt gegebenen Fundamentalgrößen*

Es ist bekannt, daß zur Bestimmung der Fundamentalgrößen I. und II. Ordnung oder zur Bestimmung der Krümmung in einem Punkt  $P_0$  der Fläche die Kenntnis der 1. und 2. Differentialquotienten der Flächengleichung

$$Z = f(x, y) \dots \dots \dots (1)$$

genügen. Infolgedessen ist Ausgangspunkt der analytischen Behandlung die Reihenentwicklung des Potentials in  $P_0$ :

$$\left. \begin{aligned} W = W_0 + W_x x + W_y y + W_z z + \frac{1}{2}(W_{xx} x^2 + W_{yy} y^2 + W_{zz} z^2) \\ + W_{xy} xy + W_{xz} xz + W_{yz} yz + \dots, \end{aligned} \right\} (2)$$

welche in die Form (1) übergeführt werden kann.

In dieser Form sind die Fundamentalgrößen I. Ordnung gegeben mit

$$\frac{\partial z}{\partial x} = p, \quad \frac{\partial z}{\partial y} = q, \quad \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = r, \quad \frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y} = s, \quad \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = t \dots (3)$$

durch

$$E = 1 + p^2, \quad F = pq, \quad G = 1 + q^2 \dots \dots \dots (4)$$

und die Fundamentalgrößen II. Ordnung durch:

$$L = \frac{r}{\sqrt{1 + p^2 + q^2}}, \quad M = \frac{s}{\sqrt{1 + p^2 + q^2}}, \quad N = \frac{t}{\sqrt{1 + p^2 + q^2}}, (5)$$

ferner die Krümmung  $1/R$  eines Normalschnittes, wenn  $\alpha, \beta, \gamma$  die Richtungswinkel der Tangente des Normalschnittes auf der Fläche bedeuten:

$$\frac{1}{R} = \frac{r \cos^2 \alpha + 2s \cos \alpha \cos \beta + t \cos^2 \beta}{\sqrt{1 + p^2 + q^2}} \dots \dots \dots (6)$$

Mit Berücksichtigung der Ausdrücke (2) ergeben sich folgende Größen (siehe F. Hopfner\*), a. a. O., S. 316):

$$\left. \begin{aligned} p &= -\frac{W_x}{W_z}, & q &= -\frac{W_y}{W_z}, & r &= -\frac{W_{xx}W_z - W_{xz}W_x}{W_z^2}, \\ s &= -\frac{W_{xy}W_z - W_{yz}W_x}{W_z^2} = \frac{W_{xy}W_z - W_{xz}W_y}{W_z^2}, \\ t &= -\frac{W_{yy}W_z - W_{yz}W_y}{W_z^2}. \end{aligned} \right\} \dots (7)$$

Wenn man die Flächennormale in  $P_0$  zur  $z$ -Achse nimmt, und zwar positiv in derselben Richtung wie die Richtung Krümmungszentrum bis Fläche, so erhält man einfachere Ausdrücke, muß aber beachten, daß dann die Beziehungen der Koordinatenachsen zu den weiteren Punkten noch geregelt werden müssen.

Es wird dann:

$$\left. \begin{aligned} W_x &= 0, & W_y &= 0, & W_z &= -g, \\ p &= 0, & q &= 0, & r &= \frac{W_{xx}}{g}, & \varepsilon &= \frac{W_{xy}}{g}, & t &= \frac{W_{yy}}{g}, \\ E &= 1, & F &= 0, & G &= 1, \\ L &= -\frac{W_{xx}}{g}, & M &= -\frac{W_{xy}}{g}, & N &= -\frac{W_{yy}}{g} \end{aligned} \right\} (8)$$

und

$$-\frac{g}{R} = W_{xx} \cos^2 \alpha + 2 W_{xy} \cos \alpha \cos \beta + W_{yy} \cos^2 \beta \dots (9)$$

Hierbei lassen sich die Richtungswinkel der Tangente des Normalschnittes mit  $\alpha$ ,  $(90^\circ - \alpha)$ ,  $90^\circ$  einführen:

$$-\frac{g}{R} = W_{xx} \cos^2 \alpha + 2 W_{xy} \sin \alpha \cos \alpha + W_{yy} \sin^2 \alpha \dots (10)$$

d. h. man findet die Hauptkrümmungen und ihren Richtungswinkel  $\alpha$  gegen die  $x$ -Achse aus:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{R_1} &= \frac{W_{xx} + W_{yy}}{2 W_z} + \frac{W_{xx} - W_{yy}}{2 W_z} \cdot \frac{1}{\cos 2\alpha_0}, \\ \frac{1}{R_2} &= \frac{W_{xx} + W_{yy}}{2 W_z} - \frac{W_{xx} - W_{yy}}{2 W_z} \cdot \frac{1}{\cos 2\alpha_0}, \\ \operatorname{tg} 2\alpha_0 &= \frac{2 W_{xy}}{W_{xx} - W_{yy}}. \end{aligned} \right\} \dots (11)$$

---

\*) H. Bruns: Figur der Erde; F. R. Helmert: Höhere Geodäsie I; F. Hopfner: Physikalische Geodäsie; A. Galle: Geoid im Harz; G. Scheffers: Anwendung der Differential- und Integralrechnung auf Geometrie II, 1922, S. 393, 404; ferner S. 1, 15, 124.

Ferner die (doppelte) mittlere Krümmung und das Gaußsche Krümmungsmaß aus:

$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{W_{xx} + W_{yy}}{W_z}, \quad R_1 R_2 = \frac{W_z^2}{W_{zx} W_{yz} - W_{xy}^2} \dots (12)$$

*Vereinfachung der methodischen Behandlung*\*). Praktisch liegt insofern ein Sonderfall vor, als die Veränderungen der Fundamentalgrößen von Punkt zu Punkt nicht beliebig groß, sondern sehr klein sind.

Da die Niveaulächen bereits auf allerengstem Raume merkliche Krümmungsänderungen aufweisen, es aber in diesem Zusammenhang sich um die analytische Bestimmung größerer Flächen handelt, so liegt die Aufgabe so, daß mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate der regionale Verlauf festgestellt, während der örtliche wie von zufälligen Fehlern herrührend wirkungslos gemacht werden muß. Es wäre dann diejenige analytische Fläche aufzusuchen, die sich den Messungsergebnissen der Fundamentalgrößen über eine Anzahl gut verteilter Punkte hinweg am besten anschließt.

Aber auch diese Aufgabe ist für eine häufige Anwendung noch nicht einfach genug. Man wird sich deshalb stets damit begnügen können, als diese Fläche eine Ellipsoidkuppe zu bestimmen. Diese kommt auch der Gestalt einer Kugelfunktion höheren Ranges sicher genügend nahe, außerdem ist zwischen diesen Flächen wenigstens in den gegebenen Punkten ein stetiger Übergang in der Krümmung (der allerdings bei Behandlung nach der M. d. kl. Qu. in Strenge wieder verlorengeht).

*Die Aufgabe lautet im Außenraum demnach so:* Von einer Anzahl gut verteilter, geometrisch vermessener Punkte sind die Fundamentalgrößen bekannt, die nach Anbringung von Korrekturen auf ein und dieselbe Niveauläche bezogen sind. Das Niveaulächenstück ist unter Anwendung der M. d. kl. Qu. als Ellipsoidkuppe zu berechnen.

Die Aufgabe ist eindeutig lösbar, wenn nur drei Punkte und die dort vorhandenen Fundamentalgrößen gegeben sind. Die überbestimmte Aufgabe ist demnach gelöst, wenn in drei ausgewählten Punkten statt der dortigen zufälligen Messungswerte der Fundamentalgrößen deren ausgeglichene Ellipsoidwerte gefunden sind.

Die Absolutwerte der Gleichungen ergeben sich aus der Differenz der Messungswerte—Normalwerte. Im Zentralpunkt sei die z-Achse in die Lotlinie, x nach Nord, y nach Ost ausgerichtet.

Man erhält dann für die gesuchte Fläche Gleichungen folgender Art:

$$\left. \begin{aligned} W_x &= W_{x_0} + \frac{\partial W_x}{\partial x} dx + \frac{\partial W_x}{\partial y} dy + \frac{\partial W_x}{\partial z} dz, \\ W_y &= \text{Index } y, \\ W_z &= \text{Index } z. \end{aligned} \right\} \dots \dots (13)$$

\*) Wie sich der Verfasser die Aufgabe behandelt denkt, kann hier nur angedeutet werden.

$$\left. \begin{aligned} W_{xx} &= W_{xx_0} + \frac{\partial W_{xx}}{\partial x} dx + \frac{\partial W_{xx}}{\partial y} dy + \frac{\partial W_{xx}}{\partial z} dz, \\ W_{yy} &= \text{Index } yy, \\ W_{zz} &= \text{Index } zz. \end{aligned} \right\} \dots (14)$$

$$\left. \begin{aligned} W_{xy} &= W_{xy_0} + \frac{\partial W_{xy}}{\partial x} dx + \frac{\partial W_{xy}}{\partial y} dy + \frac{\partial W_{xy}}{\partial z} dz, \\ W_{xz} &= \text{Index } xz, \\ W_{yz} &= \text{Index } yz. \end{aligned} \right\} \dots (15)$$

Hierin sind die Faktoren der  $dx, dy, dz$  die Unbekannten, links stehen die Messungswerte.\*

Hiervon sind die *normalen Werte* abzuziehen, wobei die geographische Lage eine Rolle spielt (z. B.  $\varphi = 50^\circ$ ):

$$\left. \begin{aligned} W_x &= W_{x_0} - 1539.56 \cdot 10^{-9} dx + 0 dy + 8.03 \cdot 10^{-9} dz, \\ W_y &= W_{y_0} + 0 dx - 1535.29 \cdot 10^{-9} dy + 0 dz, \\ W_z &= W_{z_0} + 8.03 \cdot 10^{-9} dx + 0 dy + 3085.49 \cdot 10^{-9} dz. \end{aligned} \right\} (16)$$

$$\left. \begin{aligned} W_{xx} &= W_{xx_0} + 0.13 \cdot 10^{-16} dx + 0 dy - 0.06 \cdot 10^{-16} dz, \\ W_{yy} &= W_{yy_0} - 0.05 \cdot 10^{-16} dx + 0 dy + 0 dz, \\ W_{zz} &= W_{zz_0} - 0.08 \cdot 10^{-16} dx + 0 dy - 48.3 \cdot 10^{-16} dz. \end{aligned} \right\} (17)$$

$$\left. \begin{aligned} W_{xy} &= W_{xy_0} + 0 dx + 0 dy + 0 dz, \\ W_{xz} &= W_{xz_0} - 0.06 \cdot 10^{-16} dx + 0 dy - 0.25 \cdot 10^{-16} dz, \\ W_{yz} + W_{xz_0} &+ 0 dx + 0 dy + 0 dz. \end{aligned} \right\} (18)$$

$$\left. \begin{aligned} W_{x_0} &= 0, & W_{y_0} &= 0, & W_{z_0} &= 981.066, \\ W_{xx_0} &= -1539.56 \cdot 10^{-9}, & W_{yy_0} &= -1535.29 \cdot 10^{-9}, & W_{zz_0} &= +3085.49 \cdot 10^{-9}, \\ W_{xy_0} &= 0, & W_{xz_0} &= +8.03 \cdot 10^{-9}, & W_{yz_0} &= 0. \end{aligned} \right\} (19)$$

Hierzu treten bei strenger Behandlung noch diejenigen Bedingungen, welche eine gegenseitige Abhängigkeit der Potentialgrößen ausdrücken, und die sowohl von den Messungswerten als von den ausgeglichenen Werten erfüllt sein müssen, also die Laplacesche

$$\frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} + \frac{\partial W_z}{\partial z} - 2\omega^2 = 0, \dots (20)$$

ferner die daraus abgeleiteten höherer Ordnung und die Fundamentalgleichungen der Fläche.

Würde es möglich sein, bei Bestimmung der Niveaufläche bereits von jedem Punkt sein  $dx, dy, dz$  genügend genau zu messen, so wäre eine Ellipsoidfläche bereits durch die räumliche Lage von neun solchen Punkten ohne weitere Angaben bestimmt. Nun ist aber gerade der Wert  $dz$  als am schwersten zugänglich an-

zunehmen, so daß durch die Flächengleichung  $z = f(x, y)$  der Wert  $dz$  als Funktion von  $dx, dy$  ausgedrückt werden muß.

Andererseits kann man in ähnlicher Weise auch von krummlinigen Koordinaten ausgehen, also der Flächengleichung:

$$x = \varphi(u, v), \quad y = \chi(u, v), \quad z = \psi(u, v), \dots \dots \dots (21)$$

wodurch man die Potentialgrößen und damit die Fundamentalgrößen als Funktion der zwei Parameter  $du, dv$  erhält, woraus die Achsenlängen und die Orientierung berechnet werden können.

*B. Analytische Behandlung einer Äquipotentialfläche bei nur teilweise gegebenen Fundamentalgrößen*

Im Außenraum ist eine analytische Lösung bereits möglich bei Kenntnis der Größen  $W_x, W_y, W_z$ , also nur der ersten drei Fundamentalgrößen an hinreichend vielen Stellen:

Die Schar von Orthogonaltrajektorien einer räumlichen Geradenschar zu finden, wofür für die ganze Erde eine Lösung bereits in 1. angeführt wurde\*).

Für kleinere Flächenstücke kommt außerdem ein Satz von Hamilton\*\*) in Frage (siehe G. Scheffers, a. a. O. II, 1922, S. 536):

Ist eine Schar von zweifach unendlich vielen Geraden, die keine Minimalgeraden sind, dadurch gegeben, daß in den Gleichungen einer Geraden mit den laufenden Koordinaten  $x, y, z$  und dem Parameter  $t$

$$x = \xi + ft, \quad y = \eta + gt, \quad z = \zeta + ht$$

die Koordinaten  $\xi, \eta, \zeta$  eines Punktes der Geraden und die Richtungskosinus  $f, g, h$  der Geraden als Funktion zweier Parameter  $u$  und  $v$  angenommen werden, wobei also

$$f^2 + g^2 + h^2 = 1$$

ist, so ist die Schar dann und nur dann die aller Normalen einer Fläche, wenn der Ausdruck

$$fd\xi + gd\eta + hd\zeta$$

ein vollständiges Differential in  $u$  und  $v$  ist. Dann gibt es einfach unendlich viele Flächen, die alle Geraden senkrecht schneiden. Sie werden mittels der beiden Parameter  $u$  und  $v$  in den laufenden Koordinaten  $x, y, z$  dargestellt, wenn

$$t = - \int (fd\xi + gd\eta + hd\zeta) + \text{const}$$

in die Gleichungen der Geraden eingesetzt wird. —

---

\*) Eine treffende Bezeichnung für die Helmhertsche Lösung in diesem Zusammenhang wäre: *Methode der sukzessiven Annäherung mit Hilfe der Fundamentalgrößen* I. Ordnung.

\*\*) W. R. Hamilton: Supplements to an essay on the theory of systems of rays. Transactions of the Royal Irish Ac. 1830, Bd. 16.

Die Konstante wird durch die Bedingung gefunden, daß die Fläche durch einen gegebenen Punkt geht.

Auch hierbei sind gewisse Vereinfachungen dadurch gegeben, daß nicht eine beliebige Fläche, sondern eine Ellipsoidkuppe angenommen wird, bei deren Bestimmung die Quadratsumme aller Winkelabweichungen ein Minimum werden soll.

Diese Methode ist gegenüber der in A genannten deswegen im Nachteil, weil sie an keiner Stelle des Randes einen stetigen Übergang in der Krümmung mit der Nachbarkuppe liefert.

Eine praktische Rechnung nach A oder B (Hamiltons Satz) steht noch aus.

### *C. Die Lösung mit einer Riccatischen Differentialgleichung*

Hierbei wird vorausgesetzt, man habe die sechs Fundamentalgrößen als Funktion von Breite und Länge an genügend vielen in ein und derselben Niveaufläche liegenden Punkten oder als Funktion anderer krummliniger Koordinaten  $u, v$  gefunden, und es seien in jedem Punkt die drei Fundamentalgleichungen befriedigt.

Es handelt sich dabei um eine schwierige mathematische Aufgabe, deren Lösung zwar theoretisch im großen ganzen vorliegt, für deren Anwendung auf vorliegendes Problem jedoch wohl noch manche Schwierigkeiten ausgeräumt werden müssen (siehe G. Scheffers, a. a. O. II, 1922, S. 393, 403).

### *D. Die Lösung mit den Christoffelschen Differentialgleichungen\*)*

Prinzipiell handelt es sich um dasselbe Problem wie in C, wobei jedoch nicht von den Fundamentalgrößen, sondern von einer bestimmten Funktion derselben, nämlich der Summe der Hauptkrümmungsradien, ausgegangen wird.

Der Satz von Christoffel lautet: Wenn die Oberfläche  $E$  eines sich nicht ins Unendliche erstreckenden Körpers allenthalben gewölbt und stetig gebogen ist, ferner in keinem Punkte derselben ein Hauptkrümmungshalbmesser unendlich groß oder unstetig ist, endlich für jedes wahre Zenit, unabhängig davon, welcher Punkt der Fläche ihm entsprechen mag, die Summe der in letzterem stattfindenden Hauptkrümmungshalbmesser gegeben ist, so ist die Fläche selbst und ihre Lage in der Himmelskugel völlig bestimmt, bis auf einen beliebigen mit ihr verbundenen Punkt, über dessen Ort im absoluten Raum noch verfügt werden kann.

Weiter sagt Christoffel: Infolge dieses Satzes kann die Gestalt der Fläche  $E$  mit jeder beliebigen Genauigkeit bestimmt werden, wenn man im Stande ist,

---

\*) E. B. Christoffel: Über die Bestimmung der Gestalt einer krummen Oberfläche durch lokale Messungen auf derselben. Journ. f. reine u. angew. Math. **64**, 193 (1895); W. Blaschke: Vorlesungen über Differentialgeometrie **1** (1921); F. Hopfner: Physikalische Geodäsie 1933.



für eine genügende Anzahl von Punkten derselben, über deren gegenseitige Lage keine anderweitigen Angaben erforderlich sind,

1. die sphärischen Koordinaten ihres wahren Zenits,

2. die Summe der in ihnen stattfindenden Hauptkrümmungshalbmesser zu ermitteln.

*Bemerkungen zu diesem Verfahren.* Wenn  $(R_1 + R_2)$  gegeben sein soll, so heißt das:

$$1. \quad R_1 + R_2 = R_1 R_2 \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

also nach 6, A, (12):

$$2. \quad R_1 + R_2 = W_z \frac{W_{xx} + W_{yy}}{W_{xx} W_{yy} - W_{xy}^2}$$

und in den Fundamentalgrößen ausgedrückt:

$$3. \quad R_1 + R_2 = \frac{L + N}{LN - M^2}.$$

Das ist die Ausgangsfunktion für den Christoffelschen Satz. Ihre Anwendung setzt voraus, daß es ein Verfahren gibt, womit  $(R_1 + R_2)$  direkt gemessen werden kann, oder aber, wenn dies nicht der Fall ist, daß man wieder sämtliche drei Fundamentalgrößen II. Ordnung bestimmen kann, wodurch dieselben Voraussetzungen wie in B gegeben sind.

Im übrigen gelten für dieses Verfahren dieselben Schwierigkeiten wohl noch in verstärktem Maße wie bei C.

### *E. Technische Verwirklichung*

Als einzige Instrumente, die zur Zeit sichere Resultate ergeben, kommen nach wie vor nur in Frage die Eötvössche Drehwage, das Pendel und die Gravimeter, dazu die astronomisch-geodätischen Instrumente in Verbindung mit diesen zur Bestimmung der ersten drei Fundamentalgrößen. Weil diese weder die Krümmung noch die Fundamentalgrößen der Fläche vollständig zu liefern vermögen, so ist die technische Verwirklichung zur Zeit hypothesenfrei überhaupt nicht möglich.

Diese Freiheit wenigstens im Außenraum zu erreichen, erforderte die Erfindung eines Instrumentes, das gestattet, die Größe  $(W_{xx} + W_{yy})$  oder wegen  $W_{xx} + W_{yy} + W_{zz} = -4\pi k^2 \sigma + 2\omega^2$  eines solchen, das gestattet,  $W_{zz}$  mit einer der Drehwage entsprechenden Genauigkeit zu messen — was bis jetzt nicht gelungen ist.

Aber auch wenn diese schwierige Messung gelänge, so wäre dies zwar für die angewandte Geophysik von höchster Bedeutung, in geringem Umfang jedoch für die allgemeine Flächenbestimmung,

1. weil es stets eine umständliche mathematische Aufgabe sein wird, auch nur die Gleichung einer Teilfläche zu berechnen,

2. wegen der stets ungünstigen Fehlerfortpflanzung bei der Zusammensetzung.

Für die praktische Beurteilung der Methoden muß man bedenken, daß bei A sich die Messungswerte höchst vielgestaltig von Punkt zu Punkt ändern, bei B jedoch sehr langsam.

Sind doch die durchschnittlichen Beobachtungswerte der Differentialquotienten in Formel (13) nach Abzug der normalen Werte von der Größenordnung  $10^{-9}$  und die in (14) und (15) von der Ordnung  $10^{-12}$  und demgemäß die Beobachtungsgenauigkeit entsprechend hoch zu fordern, während die  $W_x$ ,  $W_y$  mit einer Beobachtungsgenauigkeit von  $0.5 \cdot 10^{-3}$  bis  $10^{-3}$ , entsprechend einer astronomischen Meßgenauigkeit von 0.1 bzw. 0.2 Bogensekunden, bekannt sind.

Infolgedessen ist das Herausfinden des regelmäßigen Teiles einer Undulation nach B entschieden einfacher als nach A.

## 7. Ausblick

Nach dem heutigen Stand der Wissenschaft bietet sich folgender Ausblick über die Lösung der Aufgabe:

1. Die gestellte Aufgabe läßt sich im allgemeinsten Fall zur Zeit nicht lösen, da es infolge der Unüberbrückbarkeit der Ozeane nicht möglich ist, ein in sich geschlossenes geometrisches System zu messen.

2. Dagegen wird es in nicht allzu ferner Zeit voraussichtlich möglich sein, bis auf einen konstanten Vergrößerungsfaktor die gut angenäherte Form einer bestimmten Niveaufläche, des Geoides, aus Schweremessungen nach den Verfahren von Stokes, Rudzki oder Hopfner zu errechnen.

3. Dieser Vergrößerungsfaktor zur Überführung in das absolute Maßsystem kann zur Zeit nur aus Lotabweichungen erhalten werden, indem jede für einen Kontinent berechnete Orthogonalfläche mit ihrem Koordinatenursprung an ein- und dieselbe Stelle und mit Hilfe der absoluten Lotabweichung ihres Bezugspunktes an die ihr im Himmelskoordinatensystem zukommende Lage geschoben wird und die errechneten Radienvektoren als solche kontinentaler Natur und als reell betrachtet werden.

4. Dem berechneten Geoid können die geometrisch vermessenen Kontinente additiv hinzugesetzt werden, wodurch die geometrische Form der Gesamtoberfläche bekannt ist.

5. Alsdann steht einer Einschaltung des Gravitationsfeldes des Außenraumes bis zu Oberfläche nichts mehr im Wege.

6. Die Herstellung einer direkten geometrischen Verbindung der Kontinente bleibt aber trotzdem ein Hauptziel der Vermessungskunst, da die Verbindung nach 2. die höchsten Ansprüche niemals befriedigen kann.

---

## Note on the Variation of Gravity with Depth

By **A. E. Benfield**, Dept. Geodesy and Geophysics, Cambridge. — (with 1 figure)

A table and curve showing the value of  $g$  at different distances from the centre of the earth have been computed from the latest density distribution data. Gravity is shown to be remarkably uniform over a large distance.

In a recent paper Bullen \*) gives the variation of density within the earth. Since then it has been shown by Jeffreys \*\*) that the values require a small alteration, a depth of about 480 km. having been found for the 20<sup>0</sup> discontinuity instead of the somewhat lesser depth used by Bullen. In none of these papers is the variation of  $g$  with depth given explicitly.

Since these densities give a remarkable uniformity of  $g$  over half the distance to the centre of the earth it is perhaps of interest to give a table of values and a curve.

In making the calculations the revised density values have been used, and the earth has been regarded as a non-rotating sphere, an assumption which is justified by the uncertainty of the density values.

At a distance  $r$  from the centre of the earth the value of gravity,

$$g_r = \frac{G \cdot 4 \pi \int_0^r \rho_r r^2 d r}{r^2} \dots \dots \dots (1)$$

where  $G$  is the constant of gravitation and  $\rho_r$  the density at the point considered.

From  $r = 0$  to 1070 km.  $g_r$  has been evaluated by using a power series approximation for  $\rho_r$ . Beyond this distance  $g_r$  has been obtained by numerical integration in steps of 200 km. or less. The results are given in Table 1 and Fig. 1.

Table 1. Gravity and densities at different distances from the centre of the earth

$r$ km	$\rho$ g/cm	$g$ cm/sec <sup>2</sup>	$r$ km	$\rho$ g/cm	$g$ cm/sec <sup>2</sup>
6370	2.67	982***)	3670	5.43	1018
6200	3.44	986	3470	5.53	1042
5900	4.23	995	2870	10.50	898
5670	4.39	990	2270	11.13	733
5270	4.64	983	1670	11.58	550
4870	4.84	978	1070	11.88	356
4470	5.04	979	500	12.04	170
4070	5.23	990			

\*) M. N. R. A. S., Geophys. Suppl. Vol. 3, No. 9, p. 395 (1936)

\*\*) Ebenda Vol. 4, No. 1, p. 50 (1937); Vol. 4, No. 1, p. 62 (1937).

\*\*\*) Values in this column have been adjusted by 1/2% to bring  $g$  at the surface to 982.

Inside the core gravity falls off rapidly, but between the core and the surface gravity is nearly constant. To obtain the condition for  $g_r$  to be constant one may differentiate equation (1) setting  $dg_r/dr = 0$ , whence,

$$g_r = \frac{2}{3} \bar{\rho} \dots \dots \dots (2)$$

where  $\bar{\rho}$  is the average density of that part of the earth between  $r$  and the centre. This condition is satisfied at 3470, near 4720, and at 5897 km. from the centre.

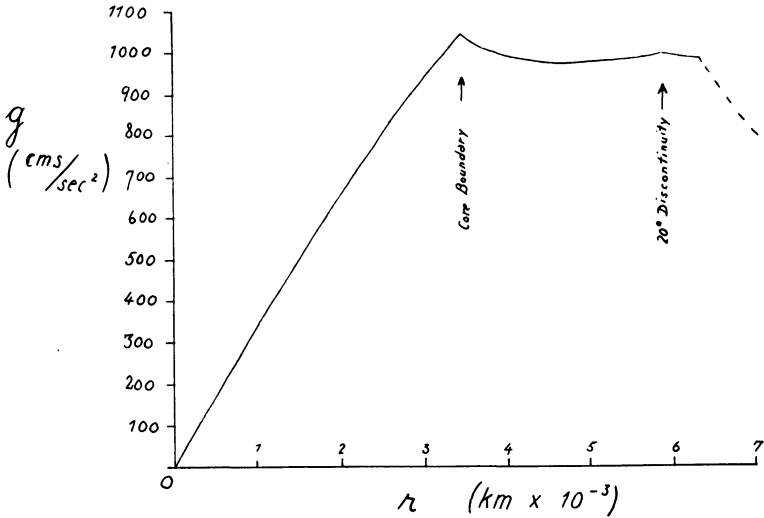


Fig. 1.  
Showing the value of gravity plotted against distance from the centre of the earth

## Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

### XXX. Die Wellenausbreitung der Erdbeben vom 20. November 1932 (Nordbrabant) und 7. Juni 1931 (Doggerbank)

Von **Rolf-Heinz Gees**, Göttingen — (Mit 7 Abbildungen)

Für das Nordbrabanter Beben werden Herdkoordinaten, Herdtiefe und Herdzeit sowie die Laufzeitkurve berechnet. Mit Hilfe zweier den  $P_n$ -Wellen parallelen Laufzeitkurven wird die Schichtdicke der  $P^*$ - und  $\bar{P}$ -Schicht bestimmt. Beim Doggerbankbeben wird eine azimutale Verschiedenheit der  $P_n$ - und  $S_n$ -Geschwindigkeit festgestellt, die auf eine Neigung der  $P_n$ -Schicht deutet.

#### I. Das Nordbrabanter Beben

*A. Makroseismische Untersuchung.* Das Beben vom 20. November 1932, 23<sup>h</sup>37<sup>m</sup> MGZ. wurde in den Niederlanden, Belgien, Westdeutschland und nach Zeitungsmeldungen auch in England gespürt. Die makroseismische Bearbeitung wurde für jedes Land gesondert durchgeführt, und zwar vom Meteorologischen Institut De Bilt [1] für die Niederlande, vom Observatoire Royal in Uccle für Belgien, für Deutschland von H. Landsberg [2], Institut für Meteorologie und Geophysik Frankfurt a. M., und O. Koentges [3], Erdbebenwarte der Technischen Hochschule Aachen. Die nach den Angaben von De Bilt gezeichnete Karte (Fig. 1) der Erschütterungen in den Niederlanden zeigt, daß das am stärksten erschütterte Gebiet dieses Bebens in Nordbrabant lag und die Erschütterung eine maximale Stärke vom Grad 7 der 12 teiligen Mercalli-Sieberg-Skala hatte. Daß in der von De Bilt angegebenen Originalkarte viele leere Stellen vorkommen, beweist nicht, daß das Beben in diesen Gebieten nicht gespürt wurde, da nicht alle in De Bilt eingegangenen Meldungen in die Karte eingetragen sind. Um die Karte übersichtlich zu gestalten, habe ich die Gebiete mit gleicher Bebenstärke durch gleiche Schraffur gekennzeichnet.

	Beben		Herdpunkt
Vorbeben	20. November	1932 . . . . .	20 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> 1
Hauptbeben	20. „	1932 . . . . .	23 37 1
1. Nachbeben	21. „	1932 . . . . .	0 13 1
2. „	21. „	1932 . . . . .	3 11 1
3. „	23. „	1932 . . . . .	3 08 2
4. „	23. „	1932 . . . . .	4 20 1
5. „	24. „	1932 . . . . .	21 11 1
6. „	26. „	1932 . . . . .	2 07 1
7. „	28. „	1932 . . . . .	3 59 3
8. „	28. „	1932 . . . . .	5 41 4

Das von De Bilt ermittelte makroseismische Epizentrum lag westlich von Uden, dem Ort mit den heftigsten Erschütterungen, und hatte die Koordinaten (auf 5 sec abgerundet)  $\varphi = 51^{\circ}40' N$  und  $\lambda = 5^{\circ}35' E$ .

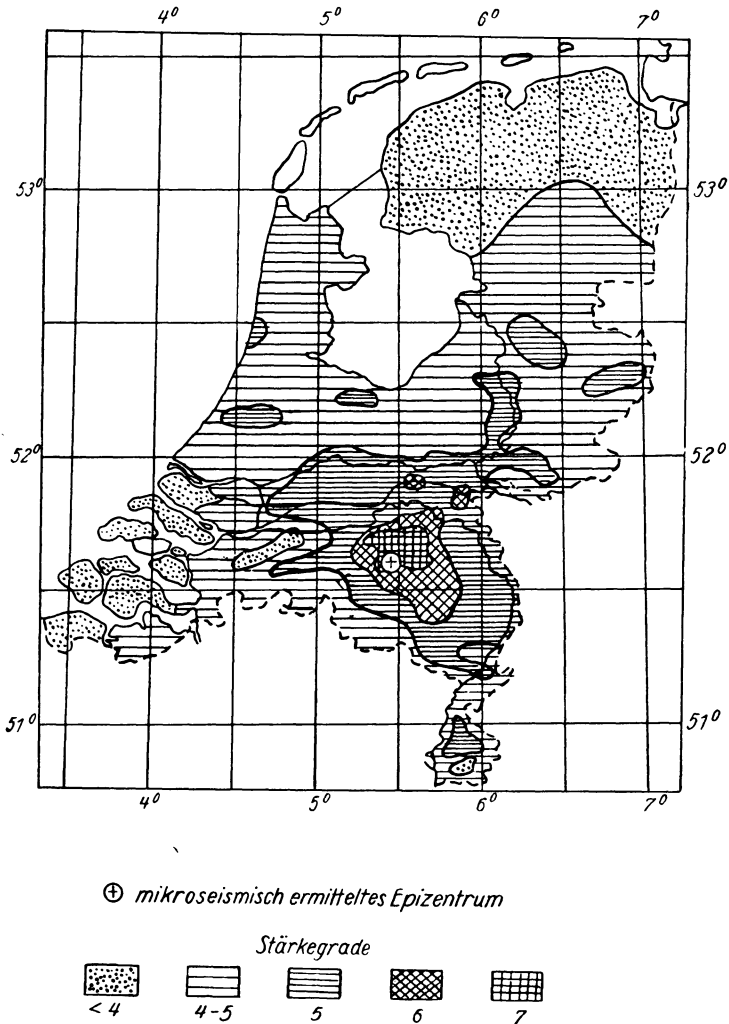


Fig. 1. Bebenstärke des Erdbebens vom 20. November 1932 (Nordbrabant) in den Niederlanden

Makroseismisch wurden ein Vorbeben und acht Nachbeben verspürt, die auch in De Bilt und Heerlen registriert wurden. In Göttingen wurden insgesamt acht Beben aufgezeichnet, es fehlt das zweite und das sechste Nachbeben.

Nach Angabe von De Bilt verteilen sich die Beben auf vier Herdpunkte (siehe Tabelle, S. 159).

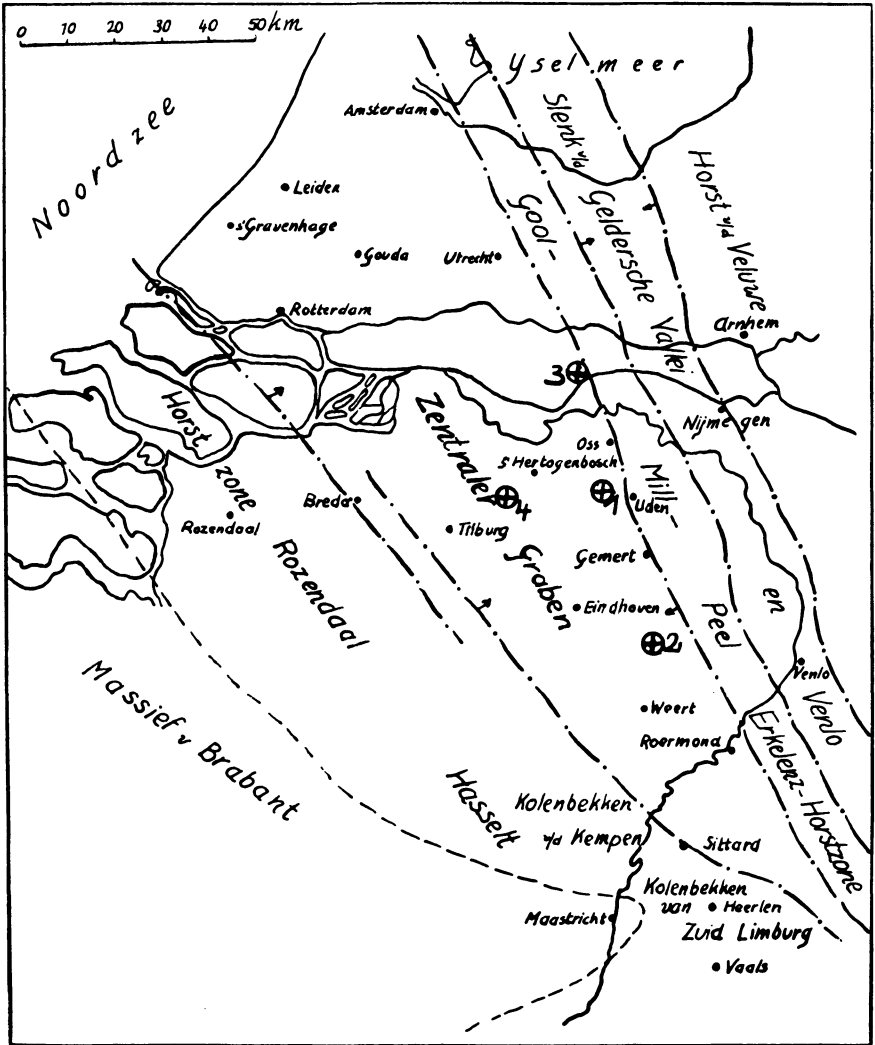


Fig. 2.

Tektonik des zentralen Grabens und Erdbebenherde November 1932

Es zeigt sich (Fig. 2), daß diese makroseismisch ermittelten Herdpunkte in dem zentralen Graben liegen (Fortsetzung des Rheintalgrabens in den Niederlanden), und zwar drei davon in seiner östlichen Begrenzung. Es handelt sich

also sehr wahrscheinlich um ein tektonisches Beben\*). Wilski vertritt die Anschauung, daß dieses Beben in Zusammenhang steht mit der Trockenlegung der Zuider See. Diese von den holländischen Geologen [4, 5] eingehend diskutierte und abgelehnte Vorstellung ist jedoch nicht ganz zu verwerfen. Die Druckentlastung durch Entfernung einer 3 m dicken Wasserschicht beträgt etwa 200 mm Hg und übertrifft die Druckänderung beim Vorübergang einer Zyklone um ungefähr das Zehnfache. Daß Zykklonen als auslösende Ursache der Erdbeben in Frage kommen können, ist besonders durch Untersuchungen in Ungarn und Italien festgestellt worden. Nach Conrad [6] ist die absolute Höhe des Luftdruckes ohne Einfluß auf die Beben, während durch Luftdruckänderungen Erdbeben ausgelöst werden können. Nopsca [7] sieht die Einwirkung von Druckschwankungen vom geologischen Gesichtspunkt aus an und stellt fest, daß das Zustandekommen eines Bebens in Gebieten mit Senkungstendenz durch steigenden Druck, in Gebieten mit Hebungstendenz durch fallenden Druck gefördert wird. In ein und demselben Gebiet müßten demnach durch Luftdruckänderungen ausgelöste Erdbeben vorherrschend bei sinkendem oder vorherrschend bei steigendem Druck eintreten. Inwiefern diese Forderung beim Nordbrabanter Beben und seinen Nachstößen erfüllt ist, soll nunmehr untersucht werden.

Tabelle 1. Luftdruckänderungen von 7<sup>h</sup> des Vortages bis 7<sup>h</sup> des angegebenen Datums

Datum	Luftdruckänderung			Beben
	Helder	Vlissingen	De Bilt	
19. November 1932. . . . .	—	—	—	
20. „ 1932. . . . .	—	—	—	
21. „ 1932. . . . .	—	—	+	{ Vorbeben Hauptbeben 1. Nachbeben 2. „
22. „ 1932. . . . .	+	+	+	
23. „ 1932. . . . .	—	—	—	{ 3. „ 4. „
24. „ 1932. . . . .	+	+	+	
25. „ 1932. . . . .	+	+	+	5. „
26. „ 1932. . . . .	+	+	+	6. „
27. „ 1932. . . . .	—	—	—	
28. „ 1932. . . . .	+	+	+	{ 7. „ 8. „
29. „ 1932. . . . .	+	+	+	

In Tabelle 1 ist nach Angaben der meteorologischen Stationen Helder, Vlissingen und De Bilt [8] die Richtung der Luftdruckänderung vom Vortag 7<sup>h</sup> bis zum angegebenen Datum 7<sup>h</sup> zusammengestellt. Steigender Druck ist mit „+“,

\*) Vergleiche auch Jongmanns u. Waterschoot van der Gracht [4]: „Die Bewegung fand entlang den östlichen Randstörungen des zentralen Grabens (Linie Jülich—Oss) statt, und zwar offenbar an mehreren, wenigstens zwei Stellen, hauptsächlich in dem Peelbruch in der Nähe von Uden.“



fallender mit „—“ bezeichnet. In der letzten Spalte sind die verschiedenen Beben in ihrer zeitlichen Anordnung beigefügt.

Bei dem Vorbeben, dem Hauptbeben und den beiden ersten Nachbeben ist keine eindeutige Tendenz des Luftdruckes festzustellen, während des dritten und vierten Nachbebens herrscht fallender Druck, bei den übrigen Nachbeben steigender. Eine einheitliche Luftdruckänderung als auslösende Ursache der Beben ist also nicht vorhanden. Von den beiden hier behandelten Ursachen ist demnach die Trockenlegung der Zuider See noch die wahrscheinlichere. Daß der Ort des Bebens etwa 100 km von der Zuider See entfernt liegt, spricht nicht dagegen. Ähnliche Abstände bestanden nach japanischen Arbeiten [9] bei der Auslösung von Erdbeben durch Stürme, Zyklonen und Wolkenbrüche.

*B. Mikroseismische Bearbeitung.* Für die mikroseismische Untersuchung des Bebens standen die Aufzeichnungen von 27 Stationen zur Verfügung. Außerdem konnten für fünf weitere Stationen die Angaben aus den Erdbebenberichten entnommen werden. Im Bereich von 250 km Herdentfernung waren leider nur die Diagramme von vier Stationen für die Bearbeitung zu verwerten, da zwei herdnahe Stationen Aachen und Bochum das Beben nicht aufzeichneten.

Die größten Entfernungen, an denen das Beben aufgezeichnet wurde, sind:

Nach Süden: Florenz	$\Delta = 970$ km,
Tortosa	$\Delta = 1258$ km.
Nach Osten: Pulkovo	$\Delta = 1807$ km,
Sverdlovsk	$\Delta = 3660$ km.

Um die Meßfehler bei der Auswertung der Seismogramme möglichst klein zu machen, wurden die Ausmessungen in großem Zeitabstand mehrfach wiederholt. Hierbei wurde ein Zeiss-Mikrokomparator (Genauigkeit des Komparators 0.03 bis 0.05 sec je nach Registriergeschwindigkeit) benutzt. Doch sind die Fehler, die durch unregelmäßigen Gang des Registrierwerkes der Seismographen (besonders bei großer Registriergeschwindigkeit) entstehen, sehr häufig und beeinflussen die Genauigkeit der Ergebnisse maßgebend. Die Abweichungen der einzelnen Messungen, die zu verschiedenen Zeiten vorgenommen wurden, betragen im allgemeinen 0.2 bis 0.3 sec bei den *P*-Wellen. Der Gesamtfehler aus Unsicherheit des Einsatzes, Uhrfehler und Gangfehler des Registrierwerkes wird auf etwa  $\pm 0.3$  sec geschätzt. Da die Einsätze der *S*-Wellen wegen der größeren Amplitude nur mit dem Glasmaßstab ausgemessen werden konnten, beträgt ihre Genauigkeit nur etwa 0.5 sec.

In Tabelle 2 sind die aus den Diagrammen abgelesenen Einsatzzeiten angeführt. Für die letzten fünf Stationen sind sie aus den entsprechenden Erdbebenberichten entnommen.

*Epizentrum und Herdtiefe.* Aus den makroseismischen Angaben war der Herd genau genug bekannt, um ein einwandfreies Erkennen der  $\bar{P}$ -Einsätze zu ermöglichen, so daß das Epizentrum, Herdzeit und Herdtiefe mit der Methode

Tabelle 2. Zeiten auffallender Einsätze. MGZ. 23<sup>h</sup> +

*De Bilt: Δ = 58.8 km*

$i\bar{P}$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 03.9 <sup>s</sup>
$i$ . . . . .	09.5
$i\bar{S}$ . . . . .	11.4

*Heerlen: Δ = 87.7 km*  
Registrierung ohne Zeitmarken.

*Uccle: Δ = 116.3 km*

$i\bar{P}$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 13.7 <sup>s</sup>
$i$ . . . . .	28.8

*Frankfurt: Δ = 261.4 km*

$P_n$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 32.1 <sup>s</sup>
$\bar{P}$ . . . . .	39.3

*Göttingen: Δ = 316.0 km*

$eP_n$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 38.1 <sup>s</sup>
$e$ . . . . .	39.1
$iP'_n$ . . . . .	39.7
$i$ . . . . .	40.6
$iP''_n$ . . . . .	43.3
$iP^*$ . . . . .	47.6
$i\bar{P}$ . . . . .	49.0
$i$ . . . . .	52.4
$e$ . . . . .	38 10.7
$iS_n$ . . . . .	12.5
$i$ . . . . .	13.5
$i$ . . . . .	17.2
$iS^*$ . . . . .	19.3
$i\bar{S}$ . . . . .	23.2
$i$ . . . . .	31.7

*Helgoland: Δ = 332.4 km*

$eP'_n$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 42.2 <sup>s</sup>
$e$ . . . . .	47.5
$iP^*$ . . . . .	48.9
$i\bar{P}$ . . . . .	51.0
$i$ . . . . .	53.5
$i$ . . . . .	56.0
$i$ . . . . .	38 12.5

*Heidelberg: Δ = 337.4 km*

$eP'_n$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 42.4 <sup>s</sup>
$i\bar{P}$ . . . . .	51.8

$i$ . . . . .	38 <sup>m</sup> 14.8 <sup>s</sup>
$i\bar{S}$ . . . . .	28.3
$i$ . . . . .	35.1

*Karlsruhe: Δ = 356.0 km*

$e$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 56.0 <sup>s</sup>
$\bar{P}$ . . . . .	56.9
$i$ . . . . .	59.7
$i$ . . . . .	38 11.8
$S^*$ . . . . .	31.3
$i\bar{S}$ . . . . .	32.7
$i$ . . . . .	40.9
$i$ . . . . .	42.2

*Straßburg: Δ = 373.9 km*

$e$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 43.1 <sup>s</sup>
$eP_n$ . . . . .	45.0
$i$ . . . . .	52.2
$iS_n$ . . . . .	38 25.0
$S^*$ . . . . .	35.0

*Paris: Δ = 375.3 km*

$eP''_n$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 49.7 <sup>s</sup>
$P^*$ . . . . .	55.4
$\bar{P}$ . . . . .	38 01.1
$i$ . . . . .	07.4
$i$ . . . . .	31.4
$i$ . . . . .	32.7
$i\bar{S}$ . . . . .	39.9

*Hamburg: Δ = 379.8 km*

$eP_n$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 44.8 <sup>s</sup>
$iP'_n$ . . . . .	48.1
$iP''_n$ . . . . .	52.0
$i\bar{P}$ . . . . .	38 00.5
$i\bar{S}$ . . . . .	41.0

*Kew: Δ = 402.2 km*

$P''_n$ . . . . .	37 <sup>m</sup> 53.1 <sup>s</sup>
$P^*$ . . . . .	38 02.3
$i$ . . . . .	11.0
$iS^*$ . . . . .	41.3
$i\bar{S}$ . . . . .	48.8
$i$ . . . . .	56.1
$i$ . . . . .	57.3

Tabelle 2 (Fortsetzung)

<i>Stuttgart: <math>\Delta = 413.5</math> km</i>		<i>Neuchâtel: <math>\Delta = 522.0</math> km</i>	
$eP_n$	37 <sup>m</sup> 51.3 <sup>s</sup>	$e$	38 <sup>m</sup> 04.6 <sup>s</sup>
$P^*$	38 03.9	$iP_n$	04.8
$eS_n$	34.1	$iP'_n$	09.9
$e$	56.0	$i$	14.9
		$i$	28.9
		$i$	38.3
<i>Jena: <math>\Delta = 437.1</math> km</i>		$iS_n$	57.1
$P'_n$	37 <sup>m</sup> 54.9 <sup>s</sup>	$i$	39 07.1
$P^*$	38 08.0	$i$	09.2
$i\bar{P}$	09.8	$i\bar{S}$	22.4
$i$	15.3		
$i$	34.0		
$iS_n$	38.5		
$i$	52.3		
$iS$	55.0		
		<i>Potsdam: <math>\Delta = 534.3</math> km</i>	
		$eP^*$	38 <sup>m</sup> 22.0 <sup>s</sup>
		$i$	54.2
		$iS_n$	39 00.0
		$i$	05.1
		$iS^*$	16.0
		$i$	20.0
		$i\bar{S}$	24.5
		$i$	29.1
		$i$	31.0
		<i>München: <math>\Delta = 586.4</math> km</i>	
		$e$	38 <sup>m</sup> 06.4 <sup>s</sup>
		$eP'_n$	19.0
		$i$	22.8
		$e$	42.9
		$i$	56.1
		$e$	39 06.0
		$eS_n$	12.8
		$i$	47.5
		<i>Chur: <math>\Delta = 605.2</math> km</i>	
		$eP_n$	38 <sup>m</sup> 16.0 <sup>s</sup>
		$i$	23.3
		$iP^*$	32.3
		<i>Kopenhagen: <math>\Delta = 652.0</math> km</i>	
		Nicht auswertbar.	
		<i>Lund: <math>\Delta = 677.4</math> km</i>	
		$eP_n$	38 <sup>m</sup> 24.4 <sup>s</sup>
		$eP'_n$	27.2
		$e$	33.0
<i>Ravensburg: <math>\Delta = 519.6</math> km</i>			
$e$	38 <sup>m</sup> 12.9 <sup>s</sup>		
$e$	39 14.1		
<i>Zürich: <math>\Delta = 521.9</math> km</i>			
$eP_n$	38 <sup>m</sup> 05.2 <sup>s</sup>		
$e$	12.6		
$\bar{P}$	26.9		
$e$	39 03.0		

Tabelle 2 (Fortsetzung)

$eP^*$ . . . . .	42.8	<i>Besançon</i> : $\Delta = 417.0$ km
$e\bar{P}$ . . . . .	53.4	$eP$ . . . . . $38^m 20^s$
$e$ . . . . .	$39^m 08.1^s$	$S$ . . . . . $39 14$
$e$ . . . . .	22.4	
$i$ . . . . .	27.9	<i>Florenz</i> : $\Delta = 970.5$ km
$eS_n$ . . . . .	29.3	$eP$ . . . . . $39^m 16^s$
		$M$ . . . . . $41 42$
<i>Wien</i> : $\Delta = 870.5$ km		
$eP_n$ . . . . .	$38^m 51.4^s$	<i>Tortosa</i> : $\Delta = 1258$ km
$P'_n$ . . . . .	54.4	$eP$ . . . . . $40^m 30^s$
$e$ . . . . .	$39 19.0$	$S?$ . . . . . $43 13$
$\bar{P}$ . . . . .	28.0	
$i$ . . . . .	$40 07.0$	<i>Pulkovo</i> : $\Delta = 1807$ km
$S_n$ . . . . .	13.7	$e_1$ . . . . . $40^m 32^s$
$i$ . . . . .	33.8	$e_2$ . . . . . $46$
$S^*$ . . . . .	44.1	
$\bar{S}$ . . . . .	$41 05.6$	<i>Sverdlovsk</i> : $\Delta = 3660$ km
$i$ . . . . .	10.1	$L$ . . . . . $56^m$

von V. Inglada [10] bestimmt werden konnten. Bei dieser Methode wird vorausgesetzt, daß die Geschwindigkeit der  $\bar{P}$ -Wellen bekannt und in allen Richtungen gleich ist. Außerdem wird angenommen, daß der Erdbebenstrahl geradlinig verläuft.

Das Koordinatensystem wurde mit dem Nullpunkt in  $51^\circ$  N und  $6^\circ$  E mit der positiven X-Richtung nach Osten und der positiven Y-Richtung nach Norden gelegt. Tabelle 3 enthält die Koordinaten der vier zur Herdbestimmung benutzten Beobachtungsstationen und die  $\bar{P}$ -Eintrittszeiten, wobei die Umrechnung der Längen- und Breitendifferenzen auf geradlinige Koordinaten mit Hilfe einer von E. Wiechert angegebenen Formel [11] erfolgte\*). Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der  $\bar{P}$ -Wellen wurde zu  $v = 5.6$  km/sec angenommen.

Tabelle 3

Nr.	Station	X in km	Y in km	$\bar{P}$ -Eintrittszeit MGZ.
1	De Bilt . . . . .	— 57	+ 122	$23^h 37^m 03.9^s \pm 0.3^s$
2	Uccle . . . . .	— 115	— 22	$13.7 \pm 0.3$
3	Frankfurt . . . . .	+ 173	— 87	$39.3 \pm 0.3$
4	Göttingen . . . . .	+ 277	+ 61	$49.0 \pm 0.3$

\*) Der von Wiechert angegebene Fehler der benutzten Formel beträgt für Entfernungen unter 700 km nicht mehr als  $1/1000$ . Der Fehler der Koordinaten könnte durch Drehung des Koordinatensystems einen größeren Wert erreichen. Da in der weiteren Bearbeitung aber nur die Entfernungen  $\Delta$  gebraucht werden, kann man annehmen, daß der Fehler nicht größer als  $1/1000$  bis  $2/1000$  ist.

Das Gleichungssystem für die Epizentralkoordinaten  $x_0, y_0$  und die Herdzeit  $t_0 = 23^h37^m3.9^s - \tau$  MGZ. lautet dann:

$$\begin{aligned} 58 x_0 + 144 y_0 - 307.3 \tau &= 3718, \\ -288 x_0 + 65 y_0 - 802.8 \tau &= 6249, \\ -104 x_0 - 148 y_0 - 304.2 \tau &= -9232. \end{aligned}$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} x_0 &= -38.9 \text{ km}, \\ y_0 &= +66.0 \text{ km}, \\ \tau &= 11.5 \text{ sec} \end{aligned}$$

und

$$t_0 = 23^h36^m52.4^s \text{ MGZ.}$$

Die Herdtiefe  $h$  ergibt sich nach der Formel:

$$h = \sqrt{\left(\frac{\Delta_2^2 - \Delta_1^2 - v^2 \tau_2^2}{2 v \tau_2}\right)^2 - \Delta_1^2}.$$

Hierbei bedeuten  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  die Epizentralentfernungen zweier Stationen und  $\tau_2$  die Differenz der Eintrittszeiten der  $\bar{P}$ -Welle an den beiden Stationen. Aus diesen Stationen errechnet man die mittlere Herdtiefe  $h = 27 \text{ km} \pm 6 \text{ km}$ . Der zugefügte Fehler  $\pm 6 \text{ km}$  ist aus dem geschätzten Gesamtfehler der Einsätze berechnet.

Setzt man nun punktförmigen Herd, also gleiche Herdzeit und gleiche Herdtiefe im ganzen Herdgebiet voraus, so wird das Epizentrum durch Kreise  $K_n$  um die Beobachtungsstationen  $n$  mit den Radien:

$$r_n = \sqrt{(t_n - t_0)^2 v^2 - h^2}$$

eingengt.  $t_n$  ist die Eintrittszeit von  $\bar{P}$  an der Station  $n$ . Für die oben genannten Stationen (Tabelle 3) und für die Stationen:

Tabelle 3a

Nr.	Station	X in km	Y in km	$\bar{P}$ -Eintrittszeit MGZ.
5	Helgoland . . . . .	+ 127	+ 354	23 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 51.0 <sup>s</sup>
6	Karlsruhe . . . . .	+ 173	- 220	56.9
7	Hamburg . . . . .	+ 272	+ 284	38 00.5
8	Paris . . . . .	- 252	- 243	01.1
9	Jena . . . . .	+ 392	- 7	09.8
10	Zürich . . . . .	+ 188	- 404	26.9

ergeben sich dann die Radien der Kreisbögen zu:

$$\begin{aligned} r_1 &= 59.0 \text{ km} & r_6 &= 360.3 \text{ km} \\ r_2 &= 116.5 \text{ ,,} & r_7 &= 380.5 \text{ ,,} \\ r_3 &= 261.4 \text{ ,,} & r_8 &= 383.8 \text{ ,,} \\ r_4 &= 315.9 \text{ ,,} & r_9 &= 432.7 \text{ ,,} \\ r_5 &= 327.2 \text{ ,,} & r_{10} &= 528.6 \text{ ,,} \end{aligned}$$

Die Lage des Schnittpunktes von Kreisen um Stationen in nahe gleichem (oder nahe  $180^{\circ}$  verschiedenem) Azimut sind verhältnismäßig unsicher, bei Azimutdifferenz von nahe  $90^{\circ}$  sehr viel sicherer. Berücksichtigt man nur letztere, so liegen alle Schnittpunkte (Fig. 3) innerhalb eines Kreises mit 10 km Radius um

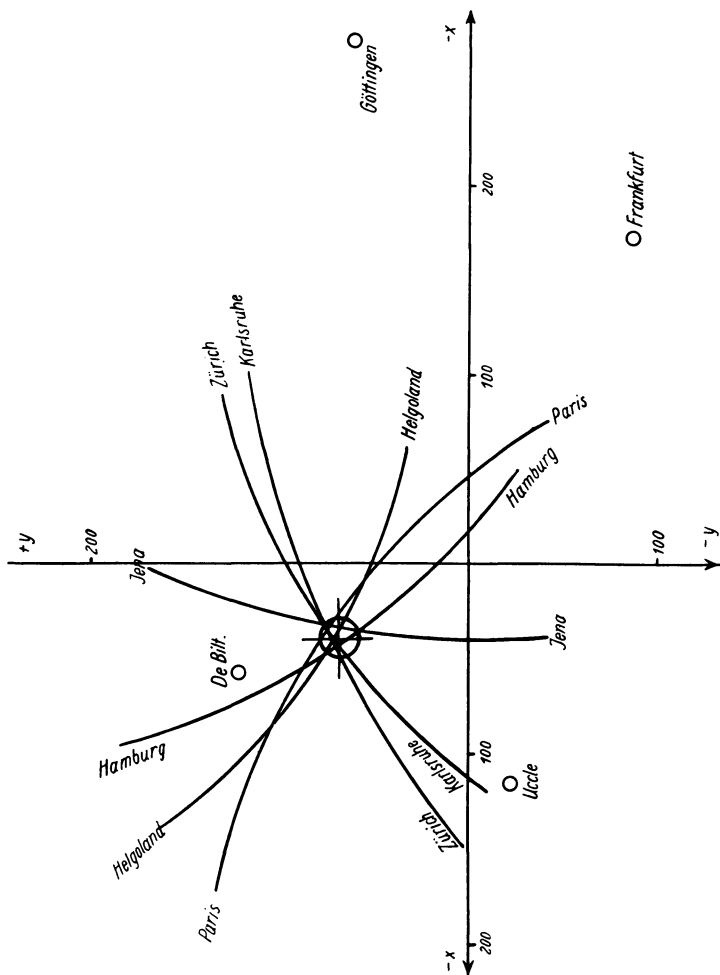


Fig. 3. Graphische Bestimmung des Epizentrums mit Hilfe der Stationen Helgoland, Karlsruhe, Hamburg, Paris, Jena und Zürich  
 + Epizentrum bestimmt durch die Stationen De Bilt, Uccle, Frankfurt und Göttingen

das durch die Stationen 1 bis 4 bestimmte Epizentrum +. Es wurde daher von einer erweiterten Bestimmung der Koordinaten des Epizentrums durch Ausgleichsrechnung mit Hilfe auch der anderen Stationen 5 bis 10 abgesehen. Die Übereinstimmung der makroseismisch ( $\varphi = 51^{\circ}40' N$ ,  $\lambda = 5^{\circ}35' E$ ) und mikro-seismisch ( $\varphi = 51^{\circ}36' N$ ,  $\lambda = 5^{\circ}27' E$ ) bestimmten Herdpunkte kann als gut bezeichnet werden, wobei zu beachten ist, daß die Koordinaten des ersteren auf

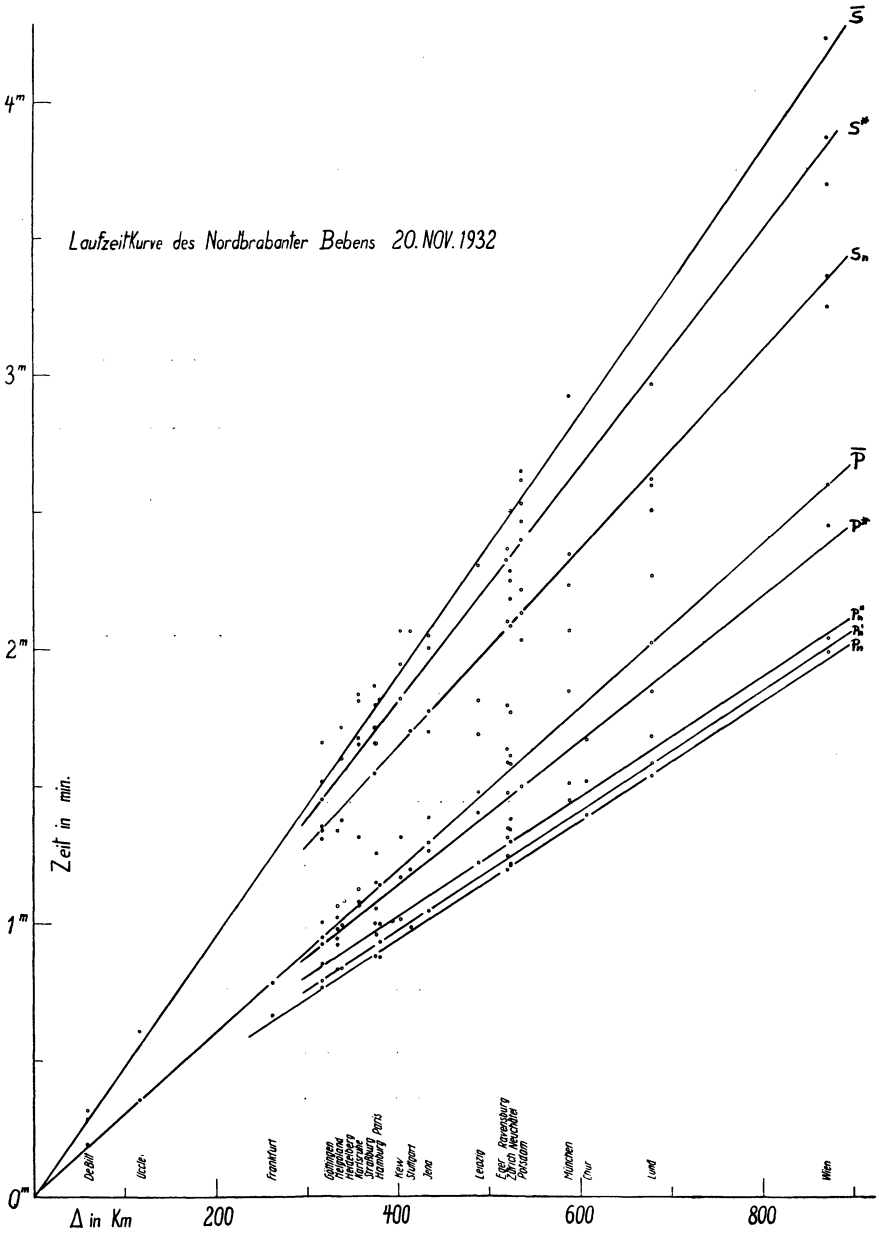


Fig. 4. Laufzeitkurve des Nordbrabanter Bebens, 20. November 1932

5 sec abgerundet sind. Der Abstand der beiden angegebenen Herdpunkte beträgt nur 8.7 km.

*Laufzeitkurven.* Für die einzelnen Stationen wurden die Epizentralentfernungen  $\Delta_i$  nach der Formel

$$\Delta_i = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2}$$

berechnet. Sie sind in der Tabelle 2 der Einsatzzeiten mit angeführt. Fig. 4 zeigt die hieraus abgeleiteten Laufzeitkurven.

Die Gleichungen der Laufzeitgeraden für die einzelnen Wellenarten sind:

$$t_{P_n} = t_0 + 4.1^s + \frac{\Delta}{7.63} \pm 0.8^s \dots \dots \dots (1)$$

$$t_{P^*} = t_0 + 6.4^s + \frac{\Delta}{6.42} \pm 1.4^s \dots \dots \dots (2)$$

$$t_{\bar{P}} = t_0 + 0.6^s + \frac{\Delta}{5.62} \pm 0.5^s \dots \dots \dots (3)$$

$$t_{S_n} = t_0 + 11.4^s + \frac{\Delta}{4.59} \pm 1.0^s \dots \dots \dots (4)$$

$$t_{S^*} = t_0 + 5.1^s + \frac{\Delta}{3.85} \pm 0.8^s \dots \dots \dots (5)$$

$$t_{\bar{S}} = t_0 - 0.9^s + \frac{\Delta}{3.46} \pm 1.8^s \dots \dots \dots (6)$$

*P<sub>n</sub> und S<sub>n</sub>.* Auffallend ist die geringe Geschwindigkeit für die P<sub>n</sub>-Wellen mit  $v = 7.63$  km/sec. Bisher wurden für diese Wellenart folgende Gleichungen gefunden:

Tauern-Beben (Conrad) . . . . .  $t_{P_n} = 4^s + \frac{\Delta}{7.83},$

Kroatisches Beben (Mohorovičić) . . . . .  $t_{P_n} = 5.2^s + \frac{\Delta}{7.87},$

Süddeutsche Beben (Gutenberg) . . . . .  $t_{P_n} = 4^s + \frac{\Delta}{8.21},$

Schwadorfer Beben (Conrad) . . . . .  $t_{P_n} = 4^s + \frac{\Delta}{8.12},$

Nordtiroler Beben (Gräfe) . . . . .  $t_{P_n} = 8.5^s + \frac{\Delta}{8.2},$

Englische Beben (Jeffreys) . . . . .  $v_{P_n} = 7.8$  km/sec.

Hiernach würde die mittlere P<sub>n</sub>-Geschwindigkeit 7.9 bis 8.0 km/sec betragen. Dabei ist zu beachten, daß die Herde dieser angeführten Beben fast alle in den Alpen oder in deren Nähe lagen, während der Herd des Nordbrabanter Bebens in ein Gebiet anderen geologischen Aufbaues fällt. Die kleinere P<sub>n</sub>-Geschwindigkeit bei einem nördlich gelegenen Herd ist im Einklang mit Ergebnissen von H. Jeffreys bei englischen Beben.



Für die  $S_n$ -Wellen wurden beim Schwadorfer Beben  $v = 4.32$  km/sec, beim Nordtiroler Beben  $v = 4.40$  km/sec und bei englischen Beben  $v = 4.35$  km/sec gefunden. Der Wert  $v = 4.59$  km/sec für das Nordbrabanter Beben stimmt mit den bisher ermittelten Geschwindigkeiten der  $S_n$ -Wellen überein.

Die folgende Zusammenstellung (Tabelle 4) gibt die Differenz  $\delta$  der beobachteten minus den nach den obigen Gleichungen (1) und (4) gerechneten Einsatzzeiten für die  $P_n$ - und  $S_n$ -Wellen.

Tabelle 4

Station	$\Delta$ in km	$\delta_{P_n}$ in sec	$\delta_{S_n}$ in sec
Frankfurt . . . . .	261.4	+ 1.4	—
Göttingen . . . . .	316.0	+ 0.2	— 0.1
Straßburg . . . . .	373.9	— 0.5	— 0.2
Hamburg . . . . .	379.8	— 1.5	—
Stuttgart . . . . .	413.5	+ 0,6	+ 0.1
Jena . . . . .	437.1	—	— 0.5
Eger . . . . .	518.9	— 0.7	+ 1.3
Zürich . . . . .	521.9	+ 0.3	—
Neuchâtel . . . . .	522.0	— 0.1	— 0.4
Potsdam . . . . .	534.3	—	— 0.1
München . . . . .	586.4	—	+ 1.4
Chur . . . . .	605.2	+ 0,2	—
Lund . . . . .	677.4	— 0.8	— 1.9
Wien . . . . .	870.5	+ 0.9	+ 0.3

$P'_n$  und  $P''_n$ . *Bestimmung der Schichtdicken.* Außer der  $P_n$ -Welle wurden noch zwei weitere Wellen beobachtet, die ungefähr die gleiche Geschwindigkeit wie die  $P_n$  haben. Für diese Wellen, sie mögen mit  $P'_n$  und  $P''_n$  bezeichnet werden, gelten die Beziehungen:

$$t_{P_n} = t_0 + 5.7^s + \frac{\Delta}{7.59} \pm 0.5^s \dots \dots \dots (7)$$

$$t_{P''_n} = t_0 + 9.6^s + \frac{\Delta}{7.72} \pm 0.8^s \dots \dots \dots (8)$$

Diese Wellen  $P'_n$  und  $P''_n$  können vielleicht als  $P$ -Wellen erklärt werden, die einen Teil ihres Weges als  $S$ -Wellen durchlaufen haben. Nehmen wir an, die  $P'_n$  gehen als  $P$ -Wellen vom Herd aus, durchlaufen die  $P^*$ -Schicht als  $S$ -Wellen und kommen an der Beobachtungsstation

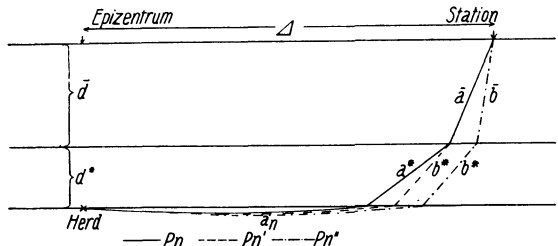


Fig. 5. Laufwege der Wellen  $P_n$ ,  $P'_n$  und  $P''_n$   
 $a$  bzw.  $b$  Geschwindigkeit der longitudinalen  
 bzw. transversalen Wellen in der betr. Schicht  
 —————  $P_n$ , - - - - -  $P'_n$ , - - - - -  $P''_n$

wieder als  $P$ -Wellen an, nachdem sie die  $\bar{P}$ -Schicht als  $P$ -Welle durchquert haben (Fig. 5).

Für die Eintrittszeit  $t_{P'_n}$  gilt dann:

$$t_{P'_n} = t_{a_n b^* a_n} = \frac{\Delta}{a_n} + d^* \frac{\cos i_{b^*}}{b^*} + \bar{d} \frac{\cos i_{\bar{a}}}{\bar{a}},$$

wobei  $d^*$  und  $\bar{d}$  die Dicken der beiden entsprechenden Schichten bedeuten und  $i_{b^*}$  und  $i_{\bar{a}}$  durch die Gleichungen

$$\sin i_{b^*} = \frac{b^*}{a_n} \quad \text{und} \quad \sin i_{\bar{a}} = \frac{\bar{a}}{a_n}$$

bestimmt sind.

Für die Welle  $P''_n$ , die auch noch die Granitschicht ( $\bar{P}$ -Schicht) als  $S$ -Welle durchlaufen haben möge, ist entsprechend:

$$t_{P''_n} = t_{a_n b^* \bar{b}} = \frac{\Delta}{a_n} + d^* \frac{\cos i_{b^*}}{b^*} + \bar{d} \frac{\cos i_{\bar{b}}}{\bar{b}},$$

$$\sin i_{b^*} = \frac{b^*}{a_n} \quad \text{und} \quad \sin i_{\bar{b}} = \frac{\bar{b}}{a_n}.$$

Da für die  $P_n$ -Wellen

$$t_{P_n} = t_{a_n a^* \bar{a}} = \frac{\Delta}{a_n} + d^* \frac{\cos i_{a^*}}{a^*} + \bar{d} \frac{\cos i_{\bar{a}}}{\bar{a}} \quad \text{und} \quad \sin i_{a^*} = \frac{a^*}{a_n}$$

gilt, sind die konstanten Differenzen  $t_{P'_n} - t_{P_n}$  und  $t_{P''_n} - t_{P'_n}$  ein Maß für die Mächtigkeiten  $d^*$  und  $\bar{d}$  der beiden durchlaufenen Schichten, und zwar ist:

$$d^* = \frac{t_{P'_n} - t_{P_n}}{\frac{\cos i_{b^*}}{b^*} - \frac{\cos i_{a^*}}{a^*}},$$

$$\bar{d} = \frac{t_{P''_n} - t_{P'_n}}{\frac{\cos i_{\bar{b}}}{\bar{b}} - \frac{\cos i_{\bar{a}}}{\bar{a}}}.$$

Um nun zu einer möglichst genauen Bestimmung der Differenzen  $t_{P'_n} - t_{P_n}$  und  $t_{P''_n} - t_{P'_n}$  zu kommen, wurde vorausgesetzt, daß die  $P_{P'_n}$ - bzw.  $P_{P''_n}$ -Wellen die Geschwindigkeit der  $P_n$ -Wellen haben. Dann lauten die Laufzeitgleichungen für diese Wellen:

$$t_{P'_n} = t_0 + 5.9^s + \frac{\Delta}{7.63} \pm 0.4^s \quad \dots \quad (7')$$

$$t_{P''_n} = t_0 + 8.9^s + \frac{\Delta}{7.63} \pm 0.8^s \quad \dots \quad (8')$$

Aus den Gleichungen (7') und (8') ergibt sich:

$$t_{P'_n} - t_{P_n} = 1.8^s$$

und

$$t_{P_n''} - t_{P_n'} = 3.0^s;$$

für die Schichtdicken daraus:

$$d^* = 13 \text{ km} \quad \text{und} \quad \bar{d} = 22 \text{ km.}$$

Der Herd, der nach dieser Bestimmung an der unteren Schichtgrenze der  $P^*$ -Schicht liegen müßte, hätte demnach eine Tiefe von 35 km. Berücksichtigt man den Fehler, der durch die gemachten Voraussetzungen entsteht, so stimmt dieser Wert einigermaßen mit der auf andere Art (S. 167) bestimmten Herdtiefe von 27 km überein.

Es muß hier mit allem Nachdruck darauf hingewiesen werden, daß es sicher noch andere Möglichkeiten gibt, diese Wellen, von denen die  $P_n'$ - auch der  $P_x$ -Welle V. Conrads beim Schwadorfer Beben entsprechen könnte, zu erklären. Die hier gegebene Erklärung steht jedenfalls in Übereinstimmung mit den auf anderen Wegen gewonnenen Kenntnissen der äußeren Erdkruste.

$P^*$  und  $S^*$ . Für die Geschwindigkeiten der  $P^*$ - und  $S^*$ -Wellen wurden bisher folgende Werte bestimmt:

Conrad:	Schwadorfer Beben	$v_{P^*} = 6.47 \text{ km/sec}$ ,	$v_{S^*} = 3.57 \text{ km/sec}$ ;
Gräfe:	Nordtiroler Beben	$v_{P^*} = 6.7 \text{ km/sec}$ ,	$v_{S^*} = 3.6 \text{ km/sec}$ ;
Jeffreys:	Englische Beben	$v_{P^*} = 6.3 \text{ km/sec}$ ,	$v_{S^*} = 3.7 \text{ km/sec}$ .

Die für diese Beben gefundenen Geschwindigkeiten

$$v_{P^*} = 6.42 \text{ km/sec} \quad \text{und} \quad v_{S^*} = 3.85 \text{ km/sec}$$

weichen von den bisherigen Werten ab, doch sind die diesen Wellen entsprechenden Einsätze nicht sehr gut bestimmt, denn der mittlere Fehler für die  $P^*$  beträgt  $1.4^s$ .

$\bar{P}$  und  $\bar{S}$ . Für die  $\bar{P}$ -Wellen wurden bisher die einheitlichsten Geschwindigkeiten bestimmt. Das liegt daran, daß diese Wellenart in fast jedem Seismogramm einen markanten Einsatz hervorruft. Der in dieser Arbeit vorausgesetzte Wert  $v = 5.6 \text{ km/sec}$  scheint für Mitteleuropa wirklich der Geschwindigkeit der  $P$ -Wellen in der Granitschicht zu entsprechen. Im einzelnen fanden diesen Wert  $5.6 \text{ km/sec}$ :

Mohorovičić:	Kroatisches Beben . . . . .	8. Okt. 1909
Conrad:	Tauern-Beben . . . . .	28. Nov. 1923
Conrad:	Schwadorfer Beben . . . . .	8. Okt. 1927
Gutenberg:	Rheinland-Beben . . . . .	13. Dez. 1928
Landsberg	Saar-Beben . . . . .	1. Apr. 1931
Hiller:	Schwäbisches Beben . . . . .	30. Aug. 1928
Hiller:	Bodensee-Beben . . . . .	31. Jan. 1935
Schedler:	Tiroler Beben . . . . .	26. März 1924

Der Wert  $v = 5.7 \text{ km/sec}$  wurde von Gräfe für das Nordtiroler Beben (8. Oktober 1930) und von Hecker für die Oppau-Explosion (21. September 1923) gefunden, während Jeffreys für das Jersey-Beben (30. Juli 1926) und das Herefordshire-Beben (14. August 1926) die  $\bar{P}$ -Geschwindigkeit  $5.4 \text{ km/sec}$  fand. Dies

dürfte vielleicht durch den stark verschiedenen Aufbau der oberen Erdkruste zu erklären sein.

Es kann daher sicher mit einer gewissen Berechtigung nachträglich festgestellt werden, daß es richtig war, zur Bestimmung des Herdes und seiner Koordinaten, die  $\bar{P}$ -Geschwindigkeit mit  $v = 5.6$  km/sec anzunehmen.

Die für dieses Beben ermittelte  $\bar{S}$ -Geschwindigkeit mit  $v = 3.46$  km/sec stimmt mit den bisher ermittelten  $\bar{S}$ -Geschwindigkeiten für die oben angeführten Beben ( $v_{\bar{S}} = 3.3$  bis  $3.5$  km/sec) gut überein.

In Tabelle 5 sind die Differenzen  $\delta$  der beobachteten minus der berechneten Werte der  $\bar{P}$ - und  $\bar{S}$ -Einsatzzeiten nach den Gleichungen (3) und (6) zusammengestellt.

Tabelle 5

Station	$\Delta$ in km	$\delta_{\bar{P}}$ in sec	$\delta_{\bar{S}}$ in sec
De Bilt . . . . .	58.8	+ 0.4	+ 2.9
Uccle . . . . .	116.3	0.0	—
Frankfurt . . . . .	261.4	— 0.2	—
Göttingen . . . . .	316.0	— 0.2	+ 0.5
Helgoland . . . . .	332.4	— 1.1	—
Heidelberg . . . . .	337.4	— 1.2	— 0.5
Karlsruhe . . . . .	356.0	+ 0.6	— 1.6
Paris . . . . .	375.3	+ 1.3	+ 0.2
Hamburg . . . . .	379.8	— 0.1	— 0.2
Kew. . . . .	402.2	—	+ 1.3
Jena. . . . .	437.1	— 1.1	— 2.6
Leipzig . . . . .	486.9	+ 1.2	— 1.8
Zürich . . . . .	521.9	+ 1.0	—
Neuchâtel . . . . .	522.0	—	+ 0.2
Potsdam . . . . .	534.3	—	— 1.1
Lund . . . . .	677.4	— 0.2	—
Wien . . . . .	870.5	0.0	+ 2.7

## II. Das Doggerbank-Beben

Für die Bearbeitung des Bebens vom 7. Juni 1931, dessen Herd in der südlichen Doggerbank lag, wurden die im International Summary [12] angegebenen Herdkoordinaten  $\varphi_E = 53.8^\circ$  N,  $\lambda_E = 1.2^\circ$  E und die Herdzeit  $t_H = 0^h 25^m 21^s$  MGZ. übernommen. Der Fehler für die Epizentralkoordinaten beträgt nach Angabe des Summary  $\pm 0.17^\circ$ .

Trägt man in üblicher Weise die dem Summary entnommenen Eintrittszeiten als Funktion der Herdentfernung auf, so läßt sich durch die  $P_n$ -Eintrittszeiten eine Gerade legen, die eine scheinbare mittlere Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 8.2 km/sec ergibt. Es zeigt sich aber auch, daß die Streuung der Werte um diese mittlere Gerade eine unverhältnismäßig große ist und nicht durch eine fehlerhafte Bestimmung der Eintrittszeiten an den einzelnen Stationen erklärt werden kann. Legt man nun durch die Stationen, die nordöstlich des Herdes

liegen, ein Profil 1 mit den Orten Kopenhagen, Lund, Upsala, Helsingfors, Pulkrava, Scoresby Sund und Kučino und durch die in südöstlicher Richtung liegenden

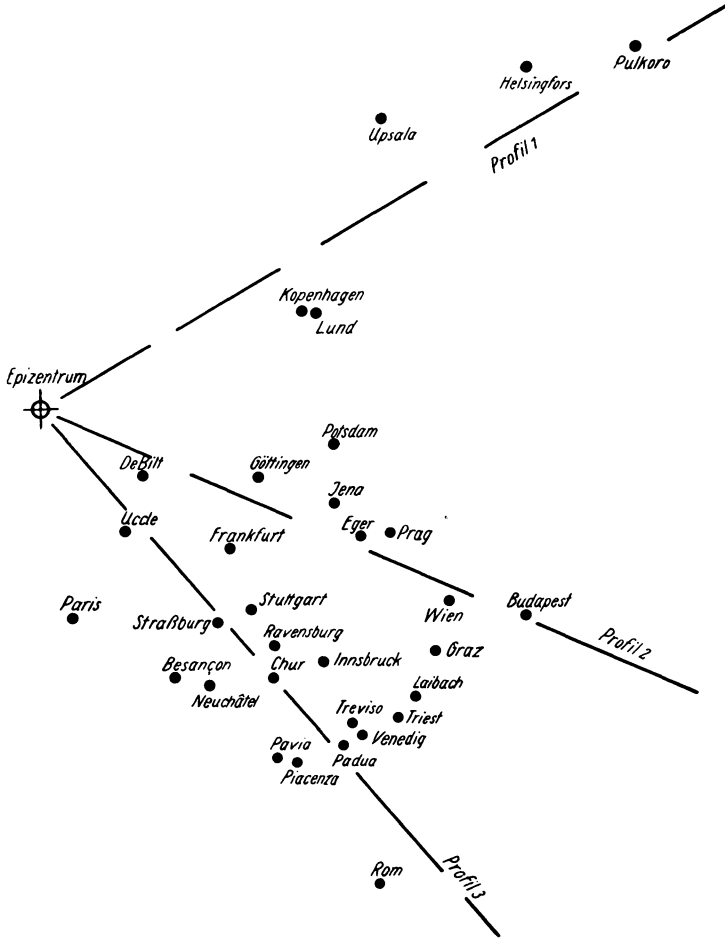


Fig. 6. Doggerbank-Beben am 7. Juni 1931  
Lage der Stationen und Profile

Stationen De Bilt, Göttingen, Jena, Potsdam, Eger, Prag, Wien, Graz, Laibach und Budapest ein Profil 2 (Fig. 6), so lauten die Gleichungen der Laufzeitgeraden im Profil 1:

$$\left. \begin{aligned} t_{P_n} &= 0^h25^m23^s + \frac{\Delta}{8.43} \pm 2^s \\ t_{S_n} &= 0^h25^m23^s + \frac{\Delta}{4.74} \pm 3^s \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

und im Profil 2:

$$\left. \begin{aligned} t_{P_n} &= 0^h25^m18^s + \frac{\Delta}{7.86} \pm 3^s \\ t_{S_n} &= 0^h25^m14^s + \frac{\Delta}{4.32} \pm 6^s \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

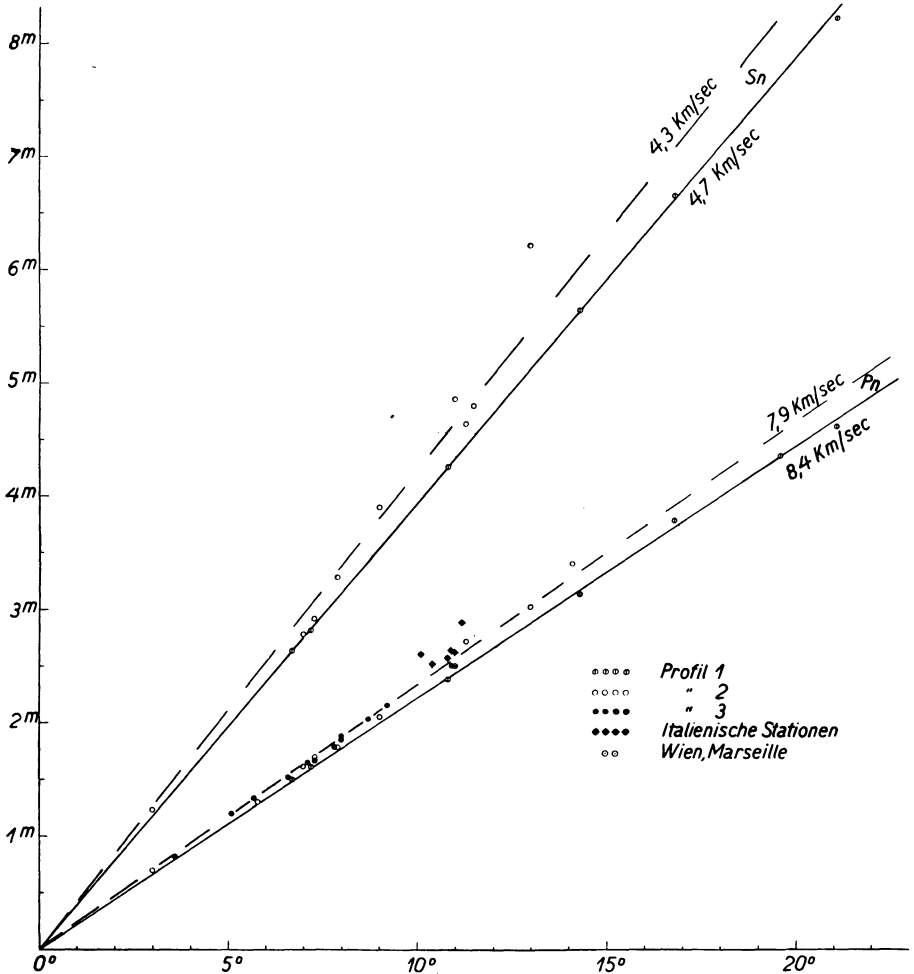


Fig. 7. Doggerbank-Beben am 7. Juni 1931, Laufzeitkurve für verschiedene Richtungen

Fig. 7 zeigt die Laufzeitkurven.

Die Abweichungen  $\delta$  der gemessenen Eintrittszeiten von den nach diesen Gleichungen berechneten sind in Tabelle 6 für die einzelnen Profile zusammengestellt.

Tabelle 6

Station	$\delta P_n$	$\delta S_n$
Profil 1: Kopenhagen . . . . .	0 sec	— 1 sec
Lund . . . . .	0	— 2
Upsala . . . . .	— 1	+ 1
Helsingfors . . . . .	— 2	+ 1
Pulkovo . . . . .	+ 4	+ 4
Scoreby Sund . . . . .	+ 1	—
Kučino . . . . .	— 3	— 3
Profil 2: De Bilt . . . . .	+ 2	+ 4
Göttingen . . . . .	— 2	— 5
Jena . . . . .	0	— 6
Potsdam . . . . .	+ 1	— 6
Eger . . . . .	— 3	+ 1
Prag . . . . .	— 2	+ 10
Wien . . . . .	— 3	+ 5
Graz . . . . .	+ 5	— 5
Laibach . . . . .	—	— 2
Budapest . . . . .	— 1	—

Ein weiteres Profil 3 wurde durch die Stationen De Bilt, Uccle, Paris, Frankfurt, Straßburg, Stuttgart, Besançon, Neuchâtel, Ravensburg, Chur, Innsbruck und die südlich der Alpen liegenden Stationen Pavia, Piacenza, Treviso, Padua, Venedig, Triest und Rom gelegt. Die  $P_n$ -Einsatzzeiten in diesem Profil bis zur Epizentralentfernung  $\Delta = 10^0$  genügen der Gleichung

$$t_{P_n} = 0^{\text{h}}25^{\text{m}}20^{\text{s}} + \frac{\Delta}{7.88} \pm 1^{\text{s}} \dots \dots \dots (3)$$

Die Differenzen der beobachteten Werte gegen diese berechneten sind:

Tabelle 7

Station	$\delta P_n$	Station	$\delta P_n$
Profil 3: De Bilt . . . . .	+ 1 sec	Besançon . . . . .	— 2 sec
Uccle . . . . .	— 1	Neuchâtel . . . . .	— 2
Paris . . . . .	+ 1	Ravensburg . . . . .	+ 1
Frankfurt . . . . .	+ 1	Chur . . . . .	0
Straßburg . . . . .	— 1	Innsbruck . . . . .	0
Stuttgart . . . . .	0		

Die Unterschiede der Wellengeschwindigkeiten in den Profilen 1 und 2 sind reell. Der Unterschied der Laufzeiten für zwei Stationen mit der Herdentfernung  $15^0$  beträgt z. B. bei  $P_n$  8 sec und bei  $S_n$  24 sec, entsprechend dem vierfachen bzw. sechsfachen mittleren Fehler der Laufzeiten von  $P_n$  und  $S_n$ .

Der Unterschied in den Wellengeschwindigkeiten für die beiden Profile 1 und 2 kann dadurch erklärt werden, daß die Granitschicht im Profil 1 eine andere Neigung besitzt als im Profil 2. Das würde allgemein bedeuten, daß die  $P_n$ -Schicht

nach Norden ansteigt, d. h. daß die Granitschicht ( $\bar{P}$ -Schicht) nördlich der Linie Doggerbank—Kopenhagen—Lund—Kuĉino dünner wäre als in den Gebieten südlich dieser Linie. Diese Anschauung wird noch dadurch unterstützt, daß auch die im Profil 3 (Fig. 6) liegenden Stationen zu der gleichen Geschwindigkeit für die  $P_n$ -Welle führen wie im Profil 2. Dem entspricht eine einheitliche Schichtung in dem zwischen beiden Profilen liegendem Gebiet.

Bei Profil 3 zeigt sich, daß die  $P_n$ -Eintrittszeiten an den italienischen Stationen später liegen als die entsprechenden Zeiten an anderen Stationen in gleicher Entfernung, z. B. Wien und Marseille. Die Abweichungen dieser italienischen Stationen, die außer Rom in fast gleicher Herdentfernung liegen, von der für das Profil 3 gültigen Gleichung (3) gibt Tabelle 8.

Tabelle 8

Pavia . . . . .	+ 15 sec	Venedig . . . . .	+ 3 sec
Piacenza . . . . .	+ 6	Triest . . . . .	+ 16
Treviso . . . . .	+ 3	Rom . . . . .	+ 6
Padua . . . . .	+ 3		

Diese Abweichungen machen also mindestens den dreifachen Betrag des mittleren Fehlers aus. Das bedeutet, daß die Granitschicht unter dem Alpenmassiv (d. h. an der Stelle, an der die Strahlen nach diesen italienischen Stationen auftauchen) noch mächtiger ist als in den Gebieten der Profile 2 und 3 nördlich der Alpen, eine Deutung, die sehr gut mit der geologischen Anschauung über den Aufbau der Alpen als Faltenmassiv übereinstimmt.

Es ist also bei diesem Beben möglich, azimutale Verschiedenheiten für die Geschwindigkeit der  $P_n$ - und  $S_n$ -Wellen festzustellen und diese Unterschiede durch die Annahme einer verschiedenen Dicke der Granitschicht zu erklären. Durch Unterschiede in der Mächtigkeit der Deckgebirgsschichten können die auftretenden Zeitdifferenzen nicht erklärt werden, da die hierdurch verursachten Laufzeitunterschiede sehr viel kleiner sein würden.

*Zusammenfassung.* Es wurden für zwei Beben die Laufzeitkurven aufgestellt, und zwar für das Nordbrabanter Beben am 20. November 1932 auf Grund eigener Bearbeitung der Aufzeichnung an 27 Stationen und eigener Bestimmung des Herdes; für das Doggerbank-Beben am 7. Juni 1931 mit Hilfe der Berichte der einzelnen Erdbebenstationen und des International Summary.

Für das Nordbrabanter Beben wurden die Geschwindigkeiten der drei Wellenpaare  $\bar{P}$  und  $\bar{S}$ ,  $P^*$  und  $S^*$ , und  $P_n$  und  $S_n$  festgestellt. Diese weichen von den bisherigen Bestimmungen bei anderen Beben ab, besonders von denen, deren Herd im alpinen Gebiet lag. Dies deutet auf einen unterschiedlichen Aufbau der oberen Erdkruste hin. Außerdem werden zwei den  $P_n$ -Wellen parallele Laufzeitkurven  $P'_n$  und  $P''_n$  gefunden. Bei ihnen handelt es sich wohl um Wellen, die zum Teil longitudinal, zum Teil transversal gelaufen sind. Sie geben eine Methode der Dickenbestimmung für die  $\bar{P}$ - und  $P^*$ -Schichten.



Beim Doggerbank-Beben wurden für die  $P_n$ - und  $S_n$ -Wellen Laufzeitkurven in verschiedenen Profilen aufgestellt. Die Geschwindigkeit beträgt nach Nordosten 8.4 km/sec, nach Südosten 7.9 km/sec. Offenbar sind dies Scheingeschwindigkeiten, hervorgerufen durch die Neigung der Schicht, an der die  $P_n$ -Wellen entlanglaufen.

Die Anregung zu dieser Arbeit gab Herr Professor Angenheister. Für sein stets förderndes Interesse bin ich ihm zu großem Dank verpflichtet. Außerdem danke ich Herrn Dr. Jung für mancherlei Ratschläge.

### Literatur

- [1] Seismische Registrierungen in De Bilt 1932, Anhang. De Bilt 1932.
- [2] H. Landsberg: Die Ausbreitung des Erdbebens in der Nacht vom 20. zum 21. November 1932 in Westdeutschland. Frankfurt 1933.
- [3] O. Koentges: Das Erdbeben vom 21. November 1932. Karte gleicher Bebenstärke. Aachen 1933.
- [4] Geologisch Bureau Heerlen: Jaarverslag over 1931. Heerlen 1932, S. 51—54.
- [5] K. Escher: Allgemeine Geologie. Amsterdam 1934, S. 457.
- [6] V. Conrad: Erdbeben und Luftdruckänderung. Gerlands Beitr. z. Geophys. **48**, 239—253 (1936).
- [7] F. Baron Nopsca: On connections between earthquakes and atmospheric pressure. Ebenda **48**, 229—238 (1936).
- [8] Deutsche Seewarte Hamburg: Täglicher Wetterbericht. Hamburg, 18. bis 29. November 1932.
- [9] S. Yamaguti: A modal experiment of occurrence of earthquake. Bull Earthqu. Res. Inst. Tokyo **13**, 772—781 (1935).
- [10] V. Inglada: Die Berechnung der Herdkoordinaten eines Nahbebens. Gerlands Beitr. z. Geophys. **19**, 73—98 (1928).
- [11] E. Wiechert: Entfernungsberechnungen von Orten auf der Erde bei kleinen Abständen. Zeitschr. f. Geophys. **1**, 177—182 (1924/25).
- [12] University Observatory Oxford: The International Seismological Summary 1931. Oxford 1936.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Dezember 1936.

---

## Ein mechanisch registrierendes Vertikalanemometer und seine Verwendung im Gelände

Von H. Dieterichs, Göttingen — (Mit 11 Abbildungen)

**Einleitung.** Es gibt grundsätzlich zwei Möglichkeiten, sich Kenntnis über die Strömung, das Geschwindigkeitsprofil und die Wirbelzonen an Hindernissen zu verschaffen.

Die nächstliegende ist die Messung am Hindernis selbst in der freien Atmosphäre, die andere die am Modell im Windkanal. Die zweite Methode ist meßtechnisch bequem und hat gegen die andere den Vorzug der Zeitersparnis. Die

getreue Übertragung der Meßergebnisse der Modellströmung auf die Naturströmung fordert jedoch Gleichheit ihrer Reynolds'schen Zahlen  $Re$ . Da es sich bei den meteorologisch interessierenden Strömungen um Hindernisse von mindestens 100 m Größe handelt, ist selbst eine Näherung  $Re_{\text{Modell}}$  an  $Re_{\text{Natur}}$  nicht möglich, weil die geforderte sehr hohe Windgeschwindigkeit im Kanal nicht

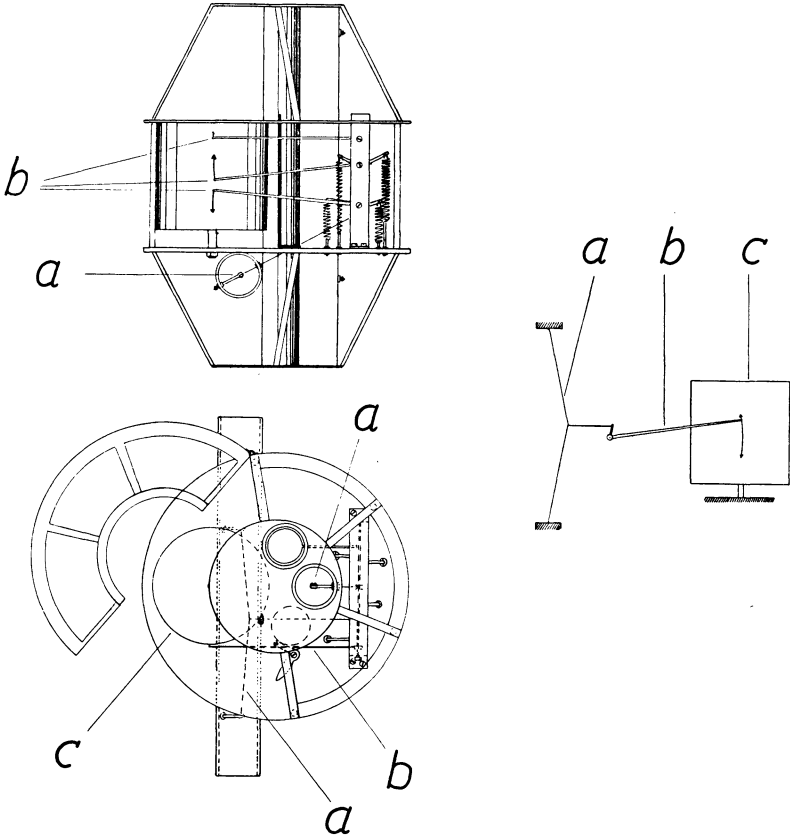


Fig. 1. Mechanisches Hitzdrahtanemometer.

Rechts: schematisch.

Links: Gerät

hergestellt werden kann. Zur Messung dieser großräumigen Strömung ist man darauf angewiesen, in der Natur selbst zu messen. Dabei muß man die wechselnde Anblasrichtung- und Geschwindigkeit, sowie die Turbulenz der Luft mit in Kauf nehmen und kann nur versuchen, diese Schwankung durch Mittelbildung über längere Zeiten unschädlich zu machen. Je nach der Größe des Hindernisses hat man verschiedene Meßmethoden angewandt. So stützt sich Baumann [1] für große Räume auf Wetterkarten und gewinnt aus ihnen Stromlinienfelder, während

für mittlere Hindernisse (Berge und Kuppen) Höhndorf [2], [3], [4] Ballonbahnen vermißt. Diese letzte Methode ergibt für einen bestimmten Raumpunkt nur einen Augenblickswert. Um die Schwankung von Anblasrichtung und Geschwindigkeit durch Mittelbildung auszuschalten, wurden Messungen der Vertikal- und Horizontalkomponente des Windes an einem festen Punkt über längere Zeiten durch Geräte elektrischer und mechanischer Art vorgenommen (Gerdien [5], Scrase [6], Field und Warden [7], Kopp [8], Hg. Müller [9]). Während diese Geräte erst bei mittlerer Windgeschwindigkeit (5 m/sec) ansprechen soll hier über ein neues Hitzdrahtanemometer berichtet werden, das schon für Geschwindigkeiten von 0.5 m/sec ab eine getrennte Aufzeichnung der Horizontal-

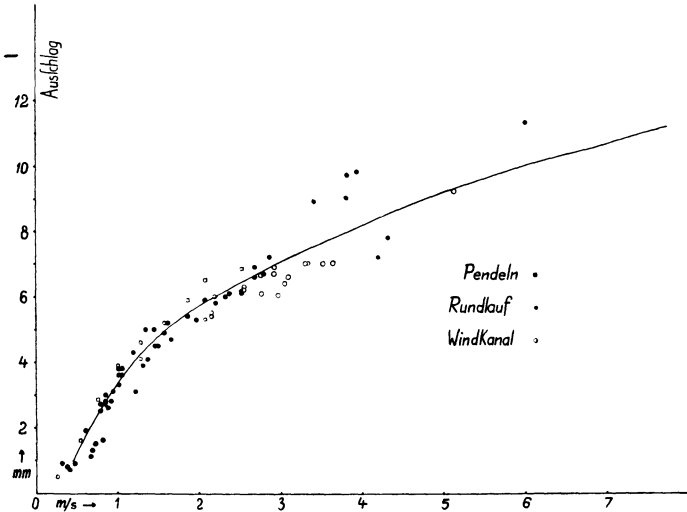


Fig. 2. Eichkurve des Vertikalanemometers

und Vertikalkomponente ermöglicht. Mit diesem Gerät wurde das Strömungsprofil im Lee eines Hügels vermessen. Zur Messung der Windgeschwindigkeit wurden Hitzdrähte verwendet, deren Längenänderung mechanisch aufgezeichnet wurde (Viereck [10]). Ein Konstantendraht von 0.1 mm Durchmesser und 140 mm Länge wurde durch einen Strom von 0.5 Amp. geheizt. Wird ein solcher geheizter Draht einem Windstrom ausgesetzt, so kühlt sich der Draht ab und ändert dabei seine Länge. Die Länge des Drahtes ist also ein Maß für die Windgeschwindigkeit. Um die Vertikal- und Horizontalkomponente unmittelbar getrennt zu messen, wurde je 1 Hitzdraht in ein Rohr von 20 mm Durchmesser und 270 mm Länge eingeschlossen. Die beiden Rohre standen in derselben Vertikalebene aufeinander senkrecht. Der Aufbau des Gerätes ergibt sich aus Fig. 1.

Die beiden Rohre *f* sind in ein doppelkonisches Gehäuse eingebaut. Die Längenänderung der eingeschlossenen Hitzdrähte *a* wird durch die Zeiger *b* auf

der Schreibtrommel  $c$  aufgezeichnet. Die Federn  $g$  sorgen für die nötige mechanische Spannung der Hitzdrähte.

*Eichung.* Die Eichung wurde nach drei verschiedenen Methoden vorgenommen: Für Geschwindigkeiten zwischen 0 und  $2\frac{1}{2}$  m/sec wurde das Anemometer an

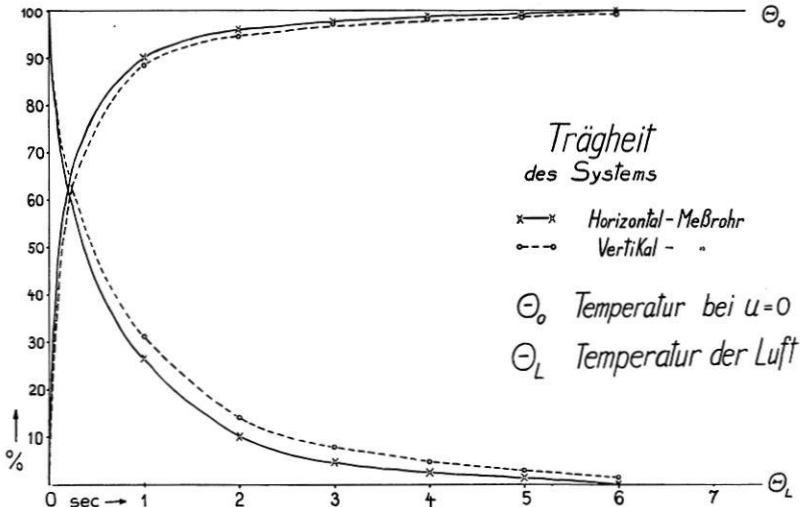


Fig. 3. Abkühlungs- und Erwärmungskurve des Hitzdrahtanemometers

einem schwingenden Pendel befestigt, für  $2\frac{1}{2}$  bis 5 m/sec wurde es im Windkanal geeicht und zur Kontrolle dieser beiden Eichungen eine dritte zwischen 0

und 6 m/sec mittels Rundlauf vorgenommen. Die Abhängigkeit des Zeigerausschlages von der Windgeschwindigkeit ergibt sich aus der Eichkurve Fig. 2. Danach beträgt der Ausschlag bei einer mittleren Geschwindigkeit von 1.5 m/sec 2 mm pro m/sec. Bei einer Schriebbreite von 0.2 mm ist eine Ablesegenauigkeit von 0.2 mm noch möglich. Das ergibt eine Meßgenauigkeit der Windgeschwindigkeit von  $\pm 10$  cm/sec.

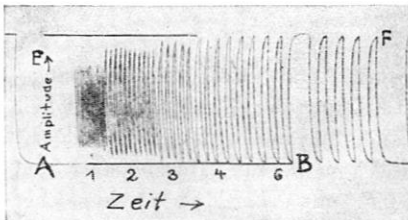


Fig. 4. Trägheitsregistrierung des Hitzdrahtanemometers

Linie A—B = Geschwindigkeit 0. Linie E—F = Stellung des ungeheizten Drahtes. (Entspricht der Geschwindigkeit unendlich.) Ausschlag nach 1, 2, 3, 4, 6 Sekunden

*Einstelldauer.* Bei den angegebenen Hitzdrahtdicken ergab sich folgendes für die Einstelldauer: Bei einer periodischen Windschwankung von 1 Sekunde war die *aufgezeichnete* Amplitude 35% kleiner als die Amplitude für einen dauernden Windstrom entsprechender Stärke, bei einer periodischen Windschwankung von 2 Sekunden Dauer wurde die

Amplitude 35% kleiner als die Amplitude für einen dauernden Windstrom entsprechender Stärke, bei einer periodischen Windschwankung von 2 Sekunden Dauer wurde die

Amplitude um 15%, bei einer solchen von 3 Sekunden um 5% zu klein auf-  
gezeichnet (Fig. 3 und 4).

*Neigungsempfindlichkeit.* In dem Horizontal- und Vertikalrohr des Wind-  
meßgerätes sollte der horizontale und vertikale Anteil des Windes getrennt ge-  
messen werden. Bezeichnet man den Winkel zwischen der Windrichtung  
und der Rohrachse mit  $\alpha$ , so sollte zwischen der Windgeschwindigkeit  
außerhalb des Rohres  $v$  und der Windgeschwindigkeit  $v_R$  im Rohr die  
Beziehung bestehen:  $v_R = v \cdot \cos \alpha$ .

Es zeigte sich nun, daß durch  
Wirbelbildung an den Enden des  
Rohres diese Beziehung nur für die  
angegebene Rohrdimension und das  
Geschwindigkeitsintervall von 0 bis  
5 m/sec nicht vollständig erreicht  
werden konnte. Denn auch bei Senk-  
rechtanblasen des Rohres zeigte sich  
in dem Rohr eine gewisse, kleine  
Windgeschwindigkeit: Der Sogfehler.  
Dieser Sogfehler konnte für die  
verschiedenen Geschwindigkeiten be-  
stimmt und als Korrektur in Rech-  
nung gestellt werden. Wie weit die oben  
angegebene Beziehung  $v_R = v \cdot \cos \alpha$   
erreicht wurde, zeigt die Fig. 5 in Pol-  
arkoordinatendarstellung. Das Rohr  
wurde einem Windstrom von 2.5 m/sec  
unter verschiedenen Winkeln ausge-  
setzt. Die Darstellung *a* zeigt als  
ausgezogene Kurve die rohen, un-  
korrigierten Meßwerte in Millimeter-  
ausschlag; als gestrichelte Kurve die  
Beziehung  $v_R = v \cdot \cos \alpha$ . In der Dar-  
stellung *b* bedeutet die gestrichelte  
Kurve die gleiche Beziehung, die ausgezogene die auf den Sogfehler korrigierten  
Meßwerte in m/sec. Daraus ergibt sich, daß in dem Bereich von 35 bis 70°  
die größte Abweichung zwischen gemessener und theoretischer Kurve ungefähr  
10 bis 15% beträgt. Das bedeutet, daß bei einer vertikalen Windneigung  
zwischen 35 und 70° ein Fehler von  $\pm 4^\circ$  auftreten kann.

Der Einfluß der relativen Feuchte [14] auf die Abkühlung brauchte bei der  
erreichten Meßgenauigkeit nicht berücksichtigt zu werden.

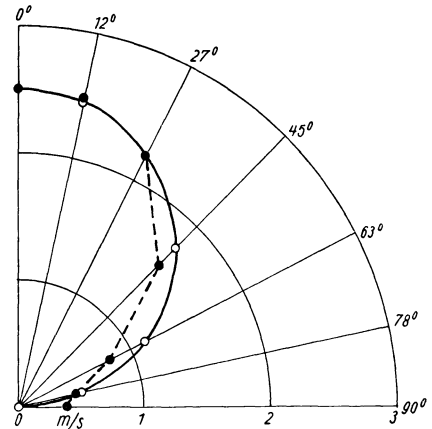
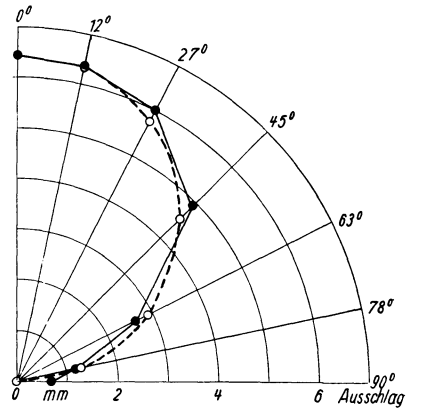


Fig. 5. Neigungsempfindlichkeit des Hitzdrahtanemometers in Polardarstellung

**Messungen.** Zur Erprobung des entwickelten Gerätes wurden Messungen im Gelände vorgenommen. Als geeignet erschien hierfür die Untersuchung der Luftströmung am Faßberg (275.5 m) bei Göttingen, der mit seinem einfachen Aufbau beträchtliche Höhenunterschiede bei geringer Bewachsung vereint. Er hat die Gestalt eines nicht völlig symmetrischen Kegels, der Bergrücken läuft nach Osten aus, er liegt zwischen den Dörfern Nikolausberg und Weende. Trotzdem er von allen Seiten dem Winde frei zugänglich war, wurde doch eine östliche Anströmung bevorzugt, weil sich wegen der Gestalt des Berges im Westen leichter ein Überblick über die Strömungsverhältnisse im Lee verschaffen ließ als anderswo; deshalb liegen am Westhang des Hügels die Meßpunkte dichter.

*Meßpunkte.* Es wurden insgesamt 35 Punkte vermessen. Vgl. Fig. 6. Der Mast wurde verspannt und das Gerät auf 1.6 m Höhe gebracht. Die Meßpunkte wurden mit Bandmaß und Kompaß nach Geländemarken festgelegt.

*Trigonometrische Vermessung.* Die Höhenschichtlinien des Meßtischblattes erwiesen sich für diese Untersuchungen als nicht zureichend. Deshalb wurde auf 7 Profilen Höhe und Entfernung austachymetriert.

Die Strömung über und hinter dem Hindernis wird von der mittleren Windgeschwindigkeit abhängen. Da die Messungen der verschiedenen Punkte zu verschiedenen Zeiten vorgenommen werden mußten, registrierte auf der Spitze des Hügels ein Basiswindmesser den ungestörten Wind, um die Messungen im Lee miteinander vergleichen zu können. Dieses Basisgerät war im wesentlichen nach der Ausführung von Viereck [10] mit freigespanntem Hitzdraht gebaut.

Auf Grund der bisherigen Messungen im Lee eines Hindernisses konnte eine Geschwindigkeitsabnahme unmittelbar hinter dem Hindernis erwartet werden. Bei der verhältnismäßig sanften Neigung des untersuchten Berges war aber mit Luv- und Leewirbeln nicht zu rechnen. Die Geschwindigkeitsabnahme hinter dem Hindernis rührt daher, daß die Strömung hinter der Hangkante abreißt, wie auch die Ballonbahnmessungen Höhdorfs zeigen. Dieses Gebiet des Windschattens zeigt neben seiner geringeren mittleren Geschwindigkeit vor allem starke Veränderlichkeit der Windrichtung- und -stärke. Seine Gefährlichkeit für die Luftfahrt war für Field & Warden Anlaß zu ihrer eingehenden Untersuchung am Gibraltarfels.

Drei verschiedenartige Gebiete lassen sich mit Sicherheit feststellen, doch ist deren Ausmaß und Vorhandensein von Fall zu Fall verschieden.

1. Das Gebiet, dessen Windgefüge nicht durch das Hindernis beeinflusst wird.
2. Das Totluftgebiet, mit auffallender Böigkeit bei geringer mittlerer Windgeschwindigkeit.
3. Das Konvergenzgebiet, als Begrenzung gegen das ungestörte Stromfeld, ein Mischungsraum mit allen Übergangsformen der erwähnten Eigenschaften.

Über die Meßergebnisse soll in folgender Reihenfolge berichtet werden:

1. Horizontale Windrichtung.
2. Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit.
3. Vertikalkomponente der Windgeschwindigkeit.
4. Böigkeit des Windes.

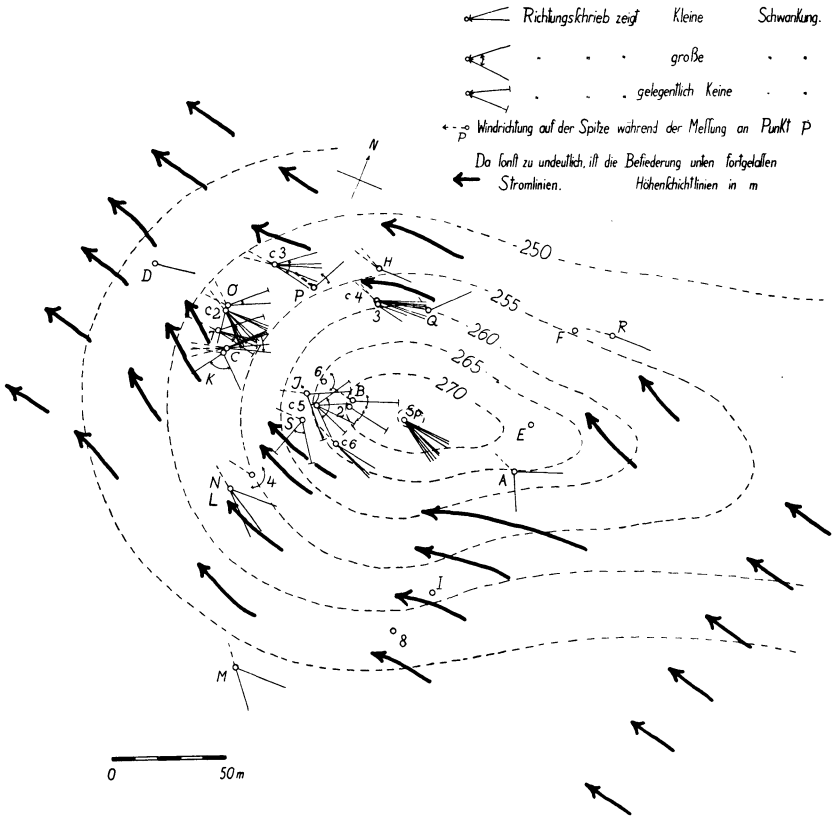


Fig. 6. Einfluß des Faßberges auf die Windrichtung

1. Außer der beweglichen Richtungsmeßanlage im Gelände wurde zum Vergleich das Windgerät des 1.6 km entfernten Geophysikalischen Instituts zu Göttingen herangezogen.

An den einzelnen Meßpunkten wurden die Abweichungen von der normalen Anblasrichtung festgestellt. Die Registrierungen wurden derart bearbeitet, daß die ausgewerteten über einige Zeit konstanten Richtungen in die Karte eingezeichnet wurden (siehe Fig. 6). Das Bild zeigt den von den Modellversuchen bekannten Zustand um ein Hindernis. Die Richtung der Stromlinien schmiegt

sich, mit einigen Ausnahmen, den Höhenschichtlinien des Berges an, zeigt also im wesentlichen zweidimensionales Umströmen.

Die Meßpunkte sind natürlich nicht an einem Tage vermessen, demnach uneinheitlich. Bei gleicher Anblasrichtung waren die Abweichungen der verschiedenen Meßtage untereinander nicht größer, als die Richtungsschwankungen während der Messung, so daß ein Vergleich ohne weiteres erlaubt ist. Betrachtet man das Konvergenzgebiet, in dem sich die Stromfäden wieder vereinen, so fallen am meisten die großen Schwankungen auf, die oft über  $180^{\circ}$  betragen, aber nur von kurzer Dauer sind. Weht der Wind aus einer bestimmten Richtung länger als 1 Minute, so geht durch den Meßpunkt eine Stromlinie, die noch dem Konvergenzpunkt zustrebt. Die Meßstelle liegt jetzt nicht mehr in der Verlängerung der Linie: Spitze-Windrichtung, sondern seitlich davon. Geringe Abweichungen in der Anströmrichtung verlagern also das Leegebiet, so daß es nicht ortsfest bleibt.

Regelmäßiges Schwanken von der einen in die entgegengesetzte Richtung kann als eben erwähnter Steuerungseffekt der Windrichtung — Umfließen des Hindernisses in der einen oder anderen Richtung — oder aber als sich ablösende Wirbel mit nicht horizontaler Achse gedeutet werden. Stationäre Wirbel wären in der Registrierung nur dann zu erkennen, wenn bei zeitlicher Konstanz eine merkliche Abweichung gegen die Normalrichtung besteht. Nähert man sich der Spitze, so bleiben keineswegs die großen Schwankungen aus, sie treten dort nur noch gelegentlich auf. Die sonst dauernde Änderung der Richtung fehlt, d. h. nur selten bewegt ein Windstoß die Windfahne. Im allgemeinen ist das Totluftgebiet windstill. Allmählich geht es in das Konvergenzgebiet über, während die Grenze gegen das ungestörte Stromfeld scharf ist. Die ungestörte Strömung kennzeichnet sich sogleich in der viel geringeren Richtungsschwankung. Das Schwankungsband ist schmal, da die Einflüsse des Geländes auf die Richtung weniger groß sind; dadurch ist die Abschätzung einer mittleren Windrichtung einfach.

2. *Horizontale Komponente der Geschwindigkeit.* Um einen Überblick über die Windgeschwindigkeit an den einzelnen Meßpunkten zu erhalten, empfahl es sich, aus den Registrierungen zunächst die Häufigkeit der vorkommenden Geschwindigkeiten darzustellen, um aus ihnen die mittleren Geschwindigkeiten berechnen zu können. Die Auswertung geschah am Leuchttisch mit Lupe und Glasmaßstab. Es bedeuten:

$U_i$  = Windgeschwindigkeit, die nach Eingang in die Eichkurve aus dem Ausschlag  $A_i$  ermittelt wurde.

$t_i$  = Zeitdauer der Geschwindigkeit  $U_i$ .

Für jedes  $U_i$  wurde das zugehörige  $t_i$  summiert. Der Bevorzugung einzelner Zahlen bei der Ausmessung wurde entgangen durch Einsetzen der mittleren Geschwindigkeit eines Intervalles  $A_i$  von je 0.5 mm. Zu jeder dieser Geschwindigkeiten wurde der Anteil an der Gesamtzeit in Hundertteilen ermittelt und als Ordinaten, die Geschwindigkeit als Abszisse in die Häufigkeitskurve eingeführt.



Die Fig. 7 zeigt für die Meßpunkte auf der Spitze die Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit im ungestörten Gebiet.

3. *Totluftgebiet im Windschatten.* Sobald man den Bereich der ungestörten Anströmung verläßt, deformiert sich die Häufigkeitskurve der Windgeschwindigkeitsverteilung, d.h. ihr Maximum nähert sich 0. Die Windruhe wird hier nur gelegentlich durch vereinzelte Windstöße unterbrochen, weshalb auch der Anteil an höheren Geschwindigkeiten dementsprechend gering ist. Im Totluftgebiet erreicht die Geschwindigkeit nie den vollen Wert der Spitze (siehe Fig. 8).

Das Gebiet der Luftruhe setzt unmittelbar hinter dem „Hindernisaquator“ ohne Übergang an. Seine Höhenbegrenzung läßt sich schätzen aus der Bewegung von Ästen, die bei 30 m Entfernung von der Bergkuppe in etwa 3 m Höhe bewegt werden, unten aber völlig in Ruhe sind.

Mit wachsender Entfernung vom Hindernisaquator beginnt die Häufigkeitskurve allmählich wieder die ungestörte, normale Form anzunehmen. Noch herrschen geringe Windgeschwindigkeiten vor, doch wächst der Anteil an höheren. Fig. 9 zeigt bereits eine Übergangsform zum ungestörten Typus. Das Maximum liegt nicht mehr bei Geschwindigkeiten unter 1.5 m/sec (bei etw 4 m/sec auf der Spitze), sondern darüber.

Die Häufigkeitsverteilung im Konvergenzgebiet ist nicht einheitlich. Die Abweichungen können auf der variierenden Anblasrichtung und der damit verbundenen Verlagerung des Konvergenzgebietes beruhen oder aber, wie hier,

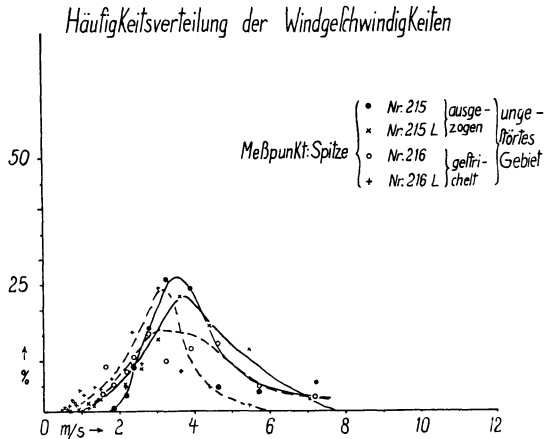


Fig. 7. Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit im Leegebiet des Berges

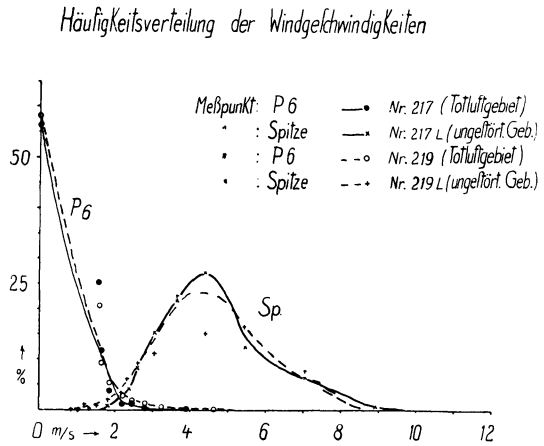


Fig. 8. Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit im Totluftgebiet des Berges

im Auffrischen des Windes liegen, denn dadurch wird das Störungsgebiet in Lee vergrößert, so daß der Meßpunkt in das Windschattengebiet hereingerückt ist (siehe Fig. 10).

Entsprechend den Verteilungskurven verhalten sich auch die mittleren Geschwindigkeiten, so daß im ungestörten Geschwindigkeitsfeld — also auf der

Spitze und in großer Entfernung vom Hindernis — die höchsten Werte, im Totluftgebiet die geringsten und im Konvergenzgebiet der Anstieg zum Normalwert zu finden ist.

Die Geschwindigkeitsverteilung hinter dem Hindernis ergibt sich aus folgenden Zahlen, die die Mittelwerte der gesamten Meßreihe darstellen:

	Spitze	Lee- gebiet	Kon- vergenz- gebiet
m/sec	4.0	0.8	1.6

In den Registrierungen der Vertikalgeschwindigkeit lassen sich abgelöste Leewirbel nicht erkennen. Diese Leewirbel sind ja auch, soviel man heute weiß, an steile Hangwinkel gebunden, so daß in diesem Falle ihr Auftreten nicht wahrscheinlich war. Deshalb wurden an den Punkten A, Spitze, B, D, aus der mittleren Horizontal- und Vertikalkomponente des Windes für 1 bis 3 Meßintervalle (30 Minuten) die mittleren vertikalen Neigungswinkel der Strömung bestimmt. Das

Ergebnis zeigt die Fig. 11. Die Neigungswinkel gelten für eine Höhe von 1.6 m über dem Erdboden. Jeder der eingezeichneten Pfeile bedeutet die mittlere Neigung für ein Meßintervall. Die mittlere Geschwindigkeit betrug bei diesen Messungen 4 m/sec.

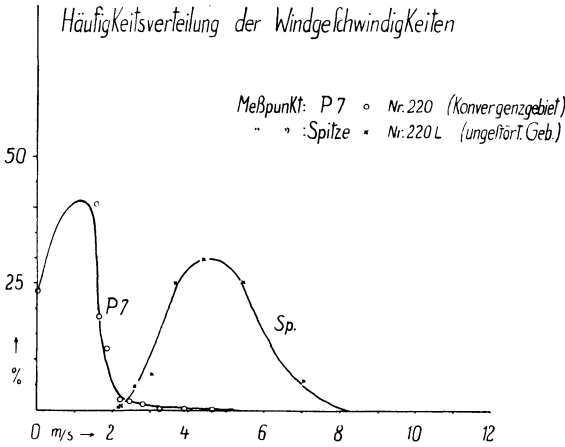


Fig. 9. Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit im Konvergenzgebiet des Berges

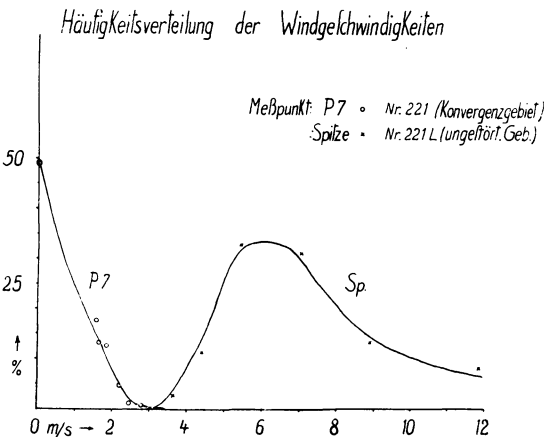


Fig. 10. Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit im Konvergenzgebiet des Berges nach Auffrischen des Windes

4. *Böigkeit*. Unter Böigkeit versteht man allgemein die zeitliche Änderung der Windgeschwindigkeit und -richtung. Zumeist treten beide gleichzeitig miteinander auf. An Versuchen, die Geschwindigkeitsböigkeit durch irgendein Maß ausdrücken, hat es nicht gefehlt. Der Quotient: Schwankung durch mittlere Windgeschwindigkeit wurde von verschiedenen Autoren für bestimmte Zeitintervalle angegeben (Robitsch, Scrase, Terada), während Barkow und Holtzmann [13] das Verhältnis der Abweichung vom Mittel als Maß einführen. In einer späteren Arbeit hat Holtzmann die Böigkeit direkt als die Beschleunigungen der Luftelemente definiert. Diese Definition scheint physikalisch am sinnvollsten und sei deshalb auch hier verwendet. Die Berechnung der Böigkeit erfolgte nach folgenden Formeln:

$$\text{Beschleunigung} = \frac{\Sigma \Delta U}{\Sigma \Delta t}, \quad \text{Böigkeit} = \frac{\frac{\Sigma \Delta U}{\Sigma \Delta t}}{\bar{U}},$$

wobei  $|\Delta U_i|$  den Betrag der Geschwindigkeitsschwankung  $i$ ,  $\Delta t_i$  die für die Schwankung  $i$  benötigte Zeit und  $\bar{U}$  die mittlere Geschwindigkeit bedeuten.

*Neigungswinkel des Windes im Vertikalschnitt in der Windrichtung  
Höhe aller Meßpunkte über Grund 1,6 m*

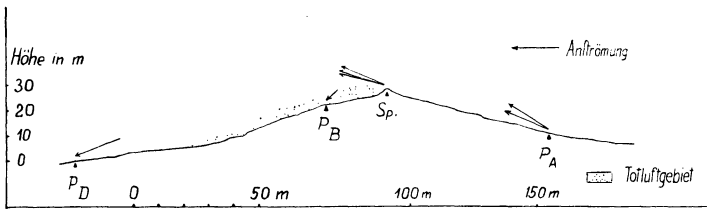


Fig. 11. Neigungswinkel des Windes am Faßberg

Aus etwa 3000 Meßwerten wurde nun die mittlere Beschleunigung auf der Spitze, im Lee und im Konvergenzgebiet des Hindernisses berechnet. Danach ergibt sich folgende Aufstellung: Mittlere Beschleunigung in  $\text{cm}/\text{sec}^2$ .

	Spitze	Leegebiet	Konvergenzgebiet
mittlere Beschleunigung $\frac{\Sigma \Delta U}{\Sigma \Delta t}$ in $\frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$	0.23	0.27	0.25
Böigkeit $\frac{\frac{\Sigma \Delta U}{\Sigma \Delta t}}{\bar{U}}$	0.07	0.33	0.16

Die Böigkeit ist im Leegebiet am größten, auf der Spitze am kleinsten. Es war schon bei der Beschreibung der Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit darauf hingewiesen worden, daß im Leegebiet der Wind nur in einzelnen, wenn auch schwachen Böen weht. Trotzdem die mittlere Windgeschwindigkeit im Leegebiet nur ein Viertel der mittleren Geschwindigkeit auf der Spitze beträgt, ist die Böigkeit im Lee 15% höher als auf der Spitze. Hierin erkennt man also auch zahlenmäßig die außerordentlich hohe Böigkeit im Leegebiet.

**Zusammenfassung.** Ein elektrisches Anemometer mit mechanischer Registrierung wurde entwickelt, das unter Verwendung zweier, zueinander senkrecht stehender Hitzdrähte die Komponenten des Windvektors getrennt aufzuzeichnen gestattet. Mit diesem Gerät wurde die Strömung um einen Hügel vermessen; dabei zeigte sich eine Dreiteilung des Gebietes um das Hindernis mit auffallenden Unterschieden in der Windrichtung, Stärke und in der Bögigkeit.

1. Das ungestörte Geschwindigkeitsfeld auf der Spitze des Hindernisses.

2. Das Totluftgebiet, in dem Windstille vorherrscht, die jedoch durch gelegentliche Windstöße unterbrochen wird. Dadurch wird das Gebiet sehr böig.

3. Das Konvergenzgebiet, in dessen Bereich der Einfluß des Hindernisses wieder verschwindet. Hinter dem Hügel vereinigt sich wieder die Strömung (zweidimensionales Strömen). Feststehende Wirbel mit horizontaler oder vertikaler Achse wurden bei den Geschwindigkeiten unter 10 m/sec nicht angetroffen.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Dr. G. Angenheister für sein beständiges Interesse und seine Förderung dieser Arbeit, Herrn Dr. G. A. Suckstorff für seinen vielfachen Rat und Hilfe bei der Ausführung der Arbeit danken.

#### Literatur

[1] G. Baumann: Strömungseinfluß des Mitteldeutschen Gebirgsrandes und seine Bedeutung für die Flugmeteorologie. Arch. Seewarte Bd. 49, Nr. 9 (1931).

[2] F. Höhdorf: Ergebnisse von Vermessungen statisch ausgewogener Pilotballone auf den Luvseiten der Rossittener Hauffdüne und einiger Berghänge der Rhön. Phys. fr. Atm. **26**, 138 (1930).

[3] F. Höhdorf: Über Messungen von Luftströmungen an Hindernissen im Windkanal. Ebenda **14**, 214 (1928).

[4] F. Höhdorf u. E. Müller: Schwebeballervermessungen auf der Hornsgrinde. Ebenda **22**, 132 (1935).

[5] H. Gerdien: Der Luftgeschwindigkeitsmesser der Siemens & Halske A. G. Phys. Zeitschr. **14**, 1161 (1913).

[6] F. J. Scrase: Some characteristics of the eddy motion in the atmosphere. Met. off. London 1930.

[7] J. H. Field u. R. Warden: A survey of the air currents in the Bay of Gibraltar 1929/30. Ebenda 1933, Nr. 59.

[8] W. Kopp: Ein Gerät zur Messung der Vertikalkomponente des Windes in verschiedenen Höhen über dem Erdboden. Tät.-Ber. 1933 d. preuß. Met. Inst.

[9] Hg. Müller: Störung der Windströmung und des Austausches über einem Gebäude. Zeitschr. f. Geophys. **12**, 173 (1936).

[10] Viereck, Ein Registriergerät für geringe Windgeschwindigkeiten. Meteorol. Zeitschr. **50**, 426 (1933).

[11] M. Reiher: Nächtlicher Kaltluftfluß an Hindernissen. Biokl. Bbl. H. 4, 152, (1936).

[12] L. Prandtl u. O. Tietjens: Hydro- u. Aeromechanik. Berlin 1931.

[13] J. M. Holtzmann: Zur Methodik der Untersuchung der mechanischen Windstruktur. D. Met. Jahrb. f. Bayern 1929, C. 1.

[14] W. Paeschke: Feuchtigkeitseffekt bei Hitzdrahtmessungen. Phys. Zeitschr. **36**, 564 (1935).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Februar 1937.

## Einige Bemerkungen zu der magnetischen Störung vom 24. bis 28. April 1937

Von G. Fanselau

Eine nähere Beschreibung dieser Störung findet sich in den „Naturwissenschaften“\*). Dort sind alle wesentlichen Angaben gemacht. Vor allem habe ich dort bereits auf die merkwürdige Wiederholung der Störung innerhalb von vier Tagen hingewiesen, wobei diese Wiederholungen getrennt waren durch Stellen ausgesprochen großer Ruhe. Der Beginn der Störung verspätet sich dabei von Tag zu Tag: 25. April 16<sup>h</sup> MGZ., 26. April 18<sup>h</sup>, 27. April 21<sup>h</sup>, abgeschätzt aus dem Verlauf der Intensitätskurven  $H$  und  $Z$ . Mit dieser Verspätung Hand in Hand geht eine zeitliche Verlängerung der Störung: 25./26. April von 16<sup>h</sup> bis 1<sup>h</sup> = 9 Stunden, 26./27. April von 18<sup>h</sup> bis 5<sup>h</sup> = 11 Stunden, 27./28. April von 21<sup>h</sup> bis 24<sup>h</sup> = 27 Stunden. Es liegt nun natürlich der Gedanke nahe, die fast 24stündige Wiederkehr der Störung in Zusammenhang zu bringen mit der Rotation der Erde. Da solche Großstörungen, wie die hier behandelte, stets die Erde als Ganzes erfassen, könnte man als Ursache der täglichen Wiederkehr der Störung vielleicht die verschiedene Stellung der magnetischen Achse der Erde zu dem Korpuskularstrom der Sonne annehmen. Bei einer Neigung der magnetischen Achse der Erde gegen die Rotationsachse von etwa 12<sup>o</sup> beschreibt ja die magnetische Achse einen Kegelmantel und kommt so — und mit ihr die Störmerschen Torusräume — alle 24 Stunden in eine bestimmte günstige Lage zu dem Korpuskularstrom.

Die Breite des Korpuskularstroms müßte, da die Erde ja während fünf Tagen im Bereiche dieses Stromes war, mindestens von der Größenordnung von 14 Millionen Kilometer sein. Da die Sonne während der Zeit vom 24. bis 28. April große Fleckentätigkeit aufwies, ( $R > 150$ ), kann man die Breite des Korpuskularstrahles in der Erdbahn zu ungefähr 70 Millionen Kilometer berechnen (unter Zugrundelegung folgender Zahlen: Sonnenradius:  $0.7 \cdot 10^6$  km, Entfernung Sonne—Erde  $150 \cdot 10^6$  km, siderische Rotationsperiode der Sonne  $25 \cdot 4$  Tage). Dabei ist allerdings angenommen, daß während der fünf Tage eine gleichmäßige Aussendung von Korpuskeln stattfindet und daß das Magnetfeld der Sonne keine nennenswerte Wirkung auf die ausgesandten Korpuskeln ausübt. Beide Annahmen sind sicher nicht streng erfüllt, und so ist die größenordnungsmäßige Übereinstimmung zumindest ein Zeichen dafür, daß eine merkliche Zerstreung des Korpuskularstrahles nicht stattfindet.

Die Verspätung des Eintritts der Störung sowie die zeitliche Ausdehnung lassen sich unschwer mit dem Geschwindigkeitsspektrum der Ladungsträger in Zusammenhang bringen. Natürlich müssen zur Gewinnung sicherer Aussagen

---

\*) 1937, 30, 490.

erst mehrere solche Fälle bearbeitet werden. Ich bin mit der Durchsicht des Niemecker Registriermaterials beschäftigt, um noch einige solche typische Fälle in früheren Zeiten aufzufinden.

Schließlich möchte ich noch darauf hinweisen, daß Bartels\*) offenbar aus ähnlichen Erwägungen die verschiedene Stellung der magnetischen Achse der Erde zum Erdbahnradius in Beziehung gesetzt hat zu den beiden sonst nur recht schlecht erklärbaren Maximis der erdmagnetischen Aktivität zu Zeiten der Äquinoktien.

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

---

## Zur Frage nach der Ursache des Erdmagnetismus

Erwiderung auf die Ausführungen von T. Schlomka in Heft 2/3 dieser Zeitschrift)

Von H. Haalek, Potsdam

In den am Schluß angeführten Arbeiten habe ich eine Erklärungsmöglichkeit der Ursache des Erdmagnetismus erörtert. Es ist klar, daß eine Theorie — besonders wenn sie die physikalischen Grundlagen eines so wichtigen geophysikalischen Forschungsgebietes betrifft — die kritische Prüfung seitens der Fachgelehrten zu bestehen hat, bevor sie einen Anspruch auf Gültigkeit erheben kann. Die Kritik von T. Schlomka hat zu einer — ebenso abfälligen wie m. E. unberechtigten — Ablehnung der Theorie geführt. Seine Ausführungen veranlassen mich, ihre wesentlichsten Punkte im folgenden nochmals deutlicher hervorzuheben und klarer zu formulieren, ihre Grenzen festzustellen sowie die gegen sie vorgebrachten Einwände zu erörtern.

*1. Die Ursachen des Erdmagnetismus.* Mein Erklärungsversuch für die Ursache des magnetischen Feldes der Erde geht aus von der Betrachtung der elektrostatischen Anziehungs- und Abstoßungskräfte, welche zwischen freien Elektronen und Ionen in der Nahzone wirksam sind. Auf Grund atomphysikalischer Überlegungen, welche sich auf die in der Atomtheorie herrschende Auffassung von diesen Kräften stützen, folgere ich, daß in einer Masse von der Art des Erdkörpers, deren Atome im Innern infolge der Druck- und Temperaturwirkung ionisiert werden, durch den Druckgradienten eine Ladungstrennung hervorgerufen werden muß, deren Folge ein positiver Ladungsüberschuß des inneren Teiles der Kugel, ein negativer Ladungsüberschuß der äußeren Kugelschale ist. *Ursache dieser Ladungstrennung ist, daß die Expansionskraft des Elektronengitters mit zunehmender Kompression, also nach dem Kugelmittelpunkt zu, in stärkerem Maße zunimmt als die ihr entgegenwirkende zurückhaltende Kraft des positiv geladenen Ionengitters.*

Betrachten wir zwei gleiche homogene kugelförmige kosmische Massen, so folgt, da die Ladungstrennung durch die Druckzunahme in ihrem Innern hervorgerufen wird, und dieser in erster Annäherung proportional gesetzt werden kann,

---

\*) Handbuch d. Experimental-Physik 25, 1, 663.

daß die Stärke der Ladungstrennungen in den beiden Massenkörpern dem Verhältnis ihrer spezifischen Gewichte entspricht. Bei der Anwendung dieses Satzes auf kosmische Massenkörper ist aber zu beachten, daß die Beziehung nur angenähert gelten kann, da sie durch die Verschiedenartigkeit der Dichtezunahme usw. noch beeinflußt wird.

Eine Möglichkeit, die Stärke der Ladungstrennung aus den elektrostatischen atomaren Anziehungs- und Abstoßungskräften direkt zu berechnen, wie T. Schlomka es verlangt, besteht meines Erachtens nach dem jetzigen Stande der theoretischen Physik nicht, jedenfalls nicht für eine mit hinreichender Sicherheit (also ohne irgendwelche willkürlichen Annahmen) begründete Berechnung. Das Nichtbestehen einer solchen Möglichkeit ist aber noch kein Grund für die Ablehnung einer Theorie; es ist vielmehr durchaus berechtigt, auf einer zunächst rein qualitativen Erkenntnis fußend, eine Theorie aufzubauen, um dann an ihren Endresultaten zu prüfen, ob sie ihren Zweck qualitativ und quantitativ erfüllt — ein Standpunkt, der durchaus mit den von T. Schlomka zitierten Sätzen von M. Wien zu vereinbaren ist.

Für die Stärke der Ladungstrennung habe ich, um überhaupt Berechnungen durchführen zu können, vier verschiedene Gesetzmäßigkeiten angenommen, zwar willkürlich, aber doch so, daß sie als Annäherungen an die Wirklichkeit gelten können. Die beiden Konstanten dieser mathematischen Ansätze werden dann auf Grund folgender Annahmen berechnet:

a) Die gesamte Masse des Erdkörpers ist elektrisch neutral, eine Annahme, gegen welche wohl kaum etwas einzuwenden sein dürfte (die aber auch gar nicht vollständig erfüllt zu sein braucht).

b) Das magnetische Moment, welches die Rotation der Erde mit ihrer Ladungstrennung liefert, entspricht dem erdmagnetisch beobachteten Wert, eine Annahme, die selbstverständlich zunächst rein willkürlich ist.

Die Durchführung der Rechnungen hat folgendes gezeigt:

1. Die vier angenommenen Gesetzmäßigkeiten für die Änderung des Ladungsüberschusses vom Mittelpunkt bis zur Erdoberfläche führen zu nicht erheblich verschiedenen Werten für die Größe der Raumladungen, so daß die Willkür, welche in den den Berechnungen zugrunde gelegten mathematischen Ansätzen liegt, belanglos ist.

2. Für die Stärke der Ladungstrennung ergeben sich physikalisch durchaus denkbare Größen (Raumladung von der Größenordnung  $10^{-14}$  el. magn. pro Volumeneinheit).

3. Wendet man die Berechnungsformeln, indem man die für die Erde angenommene Stärke der Ladungstrennung annimmt, auch auf die Sonne an, so ergibt sich ein sonnenmagnetisches Feld, welches nahezu mit dem an der Sonne durch die Beobachtungen des Zeemann-Effektes von Hale gemessenem Feld übereinstimmt.

Letztere Tatsache kann man durchaus als einen Umstand ansehen, der quantitativ dafür spricht, daß die Ladungstrennung in ähnlich beschaffenen kosmischen Massenkörpern in der — zunächst willkürlich — angenommenen Stärke wirklich vorhanden ist.

2. *Die Folgerungen in bezug auf das erdelektrische Feld.* Ich habe versucht, aus der erörterten Theorie des Erdmagnetismus heraus eine Erklärung für das Vorhandensein des luftelektrischen Vertikalstromes abzuleiten. Dabei ist freilich zu beachten, daß in der Frage, ob es sich bei dem luftelektrischen Vertikalstrom von einer durchschnittlichen Gesamtstärke von 1400 Amp. und ebenfalls bei der säkularen Abnahme des Erdmagnetismus um wirklich vorhandene Erscheinungen handelt, keine Übereinstimmung herrscht. Verschiedene Forscher halten sie für nicht reell. Aus der beschriebenen Theorie ließe sich der beobachtete luftelektrische Vertikalstrom wie folgt erklären:

Der Druckgradient im Erdinnern bewirkt, daß die Elektronen der ionisierten Masse infolge ihrer stärkeren Expansionskraft sich etwas mehr in den Außenzonen ausbreiten als im Erdkern, und zwar soweit, *bis sich die Druckzunahme im Erdinnern, die Expansionskraft des Elektronengitters und die zurückhaltende Kraft des Ionengitters das Gleichgewicht halten.* Die äußere Grenze, bis zu welcher der negative Ladungsüberschuß der Raumladung sich erstreckt, braucht nicht mit der Grenze des festen Erdkörpers zusammenzufallen, sondern kann irgendwo außerhalb liegen. Wird nun in höheren atmosphärischen Schichten das elektrische Gleichgewicht — aus irgendeinem unbekanntem Grunde — durch Ableitung negativer Elektrizität gestört, so muß, um dieses wiederherzustellen, negative Elektrizität aus dem Erdinnern nachströmen, wodurch ein stationärer Zustand entsteht, den wir an der Erdoberfläche als den *luftelektrischen Vertikalstrom* messen können. Nach dieser Erklärung ist der luftelektrische Vertikalstrom also nur der Ausgleichstrom, der entsteht, um das der Druckzunahme im Erdinnern entsprechende elektrische Gleichgewicht des Erdkörpers aufrechtzuerhalten. Sie geht davon aus, daß die Ableitung der negativen Elektrizität eine durch die luftelektrischen Messungen festgestellte *Tatsache* ist. Ein Grund dafür, daß ich — wie T. Schlomka meint — hätte zeigen müssen, daß gerade  $0.88 \cdot 10^{22}$  Elektronen je Sekunde nach meiner Theorie des Erdmagnetismus die Erdoberfläche verlassen *müssen*, liegt daher nicht vor.

Die Prüfung dieser Erklärung für das Vorhandensein des luftelektrischen Vertikalstromes zeigt folgendes: Der stationäre Zustand der Ableitung negativer Elektrizität kann nicht von unbegrenzter Dauer sein, da mit der Zeit immer der Zustand eintreten muß, daß der positive Überschuß der Gesamtladung des Erdkörpers so groß wird, so daß keine negative Elektrizität mehr abströmen kann. Gleichzeitig hat die Verschiebung der Gesamtladung des Erdkörpers nach der positiven Seite hin eine Abnahme des magnetischen Moments des Erdfeldes zur Folge. Das führt zu einer Beziehung zwischen Stärke des luftelektrischen Vertikalstromes und Abnahme des magnetischen Moments des Erdfeldes. Die Durch-



führung der Rechnung hat ergeben, daß tatsächlich eine quantitative Übereinstimmung in befriedigendem Maße vorhanden ist [vgl. (2), S. 87]. Ist diese Tatsache nun als Stütze für die obige Erklärung des luftelektrischen Vertikalstromes zu bewerten, oder bedeutet sie nur ein Zufallsergebnis? In meinen ersten Arbeiten habe ich die erstere Ansicht vertreten, muß sie aber dahin ändern, daß die Übereinstimmung doch nur zufälliger Art sein kann: Durch die Ableitung der negativen Elektrizität würde die Erde — worauf T. Schlomka richtig hinweist — so schnell einen großen positiven Ladungsüberschuß erhalten, daß der vorhandene luftelektrische Vertikalstrom gar nicht möglich wäre, und die luftelektrischen Messungen stellen die Aufrechterhaltung der negativen Ladung der Erde fest. Demnach kann aus der erörterten Theorie des Erdmagnetismus keine Erklärung für das Vorhandensein des luftelektrischen Vertikalstromes abgeleitet werden. Wenn also die Theorie dadurch auch keine weitere Stütze gewinnt, so bildet dieser Umstand doch kein Argument dagegen.

Die Einwände T. Schlomkas gegen die beschriebene Erklärung der Ursache des erdmagnetischen Feldes vermag ich dagegen nicht anzuerkennen. Entgegen den Ergebnissen seiner kritischen Prüfung muß ich daran festhalten, daß die Theorie in ihrem jetzigen Stande der Forderung nach Widerspruchsfreiheit und Einfachheit in befriedigendem Maße Genüge leistet, jedenfalls mehr als die bisherigen Theorien über die Ursache des Erdmagnetismus: *Sie wird atomphysikalisch begründet*; unter der begründeten Annahme, daß die Stärke der Ladungstrennung den zur Erklärung des Erdmagnetismus notwendigen Grad in allen ähnlichen kosmischen Massenkörpern erreicht, *erklärt sie qualitativ und quantitativ das Vorhandensein des sonnenmagnetischen Feldes*.

### Literatur

[1] Haalck: Über eine neue physikalische Erklärung der Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus und des luftelektrischen Vertikalstromes. *Zeitschr. f. Geophys.* XII, Heft 2/3, 1936.

[2] Haalck: Kann bei sehr hohen Drucken in einer Masse durch einen Druckgradienten eine Ladungstrennung hervorgerufen werden? *Zeitschr. f. Phys.*, Heft 1/2, 1937.

[3] T. Schlomka: Zur Haalckschen Theorie des Erdmagnetismus. *Zeitschr. f. Geophys.* XIII, Heft 1, 1937.

---

## Erwiderung an Herrn Haalck

Von **Teodor Schlomka**, Hannover

Herr Haalck zieht im vorstehenden *den* Teil seiner neuen Theorie des Erd- und Sonnenmagnetismus zurück, der das Grundproblem der Luftelektrizität und die säkulare Abnahme des magnetischen Momentes der Erde betrifft, glaubt aber den Grundgedanken seiner neuen Theorie aufrecht erhalten zu können. Demgegenüber wird gezeigt, daß auch die so beschränkte neue Haalcksche Theorie nicht haltbar ist, da sie in quantitativer Beziehung vollständig versagt.

Jede Rotationstheorie des Erd- und Sonnenmagnetismus, die keine Abänderungen an den elektrodynamischen Grundgesetzen vornimmt, muß zwangsläufig

an einer Klippe scheitern: Die zur Erklärung des erd- und sonnenmagnetischen Feldes erforderlichen Raumladungsdichten im Innern der Erde und der Sonne sind zwar verhältnismäßig klein; sie würden aber trotzdem im Erd- und Sonneninnern zum Teil ganz phantastische elektrische Feldstärken erzeugen, Feldstärken einer solchen Größenordnung, daß ihnen kein irgendwie gearteter bisher bekannter physikalischer Prozeß das Gleichgewicht halten könnte. Mit anderen Worten: Kein bisher bekannter physikalischer Prozeß ist imstande, im Innern der Erde bzw. der Sonne eine Ladungsverteilung hervorzurufen, die nicht nur *qualitativ*, sondern auch *quantitativ* zur Erklärung des Erd- und Sonnenmagnetismus ausreichen würde.

Auch Herrn Haalecks neue Theorie des Erd- und Sonnenmagnetismus versagt in dieser Beziehung vollständig. Aus den von ihm angenommenen Raumladungsdichten

$$\begin{aligned}\varrho_1 &= e \cdot (\alpha_1 - \beta_1 \cdot r) = e \cdot \beta_1 \cdot \left(\frac{3}{4} R - r\right), \\ \varrho_2 &= e \cdot (\alpha_2 - \beta_2 \cdot r^2) = e \cdot \beta_2 \cdot \left(\frac{3}{5} R^2 - r^2\right), \\ \varrho_3 &= e \cdot (\alpha_3 - \beta_3 \cdot r^3) = e \cdot \beta_3 \cdot \left(\frac{3}{6} R^3 - r^3\right)\end{aligned}$$

erhält man für die elektrischen Feldstärken  $\mathfrak{E}$  im Körperinnern folgende Werte:

$$\begin{aligned}\mathfrak{E}_1 &= e \cdot \beta_1 \cdot \pi \cdot \frac{4}{4} \cdot r \cdot (R - r), \\ \mathfrak{E}_2 &= e \cdot \beta_2 \cdot \pi \cdot \frac{4}{5} \cdot r \cdot (R^2 - r^2), \\ \mathfrak{E}_3 &= e \cdot \beta_3 \cdot \pi \cdot \frac{4}{6} \cdot r \cdot (R^3 - r^3).\end{aligned}$$

Setzt man hierin die von Herrn Haalek angegebenen Werte

(Erde)	(Sonne)
$\beta_1 = 1.5 \cdot 10^{-2}$ [cm <sup>-4</sup> ],	$\beta_1 = 2.9 \cdot 10^{-5}$ [cm <sup>-4</sup> ],
$\beta_2 = 1.7 \cdot 10^{-11}$ [cm <sup>-5</sup> ],	$\beta_2 = 3.0 \cdot 10^{-16}$ [cm <sup>-5</sup> ],
$\beta_3 = 2.4 \cdot 10^{-20}$ [cm <sup>-6</sup> ],	$\beta_3 = 4.0 \cdot 10^{-27}$ [cm <sup>-6</sup> ]

und für  $e$  den Wert  $4.77 \cdot 10^{-10}$  [g<sup>1/2</sup> · cm<sup>3/2</sup> · sec<sup>-1</sup>] ein und mißt  $R$  bzw.  $r$  in cm, so erhält man die elektrischen Feldstärken in elektrostatischen Spannungseinheiten pro cm und daraus nach Multiplikation mit 300 schließlich:

(Erde)	(Sonne)
$\mathfrak{E}_1 = 6.7 \cdot 10^{-9} \cdot r \cdot (R - r)$ Volt/cm,	$\mathfrak{E}_1 = 1.3 \cdot 10^{-11} \cdot r \cdot (R - r)$ Volt/cm,
$\mathfrak{E}_2 = 6.1 \cdot 10^{-18} \cdot r \cdot (R^2 - r^2)$ Volt/cm,	$\mathfrak{E}_2 = 1.1 \cdot 10^{-22} \cdot r \cdot (R^2 - r^2)$ Volt/cm,
$\mathfrak{E}_3 = 7.2 \cdot 10^{-27} \cdot r \cdot (R^3 - r^3)$ Volt/cm,	$\mathfrak{E}_3 = 1.2 \cdot 10^{-33} \cdot r \cdot (R^3 - r^3)$ Volt/cm.

Im Erd- und Sonneninnern müßten hiernach zum Teil unglaublich hohe elektrische Feldstärken auftreten, z. B.

	(Erde)	(Sonne)
für $r = \frac{R}{2}$ :	$\mathfrak{E}_1 = 7 \cdot 10^8$ Volt/cm	$\mathfrak{E}_1 = 1.6 \cdot 10^{10}$ Volt/cm,
„ $r = \frac{R}{\sqrt{3}}$ :	$\mathfrak{E}_2 = 6 \cdot 10^8$ Volt/cm	$\mathfrak{E}_2 = 1.4 \cdot 10^{10}$ Volt/cm,
„ $r = \frac{R}{\sqrt[3]{4}}$ :	$\mathfrak{E}_3 = 6 \cdot 10^8$ Volt/cm	$\mathfrak{E}_3 = 1.3 \cdot 10^{10}$ Volt/cm.

Der von Herrn Haalek zur Erklärung des Erd- und Sonnenmagnetismus herangezogene physikalische Prozeß kann derartig hohen elektrischen Feldstärken selbstverständlich *auch nicht im entferntesten* das Gleichgewicht halten! Herrn Haaleks neue Theorie des Erd- und Sonnenmagnetismus versagt daher ebenso wie seine frühere Theorie in *quantitativer* Beziehung vollständig.

Hannover, Seminar für theoretische Physik der Technischen Hochschule.

---

## Entgegnung auf die Ausführungen von T. Schlomka

Von H. Haalek

T. Schlomka vertritt die Meinung, daß die sich nach meiner Theorie aus der Ladungstrennung im Erdinnern ergebenden Feldstärken so phantastisch hoch sind, daß der von mir angegebene physikalische Prozeß diesen „*selbstverständlich auch nicht im entferntesten das Gleichgewicht halten kann*“, eine Meinung, die er dann auf alle Rotationstheorien des Erd- und Sonnenmagnetismus, welche keine Abänderungen an den elektrodynamischen Grundgesetzen vornehmen, ausdehnt. Seiner Ansicht kann ich nicht zustimmen:

Die Erklärung der Ursache des Erdmagnetismus durch eine Abänderung der elektrodynamischen Grundgleichungen — die sich natürlich immer so ansetzen läßt, daß das Erdfeld gerade richtig herauskommt — ist ein letzter Ausweg, der wegen ihrer zu zweifelhaften physikalischen Grundlage erst dann zugänglich ist, wenn alle Versuche, das Vorhandensein des erdmagnetischen Feldes auf bekannte physikalische Kräfte zurückzuführen, scheitern. Einer Theorie, die auf einer genügend gesicherten physikalischen Grundlage beruht und zu quantitativen Werten führt, welche größenordnungsmäßig erklärbar sind — d. h. also eine Theorie, welche physikalisch begründet, einfach und widerspruchsfrei ist — gebührt der Vorzug. Nach meiner Theorie wird die Ladungstrennung im Erdinnern durch die Kompression der ionisierten Masse infolge der Druckzunahme verursacht, weil bei zunehmender Kompression die Expansionskraft des Elektronengitters in stärkerem Maße zunimmt als die zurückhaltende Kraft des Ionengitters. Die Ladungstrennung ist in solchem Grade vorhanden, daß *Druckzunahme, Expansionskraft des Elektronengitters und zurückhaltende Kraft des Ionengitters im Gleichgewicht miteinander stehen*. Während sich die Wirkung der Raumladungen des Erdinnern nach außen hin kompensiert, hat die Ladungstrennung innerhalb des Erdkörpers sehr große elektrische Feldstärken zur Folge: Diese ist Null im Mittelpunkt und an der Oberfläche und hat ihr *Maximum* im Abstände von etwa 0.5 bis 0.7 R vom Mittelpunkt zu etwa 5 bis  $7 \cdot 10^8$  Volt/cm (bei der Sonne zu etwa 1,5 bis  $2 \cdot 10^{10}$  Volt/cm). Das sind für unsere Begriffe gewiß riesige elektrische Feldstärken; in Anbetracht dessen, daß es sich um kosmische Massen handelt, sind sie aber durchaus nicht überraschend. Es ist eben zu bedenken, daß die Drucke im Innern der kosmischen Massenkörper, welche diese starken elektrischen Felder in ihrem

Innern verursachen, und ihnen das Gleichgewicht halten, ebenfalls eine entsprechende Größe erreichen: im Erdinnern bis zu etwa 3 Millionen Atm., im Sonneninnern bis zu einer Größenordnung von mehreren Milliarden Atm.!

Die „Selbstverständlichkeit“ der Schlußfolgerung T. Schlomkas, der allein aus den Zahlenwerten für die Feldstärke ein „vollständiges Versagen“ meiner Theorie in quantitativer Hinsicht folgert, dürfte bei der Einseitigkeit seiner Betrachtung wohl kaum begründet sein. Im Gegenteil halte ich es für physikalisch recht gut denkbar — man stelle nur die maximalen Feldstärken und Drucke einander gegenüber —, daß nach dem von mir angegebenen (und aus der Atomphysik begründeten) physikalischen Prozeß solche Drucke und Feldstärken innerhalb kosmischer Massen einander das Gleichgewicht halten können. Ich vermag infolgedessen auch diesen neuen Einwand nicht als begründet anzuerkennen und möchte abschließend betonen, daß ich die entwickelte physikalische Theorie der Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus\*) gegenüber den Einwänden T. Schlomkas unverändert (— das Fallenlassen der Schlußfolgerungen in bezug auf den luftelektrischen Vertikalstrom bedeutet keine Änderung der Erklärung des magnetischen Erdfeldes —) aufrechterhalte.

\*) Eine neue zusammenfassende Darstellung der Theorie erscheint demnächst.

---

## Referate und Mitteilungen

**H. W. Koch** und **E. Boedeker**: *Schwingungen im Bauwesen, bei Fahrzeugen und Maschinen, Schwingungsmessung*. Literaturzusammenstellungen aus dem Gebiet der technischen Mechanik und Akustik, Heft 5. Herausgegeben von Dr.-Ing. Dr. W. Zeller, VDI. In Kommission bei VDI-Verlag, G. m. b. H., Berlin NW 7, 1936.

In diesem 5. Heft der Literaturzusammenstellung aus dem Gebiet der technischen Mechanik und Akustik handelt es sich um eine Fortsetzung der Hefte 2 und 3. Im Gegensatz zu den früheren Hefen sind hier die Lärmabwehrfragen nicht mehr mitbehandelt. Ein besonderer Wert ist auf die Schwingungsmessung gelegt.

Das Heft ist in acht verschiedene Gebiete eingeteilt:

- I. Schwingungen in mathematisch-physikalischer Darstellung und zusammenfassende Arbeiten.
- II. Boden-, Fundament- und Gebäudeschwingungen. Mit 8 Unterabteilungen.
- III. Schwingungen an Fahrzeugen. Mit 4 Unterabteilungen.
- IV. Rechnung und Messung von Maschinenschwingungen. Mit 3 Unterabteilungen.
- V. Brückenschwingungen und Schwingungen am Eisenbahnoberbau. Mit 2 Unterabteilungen.
- VI. Schwingungsmeßgeräte und -verfahren. Mit 6 Unterabteilungen.
- VII. Einwirkung von Erschütterungen auf den Menschen.
- VIII. Rechts- und Verwaltungsfragen. Außerdem noch ein Verfasser- und Sachtitelverzeichnis.

Das Heft umfaßt 478 Literaturangaben. Bei dem Interesse, das heute den Schwingungs- und Erschütterungsfragen auf allen technischen Gebieten beigelegt wird, handelt es sich um eine sehr nützliche Literaturzusammenstellung. G. A. Schulze.

---

- (1) **F. Reinhold:** *Regenbeobachtungen, Wasserstands- und Wassermengenummessungen.* Der „Gesundheitsingenieur“ 1934, Heft 32.

*Abwasserfachgruppe der Deutschen Gesellschaft für Bauwesen e. V.*

- (2) *Anweisung für die Durchführung von Niederschlagsmessungen.* München und Berlin, Verlag R. Oldenbourg, 1936. Preis 2.— RM.

- (3) *Anweisung zur Auswertung von Schreiberregenscheraufzeichnungen für wasserwirtschaftliche Zwecke.* Verlag R. Oldenbourg, 1937. Preis 1.— RM.

Die richtige Bemessung der Regen- und Mischwässerkanäle in Entwässerungsnetzen ist von der Kenntnis der Regenmengen abhängig, die in den Kanälen abgeführt werden müssen. Da die Entwässerungsnetze gerade für die kurzdauernden ergiebigen Regenfälle dimensioniert sein müssen, reichen die normalerweise veröffentlichten Tagessummen des Niederschlages nicht aus. Denn hierfür ist vor allen Dingen die Kenntnis der Ergiebigkeit der kurzdauernden Starkregen wichtig, die in kurzer Zeit große Wassermengen den Netzen zuführen. Diese Kenntnisse der maximal in bestimmter Zeit zugeführten Wassermengen können nur mit Hilfe von Schreiberregenschern gewonnen werden. Solche Registrierungen liegen in manchen Gegenden Deutschlands nur an wenigen Punkten vor. Daneben haben aber viele Unternehmen, Behörden usw. Registrierungen für eigene Zwecke durchgeführt.

Die Abwasserfachgruppe der Deutschen Gesellschaft für Bauwesen (Berlin W 35, Viktoriastr. 27) hat sich in Zusammenarbeit mit der Preußischen Landesanstalt für Gewässerkunde und dem Reichsamt für Wetterdienst die Aufgabe gestellt, alle in Deutschland angestellten Regenbeobachtungen unter den oben genannten Gesichtspunkten zu sammeln und auszuwerten.

Die eingangs erwähnten Veröffentlichungen behandeln zunächst den Wert und die Grundsätze der Auswertung und Bearbeitung der Regenmessungen und Registrierungen für diese Zwecke (1). Die Anweisung für die Durchführung von Niederschlagsmessungen (2) ist im wesentlichen ein gekürzter Abdruck der Anleitung für die Beobachter an den Niederschlagsmessungen des Deutschen Reichswetterdienstes, der als verbindliche Vorschrift für alle Niederschlagsmeßstellen außerhalb des Reichswetterdienstes empfohlen wird. Die 3. Veröffentlichung enthält dann die Anweisung zur einheitlichen Auswertung von Schreiberregenschern für die Zwecke der Wasserwirtschaft.

G. A. Suckstorff.

**Hann-Süring:** *Lehrbuch der Meteorologie.* 5. vollständig neu bearbeitete Auflage. Herausgegeben von Prof. Dr. R. Süring. Leipzig, Verlag Willibald Keller. Umfang: 10 Lieferungen zu je 6 Bogen. Subskriptionspreis 6.60 RM. 1. Lieferung 1937.

Von der 5. vollständig neubearbeiteten Auflage des bekannten Lehrbuches liegt die erste Lieferung (S. 1—96) vor. In der Einleitung schildert der Herausgeber kurz die Grundgedanken der Neubearbeitung. Da inzwischen in deutscher Sprache zwei große Handbücher der Klimatologie erschienen sind (Hanns Handbuch der Klimatologie, 4. Auflage, und Handbuch der Klimatologie von Köppen und Geiger), ist auf eine Berücksichtigung der Klimatologie vollständig verzichtet worden. Ebenso liegen Darstellungen der Mikro- und Bioklimatologie vor, daß auch auf diese Gebiete verzichtet werden konnte. Die neue Auflage des „Hann-Süring“ soll die Meteorologie im engeren Sinne darstellen, soweit sie „ein Zweig der Physik ist, und ihre Lehrsätze meist der Anwendung physikalischer Methoden verdankt“. Die immer enger werdende Verknüpfung zwischen der theoretischen und experimentellen Physik und der Meteorologie wird sich darin ausprägen, daß die physikalisch-mathematische Behandlung meteorologischer Beobachtungen in die einzelnen Teile hineingearbeitet und nicht

wie bei den früheren Auflagen zum Schluß zusammengefaßt wird. Wegen der kräftigen Entwicklung der Aerologie soll diese wesentlich stärker berücksichtigt werden als in den früheren Auflagen. Die vorliegende erste Lieferung läßt erkennen, daß bei der Neubearbeitung die wesentliche Eigenart des alten Lehrbuches als Sammlungs- und Nachschlagewerk der *meteorologischen Beobachtungstatsachen* erhalten geblieben ist. Ebenso sind die ausführlichen Literaturhinweise beibehalten worden. Die Literatur ist durchgehend bis 1936 herangezogen und mit verarbeitet.

Die 1. Lieferung enthält im ersten Teil die Darstellung der Atmosphäre in ihrem Aufbau und Zusammensetzung von P. Götz. Ferner werden die besonderen nicht unmittelbar wetterbedingten Erscheinungen der Atmosphäre (Staubgehalt, Kondensationsvorgänge, Dämmerungs- und Trübungserscheinungen) besprochen. Im zweiten Teil wird die Strahlung als Sonnen-, Himmels- und Bodenstrahlung behandelt. Nach einer Darstellung der physikalischen Grundlagen der Strahlung und der Meßmethoden wird die örtliche und zeitliche Abhängigkeit der Strahlung in den *Meßergebnissen* geschildert. Zum Abschluß wird der Strahlungshaushalt der Erde behandelt. Der dritte Teil ist der Darstellung der *Temperatur* gewidmet. Von diesem Teil ist in der 1. Lieferung nur das erste Kapitel erschienen, das die Begriffsbestimmungen sowie die Beobachtungs- und Berechnungsverfahren darstellt. Dabei werden die Darstellungen periodischer Erscheinungen durch Sinusreihen und die Auffindung von Korrelationen an Hand von Zahlen- und Rechnungsbeispielen ausführlich behandelt. Die Untersuchung von Beobachtungsreihen auf Periodizitäten nach Schuster, Stumpf und Bartels, die in eingehender Darstellung den Rahmen des Werkes überschreiten würden, wird zum Schluß kurz gestreift.

G. A. Suckstorff.

---

**F. Baur:** *Einführung in die Großwetterforschung.* Heft 88 der Mathematisch-Physikalischen Bibliothek, Reihe I. Leipzig u. Berlin, Verlag B. G. Teubner, 1937. Preis broschiert 1.— RM.

Im Rahmen der oben genannten Schriftenreihe werden zum ersten Male in kurzer zusammenfassender Form die Grundlagen der Großwetterforschung und die heute immer mehr in den Vordergrund rückende Langfristvorhersage dargestellt. Der Verfasser hat als Leiter der Forschungsstelle für langfristige Wettervorhersage des Reichsamtes für Wetterdienst selbst maßgebend an der Entwicklung dieser Arbeiten mitgewirkt.

Nach einer Erklärung der Begriffe *Wetter*, *Witterung* und *Großwetter* werden in 5 Abschnitten (Großwetter und mittlere Luftdruckverteilung, Wärmehaushalt und allgemeiner Kreislauf der Atmosphäre, Witterungsperioden und Wetterrhythmen, Geophysikalische Einflüsse auf das Großwetter, Kosmische Einflüsse auf das Großwetter) die Grundlagen der langfristigen Wettervorhersage in ihrer komplizierten Verknüpfung dargestellt. Die Aufstellung der Langfristprognose selbst wird nur sehr kurz geschildert, da ihre eingehende Darstellung naturgemäß schon räumlich den Rahmen der Darstellung überschreiten würde.

G. A. Suckstorff.

---

**Dr. H. Israel-Köhler:** *Das Klima von Bad Nauheim.* Dresden, Verlag Theodor Steinkopff, 1937. Preis broschiert 7.50 RM.

Die Klimadarstellung behandelt zunächst die orographische und geologische Lage von Bad Nauheim. Die Meteorologische Station, deren Beobachtungen dieser Klimadarstellung zugrunde liegen, ist seit 1901 als Station 2. Ordnung in Betrieb. Verwendet wurde der Beobachtungszeitraum 1901 bis 1930. Während der Beobachtungszeit wurde die Aufstellung der Thermometer mehrfach geändert. Die Anschlüsse der verschiedenen Beobachtungsreihen aufeinander wurden durch Vergleich der Station Gießen vollzogen,

die die gleiche Thermometeraufstellung (Gehäuse) besitzt. Es zeigt sich ein geringer Einfluß der neuen Aufstellung (Monatsmittel maximal  $0.7^{\circ}$  C tiefer), der aber für die Klimadarstellung als unerheblich angesehen werden kann. Die eingehende Klimabeschreibung umfaßt in 23 Extensotabellen, 40 Texttabellen und 13 graphischen Darstellungen neben den üblichen klimatischen Mittelwerten auch Häufigkeitsauszählungen. Daneben wird das Luftkörperklima im Sinne von F. Linke und E. Dinies für den Zeitraum von 1927—1931 dargestellt. Die im zweiten Teil behandelten strahlungsklimatischen und luftelektrischen Elemente umfassen den Zeitraum 1932—1936. Zum Schluß wird über die Bestimmung des Emanationsgehalts des Erdbodens in Bad Nauheim berichtet. Dabei zeigt sich, daß der normale Emanationsgehalt in 1 m Tiefe von  $0.2$  bis  $0.6 \cdot 10^{-12}$  Curie in der Nähe der großen Taunusverwerfung (die Bad Nauheim etwa in Richtung des Usa-Tales durchzieht) bis auf  $90 \cdot 10^{-12}$  Curie/cm<sup>3</sup> anstieg. Auf Grund dieser Messungen wurde die Verwertung dieser Emanationsmengen als Kurmittel in Angriff genommen.

G. A. Suckstorff.

---

**J. Schnippenkötter** und **T. Weyres**: *Physik für höhere Lehranstalten*. Ergänzungsheft 13: *Physik der Luftfahrt*. 119 Seiten, 205 Abbildungen. Berlin u. Bonn, Verlag Ferd. Dümmler, 1937.

Zur Erweiterung des physikalischen Unterrichts an den höheren Lehranstalten ist das vorliegende Heft zur Physik der Luftfahrt herausgegeben. Das reichhaltige Bildermaterial und die pädagogisch ausgezeichnete Darstellung rechtfertigen einen kurzen Hinweis an dieser Stelle, da ein Teil der Darstellungen auch in der Vorlesung Verwendung finden kann. Der Aufbau ist in 8 Abschnitte gegliedert: Die Luftfahrzeuge, die Atmosphäre, der Luftwiderstand, das Kräftespiel bei den Luftfahrzeugen, der Tragflügel, das Leitwerk, das Triebwerk, die Flugzustände des Flugzeuges im Polarschaubild. Von dem Gesamtumfang des Buches entfallen etwa 45% auf die Behandlung der Atmosphäre und der allgemeinen Strömungslehre.

G. A. Suckstorff.

---

**A. Schmauss**: *Das Problem der Wettervorhersage*. 2. Aufl. Akademische Verlagsanstalt Leipzig 1936. Probleme der Kosmischen Physik Bd. 1. Preis: geb. RM 5.60, br. RM 4.40.

Schon in der ersten Auflage (1923) des bekannten Werkes betont Schmauss, daß seine Ausführungen kein Lehrbuch der Meteorologie oder eine „Anleitung zur Aufstellung einer Wettervorhersage“ sei, sondern die Eigenheiten der Wettervorhersage dem Publikum nahebringen wolle. Deshalb wurden die Bauern- und Volksregeln, der hundertjährige Kalender, der Einfluß des Mondes auf das Wetter ausführlich besprochen, und an Hand einer kurzen Darstellung der Grundzüge der Hoch- und Tiefdruckgebiete das *Wesen* der Wettervorhersage geschildert. Ebenso wurde die Anwendung der Statistik auf die Wettervorhersage und die Treffsicherheit der Vorhersage behandelt.

Die zweite Auflage übernimmt Aufbau und Anlage fast unverändert aus der ersten. „Auch in der zweiten Auflage kann es sich nur darum handeln, das *Problem* der Wettervorhersage zu *besprechen* und Einblick in die Werkstatt des Meteorologen zu geben.“ Hinzu kommt in der neuen Auflage die Besprechung der Langfristvorhersage, die seit 1923 weitgehend verbessert werden konnte, und damit in Zusammenhang die Erörterung der Wellenvorgänge in der Atmosphäre. Gänzlich umgearbeitet wurden die Angaben über den organisatorischen Aufbau des Deutschen Wetterdienstes, der ja heute zum Teil den in der ersten Auflage aufgestellten Forderungen entspricht.

G. A. Suckstorff.

**A. Nippoldt:** *Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht* (Sammlung Göschen Nr. 175).  
4. Aufl. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1937. 8°. 128 S., 9 Taf.  
Preis 1.62 RM.

Die vierte Auflage dieses Göschenbändchens ist die letzte, die der Verfasser kurz vor seinem Tode noch selbst bearbeiten und auf den neuesten Stand der Forschung hat bringen können. Die verschiedenen Erweiterungen und Zusätze, bedingt durch fortschreitende Erkenntnis, sind in der Darstellung organisch verwachsen mit dem sogenannten klassischen Bestand der erdmagnetischen Wissenschaft leicht faßlich geboten in Nippoldts bekannter flüssiger Darstellungsweise. Trotz des geringen Umfangs des Büchleins gibt es kaum eine Tatsache, die nicht, sei es auch nur in kurzen Worten, Erwähnung findet. Von den Erweiterungen ist besonders zu erwähnen der Abschnitt über den Zusammenhang zwischen Erdmagnetismus und Ionosphäre, ein Arbeitsgebiet, das ja durch die neueren Forschungen über die Ausbreitung von elektrischen Wellen rasch eine außerordentliche Bedeutung erlangt hat. Auch die neuen atomtheoretischen Ansätze zur Deutung des beharrlichen Magnetfeldes der Erde im Zusammenhang mit der Erdschwere sind kurz erwähnt. Eine Erweiterung hat ferner erfahren die Darstellung der Verwertung magnetischer Messungen zu geologischen Schürfzwecken, ein Arbeitsfeld, das der heutigen Zielsetzung entsprechend besondere Beachtung verdient. Trotz dieser Erweiterungen hat der alte Bestand des Buches kaum eine Kürzung erfahren, und der historisch Interessierte wird mit Freuden auch einige geschichtliche Tatsachen erwähnt finden. Diese Neuauflage kann also — ebenso wie ihre Vorgänger — für eine zuverlässig einführende Orientierung auf dem Gebiet des Erdmagnetismus bestens empfohlen werden.

G. Fanslau, Berlin-Charlottenburg.

---

### Beitritt Deutschlands zur IGGV.

Mit Ermächtigung des Herrn Reichs- und Preuß. Ministers für Wissenschaft, Erziehung und Volksbildung habe ich den Beitritt Deutschlands zur Internationalen Geodätischen und Geophysikalischen Vereinigung durch folgendes Schreiben angemeldet:

Potsdam, den 6. 2. 1937.

„Sehr geehrter Herr Präsident!

Das Deutsche Reich ist wiederholt, zuletzt im September 1936 in Edinburg, vom Herrn Präsidenten der Internationalen Geodätischen und Geophysikalischen Vereinigung eingeladen worden, dieser Vereinigung beizutreten. In der Überzeugung, daß die Internationale Geodätische und Geophysikalische Vereinigung durch diese Einladungen zum Ausdruck gebracht hat, daß sie die Erklärung einer Konferenz von verbündeten Gelehrten über internationale wissenschaftliche Körperschaften, die vom 9. bis 11. Oktober 1918 in London getagt hat, für unberechtigt hält, will die Regierung des Deutschen Reiches die erforderlichen Mittel zur Verfügung stellen, um den Beitritt Deutschlands zur Internationalen Geodätischen und Geophysikalischen Vereinigung zu ermöglichen. Sie hat die Deutsche Vereinigung für Geodäsie und Geophysik zur Mitgliedskörperschaft (l'organisme adhérent) entsprechend § 2 Absatz 2 der Satzungen der IGGV. bestimmt und mich zum Leiter dieser Körperschaft ernannt.

Demzufolge erkläre ich hiermit den Beitritt der Deutschen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik zur Internationalen Geodätischen und Geophysikalischen Vereinigung.



Der Beitritt erfolgt entsprechend § 2 Abs. 1 der Satzungen der IGGV. auf Einladung des Herrn Präsidenten der Internationalen Vereinigung.

Ich bitte mir zu bestätigen, daß der jährliche Mitgliedsbeitrag, den die Deutsche Vereinigung für Geodäsie und Geophysik zu entrichten haben wird, die Summe von zwölftausend (12000) Schweizer Franken beträgt. Die erste Beitragszahlung wird entsprechend § 16 der Ausführungsbestimmungen zu den Satzungen der IGGV. im Laufe des Kalenderjahres 1937 erfolgen.

Ein gleichlautendes Schreiben habe ich an den Herrn Generalsekretär der Internationalen Geodätischen und Geophysikalischen Vereinigung gerichtet.

Genehmigen Sie bitte, Herr Präsident, den Ausdruck meiner vorzüglichsten Hochachtung.

Ihr sehr ergebener  
gez. Kohlschütter.“

An den Präsidenten  
der Internationalen Geodätischen und  
Geophysikalischen Vereinigung

Herrn Prof. Dr. La Cour  
*Kopenhagen.*

Daraufhin habe ich vom Präsidenten und dem Generalsekretär der Vereinigung, sowie den Sekretären der meisten der in der IGGV. vereinigten Gesellschaften sehr herzlich gehaltene Schreiben erhalten, worin die deutschen Kollegen wärmstens begrüßt werden.

Die Sekretäre einiger der Gesellschaften haben die Übersendung früherer Veröffentlichungen, soweit sie noch verfügbar sind, angeboten und mich gebeten, ihnen Listen derjenigen Dienststellen und Persönlichkeiten zu senden, die für diese Veröffentlichungen Interesse haben.

*Internationale Geodätische Gesellschaft*

*Bulletin Géodésique*, außer den Nummern 3, 4, 5, 6, 9, 10, 11, 12, 14 und 17, die vergriffen sind,

*Travaux de l'Association de Géodésie*, außer den Bänden 1 und 6 und Heft 2 des Bandes 7, die vergriffen sind.

*Internat. Gesellschaft für Erdmagnetismus u. Luftelektrizität*

*Bulletin* Nr. 1 bis 6 und 8 bis 10.

*Internationale Vulkanologische Gesellschaft*

*Bulletin*. Es sind für Deutschland 32 Stück jeder Nummer zuständig.

*Internationale Gesellschaft für wissenschaftl. Hydrologie*

*Internationale Hydrologische Bibliographie*.

Ich vermute, daß auch die früheren Veröffentlichungen der übrigen in der IGGV. vereinigten Gesellschaften, nämlich Seismologische, Meteorologische und Gesellschaft für physikalische Ozeanographie den deutschen Fachgenossen werden geliefert werden, soweit sie noch verfügbar sind.

Ich bitte die Mitglieder der DVGg. um baldige Mitteilung, welche Veröffentlichungen der einzelnen Gesellschaften sie zu erhalten wünschen.

Deutsche Dienststellen, die nicht Mitglied der DVVG. sind, sowie einzelne Fachgelehrte können die Veröffentlichungen, Rundschreiben, Einladungen und sonstige Mitteilungen der IGGV. und der in ihr zusammengeschlossenen Gesellschaften ebenfalls erhalten, wenn sie eine Verwaltungsgebühr von jährlich 1.— RM auf das Postscheckkonto: D.V. G. G. Neubabelsberg, Postscheckamt Berlin Nr. 13 28 04 überweisen.

Ich bitte alle, die hiervon Gebrauch machen wollen, mir nach Überweisung der Verwaltungsgebühr mitzuteilen, welche Veröffentlichungen und welche Mitteilungen sonstiger Art sie zu erhalten wünschen.

Neubabelsberg,

Bernhard-Beyer-Str. 6.

Kohlschütter.

Am 21. Februar 1937 konnte Prof. Louis Haasemann in voller körperlicher und geistiger Rüstigkeit seinen 80. Geburtstag feiern. Seine wissenschaftliche Tätigkeit war ausschließlich dem Preußischen Geodätischen Institut gewidmet. Ihm gehörte er von 1886 ab bis zum Erreichen der Altersgrenze an. 1896 wurde er „ständiger Mitarbeiter“ — die jetzige Amtsbezeichnung dafür ist Observator — 1921 Abteilungsvorsteher. Fast ausschließlich ist er auf dem Arbeitsgebiet der relativen Schwerkraftsmessungen mittels Pendeln tätig gewesen. Seine Beobachtungen erreichten eine außerordentliche Genauigkeit, nicht nur weil Haasemann ein guter Beobachter war, sondern auch wegen der sorgfältigen vorbereitenden Untersuchungen der zur „Kampagne“ bestimmten Pendel in den Pendelsälen des Geodätischen Instituts. Er hat aber nicht nur zahlreiche deutsche Stationen, sondern auch wichtige ausländische beobachtet, um sie an das deutsche Schwerenetz mit Potsdam als Hauptstation anschließen zu können. Außer dem Institutspendeln hat er auch zahlreiche nach dem Auslande gehende, meist vom Institutsmechaniker Fechner hergestellte Pendel untersucht und eine ganze Reihe außerdeutscher Gelehrter in die Technik der Schwerebestimmungen eingeführt. Große Mühe hat er auf die Untersuchung von Quarzpendeln verwandt; diese entsprachen jedoch nicht den in sie gesetzten Erwartungen. Auch die Frage, ob Viertelsekundenpendel den üblichen Halbsekundenpendeln vorzuziehen seien, hat er, mit negativem Ergebnis, durch Beobachtungen geprüft. Für die deutsche Südpolar-expedition unter von Drygalski hat er einen besonderen Apparat konstruieren lassen und die damit von Drygalski erzielten Beobachtungen gemeinsam mit diesem reduziert. Auch die Pendel, mit denen der italienische Hauptmann Alessio im Karakorum beobachtete, hat er im Institut geprüft. So hat er *sichere Grundlagen für die Schwerebestimmungen in fast allen Weltgegenden gelegt*. Seine zahlreichen eigenen Arbeiten sind als Veröffentlichungen des Preußischen Geodätischen Instituts gedruckt.

Otto Meißner-Potsdam.

## Die Lotabweichungen in der Umgebung des Nanga Parbat und ein Versuch zu ihrer geophysikalischen Deutung

Von **Heinrich Jung**, Clausthal. — (Mit 7 Abbildungen)

Die nähere Untersuchung der auf der deutschen Himalaya-Expedition 1934 gemessenen Lotabweichungen zeigt, daß diese an einigen Stationen durch das sichtbare Gebirgsrelief zu erklären sind. An anderen Stellen ist eine Deutung durch isostatische Kompensation unter dem Nanga Parbat-Massiv möglich, doch ist es besser, hier Überkompensation anzunehmen. In den Randgebieten sind die gemessenen Lotabweichungen so groß, daß ihre Erklärung durch verborgene Massenunregelmäßigkeiten (Massenüberschuß unter den Randmassiven, Massendefizit unter dem Indus-Tal) schwierig ist, wenn man nicht sehr große Dichteunterschiede annehmen will.

Frühere Messungen von Lotabweichungen in Hochgebirgen haben gezeigt, daß dort mitunter große Unterschiede in der Lotrichtung bei kleiner Stationsentfernung auftreten. So fand R. Schumann in den Karawanken an einer Stelle eine relative Lotabweichung von 9'' bei einem Stationsabstand von 1 km\*), während englische Messungen in Kaschmir unweit des Nanga Parbat (Deosai-Gebiet) Unterschiede in den Lotabweichungen von 20'' auf 15 km Entfernung feststellten\*\*). Da solche Lotstörungen auf geodätische Messungen erheblichen Einfluß haben können, wurden auch Lotabweichungsbestimmungen in das wissenschaftliche Programm der Nanga Parbat-Expedition 1934 aufgenommen und durchgeführt. Besonders interessante Ergebnisse waren zu erwarten, da im Expeditionsgebiet große Höhenunterschiede auf verhältnismäßig kleinen Entfernungen auftreten (7000 m auf 25 km), wohl die größten relativen Höhenunterschiede, die es überhaupt auf der Erde gibt. Das endgültige Ergebnis der Lotabweichungsbestimmungen liegt jetzt vor\*\*\*), und es soll in der vorliegenden Arbeit, soweit möglich, der Versuch einer geophysikalischen Deutung unternommen werden. Die Bearbeitung wurde auf Anregung von Herrn Professor Augenheister (Göttingen) und Herrn Professor R. Finsterwalder (Hannover), dem wissenschaftlichen Leiter der Nanga Parbat-Expedition, im Geophysikalischen Institut zu Göttingen vorgenommen. Besonders Herrn Finsterwalder bin ich sehr zu Dank verpflichtet für die bereitwillige Überlassung seines Materials und das dauernde Interesse, das er an dem Fortgang meiner Untersuchungen nahm.

\*) R. Schumann: Vorläufige Untersuchungen über ein astronomisches Nivellement bei Laibach in Krain, Station 58 und 59.

\*\*) Survey of India, Geodetic Report, Vol. III: „Gravity in Kashmir“, Station Deosai I und Deosai III.

\*\*\*) R. Finsterwalder: Die Bestimmung von Lotabweichungen aus der Trigonomischen Höhenmessung. Zeitschr. f. Vermessungswesen 1937, Heft 13, 14, 16.

1. Die Bestimmung der Lotabweichungen am Nanga Parbat und ihr Ergebnis.  
Die Bestimmung der Lotabweichungen geschah nach zwei Methoden:

1. Astronomisch-geodätische Bestimmung der NS-Komponente aus Polhöhen,
2. Bestimmung der Lotabweichung nach Größe und Richtung durch Ausgleichung der trigonometrischen Höhenmessungen.

Die erste Methode ist hinreichend bekannt und bedarf hier keiner weiteren Erläuterung. Die Möglichkeit der zweiten Methode ergab sich erst bei der Auswertung der trigonometrischen Messungen. Für ihren Erfolg ist entscheidend, ob es gelingt, den schädlichen Einfluß der Refraktion auszuschalten oder mindestens mit genügender Genauigkeit in Rechnung zu setzen. Hierfür lagen die Verhältnisse im Gebiet des Nanga Parbat besonders günstig, da in den großen Höhen die dünne Luft nur geringe Refraktion verursacht. Außerdem konnte das trigonometrische

Netz so angelegt werden, daß sich die Sichtstrahlen fast längs ihres ganzen Verlaufs in größerer Höhe über der Erdoberfläche befanden. Eine eingehende Behandlung dieser Frage bringt R. Finsterwalder in der erwähnten Arbeit, auf die überhaupt bezüglich sämtlicher Einzelheiten verwiesen werden muß.

Der Grundgedanke der verwendeten Methode ist folgender: Die Lotstörung an einer Beobachtungsstation des trigonometrischen Netzes muß sich in systematischer Weise bei der Ausgleichung in den Fehlern der Zenitdistanzen der von dieser Station ausgehenden Sicht-

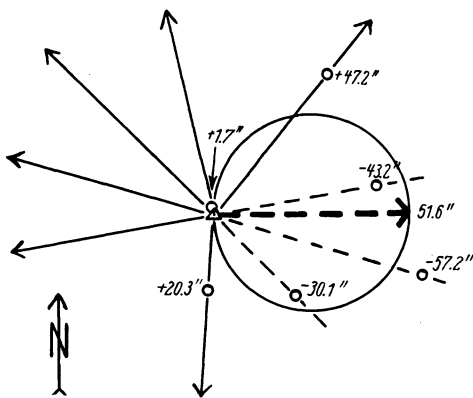


Fig. 1. Fehler der Zenitdistanzen und Lotabweichung an Station 9. Astor Ost (nach R. Finsterwalder)

strahlen bemerkbar machen. Trägt man wie in Fig. 1 die Fehler der Zenitdistanzen unter Berücksichtigung des Vorzeichens auf den einzelnen Strahlen auf (+ bedeutet, daß die gemessene Zenitdistanz größer ist als die ausgeglichene), so müssen, falls keine anderen Fehler vorliegen, die so erhaltenen Punkte auf einem Kreis liegen, der durch das Zentrum des Strahlenbüschels geht. Der zu diesem Zentrum gehörige Durchmesser des Kreises gibt die Lotstörung nach Größe und Richtung an. Fig. 1 zeigt dies für die Station 9. Astor Ost, bei der die größte gemessene Lotabweichung auftrat (52'').

Den Lageplan der Stationen zeigt Fig. 2. Dicke Punkte bezeichnen die „astronomischen Stationen“, an denen die NS-Komponente der Lotstörungen durch Polhöhenmessungen ermittelt wurde, während die „trigonometrischen Stationen“, bei denen die zweite Methode in Anwendung kam, durch Dreiecke bezeichnet sind. Außerdem bringt Fig. 2 sämtliche geographischen Örtlichkeiten,

die in der vorliegenden Arbeit erwähnt werden. Zur genaueren Übersicht muß auf die Expeditionskarten verwiesen werden\*).

Die Tabellen 1a und 1b bringen die Ergebnisse der Lotabweichungsbestimmungen\*\*).

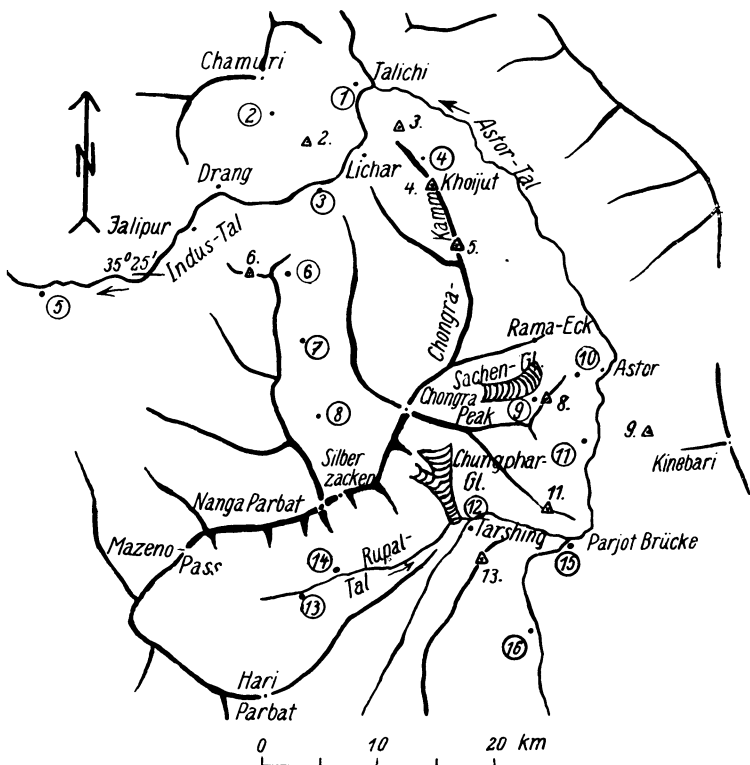


Fig. 2. Übersichtsskizze mit den astronomischen und trigonometrischen Stationen.

(1) Talichi, (2) Lager ob. Gor, (3) Rakhiot-Brücke, (4) Ober Doian, (5) Bunar Bungalow, (6) Bezar Gali, (7) Märchenwiese, (8) Hauptlager, (9) Sango Sar-See, (10) Astar Stein, (11) Guricot, (12) Tarshing, (13) Shaigiri, (14) Nanga Süd, (15) Parjot-Brücke, (16) Rattu; 2. Gor Gali, 3. Hattu Pir, 4. Khoijut, 5. Lichar Peak, 6. Jabardar Peak, 8. Astar West, 9. Astar Ost, 11. Rampur Eck, 13. Chugam Peak

Hierin ist  $m_z$  der von R. Finsterwalder geschätzte mittlere Fehler der NS-Komponente.  $A$  und  $B$  sind die Halbachsen,  $\theta$  der Richtungswinkel der großen Achse der Fehlerellipse, ebenfalls von R. Finsterwalder bestimmt.

\* ) Zu beziehen durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft, Berlin W 35, Matthaeikirchplatz 6.

\*\* ) R. Finsterwalder: l. c., Tabelle 9 (System VI) auf S. 475 und Fig. 11 auf S. 489. Die Nummern der angeführten Stationen entsprechen den dortigen Angaben von R. Finsterwalder. Die Richtungen der Lotstörungen sind wie in der Geodäsie üblich von N über E gezählt.

Tabelle 1a. Gemessene Lotabweichungen (NS-Komponenten) an den astronomischen Stationen

Station	Gemessene NS-Komponente der Lotabweichung	$m_{\xi}$
(1) Talichi . . . . .	3'' nord	2''
(2) Lager ob. Gor. . . . .	38 „	3
(3) Rakhiot-Brücke . . . . .	6 süd	2
(4) Ober Dojan . . . . .	31 „	5
(5) Bunar Bungalow . . . . .	9 nord	5
(6) Bezar Gali . . . . .	22 süd	5
(7) Märchenwiese . . . . .	26 „	2
(8) Hauptlager . . . . .	15 „	2
(9) Sango Sar-See . . . . .	13 „	2
(10) Astor Stein . . . . .	30 „	5
(11) Guricot. . . . .	9 „	2
(12) Tarshing . . . . .	10 „	2
(13) Shaigiri. . . . .	3 „	3
(14) Nanga Süd . . . . .	0	2
(15) Parjot-Brücke . . . . .	6 „	3
(16) Rattu . . . . .	18 „	5

(Sämtliche Werte abgerundet auf ganze Sekunden.)

Tabelle 1b. Gemessene Lotabweichungen an den trigonometrischen Stationen

Station	Gemessene Lotabweichung		Fehlerellipse		
	Absoluter Betrag	Richtung	A	B	$\theta$
2. Gor Gali . . . . .	19''	350 <sup>o</sup>	19''	14''	86 <sup>o</sup>
3. Hattu Pir . . . . .	11	161	4	2	13
4. Khoijut . . . . .	8	293	6	5	37
5. Lichar Peak . . . . .	12	208	6	4	53
6. Jabardar Peak . . . . .	12	130	8	5	126
8. Astor West . . . . .	11	297	3	3	156
9. Astor Ost . . . . .	52	89	9	8	60
11. Rampur Eck*) . . . . .	30	337	—	—	—
13. Chugam Peak*) . . . . .	11	81	—	—	—

(Absolute Beträge abgerundet auf ganze Sekunden, Richtungen auf ganze Grade.)

Eine kartenmäßige Darstellung bringt Fig. 3. Die Querstriche zu beiden Seiten der Pfeilspitzen bei den astronomisch bestimmten NS-Komponenten veranschaulichen den Fehler  $m_{\xi}$  in demselben Maßstab wie die Pfeile. Bei den trigonometrisch bestimmten Lotabweichungen wurden nicht die Fehlerellipsen eingezeichnet, sondern Ellipsen mit den Halbachsen  $A \cdot \sqrt{2}$  und  $B \cdot \sqrt{2}$  und dem Richtungswinkel  $\theta$  für die große Achse mit der Pfeilspitze als Mittelpunkt. Nur diese Ellipsen sind mit den Fehlern  $m_{\xi}$  vergleichbar\*\*).

\*) Die Messungen in Rampur Eck und Chugam Peak sind unsicher. Daher sind auch keine Fehlerellipsen angegeben.

\*\*\*) Vgl. Jordan-Eggert: Handb. d. Vermessungskde. Bd. I (neue Auflage), S. 460, Formel (30).

Betrachtet man diese Lotabweichungen näher, so fallen, wie schon R. Finsterwalder erwähnt, gewisse systematische Züge auf. Im Indus- und Rupal-Tal sind die Lotabweichungen verhältnismäßig klein, zu beiden Seiten des Astor-Tals divergieren die Lotrichtungen, desgleichen am Indus-Tal, während der Nanga Parbat und vor allem die im Norden, Osten und Süden vorgelagerten Massive

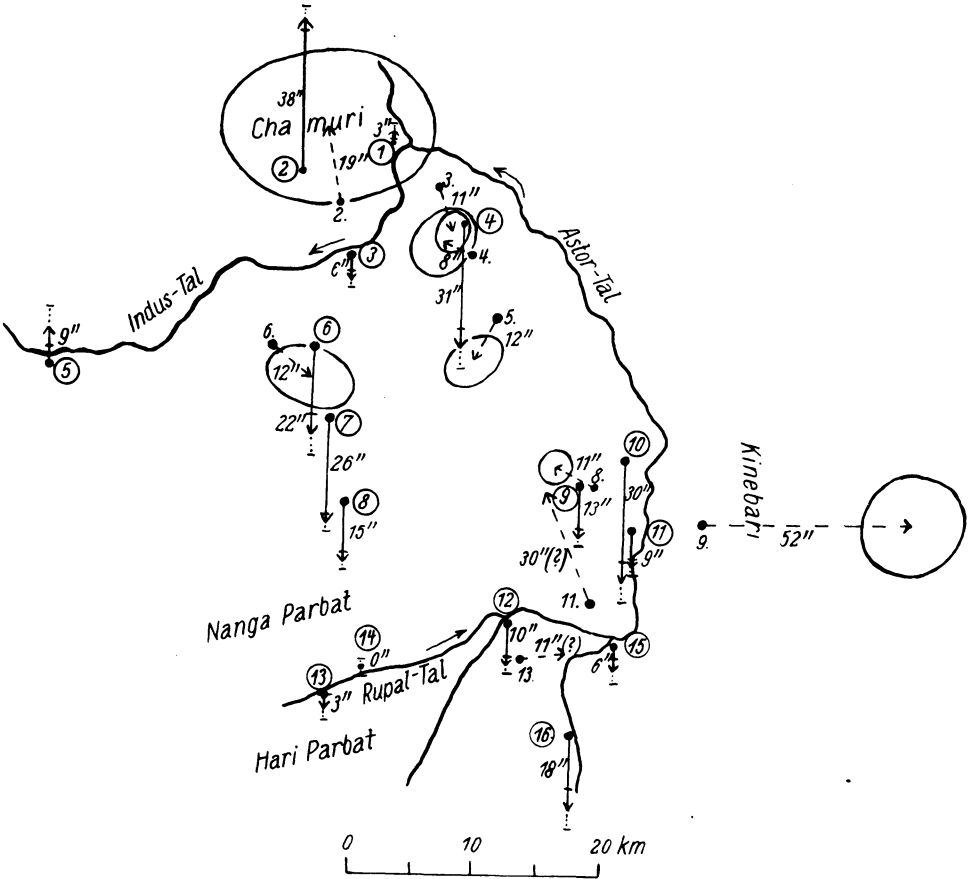


Fig. 3. Gemessene Lotabweichungen. Nummern der Stationen wie in Fig. 2

des Chamuri, Kinebari und Hari Parbat das Lot anziehen. Es scheint demnach, daß die gemessenen Lotabweichungen in der Hauptsache vom sichtbaren Relief herrühren, insbesondere macht sich der Unterschied in den Gesteinen — Gneis von der Dichte 2.9 in der Mitte, basische Tiefengesteine von der Dichte 3.1 in den Randmassiven (vgl. Fig. 5) — durch die starke Einwirkung der randlichen Gebirgsmassive bemerkbar\*).

\* Vgl. „Forschung am Nanga Parbat“ (Verlag Helwing, Hannover), S. 58 und Abb. 8 (S. 100).

trigonometrischen Höhenmessungen abgeleiteten Lotabweichungen lassen sich gut in ein einheitliches System einordnen. Unregelmäßigkeiten scheinen einigermaßen erklärbar durch die lokale Massenordnung.

2. *Bestimmung der Wirkung des sichtbaren Reliefs.* Diese Verhältnisse müssen nunmehr quantitativ geprüft werden. Es ist die Wirkung der sichtbaren Massenunregelmäßigkeiten auf die Lotrichtung zahlenmäßig abzuschätzen und mit den gemessenen Lotabweichungen zu vergleichen. Wenn die oben geäußerte Ansicht richtig ist, werden nach Abzug der berechneten, vom sichtbaren Relief hervorgerufenen Lotabweichungen von den gemessenen noch Restabweichungen übrig bleiben, die gegebenenfalls Aufschluß über die Massenlagerung in größerer Tiefe, z. B. über den isostatischen Zustand, geben können.

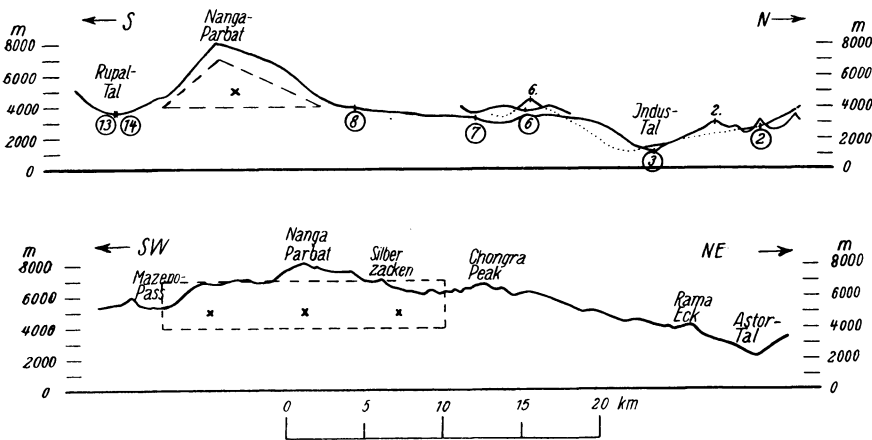


Fig. 4. Profile durch den Nanga Parbat (nicht überhöht).

(2) Lager ob. Gor, (3) Rakhiot-Brücke, (6) Bezar Gali, (7) Märchenwiese, (8) Hauptlager, (13) Shaigiri, (14) Nanga Süd; 2. Gor Gali, 6. Jabardar Peak

Eine genaue Berechnung der durch die sichtbaren Massen verursachten Lotstörungen ist sehr mühsam, und es erweist sich daher als zweckmäßig, zunächst gewisse Vereinfachungen einzuführen. Die Karte des Gebietes zeigt, daß im wesentlichen eine Hochfläche von etwa 4000 m Höhe vorliegt, der die verschiedenen Gipfelmassive aufgesetzt sind und in welcher die Täler mehr oder weniger bedeutende Furchen bilden\*). Ein NS-Schnitt durch den Nanga Parbat (Fig. 4) soll dies anschaulich zeigen. Das Profil ist nicht überhöht und zeigt demnach auch die Steilheit der Abhänge im natürlichen Ausmaß.

Als Normalzustand soll daher der folgenden Untersuchung eine Hochfläche von 3000 bis 4000 m Höhe zugrunde gelegt werden. Die Lotstörungen sind dann

\*) Vgl. R. Finsterwalder: Die Formen der Nanga Parbat-Gruppe. Zeitschr. d. Gesellsch. f. Erdkde. 1936, S. 321.



Tabelle 2. Zur Berechnung der störenden Massen und ihrer Schwerpunkte

Störende Masse	Querschnitt		Länge km	Dichte	Masse g	Schwerpunkt		Bemerkungen
	Grundlinie km	Höhe km				Lage	Höhe m	
Nangra Parbat*) . . . . .	10	3	18	2.9	$7.8 \cdot 10^{17}$	1 km nördlich des Gipfels	5000	vom Mazeno-Paß bis zum südlichen Chongra Peak
Chongra Peak . . . . .	9	2.4	5	2.9	$1.6 \cdot 10^{17}$	unter dem Gipfel	4800	—
Chamuri . . . . .	4	1.5	8	3.1	$7.4 \cdot 10^{16}$	„	4000	—
Kinebari . . . . .	10	1.5	12	3.1	$2.8 \cdot 10^{17}$	„	4500	—
Hari Parbat . . . . .	14	2	15	2.9	$6.1 \cdot 10^{17}$	„	4700	—
Indus-Tal I . . . . .	7	2	12	3.0	$2.5 \cdot 10^{17}$	über der Talsoble bei $x = 467$ km**) $y = 937$ „**)	2300	oberhalb Lichar
Indus-Tal II . . . . .	7	2	12	3.0	$2.5 \cdot 10^{17}$	über der Talsoble bei $y = 461$ km**)	2300	von Lichar bis Drang
Indus-Tal III . . . . .	7	2	12	3.0	$2.5 \cdot 10^{17}$	über der Talsoble bei Jalipur	2300	von Drang bis $35^{\circ}25'$ Breite
Astor-Tal . . . . .	9	1.8	15	3.0	$3.6 \cdot 10^{17}$	über der Talsoble bei $x = 907$ km**)	3400	vom Knie östlich der Parjot-Brücke bis 1 km nördlich Astor
Rupel-Tal . . . . .	4	1	8	2.9	$4.6 \cdot 10^{16}$	über der Talsoble bei $y = 479$ km**)	3200	von Tarshing bis zur Parjot-Brücke

\*) Bei der Verteilung der Masse auf drei Punkte wurden je  $2.6 \cdot 10^{17}$  g im Schwerpunkt und in zwei Punkten in 6 km Abstand vom Schwerpunkt unter dem Kamm des Massivs, ebenfalls in 5000 m Höhe, angebracht. Das Näherungsprisma mit den drei Punkten ist in Fig. 4 angedeutet. Der Querschnitt des Prismas ist kleiner als der des Nanga Parbat im NS-Profil, da letzteres durch den Hauptgipfel gelegt ist und somit den größten Querschnitt enthält, während zur Berechnung der Masse ein mittlerer verwendet werden muß.

\*\*\*) Gauß-Krügersche Koordinaten ohne Streifenkennziffer, zu entnehmen aus den Expeditionskarten.

aus den aufgesetzten Massen der Gipfelmassive und den fehlenden Massen der Täler zu berechnen. Massenunregelmäßigkeiten, deren Wirkung auf eine Station kleiner ist als die in Tabelle 1 a und 1 b angegebenen Fehlergrenzen, werden (außer bei 2. Gor Gali) nicht berücksichtigt. Dann kommen nur folgende Massen in Betracht: Die Gipfelmassive des Nanga Parbat, Chamuri, Kinebari und Hari Parbat, sowie das Indus-, Astor und Rupal-Tal. Ferner genügt es, die störenden Massen in ihrem Schwerpunkt vereinigt zu denken. Nur beim Gipfelmassiv des Nanga Parbat wurde für die Berechnung der Lotstörungen bei den näher gelegenen Stationen (8) Hauptlager, (13) Shaigiri und (14) Nanga Süd die Masse zu je einem Drittel auf drei verschiedene Punkte verteilt. Für 8. Astor West wurde außerdem der Chongra Peak als störende Masse in Betracht gezogen. Die Form der Störungsmassen wurde durch ein dreiseitiges Prisma mit horizontaler Grundfläche und Firstkante (bei Massiven oben, bei Tälern unten) angenähert. Im einzelnen ergaben sich für die Berechnung der Massen und der Schwerpunkte die in Tabelle 2 angegebenen Daten.

Nummehr folgte die Berechnung der Lotstörungen nach der Beziehung

$$A_{\xi} = \frac{\kappa \cdot m \cdot \xi}{g \cdot (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{3/2}} \quad \text{bzw.} \quad A_{\eta} = \frac{\kappa \cdot m \cdot \eta}{g \cdot (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{3/2}}$$

für die NS- bzw. EW-Komponente. Hierin ist  $\kappa = 6.7 \cdot 10^{-8}$  CGS die Gravitationskonstante,  $m$  die Störungsmasse und  $\xi, \eta, \zeta$  die NS-, EW- und Vertikalkomponente des Abstandes zwischen dem Schwerpunkt der Störungsmasse und dem Beobachtungsort,  $g$  die Schwerebeschleunigung ( $= 980 \text{ cm/sec}^2$  entsprechend  $35^{\circ}$  geographischer Breite).

Tabelle 3a. Durch die sichtbaren Störungsmassen hervorgerufene NS-Komponenten der Lotstörungen bei den astronomischen Stationen

Station	Störende Masse	Wirkung auf die NS-Komponente der Lotabweichung	Summe
(2) Lager ob. Gor. . . . .	Chamuri	7'' nord	} 11'' nord
	Indus-Tal II	4 ,, (13'')	
(6) Bezar Gali . . . . .	Nanga Parbat	3 süd (11 )	} 9 süd
	Indus-Tal II	6 ,, (13 )	
(7) Märchenwiese . . . . .	Nanga Parbat	4 ,, (12 )	} 8 ,,
	Indus-Tal II	4 ,, ( 9 )	
(8) Hauptlager . . . . .	Nanga Parbat	12 ,, (23 )	12 ,,
(13) Shaigiri. . . . .	Nanga Parbat	13 nord	} 3 nord
	Hari Parbat	10 süd	
(14) Nanga Süd . . . . .	Nanga Parbat .	14 nord	} 7 ,,
	Hari Parbat	7 süd	

Die eingeklammerten Zahlen zeigen zum Vergleich die nach F. R. Helmert für unendlich lange Prismen berechneten Werte [Höhere Geodäsie II, S. 298, Formel(1)]. Man sieht, daß die Größenordnung sich richtig ergibt, daß es aber — besonders bei den entfernteren Stationen — nicht zulässig ist, die endliche Länge der Prismen zu vernachlässigen.

Führt man die angegebenen Zahlen ein, so ergibt sich endgültig die Gebrauchsformel:

$$A_i = \frac{1,4 \cdot m \cdot \xi}{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{3/2}}$$

und entsprechend für die EW-Komponente, wenn  $m$  in  $10^{15}$  g (d. h. bei der Volumenberechnung der Prismen die Längen in Kilometer) und die den Expeditionskarten zu entnehmenden  $\xi, \eta, \zeta$  in Kilometer eingesetzt werden.

Die hiernach berechneten Wirkungen der störenden Massen auf die Lotabweichungen bzw. ihre NS-Komponenten sind in Tabelle 3a für die astronomischen Stationen und die Tabelle 3b für die trigonometrischen Stationen zusammengefaßt.

Zunächst fällt auf, daß selbst die große Gipfelmasse des Nanga Parbat verhältnismäßig kleine Lotstörungen verursacht, die nur in nächster Nähe beachtliche Beträge erreichen. Schon in 20 km Entfernung ist die Wirkung unterhalb der Fehlergrenze der gemessenen Werte. Hieraus erklärt sich zum Teil, daß bei den nicht genannten Stationen keine nennenswerten Lotstörungen durch das sichtbare Relief auftreten. Hinzu kommt, daß es sich meist um Tal- oder Gipfelstationen handelt, bei denen auch die in der Nähe gelegenen Massen keine Lotstörungen hervorrufen (z. B. das Indus-Tal bei (3) Rakhjot-

Tabelle 3b. Durch die sichtbaren Störungsmassen hervorgerufene Lotstörungen bei den trigonometrischen Stationen

Station	Störende Masse	Wirkung auf die			Summe		Lotstörung	
		NS-Komponente	EW-Komponente	der Lotabweichung	NS	EW	Absoluter Betrag	Richtung
2. Gor Gali . . . . .	Chamuri Indus-Tal I Indus-Tal II	2'' nord 5 süd 16 nord	1'' west 6 '' 3 ost		13'' nord	4'' west	14''	343°
6. Jabardar Peak . . . . .	Nanga Parbat Indus-Tal II Indus-Tal III	3 süd 4 '' 3 ''	1 ost 3 west 5 ost		10 süd	3 ost	10	160
8. Astor West . . . . .	Narga Parbat Chongra Peak Kinebari Astor-Tal	1 süd 0 1 '' 11 nord	2 west 2 '' 2 ost. 13 west		9 nord	15 west	18	301
9. Astor Ost . . . . .	Kinebari Astor-Tal	2 süd 12 nord	6 ost 32 ost		10 nord	38 ost	39	75

Brücke oder (5) Bunar Bungalow). Bei (1) Talichi liegt die störende Masse des Chamuri westlich, wirkt also nicht auf die NS-Komponente, ebenso der Nanga Parbat bei (10) Astor Stein, (11) Guricot, (12) Tarshing, (15) Parjot-Brücke. Station (1) Talichi liegt etwa in der Mitte des NS-streichenden Teiles des Indus-Tales, so daß auch dieses hier keine Lotstörung verursacht. Das Gleiche gilt für (11) Guricot bezüglich des Astor-Tales, ähnliches bei (10) Astor Stein und (16) Rattu. Bei (4) Ober Doian könnte der nahe gelegene Khoijut störend wirken, doch zeigt eine einfache Überschlagsrechnung, daß diese Wirkung unter der Fehlergrenze bleibt\*).

Schwer abzuschätzen sind die Lotstörungen bei (9) Sango Sar-See, da die Massen in der Nähe sehr unregelmäßig verteilt sind und außerdem die Wirkung des nahe gelegenen Sachen-Gletschers ohne Kenntnis des Gletscherbettes nicht zu berechnen ist. Daher soll diese Station von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen werden.

Nicht berechnet wurden die Lotstörungen in 3. Hattu Pir und 5. Lichar Peak, da die Berechnung wegen unregelmäßiger Verteilung der Massen zu umständlich wäre. Doch lassen sich die in diesen Punkten gemessenen Lotstörungen wohl aus den sichtbaren Massen einigermaßen erklären: bei 3. durch die im Indus-Tal bei Talichi fehlende Masse, im 5. durch die Anziehung des nur 1,5 km entfernten Lichar Peak.

Die Punkte 11. Rampur Eck und 13. Chugam Peak werden nicht berücksichtigt, da dort die gemessenen Lotabweichungen nach R. Finsterwalder unsicher sind.

Die Fehler der hier wiedergegebenen Rechenergebnisse können einige Sekunden betragen. Ein Fehler von 5'' dürfte nach vorsichtiger Schätzung kaum überschritten werden.

3. *Die reduzierten Lotabweichungen.* Subtrahiert man die berechneten, durch das sichtbare Relief verursachten Lotstörungen von den gemessenen Lotabweichungen, so ergibt sich ein System, das einer Hochfläche von 3000 bis 4000 m Höhe entspricht. Nun ist noch zu berücksichtigen, daß ein mittlerer Streifen des Gebietes aus Gesteinen mit der Dichte 2.9 besteht (Nanga-Gneis), während die Randpartien die größere Dichte 3.1 besitzen (basische Tiefengesteine). Es ist demnach, um den Normalzustand herzustellen, der vom Gneis eingenommene Raum mit einer fingierten Masse von der Dichte 0.2 aufzufüllen. Um deren Wirkung zu berechnen, muß eine Annahme über die wirksame Tiefenerstreckung dieser Gneismasse gemacht werden. Sie betrage 4000 m. Zur Rechnung sei weiter vereinfachend angenommen, daß diese Zusatzmasse in 2000 m Höhe als unendlich dünne Fläche kondensiert ist. Ihre horizontale Erstreckung ist aus Fig. 5 zu er-

---

\*) Die Gipfelmasse des Khoijut wurde angenähert durch einen Kreiskegel (Radius der Grundfläche 2,5 km, Höhe 550 m) mit der Dichte 2.9. Der Schwerpunkt wurde unter dem Gipfel in 3900 m Höhe angenommen. Die Wirkung auf die NS-Komponente der Lotabweichung in Ober Doian ist 4'', der Fehler der Messung 5''.

sehen\*). Für die Rechnung läßt sie sich in ausreichender Annäherung darstellen durch einen nach Norden und Süden unendlich ausgedehnten Streifen mit der Westgrenze bei  $y = 467$  km (Gauß-Krügersche Koordinaten ohne Streifenkennziffer, zu entnehmen aus den Expeditionskarten) und der Ostgrenze bei  $y = 486$  km, an den sich westlich ein zweiter Streifen anschließt, dessen Westgrenze bei  $y = 445$  km liegt, der im Norden bei  $x = 928$  km begrenzt ist und nach Süden ins Unendliche verläuft. Die durch solche plattenförmigen Massen hervorgerufenen Lotstörungen lassen sich durch einfache Integrationen berechnen\*\*). Eine Wirkung auf die Lotabweichungen, die die Fehlergrenze der Messungen übersteigt, tritt in der NS-Komponente nur bei (3) Rakhiot-Brücke auf, in der EW-Komponente nur bei 3. Hattu Pir und 8. Astor West:

- (3) Rakhiot-Brücke . . . 5" süd,
- 3. Hattu Pir . . . . . 3" ost,
- 8. Astor West . . . . . 4" west.

Diese Werte sind zu den auf die oben angegebene Weise reduzierten Lotabweichungen zu addieren. Ihre Kleinheit rechtfertigt die vereinfachenden Annahmen. Auch eine unrichtige Festsetzung der Tiefenerstreckung des Nanga-Gneises beeinflusst diese Zahlen nur unerheblich.

Das Ergebnis der Reduktionen zeigen die Tabellen 4a und 4b. Die reduzierten Lotabweichungen entsprechen jetzt dem oben definierten Normalzustand, einer Hochfläche von 3000 bis 4000 m Höhe und überall gleicher Gesteinsdichte (abgesehen natürlich von den zu suchenden verborgenen Massenunregelmäßigkeiten). Bei ungestörter Massenlagerung in größerer Tiefe müssen die Abweichungen von 0 unterhalb der Fehlergrenze liegen, falls nicht in dem reduzierten System ein durch die Wahl des Referenzellipsoids verursachter systematischer Anteil enthalten ist. Diese Frage wurde bereits eingehend von

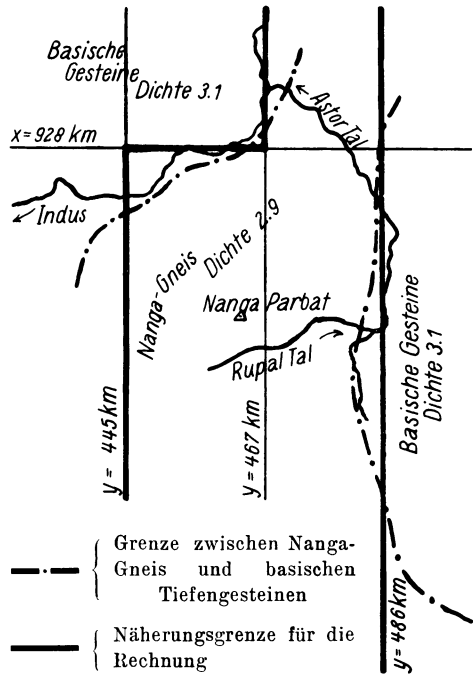


Fig. 5. Skizze der Gebiete des Nanga-Gneises und der basischen Tiefengesteine

\*) Entworfen nach „Forschung am Nanga Parbat“, Abb. 8 (S. 100).

\*\*\*) Vgl. hierzu O. D. Kellogg: Foundation of Potential Theory. Berlin 1929, S. 12. Julius Springer. — Die Umformung der dort angegebenen Formeln für endliche rechteckige Platten auf unendlich ausgedehnte bietet keine Schwierigkeit.

R. Finsterwalder behandelt mit dem Ergebnis, daß durch Einführung einer Korrektion am Referenzellipsoid keine wesentliche Verkleinerung der Lotabweichungen eintritt\*). Es können somit die in den Tabellen 4a und 4b angegebenen Reststörungen unmittelbar bei der weiteren Untersuchung verwendet werden.

Tabelle 4a.

Reduzierte Lotabweichungen (NS-Komponenten) an den astronomischen Stationen

Station	Reduzierte NS-Komponente der Lotabweichung	$M$
(1) Talichi . . . . .	3'' nord	5''
(2) Lager ob. Gor . . . . .	27 „	6
(3) Rakhiot-Brücke . . . . .	11 süd	5
(4) Ober Doian . . . . .	31 „	7
(5) Bunar Bungalow . . . . .	9 nord	7
(6) Bezar Gali . . . . .	13 süd	7
(7) Märchenwiese . . . . .	18 „	5
(8) Hauptlager . . . . .	3 „	5
(10) Astor Stein . . . . .	30 „	7
(11) Guricot . . . . .	9 „	5
(12) Tarshing . . . . .	10 „	5
(13) Shaigiri . . . . .	6 „	6
(14) Nanga Süd . . . . .	7 „	5
(15) Parjot-Brücke . . . . .	6 „	6
(16) Rattu . . . . .	18 „	7

Tabelle 4b. Reduzierte Lotabweichungen an den trigonometrischen Stationen

Station	Reduzierte Lotabweichung				$\bar{A}$	$\bar{B}$	$\theta$
	NS-Komponente	EW-Komponente	Absoluter Betrag	Richtung			
2. Gor Gali . . . . .	6'' nord	4'' ost	7''	34°	27''	20''	86°
3. Hattu Pir . . . . .	10 süd	7 „	12	146	7	6	12
4. Khoijut . . . . .	3 nord	7 west	8	293	10	8	37
6. Jabardar Peak . . . . .	2 „	6 ost	6	74	12	9	126
8. Astor West . . . . .	4 süd	2 „	5	157	7	6	156
9. Astor Ost . . . . .	9 „	14 „	17	122	14	13	60

In Fig. 6 sind diese Restlotabweichungen kartenmäßig dargestellt.

Als Fehlergrößen sind in den Tabellen 4a und 4b sowie in Fig. 6 folgende angegeben: An den astronomischen Stationen der nach  $M^2 = m^2 + \mu^2$  zu berechnende mittlere Fehler  $M$ , worin  $\mu = 5''$  der mittlere Fehler der Reduktionsrechnungen ist, und an den trigonometrischen Stationen die hiermit vergleichbare Ellipse mit den Halbachsen  $\bar{A} = \sqrt{2A^2 + \mu^2}$  bzw.  $\bar{B} = \sqrt{2B^2 + \mu^2}$  und der Richtung  $\theta$  für die große Halbachse.

Vergleicht man die Reststörungen mit den gemessenen Lotabweichungen (Fig. 3), so zeigt sich, daß sie im ganzen erheblich verringert worden sind. Insbesondere sei auf Station 8. Astor West und 9. Astor Ost hingewiesen. Die ur-

\*) R. Finsterwalder: Zeitschr. f. Vermessungswesen 1937.

sprüngleiche Lotabweichung von über 50 Sekunden ist bei letzterer bis auf einen Rest von 17'' durch das sichtbare Relief erklärt, die Reststörung bei 8. Astor West liegt innerhalb der Fehlergrenze. Im übrigen hat sich das Gesamtbild nicht wesentlich geändert. Die aus Polhöhenbestimmungen abgeleiteten NS-Komponenten sind südlich des Indus-Tals nach Süden gerichtet, nördlich des Indus nach Norden. Der Absolutbetrag der Reststörungen ist im Indus- und Rupal-Tal

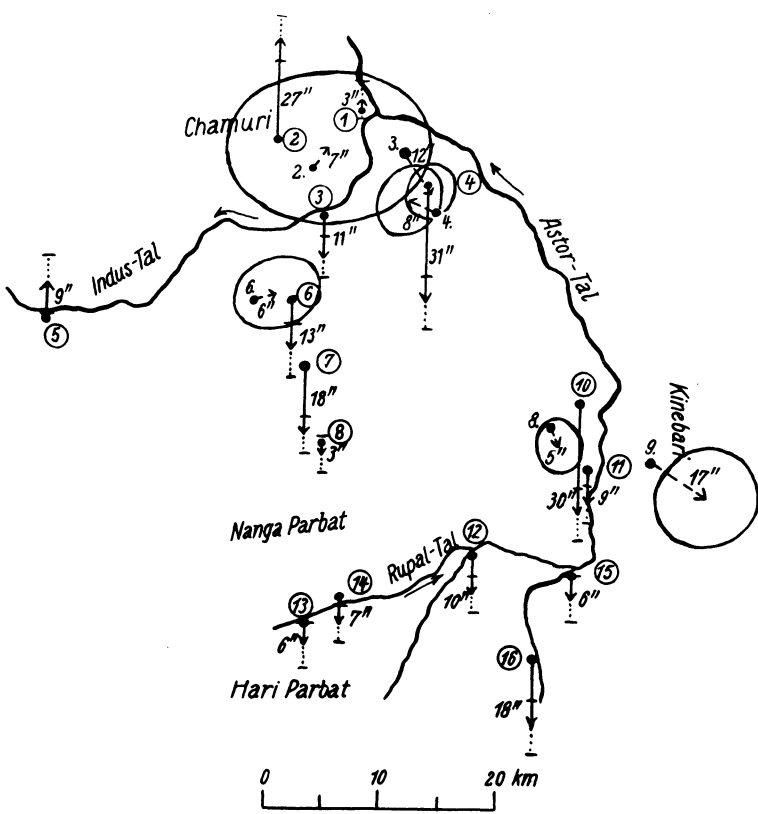


Fig. 6. Reststörungen nach Beseitigung der berechneten Wirkung des sichtbaren Reliefs

verhältnismäßig klein, außerdem verschwindet er praktisch in der Mitte der Hochfläche nördlich des Nanga Parbat [Station (8) Hauptlager]. Hier wären also die gemessenen Lotabweichungen durch das sichtbare Relief zu erklären. Zieht man die Fehlergrenzen in Betracht, so kann ferner die Störung bei 6. Jabardar Peak vollständig als erklärt gelten, diejenige bei 4. Khoijut zum größten Teil. Auch bei 2. Gor Gali liegt nur noch eine kleine Reststörung vor. Bezüglich 3. Hattu Pir sei auf die Bemerkung von S. 214 verwiesen. Bei (4) Ober Doian spielt sicher die bei der Reduktion nicht berücksichtigte Masse des Chongra-Kamms eine beachtliche Rolle.

4. *Versuch einer geophysikalischen Deutung.* Bei isostatischer Kompensation müssen die Reststörungen von den Gebirgsmassiven weg und zu den Tälern hin gerichtet sein. Bei den Stationen im Rupal-Tal südlich des Nanga Parbat-Massivs — (12) Tarshing, (13) Shaigiri, (14) Nanga Süd, (15) Parjot-Brücke — scheint derartige vorzuliegen. Die nach Süden gerichteten Komponenten der Reststörungen von 6 bis 7'' bei (13) und (14) lassen sich erklären durch ein unter dem Gipfel des Nanga Parbat 8 km unter dem Stationsniveau gelegenes punktförmig konzentriertes Massendefizit von der Größe der sichtbaren Gipfelmasse des Nanga Parbat ( $7.8 \cdot 10^{17}$  g). Nimmt man als Dichte dieser Masse 0.3 an, was etwa dem Dichteunterschied zwischen Granit und Basalt entspricht, so hat sie Platz in einer Kugel von 4 km Radius. Bei größerer Tiefenlage der negativen Zusatzmasse muß diese zur Erklärung der Reststörungen im Rupal-Tal entsprechend größer angenommen werden. Es würde dann Überkompensation vorliegen. Dies wäre in Übereinstimmung mit geologischen Beobachtungen, die auf einen stärkeren Massenverlust des Nanga Parbat-Massivs in der jüngsten Zeit schließen lassen\*). Bei (12) Tarshing ist die Reststörung für diesen Erklärungsversuch allerdings etwas zu groß (10''), doch ist hier zu bedenken, daß die bei der Reduktionsrechnung nicht berücksichtigte Wirkung der fehlenden Masse im Tal des Chungphar-Gletschers an dieser Station die südwärts gerichtete Lotstörung nach roher Schätzung um etwa 2 bis 3'' erhöht, so daß nach Abzug dieses Betrages von der errechneten Reststörung diese Station bei einem Fehler von 5'' nicht mehr allzu sehr aus dem Rahmen der übrigen Stationen des Rupal-Tales herausfällt.

Die Reststörungen an den übrigen Stationen deuten zum Teil auf erhebliche Unterkompensation unter den Randmassiven (insbesondere im Norden und Osten). Dort müssen noch große Massenüberschüsse liegen, unter dem Indus-Tal ein entsprechendes Defizit. Quantitativ sind diese Reststörungen jedoch für eine Deutung durch tief gelegene Zusatzmassen reichlich groß. Bei einer in 10 km Tiefe punktförmig konzentrierten Masse von der Größe des sichtbaren Nanga Parbat-Massivs ( $7.8 \cdot 10^{17}$  g) ist an der Erdoberfläche eine Wirkung von im Maximum nur 4'' zu erwarten, und zwar in 7 km Entfernung von dem Punkt der Oberfläche, der über dem Massenpunkt liegt. Mit wachsendem Abstand nimmt die Lotstörung dieser Masse rasch ab. Da die nach der Reduktion übrig bleibenden Reststörungen im Gebiet des Nanga Parbat zum Teil wesentlich größer sind als 4'', müßten zur Erklärung die Massen entsprechend groß angenommen werden.

Läßt man überschlagsweise die Höhenunterschiede der Stationen außer Betracht und nimmt man auch die störenden Massen in gleicher Höhe an, so lassen sich die Reststörungen in 8. Astor West und 9. Astor Ost (5'' und 17'' nach SE) durch eine Masse von  $1.1 \cdot 10^{18}$  g ( $\frac{4}{3}$  der sichtbaren Gipfelmasse des Nanga Parbat) etwa 9.5 km südöstlich Astor Ost erklären. Diese Masse würde bei (10) Astor Stein eine Südkomponente von 14'' und bei (11) Guricot eine von 17'' hervorrufen. Die Reststörungen nach der Reduktion an diesen Stationen waren 30'' und 9'' nach S.

\*) Vgl. R. Finsterwalder: Zeitschr. d. Gesellsch. f. Erdkde. Berlin 1936, S. 335.



Fig. 7 zeigt, wo, auch in der Tiefe, punktförmig konzentrierte Massen liegen können, die die Restabweichungen in 8. Astor West (Punkt *A*) und 9. Astor Ost (Punkt *B*) unter den angegebenen vereinfachenden Annahmen erklären. Hierbei gelten die ausgezogenen Kurven, während die gestrichelten in Frage kommen für ein entsprechendes Beispiel, in welchem die Lotabweichung im Punkt *A* die umgekehrte Richtung hat. Die Tabellen 5a und 5b bringen die Daten, die zu den mit Zahlen bezeichneten Punkten der Fig. 7 gehören. Aus der vorletzten Spalte (Radius für die kugelförmig gedachte Störungsmasse von der Dichte 0.3 mit dem Mittelpunkt auf einer der Kurven von Fig. 7) ist ersichtlich, daß es wenigstens für die Dichte 0.3 schwierig sein dürfte, Raum für die zur Erklärung der Lotabweichungen in den Punkten *A* und *B* nötigen Zusatzmassen zu finden, da überall in den Tabellen 5a und 5b der zur Dichte 0.3 gehörige Kugelradius

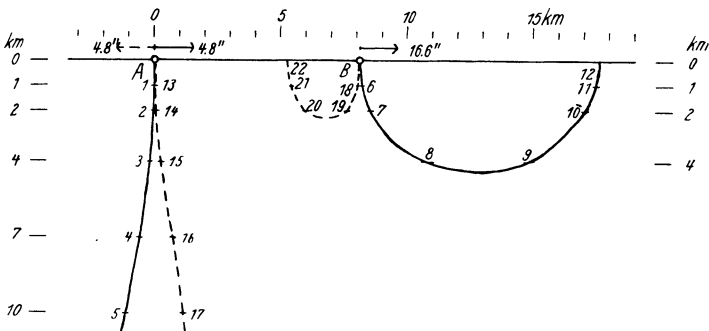


Fig. 7. Mögliche Lagen der störenden Masse (punktförmig konzentriert) für die Erklärung der angegebenen Lotabweichungen in den Punkten *A* und *B*

größer ist als die Tiefe des Mittelpunktes. Günstigere Verhältnisse treten erst ein auf den linken Kurvenästen unterhalb der Punkte 5 und 17 (d. h. in mehr als 10 km Tiefe), da die notwendige Masse mit zunehmender Tiefe des Mittelpunktes erheblich langsamer zunimmt als die dritte Potenz dieser Tiefe. Dann nehmen diese Zusatzmassen ein sehr großes Volumen ein. Ob dies geologisch möglich ist, möchte ich nicht entscheiden. In dem bei den Stationen 8. Astor West und 9. Astor Ost vorliegenden konkreten Beispiel müßte es sich um eine entsprechend große Einlagerung leichteren Gesteins (Dichte 2.6) im Gneis des Nanga Parbat handeln.

Um die Verhältnisse zu übersehen, die eintreten, wenn man nicht an dem Dichteunterschied 0.3 zwischen dem Hauptgestein und der Einlagerung festhält, sind in der letzten Spalte der Tabellen 5a und 5b die Dichten für die Zusatzmassen angegeben, die zu einer kugelförmigen Einlagerung gehören, deren Radius der Tiefe des Mittelpunktes gleich ist (die also gerade noch Platz hat). Aus Tabelle 5a ist für die Stationen 8. Astor West und 9. Astor Ost zu ersehen, daß nur Einlagerungen mit dem Mittelpunkt im Punkt 5 und tiefer oder in der Umgebung des Punktes 8 in Frage kommen. Punkt 4 ist wohl ausgeschlossen, da

hier die Einlagerung eine Dichte von 1.6 (= 2.9 — 1.3) haben müßte, was der Dichte von lockerem Sand entspräche. Punkt 8 bietet gewiß auch Schwierig-

Tabelle 5a. Lage und Größe der in den Punkten der ausgezogenen Kurven von Fig. 7 anzubringenden Massen

Punkt	Entfernung von		Tiefe	Schiefer Abstand		Masse in 10 <sup>17</sup> Gramm	Kugel- radius für die Dichte 0.3	Dichte, wenn Ra- dius gleich der Tiefe des Mittel- punkts
	A	B		A	B			
	km	km	km	km	km		km	
A	0	8.1	0	0	8.1	— 7.7	8.5	— ∞
1	0	8.1	1	1.0	8.2	— 7.9	8.6	— 189
2	0	8.1	2	2.0	8.4	— 8.5	8.8	— 25
3	0.2	8.3	4	4.0	9.2	— 11.1	9.6	— 4.1
4	0.6	8.7	7	7.0	11.2	— 18.9	11.4	— 1.3
5	1.1	9.2	10	10.1	13.6	— 32.2	13.7	— 0.8
B	8.1	0	0	8.1	0	2.2	5.6	∞
6	8.2	0.1	1	8.2	1.0	2.3	5.7	55
7	8.5	0.4	2	8.7	2.0	2.7	6.0	8.1
8	10.9	2.8	4	11.6	4.9	4.9	7.3	1.8
9	14.8	6.7	4	15.3	7.8	8.4	8.7	3.1
10	17.0	8.9	2	17.1	9.1	10.1	9.3	30
11	17.5	9.4	1	17.5	9.4	10.5	9.4	251
12	17.6	9.5	0	17.6	9.5	10.6	9.5	∞

Tabelle 5b. Lage und Größe der in den Punkten der gestrichelten Kurven von Fig. 7 anzubringenden Massen

Punkt	Entfernung von		Tiefe	Schiefer Abstand		Masse in 10 <sup>17</sup> Gramm	Kugel- radius für die Dichte 0.3	Dichte, wenn Ra- dius gleich der Tiefe des Mittel- punkts
	A	B		A	B			
	km	km	km	km	km		km	
A	0	8.1	0	0	8.1	7.7	8.5	∞
13	0	8.1	1	1.0	8.2	7.9	8.6	189
14	0	8.1	2	2.0	8.4	8.3	8.7	25
15	0.2	7.9	4	4.0	8.8	10.4	9.4	3.9
16	0.7	7.4	7	7.0	10.2	16.8	11.0	1.2
17	1.1	7.0	10	10.1	12.2	30.6	13.5	0.7
B	8.1	0	0	8.1	0	2.2	5.6	∞
18	8.0	0.1	1	8.1	1.0	2.3	5.7	55
19	7.6	0.5	2	7.9	2.1	2.2	5.6	17
20	5.9	2.2	2	6.2	3.0	1.4	4.8	14
21	5.4	2.7	1	5.5	2.9	1.0	4.4	24
22	5.3	2.8	0	5.3	2.8	0.95	4.2	∞

keiten, da hierzu eine Dichte 4.9 (= 3.1 + 1.8) erforderlich ist, die nur bei schweren Metallerzen vorkommt. Immerhin ist es keine Unmöglichkeit, und die Zulässigkeit müßte der Geologe beurteilen.

Zur Deutung der Reststörungen an den Stationen 2. Gor Gali und (3) Rakhiot-Brücke müßte — wieder bei Vernachlässigung der Höhenunterschiede — eine fehlende Masse von  $2.3 \cdot 10^{16}$  g ( $\frac{1}{3}$  der Gipfelmasse des Chamuri) 2 km südlich von Station 2 angenommen werden, für das Stationspaar (2) Lager ob. Gor und (6) Bezar Gali wäre eine fehlende Masse von  $7.2 \cdot 10^{17}$  g (ungefähr die sichtbare Gipfelmasse des Nanga Parbat) 6 km südlich von (2) erforderlich\*).

Faßt man (6) Bezar Gali, (7) Märchenwiese und (8) Hauptlager zu einem einheitlichen Stationstripel zusammen, so sind hier die Reststörungen zu erklären durch eine Masse von  $1.5 \cdot 10^{18}$  g (das Doppelte der Gipfelmasse des Nanga Parbat) in 6 km Tiefe, 0.5 km südlich des Hauptlagers. Diese Masse liefert an den genannten Stationen Lotstörungen von 11'', 17'' und 5'' in guter Übereinstimmung mit den errechneten Reststörungen (13'', 18'', 3''). Als Kugel von der Dichte 0.3 müßte sie einen Radius von 5 km haben. Raum für diese Masse wäre demnach vorhanden.

Da nach den vorstehenden Erörterungen in einigen Fällen die Deutung der Reststörungen für Stationspaare wegen der dazu nötigen großen Massen auf Schwierigkeiten stößt, könnte man nunmehr daran denken, für jede einzelne Station eine Erklärung durch lokale, in unmittelbarer Nähe dieser Stationen gelegene, Massenunregelmäßigkeiten zu versuchen. Ganz abgesehen davon, daß die schon erwähnte systematische Anordnung der Reststörungen, insbesondere ihrer Richtungen, gegen lokale Einflüsse spricht — dann wären unregelmäßig verteilte Reststörungen zu erwarten —, führt auch hier die zahlenmäßige Durchrechnung zu großen Massen. Schreibt man der störenden Masse wieder Kugelgestalt zu und legt ihr die Dichte 0.3 bei, so läßt sich zeigen, daß die Horizontalprojektion des Abstandes des Kugelmittelpunktes vom Beobachtungsort bei einer Lotstörung von 10'' größer als 5 km sein muß, wenn der Kugelradius kleiner werden soll als der Abstand des Mittelpunktes von der Station. Bei einer Dichte von 0.5 genügt eine Horizontalprojektion von 3 km\*\*). Die Störungsmasse beträgt im ersten Fall mindestens  $1.6 \cdot 10^{17}$  g, im zweiten wenigstens  $5.6 \cdot 10^{16}$  g.

5. *Zusammenfassung.* 1. Durch die Messungen im Gebiet des Nanga Parbat wird das Vorkommen sehr großer Lotabweichungen — wie sie früher in den Alpen und in Kaschmir (Deosai-Gebiet) festgestellt wurden — erneut bestätigt.

2. Der Einfluß des sichtbaren Reliefs im Gebiet des Nanga Parbat ist im allgemeinen zu klein, um die beobachteten Lotabweichungen zu erklären. Die

\*) Da die Einflüsse der überschüssigen Massen unter den Randgebirgen und der fehlenden Massen unter den Tälern zusammenwirken, ermäßigen sich die in den angegebenen Beispielen erwähnten Massen entsprechend, d. h. ungefähr auf die Hälfte. — Dann läßt sich auch für das Stationspaar 8. Astor West und 9. Astor Ost eine weitere, vielleicht brauchbare, Lösung angeben: eine kugelförmige Zusatzmasse von der Dichte — 0.6 im Punkt 4 der Fig. 7 (Radius 7 km) zusammen mit einer entsprechenden Zusatzmasse von der Dichte 0.9 im Punkt 8 (Radius 4 km). Die Dichten der Einlagerungen wären dann 2.3 im Punkt 4 und 4.0 im Punkt 8. Natürlich sind auch andere Kombinationen denkbar.

\*\*) Diese Angaben verdanke ich einer Mitteilung von R. Finsterwalder und P. Gast (Hannover).

nach Abzug der Wirkung des Reliefs übrigbleibenden Reststörungen liegen nur an wenigen Stationen innerhalb der durch die Ungenauigkeiten der Messung und der Reduktionsrechnung bedingten Fehlergrenzen.

3. Die Reststörungen zeigen qualitativ nahezu dieselbe Anordnung wie die gemessenen, unreduzierten Lotabweichungen. Es liegt also Unterkompensation in der Tiefe vor. Nur im Rupal-Tal lassen sich die Reststörungen durch ein isostatisch kompensierendes Massendefizit unterhalb des Nanga Parbat-Massivs einigermaßen erklären, besser ist es jedoch, hier Überkompensation anzunehmen. An den übrigen Stationen sind zur Deutung der Lotabweichungen Massenüberschüsse unter den Randmassiven und ein Massendefizit unter dem Indus-Tal von einer Größe nötig, die der Erklärung durch tief gelegene Massenunregelmäßigkeiten Schwierigkeit bereiten. Durch lokale Massenunregelmäßigkeiten lassen sich die Reststörungen zum Teil erklären, doch sind auch hier mitunter große Massen erforderlich.

6. *Schlußbemerkungen.* Wegen den Schwierigkeiten, die den Schwere-messungen bei Hochgebirgsexpeditionen heute noch im Wege stehen, ist es erfreulich, daß die Nanga Parbat-Expedition gezeigt hat, wie unter günstigen Umständen ein gewisser Ersatz durch Lotabweichungsbestimmungen aus trigonometrischen Höhenmessungen möglich ist, was einer Messung der horizontalen Schwerekomponente gleichkommt. Beachtet man, daß einer Lotabweichung von 1" eine horizontale Schwerekomponente von 5 mgal entspricht, so ergibt sich hieraus zunächst, daß in Zukunft eine Steigerung der Genauigkeit notwendig ist. Außerdem ist in genügendem Maße auf gegenseitige Kontrolle der verschiedenen Methoden zu achten\*). Mit einer größeren Meßgenauigkeit müssen die Reduktionen entsprechend genauer durchgeführt werden. Im Hinblick hierauf wäre es wichtig, die Stationen so auszuwählen, daß unsichere Reduktionen vermieden werden können. Günstig sind Stationen auf Gipfeln und in Tälern, ungünstig solche auf halber Höhe der Hänge oder in unmittelbarer Nähe von sehr unregelmäßig gestaltetem Gelände. Außerdem dürfen Beobachtungsstationen nur dann in die Nähe oder gar an den Rand von Gletschern gelegt werden, wenn es möglich ist, die Dicke des Eises mit einer für die Reduktion ausreichenden Genauigkeit zu bestimmen (der große Dichteunterschied zwischen Eis und Gestein gibt sonst Veranlassung zu größeren Fehlern). Selbstverständlich ist zu beachten, daß die geologische Beschaffenheit der in die Reduktionen eingehenden sichtbaren Massen soweit bekannt ist, daß eine zuverlässige Abschätzung der Gesteinsdichten möglich wird.

Besonderes Interesse dürfte die Frage der sehr großen Lotabweichungen verdienen, die durch Massenunregelmäßigkeiten nicht ohne weiteres zu erklären sind.

*Clausthal, Physikalisches Institut, September 1937.*

---

\*) Bei der Nanga Parbat-Expedition 1934 wurden auf keiner Station zugleich beide Methoden der Lotabweichungsbestimmung eingesetzt. Hierbei ist zu bedenken, daß die trigonometrische Bestimmung nicht im Expeditionsprogramm enthalten war, sondern daß sie sich erst nachträglich bei der Auswertung des Beobachtungsmaterials als brauchbar erwies.

## Die Fehler bei der Aufnahme der drahtlosen Zeitsignale und Vorschläge zur Verbesserung

Von Heinrich Gockel. — (Mit 10 Abbildungen)

Die Zeitfehler, die bei Empfang und Registrierung von drahtlosen Zeitzeichen in der Empfangsapparatur entstehen, werden diskutiert und abgeschätzt. Es gelang, die Fehler, die normalerweise Hundertstel Sekunden erreichen, bis auf Tausendstel Sekunden herabzudrücken. Dies wurde durch die Verwendung eines neuen Entstörgerätes erreicht. Der Aufbau des Gerätes wird ausführlich beschrieben.

*I. Einleitung.* Die Ansprüche an die Genauigkeit der Zeitsignale, die von den Sendern Nauen, Rugby, Bordeaux usw. täglich gegeben werden, sind in den letzten Jahren bedeutend gestiegen. Die Zeitinstitute haben sich bemüht, die

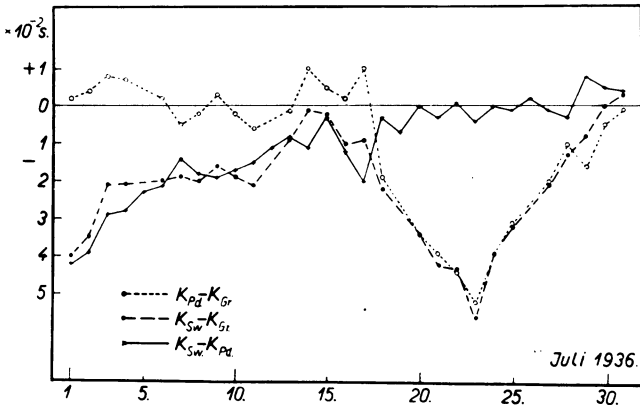


Fig. 1. Abweichungen der Korrekturen des Nauensignales für den Monat Juli 1936.

$K_{Pd}$ . = Korrektur des Geodätischen Institutes Potsdam,  
 $K_{Gr}$ . = " der Sternwarte Greenwich,  
 $K_{Sw}$ . = " " Deutschen Seewarte

Genauigkeit der Zeichen mehr und mehr zu verbessern. Für genaueste wissenschaftliche Messungen stehen dazu noch die von den Zeitinstituten herausgegebenen genaueren Korrekturen der Signale zur Verfügung, die auf Grund astronomischer Sternbeobachtungen bzw. der Stände von Quarzuhren usw. ermittelt werden. Es ist also so einem jeden Laboratorium die Möglichkeit gegeben, sich über ein drahtloses Zeitsignal und unter Verwendung der betr. Korrekturen z. B. an die Quarzuhr in Potsdam anzuschließen und sich so eine genaue Uhrzeit zu schaffen. Das Zeitsignal dient dabei nur zur Vermittlung, seine absolute Genauigkeit auf der Senderseite ist in diesem Falle unwesentlich. Die drahtlose Übertragung der Zeichen bringt jedoch besonders auf der Empfängerseite viele Fehlermöglichkeiten

mit sich, die im folgenden näher beurteilt werden sollen. Die Korrekturen der Signale, die für ein und dasselbe Zeichen von verschiedenen Zeitinstituten angegeben werden, stimmen keineswegs überein. Fig. 1 zeigt für den Monat Juli 1936 die Abweichungen von Korrekturen der Deutschen Seewarte, des geod. Instituts Potsdam und der Sternwarte Greenwich untereinander. Die Werte beziehen sich auf das Nauensignal 13.01 Uhr. Der Grund für die zum Teil beachtlichen Abweichungen liegt einmal in der ungenauen Bestimmung der wirklichen Zeit und dann in den Fehlern, die beim Empfang und der Registrierung der Zeitzeichen auftreten. Einen Überblick über die Größe dieser rein elektrisch bedingten Fehler geben einige Messungen von Schütte\*). Er stellte an seiner Empfangsanlage für das Bordeaux-Vorsignal  $\pm 0.0017$  sec, Bordeaux-Hauptsignal  $\pm 0.0018$  sec, Rugby-Signal  $11^h \pm 0.0019$  sec als mittleren Fehler fest. Die Abweichungen vom täglichen Gang können leicht Werte bis zu  $1/100$  sec erreichen.

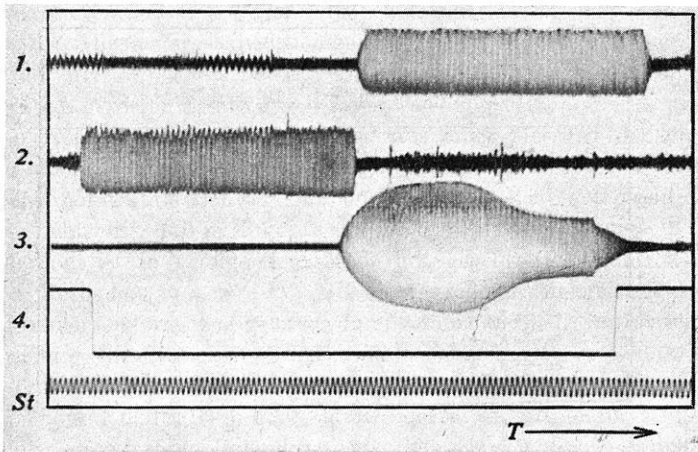


Fig. 2. Einfluß der Empfängerdämpfung auf die Signalform

2. *Diskussion der Fehler.* Für die folgenden Betrachtungen soll zunächst einmal festgestellt werden, was wir als Fehler ansehen wollen. Im allgemeinen wird das Signal auf seinem Wege vom Sender zum Empfänger und dann im Empfänger und den Registriervorrichtungen Verzögerungen erleiden. Als Fehler sehen wir nur die Schwankungen dieser Verzögerungszeiten an, da der absolute Stand des Signals im allgemeinen nicht interessiert, sondern nur der Gang, d. h. die Differenz zweier Standbeobachtungen an aufeinanderfolgenden Tagen. Da konstante Verzögerungen des Zeicheneinsatzes keine Fehler bringen, lassen wir die Laufzeit der elektrischen Wellen vom Sender zum Empfänger unberücksichtigt. Messungen über Schwankungen dieser Laufzeit, soweit sie Fehler hervorrufen können, liegen nicht vor, solche Fehler sind auch unwahrscheinlich.

\*) K. Schütte: A. N. 247, 173 (1932).

Die Hauptfehlerquelle ist der Empfänger, der die Signale aufnimmt. Welche Anforderungen werden an den Empfänger gestellt? Das Zeichen soll störungsfrei aufgenommen werden, so daß der Nullpunkt nicht durch Nachbarsender gestört ist. Dann soll der Einschwingvorgang des Zeichens, der ja immer vorhanden ist, wenn abgestimmte Kreise benutzt werden, möglichst klein sein, um einen exakten Einsatz des Signales zu bekommen. Die Fehler sind um so größer, je stärker das Hauptsignal durch die Nachbarsender gestört ist, und je längere Zeit das Zeichen braucht, um auf Normalamplitude anzusteigen. Diese beiden Forderungen widersprechen sich aber und sind zudem noch an die Wellenlänge des Senders und die Dämpfung des Empfängers gebunden. Wenn der Empfänger stark entdämpft ist, so trennt er sehr scharf, so daß Störsender kaum aufgenommen werden, die Einschwingzeit des Zeichens auf Normalamplitude ist jedoch sehr groß. Umgekehrt bekommt man bei starker Dämpfung wohl eine kurze Einschwingzeit, aber viele Störer auf den Registrierstreifen. Fig. 2 zeigt drei derartige Vergleichsaufnahmen, bei denen das Nauensignal 13.01 Uhr mit einem Schleifenoszillographen aufgenommen wurde. Signal 1 ist ein normales Zeichen bei mittlerer Dämpfung des Empfängers. Signal 2 zeigt das gleiche Zeichen bei stärkerer Dämpfung, die Störungen nehmen zu, der Einsatz des Zeichens ist aber kürzer. Signal 3 ist absolut störungsfrei, aber die Einschwingzeit ist sehr groß, der Empfänger wurde stark entdämpft. Weiter zeigt der Film noch den Sekundenschlag einer Schuler-Uhr (4) und die Marken eines  $\frac{1}{100}$  sec Stimmgabelschreibers (St).

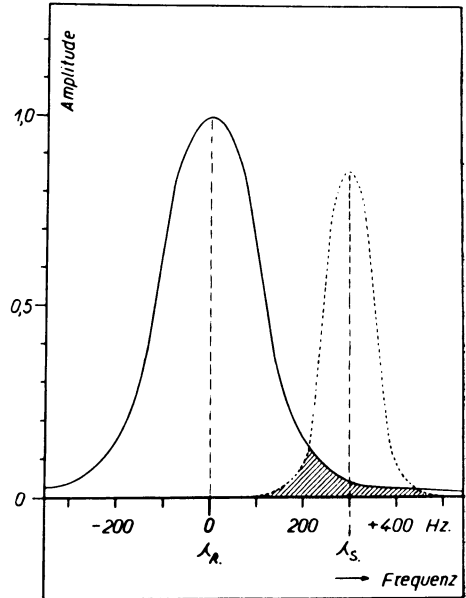


Fig. 3.  
Resonanzkurven des Empfängers ———  
und eines Störsenders - - - -

Signal 3 ist absolut störungsfrei, aber die Einschwingzeit ist sehr groß, der Empfänger wurde stark entdämpft. Weiter zeigt der Film noch den Sekundenschlag einer Schuler-Uhr (4) und die Marken eines  $\frac{1}{100}$  sec Stimmgabelschreibers (St).

Ich will nun die Einschwingzeiten berechnen, die bei einer genügenden Störfreiheit des Signals und auf Grund der vorliegenden Daten von Wellenlänge und Zahl der vorhandenen Störsender zu erwarten sind. Die Abschätzungen gelten für alle Zeitzeichensender innerhalb des Wellenbereichs um 18000 m Wellenlänge. Fig. 3 zeigt die Resonanzkurve eines Empfängers, der auf die Welle  $\lambda_r$  des Signal-senders abgestimmt sein soll. Weiter ist eine zweite kleinere Resonanzkurve eines beliebigen Störsenders auf der Welle  $\lambda_s$  eingezeichnet. Der schraffierte Teil wird vom Empfänger als Störung mit aufgenommen.

Die Gleichung für die Resonanzkurve des auf den Hauptsender abgestimmten Empfängers lautet:

$$d = \frac{2\pi \cdot \Delta \lambda_r}{\lambda_r} \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{i_r}{i}\right)^2 - 1}} \dots \dots \dots (1)$$

dabei bedeutet:  $d$  = Dämpfung,  $\lambda$  = Wellenlänge,  $i$  = Stromamplitude. Die Gleichung für die Frequenzkurve des Störsenders lautet entsprechend:

$$d_s = \frac{2\pi \cdot \Delta \lambda_s}{\lambda_s} \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{i_s}{i}\right)^2 - 1}} \dots \dots \dots (2)$$

Wir machen die Annahme, daß Störsender und Hauptsender am Aufnahmeort gleiche Empfangsstärke haben sollen, d. h.

$$i_r = i_s.$$

Außerdem wird für den Störsender ein log. Dämpfungsdekrement  $d_s$  von nur  $5 \cdot 10^{-3}$  angenommen. Die beiden Resonanzkurven sollen sich überschneiden und dabei wollen wir zugestehen, daß der Störsender noch bis zu 10% der Signalamplitude des Hauptsenders aufgenommen werden kann, ohne störend zu wirken, d. h.

$$i = \frac{i_r}{10} \quad \text{oder} \quad \frac{i_r}{i} = \frac{i_s}{i} = 10.$$

Dann ergibt Gleichung (1):

$$d = \frac{0.63 \cdot \Delta \lambda_r}{\lambda_r} \dots \dots \dots (3)$$

und Gleichung (2):

$$\Delta \lambda_s = \frac{5 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda_s}{0.63} \dots \dots \dots (4)$$

Für eine Wellenlänge von  $\lambda_s = 18000$  m wird:

$$\Delta \lambda_s = 143 \text{ m.}$$

Nach Fig. 3 ist  $\lambda_s - \lambda_r = \Delta \lambda_r + \Delta \lambda_s$ . Der durchschnittliche Abstand der Sender voneinander beträgt in dem Bereich um 18000 m etwa 300 m. Dann ist:

$$\Delta \lambda_r = 300 - 143 = 157 \text{ m.}$$

Setzen wir diesen Wert für  $\Delta \lambda_r$  sowie für die Wellenlänge  $\lambda_r = 18000$  m in die Gleichung (3) ein, dann ergibt das für den Empfänger ein log. Dämpfungsdekrement von:

$$\underline{d = 5.5 \cdot 10^{-3}.}$$

Der Anstieg des aufgenommenen Zeichens auf die Normalamplitude  $J_0$  erfolgt nach der Gleichung:

$$i = J_0 - J_0 \cdot e^{-\frac{d}{T}} \dots \dots \dots (5)$$



Dabei ist  $T$  die Dauer einer Hochfrequenzschwingung. Die Zeitdauer für den Anstieg bis auf 95% der Normalamplitude beträgt:

$$t = 3 \cdot \frac{T}{d} \dots \dots \dots (6)$$

$$T = \frac{\lambda}{300\,000} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ sec.}$$

Den oben ermittelten Wert für  $d$  und diesen Wert für  $T$  in Gleichung (6) eingesetzt, ergibt für:

$$t = 3.3 \cdot 10^{-2} \text{ sec.}$$

Schon unter den günstigen Bedingungen, die für diese Berechnungen angenommen wurden, beträgt also die Einschwingzeit des Zeichens mehrere Hundertstel Sekunden, wenn man nur eine annähernde Störungsfreiheit erreichen will. In vielen Fällen liegen die Verhältnisse weit ungünstiger. Diese Berechnungen gelten in gleicher Weise für alle Hochfrequenzkreise des Empfängers.

Zur Abhörung des Signals bei der Aufnahme wird das ankommende Hochfrequenzzeichen im allgemeinen mit einer zweiten Frequenz  $\nu$  überlagert, so daß eine Tonfrequenz z. B. von 1000 Hz entsteht. Zur Erhöhung der Trennschärfe ist dann ein Tonselektionskreis eingeschaltet, der auf der Niederfrequenzseite des Empfängers die Trennschärfe erhöhen soll. Der Tonselektionskreis der üblichen Empfänger bringt die gleichen Vor- und Nachteile wie ein Hochfrequenzabstimmkreis. Es ist aber außerdem noch folgendes zu beachten: Die Modulationsfrequenz  $\nu$  ergibt sowohl mit der Frequenz  $n_1$  des Hauptsenders wie mit der Frequenz  $n_2$  eines angenommenen Störsenders die Tonfrequenz  $n$ , denn  $n_1 - \nu = n$  und  $\nu - n_2 = n$ , wenn nur  $n_1 > \nu > n_2$  ist. Es ist also mit dem Tonselektionskreis keine eindeutige Trennung möglich, solange nicht die Tonfrequenz  $n$  sehr hoch liegt, nur in solchem Falle wird der betreffende Störsender  $n_2$  schon durch die Hochfrequenzabstimmung gesperrt. Der zur weiteren Verstärkung dienende Niederfrequenzteil des Empfängers bringt keine weiteren Fehler, wenn er als Widerstandsverstärker aufgebaut ist.

Am Ausgang des Empfängers ist die Registriervorrichtung angeschlossen, die große Fehler hervorrufen kann. Die beste Registriereinrichtung ist der Schleifenoszillograph, der den Zeicheneinsatz bei nicht zu starker Störung der Nullage relativ am genauesten aufzeichnet. An nächster Stelle in der Qualität stehen die Drehspulsnellschreiber, die bei genügender Geschwindigkeit des Registrierstreifens eine genaue Aufzeichnung ergeben. Die gewöhnlichen Chronographen dagegen können bedeutende Fehler zeigen. Bei nicht sauberer, immer gleicher Einstellung kann sich der Schaltungspunkt der Relais leicht ändern. Außerdem sind die Relais empfindlich gegen Vormagnetisierung des Eisens, also gegen die Störung der Nullage, wie sie durch Störsender hervorgerufen wird. Treusein und Freiesleben\*) haben für eine Vormagnetisierung von etwa 50% eine

\*) E. Treusein u. H. C. Freiesleben: A. N. 242, 233 (1931).

Änderung der Verzögerungszeit von  $\frac{1}{100}$  sec gemessen. Die größten Fehler bei derartigen Relais, die keine Extrapolation auf den Nullpunkt gestatten, entstehen aber durch wechselnde Einstellung des Empfängers. Je nach Dämpfung und Amplitude des Empfängers ändert sich der Einschwingvorgang des Zeichens, und da das Relais erst bei einem bestimmten Schwellwert anspricht, auch die Verzögerungszeit. Als letzte Fehlerquelle bleibt schließlich noch eine ungenaue Zeitmarkierung des Chronographen, die durch den ungleichmäßigen Ablauf des Registrierstreifens oder durch eine ungenaue Stimmgabelmarkierung hervorgerufen werden kann. Ich will mich jedoch hier nur auf die Beurteilung der oben angeführten Fehler beschränken.

3. *Verbesserungsvorschläge.* Für die Beseitigung dieser Fehler ist die Hauptforderung, daß das ankommende Signal sowohl störungsfrei als auch mit kleiner Einschwingzeit aufgenommen wird. Der beste und keine weiteren Nachteile bringende Ausweg wäre eine Verlegung des Wellenbereiches der Zeitzeichensender nach kürzeren Wellen. Es ist die einzige sichere Möglichkeit, die Aufnahmefehler bedeutend zu verringern. Solange dies aber nicht möglich zu sein scheint, müssen andere Auswege gesucht werden. Wie läßt sich eine Abstimmung der Sender ohne Vergrößerung der Einschwingzeiten erreichen? Hochfrequenztechnisch steht da zunächst die Rahmenantenne zur Verfügung, die jedoch bei langen Wellen sehr groß wird und daher nur in größeren Instituten zu verwenden ist. Außerdem bringt die Rahmenantenne nur eine unvollkommene Trennung der Sender, die örtlich sehr verschieden ist. Die Güte der Empfangsverhältnisse ist nicht überall gleich. Das Geodätische Institut in Potsdam kann wegen der kürzeren Entfernung den Sender Nauen viel besser und fehlerfreier empfangen als z. B. die Signale von Rugby oder Bordeaux. In Göttingen machen sich dagegen kaum große Unterschiede bemerkbar.

Die Trennung des Signalsenders von den Nachbarsendern geschieht aber im wesentlichen durch die Hochfrequenzkreise des Empfängers. Leider ist es nicht möglich, für den Wellenbereich um 18000 m ein Bandfilter zu bauen, daß sowohl die Störsender beseitigt als auch nur kleine Einschwingzeiten bringt. Da der Senderabstand relativ dicht, im Mittel etwa 280 Hz ist, ist eine starke Entdämpfung der Abstimmkreise nötig, um die erforderliche Flankensteilheit der Resonanzkurven zu bekommen. Dies geschieht zumeist durch eine Rückkopplung, die aber den großen Nachteil hat, daß sich die Dämpfung des Empfängers zu leicht ändert, dadurch ändern sich die Verzögerungszeiten. Ich habe daher auf die Rückkopplung verzichtet und ein Bandfilter benutzt, das aus zwei normalen Hochfrequenzkreisen so aufgebaut ist, daß die Kreise etwas gegeneinander verstimmt sind. Die Hochfrequenzkreise sind aber nicht, wie sonst bei Bandfiltern üblich, miteinander gekoppelt, sondern mit Hilfe einer als Ventil wirkenden Elektronenröhre hintereinander geschaltet. Fig. 4 zeigt die Resonanzkurven der Kreise I und II. Das Filter arbeitet so, daß nur die Sender innerhalb des ausgezogenen Kurventeiles durchgelassen werden. Auf diese Weise wurde ein enger Durchlaßbereich der

Abstimmittel ohne die bei der Rückkopplung auftretenden störenden Dämpfungsänderungen erzielt und eine Konstanz der Einschwingzeiten über lange Zeiträume erreicht. In die Fig. 4 sind außerdem alle Sender in der Nähe der Welle von Nauen eingezeichnet, und zwar maßstäblich mit der Feldstärke, wie sie für den Empfang in Göttingen berechnet wurde. Da die Sender relativ dicht liegen, fallen noch eine Menge Störer in den Durchlaßbereich des Hochfrequenzfilters. Durch Änderung der Resonanzfrequenz eines der beiden Kreise läßt sich der Durchlaßbereich beliebig verkleinern. Um jedoch einen nicht zu sehr verzögerten Zeicheneinsatz am Ausgang des Empfängers zu bekommen, wurde auf die weitere Erhöhung der Selektivität verzichtet und das Zeichen im Niederfrequenzteil durch eine Zusatzeinrichtung völlig entstört.

Es wurde ein Gerät entwickelt, das hinter den Hochfrequenzempfänger mit oder ohne Tonmodulation geschaltet wird, und das ankommende Signal von den sich überlagernden Störern befreit. Das Prinzip beruht darauf, daß kleine Amplituden nicht vom Gerät übertragen, größere dagegen verstärkt werden. Bis zu einer genau definierten und regelbaren Amplitude, z. B. bis zu 30% der Größe des aufzunehmenden Signals werden alle Störer unterdrückt. Die Schaltung

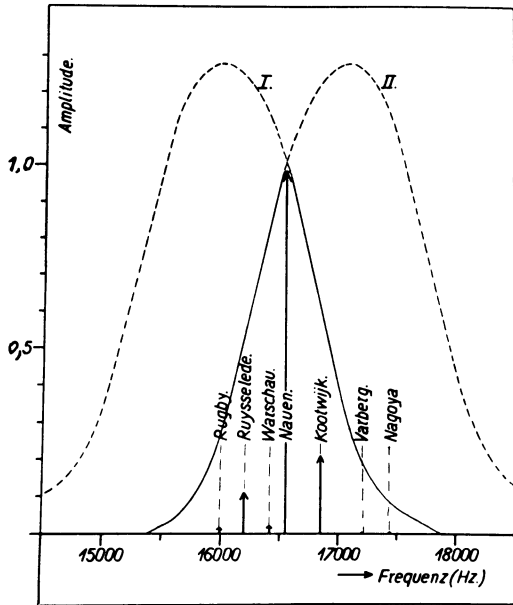


Fig. 4. Resonanzkurven des Bandfilters

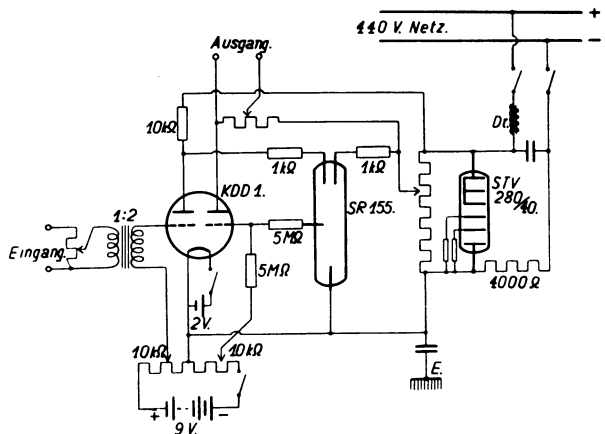


Fig. 5. Schaltung des Entstörgerätes

Das Prinzip beruht darauf, daß kleine Amplituden nicht vom Gerät übertragen, größere dagegen verstärkt werden. Bis zu einer genau definierten und regelbaren Amplitude, z. B. bis zu 30% der Größe des aufzunehmenden Signals werden alle Störer unterdrückt. Die Schaltung

des Geräts zeigt Fig. 5. Über einen potentiometrisch regelbaren Eingangstransformator wird das Signal auf das erste System einer Verstärkerröhre KDD 1 gegeben. Die Gitterspannung des Verstärkersystems ist durch ein Potentiometer so eingestellt, daß die Anode ein Potential von etwa 150 Volt gegen die Kathode hat, solange am Eingang keine Spannung liegt. Bei Eintreffen des Signals (hoch- oder tonfrequente Wechselfspannung) schwankt das Anodenpotential innerhalb einer durch die Verstärkung und den im Anodenkreis liegenden Widerstand von 10 kOhm bestimmten Grenze von  $150 - \Delta P$  bis  $150 + \Delta P$  Volt. Diese Schwankungen werden zur Steuerung einer Glühlampe benutzt. Das Glühlammröhre

(Type SR 155 der D. Gl.-Ges.) besitzt eine Anode, an die die Steuerspannung gelegt wird, eine Hilfsanode, die zur Vermeidung des Erlöschens der Lampe bei Betrieb dient, und an der dauernd eine konstante Gleichspannung von etwa 155 Volt liegt. Die Kathode der Röhre ist stabförmig ausgebildet. Bei Erhöhung des an der Anode liegenden Potentials überzieht sich der Kathodenstab mehr und mehr mit Glühlicht. Dadurch bekommt die in das Glühlammröhre seitlich eingeführte Sondenelektrode ein positives Potential gegen die Kathode, hierdurch wird das zweite Verstärkersystem der Elektronenröhre KDD 1 gesteuert, in dessen Anodenkreis das Relais bzw. die Meßschleife zur Aufnahme des Signals liegt. Die

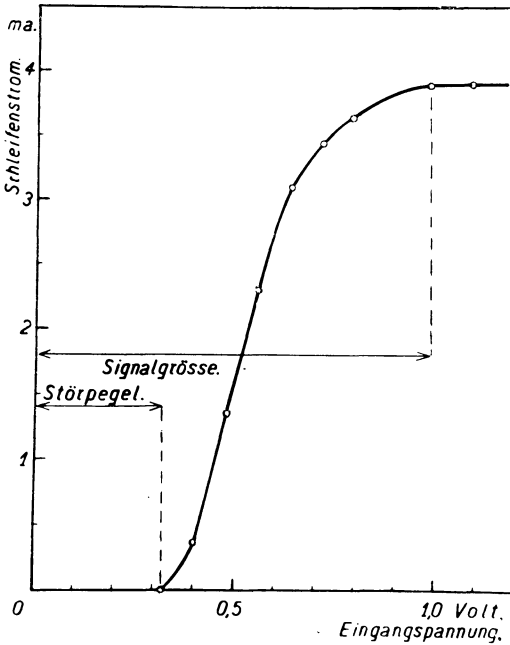


Fig. 6. Charakteristik des Entstörgerätes

Anodenspannungen werden einer mit drei Strecken zu je 70 Volt betriebenen Stabilisierungseinrichtung des 440 Volt-Gleichstromnetzes entnommen. Die zweite Steuerstufe der Elektronenröhre arbeitet erst dann, wenn an der Sondenelektrode eine Spannung auftritt, d. h. erst dann, wenn sich die Kathode des Glühlammrohres mit Glühlicht überzieht. Dieser Zustand wird erreicht, wenn das Potential der Hauptanode und damit der Anode des ersten Verstärkersystems über das durch die Hilfsanode fest eingestellte Potential hinaus steigt. Durch Regelung der am ersten Verstärkersystem liegenden Gittervorspannung läßt sich das Anodenpotential so einstellen, daß bei kleinen Amplituden die Spannung der Hilfsanode nicht erreicht wird, und erst die größeren Amplituden ein An-

wachsen der Glimmstrecke bringen. Gleichzeitig wird die Gittervorspannung des zweiten Verstärkersystems so eingestellt, daß der Anodenstrom dieses Systems bis auf Null zurückgeht, solange die Sondenelektrode keine Spannung bekommt. Dadurch wird ein sauberer und genau definierter Nullpunkt für die im Anodenkreis liegenden Relais bzw. Meßschleifen erreicht. Die Einrichtung arbeitet nach einer einmaligen Einbrennzeit vollkommen stabil und zuverlässig. Die Beobachtung der Glimmstrecke erlaubt eine saubere Abstimmung des Empfangsgeräts. Durch Verändern der Gitterspannung des ersten Verstärkersystems läßt sich jede beliebige Amplitude von dem eintreffenden Signal abschneiden. Kleinere Störer werden so beseitigt. Fig. 6 zeigt eine Charakteristik des Geräts. Es ist der Ausgangsstrom als Funktion der am Eingang liegenden Steuerspannung aufgenommen. Die Gittervorspannung war so reguliert, daß 30% der Eingangs-

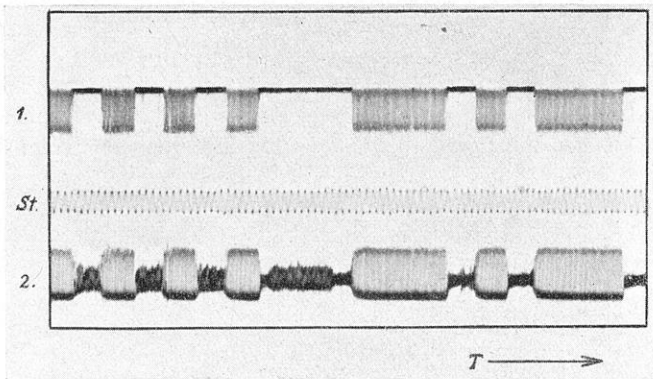


Fig. 7. Entstörung eines Telegraphiezeichens.  
(1) Entstörtes und (2) gestörtes Zeichen

amplitude nicht übertragen wurden. Von 0.3 Volt ab bis zu 0.7 Volt werden die Spannungen linear verstärkt. Dann nähert sich der Ausgangsstrom einem Grenzwert, der die im Ausgang liegenden empfindlichen Relais bzw. Oszillographenschleifen vor der Zerstörung schützt. Man sieht, daß das Gerät bei etwa 1 Volt Eingangsspannung voll angesteuert ist, bei dieser Amplitude sind etwa  $\frac{2}{3}$  der Kathode des Glimmrohres mit Glimmlicht überzogen. Die Wirksamkeit der Entstörung durch das Gerät zeigt Fig. 7. Es wurde ein stark gestörter Telegraphiesender auf Welle 18000 m aufgenommen. Das Oszillogramm zeigt auf Schleife 2 das Zeichen mit den Störungen, wie es im Ausgang des Empfängers registriert wurde. Schleife 1 gibt das entstörte Signal wieder, unter Zwischenschaltung des Störbeseitigungsgeräts. *St.* ist die Marke eines Stimmgabelzeitschreibers von 100 Hz. Man sieht aus der Abbildung, daß die relativ großen Störsender kaum wiedergegeben werden, das Hauptsignal dagegen sauber und einwandfrei von jedem Relais aufgenommen werden kann. Wegen des plötzlichen steilen Zeichenanstiegs treten keine weiteren Verzögerungszeiten mehr auf. Fig. 8 zeigt ein ent-

störtes Nauensignal, daneben sieht man die Stimmgabelmarken von 100 Hz und den Sekundenschlag eines Schuler-Pendels, bei dem die Schläge durch eine Photozelle ausgelöst werden.

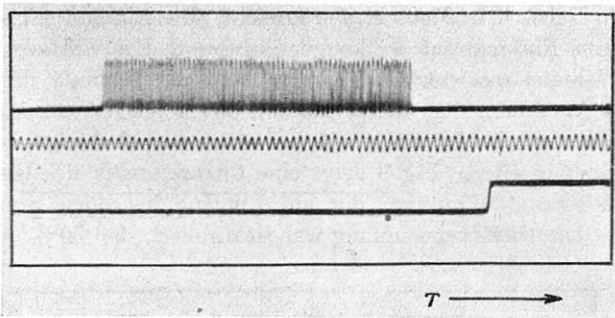


Fig. 8. Entstörtes Nauensignal 13.01<sup>h</sup>

Die praktische Ausführung des Geräts, das einen geringen Aufwand an Material erfordert, ist aus den Fig. 9 und 10 zu ersehen. Die Vorderwand trägt die Skalen-

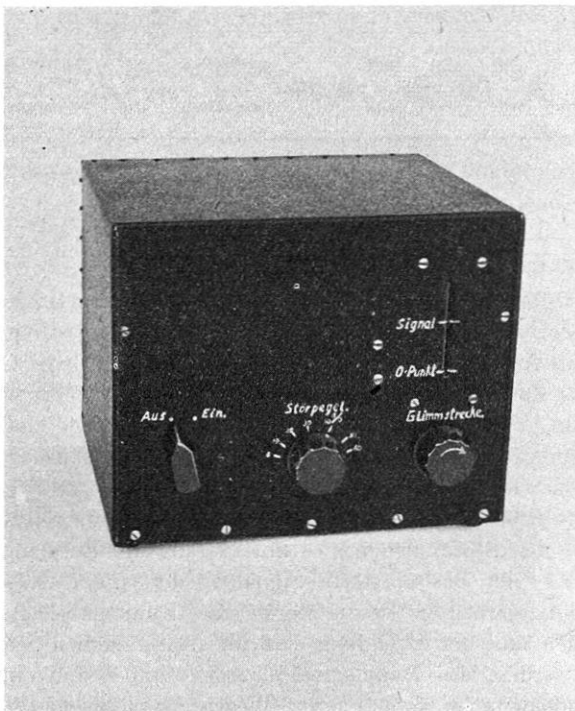


Fig. 9. Das Störbeseitigungsgerät

knöpfe zur Einstellung und einen Sehschlitze zur Beobachtung des Glimmrohres bei der Abstimmung. Die Schaltelemente sind auf einem Aluminiumchassis montiert und durch eine Metallhaube abgeschirmt.

Nachdem ich den Aufbau und die Ausführung des Geräts beschrieben habe, komme ich jetzt auf die eventuell auftretenden Fehler zu sprechen. Fehler können auftreten durch Amplitudenverzerrungen und Zeitverzögerungen. Durch die Schaltelemente bedingte Verzögerungen des Signaleinsatzes sind nicht zu erwarten,

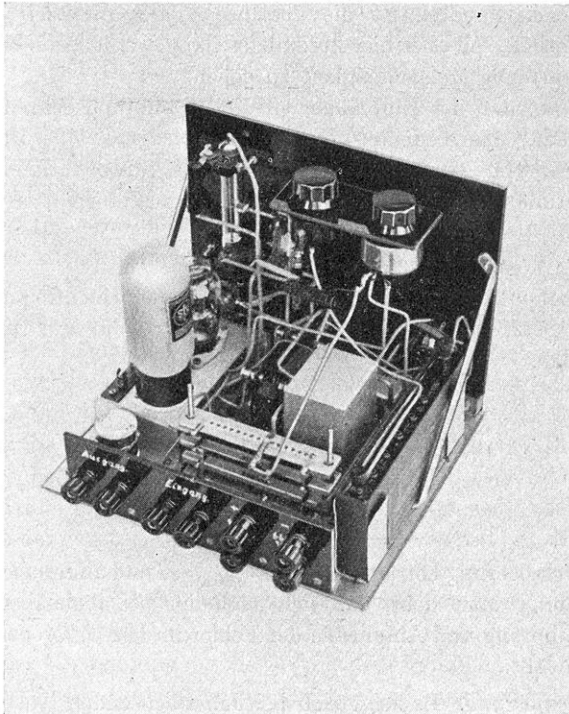


Fig. 10. Innensicht des Gerätes

da die Elektronenröhre, das Glimmrohr und die induktionsfreien Widerstände trägheitslos arbeiten und Kondensatoren nicht benutzt wurden. Eine geringe Zeitverzögerung ist aber durch die Signalförm beim Einsatz bedingt. Das vom Empfänger aufgenommene und mehr oder weniger stark gestörte Signal steigt bekanntlich nicht steil linear, sondern langsam nach einer  $e$ -Funktion bis zur Normalamplitude an. Im Gerät wird der untere Teil der Amplitude abgeschnitten und damit eine Verzögerung des neuen Zeichens gegenüber dem ursprünglichen hervorgerufen. Diese Verzögerung bleibt konstant, wenn 1. die Dämpfung der Empfangsanlage konstant bleibt, und 2. die Eingangsspannung des eintreffenden Signals immer gleich groß ist. Die Dämpfung ist bei Verwendung des oben be-

schriebenen Bandfilters leicht konstant zu halten. Die Eingangsspannung wird bei der täglichen Aufnahme mit dem Eingangspotentiometer immer auf die gleiche Amplitude eingestellt. Dies kann an der Länge der Glimmstrecke gut kontrolliert werden. Die Strecke wird bis zu einer Marke, die der Sättigung des Ausgangsstromes entspricht, eingestellt. Es läßt sich dann das Potentiometer zur Regelung der Gitterspannung des ersten Verstärkersystems direkt in Prozent der abgeschnittenen Störamplitude eichen. Bei der täglichen Aufnahme ist also nur die Eingangsspannung zu regeln. Da es sich bei den Signalaufnahmen um die Messung von Zeitdifferenzen handelt, ist die absolute Verzögerungszeit innerhalb des Gerätes unwesentlich, soll aber hier kurz abgeschätzt werden, um einen Überblick über die zu erwartende Meßgenauigkeit zu geben.

Ich nehme an, daß der Empfänger ein log. Dämpfungsdekrement von etwa  $d = 1.8 \cdot 10^{-2}$  hat, das bedeutet für das Nauensignal eine Dauer des Einschwingvorganges von etwa  $1/100$  sec. Durch die Störbeseitigung sollen 30% der Signalamplitude abgeschnitten werden. Das Signal steigt nach der Funktion:

$$J = J_0 - J_0 \cdot e^{-d \frac{t}{T}} \dots \dots \dots (5)$$

auf die Normalamplitude  $J_0$  an.  $T$  ist die Dauer einer Hochfrequenzschwingung =  $6 \cdot 10^{-5}$  sec. Setzt man in Gleichung (5) die Werte für  $d$ ,  $T$  und  $J = 0.3 J_0$  ein, so ergibt das:

$$0.7 = e^{-1.8 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{t}{6 \cdot 10^{-5}}},$$

$$t = \frac{\ln 0.7}{3 \cdot 10^3},$$

$$t = \underline{1.2 \cdot 10^{-3} \text{ sec.}}$$

Die Signalverzögerung beträgt also etwa  $1/1000$  sec und ändert sich proportional mit der Dämpfung. Man sieht, daß sich auch nur bei angenäherter Konstanthaltung von Dämpfung und Amplitude der Fehler in den Differenzen leicht unter  $1/1000$  sec halten läßt.

**4. Zusammenfassung.** Es zeigt sich bei den wachsenden Ansprüchen an die Genauigkeit der drahtlosen Zeitsignale die Notwendigkeit, die Aufnahmefehler bei Empfang und Registrierung der Zeitzeichen herabzusetzen. Diese Fehler werden diskutiert und ihre Größe wird abgeschätzt. Im zweiten Teil der Arbeit werden Verbesserungsvorschläge gemacht. Neben der Verwendung eines Spezialbandfilters wurde ein Entstörungsgerät entwickelt, das zwischen Empfänger und Registriereinrichtung geschaltet wird und das Signal von allen Störungen befreit. Die Güte der so verbesserten Empfangsanlage wird an einigen Signalaufnahmen gezeigt.

Auch an dieser Stelle ist es mir ein Bedürfnis, der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Helmholtz-Gesellschaft für Physik für die Unterstützung dieser Arbeiten zu danken. Herrn Prof. Dr. M. Schuler, Göttingen, bin ich für sein dauerndes förderndes Interesse am Fortgang der Untersuchungen zu großem Dank verpflichtet.

Göttingen, Universitäts-Sternwarte, August 1937.



## Über eine photographische Ableseeinrichtung am Doppelkompaß

Von G. Fanselau. — (Mit 2 Abbildungen)

Bei der Neukonstruktion des Doppelkompasses hatte Bidlingmaier\*) s. Z. besonderes Gewicht gelegt auf eine zweckmäßige Ablesemöglichkeit der beiden sich spreizenden Rosen. Er benutzte einen Vorschlag von Stamkart und legte mitten zwischen beide Rosen eine planparallele Glasplatte, mit deren Hilfe es in bekannter Weise gelingt, die vier Kardinalpunkte der oberen Rose parallaxefrei auf die Teilung der unteren Rosen zu beziehen. Für den praktischen Gebrauch an Bord ist dies zweifellos die einzig wirklich leistungsfähige Methode der direkten Ablesung bei zwei gleichzeitig sich bewegenden Skalen. Bidlingmaier leistete bewußt Verzicht darauf, den Winkel jeder Rose für sich gegen eine feste Marke zu bestimmen. Immerhin hatte er auch hierfür bei seinem Instrument Vorsorge getroffen durch die Anbringung je zweier senkrechter Fäden, die es mit ausreichender Genauigkeit gestatten, die Eigenwinkel der Rosen zu bestimmen. Die Ablesung ist freilich nicht bequem, kann aber im Hinblick darauf, daß ja die Eigenwinkel nicht häufig, vor allem aber nicht häufig auf schwankendem Untergrunde, bestimmt werden sollten, als ausreichend bezeichnet werden.

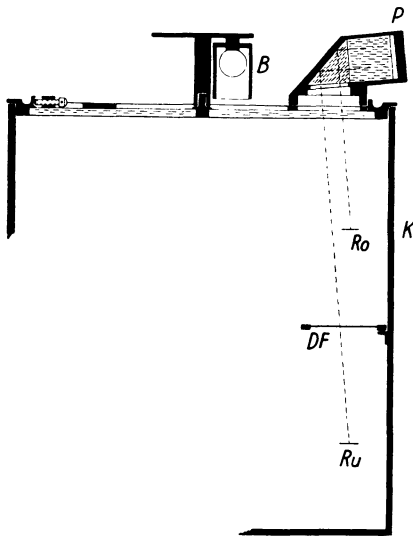
Es hat sich nun bei den vielen Messungen, die ich mit dem von der Carnegie-Institution für die Artisfahrt des „Graf Zeppelin“ gestifteten Doppelkompaß zu machen Gelegenheit hatte, gezeigt, daß die von Bidlingmaier benutzte Ablese-methode mit Hilfe der Glasplatte doch nicht ganz frei von Parallaxe sein kann. Variierend mit der gegenseitigen Entfernung der Rosen zeigten sich parallaktische Einflüsse, die sich nie ganz beseitigen ließen, und die im ungünstigsten Falle bis zu  $0,5^{\circ}$  betragen haben. Auf bewegtem Untergrund, wo überhaupt nur auf ganze Grade abgelesen wird, spielen solche Einflüsse natürlich keine Rolle. Anders ist es jedoch bei der Verwendung des Geräts auf dem Lande oder auf ruhigem Schiff, z. B. bei Deviationsbestimmungen an der Boje oder bei exakten Messungen im Laboratorium. Hier empfand ich mitunter diese Fehler als störend, und dies führte mich darauf, die Ableseeinrichtung zu verändern, vor allem auch im Hinblick auf eine gleichzeitig mit zu erstrebende Vereinfachung der Ablesung der Eigenwinkel der Rosen. Denn gerade die weiteren Verwendungsmöglichkeiten des Doppelkompasses für Nautik sowohl als für die reine Forschung beruhen ja gerade auf der Ablesung jener Eigenwinkel.

Die von mir gewählte Ableseeinrichtung, die gleichzeitig zur photographischen Fixierung der Stellung der Rosen im Doppelkompaß geeignet ist, zeigt schematisch Fig. 1. Mit Hilfe eines um einen bestimmten Winkel schräg gestellten Prismas von  $45^{\circ}$  gelingt es sehr einfach, die Teilungen beider senkrecht untereinander

---

\*) Bidlingmaier: Deutsche Südpolarexpedition 1901—1903, Bd. V, Erdmagnetismus, I.

befindlichen Rosen nebeneinander ins Gesichtsfeld des Prismas zu bekommen, wie es in der Figur angedeutet ist. Es sind zwei solcher Prismensätze (in der Figur ist nur einer gezeichnet) vorgesehen, einander diametral gegenüberliegend. Um beide Gesichtsfelder nach ein und derselben Seite hin ablesbar zu machen, so daß der Beobachter nicht gezwungen ist, seinen Standpunkt beim Ablesen des Instruments zu verändern, wurde noch je ein zweites Prisma benutzt, das das Bild bei beiden Prismen nach derselben Seite — in der Figur nach der dem Beschauer zugewandten Seite — zeigt. Bei der von mir getroffenen ersten Versuchsanordnung wurde der eine der beiden Prismensätze mit photographischer Einrichtung versehen, während der zweite für die direkte Ablesung bestimmt ist, um so gleichzeitig auf beide Arten die Rosen beobachten zu können. Die direkte



Ro : Obere Rose,  
 Ru : Untere Rose,  
 DF : Doppelfaden,  
 B : Belichtung,  
 P : Prismensatz,  
 K : Kompaßkessel.

Fig. 1.  
 Schematische Darstellung  
 der Ablesevorrichtung

Ablesung kann nun einmal geschehen in Anlehnung an Bidlingmaier. Man liest eine runde Gradzahl der einen Rose, z. B. der oberen in ihrer veränderlichen Stellung in bezug auf die andere, untere, Rose ab. Bei nicht ganz extrem großen Schwankungen der Rosen genügt die gewählte Größe des Gesichtsfeldes im allgemeinen, um mit *einem* solchen Fixpunkt der oberen Rose auszukommen; daneben wurde auch noch die Einrichtung getroffen, um beide Rosen bei Messungen auf ruhigem Untergrund direkt auf einen festen Punkt zu beziehen. In jedem Prismensatz befindet sich ein feiner Strich, der mit einem Doppelfaden — DF in der Fig. 1 — zur Deckung gebracht, eine direkte parallaxefreie Ablesung gestattet. Der Abstand der Doppelfäden ist dabei etwas größer als die Breite der Querverspannungen der Rosen gewählt, so daß stets ein Faden ablesbar bleibt, falls der andere durch diese Querträger verdeckt ist. Die Stellung der Prismensätze ist an einer Skala auf dem Deckel des Doppelkompasses genau festzustellen und

kann nach Belieben besonderen Bedürfnissen entsprechend gedreht werden. Die Belichtung der Rosen wurde aus verschiedenen Gründen von außen her durchgeführt. Dem Nachteil der so erforderlichen größeren Lichtstärke stehen mehrere Vorteile gegenüber. Zunächst wird so eine für die Magnete schädliche ungleichmäßige Erwärmung im Innern des Kompaßkessels mit entsprechenden Luftströmungen vermieden. Ferner erzielt man den Vorteil, mit einem Griff durch Lösen einer Schraube die ganze Ablesevorrichtung abnehmen zu können und so bei besonderen Anlässen sofort wieder die alte Bidlingmaiersche Methode benutzen zu können. Vor allem aber läßt sich nur so genau Exzentrizität und Schiefhängen der Rosen ungestört im ganzen Intervall von  $360^{\circ}$  untersuchen. Auch das Auswechseln der Rosen — Messungen mit zwei Paaren — erleidet keinerlei störende Beeinträchtigung. Es wurde ferner dafür gesorgt, daß von

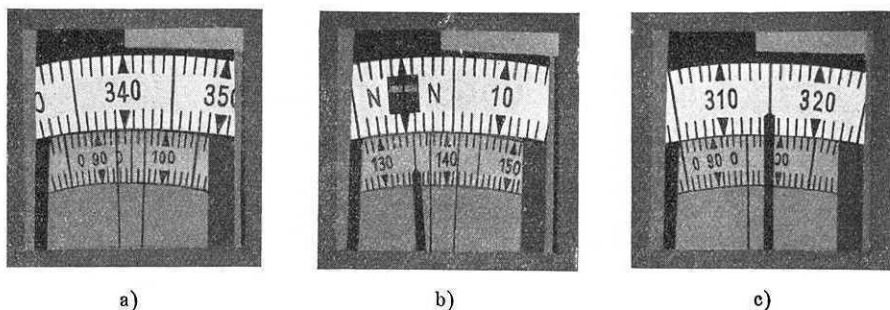


Fig. 2. Originalaufnahmen.

- a) Normale Aufnahme, b) Träger der unteren Rose sichtbar,  
c) Träger der oberen Rose verdeckt einen der Ablesefäden

oben genügend freier Einblick in den Kompaßkessel blieb zur Erleichterung des Durchschlagens der Rosen — Messungen in den beiden möglichen stabilen Gleichgewichtslagen der Rosen — besonders bei schwierigem Wetter.

Die Aufnahmen der Rosen geschehen durch Momentverschluß mit Belichtungszeiten von  $\frac{1}{10}$  Sekunde und etwas darunter. Für solche Zeiten sind selbst große Bewegungen der Rosen praktisch als Null zu betrachten, wie ja auch die Aufnahmen selbst zeigen (Fig. 2), die gelegentlich einer Probefahrt im Motorboot gemacht wurden. Die beträchtliche Tiefenschärfe — 15 cm — wurde mit Hilfe eines Leica-Objektivs mit Vorsatzlinse erzielt und erwies sich als recht gut. Auf den Aufnahmen erscheinen natürlich beide Rosen verschieden groß. Selbstverständlich ist es ein Leichtes, durch Einschalten einer passenden Vergrößerungslinse beide Rosenbilder gleich groß zu machen. Auch die an sich ja nicht weiter störende verschieden starke Beleuchtung der Rosen kann durch ein geeignetes Kondensorsystem für die untere Rose behoben werden. Die Originalgröße der Bilder beträgt  $5 \times 5$  mm. Man kann also bequem Schmalfilm verwenden und hat damit ein recht billiges photographisches Ableseverfahren, da mit einem Film

eine große Zahl solcher Aufnahmen, bis 100 Stück pro Meter, gemacht werden können. Die Auswertung der Filme geschieht einfach mit der Lupe oder etwas bequemer z. B. mit Hilfe eines Leica-Projektors. Wie man auf den Reproduktionen der Aufnahmen leicht erkennen kann, ist eine sichere Ablesung der Zehntelgrade gewährleistet.

Die Einrichtung ist in der Hauptsache gedacht zur Weiterführung der Untersuchungen des Verfassers über die Verwendung des Doppelkompasses zur Messung der Vertikalintensität.

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

---

## Referate und Mitteilungen

**Carl Chr. Beringer:** *Geologisches Wörterbuch*. Erklärung der geologischen Fachausdrücke. Für Geologen, Paläontologen, Mineralogen, Bergingenieure, Geographen, Bodenkundler, Studierende und alle Freunde der Geologie. Stuttgart, Verlag Ferdinand Enke, 1937. Preis geheftet 5.60 RM, gebunden 6.90 RM.

Das Wörterbuch besteht aus 126 Seiten mit 51 Abbildungen und einer Übersichtstabelle. Vollständigkeit ist wegen der sehr großen Zahl von Ausdrücken nicht erreicht. „Der Verfasser hat sich bemüht, in diesem Wörterbuch alle wichtigeren, vor allem die eingebürgerten Begriffe der allgemeinen Geologie unterzubringen.“ Für ein geologisches Wörterbuch lag schon lange ein Bedürfnis vor. Es sind Ausdrücke aus der Geologie, Mineralogie, Petrographie, Geophysik, Bodenkunde und Geographie erklärt. Ungefähr 1000 Ausdrücke werden in je 5 bis 100 Halbzeilen erläutert. Den Fremdworten ist eine etymologische Erklärung beigelegt. Bei wichtigen Begriffen ist der Urheber angegeben. Die meisten Figuren stammen aus dem Gebiet der Geologie. Am Schluß des Buches befindet sich die Formationskunde auf einer 4 Seiten langen Tabelle und ein Register zu dieser Tabelle. G. A. Schulze.

---

### Bericht über die Kundgebung der Fachgliederung Bodenforschung in Aachen am 21. August 1937

Am Sonnabend, den 21. August fand eine gemeinsame Kundgebung der Fachgliederung Bodenforschung im Reichsforschungsrat statt. K. Beurlen sprach in allgemeinen Zügen über die Notwendigkeit einer offenen Zusammenarbeit der drei in der Fachgliederung zusammengefaßten Wissenschaften, die auf einer gesunden und freien Entwicklung der drei Wissenschaften aufbauen muß und sich in gemeinsamem und planmäßigem Angehen größerer Probleme im Rahmen der übergeordneten Gesamtaufgabe Erforschung des deutschen Bodens bewähren muß. Denn es liegt im Wesen der drei Wissenschaften und ihres Stoffes begründet, daß viele Fragen nur durch gemeinsames Angehen angepackt werden können. Die besonderen Aufgaben,

die der Geologie in diesem Rahmen zukommen, werden kurz dargestellt. Dabei stehen als spezifisch-geologische Aufgaben die sedimentären Lagerstätten im Vordergrund, ebenso bodenkundliche Fragen und die Frage der Wasserwirtschaft, deren Bedeutung sich immer stärker zeigt. Bei der planmäßigen Erforschung der magmatischen Lagerstätten steht die mineralogische Aufgabe, die Herr Ramdohr im einzelnen beleuchtete, mehr im Mittelpunkt, doch kann hier der geologischen Mitwirkung nicht entraten werden, insbesondere seit sich gezeigt hat, daß die rein physikalisch-chemische Vorstellung der Differenziationstheorie eine volle Erklärung der magmatischen Lagerstätten nicht ermöglicht. Als speziell mineralogische Aufgabe tritt dazu die planmäßige Erforschung der Probleme der Geochemie und vor allem der schon in den vergangenen Jahren begonnene Ausbau und die Entwicklung verschiedener, zum Teil neuer Methoden der Mineralanalyse und Gesteinsanalyse und deren Anwendung. Wie Herr Beurlen schon gezeigt hatte, daß ein wirklich planmäßiges und erfolgreiches Vorgehen in all diesen Fragen nur möglich ist auf der Grundlage einer umfassenden paläogeographisch-erdgeschichtlichen Forschung, so unterstrichen dies die Ausführungen von Herrn Ramdohr von seiten der Mineralogie an Hand eindrucksvoller Beispiele. Herr Ramdohr wies dabei besonders noch darauf hin, daß es sich nicht um gutachtliche Tätigkeit handeln könne, sondern eine autonome Forschung notwendig sei, die in ihren Ergebnissen nach den verschiedensten, vorher nicht vorauszusehenden Richtungen von Bedeutung werden könne. Planung bedeutet nicht ein Kommandieren, die Initiative des Forschers ist es vielmehr, die immer im Vordergrund stehen muß, aber diese Initiative soll auf vordringliche Aufgaben allmählich gelenkt und hingewiesen werden, wobei eine wesentliche Rolle spielt, daß durch die Zusammenfassung ein möglichst ökonomisches Zusammenarbeiten schließlich erreicht wird. Die speziellen Aufgaben der Geophysik in diesem Rahmen umriß sodann Herr Rössiger und betonte, daß die Geophysik zur Zeit noch an den verschiedensten Stellen zersplittert sei, dadurch allerdings auch den Vorteil habe, nach den verschiedensten Richtungen und Wissenschaften hin noch unmittelbare Bindung zu haben. Vordringlich sei hier vor allem, daß eine Reihe geophysikalischer Methoden, wie z. B. Geoelektrik, in denen die deutsche Geophysik noch hinterdrein sei, planmäßig ausgebaut werde.

In einem kurzen Schlußwort betonte Herr Beurlen, daß die Aufgabe, die der Fachgliederung gestellt sei, so umfassenden Charakter habe, daß der volle Einsatz aller Kräfte zu ihrer Erfüllung notwendig sei. Solcher Einsatz aber werde nicht nur die in der Fachgliederung zusammengefaßten Wissenschaften befähigen zu ihrem Teil am Aufbau des neuen Reiches aktiv mitzuarbeiten, sondern werde diese Wissenschaften an die Spitze der Forschung in der ganzen Welt setzen. Die Kundgebung klang in ein Sieg-Heil auf den Führer aus.

Im Anschluß an diese Kundgebung fand noch eine Besprechung statt, in welcher in kleinerem Kreise noch einige konkrete Fragen unmittelbarer Zusammenarbeit bei der Behandlung vordringlicher Probleme und Aufgaben geklärt wurden. Um eine wirklich verständnisvolle Zusammenarbeit für die Zukunft zu gewährleisten, wurde eine Abrede dahingehend getroffen, daß bei der Doktorprüfung nach Möglichkeit die beiden anderen Fächer oder wenigstens eines von ihnen als Nebenfach gewählt werden sollen. So soll in der Geologieprüfung als Nebenfach unter allen Umständen Mineralogie und möglichst auch Geophysik, bei der Mineralogieprüfung Geologie und nach Möglichkeit auch Geophysik, bei der Geophysikprüfung Geologie und nach Möglichkeit auch Mineralogie gewählt werden.

---

Der Deutsche Normenausschuß (E. V.) teilt unterm 9. Oktober 1937 mit:

**Zehn Jahre Fachnormenausschuß für Bibliotheks-, Buch- und Zeitschriftenwesen**

Vor 10 Jahren wurden im Rahmen des Deutschen Normenausschusses durch die Gründung des Fachnormenausschusses für Bibliotheks-, Buch- und Zeitschriftenwesen seit langem bestehende Bestrebungen zur Vereinheitlichung der Technik geistiger Arbeit zusammengefaßt, unter der Führung des Generaldirektors der Staatsbibliothek Berlin, Geheimrat Prof. Dr. Krüß.

Die Erfolge der Arbeiten (Einheitliche Gestaltung der Ordnungsleiste für Zeitschriften, Regeln für das Zitieren von Titeln, für das Abkürzen von Zeitschriftentiteln, Normung der bibliographischen Karten usw.) haben unter internationaler Anerkennung eine führende Stellung Deutschlands in der Zusammenarbeit der Länder begründet.

Im Einvernehmen mit dem Reichsministerium für Wissenschaft, Erziehung und Volksbildung übernahm der Fachnormenausschuß 1934 die Führung der Gemeinschaftsarbeiten und die Vertretung Deutschlands im Auslande auf dem Gebiete der Dokumentation. Diese Arbeiten umfassen alle Fragen der Herstellung, Sammlung und Nutzbarmachung von Schrifttum. Dazu gehört die Bearbeitung der Deutschen Gesamtausgabe der als internationales Ordnungssystem anerkannten Dezimal-Klassifikation, die Förderung der Zusammenarbeit von Schrifttumauskunftstellen, Bibliographien und Referatblättern, die Bearbeitung von Richtlinien für Vorträge, Aufsätze, Buchbesprechungen usw.

Diese Normungsarbeiten sollen nicht die geistige Arbeit uniformieren, sondern im Gegenteil die schöpferische Kraft durch Verminderung mechanischer Arbeit und technischer Schwierigkeiten befreien zu größerer Leistung.

## Ein neuer mechanischer Beschleunigungsmesser\*)

Von **H. Martin**, Jena. — (Mit 10 Abbildungen)

Es wird ein neuer mechanischer Beschleunigungsmesser beschrieben, der auf einem Schütteltisch eigener Konstruktion geprüft wurde. Einige Ergebnisse, die mit dem Beschleunigungsmesser gewonnen wurden, werden mitgeteilt.

*Inhalt.* Einleitung. — Der Schütteltisch. — Der Beschleunigungsmesser. — Die Dämpfung. — Ergebnisse.

*Einleitung.* Zum Zwecke der Beurteilung von Verkehrserschütterungen hat es sich als notwendig erwiesen, einen leistungsfähigen Beschleunigungsmesser zu besitzen, dessen Ausschläge in einem großen Bereiche direkt proportional der Beschleunigung sind.

In der Theorie der Aufzeichnung von Schwingungen unter Verwendung einer trägen Masse gilt in jedem Falle als Ausgangsgleichung bei einer statischen Vergrößerung  $V$  im dimensionslosen Zeitmaßstab die Gleichung

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} + 2\alpha \cdot \frac{d\xi}{d\tau} + \xi = -V \cdot \frac{d^2 x}{d\tau^2}.$$

Überwiegt das erste Glied, so haben wir es mit einem Schwingwegmesser zu tun, d. h. die Aufzeichnung entspricht einschließlich des Einschwingvorganges im wesentlichen der erregenden Schwingung (Bodenbewegung).

Ist die Dämpfung überaperiodisch, so bestimmt das zweite Glied den Charakter der Aufzeichnung. Die aufgezeichnete Kurve entspricht der Geschwindigkeit der Bodenbewegung. Rein mechanische Geschwindigkeitsmesser haben bis jetzt allein mit großem Erfolg die Japaner gebaut\*\*).

Besitzt aber das verwendete Instrument eine sehr hohe Eigenfrequenz, so haben wir es mit einem Beschleunigungsmesser zu tun. Rein mechanische Beschleunigungsmesser sind ebenfalls allein mit bestem Erfolge von den Japanern zur Registrierung von Nahbeben verwendet worden\*\*\*), wenn man von einem Versuche von Langer†) absieht, von dessen Apparat nur durch einen ganz

---

\*) Teilweise vorgetragen auf der Tagung des Gauvereins Sachsen—Thüringen—Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Jena am 5. und 6. Juni 1937.

\*\* ) T. Hagiwara: Bull. Earthqu. Res. Inst. **12**, 776—787 (1934); **13**, 138—145 (1935).

\*\*\* ) Zusammenfassung des Schrifttums bei H. Kawasumi u. Z. Kinoshita: Bull. Earthqu. Res. Inst. **14**, 339—353 (1936).

† ) P. Langer, Zeitschr. VDI **70**, 145—148 (1926).

kurzen Hinweis etwas bekannt geworden ist. Die japanischen Beschleunigungsmesser mit einer Eigenschwingungszahl von  $n_0 = 8.5$  Hertz genügen für die Aufzeichnung von Erdbeben, aber nicht für eine solche von Verkehrserschütterungen. Abgesehen von Höchstbeschleunigungsmessern [Grunmach\*), Langer-Thomé\*\*), Sell und Turetschek\*\*\*)] wurden bis jetzt zur Messung von Verkehrserschütterungen allein Kohledruck- oder Piezoquarzbeschleunigungsmesser unter Verwendung eines Registrierinstrumentes (Galvanometer oder Oszillograph) benutzt. Dabei geht weiterhin die Frequenzcharakteristik des Registrierinstrumentes ein. Diese Tatsache kann man andererseits zur Ausgiebung bestimmter Frequenzbereiche benutzen, worauf O. Meißer†) hingewiesen hat.

Von G. Gerloff††) stammt ein neues Meßprinzip. Er zeichnet die Widerstandsänderungen von Drähten auf. An diesen hängt die Masse, und sie erleiden entsprechend der wirksamen Beschleunigung Längenänderungen. Die Aufzeichnung erfolgt oszillographisch. Jedoch ist durch die Angabe zweier nicht sinusförmiger Eichfrequenzen eine frequenzunabhängige Beschleunigungsaufzeichnung noch nicht nachgewiesen.

Im folgenden soll ein rein mechanischer Beschleunigungsmesser für die Messung von Verkehrserschütterungen beschrieben werden, dessen Schwingweiten im Bereiche von 10 bis etwa 100 Hertz direkt proportional der Beschleunigung sind.

Ein Beschleunigungsmesser ist ein Schwingungsmesser. Infolgedessen gelten auch für ihn die Resonanzverhältnisse eines Schwingungsmessers. Danach berechnet sich die dynamische Vergrößerung nach der Formel

$$\begin{aligned} \text{dynamische Vergrößerung} &= \frac{V \cdot C \cdot \kappa^2}{\sqrt{(1 - \kappa^2)^2 + 4 \alpha^2 \kappa^2}} \dots \dots \dots (1) \\ &= B = \text{Ausschlag der Aufzeichnung des Beschleunigungsmessers,} \end{aligned}$$

worin  $\kappa = \frac{n}{n_0}$  und  $C$  die Schwingweite der erregenden Schwingung ist. Andererseits ist die maximale Beschleunigung einer sinusförmigen Bewegung gegeben durch

$$\text{max. Beschleunigung } b = 4 \pi^2 \cdot C \cdot n^2. \dots \dots \dots (2)$$

Unter Vereinigung von (1) und (2) erhalten wir

$$b = \text{const} \cdot B \cdot \sqrt{(1 - \kappa^2)^2 + 4 \alpha^2 \kappa^2} \dots \dots \dots (3)$$

---

\*) L. Grunmach: Physikal. Zeitschr. **10**, 853—859 (1909).  
 \*\*) Langer u. Thomé: Zeitschr. VDI **72**, 1561—1568 (1928).  
 \*\*\*) H. Sell u. Turetschek: Zeitschr. f. techn. Phys. **15**, 644—652 (1934).  
 †) O. Meißer: Physikal. Zeitschr. **38**, 668—671 (1937).  
 ††) G. Gerloff: Forschung **8**, 143—152 (1937).



Im Falle einer sehr hohen Eigenfrequenz des Beschleunigungsmessers ( $n_0 \gg n$ ) und einer sehr kleinen Dämpfung ( $\alpha = 0$ ) wird (3)

$$b = \text{const} \cdot B,$$

d. h. der aufgezeichnete Ausschlag des Beschleunigungsmessers ist direkt proportional der Beschleunigung.

Wie die Verhältnisse allgemein bei verschiedenem  $z$  und  $\alpha$  liegen, darüber gibt Fig. 1 Auskunft, in welcher  $1/R_f = \sqrt{(1-z^2)^2 + 4\alpha^2 z^2}$  in Abhängigkeit  $z$  und  $\alpha$  als Parameter gezeichnet worden ist. Danach muß ein Beschleunigungsmesser, dessen Ausschläge im Bereich von 10 bis 80 Hertz bei einem Fehler von 10% proportional der Beschleunigung sein sollen z. B. im ungedämpften Zustande eine Eigenfrequenz von

$$\frac{80}{0.45} = 175 \text{ Hertz}$$

oder eine Eigenfrequenz von  $n_0 = 100$  Hertz bei einer Dämpfung von  $\alpha = 0.5$  haben.

Ein Beschleunigungsmesser, der den genannten Anforderungen genügt, ist vom Verf. gebaut und

untersucht worden. Bevor wir jedoch zu diesem selbst übergehen, soll eine Beschreibung des verwendeten Schütteltisches erfolgen, ohne den eine Prüfung des Beschleunigungsmessers nicht hätte erfolgen können.

*Der Schütteltisch.* Zur Prüfung des Beschleunigungsmessers war ein Schütteltisch notwendig, um die Frequenzcharakteristik aufnehmen zu können. Es wurden viele vergebliche Versuche angestellt, um einen Schütteltisch für horizontale Bewegungen zu bekommen, der etwa bis 100 Hertz frei von störenden Schwingungen war. Darunter fallen allerdings nicht die Resonanzschwingungen in der Grundfrequenz, weil diese bei einer Registrierung der Tischbewegung voll erfaßt werden können. Alle Anforderungen erfüllte schließlich folgende überaus einfache Anordnung. Im Abstand von etwa 15 cm wurden zwei Balken quadratischen Querschnittes ( $4 \times 4$  cm) fest verbunden, auf zwei Rollen beweglich gelagert und

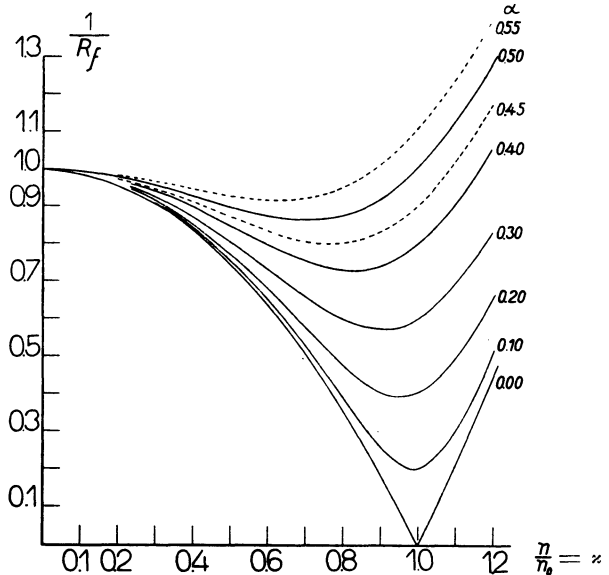


Fig. 1. Abhängigkeit des Resonanzfaktors  $R_f$  von  $z$  und  $\alpha$  beim mechanischen Beschleunigungsmesser

an beiden Enden unter Verwendung von Schwammgummi eingeklemmt. Die Rollen lagen direkt auf dem Linoleum, welches dem Betonfußboden des Institutes aufgelegt war. Der zu untersuchende Apparat wurde auf dem Schütteltisch aufgestellt und die Bewegung des Tisches gleichzeitig mitregistriert.

Um dem Tisch möglichst reine horizontale Bewegungen zu übertragen, wurde folgende Erregungsmöglichkeit benutzt. Zwischen zwei starken Federn (siehe

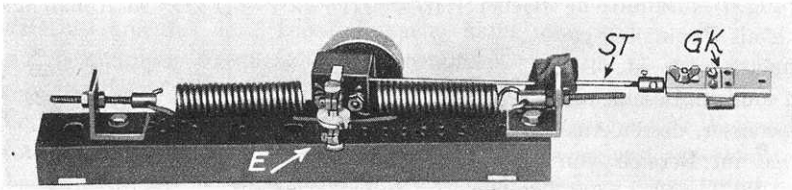


Fig. 2. Erregungsmechanismus

Fig. 2) war ein Rad mit einem exzentrischen Gewicht *E* befestigt, welches durch einen schnellaufenden Motor gedreht werden konnte. Zur Übertragung der Schwingungen auf den Schütteltisch wurden Stäbe *St* verschiedenen Materials und verschiedener Stärke und eine Gummibandkupplung *GK* in Anwendung gebracht. Schütteltisch und Erregung ergaben ein gekoppeltes System, dessen Resonanzkurve aus Kurve I in Fig. 6 ersichtlich ist. Für langsamere Schwin-

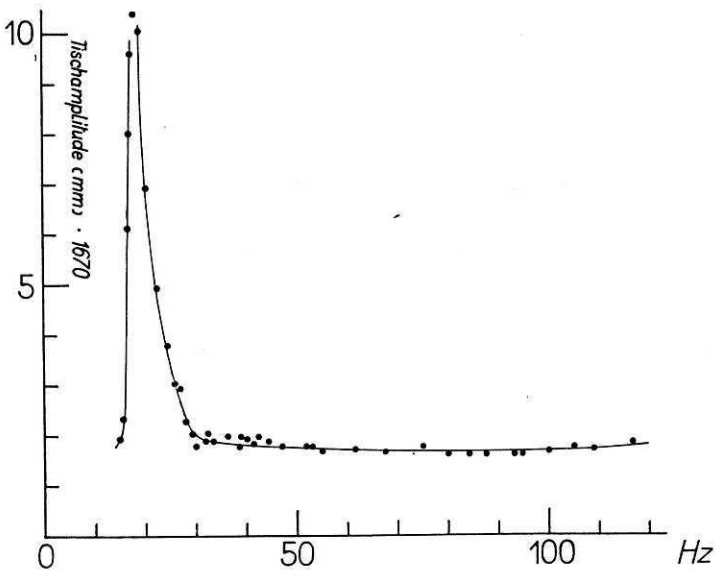


Fig. 3. Resonanzkurve eines neuen horizontalen Schütteltisches, aufgenommen von Dr. A. Herrmann

gungen erfolgte die Erregung auch noch mit Hilfe eines Uhrwerkes, dessen schnellstem Rad ein exzentrisches Gewicht aufgesetzt war. Für ganz langsame Schwingungen (3 bis 10 Hertz) fand eine große Masse zwischen zwei Spiralfedern Verwendung. Im letzten Falle wurden entweder abklingende Schwingungen oder stationäre Schwingungen verwendet, die sich nach dem Wagnerschen Hammerprinzip selbst erregten und den Vorteil einer Schwingweiteregulierung boten.

Herr Dr. Herrmann erhielt mit einem Schütteltisch der gleichen Bauart die in Fig. 3 abgebildete Resonanzkurve. Dabei lag der Tisch frei auf den Rollen, und das Rad mit dem exzentrischen Gewicht war direkt an dem Tisch befestigt. In diesem Falle werden an einen sauberen Lauf des Rades große Anforderungen gestellt.

*Der Beschleunigungsmesser.* Der Beschleunigungsmesser zur Messung horizontaler Beschleunigungen ist in Fig. 4 im Aufriß dargestellt. Dabei ist die Dämpfung weggelassen. Allein durch eine Verkürzung und Verstärkung der Federn ist in diesem Falle ein Schwingwegmesser in einen Beschleunigungsmesser zu verwandeln. Es ist geplant, auf gleichem Prinzip auch noch einen Geschwindigkeitsmesser herzustellen. Über die erfolgreiche Verwendung des Schwingwegmessers, der bereits schon kurz erwähnt worden ist\*), soll an anderer Stelle ausführlich berichtet werden. Beim Beschleunigungsmesser betrug die Masse  $M$  etwa ein Kilogramm. Die Federn  $F$  hatten eine Breite von 20 mm und eine Stärke von 0.2 mm. Der Stahldraht  $D$  übertrug die Bewegungen der Masse auf die Spiegelachse  $Sp$ . Bei einem Achsendurchmesser von 1 mm und einer Registrierentfernung von 1 m ergab sich eine statische Vergrößerung von 4000\*\*). Für einen großen Frequenzbereich ist die Änderung proportional der Federlänge, während sie mit abnehmendem Gewicht in einem mittleren Bereiche quadratisch ansteigt.

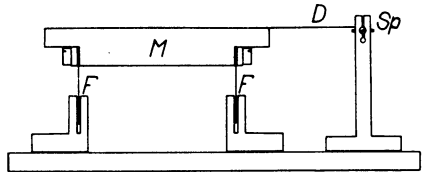


Fig. 4. Schematische Darstellung des mechanischen Beschleunigungsmessers

*Die Dämpfung.* Zur notwendigen Dämpfung der Eigenschwingungen des Beschleunigungsmessers kam eine Öldämpfung nicht in Frage, weil eine solche nicht wirksam genug gemacht werden konnte. Deshalb wurde zunächst Staufferfett verwendet. Parallel zu der Masse wurden zwei in ihrem Abstand von der Masse  $M$  veränderliche Platten angebracht. Der Zwischenraum wurde mit Staufferfett ausgefüllt. Die Eichkurven für den ungedämpften (I) und schwach gedämpften Beschleunigungsmesser (II) stellt Fig. 5 dar. Dabei betrug die Eigenfrequenz

\*) H. Martin: Veröffentl. d. Reichsanstalt f. Erdbebenforsch. Heft 26. Jena 1935.

\*\*\*) Diese Vergrößerung fand erst zuletzt Verwendung. Deshalb unterscheiden sich in den Fig. 5 bis 7 die Empfindlichkeiten.

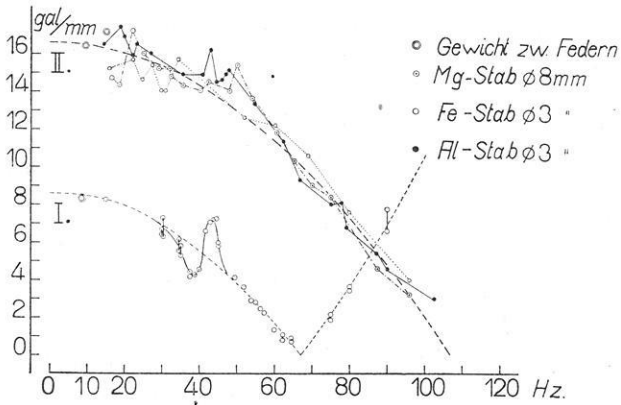


Fig. 5. Eichkurven des Beschleunigungsmessers unter Verwendung von Staufferfett als Dämpfungsmittel

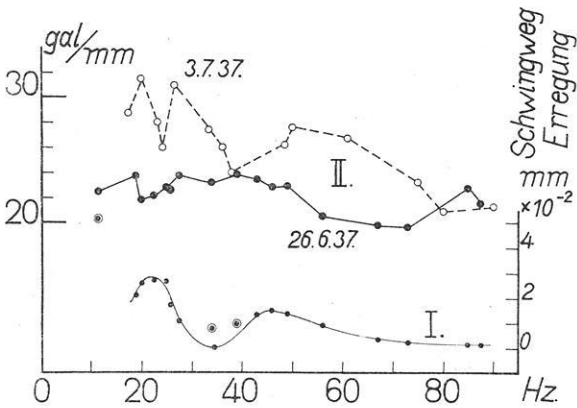


Fig. 6. Resonanzkurve des Schütteltisches (I) und Veränderlichkeit der reziproken Empfindlichkeit des Beschleunigungsmessers, veranlaßt durch das Staufferfett (II)

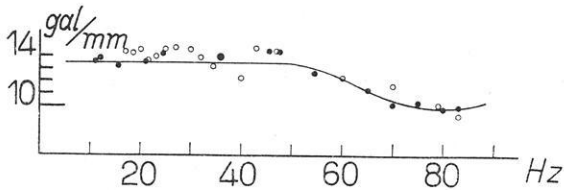


Fig. 7. Eichkurve des Beschleunigungsmessers unter Verwendung von Schwammgummi

des ungedämpften Beschleunigungsmessers 67 Hertz. In Fig. 5 wurde als Ordinate die reziproke Empfindlichkeit (gal/mm) des Beschleunigungsmessers und als Abszisse die Frequenz aufgetragen. Zur Bestimmung der Empfindlichkeit wurden die gemessenen Schwingweiten der Schütteltischbewegung benutzt. Die mit Hilfe des Schütteltisches ermittelten Empfindlichkeitscharakteristiken zwischen 10 und 100 Hertz stellt Fig. 5 dar. Dabei sind die Meßpunkte als solche eingetragen, während die gestrichelten Kurven den theoretischen Verlauf anzeigen sollen. Die gemessenen Werte der Kurve I zeigen eine störende Resonanzstelle.

Durch Verwendung von Staufferfett als Dämpfungsmittel wurde zunächst nicht eine wirksame Dämpfung erreicht, sondern es wurde in erster Linie eine Verringerung der wirksamen Masse und damit eine Erhöhung der Eigenfrequenz und Abnahme der reziproken Empfindlichkeit bewirkt. Dies ist aus Kurve (II) in Fig. 5 sehr schön zu ersehen. Die drei Kurven (II) sind dadurch entstanden, daß die schon erwähnte Übertragung der Schwingungen auf den Schütteltisch durch Stäbe verschiedener Elastizität erfolgte.

Von der Benutzung von Staufferfett zu Dämpfungszwecken wurde jedoch bald abgesehen, weil die Reproduzierbarkeit der Empfindlichkeitswerte zu wünschen übrig ließ und sich die Empfindlichkeit im Verlaufe kurzer Zeitspannen beträchtlich änderte. Dies zeigen die beiden Kurven (II) in Fig. 6. Daß keinerlei Zusammenhänge mit verschiedenen Schwingweiten des Schütteltisches bestehen, geht ebenfalls aus Fig. 6 hervor, in welcher die untere Kurve (I) die Schwingweiten des Tisches darstellt. Dabei gehören gleichgezeichnete Kurven zu demselben Versuch. Bei den durch  $\odot$  bezeichneten Werten fand die Erregung nicht durch das exzentrische Gewicht mit Motorantrieb statt.

Die Verwendung von Schwammgummi, welcher zwischen die Masse  $M$  des Beschleunigungsmessers und die erwähnten Backen gebracht wurde, führte zu befriedigenden Versuchsergebnissen, wie das Fig. 7 zeigt. Dabei bedeuten die verschieden gezeichneten Meßpunkte die an verschiedenen Tagen ermittelten Werte. Allerdings ist die Dämpfung noch nicht ganz  $\alpha = 0.5$ .

*Ergebnisse.* Zum Schluß seien noch einige Ergebnisse mitgeteilt. In den Fig. 8 bis 10 sind Parallelregistrierungen von Schwingwegmesser- und Beschleunigungsmesserkurven abgebildet\*). In Fig. 8 handelt es sich um Bewegungen, die sich aus zwei sinusförmigen Schwingungen zusammensetzen. Dabei betrug die Grundfrequenz etwa 21 Hertz. Zur Registrierung der Beschleunigung wurden zwei vollständig verschiedene Meßprinzipien verwendet, indem auf der einen Seite der mechanische Beschleunigungsmesser und auf der anderen Seite ein Askania-Kohledruck-Beschleunigungsmesser unter Benutzung eines Zeißschen Schleifengalvanometers stand. Die Verwendung der beiden verschiedenen Meßprinzipien hat sich als äußerst fruchtbar erwiesen. Gleichzeitig registrierte Kurven

---

\*) Die Schwingwegmesserkurve in der Fig. 8a ist bei der Reproduktion teilweise stark entstellt worden.

stellt auch die Fig. 9 dar. Es handelt sich dabei um Einschwingvorgänge einer gekoppelten Schwingung, die mit einer Phasenverschiebung von  $90^{\circ}$  beginnt und abklingt. In Fig. 9a sind nur die Aufzeichnungen der beiden Beschleunigungsmesser wiedergegeben. Hinzuweisen ist dabei auf den Unterschied der Schwingweiten der Oberschwingungen, die sich bei einem Auszeichnungsverhältnis der Grundschwingung von 1.7 wie 1.3, 1.4, 1.3 verhalten. Dieser Unterschied ist

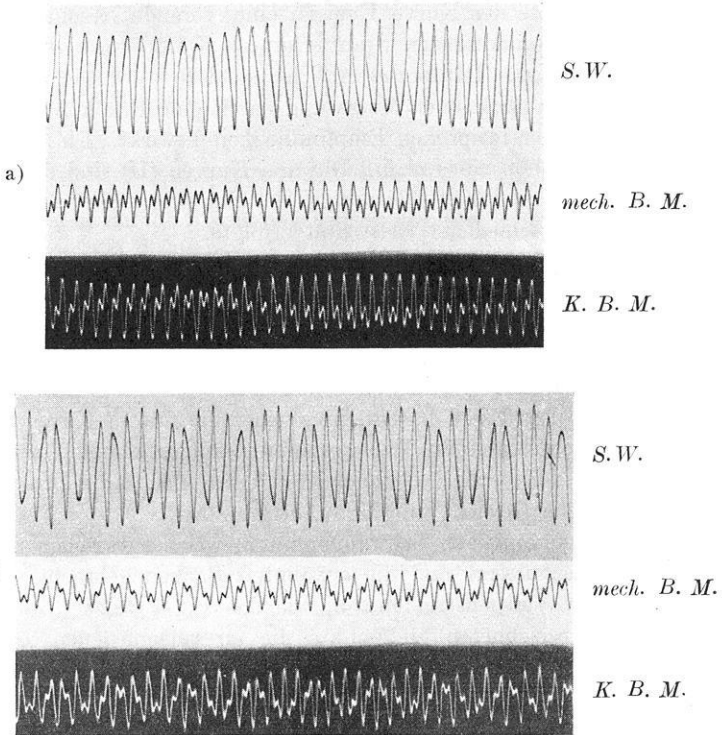


Fig. 8. Gleichzeitige Registrierung von Schwingweg (S.W.) und Beschleunigung unter Verwendung des mechanischen Beschleunigungsmessers (mech. B.M.) und eines Askania-Kohledruckbeschleunigungsmessers (K.B.M.). Grundfrequenz 20.8 Hertz

durch die Frequenzcharakteristik des Zeißschen Schleifengalvanometers ( $n_0 = 50$  Hertz, aperiodische Dämpfung) bedingt, wodurch die reziproke Empfindlichkeit zwischen 10 und 50 Hertz etwa um 50% abnimmt. In Fig. 9b ist auch die Tischbewegung mit Hilfe eines Schwingwegmessers aufgezeichnet und ein ungedämpfter mechanischer Beschleunigungsmesser verwendet worden.

Zum Schluß sei auf Registrierungen eines vollkommen unperiodisch erregten Vorganges hingewiesen, die Fig. 10 darstellt. Die oberen Kurven sind die Schwingwegkurven und die unteren die Aufzeichnungen des Beschleunigungs-

messers. Als Erregung dienten rollende zusammenstoßende Kugeln. Der Vorgang war reproduzierbar. Die Empfindlichkeit des Beschleunigungsmessers betrug 14 gal/mm, und die Vergrößerung des Schwingwegmessers war 1000fach. Der Zeitmarkenabstand betrug 0.02 sec. Aus Fig. 10a ergibt sich mit Hilfe der Schwing-

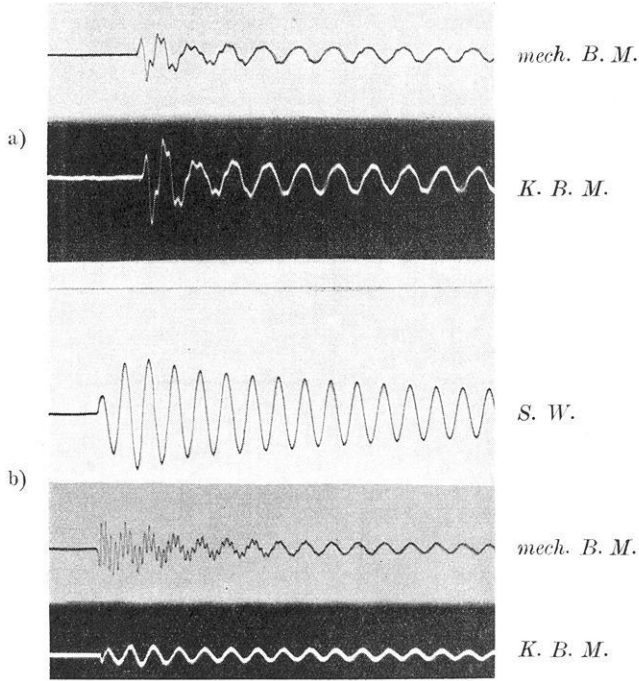


Fig. 9 a. Grundfrequenz 9.4 Hertz. Fig. 9 b. Grundfrequenz 12.5 Hertz. Gleichzeitige Registrierung von Schwingweg (*S. W.*) und Beschleunigung unter Verwendung des mechanischen Beschleunigungsmessers (*mech. B. M.*) und eines Askania-Kohle-druckbeschleunigungsmessers (*K. B. M.*)

wegkurve an der durch einen Pfeil bezeichneten Stelle eine max. Beschleunigung von

$$b = \frac{3.45 \cdot 4 \pi^2 \cdot 20.9 \cdot 20.9}{2 \cdot 1000} = 30.0 \text{ cm/sec}^2.$$

Andererseits erhalten wir direkt aus der Beschleunigungsmesseraufzeichnung

$$B = \frac{5 \cdot 14}{2} = 35 \text{ cm/sec}^2.$$

Aus Fig. 10a ist ersichtlich, daß nach der Aufzeichnung des Beschleunigungsmessers der Vorgang während der in Rechnung gezogenen Halbschwingungszeit nicht ganz sinusförmig verlaufen ist, so daß die Übereinstimmung der

beiden Beschleunigungswerte als gut zu bezeichnen ist. In Fig. 10b ist eine Errechnung der max. Beschleunigung während der Registrierdauer nicht möglich.

Aus der Fig. 10 ist somit als Ergebnis abzuleiten, daß man dann aus einer Schwingwegkurve einwandfreie Beschleunigungswerte ableiten kann, wenn man zur Berechnung eine sinusförmige Halbschwingung zur Verfügung hat.

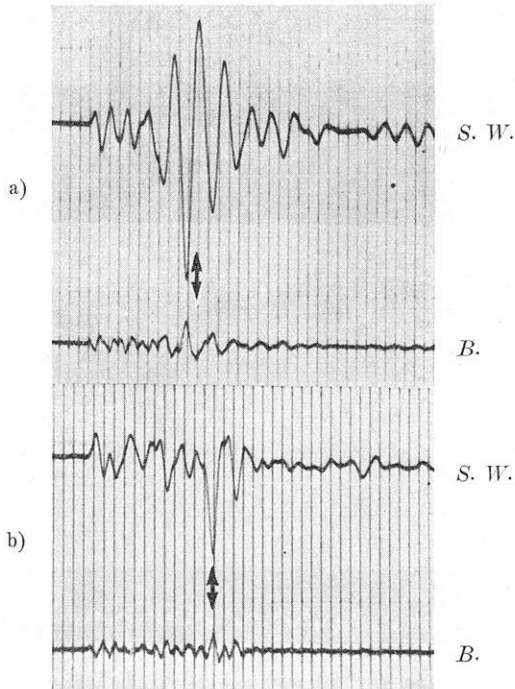


Fig. 10.  
Gleichzeitige Registrierung von Schwingweg (S. W.) und Beschleunigung (B.)  
von nicht-periodischen Vorgängen

Über weitere Ergebnisse, die unter gleichzeitiger Verwendung eines Schwingweg- und eines Beschleunigungsmessers gewonnen worden sind, soll später berichtet werden, zumal der beschriebene Beschleunigungsmesser ohne weiteres für horizontale und vertikale Beschleunigungsmessungen geeignet ist.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, November 1937.



## Beiträge zur Konstruktion eines Vertikalseismometers\*)

O. Meißer, Jena. — (Mit 15 Abbildungen)

Es werden erstmalig allgemeine Gesichtspunkte über Vergrößerung, Eigenperiode (bzw. Empfindlichkeit) und Indikatorlänge an den bekannten Seismometertypen aller Komponenten geprüft. Für mikroseismische Mehrzwecke (Nah- und Fernbebenregistrierung) erscheint ein Vertikalseismometer mit:  $T$  6 . . . 8 sec,  $V$  2000 . . . 1000fach geeignet. Das Modell besitzt kleine Abmessungen, einen großen Stabilitätsbereich trotz hoher Astasierung, magnetische Dämpfung und hinreichende rein optische Vergrößerung durch eine Steigerung der Zahl der Spiegelungen. Die photographische Aufzeichnung des Lichtzeigers liefert genügend feine Kurven selbst bei äußerster Vergrößerung.

*Inhalt.* A. Indikatorlänge und Empfindlichkeit für Seismometer. — B. Vergrößerung und Massenordnung. — C. Astasierung und Stabilität. — D. Magnetische Dämpfung. — E. Optische Bedingungen für die Mehrfachreflexion. — F. Zusammenfassung und Verzeichnis der angeführten Schriften.

*A. Indikatorlänge und Empfindlichkeit für Seismometer.* Zur Aufzeichnung der Vertikalkomponente der Bodenbewegung sind z. B. die empfindlichsten und meist benutzten Seismometer die des „Galvanometertyps“ [Galitzin<sup>4</sup>), Wilip<sup>4</sup>), Wenner<sup>20</sup>) Benioff<sup>3</sup>)]. Trotz der eleganten Nullpunktkonstanz und großen Empfindlichkeit bringt diese elektrisch-induktive Arbeitsmethode einige erhebliche Schwierigkeiten mit sich: Die Bodenbewegung wird bei schnellen Schwingungen nur gering vergrößert und noch unter Umständen<sup>20</sup>) komplizierter als bei einem direkt registrierenden Seismometer wiedergegeben. Der praktischen Deutung der Kurven bieten sich erhebliche theoretische Schwierigkeiten, weil man zwei verschiedene Aufzeichnungssysteme hat, die ihrerseits als „Wellenfilter“ wirken. Die sonstigen direkt registrierenden Vertikalseismometer (siehe Nr. 2, 6, 10 in Tabelle 1) besitzen meistens nur eine bedauerlich kleine Eigenschwingung und eine im Verhältnis dazu wenig genügende Vergrößerung. Somit ist der Wunsch nach einem den Horizontalkomponentenseismometern entsprechenden Vertikalseismometer in der Literatur<sup>1</sup>) mit Recht als eine wichtige Aufgabe der Seismometrie bezeichnet, deren Lösung seit Jahren von den verschiedensten Seiten angestrebt wird [Tamaru<sup>21</sup>), Tanakadate<sup>4</sup>), Wilip<sup>15</sup>), Richardson<sup>18a</sup>), La Coste<sup>5</sup>)].

Die erste Frage ist, mit welcher Eigenperiode und mit welcher Vergrößerung (für sehr schnelle Schwingungen) man das Instrument bauen soll. Bekanntlich hängt die „Frequenzcharakteristik“ oder die dynamische Vergrößerung  $\mathfrak{B}$  eines Seismometers mit der ungedämpften Eigenperiode  $T_0$  nach

$$\mathfrak{B} = \frac{V}{\sqrt{\{(1 - \gamma^2)^2 + 4\alpha^2 \gamma^2\}}} \dots \dots \dots (1)$$

---

\*) Vortrag, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, 8. bis 10. Oktober 1936 in Berlin.

ab, wenn  $\gamma = \frac{T_B}{T_0}$ ,  $T_B$  die Periode einer sinusförmigen Bodenbewegung in der entsprechenden Komponente,  $\alpha^*$ ) eine für die Instrumentendämpfung bezeichnende Zahl und  $V^{**}$ ) die Vergrößerung bedeutet, die durch die mechanische oder Lichtzeigerlänge ( $A$ ), den Schwerpunktsabstand ( $s$ ) der Seismometermasse von der Achse und ihren entsprechenden Trägheitsradius ( $g$ ) gegeben sind. Wie die in Tabelle 1 aufgeführten Instrumente zeigen, kann man je nach dem zu beherrschenden Bereich der Erdbebenwellen einmal lange Eigenperioden und kleine Vergrößerungen wählen oder kleine Eigenperioden mit größerer Vergrößerung. Ganz allgemein möchte man für ein beliebiges Seismometer die entsprechende Empfindlichkeit wissen, die sich wie bei jedem Instrument aus (dem Quadrat) der ungedämpften Eigenschwingung und der optischen, elektrischen oder mechanischen Übersetzung bestimmt. Dieses Maß bietet für Seismometer die Indikatorlänge  $J = VL$ , wobei  $V$  die Vergrößerung für schnelle Schwin-

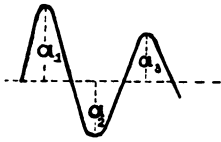


Fig. 1. Gedämpfte Eigen-schwingung

gungen und  $L = N^2 \cdot l = \frac{T^2}{4\pi^2} g$ , die reduzierte Pendel-

länge der „astasierten“ Periode bedeutet. Mit dieser Größe  $J$  läßt sich die Empfindlichkeit der Seismometer gegenüber Störungen einfach angeben. Gibt man der Aufstellung eines Horizontalseismometers in der Komponentenrichtung die Neigung  $di$ , so erhält man einen Ausschlag  $da$  nach

$$da = V \cdot L \cdot di = J \cdot di \dots \dots \dots (2)$$

\*) Nach <sup>17)</sup> und <sup>14)</sup> hat man: Dämpfungsverhältnis  $k = \frac{a_1}{a_3}$ ,  $\sqrt{k} = k' = \frac{a_1}{a_2}$ , logarithmisches Dekrement  $A = \ln k$ , so ist (siehe Fig. 1)

$$k = e^{2\pi\alpha/\sqrt{1-\alpha^2}}, \quad \alpha = \frac{\ln k}{\sqrt{(\ln k)^2 + 4\pi^2}}, \quad A = \frac{2\pi\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}, \quad \alpha = \frac{A}{\sqrt{A^2 + 4\pi^2}}.$$

Es bedeutet  $\alpha = 0$  ein ungedämpftes,  $\alpha = 1$  ein aperiodisches Seismometer. Für  $\alpha^2 = 1/2$  hat die Resonanzkurve (1) kein Maximum mehr und man bekommt hinsichtlich der Aufzeichnungstreue die günstigsten Verhältnisse ( $k = 1 : 535.5$ ,  $k' = 1 : 23.14$ ).

\*\*\*) Bei der Vergrößerung  $V$  ist folgendes zu beachten: Jedes Seismometer hat eine normale reduzierte Pendellänge  $l = \frac{K}{Ms} \left( l = \frac{T_0^2}{4\pi^2} \cdot g \right)$ , die durch das Trägheits- ( $K$ ) und einfache Moment ( $Ms$ ) der Masse ( $M$ ) in bezug auf die Achse gegeben ist. Diese Pendellänge  $l$  bestimmt mit dem Lichtzeiger ( $A$ ) z. B. bei  $n$ -fachen Reflexionen am beweglichen Spiegel mit  $V = 2n \frac{A}{l}$  die Vergrößerung  $V$ . Legt man jedoch die astasierte Schwingungsdauer des Pendels  $T$  zugrunde und bestimmt daraus die reduzierte Pendellänge  $L = \frac{T^2}{4\pi^2} g = lN^2$  ( $g$  Erdschwere,  $N$  Astasierungsfaktor), so erhält man aus  $L$  und  $V$  die Indikatorlänge  $J = V \cdot L$ . Für  $N = 1$  also z. B. ein gewöhnliches Fadenpendel mit der Zeigerlänge  $Z$  ist  $Z = V \cdot L = V \cdot l = J$ . Dadurch, daß man mit einem gewöhnlichen Pendel rechnet, dann aber die Werte des entsprechenden astasierten Pendels zwar richtig einsetzt, kommt man in verschiedenen Darstellungen zu recht unklaren Vorstellungen von der Indikatorlänge. Bedient man sich jedoch der oben gegebenen Definitionen von  $l, L, V$  und  $N$ , so ist die Bedeutung von  $J$  als fiktive ( $N > 1$ ) Länge völlig klar.

Wird ähnlich bei einem Vertikalseismometer die Masse  $M$  um  $\frac{dm}{M} = \frac{dg}{g}$  oder die Federspannung  $f$  um  $\frac{df}{f} = \frac{dg}{g}$  geändert, so erhält man formal wie in (2) den Ausdruck

$$da = V \cdot L \cdot \frac{dg}{g} = J \frac{dg}{g} \dots \dots \dots (3)$$

Beide Gleichungen (2) und (3) zeigen, daß die Stabilität der Nullage durch die Aufstellung ( $di$ ), durch die Konstanz der Kräfte ( $\frac{dg}{g}$ ), durch die verschiedenen äußeren Störungen ( $di, \frac{dg}{g}$ ) und ganz wesentlich durch die Indikatorlänge [eine

*fiktive* Länge\*) bestimmt ist. Mit dieser statischen Relation (2) und (3) kann man die Empfindlichkeit und somit auch die Konstanten der Seismometer bestimmen. Führt man den Astasierungsfaktor  $N$  ein, so lauten die Gleichungen

$$da = V \cdot l \cdot N^2 \cdot di \dots (2a)$$

$$da = V \cdot l \cdot N^2 \cdot \frac{dg}{g} \dots (3a)$$

Neben dieser rein statischen Deutung kann man den Gleichungen (2) und (3) über (1) bekanntlich auch eine dynamische Deutung geben. Für eine im Verhältnis zur Eigenperiode ( $T$ ) des Seismometers sehr langsamen Bodenbewegung ( $\gamma \gg 1$ ) wird (1)

$$\mathfrak{B} \approx \frac{V}{\gamma^2} = \frac{V \cdot T^2}{T_B^2} = \frac{V \cdot L}{4 \pi^2 \cdot g \cdot T_B^2} \quad (\gamma \gg 1) \dots \dots \dots (4)$$

d. h. bei Seismometern mit gleicher Indikatorlänge ( $L \cdot V = \text{const}$ ) sind für relativ lange Wellen ( $\gamma \gg 1$ ) die dynamischen Vergrößerungsfaktoren gleich (siehe Fig. 2a für  $T = 5$  bzw.  $10$  sec,  $V = 1000$  bzw.  $250$  und  $\alpha = 1$ ). Trotz der verschiedenen Eigenperioden werden alle langsamen Bodenbewegungen von diesen verschiedenen Instrumenten wegen ihrer gleichen Indikatorlänge so aufgezeichnet, daß ihre entsprechenden Amplituden bei allen diesen Instrumenten für reine sinusförmige Bodenbewegung gleich sind. Man kann auch sagen, daß Instrumente

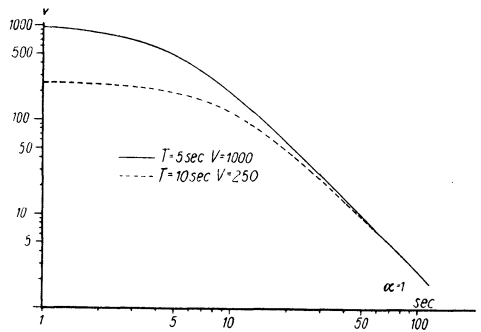


Fig. 2a. Frequenzcharakteristik zweier Seismometer gleicher Indikatorlänge

\*) Es ist stets zu beachten, daß der Indikatorlänge nur in den durch (2) und (3) gegebenen Fällen und für  $N = 1$  bei Horizontalseismometern eine anschauliche Deutung zukommt, im übrigen ist  $J$  eine reine Rechengröße [siehe S. 252 \*\*) d. A.].

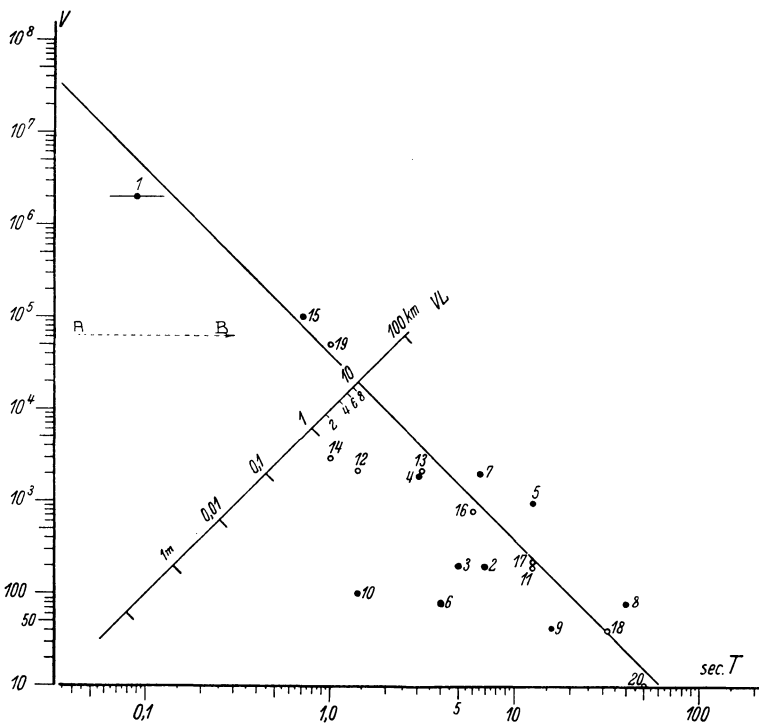


Fig. 2. Indikatorlänge als Empfindlichkeitsangabe für alle Seismometerpendel

Tabelle 1

Nr.	Bezeichnung des Seismometers	Komponente	T in sec	V	J in km	Lit.
1	Wiechert Millionenseismometer . . . . .	Z	$\frac{1}{5} - \frac{1}{30}$	$2 \cdot 10^6$	20—0.7	23)
2	Wiechert 1300 kg . . . . .	Z	(7)	200	(2.5)	4)
3	„ 1300 „ . . . . .	Z	5	200	1.2	23)
4	Universals. de Quervain-Picard . . . . .	Z	3.2	1900	4.9	22)
5	Galitzin . . . . .	Z, H	12	$\sim 1000$	$\sim 36$	4)
6	Wiechert, kleiner Typ. . . . .	Z	4	80	0.3	4)
7	Straubel . . . . .	Z	6.6	2000	21.8	15)
8	Tomaschek . . . . .	Z	40	80	32	15)
9	Schlüter . . . . .	Z	16	46	2.9	15)
10	Vicentini . . . . .	Z	1.5	100	0.06	4)
11	Wiechert, 1200 kg. . . . .	H	12	200	7.2	4)
12	„ 17 t . . . . .	H	1.4	2200	1.1	23)
13	Universals. de Quervain-Picard . . . . .	H	3.2	2100	5.4	22)
14	Anderson-Wood . . . . .	H	1	3000	0.8	4)
15	Benioff . . . . .	Z	0.7	$\sim 10^5$	$\sim 12.2$	3)
16	Anderson-Wood . . . . .	H	6	800	7.2	9)
17	Milne-Shaw . . . . .	H	12	250	9.0	4)
18	Horizontalpendel Hecker-Schweydar . . . . .	H	30	38	6.9	7a)
19	Mintrop . . . . .	H	1	50000	12.5	7a)
20	Wiechert . . . . .	H	50	10	6.3	10)

$L \cdot V = \text{const}$  für langperiodische Bodenbeschleunigungen dieselbe Empfindlichkeit haben.

Da man aus den obigen Betrachtungen sieht, daß sowohl der Stabilität des Nullpunktes wie über den langperiodigen Störspiegel durch die Indikatorlänge Grenzen der Empfindlichkeit von Seismometern gesetzt sind, muß man die bisher gebauten betriebssicheren Instrumente in ein Diagramm  $L \cdot V = \text{const}$  so einordnen können, daß für die verschiedensten Eigenperioden eine obere einheitliche Grenze der Indikatorlänge vorhanden ist, die aus obigen Überlegungen kaum überschritten werden kann. In Fig. 2 sind in ein Koordinatensystem mit den logarithmischen Abszissenwerten  $T$  und den logarithmischen Ordinaten  $V$  die für die einzelnen Seismometer gültigen Werte  $L \cdot V = J$  eingetragen. Die Kurven gleicher Indikatorlänge sind untereinander parallele Grade, die die Koordinatenachsen unter  $45^\circ$  schneiden, während die Frequenzcharakteristiken für  $T_B < T$  durch zu  $AB(---)$  parallel gehende Gerade ungefähr dargestellt werden. In Tabelle 1 sind die zugehörigen Angaben zu den einzelnen Punktnummern gemacht.

Es ist erstaunlich, wie gut die einzelnen Instrumente sich einheitlich nach einer oberen Grenze in dem Gebiet von  $J = 1 - 10$  km einordnen, ganz gleich, ob es sich um ein Millionenseismometer (1) mit  $T = 1/30$  sec oder ein langperiodiges Horizontalpendel (20) mit  $T = 50$  sec und  $V = 10$  oder einen Erschütterungsmesser (19) handelt. Die besonders „empfindlichen“ Instrumente (15) und (5) gehören zu den elektrisch-induktiven Apparaten und sind nicht direkt vergleichbar. Auch die statisch arbeitenden Instrumente (8) fallen unter diese allgemeine Relation. Man kann daher aus dem experimentellen Befund schließen, daß ein  $J$  von 10 km bei *günstigen örtlichen* Verhältnissen erreichbar ist. Somit ist die Indikatorlänge für alle Seismometer ein gemeinsames Empfindlichkeitskriterium und die Darstellung in Fig. 2 zeigt physikalisch nur die Einheitlichkeit aller dieser verschiedenen „Pendel“typen.

Die besondere Wahl der Periode und Vergrößerung wird durch die jeweilige Aufgabe als Nah- oder Fernbebeninstrument bestimmt. Ein „mittleres“ Instrument dürfte nach Fig. 2 bei einer Eigenschwingung in dem Bereich von 6 bis 8 sec eine Vergrößerung von 2000 bis 1000fach aufweisen. Leider lassen sich konstruktiv die Bedingungen meistens nicht so auswählen, da in vielen Fällen experimentelle Schwierigkeiten auftauchen\*).

*B. Vergrößerung und Massenordnung.* Für ein Vertikalseismometer kommt eine Anordnung der Federwaage in Frage, wie sie bereits früher<sup>15)</sup> beschrieben ist und in Fig. 3 schematisch dargestellt sind. Obwohl alle drei Konstruktionen in Fig. 3 a, b, c auf den ersten Blick gleichwertig erscheinen, kommt man durch die Forderung einer möglichst großen Vergrößerung  $V$  ohne ein Hebelsystem und die Forderung einer weitgehend directionskräftefreien Achse bei  $A$  (Fig. 3)

\*) Man kann auch in Fig. 2 für die einzelnen Perioden noch den entsprechenden „Störspiegel“ einzeichnen, der mit der Vergrößerung  $V$  multipliziert eine Amplitude von 1 mm ergeben würde.

von selbst zu der im Prinzip klassischen Anordnung von Ewing<sup>4)</sup> bzw. Galitzin<sup>7a)</sup>.

Für eine große Vergrößerung  $V$  ist eine kleine reduzierte Pendellänge  $l$  eine notwendige Vorbedingung, wenn man auch nicht immer so weitgehen kann wie bei dem Anderson-Wood<sup>1)</sup>-Instrument, da wegen der Nullpunktstabilität der Astasierung eine obere Grenze bei dem Vertikalseismometer gesetzt ist. Hat man eine Massenverteilung zu beiden Seiten der Achse  $A$  (Fig. 3 a), so ist für

$$l = \frac{K_1}{m_1 \cdot s_1} \cdot \frac{1 + \frac{K_2}{K_1}}{1 - \frac{m_2 \cdot s_2}{m_1 \cdot s_1}} \dots \dots \dots (5)$$

Massen:  $m_i$ .

Trägheitsmomente:  $K_i$ ;  $K_i = m_i (q_i^2 + s_i^2)$ .

Abstand: Schwerpunkt = Achse =  $s_i$ .

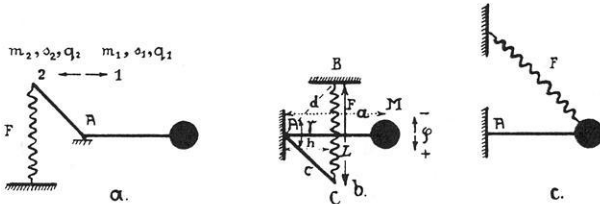


Fig. 3. Schematische Anordnungen für ein astasiertes Vertikalseismometer

Vom Standpunkt der Vergrößerung muß das Ziel jeder Konstruktion sein  $l \Rightarrow s$ . Da der Nenner in (5) eine Differenz ist, müßten alle Massen auf der S. 2 (Fig. 3 a) äußerst gering sein ( $\frac{m_2}{m_1} \ll 1$ ) oder recht nahe an  $A$  gebracht werden ( $\frac{s_2}{s_1} \ll 1$ )\*). Da man jedoch unter das halbe Eigengewicht der Feder  $F$  nicht herunterkommen kann, ist das bequemste Mittel, die Konstruktion einseitig auszubilden (Fig. 3 b), so daß ist

$$l = \frac{K_1}{m_1 \cdot s_1} \cdot \frac{1 + \frac{K_2}{K_1}}{1 + \frac{m_2 \cdot s_2}{m_1 \cdot s_1}} \dots \dots \dots (6)$$

Der Einfluß der zusätzlichen Massen wird etwas geringer, eine Verkleinerung der Vergrößerung findet trotzdem noch statt, da ja das Trägheitsmoment mit dem Quadrat von  $s$  und das einfache Moment nur linear zunimmt. Aus diesem

\*) Beide Gesichtspunkte sind z. B. bei dem kleinen Wichertschen Vertikal-seismographen durch leichte Wahl der Hebel und Senkrechtstellen des Armes 2 verwirklicht<sup>4)</sup>.

Grunde ist auch bei einer einseitigen Konstruktion eine Konzentrierung der Masse im Schwerpunkt der Hauptmasse anzustreben.

Am günstigsten für eine solche Massenordnung ist die Zylinderform mit der Längsachse parallel zur Drehachse oder senkrecht zur Schwingungsebene, da hier der Trägheitsradius ( $q$ ) unabhängig von der Zylinderlänge ist. Man kann so durch die Zylinderlänge die Masse beliebig verändern, ohne die reduzierte Pendellänge  $l$  selbst wesentlich zu beeinflussen. So ist theoretisch für eine zylinderförmige Masse mit der Drehachse im Mantel

für einen kreisförmigen Zylinder [siehe Fig. 4 a)\*]

$$l = \frac{3}{2} r = \frac{3d}{4} \left( q = \sqrt{\frac{\text{Flächeninhalt des Querschnitts}}{2\pi}} \right),$$

für ein quadratisches Prisma (siehe Fig. 4 b)

$$l = \frac{6}{5} a \left( q = \sqrt{\frac{\text{Flächeninhalt des Querschnitts}}{6}} \right).$$

(7)

Sowohl die Steigerung der Vergrößerung (über ein kleines  $l$ ) als auch die Vergrößerung der Periode, die ja gemäß  $J = V \cdot L$  die Empfindlichkeit bedingen, kann physikalisch am bequemsten erreicht werden, indem man die Dimensionen und die Direktionskraft des Systems entsprechend verkleinert (z. B. Anderson-Wood). Genau wie bei anderen empfindlichen Apparaten (z. B. Drehwaage nach v. Eötvös) ist der Verkleinerung der Dimensionen durch die angreifenden Störkräfte bald eine untere Grenze gesetzt. Auch bei Seismometern empfiehlt es sich, einmal mit Rücksicht auf die Stabilität der Anordnung (auch vernünftige Spiegelgröße, geringe Reibungsverluste) und andererseits um keine Störungen durch schädliche Luftbewegungen zu erhalten, die Masse nicht zu gering zu wählen. Die maßgebenden Größen für die Energie des Systems sind auch hier wieder  $m$  und  $s$ . Da über  $s$  grundlegend für die Vergrößerung verfügt ist, bleibt nur eine Erhöhung der Masse  $m$  in den zulässigen Grenzen übrig. Ein anderer Vorschlag, die reduzierte Pendellänge  $l = 2q$  zu machen, ist aus energetischen Gründen abzulehnen, da ein Teil der Masse jenseits der Achse zu liegen kommt und somit die Wirkung der Masse für die Dämpfung nur halb eingeht gegenüber einer Anordnung  $q \sim 0$ ,  $l \rightarrow s$ . Aus diesem Grunde empfiehlt es sich, die relativ kleinen Massen ( $< 1$  kg) aus schwerem Metall zu machen (z. B. Wolfram).

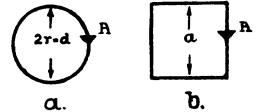


Fig. 4.  
Zylinderquerschnitt senkrecht zum Mantel

Wenn man ein kleines photographisch arbeitendes Vertikalseismometer mit einer sehr hohen Astasierung bauen will, muß man sehr große Sorgfalt auf die Achse  $A$  (Fig. 3) legen. Ein Kreuzfeder- oder sonstiges Federgelenk (Drahtachse) scheidet bei *sehr großer* Astasierung aus, da dieses Gelenk von sich leicht zusätz-

\*)  $l = s + \frac{q^2}{s}$ .

liche Direktionskräfte ergibt, die bei einer Astasierung von  $N = 10$  zu beiden Seiten der Ruhelage eine stabile Lage bedingen; der Charakter einer reinen Sinusschwingung der Seismometereigenschwingung ist völlig verloren. Die Drahtachse scheidet wegen ihrer Durchbiegung und Direktionskraft proportional dem Verdrehungswinkel für hohe Astesierungen auch aus. So empfiehlt es sich also, als Lagerung im Gegensatz zu Horizontalseismometern nach den gewonnenen Erfahrungen eine Schneide zu nehmen. Damit die Schneide in der richtigen Richtung beansprucht wird, läßt man die Feder an einem längeren Hebelarm als die Masse angreifen, da eine an und für sich günstigere Waagekonstruktion (Fig. 3a) wegen der Vergrößerung hier ausscheidet. Für Modellversuche hat sich ein Ersatz der Schneide durch zwei Stahlspitzen als hinreichend erwiesen. Die Brauchbarkeit der Schneide wegen ihres geringen Eigendekrementes (Größenordnung  $10^{-5}$ ) konnte früher von uns an Schwerependeln nachgewiesen werden.

Für das Vertikalseismometer, das sowohl für Nahbeben wie Fernbeben brauchbar sein soll, wird eine Vergrößerung von  $V = 1000$  gefordert. Bringt man einen Spiegel an dem Massearm an, so wird für eine Lichtzeigerlänge (Spiegelfilm)  $A$  bei  $n$ -facher Reflexion am Spiegel

$$V = \frac{2nA}{l} \dots \dots \dots (8)$$

Bedient man sich jedoch eines Hebels von der Länge  $b$  (siehe Fig. 5), so wird bei  $n$ -maliger Reflexion

$$V = \frac{2nA}{l} \cdot \frac{b}{c} \dots \dots \dots (9)$$

Trotzdem man durch das Verhältnis  $b/c$  leicht die Vergrößerung heraufsetzen kann, muß hier aus zwei Gründen auf dieses Hilfsmittel verzichtet werden: einmal sollen alle Komplikationen ausgeschaltet werden, die durch die Koppelung mit einem Hebelsystem bedingt werden und andererseits sollen die Reibungsverluste an der Verbindungsstelle  $B$  vermieden werden, die bei geringer Seismometermasse und hoher Astasierung besonders schädlich sind. Es bleibt unter diesen Umständen nur übrig,  $l$  so klein wie möglich zu machen. Da eine Periode

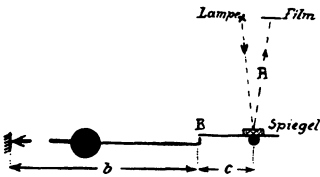


Fig. 5. Spiegel mit Hebelanordnung

von  $2\pi N \cdot \sqrt{\frac{l}{g}}$  verlangt wird und außerdem aber der Astasierungsfaktor, der z. B. beim Galitzin<sup>7a)</sup>  $N = 12$ , aus Stabilitätsgründen nicht über 20 bis 25 getrieben werden soll, so muß  $l$  in der Größenordnung von einigen Zentimetern liegen. Die nötige Vergrößerung wird über die Zahl  $n$  der Reflexionen erreicht, da eine Heraufsetzung von  $A$ , wie bei der optischen Anordnung noch gezeigt wird, das Licht wesentlich stärker schwächt.  $V = 1000$  bis 2000 kann man so bequem mit  $l = 2$  cm,  $A = 1$  m und  $n = 10$  bis 20 erreichen, ohne daß man bei



der langsamen Registriergeschwindigkeit von 60 mm/min bereits mit der Intensität der optischen Aufzeichnung Schwierigkeiten erhält. Zu erwähnen sei schließlich noch eine dritte Möglichkeit, die Bewegungen des Lichtzeigers über Photozellen (Bergmann) in entsprechende Stromschwankungen zu verwandeln und diese mit einem Oszillographen oder nach entsprechender Verstärkung mechanisch mit einem Störschreiber aufzuzeichnen.

*C. Astasierung und Stabilität.* Aus der hohen Anforderung an den Astasierungsfaktor  $N$  — bei mechanisch registrierenden Wiechert-Vertikalseismometern hat man bereits bei  $N \sim 4$  Schwierigkeiten — muß bei den kleinen Dimensionen für  $l$  ein besonders großer Wert auf die Konstanz der Differenz beider Momente von der Feder- und Schwerkraft gelegt werden. Für die Stabilität ist weiterhin zu verlangen, daß sie von der Konstruktion auch über einen größeren Winkelbereich erfüllt ist.

Wie bereits ausführlich dargelegt<sup>15)</sup>, ist zu fordern, daß die Momente der Federkraft ( $\mathfrak{M}_f$ ) und das der Schwere ( $\mathfrak{M}_g$ ) auch in ihrer Abhängigkeit von dem Ausschlagwinkel  $\varphi$  weitgehend gleich und entgegengesetzt verlaufen. Nach der Bezeichnung der Fig. 3 b ist\*)

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{M}_f(\varphi) &= f \cdot c \cdot d \sin(\gamma + \varphi) \left[ 1 - \frac{L_0}{L_\varphi} \right] \\ \mathfrak{M}_g(\varphi) &= Mg(a \cos \varphi + b \sin \varphi) \end{aligned} \right\} \dots (10)$$

für  $\varphi = 0$  in der Ruhelage

$$Mga = f \cdot c \cdot d \sin \gamma \left[ 1 - \frac{L_0}{L} \right],$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} L^2 &= c^2 + d^2 - 2cd \cos \gamma, \\ L_\varphi^2 &= L^2 + 4cd \sin \frac{\varphi}{2} \sin \left( \gamma + \frac{\varphi}{2} \right), \\ h &= \frac{cd}{L} \sin \gamma \text{ (Lot von } A \text{ auf } BC), \end{aligned} \right\} \dots (11)$$

Aus dem resultierenden Moment  $\mathfrak{M}(\varphi) = 0$  folgt für die Periode  $T_\varphi$  in Abhängigkeit von  $\varphi$

Siehe nebenstehende Formel (12)

\*)  $b$  ist der senkrechte Abstand der Masse  $M$  (siehe Fig. 3 b) vom Arm  $a = AM$ . In Fig. 3 b ist  $b = 0$  gezeichnet.

$$T_\varphi = 2\pi \sqrt{\frac{a}{g}} \cdot \frac{1}{N} \left[ \cot \gamma - \frac{b}{a} + \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \cdot \frac{1}{1 - \frac{L_0}{L}} + 3 \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \cdot \frac{1}{1 - \frac{L_0}{L}} + \frac{1 - \cot^2 \gamma + 6 \frac{h}{L} \cot \gamma - 5 \left( \frac{h}{L} \right)^2}{1 - \frac{L_0}{L}} \right] + \dots (12)$$

Zunächst ergibt sich aus (12) ganz allgemein, daß für  $L_0 = 0$  nur eine Abhängigkeit von  $\varphi$  in  $T_\varphi$  in der Größenordnung  $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\varphi^2}{6}}}$  vorhanden ist. Man muß also

verlangen, daß die sogenannte Anfangslänge  $L_0$  der Feder verschwindet. Nimmt man ein Belastungsdiagramm einer Spiralfeder auf, indem man die Längung  $L$  zu den entsprechenden Gewichten  $g$  aufträgt (siehe Fig. 6 a), so erhält man eine Gerade, die die Ordinatenachse in  $L_0$  schneidet. Wie von La Coste<sup>5)</sup> für diese Zwecke hingewiesen, erhält man sogar ein negatives  $L_0$ , wenn man die Feder beim Wickeln „vorspannt“. Mit dieser an und für sich bekannten Tatsache erhält man eine Charakteristik vom Typ wie in Fig. 6 a. Durch die Vorspannung tritt die Längung erst bei einem gewissen Gewicht auf, bis dahin ist  $L'_0 = \text{const.}$  Bei der experimentellen Kurve kann der Knick nicht scharf auftreten, da infolge des Eigengewichtes der Feder und infolge nicht zu vermeidender Schwankungen der Vorspannung längs der Feder bereits vorher kleine Längungen auftreten. Verlängert man die Gerade (a ----) bis zur Ordina-

tatenachse, so wird hier  $L_0$  negativ. Fügt man jetzt eine Zusatzlänge  $+0L_0$  zur Feder (Draht, Stange), so kann man die Gerade durch den Nullpunkt gehen lassen und die geometrische Länge  $L$  ist gleich der Federlänge:  $L = \frac{\mathfrak{M}_f}{f \cdot h}$ . Um nicht immer die Charakteristik für jede Feder aufnehmen zu müssen, kann man

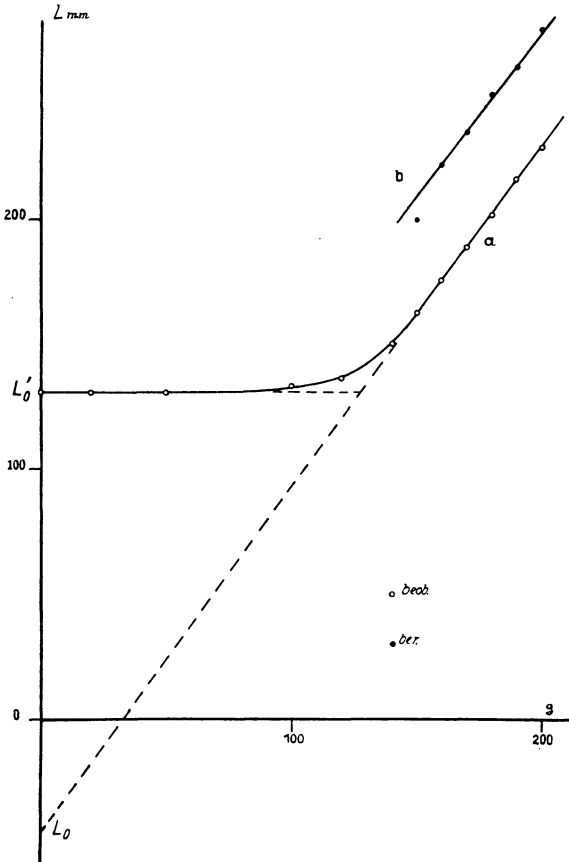


Fig. 6. Belastungscharakteristik einer Feder mit Vorspannung

längert man die Gerade (a ----) bis zur Ordina-

bekanntlich aus der Halbschwingung ( $T'$ ) die reduzierte Pendellänge berechnen ( $T' = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$ ). Die entsprechenden Pendellängen sind in Fig. 6 b (•) eingetragen und haben einen Abstand auf der Ordinatenachse  $L_0$  von der Geraden  $a$ , es ist in Fig. 6

$$\begin{aligned} L_0 \text{ statisch (Ordinatenabschnitt): } & 4,5 \text{ cm,} \\ L_0 \text{ aus Schwingungsdauerbeobachtung: } & 4,5 \text{ cm.} \end{aligned}$$

Hat man eine Feder bereits in ein Vertikalseismometer eingesetzt, so kann man aus der Abhängigkeit der Schwingungsdauer  $T_\varphi$  vom Ausschlagwinkel  $\varphi$  den Grad der Kompensation  $L_0 \approx 0$  erkennen. Man findet so die richtige Zusatzlänge zur Feder aus den verschiedenen Kurven  $T_{(\varphi, L_0)}$  für die einzelnen Änderungen der Zusatzdrahtstücke.

Um eine bessere Übersicht über die Formel (12) zu gewinnen, sollen folgende Abkürzungen eingeführt werden

$$\cot \gamma = \frac{b}{a} + \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \frac{1}{1 - \frac{L_0}{L}} = \frac{1}{N^2}, \quad 1 - \frac{L_0}{L} = K,$$

$$a = \frac{\text{Trägheitsmoment}}{\text{einfaches Moment}} \text{ bezogen auf die Achse } A.$$

$$T_\varphi = 2\pi \sqrt{\frac{a}{g}}$$

$$N \sqrt{\left\{ 1 - \frac{3}{2} \varphi N^2 \cdot \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \frac{1 - \cot \gamma}{K} - \frac{\varphi^2}{6} \left[ 1 + 3 N^2 \cdot \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \frac{1 - \cot^2 \gamma + 6 \frac{h}{L} \cot \gamma - 5 \left(\frac{h}{L}\right)^2}{K} \right] \pm \dots \right\}} \quad (13)$$

wo  $N$  wieder der bereits definierte Astasierungsfaktor ist. Es ist selbstverständlich für ein Vertikalseismometer, daß  $b \approx 0$  sein muß, und daß man im Gegensatz zum Gravimeter<sup>15)</sup> die vertikale Verlagerung des Schwerpunktes nicht zur Astasierung heranziehen soll. Zur Prüfung  $b = 0$  wird das System entweder als einfaches Pendel mit Hilfslagern um die Schneide drehbar aufgehängt oder man legt die Hilfslager in die Schwereachse senkrecht zur Schwingungsebene und muß dann indifferentes Gleichgewicht erhalten. Beide Wege wurden mit Erfolg zur Kontrolle angewandt. Eine Prüfung des fertigen Vertikalseismometers auf  $b = 0$  erfolgt durch statische Neigungen. Die Astasierung wird durch Veränderung (Fig. 3 b) von  $\gamma$  eingestellt; der Winkel liegt sehr nahe bei (theoretisch für  $N = \infty$  genau)  $\pi/2$ . Man verändert den oberen Befestigungspunkt  $B$  der Feder nach Höhe und Seite (Richtung senkrecht zur Drehachse). Den Konstruktionsvorteil, das lineare Glied in  $\varphi$  (13) durch  $h/L \approx \cot \gamma$  wie beim Gravimeter außerdem klein zu halten, kann man wegen  $b = 0$  nicht noch mit erreichen. Aus Gleichung

(13) ergibt sich, daß bei größeren Winkeln  $\varphi$  das quadratische Glied in  $\varphi$  leicht größer wird als das lineare in  $\varphi$ , weil  $\varphi$  proportional  $(h/L)^2$ , und  $\varphi^2$  proportional nur  $h/L$ . Der Betrag  $h/L$  ist für unsere Konstruktion relativ groß, da der Federangriffspunkt im Gegensatz zu Galitzin<sup>7a)</sup>, der den Vorteil  $h < a$  ausnutzt, wegen der Schneidenbeanspruchung vor der Masse liegt ( $a > h$ ). Sehr wesentlich

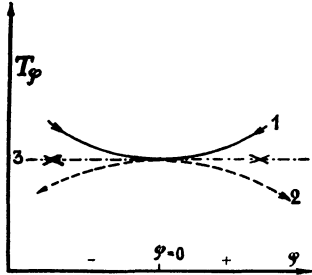


Fig. 7a. Theoretische Periodencharakteristik

ist, daß der Kurvenverlauf  $T(\varphi)$  einschneidend durch die Größe  $L_0$  nach (13) bestimmt wird. Ist  $L_0$  positiv, so hat bei erhöhter Astasierung das Pendel nach beiden Seiten der Ruhelage ( $\varphi = 0$ ) das Bestreben unstabil zu werden (Fig. 7a, Kurve 1). Für negatives  $L_0$ , also sehr stark vorgespannte Federn, liegen die Stabilitätsbereiche zu beiden Seiten der Ruhelage ( $\varphi = 0$ , Kurve 2 in Fig. 6a) und erst ein  $L_0 = 0$  ergibt (in Kurve - - - - 3) eine einwandfreie stabile Periodencharakteristik. In Fig. 7b sind für dasselbe Pendel für verschiedene  $N$  die Kurven  $T(\varphi)$  gezeigt. Man sieht deutlich den Einfluß des quadratischen Gliedes, während in

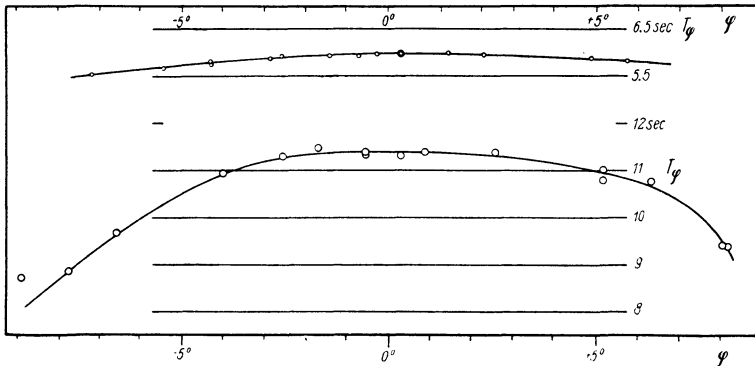


Fig. 7b. Experimentelle Periodencharakteristiken

dem Bereich von  $\pm 5^\circ$  man für  $T_\varphi$  eine Änderung um 3,3% gegenüber  $T_{\varphi=0} = 6.05$  sec hat, beträgt für  $T_{\varphi=0} = 11.4$  sec dieselbe Änderung bereits 5.7%. Sehr deutlich kann man auch aus der Unsymmetrie der experimentellen Kurven für  $\pm \varphi$  den Einfluß des linearen Gliedes sehen, das für negatives  $\varphi$  (Bewegung der Masse nach oben) die Schwingungsdauer verkleinert, während für positives  $\varphi$  dieser Wert größer wird)\*. Für die Werte  $T \sim 11$  sec bewegt

sich  $N$  in der Größenordnung von 40, d. h. der Wert  $\left( \cot \gamma - \frac{b}{a} + \frac{L_0 h}{L^2} \cdot \frac{1}{K} \right)$

\*) In dem für praktisches Arbeiten sehr kleinen Bereich, der stets kleiner als  $\pm 1^\circ$  ist, beträgt die Konstanz von  $T_\varphi < 1\%$  bei den beiden obigen Kurven.

beträgt nur  $\sim 1/400$ . Aus diesem Umstande begreift man so auch, daß der Astasierung bei den kleinen Dimensionen durch die Veränderung der Feder (Temperatur, Ermüdung) schnell eine obere Grenze gesetzt wird.

*D. Magnetische Dämpfung.* Jedes Seismometer muß eine Dämpfung besitzen. Da die Dimensionen sehr klein gewählt werden sollen, ist besonders darauf zu achten, daß durch die Dämpfungseinrichtung die reduzierte Pendellänge  $l$  nicht vergrößert wird. Für die Ausführung kommt nur die „magnetische Dämpfung“ in Frage, da die Dämpfung streng der Winkelgeschwindigkeit des Ausschlages proportional ist. Die theoretischen Grundlagen sind im Hinblick für Seismometer von Galitzin<sup>7)</sup> und experimentell wohl am saubersten von Hagiwara<sup>11)</sup> untersucht worden. Da die „Wirbelstrombremse“ in der Technik eine große Rolle spielt, kann man auch von dieser Seite wertvolle Angaben erwarten, es seien die Arbeiten von Beckmann<sup>2)</sup> und die „klassische Darstellung“ von Rüdénberg<sup>19)</sup> zu nennen\*). Die übliche Anordnung besteht aus einer Metallplatte  $P$ , die in einem als homogen angenommenen Felde zwischen den Polschuhen ( $M$ ) schwingt (siehe Fig. 8). Das logarithmische Dekrement  $A$  hängt, abgesehen von den Seismometerdaten, von folgenden Größen ab

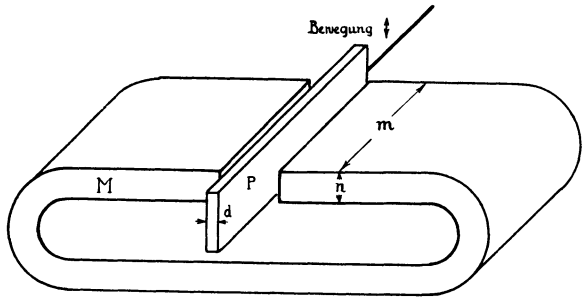


Fig. 8. Magnetischer Dämpfer.  
M Magnet, P Dämpferplatte

$$A \text{ proportional } \frac{B^2 \cdot d \cdot v}{\sigma} \cdot C \left( \frac{m}{n} \right) \cdot \dots \cdot \dots \cdot \quad (14)$$

wobei die Rückwirkung des magnetischen Feldes der in der Platte induzierten Wirbelströme vernachlässigt werden kann; (die von Rüdénberg<sup>19)</sup> berechneten kritischen Geschwindigkeiten liegen für die hier benutzten Dimensionen in der Größenordnung von  $v \sim 1$  cm/sec). Die Bremskraft ist proportional dem Quadrat der magnetischen Feldstärke  $H$  (da die magnetische Induktion  $B \sim H$ ), wie Hagiwara<sup>11)</sup> streng nachweist. Die Wirkung kann bei konstanter Feldstärke —

abgesehen von den Dimensionen — durch die Größe  $\frac{\text{Platten-Dicke}}{\text{spezif. -Widerstand}}$   
 $\Rightarrow d/\sigma$  gesteigert werden. Die Werte für einige Metalle sind:  $\sigma$   $\left\{ \begin{array}{l} \text{Cu} = 1.6 \cdot 10^3 \text{ CGS} \\ \text{Ag} = 1.7 \cdot 10^3 \text{ „} \\ \text{Al} = 3.2 \cdot 10^3 \text{ „} \end{array} \right.$

\*) Die theoretisch strenge Arbeit von Gans ist für unseren einfachen Fall nicht nötig. (R. Gans: Über Induktion in rotierenden Kugeln, Archiv f. Elektrotechn. IX, 1921, S. 413—426).

Obgleich Aluminium einen größeren spezifischen elektrischen Widerstand als Silber und Kupfer aufweist, ist es wegen des geringen Gewichtes günstiger, Aluminiumplatten mit der entsprechenden Dicke  $d$  zu verwenden. Schließlich ergeben die Überschlagsrechnungen für eine unendlich große Platte bei geradliniger Bewegung mit der Geschwindigkeit  $v$  durch ein ideales konstantes Magnetfeld (keine Streuung), daß die Bremswirkung auch von der Gestalt der Pole abhängt.

In Fig. 9\*) ist für kleine Geschwindigkeiten der Faktor  $C$  nach den Rechnungen von Rüdberg<sup>19)</sup> (a), Beckmann<sup>2)</sup> (b) und Hagiwara<sup>11)</sup> (c) aufgetragen. Für unendlich breite Pole ( $x = \frac{m}{n} \rightarrow \infty$ ) ist  $C = 1$ . Man sieht aus den drei Kurven trotz Abweichungen übereinstimmend, daß die Pole senkrecht

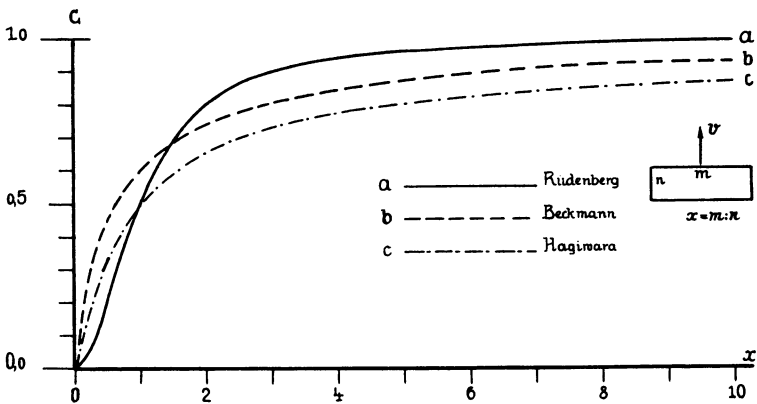


Fig. 9. Bremswirkungsfaktor für die rechteckige Gestalt der Polschuhe

zur Bewegungsrichtung der Dämpferplatte um ein Mehrfaches breiter (3 ... 5 mal) sein sollen, also möglichst flache und nicht nur quadratische Pole. Hagiwara gibt noch eine wichtige experimentell gewonnene Angabe für die Dämpferplatte: sie soll in Richtung ( $n$ ) der Bewegung 3 mal, senkrecht ( $m$ ) dazu 2 mal ( $n$ ) so groß sein wie die entsprechende Seite des Polrechteckes.

Die Abhängigkeit von der Linear-Geschwindigkeit  $v$  und der Befestigung der Platte in der Entfernung  $c$  von der Achse ergeben eine Abhängigkeit des Dekrements von  $c^2$ . Man hat aus diesem Grunde bisher bei allen Konstruktionen

\*) Die Werte für den Faktor  $C$  sind, wenn  $x = m/n$ ,

$$\left. \begin{aligned} \text{a) nach Rüdberg: } C &= 1 : \left(1 + \frac{1}{x^2}\right), \\ \text{b) nach Beckmann: } C &= \frac{2\pi}{x} \ln \left(1 + \frac{\pi}{2x}\right), \\ \text{c) nach Hagiwara: } C &= \frac{1}{\pi} \left\{ 2 \operatorname{arctg} x + \frac{x}{2} \ln \left(1 + \frac{1}{x^2}\right) - \frac{1}{2x} \ln (1 + x^2) \right\}. \end{aligned} \right\} (15)$$

wegen der relativ schwachen Magnete die Dämpferplatten so weit wie möglich von der Achse befestigt.

Die wichtigste Größe für genügende Dämpfung ist die Feldstärke des Magneten. Für gewöhnlich hat man auf die Dimensionierung keinen sehr großen Einfluß ausgeübt, da man durch die vorhandenen Dauermagnete gebunden war. Durch die neueren Kobalt- und Nickelaluminiumeisenlegierungen wird die Auswahl größer. Eine weitere wichtige Veränderliche stellt die Größe des Luftspaltes  $D$  dar, um  $B^2 \cdot d$  (die in Abhängigkeit von  $D$  für ein bestimmtes  $d$  ein Maximum hat) recht groß zu machen. Hierzu ist die Kenntnis des Zusammenhangs zwischen  $D$  und  $B$  erforderlich. Aus einer Arbeit von W. Elenbaas<sup>6)</sup> läßt sich für die Feldstärke  $H$  im Luftspalt eines Dauermagneten unter der Voraussetzung, daß die Entmagnetisierungskurve durch einen Ellipsenbogen ersetzt wird, entnehmen

$$\frac{1}{H^2} = \left( \frac{D}{H'_c l_2} \right)^2 + \left( \frac{(1 + a \cdot D) S_1}{B'_r \cdot S_2} \right)^2 \dots \dots \dots (16)$$

wobei bedeuten (siehe Fig. 10)

- $H$  Feldstärke im Luftspalt,
- $D$  die mittlere Länge des Luftspaltes,
- $l_2$  die mittlere Länge des Magneten,
- $S_2$  mittlerer Querschnitt des Magneten,
- $S_1$  Querschnitt des Luftspaltes,
- $H'_c$  Koerzitivkraft } wie sie durch die Ersatz-
- $B'_r$  Remanenz } ellipse bestimmt werden.

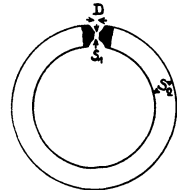


Fig. 10. Permanentmagnet

Da die besten Dauermagnete so zu dimensionieren sind, daß

$$\frac{D}{H'_c l_2} = \frac{S_1 \cdot (1 + aD)}{B'_r \cdot S_2},$$

damit das Produkt aus  $B_r \cdot H_c$  — die „Gütezziffer“ — einen Größtwert erreicht, so erhält man für die Abhängigkeit der Größe  $H$  von  $D$  die Beziehung aus (16) für  $S_1 = S_2$

$$\left( \frac{B'_r}{H} \right)^2 - 1 = \left( \frac{D}{l_2} \right)^2 \cdot \left( \frac{B'_r}{H'_c} \right)^2 + 2 a D + a^2 D^2 \dots \dots \dots (17)$$

In Fig. 11 sind die Abhängigkeiten der Feldstärken zweier Magnete\*) von der Luftspaltgröße  $D$  aufgetragen. Man sieht, daß man durch den Übergang zu dünnen Dämpfern und schmalen Spalten eine wesentliche Erhöhung des Dekrements und

\*) Der Magnet (- - - -) von Galitzin<sup>7)</sup> hatte einen Querschnitt von 36.3 × 22.5 qmm und eine Länge  $l_2$  von etwa 130 mm, derjenige (—) von Elenbaas<sup>6)</sup> 19.5 × 9.6 qmm,  $l_2 = 106$  mm. Die Galitzinsche Kurve (- - - -) läßt sich kaum durch Gleichung (16) wiedergeben, zumal auch die Werte für kleine  $D$  (< 5 mm) fehlen.

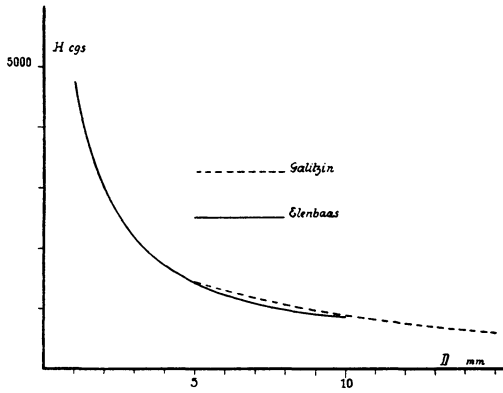


Fig. 11. Magnetische Feldstärke  $H$  und Luftspalt  $D$

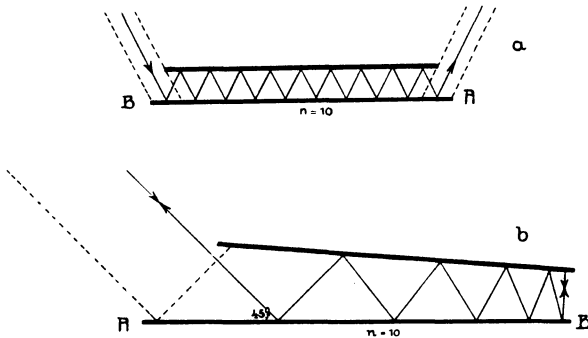


Fig. 12. Optischer Strahlengang bei der Mehrfachreflexion.

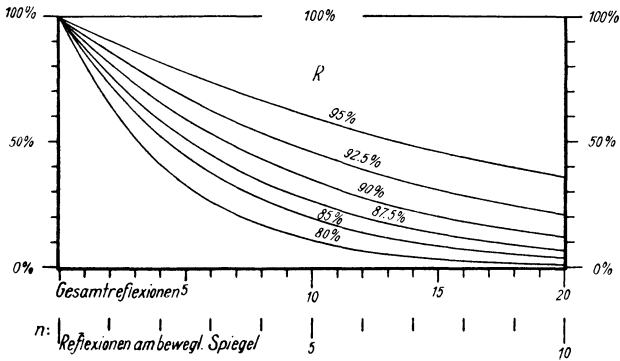


Fig. 13. Lichtintensität und Reflexionsvermögen bei Mehrfachreflexionen



eine Einsparung am Gewicht der Dämpferplatte erzielen kann\*). Eine konsequent durchgeführte Konstruktion weist das Universalseismometer von de Quervain-Piccard auf, dessen Magnete einen Spalt von 0,8 mm Breite haben und deren Aluminiumdämpferplatten 0,4 mm dick sind.

Unter Verwendung von hochwertigen Magnetstählen konnten bequem Spaltfelder von 3000—6000 Gauß hergestellt und benutzt werden, ohne daß man zu unhandlichen Abmessungen greifen muß.

*E. Optische Bedingungen für die Mehrfachreflexion.* Der Vorteil der Mehrfachreflexion ist bei diesem Seismometer wohl erstmalig mit einem großen  $n$  ( $> 10$ ) angewandt worden. In Fig. 12 sind die beiden Anordnungen des Strahlenganges gezeigt. Es muß die Spiegellängsachse  $AB$  stets parallel der Drehachse des Systems sein, damit die Anzahl der Reflexion immer konstant bleibt. Aus Gründen der bequemen Justierung war die Anordnung a einfacher zu handhaben. Die Frage der nötigen Lichtintensität hängt von dem Reflexionsvermögen der Spiegel ab. Die neuen Legierungen\*\*) besitzen ein dauerndes Reflexionsvermögen von mindestens 90%. Die den verschiedenen Reflexionsvermögen  $R$  (in %) entsprechenden Anteile der Intensität bei  $n$  Gesamtreflexion kann man aus Fig. 13 ersehen. Neben der günstigen Metallbelegung der Oberflächenspiegel spielt bei der großen Zahl der Reflexion die Güte der Oberfläche (eben) eine entscheidende Rolle. Die Spiegel waren im Gegensatz zu ähnlichen früheren Versuchen [Geiger<sup>8</sup>]) so gut, daß die Aufzeichnung bei 20 Gesamtreflexionen auf dem Film mit dem von mir beschriebenen Registrierapparat<sup>16</sup>) unter Beobachtung der nötigen optischen Bedingungen nach Angabe von Kaiser<sup>12</sup>) noch Strichscharfen unter  $\frac{1}{10}$  mm ergaben. Die Optik wurde so gewählt, daß zwischen den Spiegeln paralleler Strahlengang vorhanden war. Somit ist auch von dieser Seite die Brauchbarkeit der Mehrfachreflexion bei großem  $n$  erbracht.

\*) Legt man die Hopkinsonsche Gleichung für einen „magnetischen Kreis“ zugrunde (die ferromagnetischen Legierungen in W. S. Messkin-A. Kußmann, Berlin 1932, S. 17), so erhält man für die Spaltbreite eines geschlitzten Eisenkreises (s. Fig. 10  $S_1 = S_2$ ) als Feldstärke

$$H = \frac{B_0}{1 + a \cdot D} \dots \dots \dots (17a)$$

wenn  $B_0$  die Induktion im geschlossenen Ring ist. Die Konstante  $a$  hat die Bedeutung von  $\mu/l_2$  ( $\mu$  die Permeabilität des Materials bei der dem magnetisierenden Feld entsprechenden Induktion). Die von Galitzin angegebene Kurve läßt sich durch (17a) gut darstellen. Es ist für  $a = 0.2821$ ,  $B_0 = 3483$ :

Dicke $D$ mm:	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	11,0	13,0	14,0	17,0
$H'$ berechn.:	1445	1293	1171	1069	984	899	746	670	589
Feld $H$ beob.:	1445	1311	1175	1062	957	835	727	663	589
$H - H'$ %:	0,0	+ 1,4	+ 0,4	- 0,7	- 0,7	- 1,8	- 2,6	- 1,1	0,0

\*\*) Auch an dieser Stelle danke ich Herrn Dr. Hochheim für die freundliche Unterstützung mit seiner Spiegelbelegung.

*F. Zusammenfassung.* Die an dem Versuchsmodell eines Vertikalseismometers gewonnenen Erfahrungen und die günstigen elastischen Ergebnisse bei gleichzeitig gemachten Gravimeteruntersuchungen zeigen, daß man ein direkt photographisch schreibendes Vertikalseismometer:  $T$  6 bis 8 sec,  $V$  2000 bis 1000fach mit einer konstanten Empfindlichkeit ( $T_{(q)} = \text{const}$ ) bei kleinen Abmessungen und hoher Astasierung ( $N \sim 20$ ) bauen kann. Nach der allgemeinen Empfindlichkeitsdarstellung ( $V \cdot L = \text{const}$ ) für alle Seismometer ist ein solches Stationsinstrument auch für Fernbeben noch ausreichend. Als weiterer Vorteil kommt hinzu, daß die optische Mehrfachspiegelung eine trägheitsarme erhebliche Vergrößerung bei guter optischer Strichschärfe ermöglicht.

### Verzeichnis der angeführten Schriften

- 1) J. A. Anderson: Principle of the seismograph. Physics of the earth. VI, Seismology, Kap. 15. Washington 1933.
- 2) E. Beckmann: Untersuchungen über Wirbelstrombremsen. Diss. Hannover 1903.
- 3) H. Benioff: A new electro-magnetic seismograph, V. Pacific Science congress A 7.
- 4) H. P. Berlage: Seismometer. Abschnitt IV im Handb. d. Geophysik, herausgegeben von B. Gutenberg, Berlin 1932.
- 5) L. J. B. La Coste jr.: A new type long period vertical seismograph. Physics, 1934, S. 178—180.
- 6) W. Elenbaas: Dauermagnete. Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 191—197 (1933).
- 7) B. Galitzin: Über die magnetische Dämpfung von Horizontalpendeln. Bull. de l'Acad. Imp. des Sciences de St. Petersburg 1908, S. 673—686.
- 7a) B. Galitzin: Vorlesungen über Seismometrie, deutsch von O. Hecker, Leipzig 1914.
- 8) L. Geiger: Steigerung der Empfindlichkeit bei der Gauß-Poggendorffschen Spiegelmethode. Phys. Zeitschr. **12**, 66—70 (1911).
- 9) B. Gutenberg: Das „Seismological Laboratory“ in Pasadena. Gerl. Beitr. z. Geophys. Ergebn. d. kosm. Phys. II, S. 215.
- 10) B. Gutenberg: Die seismische Bodenunruhe. Handb. d. Geophysik Bd. IV, S. 295.
- 11) T. Hagiwara: On the magnetic damper. Earthquake Research Inst. Bull. **12**, 482—491 (1934).
- 12) H. Kaiser: Theorie der photographischen Registrierung. Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 303—314 (1935).
- 13) A. König: Geometrische Optik. Handb. d. Experimentalphysik XX, 2 (zusammenfassende Lit.).
- 14) H. Martin: Schwingungslehre. Handb. d. Experimentalphysik Bd. XVII, Teil I, Kap. 2, § 2 und 3. Leipzig 1934.
- 15) O. Meißer: Beitrag zur Theorie und Konstruktion von statischen Schwere messern. Zeitschr. f. Geophys. **11**, 221—234 (1935).
- 16) O. Meißer: Zur photographischen Registrierung von Stationsseismometern. ebenda **10**, 259—265 (1934).
- 17) O. Meißer: Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veröffentl. d. Reichsanstalt f. Erdbebenf. Jena 1929, Heft 9, II, § 2, S. 42ff.

<sup>18)</sup> A. de Quervain u. A. Piccard: Beschreibung des 21-Tonnen-Universal-seismographen System de Quervain-Piccard. Jahresber. des Schweiz. Erdbebend. 1924. Zürich 1926.

<sup>18a)</sup> L. F. Richardson: Springs for vertikal seismographs. Monthly notices of the Royal. Soc. Geophysical Supplements I, Nr. 8, 1926, S. 403—411.

<sup>19)</sup> R. Rüdberg: Energie der Wirbelströme in elektrischen Bremsen und Dynamomaschinen. Stuttgart 1906.

<sup>20)</sup> G. Schmerwitz: Der Koppelungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen. Zeitschr. f. Geophys. **12**, 206—220 (1936).

<sup>21)</sup> T. Tamaru: Über ein neues Vertikalseismometer. Verh. d. I. internat. Seism. Konf., Straßburg 1903, Beilage B 4.

<sup>22)</sup> E. Wanner: Jahresbericht des Schweizerischen Erdbebendienstes, Zürich 1935.

<sup>23)</sup> Die Erdbebenwarten von Deutschland und Österreich im Jahre 1925. Zeitschrift f. Geophys. **1**, 285—296 (1924/25).

*Jena*, November 1937, Reichsanstalt für Erdbebenforschung.

---

## Untersuchungen über Vorgänge an der Schneide beim Schwingen eines Schwerependels

Von **Wilhelm Köller** — (Mit 18 Abbildungen)

Bei den Messungen der Schwingungsdauer mit Sterneckpendel, die über Zeiträume bis zu 12 Stunden beobachtet wurden, zeigte sich nach Berücksichtigung der üblichen Korrekturen eine Abnahme der Schwingungsdauer bei sinkender Amplitude. Es wird gezeigt, daß die Form der Abnahme (reduzierte Werte der Schwingungsdauer als Funktion der Amplitude) theoretisch nicht durch einen reinen Abrollvorgang an der Schneide erklärt werden kann. Unter der Annahme des Abrollens und gleichzeitigem Zurückgleiten der Schneide auf dem Lager beim Schwingen des Pendels ergibt die Theorie eine Näherungslösung, die die gemessene Form der Abnahme der Schwingungsdauer erklären kann. Außerdem wird die Größe des Krümmungsradius der Schneide, der für den Abrollvorgang wirksam ist, erörtert.

### Einleitung

Pendelmessungen, bei denen die Beobachtungen über Zeiträume von mehr als 2 Stunden ausgedehnt wurden, zeigten selbst, nachdem sie durch die üblichen Korrekturen auf konstanten Druck, Temperatur, unendlich kleine Bögen (Amplitudenkorrektur) und schließlich auf Mitschwingen mittels der bekannten Furtwänglerschen Korrektionsformeln reduziert waren, immer noch eine Abnahme der Schwingungsdauer mit der Beobachtungszeit oder Amplitude.

Ein solches Verhalten der Pendel muß naturgemäß zu einer falschen Beurteilung der Genauigkeit der Pendelmessungen führen. Es ergab sich also die Aufgabe, dieses Verhalten näher zu untersuchen. Vorliegende Arbeit soll einen Beitrag zur Lösung dieser Aufgabe liefern.

## I. Die Abnahme der Schwingungsdauer eines Pendels mit der Amplitude

**1. Technische Einzelheiten der experimentellen Arbeit.** Zu den vorgenommenen Messungen wurden benutzt: 1. Ein Askania-Vierpendel-Apparat mit vier Invarstahlpendel Nr. 1, 2, 3 und 4 in Sterneckscher Form. Die Pendeltische waren aus Achat. Die Pendel Nr. 1 und 3 besaßen Achatschneiden, die Pendel Nr. 2 und 4 Stahlschneiden.

2. Eine Riefleruhr Nr. 474 mit elektrischem Antrieb und elektrischem Sekunden- und Minutenkontakt. Die Uhr besitzt eine Luftdruckkompensation.

Die Sekundenkontakte der Riefleruhr und die Pendelschwingungen wurden zusammen auf einen Film optisch aufgezeichnet. Zur Kontrolle einer konstanten Filmgeschwindigkeit und zur Interpolation der Sekundenintervalle wurden außerdem die Schwingungen einer Stimmgabel von 50.6 Hz Eigenfrequenz mitregistriert.

Die Beobachtungszeit erstreckte sich durchschnittlich auf 8 bis 12 Stunden. Zur Bestimmung der Schwingungsdauer der Pendel wurden jedesmal 2-Stunden-Intervalle ausgewertet. Es wurden am Anfang und am Ende eines solchen Intervalls 10 Sekunden lang die Pendelschwingungen registriert. Aus diesen 10 Sekunden wurde die mittlere Verschiebung des Maximums bzw. Minimums der Pendelschwingung gegen eine feste Zeitmarke am Anfang und am Ende eines jeden 2-Stunden-Intervalls bestimmt. Kennt man die Anzahl der ganzen Pendelschwingungen innerhalb von 2 Stunden (7200 sec), so bekommt man die Schwingungsdauer des Pendels  $T_p$ :

$$T_p = \frac{7200}{D} + \frac{\text{Verschiebung des Max. bzw. Min.}}{D} .$$

Dabei ist  $D = \text{Divisor} = \text{Anzahl der ganzen Pendelschwingungen in 7200 sec.}$

Da durchschnittlich 8 bis 12 Stunden beobachtet wurde, erhält man 4 bis 6 2-Stunden-Intervalle und aus jedem Intervall einen Wert für die Schwingungsdauer der Pendel.

Um die Beobachtungszeit bis zu 12 Stunden ausdehnen zu können, wurde der Pendeltopf auf 8 bis 10 mm Hg evakuiert. Die Druckänderungen betragen maximal 1 mm Hg in 24 Stunden. Zur Kontrolle der Temperatur im Pendeltopf wurde ein Thermometer mit einer Skaleneinteilung von  $0.2^{\circ}$  abgelesen. Die Thermometer sind in einen Würfel von 3 cm Kantenlänge eingelassen, der aus demselben Material besteht wie die Pendel (Invarstahl). Die Registrierungen erfolgten im Erdbebenhaus des Geophysikalischen Instituts in Göttingen in einem sehr gut temperaturschutzten Raum. Die maximalen Temperaturschwankungen im Pendeltopf betragen  $0.4^{\circ}$  pro 24 Stunden. Die Druck- bzw. Temperaturkoeffizienten der einzelnen Halbskundenpendel waren folgende:

	Pendel Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3	Nr. 4
Druck $10^{-7}$ sec/mm . . .	1.2	1.3	1.2	1.2
Temp. $10^{-7}$ sec/Grad . . .	3.7	3.0	2.6	3.4

Es waren also keine ins Gewicht fallenden Änderungen der Schwingungsdauer der Pendel während der Messung zu erwarten, die durch Druck- bzw. Temperaturänderungen bedingt sind.

Der Gang der Riefleruhr wurde täglich durch die Quarzuhr in Potsdam über die internationalen Zeitzeichen von Bordeaux 8<sup>h</sup> und 20<sup>h</sup> M. G. Z., Rugby 10<sup>h</sup> M. G. Z., Nauen 12<sup>h</sup>01' bzw. 12<sup>h</sup>06' M. G. Z. kontrolliert\*).

Den Gang der Quarzuhr kann man als konstant annehmen [1] [ihrer Gangänderung entspricht etwa 0.12 mgal/dies\*\*)]. Aus dem täglich gemessenen Standunterschied der Riefleruhr gegen die Zeitzeichen und damit gegen die Quarzuhr wurde der Gang bestimmt, und zwar von Tag zu Tag gegen die Zeitzeichen von gleichen Stationen. Der so ermittelte Gang wurde für den Zeitraum zwischen den Zeitsignalen als konstant angesehen. Man bekommt dann für die 2-Stunden-Intervalle brauchbare Korrekturen. Es zeigte sich aber später, daß diese Annahme nicht immer berechtigt war. In den Nachmittagsstunden zeigte die Uhr eine täglich auftretende Gangschwankung, die im Laufe des Spätnachmittags wieder rückgängig gemacht wurde, so daß innerhalb von 24 Stunden der Gang gewissermaßen konstant blieb. Da in den Nachmittagsstunden keine Kontrolle der Uhr durch die Quarzuhr möglich war, so konnte dieser Sprung der Uhr nicht eliminiert werden. Es zeigte sich deshalb bei den Pendeln in den Werten für die Schwingungsdauer, die aus Nachmittagsmessungen stammen, manchmal gleichzeitig ein Sprung in der Schwingungsdauer. Solche herausfallenden Werte wurden für die späteren Überlegungen nicht mitbenutzt.

**2. Messungen.** a) *Vorbemerkungen.* Der Askania-Vierpendel-Apparat besitzt 4 Pendeltische in Kreuzform angeordnet mit Achateinlagen, die die Nummern I, II, III und IV tragen. Die dazu gehörigen Pendel haben die Nummern 1, 2, 3 und 4). Benutzt wurden hauptsächlich die Pendel 1 und 3 mit Achatschneiden. Die Pendel Nr. 2 und 4 besitzen Stahlschneiden. Da die relative Feuchtigkeit im Versuchsraum sehr groß war (über 90%), setzten sich an den Pendeln mit Stahlschneiden mit der Zeit kleine Rostpartikelchen fest, so daß man eine konstante Schwingungsdauer nicht mehr erwarten konnte. Infolgedessen gingen unkontrollierbare Fehler mit der Zeit in die Messungen ein. Daher wurden, abgesehen von einer Meßperiode vom 17. August 1936 bis 18. September 1936, nur die Pendel Nr. 1 und 3 benutzt.

b) *Bericht über die Messungen.* Die Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude wurde schon an der Schuleruhr [2] und bei Messungen mit 2 Pendeln im Geophysikalischen Institut in Göttingen beobachtet\*\*\*). Allerdings änderte sich bei den letztgenannten Messungen nur die Schwingungsdauer eines Pendels ( $P_4$ )

---

\* ) Die Zeitzeichen von Bordeaux 20<sup>h</sup> M. G. Z. wurden nicht an jedem Tage regelmäßig aufgenommen.

\*\* ) 1 mgal entspricht  $2.5 \cdot 10^{-7}$  sec Änderung für ein Halbsekundenpendel.

\*\*\* ) Geophysikalische Reichsvermessung 1935, Basis Göttingen.

bei einer Beobachtungszeit von  $6\frac{1}{2}$  Std., während das andere Pendel ( $P_2$ ) innerhalb der Meßgenauigkeit konstant blieb (Fig. 1).

Die in der Fig. 1 gezeigten Messungen sind ein Teil der Pendelmessungen, die innerhalb der Reichsvermessung 1935/36 in Göttingen als Basisstation ausgeführt wurden. An den in der Fig. 1 genannten Tagen wurden außer den Messungen am Spätnachmittag  $17^h30'$  bis  $19^h30'$  auch von  $22^h$  bis  $24^h$  Beobachtungen gemacht.

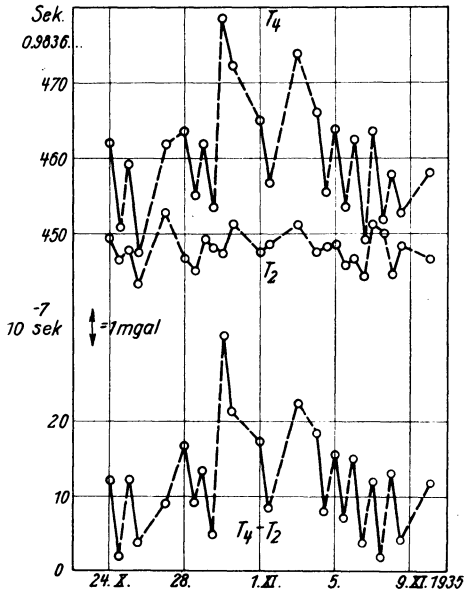


Fig. 1. Differenz der Schwingungsdauer  $T_4 - T_2$  und Absolutwerte der Schwingungsdauer  $T_4$  und  $T_2$  der Basispendel 4 und 2 bezogen auf die Riefleruhr.

Zusammengehörige Tag- und Nachtmessungen sind durch starke Verbindungsstriche gekennzeichnet. Pendel 2 und Pendel 4 auf den Stativplätzen IV und III. (Nach Messungen von Dr. Bungers, H. Jung und Schulze)

der Abnahme (Schwingungsdauer als Funktion der Amplitude) zu erfahren, wurden die Messungen mit den gleichen Pendeln Nr. 2 und 4 auf gleichen Stativplätzen III und IV über eine Beobachtungszeit von 8 Std. wiederholt, und außerdem mit den Pendeln Nr. 1 und 3 unabhängig davon in einem anderen Zweipendelapparat Messungen vorgenommen. Diese Meßperiode umfaßt die schon oben genannte Zeit vom 27. August 1936 bis 18. September 1936.

Es zeigte sich aber bei allen Pendeln, auch bei dem früher konstant bleibenden Pendel Nr. 2, eine Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude, die allerdings bei den einzelnen Pendeln verschieden groß war. Es tauchte daher der Ge-

Die Pendel wurden nur einmal gegen  $17^h20'$  angestoßen, um Pendelsprünge, die durch das Anhalten der noch schwingenden Pendel und durch ein erneutes Anstoßen für die Nachtmessungen eventuell verursacht werden könnten, zu vermeiden.

Die Abnahme der Schwingungsdauer betrug bei Pendel Nr. 4 maximal etwa 3 mgal bei  $6\frac{1}{2}$  Std. Beobachtungszeit. Das ist der dreifache Betrag der für die Reichsvermessung erforderlichen Genauigkeit von  $\pm 1$  mgal. Da nur zu Anfang und zu Ende dieses Beobachtungsintervalls die Schwingungsdauer bestimmt wurde, hatte man nur 2 Werte und konnte deshalb auch nichts aussagen, in welcher Form die Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude sich vollzog. Infolgedessen sind in der Fig. 1 die Tag- und Nachtmessungen der Schwingungsdauer geradlinig verbunden.

Um zu untersuchen, ob die Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude nur eine spezifische Eigenschaft des Pendels Nr. 4 war, und andererseits näheres über die Form

danke auf, ob die Pendeltische Ursache für die Abnahme überhaupt, oder für die verschiedenartige Abnahme der Schwingungsdauer bei den einzelnen Pendeln sei. Daher wurde also für die Pendel Nr. 1 und 3 die Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude auf jedem Platz im Pendelapparat bestimmt. Alle Messungen wurden auf konstanten Druck, Temperatur, sowie durch die Korrektur  $T_0 \frac{\varphi^2}{16}$  (Amplitudenkorrektur) auf unendlich kleine Bögen reduziert. Außerdem wurden die Messungen auf Mitschwingen durch das Pendelstativ korrigiert durch die bekannten Furtwänglerschen Korrektionsformeln [3].

Sie lauten für unsere Pendel 1 und 3:

$$\Delta T_{1,3} = -\gamma_{1,3} \left[ 1 + \frac{a_{3,1}}{a_{1,3}} \cdot \cos \cdot (\psi_3 - \psi_1) \right]$$

$\Delta T$  = Korrektur der Schwingungsdauer infolge des Mitschwingens.

$\gamma_1$  und  $\gamma_3$  = Mitschwingungskoeffizient von Pendel 1 und 3.

$a_1$  und  $a_3$  = gemessene Amplituden auf dem Film.

$\psi_1$  und  $\psi_2$  = Phasendifferenz der Pendel am Anfang und am Ende eines jeden 2-Stunden-Intervalls.

Die Koeffizienten  $\gamma_1$  und  $\gamma_3$  wurden aus Amplitudenbeobachtungen ermittelt. Die Gleichungen für sie lauten dann:

$$\gamma_{1,3} = \frac{a_{3,1}}{a_{1,3}} \cdot \frac{T^2}{\pi t} + (T_3 - T_1)^2 \cdot \frac{a_{3,1}}{a_{1,3}} \cdot \frac{\pi t}{24 T^2} [4].$$

$T$  = mittlere Schwingungsdauer der Pendel.

$T_3 - T_1$  = Differenz der Schwingungsdauer.

$t$  = Beobachtungszeit in Sekunden.  $a_1$  und  $a_3$  = Amplituden.

Der zweite Teil der Gleichung auf der rechten Seite macht bei gut abgestimmten Pendeln, wie in unserem Fall,  $T_3 - T_1 < 3 \cdot 10^{-6}$  sec für ein  $t = 45$  min,

$T \approx 0.5$  sec und  $\frac{a_{3,1}}{a_{1,3}} \approx 0.1$  weniger als eine Einheit der 9. Dezimale für die Halbschwingungszeit aus. Bei unseren Messungen betrug im ungünstigsten Fall dieser Wert  $8.5 \cdot 10^{-10}$  sec.

Da der erste Teil der rechten Seite in der Größenordnung von  $10^{-6}$  sec liegt, kann man also den zweiten Teil vernachlässigen.

Die Messungen zeigten  $\gamma_1 \approx \gamma_3$ , so daß wir  $\gamma = \frac{\gamma_1 + \gamma_3}{2}$  setzen konnten.

Es wurden nun die Mitschwingungskoeffizienten der Pendel auf den Plätzen I bis IV bestimmt. Die Anordnung der Plätze ersieht man aus folgender Fig. 2.

Die Messungen wurden auf den Plätzepaaren I und II bzw. III und IV ausgeführt, da sie beide in einer Schwingungsebene liegen.

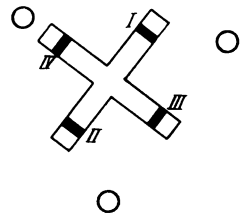


Fig. 2. Anordnung der Plätze im Askania-Vierpendelapparat

○ Fußschrauben des Pendelstativs. ■ Achattische

Die Mitschwingungskoeffizienten der beiden Pendel 1 und 3 auf den einzelnen Plätzen ergibt folgende Tabelle 1.

Tabelle 1. Mitschwingungskoeffizient von Pendel 1 und 3 auf Platz I bis IV

Platz	$\gamma_1$ in sec	$\gamma_3$ in sec
I	$24.7 \cdot 10^{-7}$	$25.7 \cdot 10^{-7}$
II	$25.7 \cdot 10^{-7}$	$24.7 \cdot 10^{-7}$
III	$20.0 \cdot 10^{-7}$	$20.5 \cdot 10^{-7}$
IV	$20.5 \cdot 10^{-7}$	$20.0 \cdot 10^{-7}$

Bei einer Messung, bei der Pendel 1 auf Platz I hängt, folglich Pendel 3 auf Platz II hängen muß, ergibt sich für den Mitschwingungskoeffizienten beider Pendel der Wert  $24.7 \cdot 10^{-7}$  sec. Also:

$$\gamma = 24.7 \cdot 10^{-7} \text{ sec} = \frac{\gamma_{1, I} + \gamma_{3, II}}{2}$$

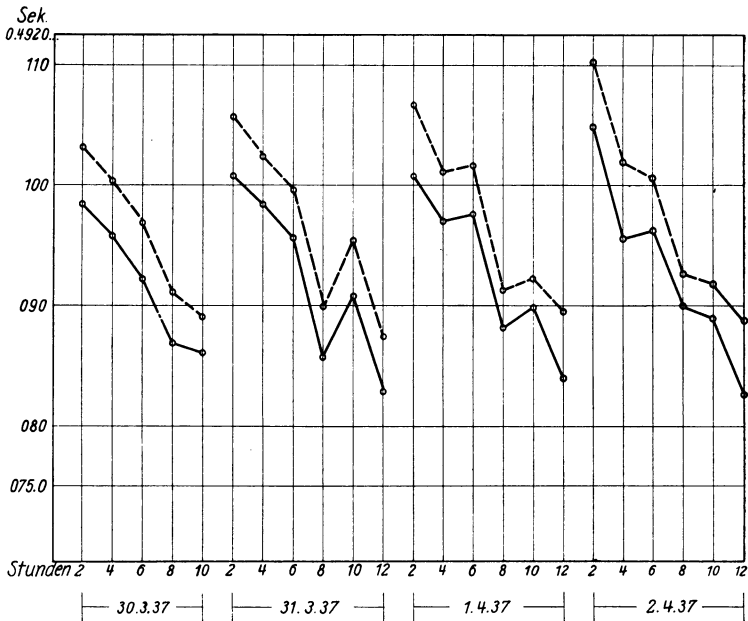


Fig. 3. Abnahme der Schwingungsdauer der Pendel 1 und 3 innerhalb von 8 bis 12 Std. auf den Stativplätzen I und II des Askania-Vierpendelapparates  
 Pendel 1 auf Platz I; Pendel 3 auf Platz II; ———  $P_1$ ; - - - -  $P_3$

Die Messungen zeigen, daß die Schwingungsebene III, IV stabiler ist als die Ebene I, II. Die Ebene senkrecht zur Verbindungslinie zweier Fußschrauben ergibt also das kleinste Mitschwingen des Pendelstativs.

Die schon vorher erwähnten Messungen der Meßperiode vom 3. März 1937 bis 9. April 1937, in der jedes Pendel einmal auf jedem Platz gegangen hat, zeigten,



abgesehen von einem geringen Unterschied in der Abnahme der Schwingungsdauer von gleichen Pendeln auf verschiedenen Plätzen, daß die Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude generell nicht vom Platz abhängig ist. In keinem Fall blieb die durch die vorher erwähnten Korrekturen reduzierte Schwingungsdauer der Pendel konstant, wie es nach der Theorie sein müßte, sondern es treten erhebliche Änderungen auf, die bei 12 Std. Beobachtungszeit maximal 8 bis 9 mgal, d. h. 20 bis  $22.5 \cdot 10^{-7}$  sec Änderung für ein Halbskundenpendel betragen. Ein kleiner Ausschnitt aus den vielen Messungen zeigt die Fig. 3. Die vorher erwähnten geringen Unterschiede in der Abnahme der Schwingungsdauer gleicher Pendel auf verschiedenen Plätzen scheinen von einer gewissen Regelmäßigkeit zu sein. Es scheint z. B. bei den Messungen, daß Pendel 3 eine größere Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude hat als Pendel 1. Wechseln beide Pendel die Plätze, so tritt der umgekehrte Fall ein.

Ist  $T_A$  = Schwingungsdauer des Pendels bestimmt aus dem ersten 2-Stunden-Intervall und  $T_L$  = Schwingungsdauer des Pendels bestimmt aus dem letzten 2-Stunden-Intervall, dann ist  $(T_A - T_L) = \Delta T$  die Abnahme der Schwingungsdauer während der Beobachtungszeit. Bildet man das Verhältnis  $\Delta T_1 / \Delta T_3$ , so muß das Verhältnis in dem oben erwähnten Fall einmal kleiner als 1 und nach Vertauschen der Plätze größer als 1 sein. In den beiden folgenden Tabellen 2 und 3 ist das für die Meßperiode vom 3. März 1937 bis 9. April 1937 für die Plätzepaare I, II und III, IV dargestellt. Die einzelnen Zahlen sind Mittelwerte von Einzelmessungen.

Tabelle 2 bzw. 3. Verhältnis der Abnahme der Schwingungsdauer von Pendel 1 und 3 in 8, 10 und 12 Stunden auf den Plätzepaaren I, II und III, IV

Tabelle 2. Plätzepaar I, II				Tabelle 3. Plätzepaar III, IV			
	$\frac{\Delta T_1}{\Delta T_3}$ in 8 Std.	$\frac{\Delta T_1}{\Delta T_3}$ in 10 Std.	$\frac{\Delta T_1}{\Delta T_3}$ in 12 Std.		$\frac{\Delta T_1}{\Delta T_3}$ in 8 Std.	$\frac{\Delta T_1}{\Delta T_3}$ in 10 Std.	$\frac{\Delta T_1}{\Delta T_3}$ in 12 Std.
Vor Vertauschen				Vor Vertauschen			
der Plätze . . .	0.89	0.87	0.98	der Plätze . . .	0.83	0.75	—
Nach Vertauschen				Nach Vertauschen			
der Plätze . . .	1.29	1.26	1.07	der Plätze . . .	1.17	1.15	1.23

Es scheint also, daß der kleine Unterschied in der Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude bei gleichen Pendeln auf verschiedenen Plätzen von den Plätzen abhängig ist.

Berücksichtigt man die Feststellung, so bleibt trotzdem eine beträchtliche Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude bestehen, die, wie vorher schon erwähnt, vom Platz unabhängig ist.

## II. Ursachen der Abnahme der Schwingungsdauer

**Der Abrollvorgang an der Schneide.** a) *Das Abrollen einer zylinderförmigen Schneide auf ebener Unterlage und die Wirkung einer keilförmigen Schneide.* Die

Theorie des physikalischen Pendels setzt voraus, daß das Pendel um einen festen Aufhängepunkt schwingt, d. h. daß die Pendelschwingung um eine Schneide mit punktförmigem Querschnitt erfolgt. Unter diesen Voraussetzungen ist die Schwingungsdauer  $T_\varphi$  bei sehr kleinen Amplituden  $\varphi$ :

$$T_\varphi = T_0 \left( 1 + \frac{\varphi^2}{16} + \frac{9}{64} \cdot \frac{\varphi^4}{16} + \dots \right),$$

$$T_0 = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Alle höheren Potenzen als  $\varphi^2$  sind für kleine Amplituden ( $2\varphi$  etwa  $1^\circ$  in der Praxis) verschwindend klein und damit auch die entsprechenden Korrektionsglieder für die Schwingungsdauer.

$T_0 \cdot \varphi^2/16$  ist die bekannte Amplitudenkorrektion.

Nach Zufügen dieser Korrektion müßte  $T$  konstant sein, gleichgültig, ob die Schwingungsdauer bei kleinen oder großen Amplituden gemessen ist. Das ist aber, wie die Messungen zeigen, nicht der Fall. Es bleibt trotzdem noch eine Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der Amplitude bestehen.

Die Bedingung, daß das Pendel um einen festen Aufhängepunkt schwingt, läßt sich in der Praxis nie streng erfüllen. Ein Pendel, das auf einer Schneide ruht, wird, auch wenn diese sorgfältig geschliffen ist, immer einen Krümmungsradius aufweisen. Diese Schneide wird also beim Schwingen des Pendels auf der Unterlage abrollen.

Die einfachste Vorstellung des Abrollvorganges ist das Abrollen einer Schneide mit kreisförmigem Querschnitt auf einer ebenen Unterlage. Der Einfluß eines solchen Abrollvorganges ist schon oft behandelt worden\*). Die Formeln lauten bei den einzelnen Autoren unter Vernachlässigung höherer Potenzen als  $\varphi^2$  für die Schwingungsdauer:

Bessel-Helmert:

$$T_\varphi = T_0 \left( 1 - \frac{r}{2s} + \frac{\varphi^2}{16} + \frac{r}{4l} \cdot \varphi^2 - \frac{r}{2s} \cdot \frac{\varphi^2}{16} + \dots \right).$$

Gebelein:

$$T_\varphi = T_0 \left( 1 + \frac{\varphi^2}{16} + \frac{r}{4l} \cdot \varphi^2 + \dots \right),$$

$$T_0 = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad r = \text{Krümmungsradius,}$$

$s = \text{Abstand Schwer-}$

$l = \text{Pendellänge,}$

$\text{punkt-Schneide.}$

Die beiden Formeln unterscheiden sich kaum voneinander. Das von  $\varphi$  unabhängige Glied  $r/2s$  bei Bessel-Helmert verändert die Pendellänge und kann deshalb in das  $T_0$  mit hineingenommen werden. Das Glied  $\frac{r}{2s} \cdot \frac{\varphi^2}{16}$  bei Bessel-

\*) Siehe Literaturverzeichnis [2], [6] und [7].

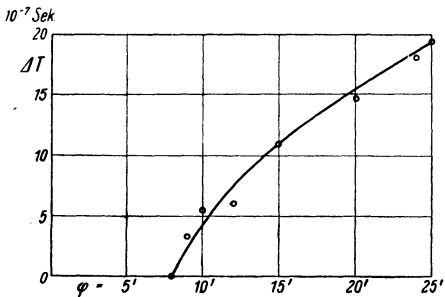


Fig. 4. Pendel 1 auf Platz I

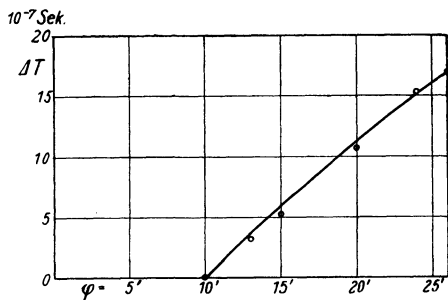


Fig. 5. Pendel 1 auf Platz II

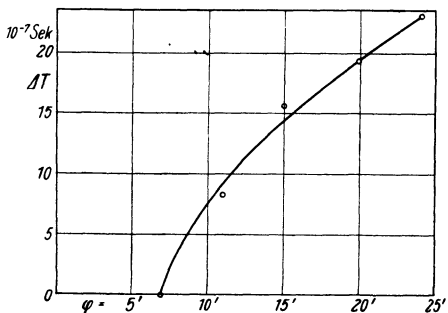


Fig. 6. Pendel 1 auf Platz III

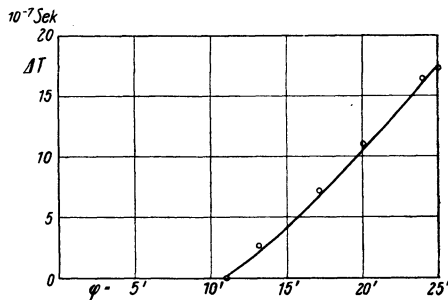


Fig. 7. Pendel 1 auf Platz IV

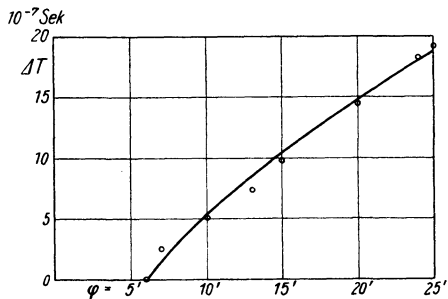


Fig. 8. Pendel 3 auf Platz I

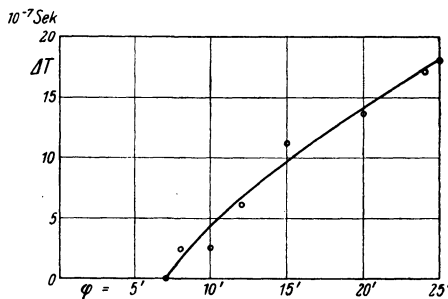


Fig. 9. Pendel 3 auf Platz II

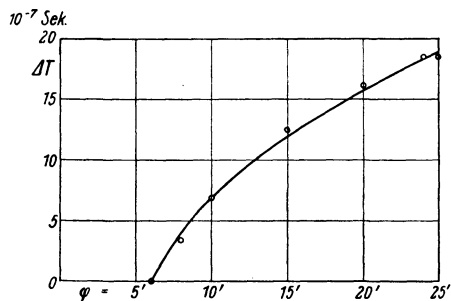


Fig. 10. Pendel 3 auf Platz III

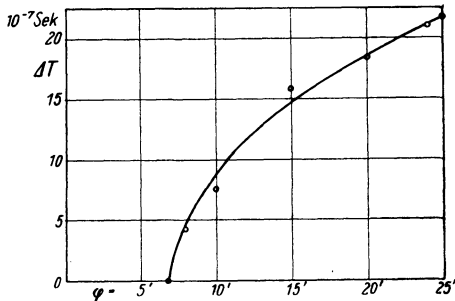


Fig. 11. Pendel 3 auf Platz IV

Fig. 4 bis 11. Mittlere Abnahme  $\Delta T$  der Schwingungsdauer der Pendel 1 und 3 auf den Stativplätzen I bis IV als Funktion der Amplitude

Helmert fehlt bei Gebelein. Es ist aber bei Sterneck-Pendel  $l \approx s$  etwa eine Zehnerpotenz, genau achtmal kleiner als das Glied  $r/4 l \cdot \varphi^2$ . Den Hauptanteil des Abrollens liefert also das Glied  $r/4 l \cdot \varphi^2$ .

Nach Anbringung der Amplitudenkorrektion bleibt also die Schwingungsdauer  $T_\varphi$  nach obigen Formeln immer noch quadratisch von  $\varphi$  abhängig.

Aus der gemessenen Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der Amplitude müßte man daher auf die Größe des Krümmungsradius schließen können. Bei den schon mehrfach erwähnten Messungen vom 3. März 1937 bis 9. April 1937 zeigt sich aber nur bei Pendel 1, wenn es auf Platz IV hängt (Fig. 7), eine Abnahme

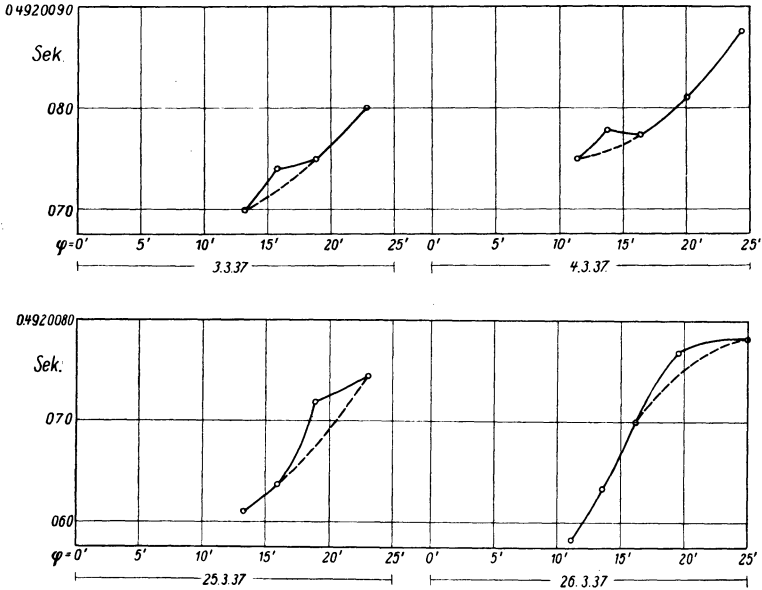


Fig. 12 und 13. Abnahme der Schwingungsdauer von Pendel 1 auf Platz IV an verschiedenen Tagen

der Schwingungsdauer, die eine quadratische Funktion von  $\varphi$  sein kann. Bei Pendel 3 dagegen auf allen Plätzen, ebenfalls bei Pendel 1 auf den Plätzen I, II und III ist dies nicht der Fall (Fig. 4 bis 11).

Die in den Fig. 4 bis 11 dargestellten Kurven stellen die mittlere Abnahme  $\Delta T$  der Schwingungsdauer von Pendel 1 und 3 auf den Stativplätzen I bis IV als Funktion der Amplitude dar. Jede einzelne Kurve wurde durch Mittelung sämtlicher Messungen für jedes Pendel und für jeden Stativplatz bestimmt. Die quadratische Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der Amplitude bei Pendel 1 auf Platz IV tritt noch deutlicher bei der Betrachtung der Einzelmessungen hervor (Fig. 12 und 13).

Um eine Vorstellung über die Größe des Krümmungsradius zu bekommen, wurde aus der Messung vom 4. März 1937 (Fig. 12) von Pendel 1 auf Platz IV, bei

der  $T$  quadratisch von  $\varphi$  abhängt, der Krümmungsradius berechnet. Da das Glied  $\varphi^2/16 \cdot T_0$  in der Kurve schon berücksichtigt ist, so erhält man nach der schon oben genannten Formel von Gebelein:

$$\frac{T_\varphi - T_0}{T_0} = \frac{r}{4l} \cdot \varphi^2.$$

$T_\varphi$  ist der höchste gemessene Wert von  $T$ .  $T_0$  ist der Wert von  $T$ , der sich für  $\varphi = 0$  ergibt (in Fig. 12 der Schnitt der Kurve mit der Ordinate).  $T_\varphi - T_0$  ist dann nach Fig. 12  $\approx 15 \cdot 10^{-7}$  sec.  $T_0 \approx 0.5$  sec.

$$\frac{T_\varphi - T_0}{T_0} = \frac{15 \cdot 10^{-7}}{0.5} = 3 \cdot 10^{-6} = \frac{r}{4l} \cdot \varphi^2.$$

Der Maximalwert von  $\varphi$  ist laut Fig. 12 etwa  $24' \approx 6.94 \cdot 10^{-3}$  im Bogenmaß.  $\varphi^2$  ist dann  $48 \cdot 10^{-6}$ . Folglich ist dann  $r/4l \approx 48 \cdot 10^{-6} = 3 \cdot 10^{-6}$

$$r = \frac{4l}{16}, \quad r = \frac{l}{4}.$$

Für ein Halbskundenpendel ist  $s \approx l \approx 25$  cm. Folglich

$$\underline{r \approx 6 \text{ cm.}}$$

Eine Schneide mit dem Krümmungsradius von 6 cm würde also die Abnahme der Schwingungsdauer mit abnehmender Amplitude bei Pendel 1 auf Platz IV erklären können.

Diese Größe des Krümmungsradius von 6 cm erscheint zu groß, da man gewohnt ist, mit Größenordnungen von  $1/100$  bis  $1/300$  mm, also von 3 bis  $10 \mu$  zu rechnen. Solche Krümmungsradien sind von Schmerwitz\*) gemessen worden. Sie gelten für Schneiden, die bei der Bestimmung des Krümmungsradius nur wenig belastet waren. Das Schwingen des Pendels um eine solche Schneide von  $10 \mu$  Krümmungsradius ist kaum ein Abrollvorgang. Jede Schneide, wie sie auch gestaltet sein mag, wird unter der Last des Pendels deformiert. Man kann, wenn die Elastizitätsmoduln der Schneidenmaterialien bekannt sind, etwa die Breite der entstehenden Auflagefläche berechnen. Entsprechende Formeln sind für einfache Körper auf Grund der Hertz'schen Theorie über die Berührungsfläche elastischer Körper bei Druck entwickelt worden. Für den Fall eines Zylinders auf einer Ebene gilt die Formel:

$$\left(\frac{b}{4}\right)^3 = 0.58 \cdot \frac{P \cdot r}{E \cdot l} [10].$$

$b$  = Breite der Berührungsfläche;  $P$  = Gewicht in kg;  $r$  = Krümmungsradius;  $l$  = Länge des Zylinders;  $E$  = Elastizitätsmodul.

Berechnet man für einen Zylinder mit einem  $r = 10 \mu$  die Breite der Auflagefläche, so erhält man für Achatschneiden bei einem Gewicht  $P = 1$  kg (Sterneck-Pendel) bei einer Länge des Zylinders von 20 mm und einem Elastizitätsmodul

\*) Siehe Literaturangabe [8] und [9].

für Achat  $E = 7 \cdot 10^3 \text{ kg/mm}^2$  eine Breite  $b = 0.8 \mu$ ; für  $E = 10 \cdot 10^3 \text{ kg/mm}^2$  ist  $b = 0.7 \mu$ .

Für die mittlere Druckfestigkeit des Achats von  $50 \text{ kg/mm}^2$  würde eine solche Breite  $b$  nicht existieren können, wenn 1 kg die Schneide belastet. Das Material würde fließen bis die Breite  $b$  der Auflagefläche der Schneide mindestens  $1 \mu$  beträgt. Ist diese Auflagebreite erreicht, so tritt weiter elastische Deformation ein. Die Auflagefläche wird also sicher mehrere  $\mu$  breit sein. Ist also der Krümmungsradius der Schneide  $10 \mu$  groß, so kann man bei einer Auflagebreite  $b$  von mehreren  $\mu$  von einem Abrollen einer zylinderförmigen Schneide nicht gut sprechen. Eine solche Schneide hat vielmehr die Form eines abgestumpften Keiles und das Pendel würde daher um die Kanten eines solchen Keiles schwingen müssen. Die Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der Amplitude ist dann außerordentlich groß, wie Helmert und Gebelein schon in ihren vorher erwähnten Arbeiten bemerkt haben.

Helmert findet für die Länge eines solchen Pendels mit keilförmiger Schneide:

$$l_{\varphi} = l_0 \left( 1 - \frac{2b}{\pi \cdot s \cdot \varphi} \right).$$

Das Schwingen um eine solche Schneide würde mit einem außerordentlichen Verlust an Energie verbunden sein, was sich in der Dämpfung des Pendels stark bemerkbar machen müßte. Diese ist aber nach den Messungen sehr gering.

Man kann aus der gemessenen Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude der Pendel 1 bzw. 3 nach der Formel auf die Größe von  $b$  schließen. Bei einer Abnahme der Schwingungsdauer, die  $8 \text{ mgal}$  entspricht, nimmt gleichzeitig die Amplitude von etwa  $24'$  auf etwa  $10'$  ab. Berechnet man für diese beiden Amplituden aus der Formel von Helmert ein entsprechendes  $\Delta l/l$  und setzt die Differenz gleich  $8 \text{ mgal} = 8 \cdot 10^{-6} g$ , so bekommt man ein entsprechendes  $b$ . Die Rechnung ist folgende:

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{\Delta l}{l} = 8 \cdot 10^{-6},$$

$$\frac{l_{24'} - l_0}{l_0} = \frac{-2b}{\pi \cdot s \cdot 24'} = \frac{\Delta l_{24'}}{l_0}.$$

Entsprechendes für eine Amplitude von  $10'$ . Dann ist:

$$\frac{\Delta l_{24'} - \Delta l_{10'}}{l_0} = \frac{\Delta l}{l} = 8 \cdot 10^{-6} = \frac{2b}{\pi s \cdot 10'} - \frac{2b}{\pi s \cdot 24'},$$

$$b = \frac{8 \cdot 10^{-6}}{\frac{2}{\pi \cdot s \cdot 10'} - \frac{2}{\pi \cdot s \cdot 24'}}$$

---

\*)  $24'$  im Nenner bedeutet hier das Bogenmaß, das hier einem Winkel von  $24'$  entspricht.

nach Einsetzen des Wertes für

$$s \approx 25 \text{ cm} = 25 \cdot 10^4 \mu$$

erhält man

$$b \approx 1.6 \cdot 10^{-2} \mu.$$

Die gesamte Auflagebreite ist also

$$2b = 3.2 \cdot 10^{-2} \mu \approx \frac{1}{30} \mu.$$

Eine solche Auflagebreite kann aber aus Gründen der Festigkeit nicht existieren. Bei einer Auflagebreite von  $1 \mu$ , die unter Berücksichtigung einer mittleren Druckfestigkeit des Achats von  $50 \text{ kg/mm}^2$  bei unserer Schneide schon als Mindestbreite erreicht wird, würde nach obiger Rechnung die Abnahme der Schwingungsdauer  $30 \cdot 8 \text{ mgal} = 240 \text{ mgal} = 600 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$  für ein Halbskundenpendel betragen. Eine solche Abnahme der Schwingungsdauer wurde aber nicht beobachtet. Unsere Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude kann also nicht als die Wirkung einer abgestumpften keilförmigen Schneide erklärt werden.

Beim Schwingen um die Kanten einer abgestumpften Schneide werden diese für einen kleinen Zeitmoment so stark belastet, daß sie nachgeben und fließen und weiter elastisch deformiert werden. Man könnte dann die Vorstellung haben, als wenn das Pendel trotzdem auf einer zylinderförmigen Schneide abrollt, die nun aber einen bedeutend größeren Krümmungsradius besitzt als  $10 \mu$ . Ein Krümmungsradius von mehreren Millimeter, ja Zentimeter ist daher durchaus vorstellbar. Den aus den Messungen abgeleiteten Krümmungsradius von  $6 \text{ cm}$  kann man daher als den für die Abnahme der Schwingungsdauer wirksamen Krümmungsradius bezeichnen.

Würde man für eine zylinderförmige Schneide aus Achat von  $r = 6 \text{ cm}$  nach der Formel  $\left(\frac{b}{4}\right)^2 = 0.58 \frac{P \cdot r}{E \cdot l} b$  berechnen, so bekäme man

$$b = 63 \mu \text{ für } E = 7 \cdot 10^3 \text{ kg/mm}^2,$$

$$b = 52 \mu \text{ für } E = 10 \cdot 10^3 \text{ kg/mm}^2,$$

$$b = 36 \mu \text{ für } E = 20 \cdot 10^3 \text{ kg/mm}^2 \text{ (Stahl)}.$$

Um eine Vorstellung von der wirklichen Auflagebreite zu bekommen, wurde folgender Versuch gemacht. Der Achattisch eines Pendelapparates wurde mit sehr dünnem Ruß bedeckt. Sodann wurde mit Hilfe der Arretierungsvorrichtung ein Pendel vorsichtig auf den Tisch gesetzt und der Eindruck der Pendelschneide bestimmt. Der Pendelapparat sowie das Pendel waren nicht die gleichen, die zu den Messungen benutzt wurden. Infolgedessen geben diese Bestimmungen von  $b$  nicht die Auflagebreite der zu den Messungen benutzten Pendel wieder, sondern nur die Größenordnung. Das Pendel, dessen Auflagebreite bestimmt wurde, war ein Bronzependel in Sterneckform. Die Schneiden waren aus Achat und hatten die gleiche Form wie bei den anderen Pendel. Die Bestimmung der Auflagebreite durch den Eindruck in Ruß ist sicherlich eine rohe Methode. Die Breite  $b$  ist auch von der Dicke der Berührung abhängig. Ein etwa hundertfach vergrößerter Ab-

druck der Pendelschneide bei still hängendem Pendel gibt das Photo der Fig. 14 wieder. Die weißen Stellen sind gepreßter Ruß oder Graphit, der stark reflektiert und deshalb auf dem Photo weiß erscheint, während der unberührte Ruß nicht reflektiert und somit schwarz erscheint. Es ist daher sicher, daß auf den weißen Stellen die Schneide aufliegt, während die unscharfen Ränder durch das Abbröckeln der Rußschicht an solchen Stellen entstehen.

Bei einer hundertfachen Vergrößerung entspricht 1 mm 10  $\mu$ . Die durchschnittliche Auflagebreite  $b$  liegt nach dem Photo zwischen 10 und 20  $\mu$ , also im Mittel 15  $\mu$ .

Wenn die beobachtete Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude etwa durch das Abrollen einer zylinderförmigen Schneide erklärt werden soll, so könnte man aus der gemessenen Auflagebreite mittels der schon erwähnten Formel

$$\left(\frac{b}{4}\right)^2 = 0.58 \cdot \frac{P \cdot r}{E \cdot l}$$

ein entsprechendes  $r$  berechnen.

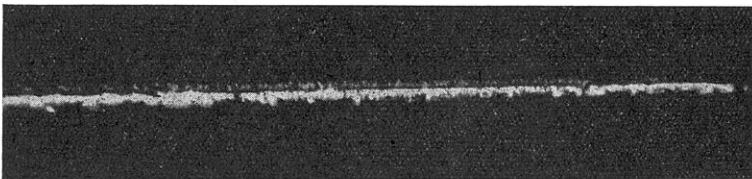


Fig. 14. Auflagebreite einer Pendelschneide bei ruhendem Pendel.  
Vergrößerung 100 : 1

In der folgenden Tabelle 6 ist  $r$  für drei verschiedene Elastizitätsmoduln  $E$  und für drei verschiedene Breiten  $b$  berechnet.

Tabelle 6. Größe des Krümmungsradius bei verschiedenen Auflagebreiten und Elastizitätsmodulen.

$b$	$E = 7 \cdot 10^3 \text{ kg/mm}^2$	$E = 10 \cdot 10^3 \text{ kg/mm}^2$	$E = 20 \cdot 10^3 \text{ kg/mm}^2$ (Stahl)
	$r$	$r$	$r$
10 $\mu$	1.5 mm	2.2 mm	4.3 mm
15 $\mu$	3.4 „	4.9 „	9.7 „
20 $\mu$	6.0 „	8.6 „	17.2 „

Man käme also bei einer Auflagebreite  $b = 20 \mu$  für Achat ( $E = 10 \cdot 10^3 \text{ kg pro mm}^2$ ) zu einem Krümmungsradius von 8.6 mm, also fast 1 cm. Die Vorstellung von 6 cm Krümmungsradius erscheint deshalb nicht mehr so unwahrscheinlich.

Man könnte die Abnahme der Schwingungsdauer als Funktion der Amplitude bei Pendel 1 auf Platz IV als eine Eichkurve des betreffenden Pendels auffassen. Diese Vorstellung hat nur dann Berechtigung, wenn das Pendel unter Vermeidung aller anderen störenden Einflüsse immer die gleiche Abnahme der Schwingungs-



dauer zeigt, wenn man die Messung wiederholt. Inwieweit eine solche Annahme erfüllt ist, zeigen die Fig. 12 und 13.

Zwischen dem 4. März und dem 25. März 1937 hat das Pendel 1 den Platz gewechselt. Am 25. März 1937 hing es wieder auf dem gleichen Platz wie am 3. und 4. März 1937. Sieht man von den einzelnen Zacken in der Kurve ab, so sieht man, daß sich qualitativ die Kurven vielleicht reproduzieren lassen. Eine quantitative Übereinstimmung besteht jedoch nicht mehr in dem gleichen Maße. Hieraus ergibt sich die Forderung, daß man jedem Pendel einen bestimmten Platz zuordnet und zur Bestimmung der Schwingungsdauer immer bei gleichen Amplituden mißt. Bei Vermessungsreisen hat man vielfach schon aus anderen Gründen diese Anordnung befolgt.

*b) Das Abrollen einer zylinderförmigen Schneide auf einen Kreiszylindermantel.*

Die quadratische Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der Amplitude  $\varphi$  wurde nur bei Pendel 1 auf Platz IV bemerkt, während das Pendel 3 und Pendel 1 auf allen anderen Plätzen eine andere Abnahme zeigten. Mit der einfachen Annahme, daß ein Kreiszyylinder auf einer ebenen Unterlage abrollt, kommt man daher nicht mehr aus. Das Pendel wird die Unterlage verbiegen. Die nächste einfachste Annahme, die wir machen, ist die, daß die verbogene Unterlage ein Kreiszylindermantel ist. Der Abrollvorgang wird also dargestellt durch das Abrollen zweier Kreiszyylinder ineinander.

Die beiden Kreiszyylinder haben die Krümmungsradien  $r$  und  $R$ . Die einzige Voraussetzung, die wir machen, ist, daß der Krümmungsradius der Unterlage  $R$  groß ist gegen  $r$ . In der folgenden Rechnung wird die Wirkung des Abrollvorganges zweier Kreiszyylinder ineinander auf die Schwingungsdauer berechnet (Fig. 15). Es sei:

$$MP = MP' = R,$$

$$AP = A'P' = r,$$

$S$  = Schwerpunkt des Pendels,

$s$  = Abstand Schwerpunkt—Schneide,

$\sigma$  = Abstand Schwerpunkt—Aufhängepunkt,

$\alpha$  = Ausschlag des Pendels.

Der Rollweg ist  $R \cdot \beta = r \cdot (\alpha + \beta)$

$$\beta = \frac{r \cdot \alpha}{R - r}.$$

Die kinetische Energie ist:

$$V = \frac{1}{2} m (\sigma^2 + \varrho^2) \cdot \left( \frac{d\alpha}{dt} \right)^2,$$

$m\varrho^2$  = Trägheitsmoment, bezogen auf den Schwerpunkt.  $\varrho$  = Trägheitsradius.

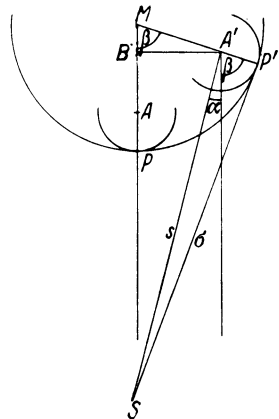


Fig. 15. Abrollen zweier Kreiszyylinder ineinander

Die potentielle Energie ist

$$\begin{aligned}
 U &= [(s+r) - (s+r) \cos \alpha + AB] \text{ mg,} \\
 AB &= MP - AP - MB = (R-r) - (R-r) \cos \beta, \\
 U &= [(s+r)(1 - \cos \alpha) + (R-r)(1 - \cos \beta)] \cdot \text{mg,} \\
 U + V &= \text{const; für den Umkehrpunkt } \alpha = \varphi; \frac{d\alpha}{dt} = 0,
 \end{aligned}$$

$$\text{const} = \text{mg} [(s+r)(1 - \cos \varphi) + (R-r)(1 - \cos \beta)]; \beta = \frac{r \cdot \alpha}{R-r},$$

$$\frac{1}{2} m (\sigma^2 + \varrho^2) \left( \frac{d\alpha}{dt} \right)^2$$

$$= \text{mg} \left[ (s+r)(\cos \alpha - \cos \varphi) + (R-r) \cdot \left( \cos \frac{r\alpha}{R-r} - \cos \frac{r\varphi}{R-r} \right) \right],$$

$$dt = \sqrt{\frac{\sigma^2 + \varrho^2}{2g \left[ (s+r)(\cos \alpha - \cos \varphi) + (R-r) \left( \cos \frac{r\alpha}{R-r} - \cos \frac{r\varphi}{R-r} \right) \right]}} d\alpha.$$

$$T = 4 \cdot \int_0^\varphi \sqrt{\frac{\sigma^2 + \varrho^2}{2g \left[ (s+r)(\cos \alpha - \cos \varphi) + (R-r) \left( \cos \frac{r\alpha}{R-r} - \cos \frac{r\varphi}{R-r} \right) \right]}} d\alpha,$$

$$\sigma^2 = (s+r)^2 + r^2 - 2(s+r) \cdot r \cdot \cos(\alpha + \beta) \text{ (Cosinussatz),}$$

da  $(\alpha + \beta)$  ein kleiner Winkel ist:

$$\sigma^2 \approx s^2 + (s+r) \cdot r \cdot (\alpha + \beta)^2.$$

$$T = 4 \cdot \int_0^\varphi \sqrt{\frac{s^2 + \varrho^2 + r(s+r)(\alpha + \beta)^2}{2g \left[ (s+r)(\cos \alpha - \cos \varphi) + (R-r) \left( \cos \frac{r\alpha}{R-r} - \cos \frac{r\varphi}{R-r} \right) \right]}} d\alpha,$$

$$\frac{s^2 + \varrho^2}{s+r} = L = \text{reduzierte Pendellänge.}$$

Das Integral ist streng nicht lösbar. Durch Reihenentwicklung und nach Einführung der Substitution  $\alpha = \varphi \cdot \sin x$  und nach der Integration erhalten wir schließlich für kleine  $\varphi$  und  $\alpha$  die Näherungsformel:

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{l}{g}} \left[ 1 + \frac{\varphi^2}{16} \frac{(s+r)(R-r)^3 + r^4}{(R-r)^2[(s+r)(R-r) + r^2]} + \frac{r}{4l} \varphi^2 \cdot \frac{R^2(s+r)}{(R-r)[(s+r)(R-r) + r^2]} \right].$$

Dabei ist:

$$l = L \cdot \frac{(s+r)(R-r)}{(s+r)(R-r) + r^2}.$$

Da wir  $R$  groß gegen  $r$  angenommen haben, so können wir die Faktoren von  $\varphi^2/16$  und  $r/4l \cdot \varphi^2$  nach Gliedern von  $r/R$  entwickeln. Wir erhalten dann unter Berücksichtigung nur linearer Glieder von  $r/R$  die Formel:

$$T_\varphi = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \cdot \left[ 1 + \frac{\varphi^2}{16} \left( 1 - \frac{r}{s+r} \cdot \frac{r}{R} \right) + \frac{r}{4l} \varphi^2 \left( 1 + \frac{2s+r}{s+r} \cdot \frac{r}{R} \right) \right],$$

$$l = \frac{s^2 + \varrho^2}{s+r} \left( 1 - \frac{r}{s+r} \cdot \frac{r}{R} \right).$$

Für den Fall der ebenen Unterlage  $R = \infty$  geht die Formel in die entsprechende für Abrollen auf ebener Unterlage über. Nehmen wir  $R = 10r$  an ( $r = 6$  cm), so beträgt die Änderung bei der Amplitudenkorrektur  $\frac{r}{s+r} \cdot \frac{r}{R} \approx \frac{1}{50} = 2\%$ . Sie kann also bei kleinen Amplituden vernachlässigt werden. Dagegen beträgt die Änderung in dem Korrektionsglied, das den Abrollvorgang wiedergibt,  $\frac{2s+r}{s+r} \cdot \frac{r}{R} \approx \frac{1}{5} = 20\%$ . Diese Änderung müßte bei den in der Praxis vorkommenden Amplituden berücksichtigt werden.

Die Schwingungsdauer  $T_\varphi$  ist nach obiger Formel eine Funktion von der Form  $T_\varphi = T_0(1 + b\varphi^2)$ ;  $b > 0$ . Der größte Teil der Messungen zeigte jedoch eine wesentlich andere Form der Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude (Fig. 4 bis 11). Die Form der Kurven in den Fig. 4 bis 11 gibt also den allgemeinen Charakter der Änderung der Schwingungsdauer mit der Amplitude wieder. Sie lassen sich nicht mehr in der Form durch eine Funktion  $T_\varphi = T_0(1 + b\varphi^2)$ ;  $b > 0$  darstellen (ausgenommen Fig. 7, Pendel 1 auf Platz IV).

Bei den schon am Anfang dieser Arbeit erwähnten Änderungen der Schwingungsdauer des Pendels 4 während der Reichsvermessung auf der Basisstation in Göttingen konnte nichts über die Form der Abnahme ausgesagt werden, da nur Anfang- und Endpunkt der Kurve durch Messungen gegeben waren. Heute können wir sicher sagen, daß die Änderung von  $T$  nicht linear mit  $\varphi$  erfolgt, wie es in Fig. 1 dargestellt ist.

Die gleiche Form der Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude (Fig. 4 bis 11) ist auch an der Schuleruhr beobachtet worden [1]. Der Unterschied zwischen den Beobachtungen an der Schuleruhr und den in dieser Arbeit behandelten Messungen liegt in der Wahl der Pendel. Die Schuleruhr ist ein Pendel, das durch geeignete technische Hilfsmittel mit konstanter Amplitude schwingt, also ein getriebenes Pendel, während die von uns benutzten Pendel gewöhnliche freischwingende Pendel sind.

Da wir die durch die Messungen gewonnenen Kurven nicht durch eine Funktion von der Form  $T_\varphi = T_0(1 + b\varphi^2)$ ;  $b > 0$  annähern können, so läßt sich auch nicht die beobachtete Abnahme der Schwingungsdauer durch einen Abrollvorgang einer zylinderförmigen Schneide auf einer zylinderförmig verbogenen Unterlage erklären.

Der in den Fig. 4 bis 11 ermittelte Kurvenverlauf läßt sich aber durch eine Funktion annähern, die außer positiven quadratischen Gliedern von  $\varphi$  noch lineare

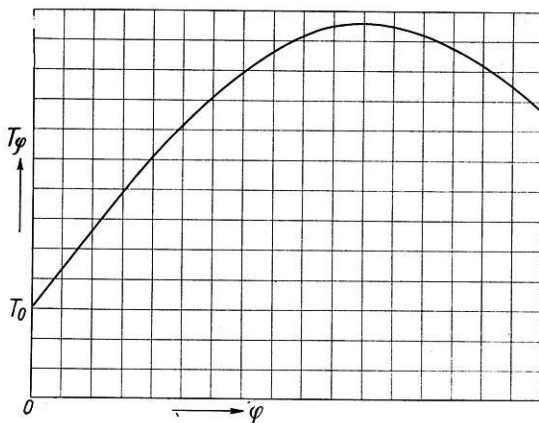


Fig. 16. Schematischer Verlauf der Funktion  
 $T_\varphi = T_0(1 + b\varphi - d\varphi^2)$

und negative quadratische Glieder von  $\varphi$  enthält in der Form  $T_\varphi = T_0(1 + a\varphi^2 + b \cdot \varphi - c\varphi^2)$ . Es muß dabei vorausgesetzt werden, daß  $|c| > |a|$  ist. Die Funktion hat also die Form  $T_\varphi = T_0(1 + b \cdot \varphi - d\varphi^2)$ . Der Verlauf dieser Funktion ist in Fig. 16 dargestellt.

Unsere gemessene Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude ist in ihrem Verlauf ähnlich dem ersten Stück der in Fig. 16 dargestellten Funktion.

c) *Abrollen und Gleiten der Schneide auf der ebenen Unterlage.* Wir müssen also annehmen, daß noch andere physikalische Faktoren beim Abrollvorgang beteiligt sind. Mit dem Abrollen kann ein gleichzeitiges Zurückgleiten der Schneide

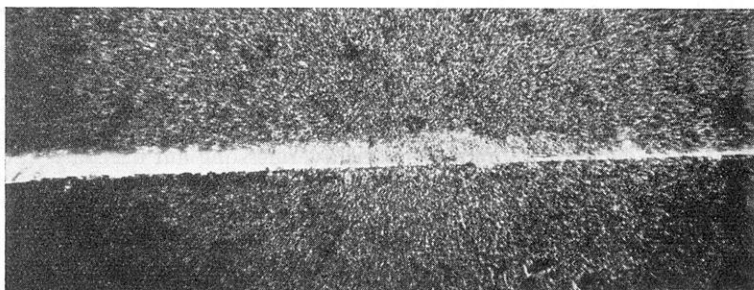


Fig. 17. Breite der Berührungsfläche einer Pendelschneide mit der Unterlage beim Schwingen des Pendels. Vergrößerung 100:1

auf dem Lager verbunden sein, welches durch den Horizontalzug des Pendels beim Schwingen hervorgerufen wird. Durch Abrollen und Gleiten wird der Eindruck der Schneide auf dem Lager breiter. Um hierüber einen Anhaltspunkt zu bekommen, wurde wieder das Versuchspendel aus Bronze auf einem sehr dünn berußten Achattisch zum Schwingen gebracht. Ein hundertfach vergrößerter Abdruck der Pendelschneide zeigt das Photo der Fig. 17. Das Photo stellt einen Ausschnitt von der Berührungsfläche der Schneide auf einem Lager dar. Die Breite der Berührungsfläche schwankt auf dem Photo, unter Berück-

sichtigung der hundertfachen Vergrößerung, zwischen 30 und 40  $\mu$ . Aus der früher gemessenen Auflagebreite der ruhenden Schneide von 15 bis 20  $\mu$  wurde für Achat ( $E = 10 \cdot 10^3 \text{ kg/mm}^2$ ) ein Krümmungsradius von 5 bis 8.6 mm abgeleitet. Bei einer halben Amplitude des Pendels von  $\varphi = 25' = 0.007$  im Bogenmaß, würde beim Rollen einer zylinderförmigen Schneide ( $r = 5$  bis 8.6 mm) die Breite der Berührungsfläche  $r \cdot 2 \varphi = 70$  bis 120  $\mu$  sein. Zu dieser Abrollfläche käme noch die ursprüngliche Breite der Berührungsfläche bei ruhendem Pendel von 15 bis 20  $\mu$ . Würde das Pendel nur abrollen, so müßte beim Schwingen also eine Berührungsbreite von 90 bis 140  $\mu$  entstehen. Das Photo der Fig. 17 zeigt dagegen nur 30 bis 40  $\mu$ . Nehmen wir aber gleichzeitiges Zurückgleiten an, so wäre dieser Gleitbetrag von der Größenordnung 50 bis 100  $\mu$ .

Theoretisch läßt sich der Einfluß des Gleitens der Schneide auf der Unterlage in seiner Wirkung auf die Schwingungsdauer schwer berechnen, weil man keine Angaben über den Reibungswiderstand der Schneide auf der Unterlage hat. Dieser Reibungswiderstand ist sehr von der Oberflächenbeschaffenheit der Unterlage abhängig und wird sich beim Gebrauch der Schneide und Lager ändern.

Wir nehmen an, daß der Gleitbetrag  $x$  proportional dem wirksamen Horizontalzug des Pendels sei. Der Horizontalzug des Pendels ist

$$H' = m \cdot g \frac{s}{l} \sin \alpha \cos \alpha^*);$$

$\alpha$  = Ausschlag des Pendels. Dem Horizontalzug  $H'$  wirkt eine Reibungskraft  $P$  entgegen.

$$P = \omega \cdot N.$$

$\omega$  = Reibungskoeffizient. Er sei definiert durch  $\omega = \text{tg } \beta$ . Dabei bedeute  $\beta$  einen Reibungswinkel, bei dem das Gleiten der Schneide auf dem Lager gerade beginnt.  $\beta$  muß daher kleiner als  $\varphi$  sein, da sonst beim Schwingen des Pendels kein Gleiten stattfinden kann. Außerdem ist  $\beta$  eine Funktion der Amplitude  $\varphi$ , die bei sinkendem Wert von  $\varphi$  wächst. Nehmen wir an, daß  $\beta$  sehr klein ist und nur wenig bei den vorkommenden Amplituden schwankt, so können wir angenähert  $\beta$  als konstant ansehen.

$N$  ist der Teil des Gewichtes des Pendels, der beim Schwingen senkrecht auf das Lager drückt. Er beträgt:

$$N = m \cdot g \cdot \cos^2 \alpha.$$

Der wirksame Horizontalzug des Pendels ist jetzt

$$H = H' - P, \quad H = m \cdot g (\sin \alpha \cos \alpha - \omega \cos^2 \alpha); \quad s/l \approx 1 \text{ (Sterneckpendel).}$$

Der Gleitbetrag  $x$  sei also

$$x = \tau \cdot m \cdot g (\sin \alpha \cos \alpha - \omega \cos^2 \alpha); \quad \tau = \text{Proportionalitätsfaktor.}$$

Zur Abkürzung setzen wir  $\tau \cdot m \cdot g = p$ . Dann ist

$$x = p (\sin \alpha \cos \alpha - \omega \cos^2 \alpha).$$

\*) Entsprechend dem Ansatz für das Mitschwingen. Siehe Literaturverzeichnis [4], S. 210.

Die kinetische Energie des Pendels ist

$$K = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} m \varrho^2 \left( \frac{d\alpha}{dt} \right)^2 *$$

$m \varrho^2 =$  Trägheitsmoment bezogen auf den Schwerpunkt. Die potentielle Energie  $U$

$$U = (s + r) (1 - \cos \alpha) \cdot mg,$$

$$v^2 = \sigma^2 \left( \frac{d\alpha}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 + 2\sigma \frac{d\alpha}{dt} \cdot \frac{dx}{dt} \cos(\alpha + \Delta\alpha) ** \text{ (Cosinussatz)}$$

für kleine  $\alpha$  ist:

$$\sigma^2 \approx s^2 + r(s+r)\alpha^2,$$

$$\sigma \approx s + \frac{r(s+r)}{2s} \alpha^2,$$

$$dx \approx p(1 - 2\alpha^2 + 2\omega\alpha + \dots) d\alpha,$$

$$dx^2 \approx p^2(1 + 4\omega\alpha + 4\alpha^2(\omega^2 - 1) + \dots) d\alpha^2,$$

$$v^2 \approx \left[ s^2 + r(s+r)\alpha^2 + p^2(1 + 4\omega\alpha \right.$$

$$\left. + 4\alpha^2(\omega^2 - 1) + \dots \right] + \left( 2s + \frac{r(s+r)}{s} \right) \alpha^2$$

$$\cdot p(1 - 2\alpha^2 + 2\omega\alpha + \dots) \cos \alpha \left] \left( \frac{d\alpha}{dt} \right)^2.$$

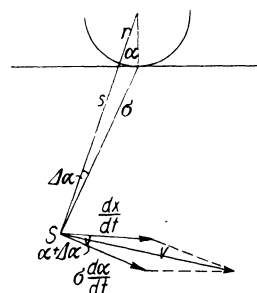


Fig. 18. Wirkung der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten

Nach dem Auflösen der Klammern und Ordnen nach Potenzen von  $\alpha$  ergibt sich schließlich unter Vernachlässigung höherer Potenzen als  $\alpha^2$  für

$$v^2 \approx \left[ (s+p)^2 + \alpha \cdot 4p\omega \cdot (s+p) - \alpha^2 \cdot \frac{5ps^2 - 4p^2s(\omega^2 - 1) - (s+r)(s+p) \cdot r}{s} \right] \left( \frac{d\alpha}{dt} \right)^2.$$

Die Summe der potentiellen und der kinetischen Energie ist konstant. Also ist

$$\text{const} = (s+r)(1 - \cos \varphi) mg; \text{ für } \alpha = \varphi \text{ (Umkehrpunkt),}$$

$$\frac{1}{2} m \left[ (s+p)^2 + \varrho^2 + \alpha \cdot 4p\omega \cdot (s+p) - \alpha^2 \frac{5ps^2 - 4p^2s(\omega^2 - 1) - (s+r)(s+p) \cdot r}{s} \right] \left( \frac{d\alpha}{dt} \right)^2 = m \cdot g(s+r)(\cos \alpha - \cos \varphi),$$

$$T = 4 \cdot \int_0^\varphi \sqrt{\frac{(s+p)^2 + \varrho^2 + \alpha \cdot 4p\omega(s+p) - \alpha^2 \frac{5ps^2 - 4p^2s(\omega^2 - 1) - (s+r)(s+p)r}{s}}{2g(s+r)(\cos \alpha - \cos \varphi)}} d\alpha,$$

$$(s+p)^2 + \varrho^2 = l,$$

$$s+r$$

$$T = 4 \cdot \sqrt{\frac{l}{g}} \cdot \int_0^\varphi \sqrt{\frac{1 + \alpha \frac{4p\omega(s+p)}{l(s+r)} - \alpha^2 \frac{5ps^2 - 4p^2s(\omega^2 - 1) - (s+r)(s+p)r}{s \cdot l \cdot (s+r)}}{2(\cos \alpha - \cos \varphi)}} d\alpha.$$

\*)  $v$  ist darin die vektorielle Summe aller auftretenden Translationsgeschwindigkeiten.

\*\*\*)  $\Delta\alpha$  klein wegen  $r \ll s$ , daher gegen  $\alpha$  zu vernachlässigen.

Durch Reihenentwicklung und nach Einführung der Substitution  $\alpha = \varphi \cdot \sin x$  und Integration und unter Vernachlässigung aller höheren Glieder als  $\varphi^2$  erhalten wir die Näherungsformel für kleine  $\varphi$ :

$$T_{\varphi} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \left[ 1 + \frac{\varphi^2}{16} + \frac{r}{4l} \varphi^2 + \frac{\varphi \cdot 4pl\omega(s+p)}{\pi \cdot l(s+r)} - \frac{\varphi^3}{4} \cdot \frac{[5ps^2 - 4p^2s(\omega^2 - 1) - p \cdot r(s+r)]}{s \cdot l \cdot (s+r)} \right].$$

Die ersten drei Glieder auf der rechten Seite in der Klammer geben den reinen Abrollvorgang wieder; die beiden letzten Glieder die Wirkung des Gleitens.

Man bekommt schließlich in der Formel für die Schwingungsdauer infolge des Gleitens lineare und negativ quadratische Glieder von  $\varphi$ . Der graphische Verlauf dieser Funktion  $T_{\varphi} = f(\varphi)$  ist ähnlich der gemessenen Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude, wenn der Koeffizient von  $-\varphi^2$  absolut größer ist als der Koeffizient von  $+\varphi^2$ , abgesehen von der Amplitudenkorrektion, die ja in allen Messungen schon berücksichtigt ist. Zur Abschätzung der beiden Koeffizienten von  $+\varphi^2$  und  $-\varphi^2$  schreiben wir für

$$s \approx l \approx 25 \text{ cm,}$$

$$r \leq l.$$

$$1. \quad \frac{1}{4} \frac{r}{l} \leq \frac{1}{4},$$

$$2. \quad \frac{1}{4} \cdot p \frac{5s^2 - 4ps(\omega^2 - 1) - rs - r^2}{s^2l + sl \cdot r} > \frac{1}{4} p \frac{5l^2 - 4pl(\omega^2 - 1) - l^2 - l^2}{l^3 + l^3}.$$

$\omega$  bleibt bei den vorkommenden Amplituden immer  $< 1$ . Daher ist  $-4pl(\omega^2 - 1)$  positiv. Also folgt

$$> \frac{1}{4} p \cdot \frac{3l^2}{2l^3} = p \cdot \frac{3}{8l} \approx \frac{3}{200} p.$$

Aus  $1/4 < 3/200 p$  folgt:

$$p > \frac{50}{3}; \quad \tau > \frac{50}{3 \cdot m \cdot g}$$

für  $m = 1 \text{ kg}$  Masse muß also

$$\tau > \frac{50}{3 \cdot 1000 \cdot 981} \frac{\text{sec}^2}{\text{Masse}} \approx 1.7 \cdot 10^{-5} \frac{\text{sec}^2}{\text{Masse}}.$$

Für ein  $\tau > 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^2/\text{Masse}$  wird der Koeffizient von  $-\varphi^2$  absolut immer größer als der Koeffizient von  $+\varphi^2$ , abgesehen von der Amplitudenkorrektion.

Die Gültigkeit der oben abgeleiteten Formel für die Schwingungsdauer liegt allein in der Gültigkeit des Ansatzes für den Gleitbetrag  $x$ . Ob er zu Recht besteht, muß das Experiment erst zeigen und soll einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

### III. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag liefern zu den Untersuchungen über die Abnahme der Schwingungsdauer eines Pendels mit der Amplitude.

Im Teil I der Arbeit wird über die Ausführung der Messungen berichtet. Es zeigte sich, daß eine Abnahme der Schwingungsdauer eines Pendels mit der Ampli-

tude bestehen bleibt, nachdem die Messungen durch die üblichen Korrekturen reduziert waren. Die maximal beobachtete Abnahme der Schwingungsdauer eines Halbsekundenpendels von  $20 \cdot 10^{-7}$  sec in 10 bis 12 Stunden Beobachtungszeit änderte sich nur wenig, wenn das Pendel den Stativplatz wechselte. Insbesondere zeigte sich bei zwei in einer Ebene mit  $180^\circ$  Phasendifferenz schwingenden Pendeln einmal die größere Abnahme der Schwingungsdauer bei dem einen Pendel und nach Vertauschen der Plätze die größere Abnahme bei dem anderen Pendel. Die Messungen der Mitschwingungskoeffizienten von zwei Pendeln auf den vier Stativplätzen des Askania-Vierpendel-Apparates zeigten, daß die Schwingungsebene, die senkrecht zur Verbindungslinie zweier Fußschrauben des Pendelstativs steht, die stabilste Schwingungsebene ist.

Im Teil II der Arbeit werden die Messungen diskutiert und versucht, die Ursachen für die Abnahme der Schwingungsdauer eines Pendels mit der Amplitude zu finden. Es wird gezeigt, daß der Abrollvorgang einer zylinderförmigen Schneide mit kreisförmigem Querschnitt auf ebener Unterlage zwar eine Änderung der Schwingungsdauer eines Pendels als Funktion der Amplitude gibt, die aber in der Form der Abnahme der größten Anzahl der beobachteten Messungen nicht entspricht. Nur bei einem Pendel (Pendel 1 auf Platz IV) auf einem bestimmten Stativplatz stimmt die Form der Änderung der Schwingungsdauer mit der Amplitude mit der durch die Theorie geforderten Form überein. Der aus diesen Messungen abgeleitete Krümmungsradius von 6 cm wird wegen seiner auffallenden Größe besonders erörtert. Auch die Annahme, daß eine zylinderförmige Schneide mit kreisförmigem Querschnitt auf einer zylinderförmig verbogenen Unterlage abrollt, ergibt theoretisch eine Funktion für die Schwingungsdauer in der Form  $T_\varphi = T_0 (1 + b\varphi^2)$ ;  $b > 0$ , die gleichfalls nicht die beobachtete Form der Abnahme der Schwingungsdauer mit der Amplitude erklären kann. Die gemessene Abnahme der Schwingungsdauer als Funktion der Amplitude kann aber durch ein Stück einer Kurve angenähert werden, deren Funktion lineare und negativ quadratische Glieder der Amplitude enthält. Unter der Annahme des Abrollens und gleichzeitigem Zurückgleiten der Schneide auf dem ebenen Lager ergibt die Theorie eine solche Funktion. Aus besonderen experimentellen Untersuchungen wurde gefolgert, daß die Größe des Gleitbetrages etwa 50 bis  $100 \mu$  betragen müßte.

Herrn Prof. G. Angenheister möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein förderndes Interesse danken. Desgleichen möchte ich danken Herrn Dr. H. Jung für sein Interesse an dieser Arbeit und für seinen wertvollen Rat. Meinen Dank möchte ich auch Herrn Dr. Hüttenhain vom Mineralogischen Institut in Göttingen aussprechen für die Herstellung der zu dieser Arbeit verwendeten photographischen Aufnahmen.

### Literaturangabe

- [1] Pavel u. Uhink: Die Quarzuhren des Geodätischen Instituts in Potsdam. Astron. Nachr. Nr. 6167—68, Bd. 257 (1935).
- [2] Gebelein: Das abrollende physikalische Pendel. Zeitschr. f. Geophys. 8 (1932).



[3] Furtwängler: Sitzungsber. d. Berliner Akad. d. Wiss. 1902, S. 245.

[4] Handb. d. Experimentalphysik **25**, 2. Teil, Geophysik II, S. 227.

[5] Handb. d. Geophysik **4**, Lief. I, S. 243.

[6] Helmert: Beiträge zur Theorie des Reversionspendels. Publicationen d. königl. preuß. Geodät. Inst. Potsdam 1898.

[7] F. W. Bessel: Untersuchungen über die Länge des einfachen Sekundenpendels. Oswalds Klassiker d. exakten Wissenschaften Nr. 7, herausgegeben von H. Bruns, Leipzig 1889.

[8] G. Schmerwitz, Jena: Messung von Schneidenkrümmungsradien. Zeitschr. f. Instrkde. 1932, 52. Jahrg., Heft 1.

[9] Meisser, Martin, Gengler: Veröffentl. d. Reichsanst. f. Erdbebenforschung in Jena, Heft 17, S. 35 (1931).

[10] Hütte, 1. Bd., Berlin 1923, S. 615.

[11] Werner Patzke: Untersuchungen über die Genauigkeit von Pendelmessungen an fester Station. Reichsvermessung 1935, Basisstation Göttingen. Zeitschr. f. Geophys. **12** (1936).

*Göttingen*, Geophysikalisches Institut, Juli 1937.

---

## Geomagnetische Messungen an Lamprophyrgängen in der Lausitz

Von **R. Lauterbach**. — (Mit 12 Abbildungen)

Es werden Erfahrungen und Ergebnisse magnetischer Messungen an Lamprophyrgängen in der Lausitz kurz mitgeteilt. Diese Gänge geben wegen ihres Gehalts an magnetischen Mineralien Anomalien, welche in eindeutigem Zusammenhang mit der Form, dem Streichen und der Mächtigkeit der Störungskörper stehen.

In der sächsischen Lausitz wurde um 1900 ein nickelerzführender Lamprophyrgang bei Sohland an der Spree entdeckt. Er liegt im Gebiete des Lausitzer Granits, der häufig von derartigen, jedoch erzfreien Gängen durchsetzt wird, welche im allgemeinen eine Streichrichtung von WNW oder NW besitzen. An der Fundstelle selbst steht der feinkörnige Rosenhain-Hainspacher Granit an, welcher hier stark dynamisch verändert ist. Das Vorkommen liegt auf Blatt 70 (Schirgiswalde) der geologischen Spezialkarte von Sachsen, auf welcher O. Herrmann [1] östlich von Äußerstmittel-Sohland einen NNW-streichenden Gang angegeben hat, der aber in Wirklichkeit nicht existiert. Vielmehr liegt hier der WNW streichende nickelführende Gang. Dieser ist etwa 10 bis 20 m mächtig, fällt fast saiger ein und weist Erzführung am nördlichen Saßband auf. Der Gang war bisher bekannt auf 1.5 km Erstreckung im Streichen und wird durch unsere neuen magnetischen Untersuchungen wahrscheinlich gemacht auf weitere 1000 m. Auch sind kleinere, parallel streichende Nebengänge bekanntgeworden. Die Fig. 1 gibt die alte Lage-skizze des Ganges nach Beck [2], in welche das von uns erhaltene Störungsbild der Vertikalintensität ( $\Delta Z$ ) eingetragen wurde. Man sieht, daß dieses sich mit der früheren Vermutung recht gut deckt.

Die Ursache der magnetischen Störungen, welche man über Lamprophyrgängen erhält, besteht in dem Gehalt des Ganggesteines an magnetischen Mineralien, besonders Magnetit und Titaneisen, hier auch ganz besonders Magnetkies, welcher

durch Nickelgehalt Anlaß des Bergbaues wurde, neben weniger magnetischen Mineralien wie Kupferkies und Eisenkies.

Wie bereits erwähnt, liegen die Erzanreicherungen besonders am nördlichen Salband des Ganges. Sie bilden nach den bekannten Aufschlüssen ein zum Teil 2 bis 2.5 m mächtiges Mittel, welches im Streichen des Ganges schmaler wird. Man kann also einzelne Linsen annehmen, wie dies auch das magnetische Bild ergab. Die Imprägnationen des Erzes reichen meist noch einige cm in den Granit hinein. Der eiserne Hut ist gut

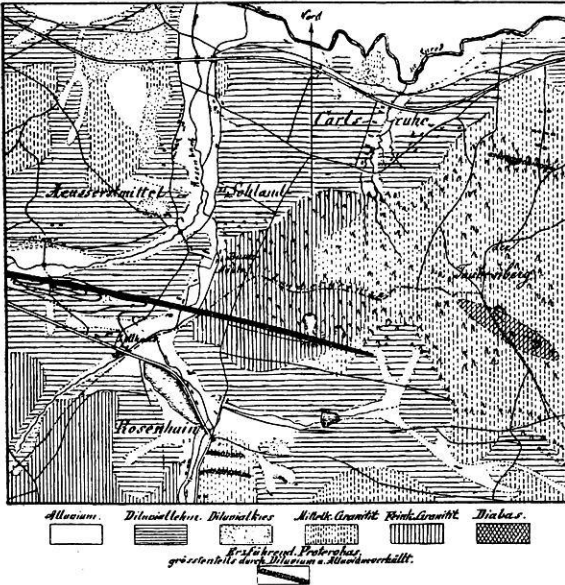


Fig. 1. Nickelführender Lamprophyrgang bei Sohland (Spree) nach Beck (1903)

ausgeprägt, wie an bekannten Aufschlüssen festgestellt werden konnte. Man muß daher mit einer oberflächlichen Verwitterungsschicht von etwa 6 bis 10 m rechnen, welche magnetisch unwirksam ist. Fig. 2 gibt die Erzverteilung des Ganges im Längsschnitt, soweit dieselbe aus den aufgeschlossenen Gebieten bekanntgeworden ist. Es sind dabei sowohl Derberze als auch Imprägnationen schraffiert angegeben.

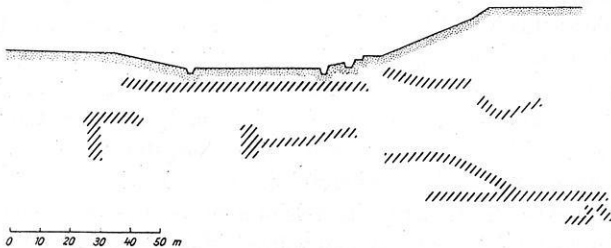


Fig. 2. Bekannte Erzverteilung im Sohländer Lamprophyrgang (im Streichen)

Da der Gang, dessen nördliches, erzführendes Salband auf etwa 700 m sicher nachgewiesen wurde, in seinem weiteren Verlaufe nach Westen unter Diluvium untertaucht, war es die Aufgabe der magnetischen Methode, festzustellen, ob und wo der Gang vorhanden sei.

Die Vermessung wurde, wie auch die folgenden Arbeiten, auf Veranlassung der Sächsischen Staatlichen Lagerstättenforschungsstelle von dem Geophysikalischen Institut und Observatorium der Universität Leipzig in Form einer Aufnahme der  $\Delta Z$ -Störungen durchgeführt. Als Instrument wurde eine Schmidtsche Feldwaage der Askaniawerke verwendet. Nach der Art der Problemstellung war es ratsam, den Gang zunächst einmal in seinen durch den Bergbau bekannten Teilen zu überqueren, um die Größenordnung der Störungen feststellen zu können. Dies wurde auch mit zwei Profilen getan, wobei sich ziemlich geringe Störungswerte von maximal nur  $230 \gamma$  ergaben. Es ist dies der östliche Teil der Anomalie auf der magnetischen Karte (Fig. 3). Man kann diese geringe, aber doch breite Störung durch den Abbau erklären, welcher bereits einen großen Teil der Erze, besonders des magnetisch stark wirksamen Magnetkieses entfernt hat. Bereits in dem früheren Abbau, welcher bis 1920 im Betrieb war, wurde eine Vertaubung des Ganges nach Westen zu festgestellt, was dem magnetischen Bild gut entspricht. Doch setzt eine neue Erzlinse, oder wenigstens eine Anreicherung magnetischer Bestandteile des Ganges, mit einer Anomalie bis  $740 \gamma$  in 200 m Entfernung ein. Dies wurde von Beck [2] [3] ebenfalls auf Grund geologischer Untersuchungen und einer magnetischen Aufnahme mit einem Magnetometer nach Thalén-Tiberg angenommen, wobei er jedoch hinzufügt, daß infolge der sehr geringen Störungen fast innerhalb der Meßgenauigkeit der Instrumente nichts eindeutig zu erkennen gewesen sei. Bis zu dem Ausspitzen dieser Anomalie nach Westen war

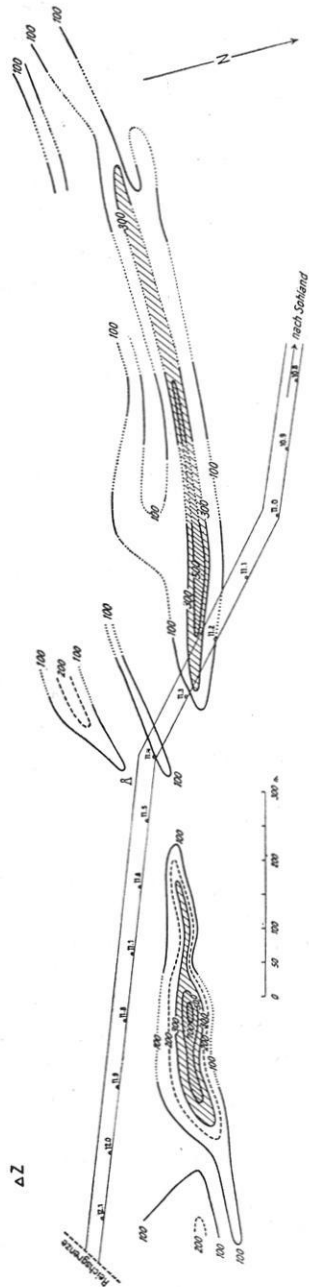


Fig. 3. Magnetisches Störungsbild des Sohländer Lamprophyrganges

der Gang von Beck angegeben worden. Fraglich war jedoch seine weitere Fortsetzung. Wie man der magnetischen Karte jetzt mit hoher Wahrscheinlichkeit entnehmen kann, spitzt der Gang in Richtung auf das eingezeichnete Denkmal aus bzw. zerschlägt, was auch durch die kleineren südlichen Parallelstörungen angedeutet wird. Wesentlich ist jedoch der Einsatz einer neuen Anomalie etwas verschoben gegen die alte Streichrichtung. Da es sich hier um ein System von Spalten handelt, die durch mechanische Beanspruchung entstanden sind, hat diese parallele Versetzung nicht viel zu besagen. Wichtig ist dabei jedoch die Frage, ob auch dieser Teil nickelerzführend ist. Dies kann aber durch magnetische Messungen nicht entschieden werden, erst eine Bohrung in der Mitte der Anomalie würde es zeigen.

Das zweite Vorkommen am Hohberg bei Sohland, welches Fig. 4 wiedergibt, liegt etwas nördlich des Hauptganges und wird durch mehrere parallel streichende

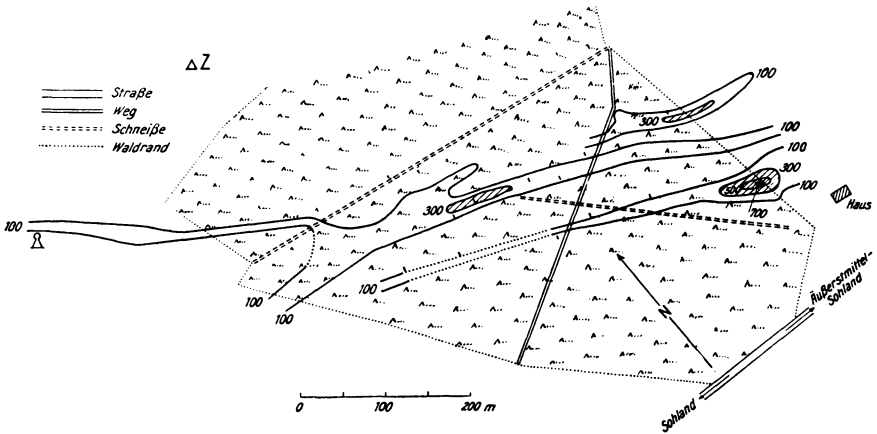


Fig. 4. Lamprophyrgänge am Hohberg bei Sohland (Spree)

Gänge gebildet. In der Nähe des südlichsten, welcher am Ostende eine stärkere Störung zeigt, wurden Imprägnationen von Erz gefunden. Es ist daher anzunehmen, daß sich hier eine, wenn auch bescheidene Erzanreicherung befindet. Möglich ist dies auch bei den anderen stärkeren Störungen, doch kann hier ohne Aufschlüsse oder ein größeres Material an Lesesteinen nichts ausgesagt werden. Ausgezeichnet gleichmäßig bilden sich die Gänge über größere Erstreckung in dem Störungsbild ab.

Ein Abbau dürfte sich an diesem Vorkommen, selbst wenn Erze gefunden werden sollten, kaum jemals lohnen, da es sich nur um kleinere Gänge handelt.

Fig. 5 zeigt einen sehr ausgedehnten Lamprophyrgang, welcher, wie auch die weiteren Vorkommen, im Hohwald in der Nähe von Neustadt i. Sa. in der Lausitz liegt. Die Vermessung sollte hier wie bei den weiteren Vorkommen einen Überblick über den Gang, dessen Ausdehnung, Streichen und Mächtigkeit geben,

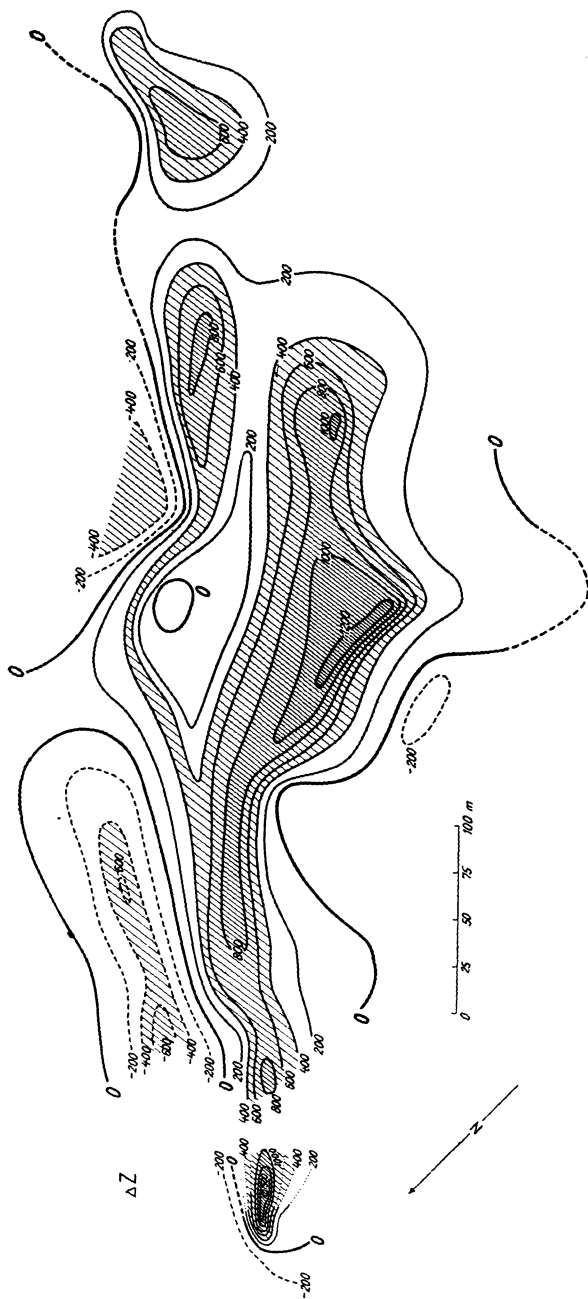


Fig. 5. Lamprophyrgang in Abteilung 11 des Hohwaldforstes bei Neustadt i. Sa.

um für weitere Aufschlüsse durch Schürfe die geeigneten Stellen angeben zu können.

Die Länge dieses Ganges im Streichen dürfte etwa 700 m betragen. Die Gangform ist im geomagnetischen Bild nicht so gut ausgeprägt wie in Fig. 3 und 4, vielmehr scheint ein mehr linsenförmiger Lamprophyrkörper vorzuliegen. Auf-

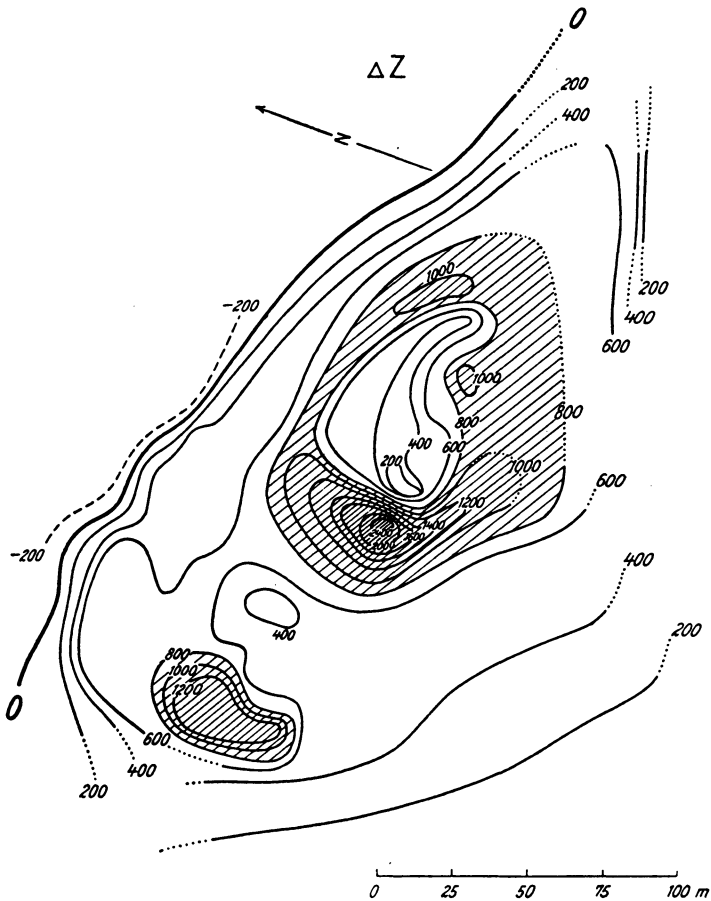


Fig. 6. Lamprophyrgang in Abteilung 26 des Hohwaldes bei Neustadt i. Sa.

fällig ist zunächst eine lange positive Anomalie über 1200  $\gamma$ , welche sich im Streichen der Lagerstätte befindet. Östlich davon findet man ein weiteres Maximum von 800  $\gamma$  Höchstwert. Dieses dürfte einem zweiten Störungszug angehören, welcher weiter nach NW zu durch das nördliche Minimum (nach Koenigsberger[4]) der + 1200  $\gamma$ -Störung erniedrigt wird. In der Verlängerung dieser Linie nach SE befindet sich noch ein positives Extremum von 600  $\gamma$ , welches einer weiteren

Lamprophyrlinse zuzuschreiben sein dürfte. Nördlich der positiven Störungen liegt ein negativ gestörtes Gebiet, das ebenfalls als das nördliche Minimum eines Körpers mit induziertem Magnetismus aufgefaßt werden muß.

Das Vorkommen erlangt im mittleren Teil, falls es Linsengestalt besitzt, eine Mächtigkeit von 150 m. Aus der Form der Störung ergibt sich jedoch die Möglichkeit, daß es sich, wenigstens im östlichen Teil, um zwei parallele Vorkommen handelt, die dann je eine Mächtigkeit von 60 bis 70 m hätten. Aus dem Lesesteinbefund läßt sich nichts eindeutig entnehmen, da wegen des hügeligen Geländes die Steine stark verrollt waren. In der Nähe der Gangmitte wurden allerdings einige feinkörnige Stücke gefunden. Daher könnte man auch an eine Variation der Gesteinsbeschaffenheit denken, welche magnetisch geringere Werte erzeugt. Das NW-Ende wird durch eine sehr starke Anomalie gebildet, welche zweifellos,

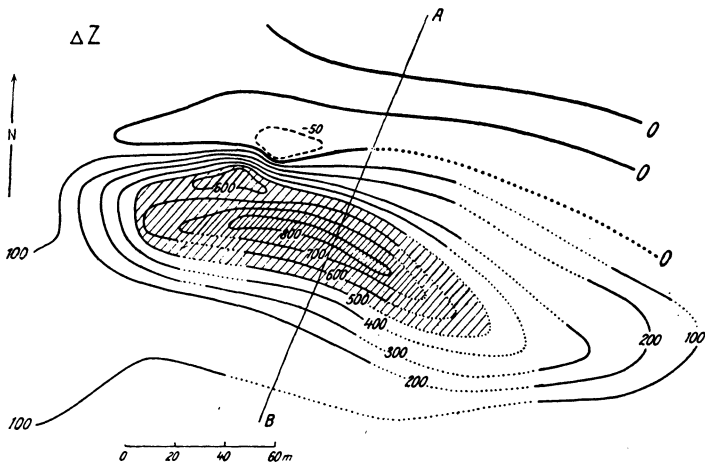


Fig. 7. Lamprophyrgang im Hohwald, Abteilung 64

wie meist in solchen Fällen, durch eine lokale Erzanreicherung verursacht wird. Eine Fortsetzung des Ganges nach NW oder SO wäre durchaus möglich, Untersuchungen wurden jedoch infolge Zeitmangels unterlassen. Die nachgewiesene Mächtigkeit ist für einen Abbau des Gesteins durchaus lohnend. Auch war die Qualität der Lesesteine relativ gut, so daß ein mächtiges Vorkommen bei großer Erstreckung und guter Steinqualität vorliegt. Die Vorarbeiten zur Aufnahme bergmännischer Arbeiten sind zur Zeit gerade im Gange.

Die in Fig. 6 wiedergegebene Isanomalenkarte zeigt ein recht unregelmäßiges Störungsbild. Über eine große positive Anomalie von 1000  $\gamma$  Höhe überlagert sich ein zweites positives Extremum, welches die Störungswerte auf 2400  $\gamma$  erhöht, und ein zugehöriges Minimum, das die Werte bis unter 700  $\gamma$  senkt. Die positive Störung lag mit ihrem Kern gerade auf einer mehrfachen Wegekreuzung, so daß der Verdacht, es könne eine künstliche Ursache vorliegen, nicht unbegründet war.

Leider ließen sich die Bedenken weder stützen noch restlos beseitigen. Sollte die Störung aber auf eine Erzanreicherung zurückzuführen sein, so läge ein Fall von remanentem Magnetismus vor, wie dies auch verschiedentlich an Lesesteinen festgestellt wurde. Auf jeden Fall ist die Störung ohne Belang für die Deutung

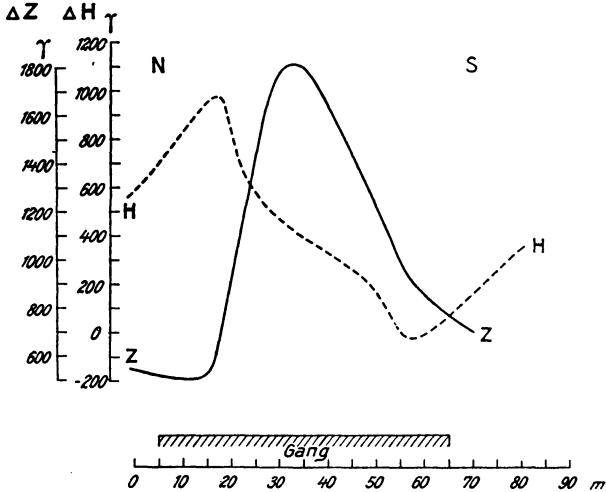


Fig. 8. Profile über den Lamprophyrgang in Abteilung 64 des Hohwaldes

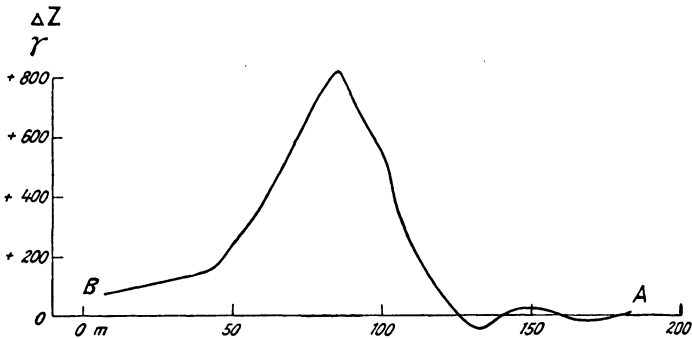


Fig. 9. Profil über den Lamprophyrgang in Abteilung 64 des Hohwaldes

des Gesamtbildes. Wie man aus den äußeren Isanomalien schließen kann, scheint das Vorkommen linsenförmige Gestalt zu besitzen.

Die Gesteinsbeschaffenheit war hier ungünstig, so daß ein Abbau nicht in Frage kam.

Fig. 7 stellt einen Lamprophyrgang dar, welcher eine sehr regelmäßige Störung ergab. Die Gangmächtigkeit beträgt 60 m und die Länge im Streichen 200 m.



Profile über die Anomalie zeigen Fig. 8 und 9. Fig. 8 gibt ein später in *H* und *Z* längs eines Schurfes gemessenes Profil. Neben einer sehr regelmäßigen Störung ist daher zum Vergleich auch die aufgeschlossene Gangmächtigkeit angegeben. Auch Fig. 9 zeigt ein sehr regelmäßiges Profil mit einem Minimum im Norden. Südlich des Westendes sind die Isanomalien dort gestrichelt gezeichnet, wo sich in Wirklichkeit eine sehr starke Lokalstörung befand. Die Berechnung der Poltiefe führte bei dieser Anomalie auf etwa 1 m. Bei einer Nachgrabung wurde auch ein Lamprophyrblock mit starkem remanenten Magnetismus in 60 cm Tiefe angetroffen.

Die Mächtigkeit wurde zunächst zu 40 m angegeben, da man damit rechnen mußte, daß die randlichen Partien für einen Abbau unbrauchbar sein würden. Das Vorkommen war damit durchaus abbauwürdig. Der Abbau wurde auch versuchsweise aufgenommen, mußte jedoch infolge schlechter Absonderung des Gesteins wieder eingestellt werden.

Fig. 10. Auch dieses Vorkommen zeigt eine sehr typische Ausbildung. Es besitzt zwei parallel streichende Maxima, wie auch aus den Profilen in Fig. 11 deutlich zu ersehen ist. Ursache dieser zwei Kammlinien kann eine Einlagerung von Granit oder eine andere

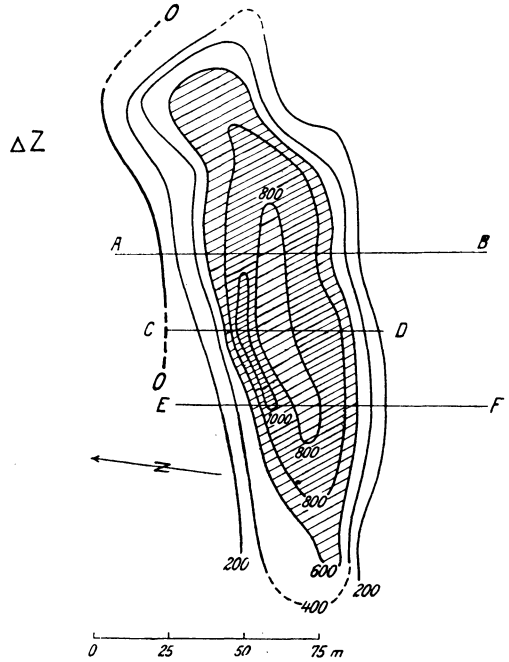


Fig. 10. Lamprophyrgang bei Rugiswalde

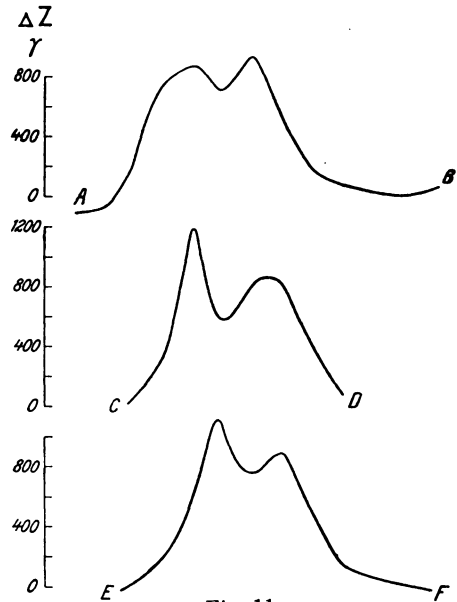


Fig. 11.

Profile über den Lamprophyrgang bei Rugiswalde

Varietät des Lamprophyrs sein, welche abweichende magnetische Verhältnisse besitzt, ähnlich wie bei dem Gang von Fig. 5. Wie auch an noch anderen Stellen festgestellt wurde, können die  $\Delta Z$ -Werte absinken, wenn das Gestein in eine feinkörnige Ausbildung übergeht. Derartige Erscheinungen sind für die Beurteilung

der Abbaufähigkeit eines Vorkommens daher unter Umständen von großer Wichtigkeit. Einige Probeschürfe über den Gang zeigten jedoch eine gute Qualität des Steines, so daß ein Abbau größeren Umfanges hier aufgenommen werden konnte. Der Gangsetzt, wie neuere Aufschlüsse zeigen, außerdem nach Westen zu fort, so daß die gestrichelte umlaufende 400  $\gamma$ -Isanomale nunmehr unberechtigt ist.

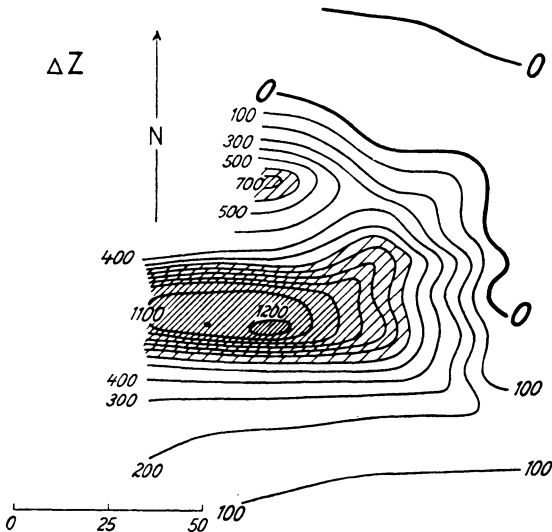


Fig. 12.

Lamprophyrgang in Abteilung 55 des Hohwaldforstes

Fig. 12. Die Lesesteine dieses Vorkommens lagen infolge des abschüssigen Geländes wesentlich nördlich der magnetischen Störung, so daß dort der Gang vermutet wurde.

Wir begannen die Messungen auch etwa 200 m nördlich der Anomalie ohne Ergebnis. Erst in der hier dargestellten Gegend, wo keine Lesesteine mehr anzutreffen waren, konnte der Gang festgestellt werden. Der Vorteil des magnetischen Verfahrens gegenüber der gewöhnlichen geologischen Kartierung zeigte sich gerade hier sehr deutlich. Nach Westen wurden die Messungen wegen einer Hauptstraße abgebrochen. Man erkennt aber bereits in dem aufgenommenen Teil deutlich einen größeren Gang mit einem Begleiter. In dem Gebiet nördlich der Figur wurden auch noch weitere kleine parallele Nebengänge festgestellt. Hiernach erhält man also das durchaus geläufige Bild, daß ein ganzes System größerer und kleinerer paralleler Spalten im Granit aufgerissen ist, in welches die differenzierte Restschmelze eindrang.

Allgemein läßt sich auch auf Grund der Erfahrungen bei noch weiteren magnetischen Aufnahmen dieser Art sagen, daß der Versuch, Lamprophyrgänge, welche für den Abbau als Werkstein wertvoll sind, magnetisch zu vermessen, durchaus gelungen ist. Infolge des Gehalts an Magnetkies, Magnetit und Titan-eisen ergeben die Gänge magnetische Störungen, welche eindeutige Rückschlüsse auf deren Verlauf zulassen.

### Literatur

- [1] Sektion Schirgiswalde-Schluckenau, Blatt 70 der geologischen Spezialkarte von Sachsen von O. Herrmann, Leipzig 1893.
- [2] R. Beck: Die Nickelerzlagerstätte von Sohland a. d. Spree und ihre Gesteine. Zeitschr. d. D. Geol. Ges. 55, 296 (1903).
- [3] R. Beck: Lehre von den Erzlagerstätten.
- [4] J. Koenigsberger: Zur Deutung der Karten magnetischer Isanomalien und Profile. Beitr. z. Geophys. XIX, S. 241.

Leipzig, Geophysikalisches Institut der Universität.

## Über die makroseismischen Verfahren zur Bestimmung der Herdtiefe und ihre Anwendung bei Lockerböden

Von W. Sponheuer, Jena. — (Mit 7 Abbildungen)

Die makroseismischen Berechnungsverfahren sind nur in dem Maße zuverlässig, wie die Voraussetzungen, die ihnen zugrunde liegen, erfüllt sind. Um die wechselvollen Einflüsse des Untergrundes zu beseitigen, wird gezeigt, wie durch Beschränkung auf makroseismische Beobachtungen, die an Orten mit dem gleichen geologischen Untergrund gemacht wurden, eine abgedeckte Isoseistenkarte gewonnen wird, die den makroseismischen Berechnungen als Unterlage dient.

Die Berechnungen der Herdtiefe eines Bebens auf der Grundlage der Cancanischen Gleichungen[5] setzen das Vorhandensein eines aus einheitlichem

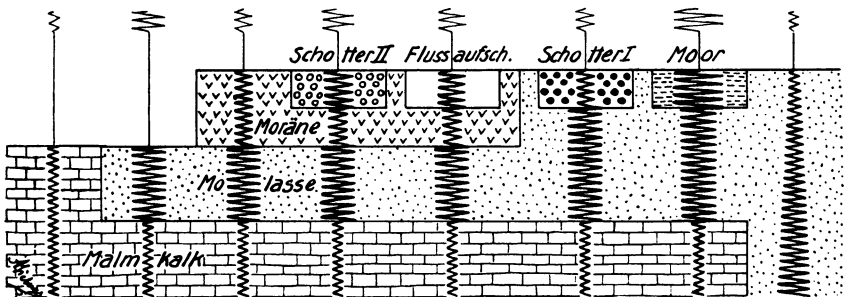


Fig. 1. Schematische Darstellung der Bodenamplituden bei einem Erdbeben im Mehrschichtensystem Oberschwabens; nach A. Sieberg

Gestein bestehenden unendlichen Halbraumes voraus, in dem sich die Erdbebenwellen ungestört ausbreiten können. Deshalb ergaben bisher Herdtiefenbestimmungen wegen der beträchtlichen Unterschiede in den physikalischen Konstanten der Gesteine, vor allem der nichtfelsigen Bodenarten, die fast immer in Schüttergebieten in waagerechter und senkrechter Erstreckung auftreten

(vgl. Fig. 1) nur wenig brauchbare Ergebnisse, und es ist zweifelhaft, ob derartige Berechnungen auch nur größenordnungsmäßig verlässlich waren.

Bei Aufgaben aus der Praxis, die unlängst der Reichsanstalt für Erdbebenforschung zur Bearbeitung vorgelegt wurden, wurde versucht, die Frage genauerer makroseismischer Herdtiefenbestimmung einer Lösung näher zu bringen und einen Teil der ihr bisher anhaftenden Unsicherheit zu beseitigen. Wie gezeigt werden wird, gelingt dies unter günstigen Umständen für jene Fälle, in denen sich *abgedeckte Isoseistenkarten* zeichnen lassen, die den sogenannten „abgedeckten“ geologischen Karten entsprechen. Das heißt, die homogene Gebirgsunterlage als Leitgestein muß in geeigneter Herdnähe das lockere, verschiedenartige Deckgebirge durchstoßen und dort in ausreichender Zahl Beobachtungsstellen mit zuverlässigen Bestimmungen der seismischen Wirkungsgrade tragen.

*Die makroseismischen Herdtiefenbestimmungsverfahren für einheitliches Gestein.*

Unter der Annahme eines einheitlichen isotropen Gesteins und eines punktförmigen Herdes werden die Linien gleicher Erdbebenwirkung, die Isoseisten, zu Kreisringen mit dem Epizentrum als Mittelpunkt. Dabei soll z. B. bei der Isoseiste 3 die Intensität 3 herrschen, die dann stetig zunimmt und bei der Isoseiste 4 den Wert des 4. Grades erreicht. Diese Definition ist meines Erachtens die gebräuchliche und soll auch bei den folgenden angeführten Verfahren zugrunde gelegt werden. Im Gegensatz hierzu steht die Auffassung von Gassmann. Hiernach wird beispielsweise der Kreisring mit der Intensität 3 von den Kreisen mit den zugehörigen Radien  $R = 2.5$  und  $R = 3.5$  begrenzt, allgemein der Kreisring mit der Intensität  $G$  von den Radien  $R_{G-1/2}$  und  $R_{G+1/2}$ , wodurch sich hier Flächen mit ganzzahligen Intensitäten ergeben, die sich beim Übergang auf den nächsten Kreisring sprunghaft ändern.

Wiebekannt, hat Cancani [2] der Skala von Forel-Mercalli Beschleunigungswerte zugeordnet, und er erhielt, auf Erfahrungswerten von Omori und Milne gestützt, folgende Tabelle:

Stärke des Bebens Grad	Maximalbeschleunigung mm/sec <sup>2</sup>	Stärke des Bebens Grad	Maximalbeschleunigung mm/sec <sup>2</sup>
I	0 — 2.5	VII	100 — 250
II	2.5 — 5	VIII	250 — 500
III	5 — 10	IX	500 — 1000
IV	10 — 25	X	1000 — 2500
V	25 — 50	XI	2500 — 5000
VI	50 — 100	XII	5000 — 10000

Die Beziehung zwischen der Bebenstärke und der Beschleunigung wurde durch R. von Kövesligethy [6] auf folgende Formel gebracht:

$$G = x + y \log I \quad \dots \dots \dots (1)$$

Er erhielt durch Einsetzen der unteren Beschleunigungswerte für

$$x = 0.89; \quad y = 3.00,$$

mit den oberen Beschleunigungswerten

$$x = -0.13; \quad y = 3.01,$$

im Mittel also wird:

$$x = 0.38; \quad y = 3.00,$$

hiermit wird Gleichung (1)

$$G = 0.38 + 3 \log \Gamma$$

und der Unterschied zweier Stärkegrade:

$$G - G' = 3 \log \frac{\Gamma}{\Gamma'} \dots \dots \dots (2)$$

Sieht man zunächst von der Energieumwandlung durch die Absorption ab, so verhalten sich die Bebenstärken  $G$  und  $G'$  umgekehrt wie die zugehörigen Herdentfernungen  $r'$  und  $r$ . Bekanntlich nimmt die Energie, die eine bestimmte Fläche bei räumlicher Ausbreitung durchsetzt, mit dem Quadrate der Entfernung ab. Bei Annahme gleicher Schwingungsdauer ist die Energie  $E$  dem Quadrate der Schwingweite, die Beschleunigung  $\Gamma$  dagegen nur der Schwingweite proportional.

Demnach verhält sich:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}; \quad \frac{G_1}{G_2} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = \frac{r_2}{r_1} \dots \dots \dots (3)$$

Setzt man in Gleichung (2) für  $G$  die Epizentralintensität  $G_0$  ein, so wird  $r$  gleich der Herdtiefe  $h$  (s. Fig. 2) und nun wird

$$G_0 - G = 3 \log \frac{r}{h} \dots \dots \dots (4)$$

Wenn die Absorption je Längeneinheit gleich  $\alpha$  gesetzt wird, so wird auf dem Wege  $dr$  ein Energiebetrag  $dE$  umgewandelt. Die Differentialgleichung bei konstanter Energieabnahme lautet also:

$$\frac{dE}{dr} = \alpha E.$$

Die Lösung ist:

$$\ln E = \alpha r.$$

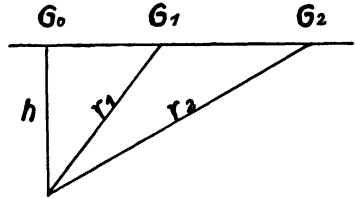


Fig. 2. Herdtiefe und Herdentfernung

Die durch Absorption umgewandelte Energie hat den Betrag:

$$E' = e^{\alpha r} \cdot E.$$

Folglich wird unter Berücksichtigung der Absorption Gleichung (3)

$$\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = \frac{r_2}{r_1} \cdot e^{\alpha(r_2 - r_1)}.$$

Dieses in Gleichung (2) eingesetzt ergibt, wenn  $r_1 = r$ ,  $r_2 = r'$ :

$$G - G' = 3 \log \frac{r'}{r} + 3 \alpha M (r' - r), \dots \dots \dots (5)$$

und entsprechend Gleichung (4)

$$\left. \begin{aligned} G_0 - G &= 3 \log \frac{r}{h} + 3 \alpha M (r - h); & M = \log e = 0.4343; \\ r &= \sqrt{s^2 + h^2}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Hieraus:

$$\alpha = \frac{\frac{1}{3} (G_0 - G) - \log \frac{r}{h}}{M (r - h)} \dots \dots \dots (6')$$

Ebenso erhält man  $\alpha$  aus Gleichung (5) unabhängig von der Intensität  $G_0$  im Epizentrum.

$$\alpha = \frac{\frac{1}{3} (G - G') - \log \frac{r'}{r}}{M (r' - r)} \dots \dots \dots (5')$$

Gassmann [3] hat in seiner Arbeit den Zusammenhang der Registrierungen von Schweizer Nahbeben mit den makroseismischen Intensitäten auf Grund der Cancanischen Gleichungen gegeben. Die Beziehung zwischen Herdtiefe, Epizentralintensität und Intensität in der Entfernung  $s$  ist formelmäßig ausgedrückt die gleiche wie in Gleichung (4). Unter Berücksichtigung der Absorption gelangt Gassmann zu einem Gleichung (6) entsprechenden Ausdruck, der jedoch wohl durch Druckfehler in dem die Absorption enthaltenden Gliede abweicht\*). Ist die Intensität im Epizentrum bekannt, so kann mit Hilfe der Gleichung (6) nach dem Verfahren von Kövesligethy die Herdtiefe berechnet werden, andernfalls mit der Gleichung (5) nach János [5]. Aus den Gleichungen (5') (6') läßt sich die Absorption in Abhängigkeit von der Herdtiefe darstellen. Allerdings; wie nochmals nachdrücklich hervorgehoben werden soll, unter der fast niemals zutreffenden Voraussetzung, daß homogenes Gestein vorhanden ist.

*Ein Beispiel für die Anwendung bei abgedeckten Isoseistenkarten.* Es soll im folgenden gezeigt werden, wie durch zweckdienliche Beseitigung der Untergrundsberücksichtigung die häufig zu findende Willkür bei der Bemessung der Epizentralintensität vermieden wird. Zu diesem Zweck wurde das oberschwäbische Erdbeben vom 27. Juni 1935 gewählt, dessen Hauptschadengebiet zum Teil gemeinsam von Sieberg und Hiller an Ort und Stelle untersucht wurde [8]. Die Karte der Normalschäden von Sieberg sowie das Schaubild Fig. 3 zeigen in eindringlicher Weise den Einfluß der Lockerböden auf die Wirkungsgrade des Erdbebens. Die mit dem gleichen Beobachtungsmaterial nach der neuen Skala der Wirkungen von Erdbebenstößen auf normale Ziegelhäuser bearbeitete Isoseistenkarte zeigt (Fig. 4) grundsätzlich das gleiche Bild, obschon wegen des angewandten Verfahrens in den Einzelheiten vergrößert. Als Leitgestein wurde

\*) Zu der gleichen Feststellung kommt A. Blake [1], der den Fehler berichtigt und zu einer Gleichung kommt, die mit der Gleichung (6) von R. v. Kövesligethy identisch ist.

mit Sieberg [8] (S. 61 und 67) der Molasseuntergrund gewählt, der mit maximaler Mächtigkeit bis zu 4 km die eigentliche Füllmasse der Oberschwäbischen Tertiärmulde (Fig. 5) ist. Nur verhältnismäßig geringmächtige Schotter- und Schwemmlandböden ruhen auf der Molasse, bilden aber die für Theorie und Praxis so außerordentlich bedeutungsvolle Störungszone. Molasse ist bekanntlich der stratigraphische Sammelbegriff für feinkörnigen oligozänen bis miozänen, teils im Meer, teils im Süßwasser abgelagerten Gesteinsschutt; bestehend aus häufigem Wechsel von sandigen, kiesigen und tonigmergeligen Schichten mit örtlich beschränkten Kalkzwischenlagen. Bei der großräumigen Ausbreitung der Erdbebenenergie wird sich die Molasse trotzdem wie ein ziemlich einheitliches Medium verhalten, weil die verhältnismäßig geringen petrographischen Unterschiede schon auf engem Raum unregelmäßig verteilt sind und sich deshalb aufheben. Die sonst als Leitgestein sehr geeignete Unterlage von Malmkalken ist im vorliegenden Falle bloß

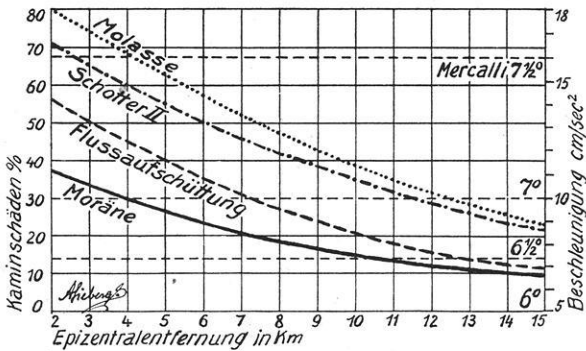
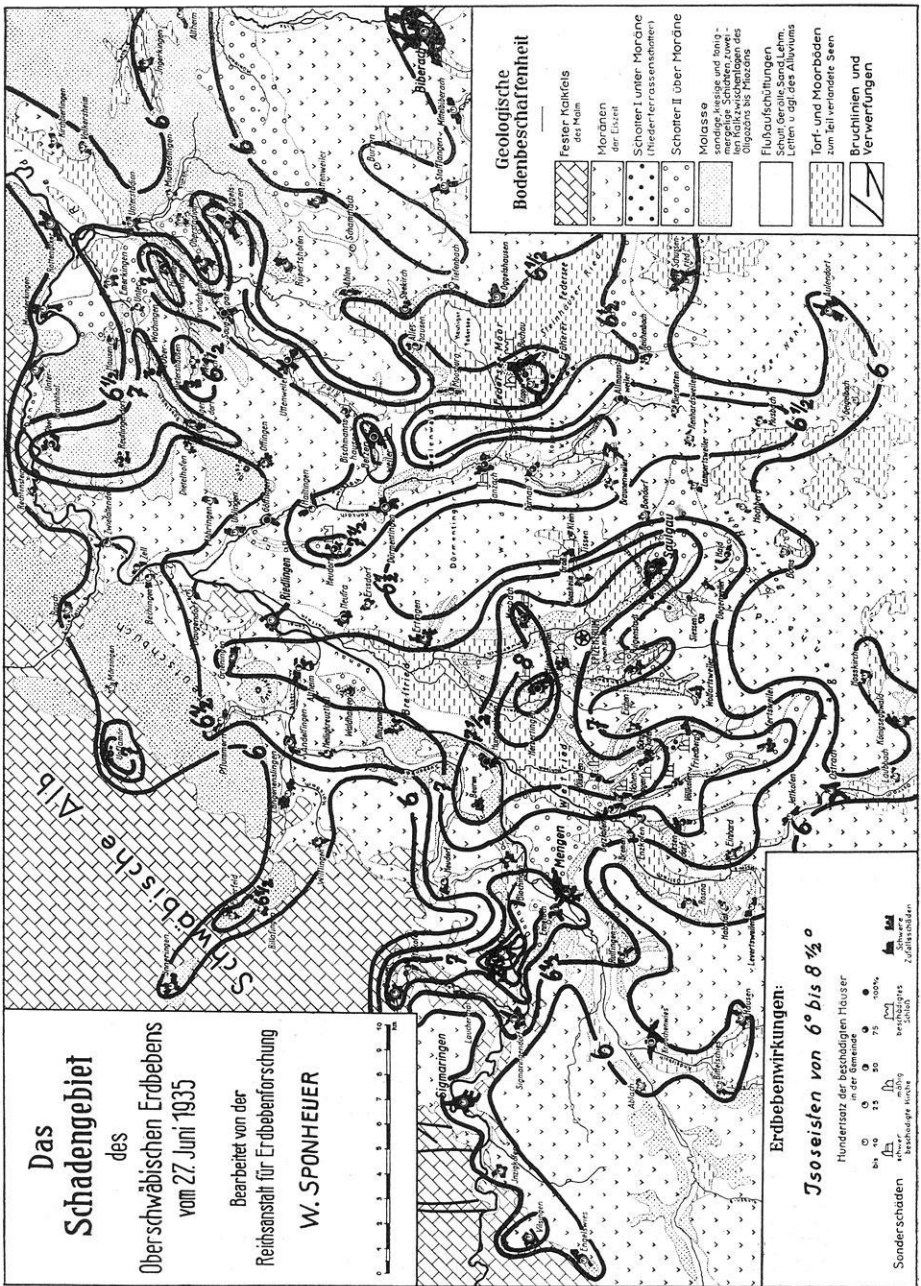


Fig. 3. Die Erdbebengefährlichkeit der Lockerböden Oberschwabens, gemessen an den Kaminschäden. Nach A. Sieberg

deshalb nicht verwendbar, weil er in genügender Epizentralnähe keine Beobachtungsorte trägt. Grundsätzlich steht selbstverständlich nichts im Wege, auch irgendeine andere einheitliche Schicht als Träger der zu verwertenden Beobachtungspunkte zu wählen. Denn obwohl der wirkungsändernde Einfluß einer solchen Schicht in den beobachteten Skalengraden zum Ausdruck kommt, macht er sich bei der Herdtiefenberechnung nicht bemerkbar, weil ja der Unterschied in den Stärkegraden  $G - G'$  in den Herdtiefenformeln unverändert bleibt. Im vorliegenden Falle haben die der Molasse aufliegenden Schichten so beträchtliche Unterschiede in ihrer Zusammensetzung, Dicke, Eigenschwingzahl, Feuchtigkeitsgehalt, Absorption usw., daß die von einer Leitschicht zu fordernde Einheitlichkeit nicht besteht.

Als Epizentrum wurde das von Hiller bestimmte und auch von Sieberg übernommene der Untersuchung zugrunde gelegt. Die benutzten Beobachtungspunkte auf Molasse liegen alle innerhalb des Schadengebietes und innerhalb der Molassemulde. Die an den Rändern liegenden Orte mußten von der Auswertung







ausgeschlossen werden, weil hier die Molasse nur noch in geringer Mächtigkeit auf den Malmkalken liegt und somit ihren Charakter als Leitschicht verliert. Unter diesen Umständen ergibt sich ein Kartenbild, wie es Fig. 6 zeigt, und das also ein Ausschnitt aus der Isoseistenkarte des Schadengebietes ist, der sich auf das Gebiet der Molassemulde beschränkt.

Die hier als Kreisbögen gezeichneten Isoseisten haben folgende mittlere Abstände vom Epizentrum:

Skalengrade nach Mercalli-Sieberg $G^0$	Entfernung vom Epizentrum s km
VI	26
VII	12
VIII	4.5

Es stehen für die Berechnung der Herdtiefe demnach die Werte von drei Stärkegraden zur Verfügung. Da die Halbgradisoseisten nicht mit Sicherheit aus dem vorhandenen Beobachtungsmaterial bestimmt werden können, wird davon abgesehen, sie für die Berechnung der Herdtiefe zu verwenden. Bei der geringen zur Verfügung stehenden Anzahl von Stärkegraden läßt sich das Verfahren von Jánosy [5] nicht verwenden. Darum empfiehlt es sich, die Herdtiefe nach Kövesligethy zu berechnen.

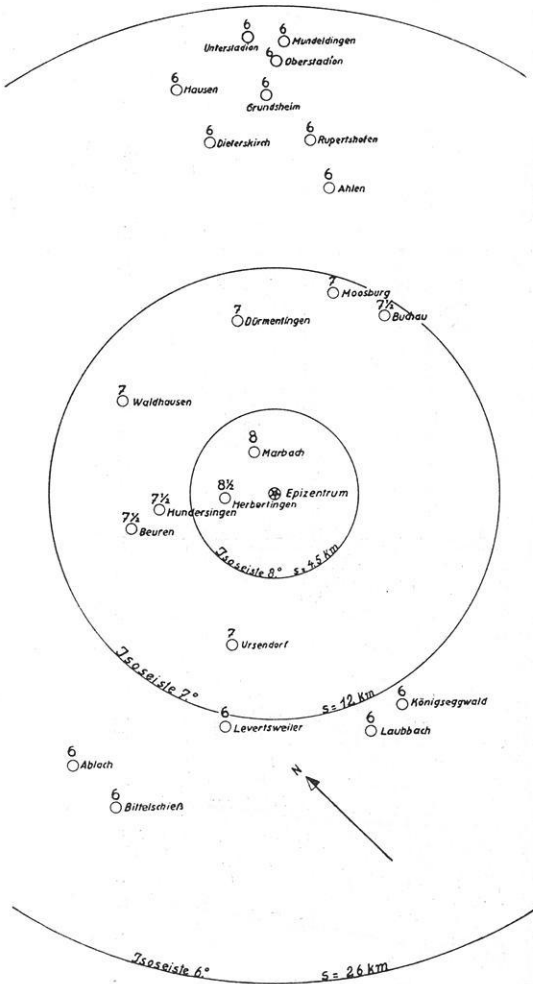


Fig. 6.

Abgedeckte Isoseistenkarte vom Schadengebiet des oberschwäbischen Erdbebens

*Berechnung der Herdtiefe nach dem Verfahren von Kövesligethy.* Nach Kövesligethy wird nun Gleichung (6) wie folgt geschrieben:

$$[G_0 + 3 \log h + 3 \alpha M h] - (3 M r \alpha) = G + 3 \log r$$

hierbei ist:

$$G_0 + 3 \log h + 3 \alpha M h = x \dots \dots \dots (6a)$$

$$\alpha = y \dots \dots \dots (6b)$$

$$3 M r = b \dots \dots \dots (6c)$$

$$G + 3 \log r = n \dots \dots \dots (6d)$$

und Gleichung (6) lautet dann:

$$x - b y = n.$$

Aus den beiden folgenden Normalgleichungen erhält man  $x$  und  $y$ :

$$m x - (\Sigma b) y = \Sigma n; \quad x = \frac{1}{m} [y (\Sigma b) + (\Sigma n)] \dots \dots (7)$$

$$(\Sigma b) x - (\Sigma b^2) y = \Sigma (b n); \quad y = \frac{(\Sigma b) (\Sigma n) - m \Sigma (b n)}{m \Sigma b^2 - (\Sigma b)^2} \dots \dots (8)$$

$m$  ist hier gleich der Anzahl der Stärkeangaben, also gleich 3. Die Herdtiefe  $h$  wird nun aus der transzendenten Gleichung bestimmt:

$$\log h + \alpha M h = \frac{x - G_0}{3} \dots \dots \dots (9)$$

Diese kann dadurch gelöst werden, daß sie gleich einer Funktion  $f(z)$  gesetzt wird. An der Stelle  $f(z)$  gleich 0 ist  $h$  gleich der Herdtiefe.

Falls dieser errechnete Wert von  $h$  von dem in Gleichung (6a) eingesetzten geschätzten Wert  $h$  noch merklich abweicht, muß die Rechnung mit dem aus Gleichung (9) bestimmten neuen Wert  $h$  nochmals durchgeführt werden. Ist die Abweichung des erneut ausgerechneten Wertes der Herdtiefe von dem vorhergehenden hinreichend klein, dann ist der zuletzt bestimmte Wert endgültig.

Um einen Anhaltspunkt für die ungefähre Größe von  $h$  zu gewinnen, gehen wir von Gleichung (4) aus. Hiernach ist unter der Berücksichtigung, daß  $r^2 = s^2 + h^2$ :

$$h = \frac{s}{\sqrt{10^{2/3} (G_0 - G) - 1}}$$

Für  $s = 26$  km ist  $h = 3.85$  km

„  $s = 12$  „ „  $h = 4.00$  „

„  $s = 4.5$  „ „  $h = 4.2$  „

Bei einer Epizentralintensität  $G_0 = 8^{1/2} 0$ .

Wir schätzen demnach die Herdtiefe auf  $h = 4$  km und führen die Berechnung nach Kövesligethy mit diesem Wert von  $h$  durch. Unter Berücksichtigung der Gleichung (6 c, d) ergeben sich nun folgende Werte:

$G$	$b$	$n$
VI	34.2793 •	10.26036
VII	16.4817	10.30327
VIII	7.8435	10.33880

$\Sigma b = 58.6045$ ,  $\Sigma n = 30.9024$ ,  $\Sigma b^2 = 1508.237$ ,  $\Sigma bn = 602.625$ ,  
 $y = 0.0028856$ ,  $x = 10.3572$ . Aus Gleichung (9) erhält man nun die Herdtiefe  
zu  $h = 4.1$  km.

Eine versuchsweise mit dem geschätzten Wert von  $h = 5$  km durchgeführte  
Berechnung ergab ebenfalls eine Herdtiefe von  $h = 4.1$  km.

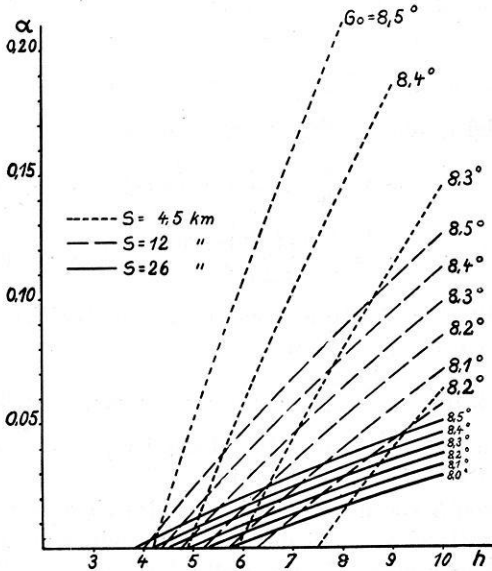


Fig. 7. Die Absorption in Abhängigkeit von der Herdtiefe bei verschiedenen Epizentralentfernungen

errechnet werden, kommt man zu folgender möglichen Herdtiefen angibt:

Epizentralintensität $G^0$	Herdtiefe $h$	Epizentralintensität $G^0$	Herdtiefe $h$
8.5	4.10 km	8.2	5.15 km
8.4	4.42 „	8.1	5.57 „
8.3	4.77 „	8.0	6.00 „

Demnach liegt also der Herd des Bebens zwischen 4 und 6 km Tiefe. Ist die Größenordnung der Absorption bekannt, so lassen sich weitere Anhaltspunkte für die Abgrenzung der Herdtiefe gewinnen. Aus Gleichung (6') wird  $\alpha$  in Abhängigkeit von der Herdtiefe ermittelt, und zwar zeigt Fig. 7 den Verlauf der Kurven für verschiedene Epizentralentfernungen  $s$  und für die Epizentralintensitäten zwischen 8 und  $8\frac{1}{2}$  Grad.

Die Änderung der Epizentralintensität muß sich naturgemäß am stärksten bei der Entfernung  $s = 4.5$  km vom Epizentrum bemerkbar machen und bei größeren Entfernungen weniger ins Gewicht fallen, wie aus dem Zählerausdruck

Die Zuverlässigkeit der Herdtiefenbestimmung nach Kövesligethy hängt sehr davon ab, mit welcher Genauigkeit die Epizentralintensität  $G_0$  bekannt ist. In den meisten Fällen wird man für die Intensität des Epizentrums eine untere und obere Grenze angeben können, zwischen denen der wahre Wert liegen muß. Im vorliegenden Falle läßt sich nach allen Beobachtungstatsachen annehmen, daß die Epizentralintensität den VIII. Grad der Mercalli-Sieberg-Skala übersteigt, jedoch nicht über  $8\frac{1}{2}$  Grad hinausgeht.

Wenn nun mit Hilfe von Gleichung (9) für Epizentralintensitäten von 8 bis  $8\frac{1}{2}$  Grad die entsprechenden Herdtiefen

Tabelle, die den Bereich der

von Gleichung (6') hervorgeht. Aus dem gleichen Grunde machen sich Fehler bei der Bestimmung der mittleren Entfernung der Isoseisten vom Epizentrum um so mehr bemerkbar, je näher deren Skalengrade an die des Epizentrums heranrücken.

### Literatur

[1] A. Blake: On the estimation of focal depth from macroseismic data. U. S. Coast and Geodetic Survey, Washington, D. C. Reprinted from Transactions of the American Geophysical Union, 18. Annual Meeting, 1937.

[2] A. Cancani: Sur l'emploi d'une double échelle sismique des intensités, empirique et absolue. Gerland: Beiträge zur Geophysik, Erg.-Bd. II, 1904.

[3] F. Gassmann: Die makroseismischen Intensitäten der schweizerischen Nahbeben im Zusammenhang mit den Registrierungen in Zürich. Jahresbericht 1925 des schweizerischen Erdbebeninstitutes.

[4] W. Hiller: Das oberschwäbische Erdbeben am 27. Juni 1935. Württ. Jahrbücher für Statistik und Landeskunde, Jahrg. 1934/35, Stuttgart 1936.

[5] J. v. János: Bearbeitung der makroseismischen Erdbeben auf Grund der Cancanischen Gleichung. Offizielle Publikation der K. Ung. Reichsanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus, Budapest 1907.

[6] R. v. Kövesligethy: Seismischer Stärkegrad und Intensität des Bebens; Gerland: Beiträge zur Geophysik Bd. VIII, 1907.

[7] A. Sieberg: Erdbebenkunde, Jena 1923.

[8] A. Sieberg: Beiträge zur erdbebenkundlichen Bautechnik und Bodenmechanik. Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Heft 29, Jena 1937.

[9] A. Sieberg u. G. Krumbach: Das Einsturzbeben in Thüringen am 28. Januar 1926. Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Heft 6, Jena 1927.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Dezember 1937.

---

## Geophysikalischer Mond-Almanach

Von **J. Bartels** und **G. Fanselau**

Die astronomischen Jahrbücher liefern vollständige Angaben über die Bewegung des wahren Mondes von Tag zu Tag. Jene Tafeln, denen ein Gegenstück für den mittleren Mond bisher gefehlt hat, werden der Einfachheit halber auch bei geophysikalischen Rechnungen über Mondwirkungen häufig zugrunde gelegt. Dabei geht aber der Anschluß an die harmonische Analyse der Gezeitenkräfte verloren, die sich auf den mittleren Mond bezieht; außerdem stört die ungleiche Länge des wahren Mondtages bei den Rechnungen. Adolf Schmidt hat Größen  $\mu$ ,  $(\pi + \mu)$  und  $(\varrho + \mu)$  eingeführt, die die Phase des mittleren Mondes und seinen Abstand vom mittleren Perigäum und vom mittleren aufsteigenden Knoten der Mondbahn in geeigneter Form angeben. Für diese Größen werden hier Tabellen gegeben, aus denen sie sich leicht für jeden Tag der Jahre 1850 bis 1975 ablesen lassen. Die Abweichungen zwischen wahren und mittlerem Mond werden durch einige Zahlen veranschaulicht.

*1. Erläuterung der Gebrauchstabellen.* Für die Bearbeitung geophysikalischer Wirkungen des Mondes, insbesondere der Gezeiten, stehen Verfahren und Tabellen seit langem zur Verfügung, und zwar sowohl für die harmonische Analyse der Ge-

zeitenkräfte selbst, wie für die Analyse von Pegelbeobachtungen und die Synthese zur Vorausberechnung der Meeresgezeiten [1—4]. Auch die Beobachtungen von Lotstörungen mit dem Horizontalpendel werden nach denselben Grundsätzen bearbeitet [5]. Weniger einheitlich sind die Verfahren, die für die Berechnung anderer lunarer Einflüsse auf geophysikalische Erscheinungen angewandt werden, etwa beim Luftdruck oder beim Erdmagnetismus. Dabei wird oft, im Gegensatz zur Gezeitentheorie, nicht an die Bewegung des *mittleren* Mondes angeschlossen, sondern an die des *wahren* Mondes; aus den astronomischen Jahrbüchern werden für jeden Tag die Daten entnommen für die Kulmination des Mondes und seine Deklination, und seine Entfernung von der Erde wird aus dem scheinbaren Durchmesser der Mondscheibe abgeschätzt. In der Tat wird die Bearbeitung langjähriger Reihen — die bei den Gezeiten der Atmosphäre und der Ionosphäre nötig ist — dadurch erleichtert, daß die Daten für den wahren Mond in den Jahrbüchern fertig ausgerechnet für jeden Tag vorliegen; diese Bequemlichkeit wird aber wohl zu teuer damit bezahlt, daß der Anschluß an die harmonische Analyse des Gezeitenpotentials verloren geht, weil diese mit dem mittleren Mond rechnet, und behelfsmäßige Abschätzungen [12] müssen an ihre Stelle treten. Aus diesem Grunde werden in den unten folgenden Tabellen die Daten für den mittleren Mond in solcher Form gegeben, daß sie daraus mühelos für jeden Tag der Jahre 1850 (Beginn erdmagnetischer Registrierungen) bis 1975 entnommen werden können.

Adolf Schmidt [6—7] hat bei der Ableitung des Mondeinflusses auf die erdmagnetischen Elemente in Potsdam und Seddin Größen eingeführt, die sich auch bei anderen Rechnungen [8—9] als zweckmäßig bewährt haben. Ihre Definition wird hier unverändert übernommen. Analog zur *mittleren Sonnenzeit* (Lokalzeit)  $t$  wird die *mittlere Orts-Mondzeit*  $\tau$  eingeführt; sie wird bestimmt durch die Bewegung des mittleren Mondes, der gleichförmig umlaufend gedacht wird. Ebenso wie  $t$  in 24 Sonnenstunden von Mitternacht zu Mitternacht gezählt wird, ist  $\tau = 0$  für die untere Kulmination des mittleren Mondes und wächst um 24 Mondstunden bis zur nächsten unteren Mondkulmination. Ein mittlerer Mondtag ist gleich 1.03505 Sonnentagen, oder 24 h 50.47 min. Der Unterschied zwischen  $t$  und  $\tau$  bestimmt die Mondphasen im *synodischen Monat*, von einem mittleren Neumond zum nächsten; dieselben Werte wiederholen sich im Abstand von 29.5306 mittleren Sonnentagen. Die Phase wird für jeden Tag angegeben durch die Zahl  $\mu$ , den Stundenwinkel (von der *oberen* Kulmination nach Westen positiv gerechnet) des mittleren Mondes in Greenwich im Augenblick des mittleren Mittags;  $\mu$  wird nicht in Graden, sondern in Stunden ( $15^\circ = 1$  Stunde) angegeben. Anders ausgedrückt:  $\mu$  ist die Anzahl der Mondstunden, die zur Zeit des mittleren Mittag in Greenwich seit dem letzten oberen Durchgang des Mondes verflossen sind; oder  $\mu \pm 12$  ist die Mondzeit des mittleren Mittags in Greenwich.

Von einem Tag zum nächsten nimmt  $\mu$  um 0.81272 ab; und im Laufe eines synodischen Monats von 24 bis 0.  $\mu = 0$  bedeutet Neumond,  $\mu = 18$  erstes Viertel,  $\mu = 12$  Vollmond,  $\mu = 6$  letztes Viertel für den mittleren Mond. In Tabelle 1 ist  $\mu$  für jeden Monatsersten der Jahre 1850 bis 1975 gegeben; für die

anderen Tage des Monats ( $n = 2, 3, 4, \dots$ ) sind die Änderungen  $-0.81272(n-1)$  auf zwei Stellen genau in der Interpolationstabelle 4 angegeben. Wenn langjährige Reihen bearbeitet werden, genügt es, die Tage in Gruppen zusammenzufassen nach ganzzahlig abgerundeten Zahlen  $\mu$ ; dazu dient die Interpolationstabelle 5, die angibt, wieviel zu der vor dem Dezimalpunkt stehenden Zahl für den Monatsersten hinzuzufügen ist, um die auf Ganze abgerundete Zahl  $\mu$  für jeden Tag des Monats zu finden. Wenn  $\mu$  dabei negativ wird, sind 24 hinzuzuzählen, und wenn  $\mu$  über 24 hinausgeht, sind 24 abzuziehen.

*Beispiel a.* Mai 1932. Aus Tabelle 1 für den 1. Mai  $\mu = 3.25$ ; die auf zwei Dezimalstellen genauen  $\mu$ -Zahlen ergeben sich nach Tabelle 4, z. B. für den 15. Mai  $\mu = 3.25 - 11.38 (+ 24.00) = 15.87$ , für den 16. Mai  $\mu = 3.25 + 11.81 = 15.06$ . Die auf Ganze abgerundeten  $\mu$ -Zahlen erhält man mit Hilfe von Tabelle 5 aus der Zeile für die Dezimalen 0.25—0.29 des  $\mu$  für den Monatsersten, z. B. für den 15. Mai 3 — 11 (+ 24) = 16, für den 16. Mai 3 + 12 = 15.

*Beispiel b.* Juni 1934; für den 1. Juni  $\mu = 8.77$ . Aus Tabelle 5 (Zeile für die Dezimalen 0.75—0.79) erhält man die auf Ganze abgerundeten Zahlen für den ganzen Juni wie folgt: 9, 8, 7, 6, 6; 5, 4, 3, 2, 1; 1, 0, 23, 22, 21; 21, 20, 19, 18, 17; 17, 16, 15, 14, 13; 12, 12, 11, 10, 9.

Entfernung und Deklination des Mondes werden bestimmt durch seine gleichförmig wachsenden Abstände  $\pi$  vom mittleren Perigäum und  $\varrho$  vom mittleren aufsteigenden Knoten;  $\pi$  und  $\varrho$  geben an, wie weit der Mond östlich vom Perigäum oder Knoten steht.  $\pi$  vollendet einen Umlauf in einem anomalistischen Monat (von einem Perigäum zum nächsten) in 27.5546 Tagen;  $\varrho$  vollendet einen Umlauf in einem drakonitischen Monat (von einem Durchgang durch den mittleren aufsteigenden Knoten zum nächsten) in 27.2122 Tagen. Die für Greenwich Mittag geltenden Zahlen  $(\pi + \mu)$  (Stundenwinkel des Perigäums) und  $(\varrho + \mu)$  (Stundenwinkel des aufsteigenden Knotens) vollenden aber einen Umlauf erst in etwa einem Jahr, verändern sich also in einem Monat um so geringe Beträge, daß bei der Rechnung mehrere aufeinanderfolgende Tage, als zu einem mittleren Wert  $(\pi + \mu)$  oder  $(\varrho + \mu)$  gehörig, zusammengefaßt werden können. Die dabei entstehende Abflachung durch Ausgleichung muß bei der Schlußrechnung berücksichtigt werden. In den Tabellen 2 und 3 sind die Werte  $(\pi + \mu)$  und  $(\varrho + \mu)$  für Greenwich Mittag jedes Monatsersten angegeben, und mit Hilfe der Interpolationstabelle 4 kann man, wenn man nicht größere Gruppen von Tagen (z. B. Monate oder Doppelmonate [7]) zusammenfassen will, für jeden Tag des Monats die genauen Werte der beiden Größen für jeden Tag entnehmen.

Die genauen Definitionen sind, mit den mittleren Längen  $s$  des Mondes,  $h$  der Sonne,  $p$  des Perigäums,  $N$  des aufsteigenden Knotens, sämtlich in der Einheit 1 Stunde =  $15^{\circ}$  ausgedrückt:

$$\begin{aligned} \mu &= h - s, \\ \pi &= s - p, & \tau + \mu &= h - p; \\ \varrho &= s - N, & \varrho + \mu &= h - N. \end{aligned}$$

Die lokale mittlere Mondzeit  $\tau$ , die lokale mittlere Sonnenzeit  $t$  eines Ortes in der östlichen geographischen Länge  $\lambda$  (in Stunden), sowie die mittlere Mondzeit  $\tau_0$  und mittlere Sonnenzeit  $t_0$  in Greenwich hängen wie folgt zusammen:

$$\tau = t + \mu, \quad t = t_0 + \lambda, \quad \tau = \tau_0 + \lambda.$$

Tagesabschnitte, die durch Greenwich Mitternacht begrenzt sind, werden durch die Werte  $\mu$ ,  $\pi + \mu$  und  $\varrho + \mu$  charakterisiert, die für Greenwich Mittag des betreffenden Tages gelten (Tabelle 1 bis 5). Weil die erdmagnetischen Charakterzahlen für solche Tagesabschnitte gegeben sind, benutzt man diese Abschnitte mitunter für die Bearbeitung erdmagnetischen Materials auch für Stationen in anderen geographischen Längen. Dann gelten für die Mitte dieser Abschnitte natürlich dieselben Zahlen wie für Greenwich. Wenn aber Tagesabschnitte benutzt werden, die durch Mitternacht nach mittlerer Ortszeit begrenzt sind, so liegt Greenwich Mittag exzentrisch in diesem Tagesabschnitt. Für den Augenblick des örtlichen mittleren Mittag ergibt sich  $\mu(\lambda)$  aus  $\mu(0)$  (für den Greenwich Mittag desselben Datums) gemäß

$$\mu(\lambda) = \mu(0) + 0.03386 \lambda = \mu(0) + \lambda/29.5306.$$

Hierin ist  $\lambda$  in Stunden gerechnet (Gradzahl durch 15), und zwar positiv östlich von Greenwich bis zur Datumsgrenze, negativ westlich von Greenwich. Die Änderungen von  $(\pi + \mu)$  und  $(\varrho + \mu)$  beim Übergang von Greenwich Mittag zum örtlichen Mittag sind wesentlich geringer, nämlich

$$\begin{aligned} \pi(\lambda) + \mu(\lambda) &= \pi(0) + \mu(0) - 0.00243 \lambda, \\ \varrho(\lambda) + \mu(\lambda) &= \varrho(0) + \mu(0) - 0.00289 \lambda. \end{aligned}$$

Es empfiehlt sich natürlich, nicht etwa für jeden Ortstag die  $\mu$ -Zahl zu korrigieren, sondern durchgängig mit den  $\mu$ -Zahlen unserer Tabellen zu rechnen und den Übergang zu einem anderen Tagesabschnitt dadurch vorzunehmen, daß die Phasenwinkel der resultierenden Sinuswelle um einen entsprechenden konstanten Betrag geändert werden, denn

$$\begin{aligned} \tau &= t + \mu = t + \mu(0) + [\mu(\lambda) - \mu(0)], \\ \sin(2\tau + \varepsilon_2) &= \sin\{2[t + \mu(0)] + \varepsilon_2 + 2[\mu(\lambda) - \mu(0)]\}. \end{aligned}$$

Der Phasenwinkel, der sich bei Benutzung des für Greenwich geltenden  $\mu(0)$  ergibt, ist also um  $2[\mu(\lambda) - \mu(0)] = 2\lambda/29.53$  zu *vermindern*, um den Phasenwinkel  $\varepsilon_2$  zu finden, der dem Ortstag entspricht;  $\lambda$  ist, wie gesagt, positiv gerechnet östlich von Greenwich, negativ westlich von Greenwich jeweils bis zur Datumsgrenze [10]. Bei östlichen Stationen wird also der Phasenwinkel durch diese Korrektur verkleinert, bei westlichen vergrößert.

Wenn Greenwicher Tagesabschnitte für Stationen in anderen Längen verwendet werden, ergibt sich eine eigentümliche Schwierigkeit bei erdmagnetischen Variationen [9]. Da diese nämlich am hellen Tage wesentlich stärker sind als in



der Nacht, die helle Tageszeit dann aber exzentrisch zum Tagesabschnitt liegt, ist es zweckmäßig, den Tagesabschnitt nicht zu charakterisieren durch dasjenige  $\mu$ , das für die Mitte des Abschnittes gilt, sondern durch ein  $\mu$ , das besser für die hellen Tageszeiten zutrifft.

Ein weiterer Schritt wäre gewesen, für jedes der Jahre 1850 bis 1975 die fertig ausgerechnete Tabelle der abgerundeten  $\mu$ -Zahlen für jeden Tag wiederzugeben, so wie es für die Jahre 1905 bis 1924 (allerdings mit der Korrektion  $\xi - \nu$ ) [7] und laufend in den Potsdamer Magnetischen Jahrbüchern geschehen ist. Für den Abdruck aller dieser Tabellen sind aber keine Mittel verfügbar, so daß der geschilderte Mittelweg gewählt werden mußte. Die *ausführlichen Tabellen* werden aber im Geophysikalischen Institut Potsdam in einigen Exemplaren hergestellt werden und können von dort, falls sie für vieljährige Beobachtungen gebraucht werden, leihweise angefordert werden.

2. *Berechnung der Tabellen.* Die Angaben in Abschnitt 1 und die Gebrauchstabellen 1 bis 5 genügen für den Benutzer. Über die Berechnung selbst ist folgendes zu sagen: Die Tabellen beruhen mit einer Ausnahme — Tabelle 11 ( $\xi - \nu$ ) — auf den grundlegenden Zahlenangaben in Browns Mondtafeln [1]. Die astronomischen Elemente sind:

Mittlere Länge der Sonne  $h$ :

$$280^{\circ}682325 + 0^{\circ}985647335387 t_d + 0^{\circ}00030 T^2.$$

Mittlere Länge des Mondes  $s$ :

$$283^{\circ}612988 + 13^{\circ}176396730246 t_d + 0^{\circ}00198 T^2.$$

Mittlere Länge des Perigäums des Mondes  $p$ :

$$334^{\circ}440960 + 0^{\circ}111404080311 t_d - 0^{\circ}01033 T^2.$$

Mittlere Länge des aufsteigenden Knotens der Mondbahn  $N$ :

$$259^{\circ}130321 - 0^{\circ}052953922199 t_d + 0^{\circ}00208 T^2.$$

Hierin bedeutet  $t_d$  die seit dem 1. Januar 1900, 12<sup>h</sup> Weltzeit (Greenwich Mittag) verflossene Zeit in mittleren Sonnentagen,  $T$  dieselbe Zeit in Julianischen Jahrhunderten,  $T = 36.525 t_d$ . Es ist also z. B.  $T = 1$  für das Jahr 2000,  $T = -1$  für das Jahr 1800. Aus diesen Formeln wurden zunächst folgende weiteren Festwerte der vier Variablen berechnet, ebenfalls gültig für den 1. Januar 12<sup>h</sup> Weltzeit:

	1850	1950	1975
$h$ . . . . .	280°790761	280°574039	280°519952
$s$ . . . . .	136°256390	70°970566	144°649729
$p$ . . . . .	99°977063	208°899693	146°127123
$N$ . . . . .	146°175368	12°086314	248°564700

Die in den Tabellen 6 bis 9 für den 1. Januar jedes Jahres von 1850 bis 1975 gegebenen Zahlenwerte der Variablen wurden, unter Berücksichtigung des quadratischen Gliedes, mit Hilfe der jährlichen Änderungen interpoliert:

	365 Tagen	Zunahme in	366 Tagen
$h$ . . . . .	+ 359 <sup>0</sup> 761277416		+ 360 <sup>0</sup> 746924752
$s$ . . . . .	+ 129 <sup>0</sup> 384806540	+ 13 × 360 <sup>0</sup>	+ 142 <sup>0</sup> 561203270 + 13 × 360 <sup>0</sup>
$p$ . . . . .	+ 40 <sup>0</sup> 662489314		+ 40 <sup>0</sup> 773893394
$N$ . . . . .	— 19 <sup>0</sup> 328181603		— 19 <sup>0</sup> 381135525

Die Tabellenwerte sind gerechnet auf 0<sup>0</sup>00001. Die bei den vollen Jahrzehnten (1850, 1860, . . .) angegebene vierte Stelle ist gesichert, bis auf die übliche Abrundung. Mit Hilfe der beigegebenen Interpolationstabellen 10 läßt sich für jeden beliebigen Tag des Jahres der Wert der Variablen ermitteln; das quadratische Glied erlangt im Verlaufe eines Jahres innerhalb der hier gegebenen Genauigkeit natürlich keine Bedeutung. Die Beschränkung auf 0<sup>0</sup>01 dürfte wohl für die weitaus größte Mehrzahl der praktischen Bedürfnisse ausreichen.

Unter Übergang von Graden auf Stunden (Division durch 15) ergeben sich dann die in den Tabellen 1 bis 3 angegebenen Werte:  $\mu = h - s$ ,  $\pi + \mu = h - p$ ,  $q + \mu = h - N$ . Sie gelten für jeden 1. des Monats 12<sup>h</sup> Weltzeit.

Ad. Schmidt hatte bei seinen  $\mu$ -Zahlen noch die kleine Korrektion ( $\xi - \nu$ ) angebracht, im Anschluß an die Gezeitentheorie von Darwin und Börgen, die den Einfluß der langsamen Knotenbewegung nicht durch selbständige Terme darstellen, sondern als Änderung der Amplituden und Phasen der übrigen Terme. Die Korrektion verändert  $\mu$  um höchstens 0.07; sie hängt von der Länge  $N$  des mittleren Knotens ab und ist in Tabelle 11 nach Börgen [2] wiedergegeben. In den Tabellen 1 bis 5 ist diese Korrektion dagegen *nicht* angebracht, weil die neuere Doodsonsche Gezeitenanalyse [3, 4] mit streng harmonischen Gliedern rechnet und den Einfluß der Knotenbewegung durch selbständige Terme wiedergibt. Unsere Tabellen beziehen sich also *streng* auf den mittleren Mond.

3. *Der Unterschied zwischen wahrer und mittlerer Mondzeit.* Der Unterschied zwischen wahrer und mittlerer Sonnenzeit — die Zeitgleichung — ist allgemein bekannt; dagegen erscheint es am Platze, etwas über den Unterschied zwischen wahrem und mittlerem Mond zu sagen in einer Arbeit, die auf die Vorteile des Anschlusses an den mittleren Mond aufmerksam machen soll. Für die wahre Mondbewegung liegen Formeln vor, aus denen man die Größenunterschiede abschätzen kann. Eine Durchsicht des Berliner Astronomischen Jahrbuchs ergab als auffälligste Abweichung eine große Schwankung in der Länge des wahren Mondtages — von einer Kulmination zur nächsten. Am 22. bis 23. Dezember 1893 betrug z. B. der wahre Montag 25 h 8.6 min, am 18. bis 19. August 1913 dagegen nur 24 h 38.7 min, fast eine halbe Stunde weniger. Die Halbmesser der Mondscheibe waren 16' 47'<sup>4</sup>/<sub>4</sub> im ersten Fall, 14' 43'<sup>0</sup>/<sub>0</sub> im zweiten Fall. (Die

Abweichung der Dauer des wahren Sonnentages von derjenigen des mittleren Sonnentages beträgt dagegen höchstens eine halbe Minute.)

1930 Januar 13 bis 15 folgten sich die oberen Mondkulminationen im Abstand 25 h 7.3 min, der Halbmesser erreichte  $16' 47''.4$ , wie im vorigen Beispiel. Etwa einen Viertelmonat vor oder nach einem solchen Tage mit extremer Erdnähe des Mondes sind auch die größten Unterschiede zwischen dem wahren und mittleren Mond zu erwarten. In der Tat betrug die Differenz zwischen der wahren Länge  $s_1$  des Mondes und seiner mittleren Länge  $s$  am 9. Januar, 0h Weltzeit  $s_1 - s = -7^{\circ}86$ , am 21. Januar, 0h Weltzeit  $+7^{\circ}84$ . Am 9. Januar kulminierte also der wahre Mond über eine halbe Stunde früher als der mittlere Mond, holte dann aber, infolge der großen Erdnähe, sehr schnell in seiner Bahn auf und kulminierte am 21. Januar schon über eine halbe Stunde später als der mittlere Mond. Bei so großen Unregelmäßigkeiten ist es verständlich, daß der gleichmäßig fortschreitende mittlere Mond die Rechnungen durchsichtiger gestaltet; der Einfluß der Bewegungen des wahren Mondes ist ja dann aus der harmonischen Analyse der Gezeitenkräfte bequem zu entnehmen.

### Literatur

[1] G. H. Darwin: Scientific Papers. Vol. 1, Oceanic Tides. 463 pp. Cambridge University Press 1907.

[2] C. Börgen: Die harmonische Analyse der Gezeitenbeobachtungen. Ann. d. Hydrogr. Hamburg **12** (1884).

[3] A. T. Doodson: The harmonic development of the tide-generating potential. Proc. Roy. Soc. London (A) **100**, 305—329 (1922); The analysis of tidal observations. Phil. Trans. London (A) **227**, 223—279 (1928).

[4] J. Bartels: Gezeitenkräfte. Handb. d. Geophys., Bd. 1, S. 309—339. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1932.

[5] W. Schweydar: Harmonische Analyse der Lotstörungen durch Sonne und Mond. Veröff. Preuß. Geodät. Inst., Neue Folge Nr. 59. Potsdam 1914.

[6] Ad. Schmidt: Ergebn. d. Magnet. Beob. in Potsdam und Seddin im Jahre 1917, S. 14—16; ... im Jahre 1922, S. 7—8, 28—33. [Veröff. Preuß. Meteorol. Inst. Berlin, Nr. 306 (1920) und Nr. 328 (1925)].

[7] Ad. Schmidt: Der Einfluß des Mondes auf die erdmagnetischen Elemente in Potsdam und Seddin während der Jahre 1905 bis 1924. Preuß. Meteorol. Inst. Berlin, Abhandl. Bd. 9, Nr. 1, S. 25—80, (Veröff. Nr. 357), 1928; auch erschienen unter dem Titel: Archiv des Erdmagnetismus, Heft 7.

[8] J. Bartels: Aufschlüsse über die Ionosphäre usw. Zeitschr. f. Geophys. **12**, 368—376 (1936).

[9] O. Schneider: Einflüsse der Sonne auf die lunare Variation des Erdmagnetismus. Veröff. Meteorol. Inst. Univ. Berlin **1**, Heft 3 (insbes. S. 10—11). Berlin, D. Reimer, 1936.

[10] S. Chapman: The lunar diurnal magnetic variation at Greenwich etc. Phil. Trans. London (A) **225**, p. 49—91 (1925), insbes. p. 68.

[11] E. W. Brown: Tables of the Motion of the Moon. London 1919 (insbes. Sect. 1, p. 28).

[12] J. Bartels: Über die atmosphärischen Gezeiten. Preuß. Meteorol. Inst., Berlin, Abhandl. Bd. 8, Nr. 9 (Veröff. Nr. 346), 1927.

Tabelle 1. Die Zahlen  $\mu = h - s$ , in Stunden, für den ersten Tag eines jeden Monats. 12<sup>h</sup> Weltzeit (mittlerer Greenwicher Mittag). Mittlere Mondzeit  $\tau$  für diesen Zeitpunkt in Greenwich ist  $\mu \pm 12$  Mondstunden, von der unteren Kulmination des mittleren Mondes gerechnet

	Jan	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
1850	9.64	8.44	9.69	8.49	8.11	6.92	6.53	5.34	4.15	3.76	2.57	2.19
51	0.99	23.80	1.04	23.85	23.47	22.27	21.89	20.70	19.50	19.12	17.93	17.55
52	16.35	15.16	15.59	14.40	14.01	12.82	12.44	11.24	10.05	9.67	8.47	8.09
53	6.90	5.70	6.95	5.75	5.37	4.18	3.80	2.60	1.41	1.03	23.83	23.45
54	22.26	21.06	22.31	21.11	20.73	19.54	19.14	17.96	16.77	16.38	15.19	14.81
55	13.62	12.42	13.66	12.47	12.09	10.89	10.50	9.32	8.12	7.74	6.55	6.17
56	4.97	3.78	4.21	3.02	2.63	1.44	1.05	23.86	22.67	22.29	21.09	20.71
57	19.52	18.32	19.57	18.37	17.99	16.80	16.41	15.22	14.03	13.65	12.45	12.07
58	10.88	9.68	10.93	9.73	9.35	8.16	7.77	6.58	5.39	5.01	3.81	3.43
59	2.24	1.04	2.29	1.09	0.71	23.52	23.12	21.94	20.75	20.36	19.17	18.79
1860	17.59	16.40	16.83	15.64	15.26	14.06	13.68	12.49	11.29	10.91	9.72	9.33
61	8.14	6.95	8.19	7.00	6.61	5.42	5.04	3.84	2.65	2.27	1.07	0.69
62	23.50	22.30	23.55	22.35	21.97	20.78	20.40	19.20	18.01	17.63	16.43	16.05
63	14.86	13.66	14.91	13.71	13.33	12.14	11.76	10.56	9.37	8.99	7.79	7.41
64	6.22	5.02	5.45	4.26	3.88	2.68	2.30	1.11	23.91	23.53	22.34	21.96
65	20.76	19.57	20.81	19.62	19.24	18.04	17.66	16.47	15.27	14.89	13.70	13.31
66	12.12	10.93	12.17	10.98	10.59	9.40	9.02	7.82	6.63	6.25	5.05	4.67
67	3.48	2.28	3.53	2.33	1.95	0.76	0.38	23.18	21.99	21.61	20.41	20.03
68	18.84	17.64	18.07	16.88	16.50	15.30	14.92	13.73	12.53	12.15	10.96	10.58
69	9.38	8.19	9.43	8.24	7.86	6.66	6.28	5.09	3.89	3.51	2.32	1.93
1870	0.74	23.55	0.79	23.60	23.21	22.02	21.64	20.44	19.25	18.87	17.67	17.29
71	16.10	14.90	16.15	14.95	14.57	13.38	13.00	11.80	10.61	10.23	9.03	8.65
72	7.46	6.26	6.69	5.50	5.12	3.92	3.54	2.35	1.15	0.77	23.58	23.20
73	22.00	20.81	22.05	20.86	20.48	19.28	18.90	17.71	16.51	16.13	14.94	14.56
74	13.36	12.17	13.41	12.22	11.84	10.64	10.26	9.07	7.87	7.49	6.30	5.91
75	4.72	3.53	4.77	3.58	3.19	1.20	1.62	0.42	23.23	22.85	21.65	21.27
76	20.08	18.88	19.32	18.12	17.74	16.55	16.16	14.97	13.78	13.39	12.20	11.82
77	10.62	9.43	10.67	9.48	9.10	7.90	7.52	6.33	5.13	4.75	3.56	3.18
78	1.98	0.79	2.03	0.84	0.46	23.26	22.88	21.69	20.49	20.11	18.92	18.54
79	17.34	16.15	17.39	16.20	15.82	14.62	14.24	13.05	11.85	11.47	10.28	9.89
1880	8.70	7.51	7.94	6.74	6.36	5.17	4.79	3.59	2.40	2.02	0.82	0.44
81	23.25	22.05	23.29	22.10	21.72	20.53	20.14	18.95	17.76	17.37	16.18	15.80
82	14.60	13.41	14.65	13.46	13.08	11.88	11.50	10.31	9.11	8.73	7.54	7.16
83	5.96	4.77	6.01	4.82	4.44	3.24	2.86	1.67	0.47	0.09	22.90	22.51
84	21.32	20.13	20.56	19.36	18.98	17.79	17.41	16.21	15.02	14.64	13.44	13.06
85	11.87	10.67	11.92	10.72	10.34	9.15	8.76	7.57	6.38	5.99	4.80	4.42
86	3.22	2.03	3.27	2.08	1.70	0.50	0.12	22.93	21.73	21.35	20.16	19.78
87	18.58	17.39	18.63	17.44	17.06	15.86	15.48	14.29	13.09	12.71	11.52	11.14
88	9.94	8.75	9.18	7.98	7.60	6.41	6.03	4.83	3.64	3.26	2.06	1.68
89	0.49	23.29	0.54	23.34	22.96	21.77	21.39	20.19	19.00	18.62	17.42	17.04
1890	15.85	14.65	15.90	14.70	14.32	13.13	12.74	11.55	10.36	9.97	8.78	8.40
91	7.20	6.01	7.25	6.06	5.68	4.48	4.10	2.91	1.71	1.33	0.14	23.76
92	22.56	21.37	21.80	20.61	20.22	19.03	18.65	17.45	16.26	15.88	14.68	14.30
93	13.11	11.91	13.16	11.96	11.58	10.39	10.01	8.81	7.62	7.24	6.04	5.66
94	4.47	3.27	4.52	3.32	2.94	1.75	1.37	0.17	22.98	22.60	21.40	21.02
95	19.83	18.63	19.87	18.68	18.30	17.10	16.72	15.53	14.34	13.95	12.76	12.38
96	11.18	9.99	10.42	9.23	8.84	7.65	7.27	6.07	4.88	4.50	3.31	2.92
97	1.73	0.54	1.78	0.58	0.20	23.01	22.63	21.43	20.24	19.86	18.66	18.28
98	17.09	15.89	17.14	15.94	15.56	14.37	13.99	12.79	11.60	11.22	10.02	9.64
99	8.45	7.25	8.50	7.30	6.92	5.73	5.34	4.15	2.96	2.57	1.38	1.00
1900	23.80	22.61	23.85	22.66	22.28	21.08	20.70	19.51	18.31	17.93	16.74	16.36
01	15.16	13.97	15.21	14.02	13.64	12.44	12.06	10.87	9.67	9.29	8.10	7.72
02	6.52	5.33	6.57	5.38	5.00	3.80	3.42	2.23	1.03	0.65	23.46	23.07
03	21.88	20.69	21.93	20.74	20.35	19.16	18.78	17.58	16.39	16.01	14.81	14.43
04	13.24	12.04	12.48	11.28	10.90	9.71	9.32	8.13	6.94	6.55	5.36	4.98
05	3.78	2.59	3.83	2.64	2.26	1.06	0.68	23.49	22.29	21.91	20.72	20.34
06	19.14	17.95	19.19	18.00	17.62	16.42	16.04	14.85	13.65	13.27	12.08	11.70
07	10.50	9.31	10.55	9.36	8.97	7.78	7.40	6.20	5.01	4.63	3.44	3.05
08	1.86	0.67	1.10	23.90	23.52	22.33	21.94	20.75	19.56	19.17	17.98	17.60
09	16.41	15.21	16.45	15.26	14.88	13.68	13.30	12.11	10.91	10.53	9.34	8.96

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
1910	7.76	6.57	7.81	6.62	6.24	5.04	4.66	3.47	2.27	1.89	0.70	0.32
11	23.12	21.93	23.17	21.98	21.60	20.40	20.02	18.83	17.63	17.25	16.06	15.67
12	14.48	13.29	13.72	12.52	12.14	10.95	10.57	9.37	8.18	7.80	6.60	6.22
13	5.03	3.83	5.08	3.88	3.50	2.31	1.92	0.73	23.54	23.15	21.96	21.58
14	20.38	19.19	20.43	19.24	18.86	17.66	17.28	16.09	14.89	14.51	13.32	12.94
15	11.74	10.55	11.79	10.60	10.22	9.02	8.64	7.45	6.25	5.87	4.68	4.30
16	3.10	1.91	2.34	1.14	0.76	23.57	23.19	21.99	20.80	20.42	19.22	18.84
17	17.65	16.45	17.70	16.50	16.12	14.93	14.55	13.35	12.16	11.78	10.58	10.20
18	9.01	7.81	9.06	7.86	7.48	6.29	5.90	4.71	3.52	3.14	1.94	1.56
19	0.36	23.17	0.41	23.22	22.84	21.64	21.26	20.07	18.87	18.49	17.30	16.92
1920	15.72	14.53	14.96	13.77	13.38	12.19	11.81	10.61	9.42	9.04	7.84	7.46
21	6.27	5.07	6.32	5.12	4.74	3.55	3.17	1.97	0.78	0.40	23.20	22.82
22	21.63	20.43	21.68	20.48	20.10	18.91	18.52	17.33	16.14	15.75	14.56	14.18
23	12.98	11.79	13.03	11.84	11.46	10.26	9.88	8.69	7.49	7.11	5.92	5.54
24	4.34	3.15	3.58	2.39	2.00	0.81	0.43	23.23	22.04	21.66	20.46	20.08
25	18.89	17.69	18.94	17.74	17.36	16.17	15.79	14.59	13.40	13.02	11.82	11.44
26	10.25	9.05	10.30	9.10	8.72	7.53	7.15	5.95	4.76	4.38	3.18	2.80
27	1.61	0.41	1.66	0.46	0.08	22.89	22.50	21.31	20.12	19.73	18.54	18.16
28	16.96	15.77	16.20	15.01	14.63	13.43	13.05	11.86	10.66	10.28	9.09	8.70
29	7.51	6.32	7.56	6.37	5.98	4.79	4.41	3.21	2.02	1.64	0.44	0.06
1930	22.87	21.67	22.92	21.72	21.34	20.15	19.77	18.57	17.38	17.00	15.80	15.42
31	14.23	13.03	14.28	13.08	12.70	11.51	11.13	9.93	8.74	8.36	7.16	6.78
32	5.59	4.39	4.82	3.63	3.25	2.05	1.67	0.48	23.28	22.90	21.71	21.33
33	20.13	18.94	20.18	18.99	18.61	17.41	17.03	15.84	14.64	14.26	13.07	12.68
34	11.49	10.30	11.54	10.35	9.96	8.77	8.39	7.19	6.00	5.62	4.42	4.04
35	2.85	1.65	2.90	1.70	1.32	0.13	23.75	22.55	21.36	20.98	19.78	19.40
36	18.21	17.01	17.44	16.25	15.87	14.67	14.29	13.10	11.90	11.52	10.33	9.95
37	8.75	7.56	8.80	7.61	7.23	6.03	5.65	4.46	3.26	2.88	1.69	1.30
38	0.11	22.92	0.16	22.97	22.58	21.39	21.01	19.81	18.62	18.24	17.04	16.66
39	15.47	14.27	15.52	14.32	13.94	12.75	12.37	11.17	9.98	9.60	8.40	8.02
1940	6.83	5.63	6.06	4.87	4.49	3.29	2.91	1.72	0.52	0.14	22.95	22.57
41	21.37	20.18	21.42	20.23	19.85	18.65	18.27	17.08	15.88	15.50	14.31	13.93
42	12.73	11.54	12.78	11.59	11.21	10.01	9.63	8.44	7.24	6.86	5.67	5.28
43	4.09	2.90	4.14	2.95	2.56	1.37	0.99	23.79	22.60	22.22	21.02	20.64
44	19.45	18.25	18.69	17.49	17.11	15.92	15.53	14.34	13.15	12.76	11.57	11.19
45	9.99	8.80	10.04	8.85	8.47	7.27	6.89	5.70	4.50	4.12	2.93	2.55
46	1.35	0.16	1.40	0.21	23.83	22.63	22.25	21.06	19.86	19.48	18.29	17.91
47	16.71	15.52	16.76	15.57	15.18	13.99	13.61	12.42	11.22	10.84	9.65	9.26
48	8.07	6.88	7.31	6.11	5.73	4.54	4.15	2.96	1.77	1.39	0.19	23.81
49	22.62	21.42	22.66	21.47	21.09	19.89	19.51	18.32	17.12	16.74	15.55	15.17
1950	13.97	12.78	14.02	12.83	12.45	11.25	10.87	9.68	8.48	8.10	6.91	6.53
51	5.33	4.14	5.38	4.19	3.81	2.61	2.23	1.04	23.84	23.46	22.27	21.88
52	20.69	19.50	19.93	18.73	18.35	17.16	16.78	15.58	14.39	14.01	12.81	12.43
53	11.24	10.04	11.29	10.09	9.71	8.52	8.13	6.94	5.75	5.36	4.17	3.79
54	2.59	1.40	2.64	1.45	1.07	23.87	23.49	22.30	21.10	20.72	19.53	19.15
55	17.95	16.76	18.00	16.81	16.43	15.23	14.85	13.66	12.46	12.08	10.89	10.51
56	9.31	8.12	8.55	7.35	6.97	5.78	5.40	4.20	3.01	2.63	1.43	1.05
57	23.86	22.66	23.91	22.71	22.33	21.14	20.76	19.56	18.37	17.99	16.79	16.41
58	15.22	14.02	15.27	14.07	13.69	12.50	12.11	10.92	9.73	9.34	8.15	7.77
59	6.57	5.38	6.62	5.43	5.05	3.85	3.47	2.28	1.08	0.70	23.51	23.13
1960	21.93	20.74	21.17	19.98	19.59	18.40	18.02	16.82	15.63	15.25	14.05	13.67
61	12.48	11.28	12.53	11.33	10.95	9.76	9.38	8.18	6.99	6.61	5.41	5.03
62	3.84	2.64	3.89	2.69	2.31	1.12	0.73	23.54	22.35	21.96	20.77	20.39
63	19.20	18.00	19.24	18.05	17.67	16.47	16.09	14.90	13.70	13.32	12.13	11.75
64	10.55	9.36	9.79	8.60	8.21	7.02	6.64	5.44	4.25	3.87	2.67	2.29
65	1.10	23.90	1.15	23.95	23.57	22.38	22.00	20.80	19.61	19.23	18.03	17.65
66	16.46	15.26	16.51	15.31	14.93	13.74	13.36	12.16	10.97	10.59	9.39	9.01
67	7.82	6.62	7.87	6.67	6.29	5.10	4.71	3.52	2.33	1.94	0.75	0.37
68	23.17	21.98	22.41	21.22	20.84	19.64	19.26	18.07	16.87	16.49	15.30	14.91
69	13.72	12.53	13.77	12.58	12.19	11.00	10.62	9.42	8.23	7.85	6.65	6.27
1970	5.08	3.88	5.13	3.93	3.55	2.36	1.98	0.78	23.59	23.21	22.01	21.63
71	20.44	19.24	20.49	19.29	18.91	17.72	17.34	16.14	14.95	14.57	13.37	12.99
72	11.80	10.60	11.03	9.84	9.46	8.26	7.88	6.69	5.49	5.11	3.92	3.54
73	2.34	1.15	2.39	1.20	0.82	23.62	23.24	22.05	20.85	20.47	19.28	18.89
74	17.70	16.51	17.75	16.56	16.17	14.98	14.60	13.40	12.21	11.83	10.63	10.25
75	9.06	7.86	9.11	7.91	7.53	6.34	5.96	4.76	3.57	3.19	1.99	1.61

Tabelle 2. Die Zahlen  $\pi + \mu = h - p$ , in Stunden, für den ersten Tag eines jeden Monats, 12<sup>h</sup> Weltzeit (mittlerer Greenwicher Mittag).  $\pi$  = Abstand des mittleren Mondes vom mittleren Perigäum, positiv im Sinne: Mond östlich des Perigäums

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
1850	12.05	13.86	15.49	17.30	19.05	20.85	22.60	0.41	2.22	3.97	5.77	7.52
51	9.33	11.13	12.77	14.57	16.32	18.13	19.88	21.68	23.49	1.24	3.05	4.79
52	6.60	8.41	10.10	11.90	13.65	15.46	17.21	19.02	20.82	22.57	0.38	2.13
53	3.93	5.74	7.37	9.18	10.93	12.73	14.48	16.29	18.10	19.84	21.65	23.40
54	1.21	3.01	4.64	6.45	8.20	10.01	11.75	13.56	15.37	17.12	18.92	20.67
55	22.48	0.29	1.92	3.72	5.47	7.28	9.03	10.83	12.64	14.39	16.20	17.95
56	19.75	21.56	23.25	1.06	2.80	4.61	6.36	8.17	9.97	11.72	13.53	15.28
57	17.08	18.89	20.52	22.33	0.08	1.88	3.63	5.44	7.25	8.99	10.80	12.55
58	14.36	16.16	17.80	19.60	21.35	23.16	0.91	2.71	4.52	6.27	8.07	9.82
59	11.63	13.44	15.07	16.88	18.62	20.43	22.18	23.99	1.79	3.54	5.35	7.10
1860	8.90	10.71	12.40	14.21	15.96	17.76	19.51	21.32	23.12	0.87	2.68	4.43
61	6.23	8.04	9.67	11.48	13.23	15.04	16.78	18.59	20.40	22.15	23.95	1.70
62	3.51	5.31	6.95	8.75	10.50	12.31	14.06	15.86	17.67	19.42	21.23	22.97
63	0.78	2.59	4.22	6.03	7.78	9.58	11.33	13.14	14.94	16.69	18.50	20.25
64	22.05	23.86	1.55	3.36	5.11	6.91	8.66	10.47	12.28	14.02	15.83	17.58
65	19.39	21.19	22.82	0.63	2.38	4.19	5.94	7.74	9.55	11.30	13.10	14.85
66	16.66	18.47	20.10	21.90	23.65	1.46	3.21	5.02	6.82	8.57	10.38	12.13
67	13.93	15.74	17.37	19.18	20.93	22.73	0.48	2.29	4.10	5.84	7.65	9.40
68	11.21	13.01	14.70	16.51	18.26	20.06	21.81	23.62	1.43	3.18	4.98	6.73
69	8.54	10.34	11.98	13.78	15.53	17.34	19.09	20.89	22.70	0.45	2.26	4.00
1870	5.81	7.62	9.25	11.06	12.80	14.61	16.36	18.17	19.97	21.72	23.53	1.28
71	3.08	4.89	6.52	8.33	10.08	11.88	13.63	15.44	17.25	19.00	20.80	22.55
72	0.36	2.16	3.85	5.66	7.41	9.22	10.96	12.77	14.58	16.33	18.13	19.88
73	21.69	23.50	1.13	2.93	4.68	6.49	8.24	10.04	11.85	13.60	15.41	17.16
74	18.96	20.77	22.40	0.21	1.96	3.76	5.51	7.32	9.12	10.87	12.68	14.43
75	16.24	18.04	19.67	21.48	23.23	1.04	2.78	4.59	6.40	8.15	9.95	11.70
76	13.51	15.32	17.01	18.81	20.56	22.37	0.12	1.92	3.73	5.48	7.28	9.03
77	10.84	12.65	14.28	16.09	17.83	19.64	21.39	23.20	1.00	2.75	4.56	6.31
78	8.11	9.92	11.55	13.36	15.11	16.91	18.66	20.47	22.28	0.02	1.83	3.58
79	5.39	7.19	8.83	10.63	12.38	14.19	15.94	17.74	19.55	21.30	23.10	0.85
1880	2.66	4.47	6.16	7.96	9.71	11.52	13.27	15.07	16.88	18.63	20.44	22.18
81	23.99	1.80	3.43	5.24	6.99	8.79	10.54	12.35	14.15	15.90	17.71	19.46
82	21.26	23.07	0.70	2.51	4.26	6.07	7.81	9.62	11.43	13.18	14.98	16.73
83	18.54	20.34	21.98	23.78	1.53	3.34	5.09	6.89	8.70	10.45	12.26	14.00
84	15.81	17.62	19.31	21.11	22.86	0.67	2.42	4.23	6.03	7.78	9.59	11.34
85	13.14	14.95	16.58	18.39	20.14	21.94	23.69	1.50	3.31	5.05	6.86	8.61
86	10.42	12.22	13.85	15.66	17.41	19.22	20.96	22.77	0.58	2.33	4.13	5.88
87	7.69	9.50	11.13	12.93	14.68	16.49	18.24	20.05	21.85	23.60	1.41	3.16
88	4.96	6.77	8.46	10.27	12.01	13.82	15.57	17.38	19.18	20.93	22.74	0.49
89	2.29	4.10	5.73	7.54	9.29	11.09	12.84	14.65	16.46	18.21	20.01	21.76
1890	23.57	1.37	3.01	4.81	6.56	8.37	10.12	11.92	13.73	15.48	17.29	19.03
91	20.84	22.65	0.28	2.09	3.83	5.64	7.39	9.20	11.00	12.75	14.56	16.31
92	18.11	19.92	21.61	23.42	1.17	2.97	4.72	6.53	8.33	10.08	11.89	13.64
93	15.45	17.25	18.88	20.69	22.44	0.25	1.99	3.80	5.61	7.36	9.16	10.91
94	12.72	14.53	16.16	17.96	19.71	21.52	23.27	1.07	2.88	4.63	6.44	8.18
95	9.99	11.80	13.43	15.24	16.99	18.79	20.54	22.35	0.15	1.90	3.71	5.46
96	7.26	9.07	10.76	12.57	14.32	16.12	17.87	19.68	21.49	23.23	1.04	2.79
97	4.60	6.40	8.04	9.84	11.59	13.40	15.15	16.95	18.76	20.51	22.31	0.06
98	1.87	3.68	5.31	7.12	8.86	10.67	12.42	14.23	16.03	17.78	19.59	21.34
99	23.14	0.95	2.58	4.39	6.14	7.94	9.69	11.50	13.31	15.05	16.86	18.61
1900	20.42	22.22	23.85	1.66	3.41	5.22	6.97	8.77	10.58	12.33	14.13	15.88
01	17.69	19.50	21.13	22.93	0.68	2.49	4.24	6.05	7.85	9.60	11.41	13.16
02	14.96	16.77	18.40	20.21	21.96	23.76	1.51	3.32	5.13	6.87	8.68	10.43
03	12.24	14.04	15.67	17.48	19.23	21.04	22.79	0.59	2.40	4.15	5.95	7.70
04	9.51	11.32	13.01	14.81	16.56	18.37	20.12	21.92	23.73	1.48	3.29	5.03
05	6.84	8.65	10.28	12.09	13.83	15.64	17.39	19.20	21.00	22.75	0.56	2.31
06	4.11	5.92	7.55	9.36	11.11	12.91	14.66	16.47	18.28	20.03	21.83	23.58
07	1.39	3.19	4.83	6.63	8.38	10.19	11.94	13.74	15.55	17.30	19.11	20.85
08	22.66	0.47	2.16	3.96	5.71	7.52	9.27	11.07	12.88	14.63	16.44	18.19
09	19.99	21.80	23.43	1.24	2.99	4.79	6.54	8.35	10.15	11.90	13.71	15.46

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
1910	17.27	19.07	20.70	22.51	0.26	2.07	3.81	5.62	7.43	9.18	10.98	12.73
11	14.54	16.3	17.98	19.78	21.53	23.34	1.09	2.89	4.70	6.45	8.26	10.00
12	11.81	13.62	15.31	17.12	18.86	20.67	22.42	0.23	2.03	3.78	5.59	7.34
13	9.14	10.95	12.58	14.39	16.14	17.94	19.69	21.50	23.31	1.05	2.86	4.61
14	6.42	8.22	9.86	11.66	13.41	15.22	16.97	18.77	20.58	22.33	0.13	1.88
15	3.69	5.50	7.13	8.94	10.68	12.49	14.24	16.05	17.85	19.60	21.41	23.16
16	0.96	2.77	4.46	6.27	8.02	9.82	11.57	13.38	15.18	16.93	18.74	20.49
17	22.29	0.10	1.73	3.54	5.29	7.10	8.84	10.65	12.46	14.21	16.01	17.76
18	19.57	21.37	23.01	0.81	2.56	4.37	6.12	7.92	9.73	11.48	13.29	15.03
19	16.84	18.65	20.28	22.09	23.83	1.64	3.39	5.20	7.00	8.75	10.56	12.31
1920	14.11	15.92	17.61	19.42	21.17	22.97	0.72	2.53	4.34	6.08	7.89	9.64
21	11.45	13.25	14.88	16.69	18.44	20.25	22.00	23.80	1.61	3.36	5.16	6.91
22	8.72	10.53	12.16	13.96	15.71	17.52	19.27	21.08	22.88	0.63	2.44	4.19
23	5.99	7.80	9.43	11.24	12.99	14.79	16.54	18.35	20.16	21.90	23.71	1.46
24	3.27	5.07	6.76	8.57	10.32	12.12	13.87	15.68	17.49	19.24	21.04	22.79
25	0.60	2.40	4.04	5.84	7.59	9.40	11.15	12.95	14.76	16.51	18.32	20.06
26	21.87	23.68	1.31	3.12	4.86	6.67	8.42	10.23	12.03	13.78	15.59	17.34
27	19.14	20.95	22.58	0.39	2.14	3.94	5.69	7.50	9.31	11.05	12.86	14.61
28	16.42	18.22	19.91	21.72	23.47	1.28	3.02	4.83	6.64	8.39	10.19	11.94
29	13.75	15.56	17.19	18.99	20.74	22.55	0.30	2.10	3.91	5.66	7.47	9.21
1930	11.02	12.83	14.46	16.27	18.02	19.82	21.57	23.38	1.18	2.93	4.74	6.49
31	8.29	10.10	11.73	13.54	15.29	17.10	18.84	20.65	22.46	0.21	2.01	3.76
32	5.57	7.37	9.07	10.87	12.62	14.43	16.18	17.98	19.79	21.54	23.34	1.09
33	2.90	4.71	6.34	8.15	9.89	11.70	13.45	15.26	17.06	18.81	20.62	22.37
34	0.17	1.98	3.61	5.42	7.17	8.97	10.72	12.53	14.34	16.08	17.89	19.64
35	21.45	23.25	0.88	2.69	4.44	6.25	8.00	9.80	11.61	13.36	15.16	16.91
36	18.72	20.53	22.22	0.02	1.77	3.58	5.33	7.13	8.94	10.69	12.50	14.24
37	16.05	17.86	19.49	21.30	23.04	0.85	2.60	4.41	6.21	7.96	9.77	11.52
38	13.32	15.13	16.76	18.57	20.32	22.13	23.87	1.68	3.49	5.24	7.04	8.79
39	10.60	12.40	14.04	15.84	17.59	19.40	21.15	22.95	0.76	2.51	4.32	6.06
1940	7.87	9.68	11.37	13.17	14.92	16.73	18.48	20.29	22.09	23.84	1.65	3.40
41	5.20	7.01	8.64	10.45	12.20	14.00	15.75	17.56	19.37	21.11	22.92	0.67
42	2.48	4.28	5.91	7.72	9.47	11.28	13.02	14.83	16.64	18.39	20.19	21.94
43	23.75	1.56	3.19	4.99	6.74	8.55	10.30	12.10	13.91	15.66	17.47	19.22
44	21.02	22.83	0.62	2.33	4.07	5.88	7.63	9.44	11.24	12.99	14.80	16.55
45	18.35	20.16	21.79	23.60	1.35	3.15	4.90	6.71	8.52	10.26	12.07	13.82
46	15.63	17.43	19.07	20.87	22.62	0.43	2.18	3.98	5.79	7.54	9.34	11.09
47	12.90	14.71	16.34	18.15	19.89	21.70	23.45	1.26	3.06	4.81	6.62	8.37
48	10.17	11.98	13.67	15.48	17.23	19.03	20.78	22.59	0.39	2.14	3.95	5.70
49	7.51	9.31	10.94	12.75	14.50	16.31	18.05	19.86	21.67	23.42	1.22	2.97
1950	4.78	6.59	8.22	10.02	11.77	13.58	15.33	17.13	18.94	20.69	22.50	0.24
51	2.05	3.86	5.49	7.30	9.05	10.85	12.60	14.41	16.21	17.96	19.77	21.52
52	23.32	1.13	2.82	4.63	6.38	8.18	9.93	11.74	13.55	15.29	17.10	18.85
53	20.66	22.46	0.10	1.90	3.65	5.46	7.21	9.01	10.82	12.57	14.37	16.12
54	17.93	19.74	21.37	23.18	0.92	2.73	4.48	6.29	8.09	9.84	11.65	13.40
55	15.20	17.01	18.64	20.45	22.20	0.00	1.75	3.56	5.37	7.11	8.92	10.67
56	12.48	14.28	15.97	17.78	19.53	21.34	23.08	0.89	2.70	4.45	6.25	8.00
57	9.81	11.61	13.25	15.05	16.80	18.61	20.36	22.16	23.97	1.72	3.53	5.27
58	7.08	8.89	10.52	12.33	14.07	15.88	17.63	19.44	21.24	22.99	0.80	2.55
59	4.35	6.16	7.79	9.60	11.35	13.15	14.90	16.71	18.52	20.27	22.07	23.82
1960	1.63	3.43	5.12	6.93	8.68	10.49	12.23	14.04	15.85	17.60	19.40	21.15
61	22.96	0.77	2.40	4.20	5.95	7.76	9.51	11.31	13.12	14.87	16.68	18.43
62	20.23	22.04	23.67	1.48	3.23	5.03	6.78	8.59	10.39	12.14	13.95	15.70
63	17.51	19.31	20.94	22.75	0.50	2.31	4.05	5.86	7.67	9.42	11.22	12.97
64	14.78	16.59	18.28	20.08	21.83	23.64	1.39	3.19	5.00	6.75	8.56	10.30
65	12.11	13.92	15.55	17.36	19.10	20.91	22.66	0.47	2.27	4.02	5.83	7.58
66	9.38	11.19	12.82	14.63	16.38	18.18	19.93	21.74	23.55	1.29	3.10	4.85
67	6.66	8.46	10.10	11.90	13.65	15.46	17.21	19.01	20.82	22.57	0.37	2.12
68	3.93	5.74	7.43	9.23	10.98	12.79	14.54	16.34	18.15	19.90	21.71	23.45
69	1.26	3.07	4.70	6.51	8.26	10.06	11.81	13.62	15.42	17.17	18.98	20.73
1970	22.53	0.34	1.97	3.78	5.53	7.34	9.08	10.89	12.70	14.45	16.25	18.00
71	19.81	21.61	23.25	1.05	2.80	4.61	6.36	8.16	9.97	11.72	13.53	15.27
72	17.08	18.89	20.58	22.39	0.13	1.94	3.69	5.50	7.30	9.05	10.86	12.61
73	14.41	16.22	17.85	19.66	21.41	23.21	0.96	2.77	4.58	6.32	8.13	9.88
74	11.69	13.49	15.12	16.93	18.68	20.49	22.24	0.04	1.85	3.60	5.40	7.15
75	8.96	10.77	12.40	14.20	15.95	17.76	19.51	21.32	23.12	0.87	2.68	4.43

Tabelle 3. Die Zahlen  $\varrho + \mu = h - N$ , in Stunden, für den ersten Tag eines jeden Monats, 12<sup>h</sup> Weltzeit (mittlerer Greenwicher Mittag).  $\varrho$  = Abstand des mittleren Mondes vom aufsteigenden Knoten, positiv im Sinne: Mond östlich des Knotens

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
1850	8.97	11.12	13.06	15.21	17.28	19.43	21.51	23.65	1.80	3.88	6.02	8.10
51	10.25	12.39	14.33	16.48	18.56	20.70	22.78	0.93	3.07	5.15	7.30	9.37
52	11.52	13.67	15.67	17.82	19.90	22.04	0.12	2.27	4.41	6.49	8.64	10.72
53	12.86	15.01	16.95	19.09	21.17	23.32	1.39	3.54	5.69	7.76	9.91	11.99
54	14.13	16.28	18.22	20.37	22.44	0.59	2.67	4.81	6.96	9.04	11.18	13.26
55	15.41	17.55	19.49	21.64	23.72	1.86	3.94	6.09	8.23	10.31	12.46	14.63
56	16.68	18.83	20.83	22.98	1.06	3.20	5.28	7.43	9.57	11.65	13.80	15.87
57	18.02	20.17	22.11	0.25	2.33	4.48	6.55	8.70	10.85	12.92	15.07	17.15
58	19.29	21.44	23.38	1.53	3.60	5.75	7.83	9.97	12.12	14.20	16.34	18.42
59	20.57	22.71	0.65	2.80	4.88	7.02	9.10	11.25	13.39	15.47	17.62	19.69
1860	21.84	23.99	1.99	4.14	6.22	8.36	10.44	12.59	14.73	16.81	18.96	21.03
61	23.18	1.33	3.27	5.41	7.49	9.64	11.71	13.86	16.01	18.08	20.23	22.31
62	0.45	2.60	4.54	6.69	8.76	10.91	12.99	15.13	17.28	19.36	21.50	23.58
63	1.73	3.87	5.81	7.96	10.04	12.18	14.26	16.41	18.55	20.63	22.78	0.85
64	3.00	5.15	7.15	9.30	11.38	13.52	15.60	17.75	19.89	21.97	0.12	2.19
65	4.34	6.49	8.43	10.57	12.65	14.80	16.87	19.02	21.17	23.24	1.39	3.47
66	5.61	7.76	9.70	11.85	13.92	16.07	18.15	20.29	22.44	0.52	2.66	4.74
67	6.89	9.03	10.97	13.12	15.19	17.34	19.42	21.56	23.71	1.79	3.94	6.01
68	8.16	10.31	12.31	14.46	16.54	18.68	20.76	22.91	1.05	3.13	5.28	7.35
69	9.50	11.65	13.59	15.73	17.81	19.96	22.03	0.18	2.33	4.40	6.55	8.63
1870	10.77	12.92	14.86	17.00	19.08	21.23	23.31	1.45	3.60	5.68	7.82	9.90
71	12.05	14.19	16.13	18.28	20.35	22.50	0.58	2.72	4.87	6.95	9.09	11.17
72	13.32	15.46	17.47	19.62	21.70	23.84	1.92	4.07	6.21	8.29	10.44	12.51
73	14.66	16.81	18.75	20.89	22.97	1.12	3.19	5.34	7.49	9.56	11.71	13.79
74	15.93	18.08	20.02	22.16	0.24	2.39	4.47	6.61	8.76	10.84	12.98	15.06
75	17.21	19.35	21.29	23.44	1.51	3.66	5.74	7.88	10.03	12.11	14.25	16.33
76	18.48	20.62	22.63	0.78	2.86	5.00	7.08	9.23	11.37	13.45	15.60	17.67
77	19.82	21.97	23.91	2.05	4.13	6.28	8.35	10.50	12.65	14.72	16.87	18.95
78	21.09	23.24	1.18	3.32	5.40	7.55	9.63	11.77	13.92	16.00	18.14	20.22
79	22.37	0.51	2.52	4.67	6.74	8.89	10.97	13.11	15.26	17.34	19.48	21.56
1880	23.64	1.78	3.79	5.94	8.02	10.16	12.24	14.39	16.53	18.61	20.76	22.83
81	0.98	3.13	5.07	7.21	9.29	11.44	13.51	15.66	17.81	19.88	22.03	0.11
82	2.25	4.40	6.34	8.48	10.56	12.71	14.78	16.93	19.08	21.16	23.30	1.38
83	3.53	5.67	7.61	9.76	11.83	13.98	16.06	18.20	20.35	22.43	0.57	2.65
84	4.80	6.94	8.95	11.10	13.18	15.32	17.40	19.55	21.69	23.77	1.92	3.99
85	6.14	8.29	10.22	12.37	14.45	16.59	18.67	20.82	22.96	1.04	3.19	5.27
86	7.41	9.56	11.50	13.64	15.72	17.87	19.94	22.09	0.24	2.31	4.46	6.54
87	8.68	10.83	12.77	14.92	16.99	19.14	21.22	23.36	1.51	3.59	5.73	7.81
88	9.96	12.10	14.11	16.26	18.34	20.48	22.56	0.71	2.85	4.93	7.08	9.15
89	11.30	13.45	15.38	17.53	19.61	21.75	23.83	1.98	4.12	6.20	8.35	10.43
1890	12.57	14.72	16.66	18.80	20.88	23.03	1.10	3.25	5.40	7.47	9.62	11.70
91	13.84	15.99	17.93	20.08	22.15	0.30	2.38	4.52	6.67	8.75	10.89	12.97
92	15.12	17.26	19.27	21.42	23.50	1.64	3.72	5.87	8.01	10.09	12.24	14.31
93	16.46	18.61	20.54	22.69	0.77	2.91	4.99	7.14	9.28	11.36	13.51	15.59
94	17.73	19.88	21.82	23.96	2.04	4.19	6.26	8.41	10.56	12.63	14.78	16.86
95	19.00	21.15	23.09	1.24	3.31	5.46	7.54	9.68	11.83	13.91	16.05	18.13
96	20.28	22.42	0.43	2.58	4.66	6.80	8.88	11.03	13.17	15.25	17.40	19.47
97	21.62	23.77	1.70	3.85	5.93	8.07	10.15	12.30	14.44	16.52	18.67	20.75
98	22.89	1.04	2.98	5.12	7.20	9.35	11.42	13.57	15.72	17.79	19.94	22.02
99	0.16	2.31	4.25	6.40	8.47	10.62	12.70	14.84	16.99	19.07	21.21	23.29
1900	1.44	3.58	5.52	7.67	9.75	11.89	13.97	16.12	18.26	20.34	22.49	0.56
01	2.71	4.86	6.79	8.94	11.02	13.16	15.24	17.39	19.53	21.61	23.76	1.84
02	3.98	6.13	8.07	10.21	12.29	14.44	16.51	18.66	20.81	22.88	1.03	3.11
03	5.25	7.40	9.34	11.49	13.56	15.71	17.79	19.93	22.08	0.16	2.30	4.38
04	6.53	8.67	10.68	12.83	14.91	17.05	19.13	21.28	23.42	1.50	3.65	5.72
05	7.87	10.02	11.95	14.10	16.18	18.32	20.40	22.55	0.69	2.77	4.92	7.00
06	9.14	11.29	13.23	15.37	17.45	19.60	21.67	23.82	1.97	4.04	6.19	8.27
07	10.41	12.56	14.50	16.65	18.72	20.87	22.95	1.09	3.24	5.32	7.46	9.54
08	11.69	13.83	15.84	17.99	20.07	22.21	0.29	2.44	4.58	6.66	8.81	10.88
09	13.03	15.18	17.11	19.26	21.34	23.48	1.56	3.71	5.85	7.93	10.08	12.16



	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
1910	14.30	16.45	18.39	20.53	22.61	0.76	2.83	4.98	7.13	9.20	11.35	13.43
11	15.57	17.72	19.66	21.81	23.88	2.03	4.11	6.25	8.40	10.48	12.62	14.70
12	16.85	18.99	21.00	23.15	1.22	3.37	5.45	7.59	9.74	11.82	13.97	16.04
13	18.19	20.34	22.27	0.42	2.50	4.64	6.72	8.87	11.01	13.09	15.24	17.31
14	19.46	21.61	23.55	1.69	3.77	5.92	7.99	10.14	12.29	14.36	16.51	18.59
15	20.73	22.88	0.82	2.97	5.04	7.19	9.27	11.41	13.56	15.64	17.78	19.86
16	22.01	0.15	2.16	4.31	6.38	8.53	10.61	12.75	14.90	16.98	19.12	21.20
17	23.35	1.49	3.43	5.58	7.66	9.80	11.88	14.03	16.17	18.25	20.40	22.47
18	0.62	2.77	4.71	6.85	8.93	11.08	13.15	15.30	17.45	19.52	21.67	23.75
19	1.89	4.04	5.98	8.13	10.20	12.35	14.43	16.57	18.72	20.80	22.94	1.02
1920	3.17	5.31	7.32	9.47	11.54	13.69	15.77	17.91	20.06	22.14	0.28	2.36
21	4.51	6.65	8.59	10.74	12.82	14.96	17.04	19.19	21.33	23.41	1.56	3.63
22	5.78	7.93	9.87	12.01	14.09	16.24	18.31	20.46	22.61	0.68	2.83	4.91
23	7.05	9.20	11.14	13.29	15.36	17.51	19.59	21.73	23.88	1.96	4.10	6.18
24	8.33	10.47	12.48	14.63	16.70	18.85	20.93	23.07	1.22	3.30	5.44	7.52
25	9.67	11.81	13.75	15.90	17.98	20.12	22.20	0.35	2.49	4.57	6.72	8.79
26	10.94	13.09	15.03	17.17	19.25	21.40	23.47	1.62	3.77	5.84	7.99	10.07
27	12.21	14.36	16.30	18.44	20.52	22.67	0.75	2.89	5.04	7.12	9.26	11.34
28	13.49	15.63	17.64	19.79	21.86	0.01	2.09	4.23	6.38	8.46	10.60	12.68
29	14.83	16.97	18.91	21.06	23.14	1.28	3.36	5.51	7.65	9.73	11.88	13.95
1930	16.10	18.25	20.19	22.33	0.41	2.56	4.63	6.78	8.93	11.00	13.15	15.23
31	17.37	19.52	21.46	23.60	1.68	3.83	5.91	8.05	10.20	12.28	14.42	16.50
32	18.65	20.79	22.80	0.95	3.02	5.17	7.25	9.39	11.54	13.62	15.76	17.84
33	19.99	22.13	0.07	2.22	4.30	6.44	8.52	10.67	12.81	14.89	17.04	19.11
34	21.26	23.41	1.35	3.49	5.57	7.72	9.79	11.94	14.09	16.16	18.31	20.39
35	22.53	0.68	2.62	4.76	6.84	8.99	11.07	13.21	15.36	17.44	19.58	21.66
36	23.81	1.95	3.96	6.11	8.18	10.33	12.41	14.55	16.70	18.78	20.92	23.00
37	1.15	3.29	5.23	7.38	9.46	11.60	13.68	15.83	17.97	20.05	22.20	0.27
38	2.42	4.57	6.51	8.65	10.73	12.88	14.95	17.10	19.25	21.32	23.47	1.55
39	3.69	5.84	7.78	9.92	12.00	14.15	16.22	18.37	20.52	22.60	0.74	2.82
1940	4.97	7.11	9.12	11.27	13.34	15.49	17.57	19.71	21.86	23.94	2.08	4.16
41	6.31	8.45	10.39	12.54	14.62	16.76	18.84	20.99	23.13	1.21	3.36	5.43
42	7.58	9.73	11.66	13.81	15.89	18.03	20.11	22.26	0.41	2.48	4.63	6.71
43	8.85	11.00	12.94	15.08	17.16	19.31	21.38	23.53	1.68	3.75	5.90	7.98
44	10.12	12.27	14.28	16.43	18.50	20.65	22.73	0.87	3.02	5.10	7.24	9.32
45	11.47	13.61	15.55	17.70	19.78	21.92	24.00	2.15	4.29	6.37	8.52	10.59
46	12.74	14.89	16.82	18.97	21.05	23.19	1.27	3.42	5.56	7.64	9.79	11.87
47	14.01	16.16	18.10	20.24	22.32	0.47	2.54	4.69	6.84	8.91	11.06	13.14
48	15.28	17.43	19.44	21.59	23.66	1.81	3.89	6.03	8.18	10.26	12.40	14.48
49	16.63	18.77	20.71	22.86	0.94	3.08	5.16	7.31	9.45	11.53	13.68	15.75
1950	17.90	20.05	21.98	0.13	2.21	4.35	6.43	8.58	10.72	12.80	14.95	17.03
51	19.17	21.32	23.26	1.40	3.48	5.63	7.70	9.85	12.00	14.07	16.22	18.30
52	20.44	22.59	0.60	2.75	4.82	6.97	9.05	11.19	13.34	15.42	17.56	19.64
53	21.79	23.93	1.87	4.02	6.10	8.24	10.32	12.47	14.61	16.69	18.84	20.91
54	23.06	1.21	3.14	5.29	7.37	9.51	11.59	13.74	15.88	17.96	20.11	22.19
55	0.33	2.48	4.42	6.56	8.64	10.79	12.86	15.01	17.16	19.23	21.38	23.46
56	1.60	3.75	5.76	7.91	9.98	12.13	14.21	16.35	18.50	20.58	22.72	0.80
57	2.95	5.09	7.03	9.18	11.25	13.40	15.48	17.62	19.77	21.85	24.00	2.07
58	4.22	6.37	8.30	10.45	12.53	14.67	16.75	18.90	21.04	23.12	1.27	3.34
59	5.49	7.64	9.58	11.72	13.80	15.95	18.02	20.17	22.32	0.39	2.54	4.62
1960	6.76	8.91	10.92	13.06	15.14	17.29	19.37	21.51	23.66	1.74	3.88	5.96
61	8.11	10.25	12.19	14.34	16.41	18.56	20.64	22.78	0.93	3.01	5.15	7.23
62	9.38	11.52	13.46	15.61	17.69	19.83	21.91	0.06	2.20	4.28	6.43	8.50
63	10.65	12.80	14.74	16.88	18.96	21.11	23.18	1.33	3.48	5.55	7.70	9.78
64	11.92	14.07	16.08	18.22	20.30	22.45	0.53	2.67	4.82	6.90	9.04	11.12
65	13.27	15.41	17.35	19.50	21.57	23.72	1.80	3.94	6.09	8.17	10.31	12.39
66	14.54	16.68	18.62	20.77	22.85	0.99	3.07	5.22	7.36	9.44	11.59	13.66
67	15.81	17.96	19.90	22.04	0.12	2.27	4.34	6.49	8.64	10.71	12.86	14.94
68	17.08	19.23	21.24	23.38	1.46	3.61	5.69	7.83	9.98	12.06	14.20	16.28
69	18.43	20.57	22.51	0.66	2.73	4.88	6.96	9.10	11.25	13.33	15.47	17.55
1970	19.70	21.84	23.78	1.93	4.01	6.15	8.23	10.38	12.52	14.60	16.75	18.82
71	20.97	23.12	1.06	3.20	5.28	7.43	9.50	11.65	13.80	15.87	18.02	20.10
72	22.24	0.39	2.40	4.54	6.62	8.77	10.84	12.99	15.14	17.22	19.36	21.44
73	23.59	1.73	3.67	5.82	7.89	10.04	12.12	14.26	16.41	18.49	20.63	22.71
74	0.86	3.00	4.94	7.09	9.17	11.31	13.39	15.54	17.68	19.76	21.91	23.98
75	2.13	4.28	6.22	8.36	10.44	12.59	14.66	16.81	18.96	21.03	23.18	1.26

Tabelle 5. Zur Bestimmung der auf Ganze abgerundeten Zahlen  $\mu$  für jeden Tag des Monats. Einheit: volle Stunden. Die Zahlen der Tabelle sind — nötigenfalls unter Änderung um  $\pm 24$  — zu den vor dem Komma stehenden Zahlen (ohne Aufrunden) der Tabelle 1 hinzuzufügen. Dabei ist in Tabelle 5 diejenige Zeile zu wählen, die den Dezimalstellen der Zahlen in Tabelle 1 entspricht. Siehe Beispiel im Text

Am Monats- ersten ist $\mu =$ ganze Zahl plus	Zur ganzen Zahl ist hinzuzufügen am															
	Datum															
	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	12.	13.	14.	15.	
0.00—0.04	0	-1	-2	-2	-3	-4	-5	-6	-6	-7	-8	-9	-10	-11	-11	
0.05—0.09	0	-1	-2	-2	-3	-4	-5	-6	-6	-7	-8	-9	-10	-10	-11	
0.10—0.14	0	-1	-1	-2	-3	-4	-5	-6	-6	-7	-8	-9	-10	-10	-11	
0.15—0.19	0	-1	-1	-2	-3	-4	-5	-6	-6	-7	-8	-9	-10	-10	-11	
0.20—0.24	0	-1	-1	-2	-3	-4	-5	-5	-6	-7	-8	-9	-10	-10	-11	
0.25—0.29	0	-1	-1	-2	-3	-4	-5	-5	-6	-7	-8	-9	-9	-10	-11	
0.30—0.34	0	-1	-1	-2	-3	-4	-5	-5	-6	-7	-8	-9	-9	-10	-11	
0.35—0.39	0	0	-1	-2	-3	-4	-4	-5	-6	-7	-8	-9	-9	-10	-11	
0.40—0.44	0	0	-1	-2	-3	-4	-4	-5	-6	-7	-8	-9	-9	-10	-11	
0.45—0.49	0	0	-1	-2	-3	-4	-4	-5	-6	-7	-8	-8	-9	-10	-11	
0.50—0.54	+1	0	-1	-2	-3	-4	-4	-5	-6	-7	-8	-8	-9	-10	-11	
0.55—0.59	+1	0	-1	-2	-3	-4	-4	-5	-6	-7	-8	-8	-9	-10	-11	
0.60—0.64	+1	0	-1	-2	-3	-3	-4	-5	-6	-7	-8	-8	-9	-10	-11	
0.65—0.69	+1	0	-1	-2	-3	-3	-4	-5	-6	-7	-7	-8	-9	-10	-11	
0.70—0.74	+1	0	-1	-2	-3	-3	-4	-5	-6	-7	-7	-8	-9	-10	-11	
0.75—0.79	+1	0	-1	-2	-2	-3	-4	-5	-6	-7	-7	-8	-9	-10	-11	
0.80—0.84	+1	0	-1	-2	-2	-3	-4	-5	-6	-6	-7	-8	-9	-10	-11	
0.85—0.89	+1	0	-1	-2	-2	-3	-4	-5	-6	-6	-7	-8	-9	-10	-11	
0.90—0.94	+1	0	-1	-2	-2	-3	-4	-5	-6	-6	-7	-8	-9	-10	-10	
0.95—0.99	+1	0	-1	-1	-2	-3	-4	-5	-6	-6	-7	-8	-9	-10	-10	
	16.	17.	18.	19.	20.	21.	22.	23.	24.	25.	26.	27.	28.	29.	30.	31.
0.00—0.04	+12	+11	+10	+9	+9	+8	+7	+6	+5	+5	+4	+3	+2	+1	0	0
0.05—0.09	+12	+11	+10	+9	+9	+8	+7	+6	+5	+5	+4	+3	+2	+1	+1	0
0.10—0.14	+12	+11	+10	+10	+9	+8	+7	+6	+5	+5	+4	+3	+2	+1	+1	0
0.15—0.19	+12	+11	+10	+10	+9	+8	+7	+6	+5	+5	+4	+3	+2	+1	+1	0
0.20—0.24	+12	+11	+10	+10	+9	+8	+7	+6	+6	+5	+4	+3	+2	+1	+1	0
0.25—0.29	+12	+11	+10	+10	+9	+8	+7	+6	+6	+5	+4	+3	+2	+2	+1	0
0.30—0.34	+12	+11	+11	+10	+9	+8	+7	+6	+6	+5	+4	+3	+2	+2	+1	0
0.35—0.39	+12	+11	+11	+10	+9	+8	+7	+6	+6	+5	+4	+3	+2	+2	+1	0
0.40—0.44	+12	+11	+11	+10	+9	+8	+7	+7	+6	+5	+4	+3	+2	+2	+1	0
0.45—0.49	+12	+11	+11	+10	+9	+8	+7	+7	+6	+5	+4	+3	+3	+2	+1	0
0.50—0.54	+12	+12	+11	+10	+9	+8	+7	+7	+6	+5	+4	+3	+3	+2	+1	0
0.55—0.59	+12	+12	+11	+10	+9	+8	+8	+7	+6	+5	+4	+3	+3	+2	+1	0
0.60—0.64	+12	+12	+11	+10	+9	+8	+8	+7	+6	+5	+4	+3	+3	+2	+1	0
0.65—0.69	+12	+12	+11	+10	+9	+8	+8	+7	+6	+5	+4	+4	+3	+2	+1	0
0.70—0.74	+13	+12	+11	+10	+9	+8	+8	+7	+6	+5	+4	+4	+3	+2	+1	0
0.75—0.79	+13	+12	+11	+10	+9	+9	+8	+7	+6	+5	+4	+4	+3	+2	+1	0
0.80—0.84	+13	+12	+11	+10	+9	+9	+8	+7	+6	+5	+5	+4	+3	+2	+1	0
0.85—0.89	+13	+12	+11	+10	+9	+9	+8	+7	+6	+5	+5	+4	+3	+2	+1	0
0.90—0.94	+13	+12	+11	+10	+9	+9	+8	+7	+6	+5	+5	+4	+3	+2	+1	+1
0.95—0.99	+13	+12	+11	+10	-10	+9	+8	+7	+6	+5	+5	+4	+3	+2	+1	+1

Tabelle 4. Zur Bestimmung der Zahlen  $\mu$ ,  $\pi + \mu$ ,  $\varrho + \mu$ , für jeden Tag des Monats, 12<sup>h</sup> Weltzeit, Einheit: Stunden. Die Zahlen der Tabelle sind — nötigenfalls unter Änderung um  $\pm 24$  — zu den Zahlen für den Monatsersten in Tabelle 1 bis 3 hinzuzufügen. Siehe Beispiel im Text

Tag	$\mu$	$\pi + \mu$	$\varrho + \mu$	Tag	$\mu$	$\pi + \mu$	$\varrho + \mu$
1	0.00	0.00	0.00	16	+ 11.81	+ 0.87	+ 1.04
2	— 0.81	+ 0.06	+ 0.07	17	+ 11.00	+ 0.93	+ 1.11
3	— 1.63	+ 0.12	+ 0.14	18	+ 10.18	+ 0.99	+ 1.18
4	— 2.44	+ 0.17	+ 0.21	19	+ 9.37	+ 1.05	+ 1.25
5	— 3.25	+ 0.23	+ 0.28	20	+ 8.56	+ 1.11	+ 1.32
6	— 4.06	+ 0.29	+ 0.35	21	+ 7.75	+ 1.17	+ 1.38
7	— 4.88	+ 0.35	+ 0.42	22	+ 6.93	+ 1.22	+ 1.45
8	— 5.69	+ 0.41	+ 0.48	23	+ 6.12	+ 1.28	+ 1.52
9	— 6.50	+ 0.47	+ 0.55	24	+ 5.31	+ 1.34	+ 1.59
10	— 7.31	+ 0.52	+ 0.62	25	+ 4.49	+ 1.40	+ 1.66
11	— 8.13	+ 0.58	+ 0.69	26	+ 3.68	+ 1.46	+ 1.73
12	— 8.94	+ 0.64	+ 0.76	27	+ 2.87	+ 1.52	+ 1.80
13	— 9.75	+ 0.70	+ 0.83	28	+ 2.06	+ 1.57	+ 1.87
14	— 10.57	+ 0.76	+ 0.90	29	+ 1.24	+ 1.63	+ 1.94
15	— 11.38	+ 0.82	+ 0.97	30	+ 0.43	+ 1.69	+ 2.01
				31	— 0.38	+ 1.75	+ 2.08

Tabelle 6. Mittlere Länge  $h$  der Sonne für den 1. Januar jedes Jahres, 12<sup>h</sup> Weltzeit (mittlerer Greenwicher Mittag)

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1850	280 <sup>o</sup> 7908	280 <sup>o</sup> 55	280 <sup>o</sup> 31	281 <sup>o</sup> 06	280 <sup>o</sup> 82	280 <sup>o</sup> 58	280 <sup>o</sup> 34	281 <sup>o</sup> 09	280 <sup>o</sup> 85	280 <sup>o</sup> 61
60	280.3748	281.12	280.88	280.64	280.41	281.15	280.91	280.68	280.44	281.18
70	280.9445	280.71	280.47	281.21	280.98	280.74	280.50	281.24	281.01	280.77
80	280.5286	281.28	281.04	280.80	280.56	281.31	281.07	280.83	280.59	281.34
90	281.0983	280.86	280.62	281.37	281.13	280.89	280.65	281.40	281.16	280.92
1900	280.6823	280.44	280.20	279.97	279.73	280.47	280.24	280.00	279.76	280.51
10	280.2664	280.03	279.79	280.54	280.30	280.06	279.82	280.57	280.33	280.09
20	279.8505	280.60	280.36	280.12	279.88	280.63	280.39	280.15	279.91	280.66
30	280.4202	280.18	279.94	280.69	280.45	280.21	279.97	280.72	280.48	280.24
40	280.0043	280.75	280.51	280.27	280.04	280.78	280.54	280.30	280.07	280.81
1950	280.5740	280.34	280.10	280.84	280.60	280.37	280.13	280.87	280.64	280.40
60	280.1581	280.91	280.67	280.43	280.19	280.94	280.70	280.46	280.22	280.97
70	280.7279	280.49	280.25	281.00	280.76	280.52				

Tabelle 7. Mittlere Länge  $s$  des Mondes für den 1. Januar jedes Jahres, 12<sup>h</sup> Weltzeit

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1850	136 <sup>0</sup> 2564	265 <sup>0</sup> 64	35 <sup>0</sup> 03	177 <sup>0</sup> 59	306 <sup>0</sup> 97	76 <sup>0</sup> 36	205 <sup>0</sup> 74	348 <sup>0</sup> 30	117 <sup>0</sup> 69	247 <sup>0</sup> 07
60	16.4572	159.02	288.40	57.79	187.17	329.73	99.12	228.50	357.89	140.45
70	269.8344	39.22	168.60	311.17	80.55	209.93	339.32	121.88	251.27	20.65
80	150.0352	292.60	61.98	191.37	320.75	103.31	232.70	2.08	131.47	274.03
90	43.4123	172.80	302.18	84.74	214.13	343.51	112.90	255.46	24.84	154.23
1900	283.6130	53.00	182.38	311.77	81.15	223.71	353.10	122.48	251.87	34.43
10	163.8139	293.20	62.58	205.14	334.53	103.91	233.30	15.86	145.25	274.63
20	44.0148	186.58	315.96	85.35	214.73	357.29	126.68	256.06	25.45	168.01
30	297.3921	66.78	196.16	338.72	108.11	237.49	6.88	149.44	278.82	48.21
40	177.5931	320.15	89.54	218.92	348.31	130.87	260.25	29.64	159.02	301.59
1950	70.9706	200.36	329.74	112.30	241.69	11.07	140.46	283.02	52.40	181.79
60	311.1716	93.73	223.12	352.50	121.89	264.45	33.83	163.22	292.60	75.16
70	204.5492	333.93	103.32	245.88	15.26	144.65				

Tabelle 8. Mittlere Länge  $p$  des Perigäums des Mondes für den 1. Januar jedes Jahres, 12<sup>h</sup> Weltzeit

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1850	99 <sup>0</sup> 9771	140 <sup>0</sup> 64	181 <sup>0</sup> 30	222 <sup>0</sup> 08	262 <sup>0</sup> 74	303 <sup>0</sup> 40	344 <sup>0</sup> 06	24 <sup>0</sup> 84	65 <sup>0</sup> 50	106 <sup>0</sup> 16
60	146.8249	187.60	228.26	268.92	309.59	350.36	31.02	71.69	112.35	153.12
70	193.7843	234.45	275.11	315.88	356.55	37.21	77.87	108.64	159.31	199.97
80	240.6325	281.41	322.07	2.73	43.39	84.17	124.83	165.49	206.16	246.93
90	287.5923	328.25	8.92	49.69	90.35	131.02	171.68	212.45	253.12	293.78
1900	334.4410	15.10	55.77	96.43	137.09	177.86	218.53	259.19	299.85	340.63
10	21.2886	61.95	102.61	143.39	184.05	224.71	265.37	306.15	346.81	27.47
20	68.1360	108.91	149.57	190.23	230.90	271.67	312.33	353.00	33.66	74.43
30	115.0945	155.76	196.42	237.19	277.86	318.52	359.18	39.95	80.62	121.28
40	161.9415	202.72	243.38	284.04	324.70	5.48	46.14	86.80	127.46	168.24
1950	208.8997	249.56	290.22	331.00	11.66	52.32	92.99	133.76	174.42	215.08
60	255.7463	296.52	337.18	17.84	58.51	99.28	139.94	180.61	221.27	262.04
70	302.7040	343.37	24.03	64.80	105.46	146.13				

Tabelle 9. Mittlere Länge  $N$  des aufsteigenden Knotens der Mondbahn für den 1. Januar jedes Jahres, 12<sup>h</sup> Weltzeit

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1850	146 <sup>0</sup> 1754	126 <sup>0</sup> 85	107 <sup>0</sup> 52	88 <sup>0</sup> 14	68 <sup>0</sup> 81	49 <sup>0</sup> 48	30 <sup>0</sup> 15	10 <sup>0</sup> 77	351 <sup>0</sup> 44	332 <sup>0</sup> 12
60	312.7876	293.41	274.08	254.75	235.42	216.04	196.71	177.38	158.06	138.68
70	119.3469	100.02	80.69	61.31	41.98	22.65	3.32	343.94	324.62	305.29
80	285.9591	266.58	247.25	227.92	208.59	189.21	169.88	150.56	131.23	111.85
90	92.5182	73.19	53.86	34.48	15.15	355.82	336.50	317.11	297.79	278.46
1900	259.1303	239.80	220.47	201.15	181.82	162.44	143.11	123.78	104.45	85.07
10	65.7426	46.41	27.09	7.71	348.38	329.05	309.72	290.34	271.01	251.68
20	232.3550	212.97	193.65	174.32	154.99	135.61	116.28	96.95	77.62	58.24
30	38.9144	19.59	0.26	340.88	321.55	302.22	282.89	263.51	244.18	224.85
40	205.5268	186.15	166.82	147.49	128.16	108.78	89.45	70.12	50.80	31.41
1950	12.0863	352.76	333.43	314.05	294.72	275.39	256.06	236.68	217.36	198.03
60	178.6988	159.32	139.99	120.66	101.33	81.95	62.62	43.30	23.97	4.59
70	345.2584	325.93	306.60	287.22	267.89	248.56				

Tabelle 10. Zur Bestimmung der Größen  $h$ ,  $s$ ,  $p$ ,  $N$  für jeden Tag des Jahres, 12<sup>h</sup> Weltzeit, hinzuzufügen zu den Zahlen der Tabellen 6 bis 9 (1900 ist Normaljahr!)

Tage seit Jan. 1.	Datum		Mittlere Längen			
	Normaljahr	Schaltjahr	der	des	des auf-	des Peri-
			Sonne	Mondes	steigenden	gäums
			$h$	$s$	Knotens der Mondbahn $N$	des Mondes $p$
10	Jan. 11.	Jan. 11.	9 <sup>0</sup> 86	131 <sup>0</sup> 76	— 0 <sup>0</sup> 53	1 <sup>0</sup> 11
20	21.	21.	19.71	263.53	— 1.06	2.23
30	31.	31.	29.57	35.29	— 1.59	3.34
40	Febr. 10.	Febr. 10.	39.43	167.06	— 2.12	4.46
50	20.	20.	49.28	298.82	— 2.65	5.57
60	März 2.	März 1.	59.14	70.58	— 3.18	6.68
70	12.	11.	69.00	202.35	— 3.71	7.80
80	22.	21.	78.85	334.11	— 4.24	8.91
90	April 1.	31.	88.71	105.88	— 4.77	10.03
100	11.	April 10.	98.56	237.64	— 5.30	11.14
110	21.	20.	108.42	9.40	— 5.82	12.25
120	Mai 1.	30.	118.28	141.17	— 6.35	13.37
130	11.	Mai 10.	128.13	272.93	— 6.88	14.48
140	21.	20.	137.99	44.70	— 7.41	15.60
150	31.	30.	147.85	176.46	— 7.94	16.71
160	Juni 10.	Juni 9.	157.70	308.22	— 8.47	17.82
170	20.	19.	167.56	79.99	— 9.00	18.94
180	30.	29.	177.42	211.75	— 9.53	20.05
190	Juli 10.	Juli 9.	187.27	343.52	— 10.06	21.17
200	20.	19.	197.13	115.28	— 10.59	22.28
210	30.	29.	206.99	247.04	— 11.12	23.39
220	Aug. 9.	Aug. 8.	216.84	18.81	— 11.65	24.51
230	19.	18.	226.70	160.57	— 12.18	25.62
240	29.	28.	236.56	282.34	— 12.71	26.74
250	Sept. 8.	Sept. 7.	246.41	54.10	— 13.24	27.85
260	18.	17.	256.27	185.86	— 13.77	28.97
270	28.	27.	266.12	317.63	— 14.30	30.08
280	Okt. 8.	Okt. 7.	275.98	89.39	— 14.83	31.19
290	18.	17.	285.84	221.16	— 15.36	32.31
300	28.	27.	295.69	352.92	— 15.89	33.42
310	Nov. 7.	Nov. 6.	305.55	124.68	— 16.42	34.54
320	17.	16.	315.41	256.45	— 16.95	35.65
330	27.	26.	325.26	28.21	— 17.47	36.76
340	Dez. 7.	Dez. 6.	335.12	159.97	— 18.00	37.88
350	17.	16.	344.98	291.74	— 18.53	38.99
360	27.	26.	354.83	63.50	— 19.06	40.11
1			0.99	13.18	— 0.05	0.11
2			1.97	26.35	— 0.11	0.22
3			2.96	39.53	— 0.16	0.33
4			3.94	52.71	— 0.21	0.45
5			4.93	65.88	— 0.26	0.56
6			5.91	79.06	— 0.32	0.67
7			6.90	92.23	— 0.37	0.78
8			7.89	105.41	— 0.42	0.89
9			8.87	118.59	— 0.48	1.00

Tabelle 11. Die Korrekptionsgröße ( $\xi - \nu$ ), Einheit: Stunden, als Funktion der mittleren Länge  $N$  des aufsteigenden Knotens des Mondbahn. Das Argument des Hauptzeiteingliedes  $M_2$  lautet bei Darwin und Börgen:  $2(\tau + \xi - \nu)$

$N$	$\xi - \nu$	$N$	$\xi - \nu$	$N$	$\xi - \nu$	$N$	$\xi - \nu$	$N$	$\xi - \nu$	$N$	$\xi - \nu$
0 <sup>0</sup>	0.000	30 <sup>0</sup>	-0.036	60 <sup>0</sup>	-0.062	90 <sup>0</sup>	-0.071	120 <sup>0</sup>	-0.061	150 <sup>0</sup>	-0.035
2	-0.003	32	-0.038	62	-0.063	92	-0.071	122	-0.060	152	-0.033
4	-0.005	34	-0.040	64	-0.064	94	-0.071	124	-0.059	154	-0.031
6	-0.008	36	-0.042	66	-0.065	96	-0.071	126	-0.057	156	-0.029
8	-0.010	38	-0.044	68	-0.066	98	-0.070	128	-0.056	158	-0.026
10	-0.012	40	-0.046	70	-0.067	100	-0.070	130	-0.054	160	-0.024
12	-0.015	42	-0.048	72	-0.068	102	-0.070	132	-0.053	162	-0.022
14	-0.017	44	-0.050	74	-0.069	104	-0.069	134	-0.051	164	-0.019
16	-0.020	46	-0.052	76	-0.069	106	-0.068	136	-0.049	166	-0.017
18	-0.022	48	-0.053	78	-0.070	108	-0.068	138	-0.047	168	-0.015
20	-0.025	50	-0.055	80	-0.070	110	-0.067	140	-0.046	170	-0.012
22	-0.027	52	-0.056	82	-0.071	112	-0.066	142	-0.044	172	-0.010
24	-0.029	54	-0.058	84	-0.071	114	-0.065	144	-0.042	174	-0.007
26	-0.032	56	-0.059	86	-0.071	116	-0.064	146	-0.040	176	-0.005
28	-0.034	58	-0.061	88	-0.071	118	-0.063	148	-0.037	178	-0.002

Für die Knotenlänge ( $360^\circ - N$ ) ist ( $\xi - \nu$ ) gleich dem negativen Wert von ( $\xi - \nu$ ) für  $N$ , z. B. + 0.035 für  $N = 210^\circ$ .

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

## Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

### XXXII. Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe (Mikroseismik) nach Aufzeichnungen mit transportablen Horizontal-seismographen

Von **Hans-Dietrich Krug**, Göttingen. — (Mit 13 Abbildungen)

Unter seismischer Bodenunruhe oder mikroseismischer Unruhe versteht man allgemein die dauernde Bewegung der Erdrinde, die auch ohne besondere Anregung durch Erdbeben oder durch künstliche Störungen (Sprengung, Verkehr, Maschinen) vorhanden ist. Die Perioden dieser Bewegung liegen meist bei 4 bis 8 sec. Eine zusammenfassende Darstellung gibt B. Gutenberg [1], die von A. W. Lee auf den neuesten Stand erweitert wurde. A. W. Lee hat das Material eines bestimmten Monats von 57 Stationen ausführlich bearbeitet [2] und in diesem Rahmen auch eine allgemeine Darstellung gegeben.

Die bisherigen Arbeiten bringen in der Frage der physikalischen Natur der Wellen noch wenig Klarheit. Immerhin vermuten fast sämtliche Autoren in der

mikroseismischen Bewegung eine Art Oberflächenwellen [3], und in diesem Sinne werden auch die mathematischen Ansätze durchgeführt. O. Geussenhainer [4], der die Periodenfolge eines ganzen Tages in den drei Komponenten eingehend untersucht hat, unterscheidet Schwingungen, die gleichzeitig in allen drei Komponenten und solche, die nur in den Horizontalkomponenten aufgezeichnet werden.

Die übrigen Autoren benutzen meist nur Mittelwerte der Perioden und Amplituden über längere Zeiträume.

Als Ursache der mikroseismischen Bodenunruhe (Periodenbereich 4 bis 8 sec) kann nach E. Wiechert [5] und B. Gutenberg [6] die Steilküstenbrandung angesehen werden. Dieser Zusammenhang wird für viele Steilküsten [5a] [7] bis [11] ziemlich deutlich nachgewiesen. Andererseits vermuten E. Gherzi [12] bis [15] u. a. im Anrücken von Zyklonen das Ursächliche der Bewegung. Die genannten Entstehungsursachen lassen sich aus der Intensitätsverteilung der Bewegung über große Flächen (ganze Erdteile) ziemlich sicher ableiten. Die Intensität ist dabei jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen. Sie steigt im Winter beträchtlich.

Sehr wesentlich ist der Zusammenhang mit den geologischen Verhältnissen des Untergrundes. Von A. W. Lee [16] [17] [18] wird der Versuch gemacht, diese geologische Abhängigkeit bei den einzelnen Stationswerten zu ermitteln und sie bei der Intensitätsbetrachtung in Abzug zu bringen. Auf diese Weise läßt sich ein wahrheitsgetreuerer regionaler Intensitätsverlauf angeben.

Über Zusammenhänge von Periode und Amplitude bringt das vorhandene sehr unterschiedliche Material keine Klarheit. Immerhin bemerkt man, daß im Periodenbereich von 2 bis 10 sec die Periode zugleich mit der Amplitude wächst.

Die Bestimmung einer bevorzugten Herkunftsrichtung [19] wurde schon mehrfach versucht. In den meisten Fällen war aber keine der Komponenten besonders ausgezeichnet, um endgültige Schlüsse zu rechtfertigen.

Noch unsicherer ist die Anschauung über die Intensitätsverteilung in der Tiefe [20] [21]. Die vorhandenen Messungen widersprechen sich sehr.

Alle vorher erwähnten statistischen Arbeiten über die physikalische Natur, Intensität und Entstehungsmöglichkeit der mikroseismischen Bewegung (Perioden 4 bis 10 sec) beschränken sich in der Hauptsache auf eine qualitative Auswertung der Aufzeichnung weit voneinander entfernter Stationen. In der vorliegenden Untersuchung wird die mikroseismische Bewegung gleichzeitig an nah benachbarten Orten (im Abstand weniger km) aufgezeichnet und daraus die Geschwindigkeit und Richtung der Ausbreitung ermittelt.

O. Hecker [22] hat in Straßburg an zwei Stationen einmal in 0.6 km, das andere Mal in 2.4 km Abstand Mikroseismik aufgezeichnet. Er erhielt gleichartige Schwingungsbilder und eine Vergrößerung der Zeitdifferenz zusammengehöriger Umkehrpunkte mit der Entfernung. Ausbreitungsgeschwindigkeit und -richtung konnten aus 2 Stationen nicht bestimmt werden. Ebenso gelang es J. J. Shaw [23] in West-Bronwich mikroseismische Schwingungsbilder eines gleichen Zeitmomentes an zwei Stationen sogar wiederholt auf 4 km zu identifizieren und eine Zeitdifferenz der Umkehrpunkte von 0.83 sec für diesen Stationsabstand zu

messen, nachdem die Instrumente am gleichen Ort keine Differenz der Ankunftszeiten zusammengehöriger Umkehrpunkte gezeigt hatten. Eine Untersuchung der Mikroseismik an mehreren Stationen gleichzeitig wurde von F. Kishinouye [24] an der Tokyo-Universität ausgeführt. Die Zuordnung zusammengehöriger Schwingungsbilder gelang auch hier einmal. Bei Umstellung der Instrumente an drei andere Stationen war ein Zuordnen der verschiedenen Schwingungsbilder nicht mehr möglich. Die Genauigkeit der Zeitmarkierung reichte für eine Geschwindigkeitsbestimmung der mikroseismischen Unruhe nicht aus.

Im Geophysikalischen Institut Göttingen wurden zunächst vier gleichartige transportable Horizontalseismographen gebaut. Ein geeigneter transportabler Vertikalseismograph stand bei dieser Untersuchung noch nicht zur Verfügung. Um genaue Zeitmarken zu erhalten, wurde das Nauener Zeitzeichen an allen Beobachtungsorten aufgenommen.

*Beschreibung und Prüfung der verwendeten Seismographen.* Die Horizontal-komponente der mikroseismischen Unruhe von 4 bis 8 sec hat im Winter in Göttingen etwa  $1 \mu$  Bodenbewegung, wie aus früheren Arbeiten und Stationsregistrierungen zu entnehmen ist.

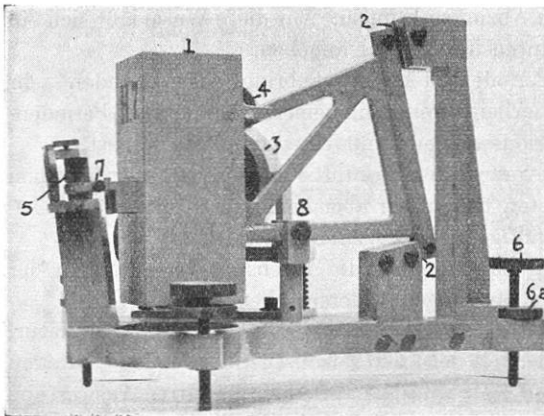


Fig. 1. Seitenansicht eines transportablen lang-periodischen Horizontalseismographen.

- |                  |                  |                        |
|------------------|------------------|------------------------|
| (1) Pendelmasse  | (4) Drosselung   | (6 a) Gegenmutter      |
| (2) Bandfedern   | (5) Spiegelachse | (7) Spannschraube      |
| (3) Luftdämpfung | (6) Fußschrauben | (8) Anschlagsschrauben |

Um gut lesbare Aufzeichnungen aufnehmen zu können, mußten transportable gedämpfte Seismographen mit 5000facher Vergrößerung und einer Eigenperiode von 8 sec benutzt werden. Dann kann die Vergrößerung der Instrumente fast für die oben besprochenen Perioden der Mikroseismik gleich groß angenommen werden und die Aufzeichnungen unmittelbar ohne Umrechnung auf wahre Bodenbewegung verglichen werden.

Die im Geophysikalischen Institut Göttingen zu dieser Untersuchung gebauten transportablen Horizontalseismographen sind Horizontalpendel. Ihre Eigenperiode kann bis zu 12 sec gesteigert werden. Das Massengewicht beträgt 12 kg und das Gesamtgewicht 20 kg.

Auf der Abbildung eines dieser Seismographen (Abb. 1) sind die Einzelheiten zu erkennen. Die Masse (1) ist an den Federn (2) aufgehängt. Durch die Art der Massenaufhängung wird eine Verdrillung der Federn am Drehpunkt verhindert. Die Bewegung der Pendelmasse wird ohne weiteres Hebelsystem direkt auf eine



Spiegelachse übertragen (5), deren Drehung photographisch aufgezeichnet wird (in derselben Weise wie bei den für kurze Eigenperiode entwickelten Seismographen des Geophysikalischen Institutes Göttingen [25]). Die Spannung des um die Achse geschlungenen Fadens kann durch eine Schraube (7) verändert werden. Seitliche Anschlagsschrauben (8) verhindern eine Überbeanspruchung der Federn im Drehgelenk. Der Seismograph besitzt eine Luftdämpfung (3), deren Stärke durch eine Drosselung (4) bis zur Aperiodizität verändert werden kann. Die Fußschrauben (6) mit einer Gegenmutter (6a) erlauben ein Neigen des Instrumentes in allen Richtungen. Die Periode läßt sich durch Neigen des Instrumentes mit den Fußschrauben ändern. Um eine Resonanzüberhöhung der Vergrößerungskurve zu vermeiden, wurde die Dämpfung für alle Messungen nahezu aperiodisch eingestellt. Eine luftdichte Überdeckung der Instrumente verhindert eine Fälschung der Aufzeichnungen durch die umgebende Luftzirkulation. Es kann daher im Zelt registriert werden. Wegen ihrer hohen Temperaturabhängigkeit wurden die Seismographen an möglichst temperaturkonstanten Orten aufgestellt.

Mit vier transportablen Horizontalseismographen wurde die Bewegung an zwei beweglichen Stationen in den beiden Komponenten NS und EW aufgezeichnet. Als dritte feste Station wurde dazu das Horizontal-Fernbeben-Instrument des Göttinger Geophysikalischen Instituts benutzt (astatisches Pendel nach E. Wiechert, Masse 1200 kg). Es hatte eine Eigenperiode von 10.5 sec (NS) bzw. 11.2 sec (EW) und eine Dämpfung 1 : 2.5. Die Vergrößerung dieses Instrumentes, die mechanisch schreibend nur 140fach war, wurde durch ein optisches System auf 4000 heraufgesetzt.

Infolge der hohen Neigungsempfindlichkeit der transportablen Horizontalseismographen konnte ihre Vergrößerung nur angenähert bestimmt werden. Bei gleichzeitiger Registrierung sämtlicher transportabler Instrumente am selben Ort läßt sich aber das Vergrößerungsverhältnis dieser Instrumente untereinander genügend genau bestimmen. Es blieb während der ganzen Zeit der Messungen bis auf 50% konstant. Die statische Vergrößerung, im folgenden stets bezogen auf

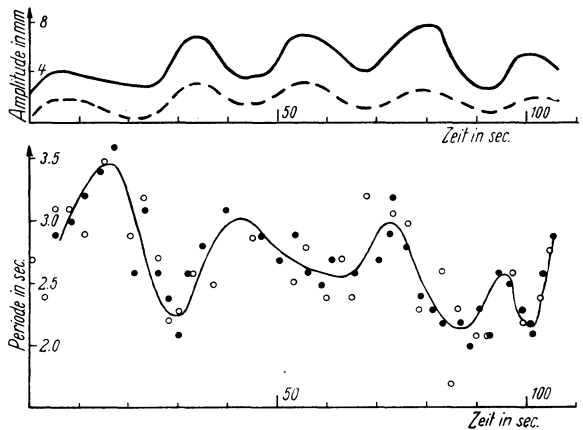


Fig. 2. Vergleich zwischen 1200 kg Horizontalseismograph (nach Wiechert) und transportablen Horizontalseismographen am gleichen Ort.

Amplitudenfolge (oberer Teil der Abbildung), Periodenfolge (unterer Teil der Abbildung). Wiechert-Stationenpendel oooo ----, transportabler Seismograph . . . . —

Die Vergrößerung dieses Instrumentes, die mechanisch schreibend nur 140fach war, wurde durch ein optisches System auf 4000 heraufgesetzt.

Infolge der hohen Neigungsempfindlichkeit der transportablen Horizontalseismographen konnte ihre Vergrößerung nur angenähert bestimmt werden. Bei gleichzeitiger Registrierung sämtlicher transportabler Instrumente am selben Ort läßt sich aber das Vergrößerungsverhältnis dieser Instrumente untereinander genügend genau bestimmen. Es blieb während der ganzen Zeit der Messungen bis auf 50% konstant. Die statische Vergrößerung, im folgenden stets bezogen auf

2 m Registrierabstand und für einen Durchmesser der Spiegelachse von 1 mm, wurde zunächst aus dem Hebelsystem zu rund 9000 berechnet.

Aus gleichzeitigen Aufzeichnungen des astatischen Stationspendels und eines der transportablen Horizontalseismographen am selben Ort wurde das Amplitudenverhältnis der beiden Instrumente bestimmt [26]. Dieses blieb, wie eine Registrierung der beiden Instrumente über 110 sec (Fig. 2) zeigt, hinreichend konstant. Die statische Vergrößerung der transportablen Seismographen ergab sich daraus zu 8000. Eine nachträgliche Eichung auf dem Schütteltisch durch cand. phys. Förtsch ergab gleichfalls  $V = 8000$ . Messungen mit Hilfe eines Libellenprüfers führen auf rund  $V = 6000$ . Hierbei zeigte  $V$  eine starke Abhängigkeit von der Neigung. Ein erheblicher Teil der Richtkraft wird von den Federn geliefert.

Aufnahmen von Maschinenschwingungen (Periodenbereich  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{1}{6}$  sec) mit mehreren transportablen Horizontalseismographen in derselben Richtung und an gleichem Ort lassen die Gleichheit der Aufzeichnung auch für diese Perioden erkennen.

Zusammenfassend muß noch einmal besonders hervorgehoben werden, daß die transportablen Horizontalseismographen untereinander für alle besprochenen Periodenbereiche ein auf 50 % konstantes Vergrößerungsverhältnis selbst auf Monate behielten, wie aus sämtlichen Vergleichsregistrierungen der Instrumente am selben Ort hervorgeht. Vergleichsregistrierungen der transportablen Horizontalinstrumente untereinander wurden vor jeder Messung wiederholt. Daher können in allen Fällen die Verhältnisse der Amplituden der verschiedenen transportablen Horizontalseismographen am gleichen Ort bei den folgenden Untersuchungen verwandt werden.

*Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit und -richtung der mikroseismischen Bewegung im Gebiet des Göttinger Hainbergs.* Das Ergebnis soll vorangestellt werden: Für besonders ausgeprägte Bewegungsbilder in der Horizontalen ließ sich die Wanderungsgeschwindigkeit einer Phase (Umkehrpunkt) bestimmen. Für Perioden der Mikroseismik von 4 bis 8 sec beträgt diese Geschwindigkeit im Gebiet des Göttinger Hainbergs  $1100 \pm 200$  m/sec. Als mittlere Herkunftsrichtung — ebenfalls für dieses Gebiet — konnte für 80 % der Messungen, die während der Monate März, Mai, September, Oktober 1936 und Januar 1937 ausgeführt wurden, die Richtung  $N 63^{\circ} E \pm 20^{\circ}$  festgestellt werden. Die niedrige Geschwindigkeit konnte bisher nicht gedeutet werden, da die Natur der Wellen und die Schichten, durch die sie laufen, noch nicht sicher bekannt sind. Die bisherige Vorstellung von der Art der mikroseismischen Unruhe ließ eine Geschwindigkeit von etwa 3 km/sec erwarten, entsprechend der Geschwindigkeit von Oberflächenwellen bei Erdbeben.

Wahrscheinlich ist die Wanderungsgeschwindigkeit der Umkehrpunkte gar nicht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Energie, sondern die Wanderung der Maxima einer kombinierten Welle, die aus zwei oder mehreren Teilwellen besteht, die sich überlagern. Die Bestimmung der Frequenz und Geschwindig-

keit dieser Teilwellen soll in einer späteren Arbeit des Geophysikalischen Institutes versucht werden, sobald entsprechende Aufzeichnungen der Vertikal-komponente gewonnen sind. Hier soll die Wanderung der Umkehrpunkte zunächst wie eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit behandelt werden und hierbei auch von einer Fortschreitungsrichtung und Wellenfront gesprochen werden.

Oben wurde der Ausdruck „ausgeprägte Bewegungsbilder“ absichtlich benutzt, um keine zu eng gefaßte Annahme über die Art dieser fortschreitenden mikroseismischen Bewegung von der Periode 4 bis 8 sec zu machen.

Es wurde gleichzeitig an drei Stationen in den beiden Komponenten NS und EW beobachtet. Die drei Stationen (Geophysikalisches Institut Göttingen, Nikolausberg, Knochenmühle) waren im Gebiet des Göttinger Hainbergs in einem ziemlich gleichseitigen Dreieck (Seitenlänge etwa 1400 m) angeordnet. Alle drei Stationen lagen in einem geologisch ähnlichen Gelände (Muschelkalk). Es ist

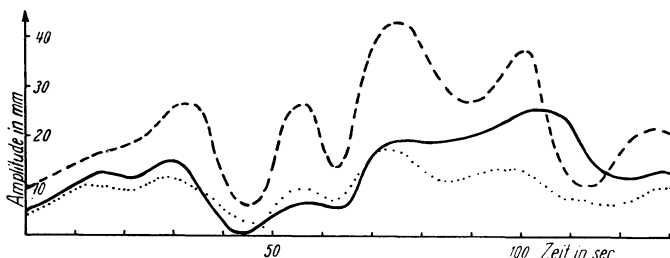


Fig. 3. Gleichzeitige Amplitudenfolge der NS-Komponente an drei Stationen. Entfernung der drei Stationen voneinander  $\sim 1400$  m. — Station Geophysikalisches Institut, ..... Station Nikolausberg, - - - - Station Knochenmühle

deshalb zu vermuten, daß sich die Wellenfront innerhalb des Stationsdreiecks nicht wesentlich dreht, während sie dieses Gebiet durchläuft. An den einzelnen Stationen wurden die Instrumente auf festen Fundamenten aufgestellt, um örtliche Fehlerquellen zu vermeiden. Täglich wurde zweimal während des Nauener Zeitzeichens um 1 und um 13 Uhr MEZ. je 5 min gemessen und alle Zeit-signale als Gleichzeitigkeitsmarken optisch aufgezeichnet. Bei einer Film-geschwindigkeit von 3 mm/sec entspricht  $\frac{1}{10}$  sec 0,3 mm in der Aufzeichnung, die gemessenen Zeitdifferenzen betragen etwa 1 sec. Die Filmgeschwindigkeit kann über eine Zeitdauer von jeweils 10 sec auf  $\pm 3\%$  konstant angenommen werden. Ausgewertet wurden die Ankunftszeiten und Amplituden der oberen und unteren Umkehrpunkte der Schwingungen.

In Fig. 3 sind die aufgezeichneten Amplituden der mikroseismischen Wellen (Max.—Min.) als Funktion der Zeit eingetragen. Diese Figur zeigt für die Dauer von 130 sec an allen drei Stationen einen sehr ähnlichen Amplitudenverlauf in der NS-Komponente. Einander entsprechende Maxima können also an den drei Beobachtungsorten festgestellt und die Zeit ihres Eintreffens gemessen werden.

Die drei oberen Zeilen der Fig. 4 stellen die Horizontalprojektion der Bahn eines Bodenteilchens um seine Ruhelage an den drei Stationen für einen Zeitabschnitt von 70 sec dar. Diese ist durch Zusammensetzen der Amplituden beider Komponenten an jeder Station entstanden. Es ergibt sich an allen drei Stationen ein recht übereinstimmendes Bild, d. h. der horizontale Anteil der Bahn eines Bodenteilchens ist an allen drei Stationen sehr ähnlich. Die eingetragenen gleichen Zeitmarken liegen in den drei Bewegungsbildern an verschiedenen Stellen. Während sich z. B. die Zeitmarke 20 an der Station Geophysikalisches Institut im Umkehr-

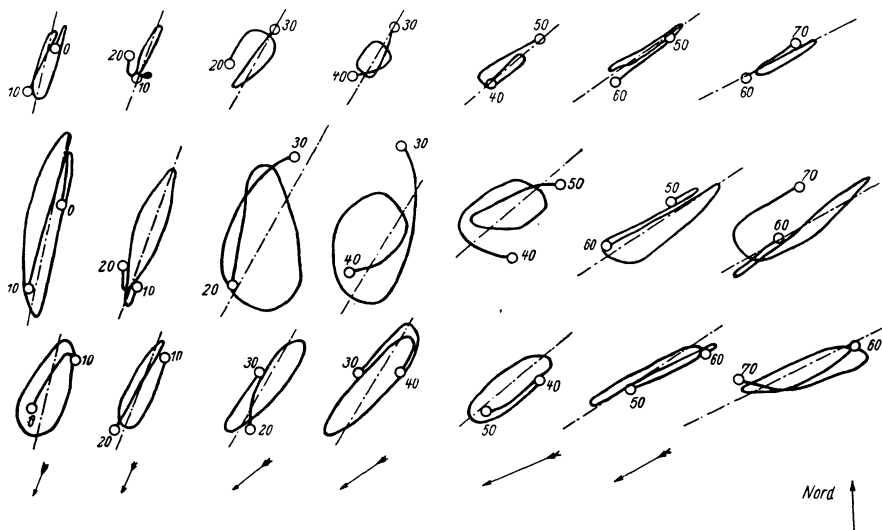


Fig. 4. Horizontale Projektionen der Bahnen der Bodenteilchen

Obere Reihe im Geophysikalischen Institut, mittlere Reihe in der Knochenmühle, untere Reihe in Nikolausberg. Es ist jedesmal die Schwingungsbahn für 10 sec gezeichnet. Die Zahlen 0, 10, 20 . . . geben die gleichen Zeiten 0te, 10te, 20ste . . . sec an den drei Stationen an. Die Pfeile sind die aus dem Mittel der Laufzeiten von je 10 sec berechneten Richtungen der Wellennormale. Hauptachse der Schwingungsbahn (---) und Wellennormale ändern ihre Richtung im gleichen Sinne

punkt der Ellipse befindet, ist sie bei der Station Nikolausberg schon um einen gewissen Zeitabschnitt voraus. Man hat damit ein Mittel in der Hand, eine eindeutige Zuordnung der Umkehrpunkte auf den drei Aufzeichnungen der verschiedenen Stationen vorzunehmen. Ebenso sieht man an diesen Bewegungsbildern, daß während einer Schwingung keine wesentliche Drehung der Achsen der Schwingungsellipsen innerhalb des Meßgebietes erfolgt ist. Dagegen zeigt sich im Verlauf der Zeit von 0 bis 70 sec eine Drehung der großen Achse der Schwingungsellipse vom Betrage von etwa  $50^\circ$ , die an allen Stationen gleichsinnig und gleichgroß abläuft.

In Fig. 5 wurde bei einem gleichzeitigen Abschnitt einer Messung eine Zuordnung der Umkehrpunkte vorgenommen und fortlaufend numeriert. Ebenso

wurden die gleichen Zeitmarken eingetragen. Man sieht, daß z. B. Umkehrpunkt 4 zuerst an der Station Nikolausberg etwas später an der Station Knochenmühle und zuletzt an der Station Geophysikalischen Institut ankommt. In der gleichen Weise geschieht es auch bei den anderen Umkehrpunkten. Diese Differenz der Ankunftszeiten gleicher zusammengehöriger Umkehrpunkte fassen wir versuchsweise als Wirkung einer fortschreitenden ebenen Wellenbewegung auf und sprechen so von Wellenweg  $\Delta$ , Laufzeit  $t$  und Geschwindigkeit  $v$ , wobei scheinbare ( $\Delta'$ ,  $v'$ ) und wahre ( $\Delta$ ,  $v$ ) Wellenwege bzw. Geschwindigkeiten zu unterscheiden sind. Der scheinbare Wellenweg  $\Delta'$  zwischen zwei Stationen ist einfach der Stationsabstand, während der wahre Wellenweg  $\Delta$  die Projektion von  $\Delta'$  auf die Horizontalprojektion der Wellennormalen ist. Für die Geschwindigkeiten gilt entsprechend  $v' = \Delta'/t$  bzw.  $v = \Delta/t$ , so daß  $v$  die Horizontalkomponente der wirklichen Geschwindigkeit darstellt. Im Gebiet des Göttinger Hainbergs wurden außer der Messung an den oben erwähnten drei Stationen noch eine Reihe weiterer gleichzeitiger Messungen

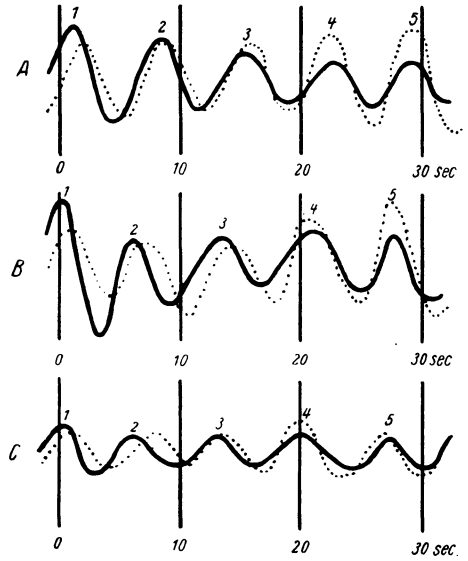


Fig. 5.

Gleichzeitige Aufzeichnungen der Mikroseismik. A an Station Geophysikalisches Institut, B an Station Knochenmühle, C an Station Nikolausberg. — — — NS-Komponente, . . . . . EW-Komponente. Umkehrpunkt 4 tritt zuerst in C ein, dann in B, dann in A

Tabelle 1. Laufzeiten  $t$ , scheinbare Wellenwege  $\Delta'$  und scheinbare Geschwindigkeiten  $v'$

Nr.	Datum	Differenz der Ankunftszeit zusammengehöriger Umkehrpunkte an Station Geophysikal. Institut (A) und	$t$ in sec			$\Delta'$ m	$v'$ Mittel m/sec
			Mittel aus allen Messungen	Max.	Min.		
(1)	13. 1. 37	Nikolausberg C (Dreiecksmessung)	— 1.75	— 2.3		2100	— 1200
(2)	27. 9. 36	Kerstl. Feld D	— 1.2			3750	— 3130
(3)	8. 10. 36	Blaubachschenke E	+ 2.5	+ 3.5	+ 1.5	7980	+ 3190
(4)	17. 5. 36	Hainholzhof F (Sternwarte)	— 0.5			2450	— 4900
(5)	2. 10. 36	Nikolausberg C	+ 0.4	+ 0.7	+ 0.3	2100	+ 5250
(6)	13. 1. 37	Knochenmühle B (Dreiecksmessung)	— 1.35			1375	— 1020

Das Vorzeichen von  $t$  und  $v'$  ist positiv, wenn der gleiche Umkehrpunkt die Station Geophysikalisches Institut vor der anderen Station erreicht.

an nur zwei Stationen ausgeführt. Bei diesen Messungen wurde der Stationsabstand bis auf etwa 8 km vergrößert. Tabelle 1 gibt für diese Messungen die Laufzeiten  $t$ , die scheinbaren Wellenwege  $\Delta'$  und die scheinbaren Geschwindigkeiten  $v'$ . Wie man sieht, wachsen die Laufzeiten mit vergrößertem Stationsabstand, so daß ein Fortschreiten der Bewegung auch außerhalb des Dreiecks Nikolausberg, Knochenmühle, Geophysikalisches Institut anzunehmen ist.

Zur Ermittlung der wahren Geschwindigkeit  $v$  wurden nur die Differenzen der Ankunftszeiten  $t$  zusammengehöriger Umkehrpunkte in der NS-Komponente benutzt. Dies geschah, weil die NS-Komponente im Mittel größere Amplituden hatte und darum genauer auszuwerten war. Der dadurch verursachte Fehler wird bei sehr gestreckten Ellipsen klein, da hier Umkehrpunkt der NS-Komponente und Umkehrpunkt der Schwingungsellipse zeitlich ziemlich genau zusammenfallen. Außerdem war eine merkliche Drehung der Ellipse im Meßgebiet von Station zu Station für die Zeit einer solchen Differenzbestimmung nicht festzustellen.

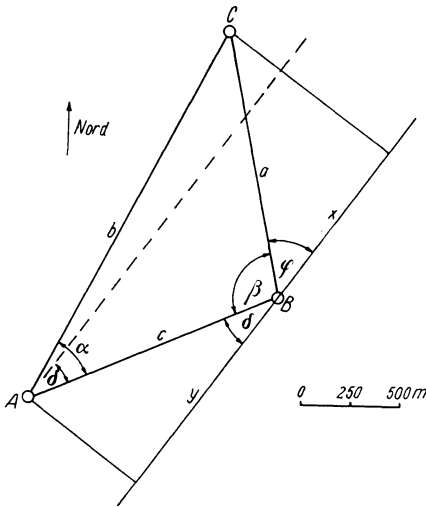


Fig. 6. Lageplan der Stationen bei der Dreiecksmessung für die Berechnung der Lage der Wellennormalen

Alle zur Berechnung notwendigen Stücke sind in der Fig. 6 eingezeichnet. Es bedeuten  $a$ ,  $b$  und  $c$  die Abstände zwischen den Stationen  $A$ ,  $B$  und  $C$ . Die Winkel, die  $a$  und  $c$  mit der Fortschrittingsrichtung der Mikroseismik bilden, seien  $\varphi$  und  $\delta$ .

Die Abschnitte auf der Wellennormalen, die Projektionen von  $a$  und  $c$  auf die Fortschrittingsrichtung seien  $x$  und  $y$ . In der Fig. 6 gelten nun folgende Beziehungen:

$$\cos \delta = \frac{y}{c}; \quad \cos \varphi = \frac{x}{a};$$

$$\frac{x}{y} = \frac{t_1}{t_2}; \quad \beta + \varphi + \delta = 180^\circ,$$

worin  $t_1$  die Differenz der Ankunftszeiten zusammengehöriger Umkehrpunkte auf den Stationen  $B$  und  $C$ ,  $t_2$  auf  $A$  und  $B$  bedeuten. Weiter ist

$$\cos \varphi = \frac{t_1}{t_2} \frac{c \cdot \cos \delta}{a},$$

und nach Einführung von  $k = \frac{t_1}{t_2} \frac{c}{a}$ :

$$\begin{aligned} \cos \varphi &= k \cos \delta, \\ \cos \varphi &= -k \cos (\beta + \varphi), \\ \cos \varphi &= -k (\cos \beta \cos \varphi - \sin \beta \sin \varphi), \\ \cos \varphi (1 + k \cos \beta) &= k \sin \beta \sin \varphi, \\ \operatorname{tg} \varphi &= \frac{1 + k \cos \beta}{k \sin \beta}. \end{aligned}$$

Ist  $v_s$  die scheinbare Geschwindigkeit  $v'$ , bezogen auf die Stationen Knochenmühle und Nikolausberg, so ergibt sich schließlich für die wahre Geschwindigkeit  $= v_s \cos (\alpha - \delta)$ .

Zur zahlenmäßigen Berechnung wird man sich am besten die Werte von  $t_1$  und  $t_2$  herausgreifen, die zu solchen Schwingungsellipsen gehören, die möglichst unverändert und gestreckt an allen drei Stationen zu erkennen waren. Dies ist bei der Berechnung der Werte in Tabelle 2 geschehen. Die Horizontalkomponente der Ausbreitungsgeschwindigkeit ergibt sich als Mittelwert für eine mittlere Richtung zu  $1100 \pm 200$  m/sec. Der gleiche Wert wurde an verschiedenen Tagen bei verschiedenen unabhängigen Messungen ermittelt.

Tabelle 2. Berechnung von  $v$ :

$$a = 1350 \text{ m}, b = 2100 \text{ m}, c = 1375 \text{ m}, \beta = 100^\circ 40', \alpha = 39^\circ$$

Datum	$t_1$ sec	$t_2$ sec	$t_3$ sec	$v$ m/sec
13. 1. 37 13 <sup>h</sup>	0.6	1.1	1.7	1170
13. 1. 37 13	0.3	1.45	1.75	925
13. 1. 37 13	0.35	1.25	1.6	1305
14. 1. 37 1	0.7	1.0	1.7	1214

$t_1$  = Laufzeit zwischen Knochenmühle—Nikolausberg,  
 $t_2$  = „ „ Institut—Knochenmühle,  
 $t_3$  = „ „ „ —Nikolausberg.

Durch die Anordnung der Stationen in einem Dreieck wurde mit der Geschwindigkeit zugleich die Herkunftsrichtung dieser Bewegung als Richtung der Wellennormalen ( $\alpha - \delta$ ) ermittelt. Bei den oben zur Berechnung der Geschwindigkeit benutzten Messungen ergibt sich als mittlere Fortschrittsrichtung N  $51^\circ$  E  $\pm 30^\circ$ .

Es soll hier nochmals betont werden, daß der niedrige Wert von 1100 m/sec vielleicht nicht die Geschwindigkeit der Energie ist, sondern die Geschwindigkeit mit der sich eine bestimmte Phase (Umkehrpunkt) einer kombinierten Welle ausbreitet, daß also die Teilwellen, falls solche vorhanden sind mit einer anderen Geschwindigkeit fortschreiten. Dasselbe gilt von der Richtung der Wellenfront.

Die Fortschrittsrichtung stimmt tatsächlich nahezu mit der Richtung der Hauptachsen der horizontalen Schwingungsellipsen an allen drei Stationen

überein. Die Fortschreitungsrichtung der Welle ist in Fig. 4 als vierte Zeile eingetragen. Fig. 7 bringt die zeitliche Schwankung der Herkunftsrichtung und der großen Achsen der Schwingungsellipsen (für 200 sec).

Außer der Dreiecksmessung (Geophysikalisches Institut, Knochenmühle, Nikolausberg) liegen, wie schon obenerwähnt, eine Reihe gleichzeitiger Beobachtungen an je zwei Stationen vor (Tabelle 1). Nimmt man auch für diese die aus dem Dreieck berechnete wahre Geschwindigkeit  $v = 1100$  m/sec als gültig an, so läßt sich die Fortschreitungsrichtung bestimmen. Hierzu ist in Fig. 8 die Laufzeitgerade für  $v = 1100$  m/sec gezeichnet. Für jede Messung (z. B. Geophysikalisches Institut—Blaubachschenke) wird der Punkt dieser Kurve bestimmt,

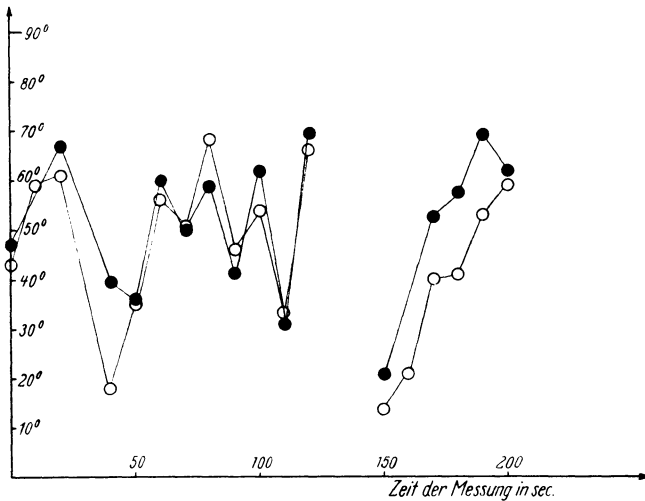


Fig. 7. Richtung der Wellennormale und Hauptachse der Schwingungsbahn in Bogengraden gezählt von N nach E.

- Wellennormale berechnet aus den Laufzeitdifferenzen
- Hauptachse der horizontalen Schwingungsbahn berechnet aus Amplituden

dessen Ordinate die Laufzeit  $t$  darstellt (entnommen aus Tabelle 1; Mittel aus allen Beobachtungen, z. B.  $t = 2.5$  sec). Die zugehörige Abszisse (2750 m) liefert den wahren Wellenweg  $\Delta$ . Mittels des scheinbaren Wellenweges  $\Delta'$  (Stationsabstand 7980 m) ergibt sich der Winkel zwischen  $\Delta$  und  $\Delta'$  aus  $\cos(\alpha - \delta) = \Delta/\Delta'$ , allerdings doppeldeutig, da  $\cos +(\alpha - \delta) = \cos -(\alpha - \delta)$ . Da die Richtung von  $\Delta'$  bekannt ist (Verbindungsline beider Stationen), sind hiermit zwei mögliche Richtungen für die Wellennormale bestimmt, die zur Verbindungsline beider Stationen symmetrisch liegen.

Alle so aus den Daten der Tabelle 1 gewonnenen Richtungen sind in die Fig. 9 eingezeichnet. Zur Beseitigung der Doppeldeutigkeit wird die aus der Dreiecksmessung abgeleitete Tatsache benutzt, daß die Herkunftsrichtung mit der großen Achse der Schwingungsellipse übereinstimmt. Auf diese Weise konnten



die Richtungen 1, 3, 5 und 6 bestimmt werden (3' und 5' wurden ausgeschlossen). Bei den Richtungen 2 und 4 war dies nicht möglich, da die Amplituden in den Aufzeichnungen wenig ausgeprägt sind und darum die Bestimmung der Schwingungs-

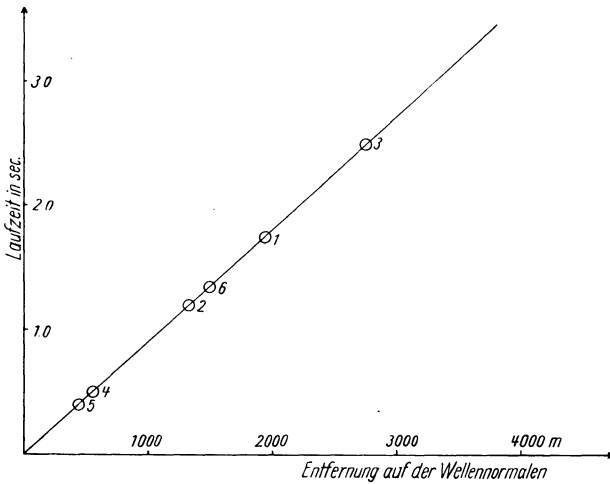


Fig. 8. Laufzeitgerade für eine Geschwindigkeit  $v = 1100$  m/sec.

Die Zahlen (1), (2), ... beziehen sich auf die Stationspaare der Tabelle 1. Aus ihr ergeben sich mit Hilfe der gemessenen Laufzeitdifferenzen die Projektionen der Stationsabstände auf die Wellennormalen. Diese Entfernungen werden in Fig. 9 zur Berechnung der mittleren Richtung der Wellennormalen benutzt

ellipse nicht gestatten. Die Auswahl der Richtungen 2 und 4 (bzw. Ausschluß von 2' und 4') wurde hier so vorgenommen, daß diese Richtungen möglichst mit den übrigen übereinstimmen. Hiernach wäre allerdings die Richtung 5' der Richtung 5 vorzuziehen. Die Achse der Schwingungseellipse deutet aber mit Bestimmtheit darauf hin, daß 5 die richtige Herkunftsrichtung ist. Als Mittel der Richtungen ergibt sich (1 bis 4, 6) N 63°, E ± 20°.

Die Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit und -richtung läßt sich bei der Dreiecksmessung auch mit Hilfe rechtwinkliger Koordinaten durchführen. Legt man den Nullpunkt des Systems in eine Station, die X-Koordinate in die NS-Richtung, die Y-Koordinate in die EW-Richtung und bezeichnet man den Winkel zwischen X-Koordinate und Wellennormale mit  $\lambda$ , dann ist die Gleichung der Wellenfront:  $x \cos \lambda + y \sin \lambda = vt$ . Diese

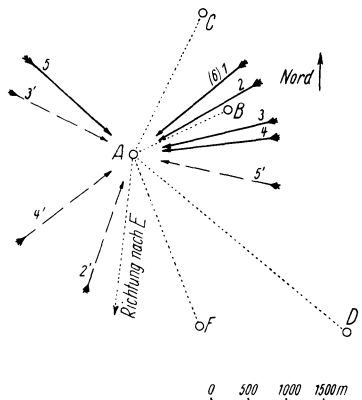


Fig. 9.

Mittlere Richtung der Wellennormalen berechnet aus den Laufzeiten der Tabelle 1 für eine Geschwindigkeit  $v = 1100$  m/sec (siehe Fig. 8). Die Zahlen und Buchstaben beziehen sich auf die Bezeichnungen der Tabelle 1. Als Fortschreitungsrichtungen wurden ausgeschlossen 2', 3', 4', 5'

Gleichung für die beiden Stationen Nikolausberg und Knochenmühle angesetzt ergibt:

$$\operatorname{tg} \lambda = - \frac{t_2 x_1 - t_1 x_2}{t_2 y_1 - t_1 y_2}$$

und

$$v = \pm \frac{x_1 y_2 - x_2 y_1}{\sqrt{(t_2 x_1 - t_1 x_2)^2 + (t_2 y_1 - t_1 y_2)^2}}$$

Darin bedeutet  $t_{1,2}$  = die Zeit, um die die Welle in der Station 1 ( $x_1 y_1$ ) bzw. 2 ( $x_2 y_2$ ) früher ankommt als an der Station im Nullpunkt des Koordinatensystems. Das Vorzeichen bei  $v$  ist so zu wählen, daß  $v$  positiv wird (oberes Vorzeichen für  $x_1 y_2 - x_2 y_1 > 0$ , unteres Vorzeichen für  $x_1 y_2 - x_2 y_1 < 0$ ), wobei die Wurzel positiv zu nehmen ist. Die durch den Tangens verursachte Doppeldeutigkeit von  $\lambda$  läßt sich durch Betrachtung des Vorzeichens von  $\sin \lambda$  und  $\cos \lambda$  beseitigen, und zwar:

Vorzeichen von  $\sin \lambda$  = Vorzeichen von  $\pm (t_2 x_1 - t_1 x_2)$ ,

Vorzeichen von  $\cos \lambda$  = Vorzeichen von  $\mp (t_2 y_1 - t_1 y_2)$ ,

wobei bezüglich der Auswahl des oberen oder unteren Vorzeichens die Bemerkungen betreffs Tangens  $\lambda$  zu beachten sind.

*Zeitlicher Verlauf von Amplitude, Periode und Laufzeit.* Bei allen Messungen lassen sich regelmäßige Schwankungen der Periodenlänge und der Größe der Amplitude (an den Umkehrpunkten gemessen) aufeinanderfolgender Schwingungen feststellen. Man kann diese *versuchsweise* als Folge der Überlagerung von Schwingungen benachbarter Frequenzen (Schwebungen) behandeln. Für eine Zeitfolge von 130 sec sind in Fig. 10 Amplituden und Perioden aufeinanderfolgender Schwingungen für zwei Stationen aufgetragen. Die Werte der Perioden und Amplituden an beiden Stationen schwanken in ähnlicher Weise, bei größeren Perioden beobachtet man größere Amplituden. Diese Schwankungen können als Schwebungen zweier Teilwellen von benachbarten Perioden und verschiedener Amplitude gedeutet werden, und zwar besitzt in

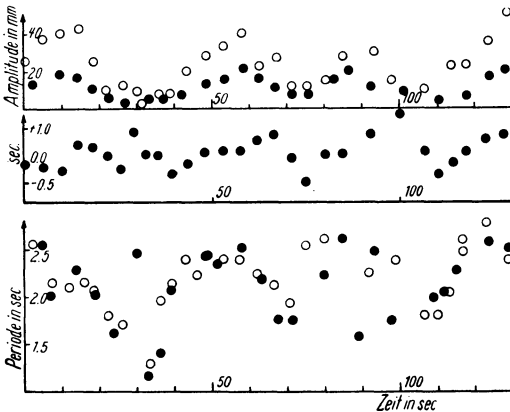


Fig. 10. Vergleich der Mikroseismik an den beiden Stationen Geophysikalisches Institut—Nikolausberg für eine Zeitfolge von 130 sec

Obere Figur: Amplitudenfolge, mittlere Figur: Differenz der Ankunftszeiten zusammengehöriger Umkehrpunkte, untere Figur: Periodenfolge.

●●● Geophysikalisches Institut, ○○○ Nikolausberg

Fig. 2 die Teilwelle mit der kleineren Periode die größere Amplitude, in Fig. 10 die kleinere Periode die kleinere Amplitude. Es wurden sämtliche gut erkennbare

Schwankungsintervalle einheitlich ausgemessen. Tabelle 3 gibt die gemessenen Werte der Intervalllänge  $T_s$  (Abstand zweier Schwebungsminima), der in ihr vorkommenden größten Periode  $T_l$  und die Anzahl  $n$  der Schwingungen. Die Intervalllänge ließ sich nicht sehr genau bestimmen, da das Amplitudenminimum oft schlecht zu erkennen war (jedoch meist besser als das Maximum). So können die Werte der Intervalle ( $T_s$ ) etwa 3 sec ungenau sein. Die Werte sind in verschiedenen Monaten an verschiedenen Stationen gewonnen, die aber geologisch ähnlichen Untergrund hatten.

Tabelle 3. Schwebungen (EW-Komponente)

Datum	Station	$T_s$ sec	$n$ An- zahl d. Schw. im Intervall	$T_m$ sec	$T_l$ sec	$T_0$ sec	$T_u$ sec
2. 10. 36	Geophysikalisches Institut	26.0	7	3.72	5.35	4.33	3.27
2. 10. 36	„ „	25.3	7	3.62	4.71	4.21	3.13
2. 10. 36	Nikolausberg . . . . .	43.1	10	4.31	4.64	4.92	3.91
7. 10. 36	Geophysikalisches Institut	26.3	7	3.76	4.62	4.37	3.29
7. 10. 36	„ „	34.7	10	3.47	4.45	3.85	3.15
7. 10. 36	Blaubachschenke . . . . .	25.8	7	3.69	4.90	4.31	3.23
12. 1. 37	Geophysikalisches Institut	52.6	8	6.57	7.30	7.21	5.84
13. 1. 37	„ „	103.2	15	6.88	7.05	7.34	6.52
13. 1. 37	„ „	42.5	7	6.05	7.35	7.08	5.32
13. 1. 37	Knochenmühle . . . . .	115.0	17	6.76	7.05	7.17	6.38

Schwabungen (NS-Komponente)

2. 10. 36	Geophysikalisches Institut	28.7	7	4.10	5.20	4.78	3.59
29. 9. 36	Kerstl. Feld . . . . .	30.3	7	4.32	4.82	5.03	3.78
3. 10. 36	Geophysikalisches Institut	41.4	10	4.14	5.18	4.58	3.77
3. 10. 36	„ „	31.5	7	4.50	5.14	5.26	3.94
3. 10. 36	„ „	30.8	7	4.40	5.00	5.13	3.85
3. 10. 36	„ „	46.0	10	4.60	5.94	5.12	4.18
3. 10. 36	„ „	51.8	10	5.18	6.55	5.75	4.72
3. 10. 36	Nikolausberg . . . . .	39.3	9	4.36	5.30	4.78	3.93
3. 10. 36	„ „	42.1	10	4.21	5.00	4.68	3.83
7. 10. 36	Geophysikalisches Institut	40.5	10	4.05	4.72	4.52	3.68
7. 10. 36	Blaubachschenke . . . . .	27.8	7	3.97	4.70	4.62	3.47
7. 10. 36	„ „	27.8	7	3.97	4.90	4.62	3.47
13. 1. 37	Geophysikalisches Institut	96.2	15	6.41	7.65	6.88	5.96
13. 1. 37	„ „	42.2	8	5.28	7.56	6.06	4.70
13. 1. 37	„ „	43.5	8	5.44	7.55	6.22	4.74
13. 1. 37	Knochenmühle . . . . .	95.0	16	5.94	8.05	6.32	5.59
10. 6. 36	Hildagtlück . . . . .	67.0	16	4.18	5.64	4.47	3.93
10. 6. 36	„ „	64.0	14	4.57	5.34	4.93	4.27

Nimmt man Schwebungen an, so ist  $T_m$ , das sich aus  $T_m = T_s/n$  als mittlere Periode berechnet, eine der beiden Teilschwingungen. Die zweite erhält man aus  $T_s$  und  $T_m$  durch die bekannten Formeln:

$$T_0 = \frac{T_s \cdot T_m}{T_s - T_m} \quad \text{bzw.} \quad T_u = \frac{T_s \cdot T_m}{T_s + T_m}$$

wobei  $T_0 > T_m$  und  $T_u < T_m$  ist. Welche von beiden Perioden  $T_0$  und  $T_u$  in Frage kommt, läßt sich hieraus noch nicht entscheiden. Tabelle 3 gibt das Ergebnis.

In jeder Spalte treten gewisse Periodenlängen bevorzugt auf, und zwar

NS-Komponente:	EW-Komponente:
$T_m = 4.2 \text{ sec,}$	$T_m = 3.6 \text{ sec und } 6.6 \text{ sec,}$
$T_l = 5.0 \text{ sec und } 7.5 \text{ sec,}$	$T_l = 4.2 \text{ bis } 4.6 \text{ sec und } 7.0 \text{ bis } 7.4 \text{ sec,}$
$T_0 = 4.9 \text{ sec,}$	$T_0 = 4.2 \text{ sec und } 7.2 \text{ sec,}$
$T_u = 3.8 \text{ sec.}$	$T_u = 3.2 \text{ sec.}$

Die Periodengruppen in der NS-Komponente sind durchweg um etwa  $1/2 \text{ sec}$  größer als die entsprechenden in der EW-Komponente. Innerhalb der einzelnen Komponenten erweisen sich die Periodengruppen von  $T_m$  und  $T_u$ , sowie von  $T_l$  und  $T_0$  als ungefähr gleich. Weitere Schlüsse sollen hieraus nicht gezogen werden, da die Einzelwerte, die jeweils zu Gruppen zusammengefaßt sind, nicht von gleichzeitigen Messungen herrühren.

In Fig. 11 sind außerdem die Laufzeiten für zwei Stationen eingetragen, und zwar in der Abhängigkeit vom Zeitverlauf. Es zeigt sich, daß auch die Laufzeiten eine regelmäßige Schwankung haben. Diese Laufzeitschwankungen können

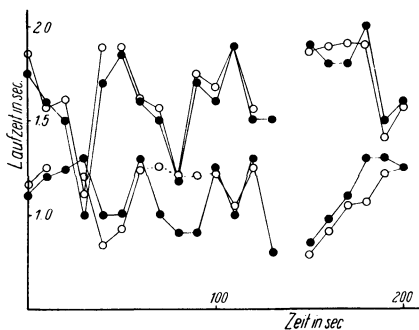


Fig. 11.

Laufzeiten (Mittel von 10 zu 10 sec).

○ Differenz der Ankunftszeiten gleicher zusammengehöriger Umkehrpunkte. ● Berechnet aus den Hauptachsenrichtungen der Schwingungsellipsen für  $v = 1100 \text{ m/sec}$  (Fig. 4). Obere Kurve: Laufzeiten zwischen Nikolausberg—Institut; untere Kurve: Laufzeiten zwischen Knochenmühle—Institut

als Folge von entsprechenden Drehungen der Wellenfront an mehreren Stationen gleichzeitig aufgefaßt werden. Wie schon vorher erwähnt wurde, fällt die Richtung der Wellennormalen mit der Hauptachse der Schwingungsellipse zusammen (Fig. 7). In Fig. 4 ist das Drehen der Hauptachse der Schwingungsellipsen um den gleichen Winkel an drei Stationen gleichzeitig nachgewiesen. Nimmt man die Richtungen der großen Hauptachsen als Wellennormalen an, so müssen sich die Projektionen der einzelnen Stationsabstände auf diese Richtungen entsprechend ändern und damit unter Annahme gleicher Ausbreitungsgeschwindigkeit die Laufzeiten. Für eine Folge von Richtungen (Fig. 4; eine etwas längere

Zeitspanne) wurden die Laufzeiten für die Projektionen  $x$  und  $x + y$  von  $a$  und  $c$  (Fig. 6) auf die Hauptachsenrichtungen mit einer Geschwindigkeit  $v = 1100 \text{ m/sec}$  berechnet. Diese und die beobachteten Laufzeiten des gleichen Zeitabschnittes sind in Fig. 11 gegenübergestellt. Die beobachteten Laufzeiten wurden von 10 zu 10 sec gemittelt, weil die zur Bestimmung der Richtungen benutzten Schwingungsellipsen auch nur als Mittelwert eines Zeitabschnittes von 10 sec aufzufassen sind. Die beiden

Kurven haben einen fast gleichen Verlauf. Ihre Schwankungen liegen oberhalb der Fehlergrenze, so daß sie als reell anzusehen sind. Damit kann eine regelmäßige Schwankung der Laufzeiten aus der entsprechenden gleichzeitigen Drehung der Schwingungsellipse an den drei Stationen erklärt werden.

*Gleichzeitige Aufzeichnungen der mikroseismischen Bewegung in verschiedenen Tiefen.* Um die mikroseismische Bewegung von 4 bis 8 sec Periode in verschiedenen Tiefenlagen unter der Erdoberfläche zu untersuchen, wurden in der Nähe von Göttingen Messungen in zwei Kalischächten (Schacht Hindenburg, Reyershausen, und Schacht Hildagluck, Volpriehausen) ausgeführt. In Reyershausen liegen eine Reihe überkippter Falten des Zechsteins unter etwa 700 m Trias, in Volpriehausen haben wir dagegen eine ziemlich flache Aufwölbung des Zechsteins unter ungefähr 500 m Trias mit einer ebenen Schichtgrenze Zechstein-Trias.

In Reyershausen, Schacht Hindenburg, wurde die mikroseismische Bewegung an der Oberfläche in unmittelbarer Nähe des Schachtes und auf der 800-m-Sohle ebenfalls in unmittelbarer Schachtnähe gleichzeitig (NS - Komponente) aufgezeichnet. Gleiche Zeitmarken wurden nach sorgfältigem Uhrvergleich durch gleichzeitiges Abblenden der Registrierlampen hergestellt. Im Schacht Hindenburg konnte bei allen Messungen keine Ähnlichkeit der gleichzeitigen Periodenfolge oben und unten bemerkt werden. Die Amplituden waren an der Oberfläche und in einer Tiefe von 800 m größenordnungsmäßig gleich.

In dem stillgelegten Schacht Hildagluck, Volpriehausen, wurden in drei Tiefenstufen Messungen ausgeführt. Eine Fälschung der Aufzeichnungen durch Betriebsruhe war ausgeschaltet. Auch in Hildagluck wurde unmittelbar neben dem Schacht die NS-Komponente an je zwei Stationen in verschiedenen Tiefen gleichzeitig beobachtet. Zusammen mit der tiefsten Station auf der 910-m-Sohle wurden jeweils mit einer der Stationen auf der 785-m-Sohle, der 130-m-Sohle und an der Oberfläche Messungen ausgeführt. Diesmal waren je zwei Stationen durch Kabel für eine elektrische Zeitübertragung verbunden. Auf diese Weise war eine zuverlässige Zuordnung der Schwingungsbilder je zweier Stationen durch mitregistrierte gleiche Sekundenmarken möglich. Die Stationen 910 m und 785 m lagen beide im Zechstein, während sich die Pumpsohle 130 m und Station an der Oberfläche in bzw. auf der Trias befanden. Bei diesen Messungen konnte im Gegensatz zu Reyershausen eine recht gute Übereinstimmung gleichzeitiger Schwingungsbilder an je zwei Stationen fest-

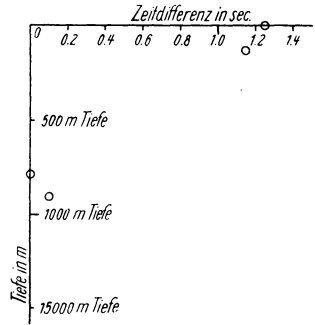


Fig. 12.

Differenzen der Ankunftszeiten gleicher zusammengehöriger Umkehrpunkte bei Messungen im Kalischacht.

Die Wellen kommen zuletzt zu der Station in 785 m Tiefe. Die Zeitdifferenzen sind gegen diese Station gemessen

gestellt werden. Und zwar ließen sich gleichzeitige Umkehrpunkte im Verlauf gleicher ausgesprochener Schwebungsbilder in beiden Stationen zuordnen. Wie auch im Schacht Hindenburg, Reyershausen, konnte hier eher eine Zunahme der mikroseismischen Bewegung mit der Tiefe festgestellt werden. In Fig. 12 sind die Differenzen der Ankunftszeiten gleicher zusammengehöriger Umkehrpunkte an der Station 785 m und an einer anderen eingetragen. Es war der gleiche Umkehrpunkt an der Oberfläche um 1.2 sec früher als an der Station 910 m. Ebenso ließen sich Zeitdifferenzen der Ankunftszeiten für Station 910 m und 190 m feststellen. In den Werten der Fig. 12 sind die Mittelwerte aufgetragen. Die Umkehrung des Vorzeichens der Differenz für die Station 785 m mit 910 m liegt noch innerhalb der Meßgenauigkeit, die bei dieser Messung  $\pm 0.15$  sec beträgt. Eine Deutung kann bei diesen Messungen noch nicht gegeben werden, da zu diesem Zweck die Stationen, ähnlich wie bei einer Dreiecksmessung an der Oberfläche, in einem Dreieck in die Tiefe angeordnet werden müßten.

*Bemerkungen über die Abhängigkeit der Bodenunruhe von dem geologischen Bau des Untergrundes und der Wetterlage.* Die geologische Beschaffenheit des Untergrundes hatte auf die Intensität der mikroseismischen Bewegung wesentlichen Einfluß. Z. B. ließ sich im mittleren Holstein (Bad Segeberg) im Juni 1936 eine mikroseismische Bewegung von 4 bis 8 sec Periode wegen zu kleiner Amplituden (unter  $0,25 \mu$ ) nicht mehr erkennen, während die Hamburger Stationsinstrumente zur gleichen Zeit eine wahre Bodenbewegung von etwa  $5 \mu$  aufzeichneten. Die Entfernung des Meßgebietes Bad Segeberg von Hamburg betrug dabei nur etwa 60 km.

Ferner wurde versucht, vermittels der Abhängigkeit der Intensität von örtlichen geologischen Verhältnissen Grenzen verschiedener Deckschichten an der Oberfläche festzulegen. Dazu wurde in einem EW-Profil über den östlichen Abbruch des Leinetals hinweg in der Nähe des Geophysikalischen Instituts Göttingen an drei Stationen gleichzeitig gemessen. Eine der Stationen lag auf dem Muschelkalk etwa 100 m westlich vom Geophysikalischen Institut entfernt, die zweite Station an der Abbruchgrenze des Leinetals, 60 m westlich von der ersten Station, und schließlich eine dritte Station auf dem Löß im Leinetal weiterhin 250 m westlich. Die Aufzeichnungen der NS-Komponente geben eine sehr ähnliche Periodenfolge an allen drei Stationen. Die Amplituden dagegen verringern sich an den beiden unteren Stationen um fast die Hälfte gegenüber der auf Muschelkalk gelegenen Station.

Zahlreiche Bearbeitungen der laufenden Registrierungen von Erdbebenstationen gaben, wie eingangs erwähnt, eine gewisse Klarheit über die Entstehung der mikroseismischen Bewegung im Periodenbereich 4 bis 8 sec. Auch das vorliegende in Göttingen, einer küstenfernen Station, gewonnene Material bringt eine gute Bestätigung der Hypothese, daß Intensität der mikroseismischen Unruhe und starke Depressionen an der Steilküste Norwegens im engsten Zusammenhange stehen. Für einen Fall läßt sich dieser Zusammenhang besonders eindeutig zeigen.

Die Messungen zweier Stationen in 600 m Abstand (Geophysikalisches Institut, Rohns) mit vier unabhängigen Instrumenten zeigen bei Abschwächen einer Depression an der Küste Norwegens eine Intensitätsabnahme auf die Hälfte in dreimal 24 Stunden (Tabelle 4). Das am ersten Tage gegen die Küste Norwegens von Westen her drängende Tief zieht unter starker Abschwächung nach Osten weiter.

Tabelle 4. Amplituden der Registrierungen in mm bei gleichzeitigen Beobachtungen an zwei Stationen in 600 m Abstand

Datum	Uhrzeit	Station Rohns				Station Geophys. Institut			
		Maximum		Mittel		Maximum		Mittel	
		NS	EW	NS	EW	NS	EW	NS	EW
8. 9. 36	17 <sup>h</sup> 30	17.0	12.0	9.0	6.5	13.0	8.0	7.0	5.0
	18 30	17.5	8.0	11.0	6.0	10.0	11.0	7.0	6.0
	19 30	17.0	8.5	10.0	4.5	9.0	8.0	6.0	4.0
9. 9. 36	11 30	5.0	6.0	3.0	4.0	5.0	4.0	3.0	2.0
11. 9. 36	13 00	3.0	2.0	2.0	1.0	2.5	0.5	1.0	0.5

Die beiden Hoch im Norden und Süden vereinigen sich allmählich zu einer Hochdruckbrücke, die sich dann zu einem über ganz Skandinavien und Mitteleuropa liegenden Hoch weiterentwickelt. Ein erneut von Westen her kommendes Tief wird daher schon über Island langsam nach Norden abgedrängt. Ob die Depression allein oder die damit einhergehende Verstärkung der Brandung an der norwegischen Steilküste das Ursächliche der mikroseismischen Bewegung ist, läßt sich hieraus nicht entscheiden.

Deshalb wurden zur Klärung des Zusammenhanges zwischen Mikroseismik (Periode 4 bis 8 sec) und Seegang oder Wetterlage auf der Insel Helgoland Messungen durchgeführt. Unglücklicherweise fielen diese Messungen im Juni 1936 in eine Periode von größter mikroseismischer Ruhe, so daß sich infolge geringer Intensität der Bewegung keine der oben genannten Fragen für den Periodenbereich 4 bis 8 sec beantworten ließ. Wie aber die laufenden Registrierungen des Stationsinstruments der Biologischen Anstalt, Helgoland, zeigen, sind diese Perioden ziemlich häufig, konnten aber während der Messung mit den transportablen Horizontalseismographen niemals festgestellt werden. Das Wiechert-Stationsspendel konnte in Helgoland als Vergleichsinstrument benutzt werden. Bei Periodenauswertungen wurden nur längere Perioden von 1.5 bis 2.0 sec ausgewertet, wenn eine kürzere von 0.5 sec gleichzeitig als Überlagerung auftrat, da längere Perioden bei der Häufigkeitsbetrachtung sonst unterdrückt wurden. Die Häufigkeitsverteilung der Perioden (Fig. 13) ergibt eine Häufungsstelle bei Perioden von 1.5 bis 1.7 sec. Diese mittlere Periode liegt in der Größenordnung der zur Zeit der

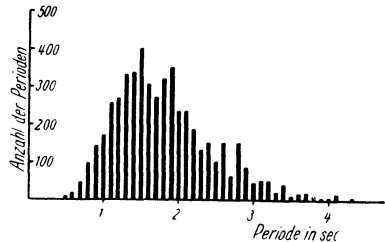


Fig. 13. Periodenhäufigkeit bei Messungen in Helgoland vom 24. bis 26. Juni 1936

Messung beobachteten mittleren Perioden der Brandungswellen. Diese wurde durch Abstoppen des Auf- und Abschwankens einer Boje über die Zeitdauer von mehreren Schwingungen ermittelt. Tabelle 5 gibt eine Reihe Vergleichswerte.

Tabelle 5. Perioden der Bewegung einer Boje bei Helgoland

Anzahl der gestoppten Schwankungen der Boje	Zeit sec	Mittel der einzelnen Schwankungen sec
10	17.4	1.7
10	16.5	1.65
10	18.1	1.8
20	34.2	1.7
20	33.9	1.7
50	83.2	1.65
50	92.6	1.85

Ferner ließ sich ein Anwachsen der Amplituden (mittlere Periode 1.6) mit steigender Flut und zunehmender Brandungsstärke beobachten. Dabei wurde bei Westwind und Hochflut die EW-Komponente besonders stark angeregt.

*Zusammenfassung.* I. Für eine spezielle Untersuchung der mikroseismischen Bodenbewegung (Periodenbereich 4 bis 8 sec) wurden transportable Horizontal-seismographen entwickelt, deren Eigenperiode im Spielraum 3 bis 12 sec geändert werden konnte. Eine Luftdämpfung erlaubte den Apparat bis zur Aperiodizität zu dämpfen. Die Vergrößerung der Instrumente konnte durch ein optisches System in den Grenzen 1000 bis 10000 verändert werden. Sie wurde durch Vergleich mit einem astatischen Wiechert-1200 kg-Pendel (NS  $T_0 = 10.5$  sec und EW  $T_0 = 11.2$  sec, Dämpfung 1 : 2.5) ungefähr ermittelt. Ferner wurde vor jeder Messung aus den gleichzeitigen Aufzeichnungen sämtlicher transportabler Horizontal-seismographen am selben Ort das (innere) Vergrößerungsverhältnis der Instrumente neu bestimmt. Es blieb bei allen Messungen bis auf 50% konstant.

II. Im Gebiet des Göttinger Hainbergs auf geologisch ähnlichem Untergrund gelang bei allen Messungen eine eindeutige Identifizierung der horizontalen Schwingungsbilder an einer oder mehreren Stationen gleichzeitig. Aus Beobachtungen der mikroseismischen Unruhe in zwei Komponenten (NS und EW) an drei in einem nahe gleichseitigen Dreieck angeordneten Stationen konnte die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Bewegung auf  $1100 \pm 200$  m/sec bestimmt werden. Ob dieser unerwartet niedrige Wert zur Ausbreitung der Energie oder zur Ausbreitung einer bestimmten Phase einer kombinierten Welle gehört, konnte nicht entschieden werden.

III. Für alle Werte der Laufzeiten wurden mit der Geschwindigkeit zugleich die zugehörigen Richtungen der Wellennormalen bestimmt. Eine mittlere Herkunftsrichtung der Wellenfront kann für ein bis auf 8 km erweitertes Gebiet im Mittel als N  $63^\circ$  E  $\pm 20^\circ$  angegeben werden.



IV. Es wurde versucht, beobachtete regelmäßige zeitliche Schwankungen von Periode, Amplitude und Laufzeit zu erklären. Dabei ließ sich das Drehen der Schwingungsellipse während der Messung an jeweils mehreren Stationen gleichzeitig als eine der Ursachen der Laufzeitschwankungen bestimmen. Das Material reichte noch nicht aus, um die Deutung dieser stetigen Perioden- und Amplitudenschwankungen als Schwebungen benachbarter Perioden mit verschiedener Amplitude zu belegen.

V. Gleichzeitige Schwingungsbilder der mikroseismischen Bewegung konnten auch an je zwei in verschiedener Tiefe angeordneten Stationen eindeutig identifiziert werden. Bei gleichen zusammengehörigen Umkehrpunkten war ein Voreilen der Schwingung an der Oberfläche gegenüber der gleichen in 910 m Tiefe um 1,2 sec zu bemerken. Die Amplituden in der Tiefe und an der Oberfläche waren gleich.

VI. Eine qualitative Auswertung des Materials bestätigte die Abhängigkeit der Intensität der Bewegung von den geologischen Verhältnissen der Beobachtungsstation. Fernerhin ergab auch dieses Material eine eindeutige Beziehung zwischen Depressionen an der Küste Norwegens und der Intensität der Mikroseismik in Göttingen.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Dr. G. Angenheister für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetiges Interesse daran, den Herren Dr. G. A. Schulze und Dr. H. Jung für mancherlei Hilfe meinen aufrichtigsten Dank aussprechen.

#### Literatur

- [1] B. Gutenberg: Handb. d. Geophys. Teil IV, 2.
- [2] A. W. Lee: A worldwide survey of microseismic disturbances. Met. Office, Geophys. Memoirs Nr. 62, London 1934.
- [3] K. Uller: Elastische Oberflächenwellen. Ann. d. Phys. **56**, 463 (1918).
- [4] O. Geussenhainer: Ein Beitrag zum Studium der Bodenunruhe. Diss. Göttingen 1921. Auszug im Jahrb. d. philos. Fakul. Göttingen 1921, Nr. 18.
- [5] E. Wiechert: Beiträge zur Geophys., Ergänzungsbd. **2**, 41 (1904).
- [5a] G. Angenheister: Seism. Reg. i. Göttingen 1905. Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen 1906, Heft 4.
- [6] B. Gutenberg: Brandung und Bodenunruhe. Ann. Hydrogr. 1920, S. 402.
- [7] H. Mendel: Seismische Bodenunruhe in Hamburg und der Zusammenhang mit der Brandung. Diss. Hamburg 1929.
- [8] E. Tams: Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa. Zeitschr. f. Geophys. 1933, S. 23 u. 295.
- [9] K. Jung: Über mikroseismische Bodenunruhe und Brandung. Ebenda 1934, S. 325.
- [10] W. Kohlbach: Mitteilungen der Geophysikalischen Warte Königsberg **12** (1931).
- [11] W. v. zur Mühlen: Seismische Bodenunruhe und Brandung. Zeitschr. f. Geophys. 1936, S. 97.
- [12] F. Linke: Brandungsbewegung des Erdbodens und ein Versuch ihrer Verwendung in der praktischen Meteorologie. Abhandlung d. königl. Ges. d. Wiss. Göttingen, Neue Folge 7. Erg. d. Arb. D. Samoa-Obs. 3, Berlin 1909.
- [13] K. Wadati u. K. Masuda: On pulsatoric oscillations of the ground. Geophysical Magazin, IX, Tokyo, S. 299.

- [14] E. Gherzi: Le problème des microseism. a groupes. Zeitschr. f. Geophys. 1928, S. 145.
- [15] E. Gherzi: Microseism associated with storms. Beitr. d. Geophys. Leipzig 25, 145 (1930).
- [16] A. W. Lee: The effect of geolog. structure upon micr. disturbance. Month. Not. of R. A. Soc. Geophys. Suppl. May 1932, S. 83.
- [17] A. W. Lee: Further investig. of the effect of geol. struct. Ebenda 1934, S. 238.
- [18] A. W. Lee: On the direction of approach of microseismic waves. Proceed. of the R. Soc. London, Ser. A. Nr. 886, 1935, S. 183.
- [19] A. W. Lee: The three components of microseismic disturbance at Kew Observ., Met. Office. Geophys. Memoirs Nr. 66, London.
- [20] O. Hecker: Deformationsbeobachtungen in Pribam. Mitt. d. Zentralbüros 1914, I, Nr. 5; Gerl. Beiträge 13 (1914).
- [21] B. Gutenberg: Die seismische Bodenunruhe. Diss. Göttingen 1911 und Gerl. Beitr. 11, 314 (1912).
- [22] O. Hecker: Versuche zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bodenbewegung bei der mikroseismischen Unruhe. Mitt. d. Zentralbüros 2 (1915), Gerl. Beitr. 14 (1915).
- [23] J. J. Shaw: Communication sur les mouvements microsismiques. Compt. rend. des seances de la 1. Conference a Rome 1922, S. 52.
- [24] F. Kishinouye: Microseisms of four sec. periods observed with horiz. seismographs. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Vol. 13 (1935), S. 146.
- [25] G. Angenheister: Bodenschwingung. Ergeb. d. exakt. Naturw. Bd. XV (1936), S. 316.
- [26] G. A. Schulze: Ausbreitung sinusförmiger Bodenbewegung. Zeitschr. f. Geophys. 1935, S. 309.
- Göttingen, Geophysikalisches Institut, März 1937.

---

## Referate und Mitteilungen

**A. Rittmann:** *Vulkane und ihre Tätigkeit.* Stuttgart, Ferdinand Enke Verlag, 1936.  
VII + 188 Seiten, 25 Abbildungen, 1 Tafel. Geh. RM 7,20, in Leinen geb.  
RM 8,80.

Die Vulkanologie ist ein Wissensgebiet, in der sich zahlreiche naturwissenschaftliche Disziplinen überschneiden. In diesem kleinen Werk nimmt vom Standpunkt der modernen Forschung der Mineraloge und Petrograph Stellung zu den mannigfachen vulkanischen Erscheinungen. Rittmann, ein guter Kenner vor allem der italienischen Vulkangebiete, der dort selbst erfolgreich an der Lösung speziell der magmatischen Entwicklung der Vulkane gearbeitet hat, bespricht in dem ersten, mehr beschreibenden Teil (Seite 1—51) die verschiedenen Arten der vulkanischen Tätigkeit. Durch Ausführung von interessanten Einzelheiten entwirft er ein kurzes treffendes Bild, gibt sodann eine systematische Gliederung und entwickelt das Zu-

standekommen der äußeren morphologischen Form durch die besondere Art der vulkanischen Tätigkeit. Die in den Förderprodukten vorkommenden Gesteine werden nach ihrer mineralogischen und chemischen Zusammensetzung beschrieben (Seite 52—69). Bei der Besprechung von Form und Bau der Vulkane (Seite 69—84) wird vor allem auf den inneren Bau und die Verwendung der verschiedenen Baumaterialien hingewiesen. So bespricht der Verfasser Lavavulkane, gemischte Vulkane, die aus Lavaergüssen und Lockerstoffen bestehen, weiterhin sogenannte Lockervulkane, Gasvulkane und Eruptionsplutone und entwickelt die äußere Form aus der Art der Förderung.

Nach diesen mehr allgemein gehaltenen Abschnitten versucht Rittmann in dem folgenden Teil (84—156) eine genetische Systematik der Vulkane zu geben, die aus den physikalisch-chemischen Eigenschaften des Magmas hervorgeht. Aus einfachen Beispielen synthetischer Schmelzen, vorwiegend nach Untersuchungen der Mitarbeiter des Carnegie-Institutes und aus der in der Natur vorkommenden Vergesellschaftung der Gesteine entwickelt der Verfasser die verwandtschaftlichen Beziehungen der auftretenden Vulkanite, um so den Begriff der petrographischen Provinz (comagmatische Region) zu umreißen, nämlich der pazifischen und atlantischen Provinz (nach F. Becke) und der späteren Erweiterung der mediterranen Provinz (nach P. Niggli), deren wichtigste chemische Kennzeichen in den verschiedenen Verhältnissen von Kieselsäure zu Tonerde und zu den Alkalien begründet liegen. In mehreren Diagrammen wird der verschiedene Charakter dieser drei Typen in einfacher Weise veranschaulicht. Eine solche Verwandtschaft kann zustandekommen entweder durch Differentiationsvorgänge, von denen die wichtigste wohl die auf das Wirken der Schwerkraft beruhende gravitative Differentiation ist oder aber andererseits durch Assimilationsvorgänge. Das Zusammenwirken sowohl von Differentiation wie von Assimilation hat der Verfasser in etwas breiterer Form an dem von ihm bearbeiteten Beispiel des Vesuvs gezeigt.

Besondere Bedeutung kommt den im Magma gelösten leichtflüchtigen Bestandteilen zu, weil die vulkanischen Erscheinungen als Entgasungsprozesse des Magmas aufgefaßt werden können. Es mag hier besonders auf die Tatsache einer Dampfdrucksteigerung mit sinkender Temperatur hingewiesen werden, eine Tatsache, die für den Ausbruchmechanismus von besonderer Bedeutung ist. Nach dem Anteil und dem Zustand der flüchtigen Komponenten lassen sich fünf verschiedene Temperaturgebiete unterscheiden: das Gebiet des überhitzten Magmas, das orthomagmatische Gebiet (Gebiet der Haupterstarrung), das pegmatitische, pneumatolytische und hydrothermale Gebiet.

Um zu einer genetischen Gliederung der Vulkane zu kommen, bespricht der Verfasser im weiteren Kapitel den Einfluß der Viskosität, auf den in den ersten Kapiteln schon hingewiesen wurde. Es wird die Abhängigkeit der Viskosität vom Chemismus gezeigt, vor allem auch vom Wassergehalt des Magmas. Temperatur und Chemismus bestimmen die Viskosität, allerdings mit der Einschränkung, daß nicht der Gesamtchemismus dafür maßgebend ist, sondern der der Restschmelze, bei der von der toten Last der intratellurischen Einsprenglinge abgesehen wird. Sowohl für den Fachmann, wie für den Außenstehenden, der sich nur gelegentlich mit vulkanischen Erscheinungen befaßt, spielt die Frage der Eruptionfähigkeit des Magmas eine wesentliche Rolle. Hervorgehoben sei hier im besonderen, daß im orthomagmatischen Gebiet das Magma aktiv erptionsfähig ist und sich aus eigener Kraft den Weg an die Erdoberfläche bahnen kann gegenüber dem Anfangs- und Endstadium, in dem eine aktive Rolle des

Magmas nicht in Frage kommt. Selbstverständlich ist die Ausbruchenergie eines Vulkans abhängig von der Gesamtenergie des Magmas. Je nach dem Entwicklungsstand der Magmenarrangierung, in der der Initialdurchbruch erfolgt, sind die Bedingungen für das Entstehen eines Schildvulkans, eines Stratovulkans oder eines einmaligen Explosionsausbruches mit nachfolgendem Caldereneinbruch gegeben. Ganz anders verhält es sich bei den gewaltigen Basaltdeckenergüssen, die nicht mit Hilfe der thermisch retrograden Dampfdrucksteigerung erklärt werden können. Die treibenden Kräfte des Ausbruches müssen daher in diesen Fällen von außen kommen. Nach Darlegung der verschiedenen Mechanismen der Eruptionen entwickelt Rittmann eine genetische Systematik der Vulkane.

In den weiteren Kapiteln wird die Verteilung der Vulkane in Raum und Zeit besprochen (Seite 157—170). Hier sei besonders auf die nachgewiesenermaßen manchmal nur sehr geringe Herdtiefe von einigen Kilometern hingewiesen, die z. B. durch Erforschung der Leitxenolithen erschlossen werden konnte. Schließlich sind die gesetzmäßigen Zusammenhänge zwischen Vulkanismus und Tektonik zusammengestellt.

Im Schluß bespricht der Verfasser sehr allgemeine und theoretische Probleme der vulkanologischen Forschung, die Beziehungen des Vulkanismus und Plutonismus zur Gebirgsbildung und die Einordnung des Gesamtgebietes in den größeren geologischen Rahmen (Seite 171—178).

Das kleine Werk ist gut mit Abbildungen und Diagrammen versehen, anregend geschrieben und es darf wohl gesagt werden, daß es in vorzüglicher Weise einen Überblick über die Förderung vulkanologischer Forschung durch die moderne Mineralogie und Petrographie gibt. Vielleicht wäre bei einer Neuauflage das genaue Anführen der benutzten Literatur für den Außenstehenden, für den das Buch doch wohl besonders geschrieben ist, von erheblichem Nutzen.

Th. Ernst.

---

**Albert Defant:** *Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans.* Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925—1927. Band VI. Erster Teil, dritte Lieferung. *Die Troposphäre.* Berlin und Leipzig 1936. Verlag von Walter de Gruyter & Co. 123 Seiten mit 28 Abbildungen im Text und 19 meist farbigen Beilagen.

Der gesamte ozeanische Raum läßt sich zweckmäßig in zwei räumlich sehr ungleiche Teile gliedern: die innerhalb der ozeanischen Polarfronten bis in Tiefen von rund 300 bis 950 m reichende obere Schicht, die ozeanische *Troposphäre*, und die untere Schicht, die ozeanische *Stratosphäre*, welche die ganze mächtige übrige Wasserschicht bis zum Meeresboden umfaßt. Die letztere ist in der zweiten Lieferung des Bandes VI, erster Teil, von G. Wüst dargestellt (vgl. diese Zeitschr. XII, 1936, S. 269ff.), die Behandlung der Troposphäre ist die Aufgabe der vorliegenden Veröffentlichung.

Das der Diskussion zugrunde liegende Material wird in erster Linie durch 242 Serien der „Meteor“-Expedition gebildet. Da deren Arbeiten aber im Osten nur bis 20° nördl. Br., im Westen nur bis 10° nördl. Br. reichen, war schon wegen der nötigen räumlichen Ergänzung die Heranziehung des weiteren vorhandenen Materials erforderlich, um die Troposphäre als Ganzes behandeln zu können. Außer dem „Meteor“-Material konnten noch 475 Stationen von 22 weiteren Expeditionen benutzt werden, so daß insgesamt 717 Stationen zur Verfügung standen. Eine gewisse Unsicherheit

haftet dem Material dadurch an, daß es nicht völlig homogen ist. Die Abweichungen vom mittleren Zustand von Temperatur, Salzgehalt und Dichte, welche durch die täglichen und jährlichen Schwankungen, sowie auch solche von Jahr zu Jahr und weiterhin auch durch interne Wellen verursacht sind, durch Reduktionen zu beseitigen, erschien nicht angängig. Trotzdem erwies sich das Material als Ganzes wohl geeignet, das Bild des troposphärischen Aufbaues des Atlantischen Ozeans und seiner Zirkulationsverhältnisse zu klären.

Einen näheren Einblick in den Aufbau der Troposphäre vermitteln ein annähernd der Mittelachse des Atlantischen Ozeans folgender Längsschnitt, ein Schnitt durch den süd- und den nordhemisphärischen subtropischen Unterstrom sowie zwei annähernd zonale Schnitte längs und nördlich des Äquators, die also die Verhältnisse im äquatorialen Gegenstrom und im Guineastrom darstellen. Zu nennen sind hier weiterhin aus den Atlanten zu Band V und VI die Horizontalkarten für die oberste 1000-m-Schicht in 200 m Tiefenabstand sowie die jetzt veröffentlichten Vertikalschnitte der Profile VI bis XIV und der Fahrt des „Stephan“ 1911; alle Vertikalschnitte sind in 4000facher Übertiefung gezeichnet. Eine weitere wichtige Grundlage für die Bearbeitung bilden die für jede einzelne Station abgeleiteten Grundwerte für die Verteilung von Temperatur, Salzgehalt und Dichte in der Troposphäre. Diese in einem 40 Seiten umfassenden Tabellenanhang zusammengestellten Werte betreffen: mittlere Temperatur und Mächtigkeit der Deckschicht, Größe und Tiefenlage des maximalen Temperaturgefälles in der Sprungschicht, Lage der unteren Grenze der Sprungschicht, weiter mittlerer Salzgehalt und Mächtigkeit der zumeist isohalinen Deckschicht, bei Vorhandensein eines subtroposphärischen Salzgehaltsmaximums dessen Wert und Lage, sowie die Wertunterschiede dieses Maximums gegenüber dem mittleren Salzgehalt der Deckschicht und dem Wert in 200 m Tiefe, endlich noch mittlere Dichte und Mächtigkeit der meist isodensen Deckschicht, der Wert und die Tiefenlage des maximalen Dichtegradienten, die Dichte und Tiefenlage der Untergrenze der Sprungschicht. Um die Sprungschicht einwandfrei festlegen zu können, wurde als entscheidend die Festsetzung getroffen, daß von einer Sprungschicht nur dann zu sprechen ist, wenn der Temperaturgradient größer als  $2^{\circ}$  auf 100 m ist. Für die meisten der genannten Werte sind farbige kartographische Darstellungen gegeben.

Aus der Bearbeitung ergibt sich, daß in der ozeanischen Troposphäre drei Schichten zu unterscheiden sind: die Deckschicht, die Sprungschicht und die Subtroposphäre. Die im wesentlichen isotherme und zum Teil auch isohaline Deckschicht ist der Sitz der Windtriften der Passate, also des Nord- und Südäquatorialstromes, sie ist am meisten den aus der Atmosphäre kommenden Störungen ausgesetzt. In der Sprungschicht der Tropen und Subtropen ist die Dichtezunahme so groß, daß sie als Sperrschicht für konvektive Vorgänge anzusehen ist, außerdem können sich wegen der stabilen Lagerung bei Strömungen Turbulenzerscheinungen kaum ausbilden, die Strömungen dürften dort fast laminar sein. Dies gibt die Erklärung für die Erhaltung der tropischen und subtropischen salzreichen Unterströme auf weite Strecken hin. Die Sprungschicht weist im freien Ozean eine stärkere Aufwölbung in rund  $10^{\circ}$  nördl. Br. und eine schwächere unter dem Äquator auf. Diese beiden sind dynamisch verursacht und darauf zurückzuführen, daß die atmosphärischen Einwirkungen und auch die Lage des thermischen Äquators asymmetrisch zum Erdäquator sind im Gegensatz zum Einfluß der Erdrotation. Hiermit hängt auch die Ausbildung des äquatorialen Gegenstromes zusammen, der also nicht allein als Kompensationsstrom aufzufassen ist, wie bisher

geschehen. Besonders hervorzuheben ist in diesem Zusammenhang, daß die wesentlichsten Bewegungsvorgänge innerhalb der Troposphäre sich in zonaler Richtung vollziehen, wenn auch die meridionalen Bewegungsvorgänge klar genug hervortreten, um eine geschlossene Darstellung zu gestatten. Unterhalb der Sprungschicht befindet sich die Subtroposphäre, in der Temperatur und Salzgehalt langsam abnehmen, die Dichte aber langsam steigt. Der geringe Sauerstoffgehalt läßt den Schluß zu, daß die Bewegungen in der Subtroposphäre nur sehr gering sind, ja daß stellenweise nahezu von Stagnation gesprochen werden kann. Dies ist in einem Raume in 300 bis 600 m Tiefe zwischen 8° südl. Br. und 15° nördl. Br. der Fall, anscheinend „einem toten Winkel im Zirkulationsbild zwischen troposphärischen und stratosphärischen Bewegungen“. Die untere Grenze der Troposphäre wird eindeutig durch das sich zwischen 45° südl. Br. und 55° nördl. Br. von Polarfront zu Polarfront festzustellende Sauerstoffminimum angezeigt, es fällt annähernd mit der 8°-Isotherme zusammen.

Nur in ganz großen Zügen konnten die Ergebnisse angedeutet werden. Die Bearbeitung hat in der Erkenntnis der Beeinflussung der Vorgänge im Meere durch die Atmosphäre und des Zusammenhanges der Oberflächenbewegungen im Meere mit den Vorgängen in der gesamten Troposphäre erhebliche Fortschritte gebracht und zugleich gezeigt, daß die Vorgänge in der Troposphäre mit zu den interessantesten Erscheinungen und Problemen der heutigen Meeresforschung gehören.

Bruno Schulz.

## Achter Wettbewerb der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V.

### *Wissenschaftlicher Wettbewerb 1938*

Die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. schreibt einen sich jährlich wiederholenden Wettbewerb für wissenschaftliche Arbeiten aus. Zugelassen sind wissenschaftliche Arbeiten von Wert aus den Gebieten der Zeitmeßkunde und Uhrentechnik. Ein festes Thema wird nicht vorgeschlagen. Jeder Bewerber kann sich das besondere Thema, das er bearbeiten will, selbst auswählen. Jedoch wird die Bearbeitung der nachfolgenden Themen angeregt:

1. Eine Untersuchung über die Möglichkeit der Schaffung von Zapon- oder ähnlichen Lacken zur Verwendung an Uhrwerkteilen, die durch synthetisches Öl nicht aufgelöst werden bzw. synthetisches Öl in seinen Eigenschaften in Lagerstellen der Uhrwerke nicht beeinflussen.

2. Es ist zu untersuchen, ob ein Ankerhemmungseingriff und gegebenenfalls auch die Lagerstellen mit Graphitschmiermitteln an Stelle der bisherigen Öle versehen werden können.

Frühere, noch nicht erledigte Vorschläge für Wettbewerbsarbeiten sind:

3. Es sind Beiträge zum Schmierungsproblem zu erbringen: a) für Präzisionsuhren und andere Uhren und Meßgeräte, die tiefen und sehr tiefen Temperaturen (bis — 80°) ausgesetzt sind; b) für Armbanduhren im gewöhnlichen Gebrauche.

4. Es ist die Einwirkung von Erschütterungen und rhythmischen Bewegungen auf den Gang tragbarer Uhren zu untersuchen. Erwartet wird vor allem eine mathematische Behandlung des Gegenstandes und Belegung der Ergebnisse durch praktische Versuche. Es sind auch kleinere Schwingungszeiten der Unruh als die gewöhnlichen einzubeziehen.

5. Es ist eine Verbreiterung des Bereiches der Temperaturkompensation bei Unruhuhren anzustreben. Dies kann durch metallurgische und durch konstruktive Maßnahmen geschehen. In allen Fällen ist auf Einfachheit, Zuverlässigkeit und leichte Durchführbarkeit der Vorschläge zu sehen und allgemein eine Verbesserung der Gangleistungen anzustreben.

6. Es sind eindeutige deutsche Fachbezeichnungen zunächst aus den Gebieten der Taschen- und Armbanduhrfabrikation aufzustellen. Nach Möglichkeit sind die Ausdrücke verschiedener Gegenden zu überbrücken und zu vereinheitlichen.

Die Teilnahme ist offen für jedermann. — Für das Jahr 1938 steht ein Betrag von 2000 RM für Preise zur Verfügung. Wettbewerbsarbeiten müssen jeweils bis zum 1. April des Jahres bei der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin SW 68, Neuenburger Str. 8, in einer für den Druck geeigneten Form eingereicht sein, um in dem betreffenden Jahre zur Wertung zu gelangen. Später einlaufende Arbeiten können in der Regel erst beim nächstjährigen Wettbewerb gewertet werden.

Es kommen nur solche Arbeiten in Frage, die bisher weder ganz noch teilweise veröffentlicht worden sind. Arbeiten, die nicht in *vollständig druckfertiger Form* eingeliefert sind, werden keiner Bewertung durch die Preisrichter unterzogen, können nicht preisgekrönt werden, auch wenn sie sachlich gute Vorschläge enthalten, und die Gesellschaft behält sich vor, solche Arbeiten den Einsendern sofort zurückzusenden. Die Veröffentlichung der preisgekrönten Arbeit erfolgt (unter Umständen in gekürzter Form) auf Kosten der Gesellschaft. Die Entscheidung der Preisrichter ist endgültig und unanfechtbar. Einer Verwendung aller eingereichten Arbeiten, auch der preisgekrönten, als Doktorarbeiten, steht seitens der Gesellschaft nichts im Wege.

Weitere Auskunft erteilt der Obmann des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft, Oberregierungsrat Dr. A. Repsold, Hamburg 3, Deutsche Seewarte. Preisrichter sind die Mitglieder des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft; das sind zur Zeit: Dr.-Ing. J. Baltzer, Berlin; Prof. Dr.-Ing. H. Bock, Hamburg; Oberstudiendirektor Dr. K. Giebel, Glashütte; Studienrat Alfred Helwig, Glashütte; Oberregierungsrat Dr. A. Repsold, Hamburg; Dr. J. Weber, Leipzig.

Berlin, am 3. Dezember 1937.

Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V.  
Fr. A. Kames, Vorsitzender.

---

Wie der Reichskommissar für die Internationale Ausstellung Paris 1937 den durch ihre Arbeiten auf dem Gebiete der Feinmechanik und Optik, Geophysik, Meteorologie und Luftfahrt-Industrie bekannt gewordenen Askania-Werken in Berlin-Friedenau bisher mitteilte, wurden diesem Betrieb folgende Preise zuerkannt:

1. Ein *Grand Prix* in der Klasse 49 (Musikinstrumente, *Optik* usw.) für die *Zwei-gelänge-Schrägbalken-Drehwaage* und den *tragbaren Meridiankreis*.
2. Eine *Goldmedaille* in der Klasse 14 (Photographie, Lichtspielwesen) für die *Schulterkamera*.
3. Eine *Goldmedaille* in der Klasse 67b + c (Militärluftfahrt und Flugzeug-industrie) für den *druckregistrierenden Ballontheodoliten*.

Als größtes Askania-Instrument entdeckte man im Deutschen Haus zunächst einen *tragbaren Meridiankreis* mit einer Objektivöffnung von 100 mm. Diese für die



Foto Askania

Fig. 1. Askania-Schulterkamera

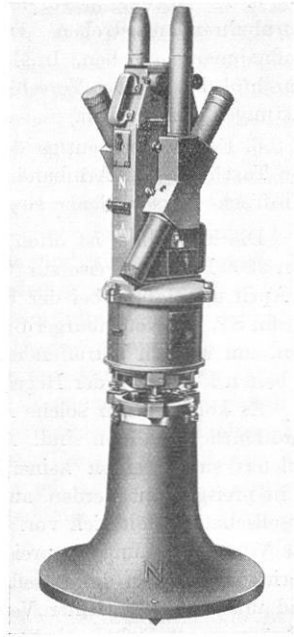


Foto Askania

Fig. 4. Schrägbalken-Drehwaage

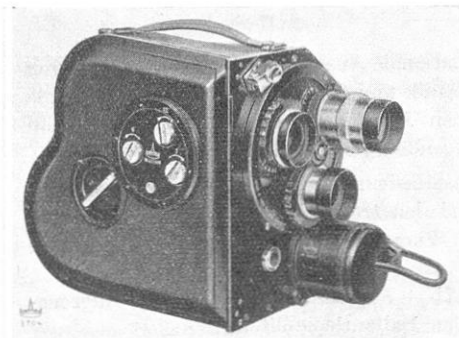


Foto Askania

Fig. 2. Askania-Schulterkamera



Foto Askania

Fig. 3. Drucktheodolit Gtbr 2



astronomische Forschung bestimmten Geräte werden von den Askania-Werken seit der Gründung im Jahre 1871 gebaut. Sie haben infolge ihrer besonders hochwertigen Konstruktion Weltruf erlangt und dienen vorzugsweise zur Bestimmung der Fundamentalorte von Fixsternen. Diese Instrumente werden wohl kaum von einem anderen Fabrikat in bezug auf Ausbau und Genauigkeit erreicht. Mit dem ausgestellten Meridiankreis ist erstmalig eine vollkommene Lösung der Aufgabe geglückt, ein solches Instrument für eine Mitnahme auf Expeditionen und die Aufstellung an verschiedenen Orten mit der für eine genaue Ortsbestimmung erforderlichen Winkel-Meßgenauigkeit von sicher weniger als 1 Bogensekunde herzustellen.

Als ein Instrument, dem im Rahmen des Vierjahresplanes besondere Aufgaben zufallen, sah man die *Askania-Schrägbalken-Drehwaage*. Die Drehwaage ist das erste

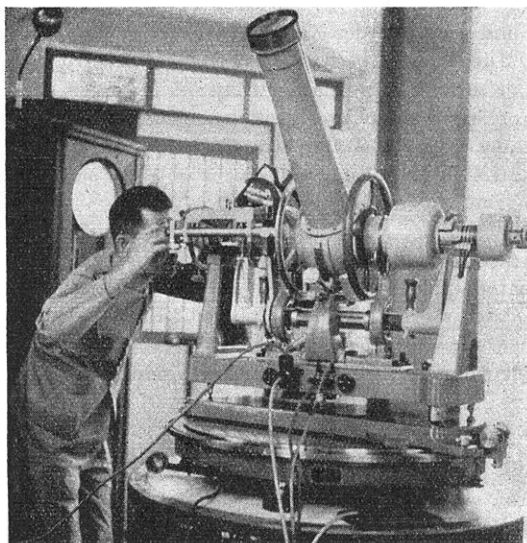


Foto Askania

Fig. 5. Meridiankreis Am 100

Gerät, mit dem systematisch nach streng wissenschaftlichen Grundsätzen die Erforschung von Lagerstätten durchgeführt werden konnte. Die Ausführung einer solchen Drehwaage stellt ganz besonders hohe Anforderungen an die Konstruktionsbüros und Werkstätten. Es werden mit der Drehwaage die Schwereunterschiede an verschiedenen Orten gemessen. Dabei hat man es mit überaus geringen Wirkungsgrößen zu tun, die bei einem Bruchteil eines Millionstel der Erdschwere liegen. Es ist klar, daß solche geringen Meßgrößen nur mit außerordentlich empfindlichen Geräten festgestellt werden können. Außerdem ist noch in Betracht zu ziehen, daß trotz dieser sorgfältigen Ausführung und der zahlreichen Bauteile die Drehwaagen roher Behandlung auf dem Transport und unwegsamem Gelände, im Urwald, in Sumpfgeländen und in Wüsten Widerstand leisten müssen und daß die Aufstellung mehrmals am Tage gewechselt werden muß.

Der ferner gezeigte *Askania-Ballon-Theodolit* mit Druckregistrierung dient auf Wetterwarten und Flugplätzen zur Beobachtung sogenannter Pilotballone, die hochgelassen werden, um die Windrichtung zu ermitteln. Das Fernrohr des Instruments wird dem Ballon nachgeführt und in jeder Minute die Höhen- und Seitenlage durch Betätigung der Druckeinrichtung von dem Beobachter auf einem ablaufenden Papierstreifen festgehalten. Im Gegensatz zu den früheren Bauarten von Ballontheodoliten ist jetzt der Beobachter frei von handschriftlichen Aufzeichnungen und kann sich ganz der Verfolgung des Objektes widmen. Auch kann die Beobachtung des Ballons jetzt einem einzelnen Mann überlassen werden, während früher häufig noch ein zweiter Mitarbeiter notwendig war, um die entsprechenden Aufzeichnungen vorzunehmen. Die druckregistrierenden *Askania-Ballontheodolite* sind bereits bei über 100 Wetterwarten und Flugplätzen in Gebrauch.

Schließlich sei noch die *Askania-Schulterkamera* genannt. Diese dient zur Aufnahme von Normalfilmen und wird, wie der Name schon sagt, während des Drehens auf der Schulter getragen. Die Kamera besitzt einen Objektivrevolver von 3 verschiedenen Brennweiten, so daß sowohl kurz- als auch langbrennweitige Aufnahmen auch von schnell bewegten Vorgängen ohne Unterbrechung gemacht werden können. Durch eine sinnreiche Einrichtung sind alle 3 Objektive in Entfernung und Schärfe stets miteinander gekuppelt. Zur Umschaltung von einem Objektiv auf das andere ist nur der Druck auf einen Knopf notwendig.

Außer der Schulterkamera, die im Deutschen Haus ausgestellt war, zeigten die *Askania-Werke* auch ihre Normalfilm-Stativkamera, die sogenannte *%-Kamera*, und zwar in der kinematographischen Abteilung des Internationalen Pavillons.

Sämtliche gezeigten Geräte sind als Spitzenleistungen deutscher Feinmechanik und Optik anzusehen und es ist daher begrüßenswert, daß diese Leistungen auch von der zuständigen Jury durch die Verleihung der bereits erwähnten Auszeichnungen gewürdigt wurden.

Bei Gelegenheit der Hundertjahrfeier des Naturwissenschaftlichen Vereins in Hamburg wurde Prof. Dr. R. Schütt, Erdbebenstation Hamburg, zum Ehrenmitglied des Vereins ernannt.

## Geophysikalische Berichte

**Hugo Kasper.** Teilkreisuntersuchung eines Wildschen Präzisionstheodolits nach der Leemannschen Anschlagmethode. ZS. f. Instrkde. 56, 375—378, 1936, Nr.9. Die Teilkreisprüfung nach der Leemannschen Anschlagmethode ist auch auf den Wildschen Präzisionstheodolit leicht anwendbar und hat sich, was die Größe der äußeren Fehlerursachen und die Beobachtungsdauer betrifft, gut bewährt. *Flügge.*

**Käte Dörffel und Heinz Lettau.** Der Wasserdampfübergang von einer nassen Platte an strömende Luft. (I. Mitteilung.) Ann. d. Hydrogr. 64, 342—352, 1936, Nr.8. Die Austauschvorgänge an feuchten Körpern werden experimentell und theoretisch behandelt. Dabei wurde die Gleichgewichtstemperatur des feuchten Körpers und die verdunstete Wassermenge gleichzeitig bestimmt und die Abhängigkeit dieser beiden Größen längs des feuchten Körpers als Funktion des Überströmungsweges (in Windrichtung) bei konstanter geordneter Luftbewegung gemessen. *H. Ebert.*

**Nils Russeltvedt.** Measurement of temperature on board ships. Geofys. Publ. Oslo 11, Nr.10, 1936, 8 S. Für die Temperaturmessung an Bord wird ein Aspirationsthermometer empfohlen, dessen Strahlungsschutz in der Nähe des Gefäßes so stark gemacht ist, daß nach Drosselung des künstlich erzeugten Luftstromes bequem eine Ablesung möglich ist. Zur Messung der Oberflächentemperatur der See wird der Einbau eines Thermometers in das Ansaugrohr des Turbinenkühlwassers beschrieben. *H. Ebert.*

**L. F. Curtiss and A. V. Astin.** An Electric Motor for Radiometerographs. Rev. Scient. Instr. (N. S.) 7, 358—359, 1936, Nr.9. Zum Ersatz der federbetriebenen Uhr wird für den von den Verff. gebauten Radiometerorographen ein kleiner elektrischer Motor empfohlen, der nur 100 g wiegt und bei 4,5 Volt 10 mA braucht. *H. Ebert.*

**Th. Kappes.** Günstigstes Verhältnis der Lotgewichte und günstigste Verteilung der Gesamtanzahl der Schwingungsumkehren auf die einzelnen Lotsätze bei der Mehrgewichtslotung. ZS. f. Instrkde. 56, 289—293, 1936, Nr.7. Untertägige Messungen, wie sie im Bergbau erforderlich sind, werden mittels zweier Schachtlote an das Landesdreiecknetz angeschlossen. Die Lotebene und die Koordinaten der Lotdrähte ergeben genügend Festwerte für die mehrtägige Messung, es muß jedoch außerdem die durch den Wetterzug bedingte Abtrift der Lotdrähte bekannt sein. Letztere wird nach der Wilksischen Mehrgewichtslotung bestimmt, wonach die Abtriften sich umgekehrt wie die Lotgewichte verhalten. Es wird untersucht, wie groß die Lotgewichte zu wählen sind und wie die Gesamtzahl der zu beobachtenden Schwingungsumkehren auf die Lotsätze am besten zu verteilen sind. *Johannes Kluge.*

**K. Feussner.** Beiträge zur Absolut-Pyrheliometrie. II. Ein neues Rührwasser-Kalorimeter. Meteorol. ZS. 53, 303—307, 1936, Nr.8. Für das Potsdamer Absolutpyrheliometer wurde ein neues Rührwasser-Kalorimeter konstruiert, das gegenüber dem alten Kalorimeter bessere Durchmischbarkeit, geringere Trägheit, Verminderung der Wärmekapazität und den Umstand, daß der Energieumsatz tatsächlich nur innerhalb des Kalorimeters stattfindet, als Vorteile aufweist. Die wesentlichste Neuerung besteht darin, daß dadurch, daß Erwärmung durch Bestrahlung und durch elektrischen Strom möglichst an derselben Stelle innerhalb des Kalorimeters erfolgt, der Forderung nach Gleich-

artigkeit der Wärmeausbreitung bei Heizung und Bestrahlung nach Möglichkeit nachgekommen wurde. Die Einzelheiten der Konstruktion werden beschrieben.

*F. Steinhauser.*

**G. Aliverti.** *Su la carica e sulla captabilità del RaA in aria atmosferica arricchita di Radon.* Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 121—130, 1936, Nr. 2. Der Verf. berichtet über Ergebnisse neuer Messungen, die die Meinungsverschiedenheit zwischen Rosa und Macek darüber, welche radioaktiven Elemente durch die Koronaentladung aus der Luft niedergeschlagen werden, aufklären sollen. Aus filtrierter und mit RaEm angereicherter Luft wird mit der Gerdienischen Methode nur ein kleiner Prozentsatz von RaA, mit dem Alivertischen Apparat aber beinahe die Gesamtheit aller RaA-Atome erfaßt. Aus nicht filtrierter und mit RaEm angereicherter Luft ergeben sich nach der Gerdienischen Methode oft Abklingungskurven, die der Ansammlung von RaA + RaB + RaC entsprechen, manchmal unregelmäßige Kurven und selten solche, die dem RaA allein entsprechen. Bei Erhöhung des Potentials der Elektrode von 100 auf 4000 Volt nimmt die abgefangene Aktivität auf beinahe  $\frac{1}{5}$  der vorhandenen Atome zu. Die mit der Koronaentladung erhaltenen Abklingungskurven entsprechen stets der Ansammlung von RaA + RaB + RaC; der erfaßte Anteil der aktiven Atome beträgt 40 bis 60 %.

*F. Steinhauser.*

**L. W. Pollak und F. Fuchs.** *Ein neues Modell des Niederschlags-sammlers mit Wasserstandsglas zur Feinablesung.* Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 209—212, 1936, Nr. 2. Zur genauen Bestimmung wöchentlicher Niederschlagsmengen ist eine Feinablesung des Standes der Füllung der Totalisatoren notwendig, die dadurch ermöglicht wird, daß in das Sammelgefäß eine Reihe gerader, schwach geneigter, untereinander und mit dem Innern des Niederschlagsammlers kommunizierender Glasrohre mit Maßstabeinteilung eingeschmolzen werden.

*F. Steinhauser.*

**Anders Ångström.** *A simple actinometer.* Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 303—306, 1936, Nr. 2. Für Zwecke der angewandten Meteorologie sind einfach zu handhabende Instrumente nötig, die leicht transportabel sind und keine allzu großen Ansprüche auf Genauigkeit stellen brauchen. Das vom Verf. konstruierte Heliothermometer genügt diesen Bedingungen. Es besteht im wesentlichen aus einem in einen Tubus eingeführten Thermometer mit geschwärztem spiralförmigen Körper; dieses muß vor der Messung durch Ventilation auf die Temperatur der Umgebung gebracht werden. In den genau gegen die Sonne gerichteten Tubus fällt die Strahlung durch ein dünnes Glasfenster und erwärmt das Thermometer. Die Strahlungsintensität ist dann der Geschwindigkeit des Thermometeranstiegs in einer bestimmten Zeit (90 sec) proportional  $J = k \cdot \Delta t$ . Zahlreiche Vergleichsmessungen mit einem Michelson-Aktinometer ergaben, daß die Konstante  $k$  um nicht mehr als 2 % variierte.

*F. Steinhauser.*

**Anders Ångström.** *Note on the standardization of photoelectric cells by means of sun light.* Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 307—308, 1936, Nr. 2. Wenn bei einem bestimmten Trübungskoeffizienten  $\beta$  die Energieverteilung im Wellenlängenintervall  $(a, b)$  durch  $J_\lambda = F(\lambda, \beta) d\lambda$  und die Empfindlichkeit der Zelle durch  $\gamma = k \cdot f(\lambda)$  gegeben ist, wo  $k$  eine Konstante ist, dann

wird von der Zelle die Energie  $E = k \int_a^b f(\lambda) F(\lambda, \beta) d\lambda$  aufgenommen. Diese Größe

kommt zur Eichung der Zelle in Frage. Sie ergibt sich, wenn in ein Koordinatensystem mit  $E/k$  gcal/cm<sup>2</sup> min als Ordinaten und Sonnehöhen bzw. Luftmassen als Abszissen Kurven für verschiedene Werte von  $\beta$  eingezeichnet werden. *F. Steinhauser.*

**H. Passarge.** Abplattung und Masse der Erde. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 81—83, 1936, Nr. 1. Ausgehend von der Annahme, daß die Masse der rotierenden, um die Sonne laufenden Erde größer ist als die Masse einer fingierten, nur rotierenden, die Lage im Raum aber nicht verändernden Erde und daß die Schwerebeschleunigung ein Bewegungszustand ist, der als Resultierende eines Kräfteparallelogrammes angesprochen werden muß, kommt der Verf. zu der Ansicht, daß die Rotation der Erde von Westen nach Osten erst mit der Zeit zustande gekommen ist und nur die Lithosphäre betrifft, während der innere kugelförmige Kern noch die ursprüngliche Drehung von Ost nach West beibehalten hat. Beide Rotationsachsen schließen einen spitzen Winkel ein, woraus sich ein Bewegungsparallelogramm ergibt, dessen Resultierende gleich dem halben Streckenwert der Schwerebeschleunigung der erwähnten fingierten Erde ist. Auf Grund derartiger Spekulationen will der Verf. eine Formel für die Abplattung der Erde ableiten.

*F. Steinhauser.*

**B. Numerow und D. Chramow.** Über die Bestimmung der Figur des Geoids aus Schweremessungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 193—208, 1936, Nr. 2. Die Verwendung einer linearen Beziehung zwischen den Koeffizienten von Kugelfunktionen  $n$ -ter Ordnung in den Entwicklungen der Schwerkraft und des Radiusvektors des Geoids zur Bestimmung der Figur des Geoids aus Schweremessungen führt zu Fehlern von der Ordnung des Quadrats der Abplattung. Um diese zu vermeiden, leitet der Verf. neue Entwicklungen der Schwerkraft und des Radiusvektors des Geoids bis zu Kugelfunktionen vierter Ordnung ab, die Größen von der Ordnung des Quadrates der Abplattung noch einschließen. Nach Berechnung der Koeffizienten in der Entwicklung der Schwerkraft aus den Schweremessungen lassen sich die Koeffizienten der Entwicklung des Radiusvektors des Geoids und damit die Figur des Geoids bestimmen. *F. Steinhauser.*

**Hisashi Kimura.** On the Comparison between the Observed Declinations and Proper Motions of Star-Pairs for 1928,0 used for the North International Latitude Service during the Period 1922. 7—31,0 and those of Boss' General Catalogue for 1950,0. Proc. Imp. Acad. Tokyo 11, 395—397, 1935, Nr. 10. Genannter Vergleich ergibt, daß ein leichter systematischer Fehler in den Deklinationsunterschieden als Funktion der Rektaszension besteht, aber kein bemerkenswerter in den Eigenbewegungsunterschieden. Die Gesamtmittel sind beim Übergang von dem einen zum anderen Katalog anzubringen. Die Reduktion der Deklinationen bedeutet eine Breitenänderung von Mizusawa, Carloforte und Ukiah, für die beiden letzteren stimmen die Werte von Vol. VII und Bd. V überein, dagegen ist bei der ersteren Station eine Abnahme von  $0,119''$  angezeigt, was vielleicht auf eine spezielle Änderung der mittleren Breite dieser Station hinweist. *Süttele.*

**Shun'ichi Kawasaki.** Variation in Latitude with the Moon's Position. Proc. Imp. Acad. Tokyo 11, 398—400, 1935, Nr. 10. Bearbeitet werden 13 595 Beobachtungen für Mizusawa, 14 548 für Carloforte und 19 468 für Ukiah. Morgen- und Abendgruppen werden getrennt behandelt. Die von Stetson mitgeteilten Ergebnisse bezüglich einer Phasenumkehr beim Übergang von nördlicher zu südlicher Deklination, wie auch die tägliche Mondvariation der Breite ( $0,07''$ ) wurde nicht bestätigt, dagegen ist die halbtägige Variation ausgeprägt, es ergibt sich  $0,0114'' \cos(2t - 349^\circ)$ ,  $0,0082 \cos(2t - 357^\circ)$  und  $0,0123 \cos(2t - 339^\circ)$  für die drei obengenannten Stationen. Der große Wert von Stetson wird darauf zurückgeführt, daß jährliche Glieder enthalten sind, weil die mittlere Rektaszension der Breitensterne monatlich weiterrückt. Trennung der jährlichen Terme von solchen

anderen Ursprungs wird als unmöglich bezeichnet, und deshalb wird die Elimination aller Glieder langer Periode als zweckmäßig bezeichnet. *Sättele.*

**A. J. Leckie** en **H. R. Woltjer.** Het heliumgehalte van aardgassen der petroleumbronnen. S.-A. Handel. 7. Ned.-Ind. Natuurwetensch. Congres 1936, S. 170—181. Die Erdgase von 15 Petroleumquellen Niederländisch-Indiens werden auf ihren Heliumgehalt untersucht. Die gefundenen Werte schwanken zwischen 0,000 29 und 0,018 Volum-% Helium. Vergleichsweise beträgt der mittlere Heliumgehalt der Atmosphäre 0,0004, der der bekannten heliumreichen Petroleumquelle in Dexter (Kansas) 1,84 Volum-%. Es wird eine Zusammenstellung des Heliumgehalts in den Gasen von vier deutschen, vier amerikanischen und zwei japanischen Petroleumquellen gegeben. *Israël-Köhler.*

**W. L. Bragg.** L'exploration du monde minéral à l'aide des rayons X. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 321—325, 1936, Nr. 8. Der Aufsatz bringt den Inhalt eines Vortrags über Eigenschaften und Gesetzmäßigkeiten im mineralogischen Aufbau der Erde. Inhalt: Rolle und Häufigkeit verschiedener Elemente in verschiedenen Kristallarten, mineralogische Betrachtungen über (Mg, Fe) SiO<sub>4</sub> (Olivin), MgCa(SiO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>, Mg<sub>3</sub>Ca<sub>2</sub>(Si<sub>4</sub>O<sub>11</sub>)<sub>2</sub>(OH)<sub>2</sub>, Glimmer, Feldspat, Quarz. Im letzten Abschnitt wird der Zusammenhang zwischen kristallographischem Aufbau und der Kristalldichte erwähnt; je mehr die Tetraeder-Anordnung angestrebt wird, desto niedriger ist die Dichte. Feldspat und Quarz besitzen die geringste Dichte, woraus ihr relativ häufiges Vorkommen in der Erdkruste erklärlich ist. Die leichten Feldspate „schwimmen“ auf den schwereren Eisen-Magnesium-Silikaten, diese ihrerseits auf den noch schwereren Metallsulfiden und Metallen. *Nitka.*

**Katsutada Sezawa** and **Kiyoshi Kanai.** Energy Dissipation in Seismic Vibrations of Actual Buildings of Unlike Structure. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 119—132, 1936, Nr. 1.

**Katsutada Sezawa** and **Kiyoshi Kanai.** Energy Dissipation in Seismic Vibrations of a Sixstoried Structure. Coincidence of Resonance and Corresonance. Ebenda S. 134—144. *Johannes Kluge.*

**H. Landsberg.** Note on earthquake intensities on different floors of houses. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 84—85, 1936, Nr. 1. Gelegentlich des kanadischen Erdbebens vom 1. November 1935 wurde in Mittelpensylvanien durch eine Rundfunkfrage an Hausbewohner eine Zunahme der Erdbebenstärke um je  $\frac{1}{2}$ ° der modifizierten Mercalli-Sieberg-Skale bei Erhebung um ein Hausstockwerk festgestellt. Die mittleren Stärkengrade waren im ersten Stock 3,36, im zweiten Stock 3,89 und im dritten Stock 4,38. *F. Steinhauser.*

**Francis Baron Nopsca** †. On connections existing between earthquakes and atmospheric pressure. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 229—238, 1936, Nr. 2. Es zeigt sich, daß in bestimmten Zonen Erdbeben vorwiegend dann auftreten, wenn in den beiden vorhergehenden Tagen der Luftdruck anstieg (Plusherde), in anderen Zonen aber wieder, wenn der Luftdruck fiel (Minusherde). Dies wurde für Italien, die adriatische Ostküste, Norwegen und England nachgewiesen. Die Verteilung dieser Zonen wird im Zusammenhang mit den geologischen Verhältnissen der betreffenden Gebiete besprochen. In Gebieten mit Hebungstendenz soll steigender Luftdruck, in Gebieten mit Senkungstendenz aber fallender Luftdruck das Zustandekommen von Erdbeben fördern. *F. Steinhauser.*

**V. Conrad.** Erdbeben und Luftdruckänderung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 239—253, 1936, Nr. 2. Die von Nopsca vertretene Ansicht der Auslösung vom Erdbeben durch positive oder negative Luftdrucktendenzen in be-

stimmten Gebieten gilt nicht allgemein, wie an schottischen Epizentralorten gezeigt wird, wo bei positiven und bei negativen Luftdruckänderungen an den Vortagen nahezu gleichviel Beben auftraten. In bestimmten Teilen der Erde ist aber die zonale Verteilung der Plus- bzw. Minuserde so augenfällig, daß dort die Luftdrucktendenzen, die die geologische Bewegungstendenz unterstützen, mit großer Wahrscheinlichkeit als sekundäre Ursachen von Beben betrachtet werden können. Dies gilt z. B. besonders für Ungarn, Italien und Norwegen. *F. Steinhauser.*

**S. W. Visser.** Some remarks on the deep-focus earthquakes in the international seismological summary. Second Paper. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 254—267, 1936, Nr. 2. Die Herdtiefen aller in den International Seismological Summary von 1918 bis 1930 angeführten Beben aus den Zonen mit tiefen Herden im Gebiet des Pazifischen Ozeans wurden nach dem *L — N*-Kriterium (vgl. Phys. Ber. 17, 1814, 1936) nochmals kontrolliert. Die Abweichungen von den Angaben der I. S. S. werden angegeben. Die geographische Verteilung der Beben mit tiefen Herden zeigt einen Zusammenhang mit den Tiefseerinnen in Küstennähe. Auch am äußersten Westabfall des zentralasiatischen Hochlandes häufen sich Beben mit tiefem Herd. Zur Erklärung des Zusammenhangs mit den ozeanischen Tiefenrinnen wird auf die Theorie der subkrustalen Konvektionsströme von Holmes verwiesen, die aber auch noch einige Fragen offen läßt. *F. Steinhauser.*

**Renato Einaudi.** Una nuova interpretazione delle onde sismiche. Atti di Torino 71, 299—309, 1936, Nr. 2. Durch die Rayleighschen Lösungen der Elastizitätsgleichungen wird auch für eine homogene Erde die zweite Hauptphase der Erdbebenwellen erklärt, die aus horizontal-longitudinalen und vertikalen Schwingungen besteht, die sich mit einer Geschwindigkeit von 3,7 km/sec ausbreiten. Da diese Lösungen jedoch keine Erklärung für die Wellen der ersten Hauptphase ergaben, die aus horizontal-transversalen Schwingungen mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von 4 km/sec besteht, wurde zu ihrer Erklärung die Lithosphäre herangezogen. Verf. zeigt, daß es auch für eine homogene Erde eine Lösung der elastischen Gleichungen gibt, die die Wellen der ersten Hauptphase darstellt. *Schön.*

**H. Baerwald.** A case of linear pulse distortion occurring in ionospheric work. Techn. Phys. USSR. 3, 604—632, 1936, Nr. 7. Die Verzerrung kurzer Impulse bei der Ionosphärenaufnahme in einem elektrischen Kreis mit dem Spulensystem eines „Kineskops“ der „Svetlana“-Leningrad wird ermittelt durch Vergleich der Fourier-Spektren verschiedener Funktionen. Die Verzerrung hängt meines Erachtens zunächst nicht von der Impulsform ab. Die verzerrten Impulse werden 1. durch das komplexe Fourier-Integral und 2. durch die Gewicht („weight“)-Funktionen berechnet. Die Verzerrung kann ohne Verminderung der Ablenkungsempfindlichkeit durch einen Shunt-Kondensator beträchtlich reduziert werden. Der Vergleich mit einem verzerrungsfreien System zeigt die Wirkungsweise des Kondensators. Gewisse Anteile, die die Impulsdämpfung und Verzögerung ebenso wie die Asymmetrie und den Verbreiterungseffekt der Impulsverzerrung charakterisieren, werden definiert. Diese Anteile können als Ausdruck der Impulsdauer und der Zeitkonstanten des Kreises und des Dekrements beschrieben werden. Das führt zu einer einfachen Methode der Kreisbestimmung. Damit gelangt man in Verallgemeinerung überhaupt zu einer Charakterisierung von elektrischen Stromkreisen. *Winckel.*

**W. Crone, K. Krüger, G. Goubau und J. Zenneck.** Echomessungen bei Fernübertragung. Ein Beitrag zur Erforschung der Ionosphäre und der Ausbreitung der kurzen Wellen. Hochfrequenz-

techn. u. Elektroak. 48, 1—7, 1936, Nr. 1. Durch gleichzeitige Echomessungen nach der Impulsmethode an zwei einige 100 km voneinander entfernten Stationen (Berlin DVL und Kochel) wurde festgestellt, daß 1. im allgemeinen der normale Verlauf der Ionisierung an beiden Orten einander entspricht. Nur die Elektronenkonzentrationen fallen in Berlin in der Nacht schneller ab als in Kochel. 2. Kurzdauernde Störungen sind an den beiden Orten verschieden. 3. Die abnormale  $E$ -Ionisierung ist an den beiden Stationen nicht gleichzeitig vorhanden. 4. Bei der Fernübertragung treten häufig an der  $E$ -Schicht Reflexionen auf, während an beiden Stationen nur an der  $F$ -Schicht Zenith-Reflexionen beobachtet werden. Dies erklärt sich dadurch, daß während der Abnahme der Elektronenkonzentrationen einer Schicht bei der Übertragung der Wellen zwischen den Stationen infolge des schiefen Einfalls der Strahlen auf die ionisierte Schicht unter Umständen noch eine Reflexion stattfinden kann, wenn Zenith-Reflexionen mit ihrem senkrechten Einfall an beiden Stationen nicht mehr möglich sind. 5. Beobachtet wurden Übertragungen an den Schichten  $E$  ( $E_1$  und  $E_2$ ),  $2E$  (doppelte  $E$ -Schicht oder magnetische Aufspaltung),  $F$ ,  $2F$ ,  $3F$ ,  $F'$ ,  $2F'$ ,  $3F'$ ,  $F''$ ,  $2F''$ ,  $3F''$ , ferner Zwischenreflexionen vom Typ  $M$  oder  $E + F$ . 6. Aus einer Darstellung der wirksamen Schichthöhen bei der Fernübertragung kurz vor dem Abreißen der Verbindung kann man die Wanderung der Wellen in einer ionisierten Schicht erkennen.

*Winckel.*

J. E. Best, J. A. Ratcliffe and M. V. Wilkes. Experimental Investigations of Very Long Waves Reflected from the Ionosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 156, 614—633, 1936, Nr. 889. Zwei getrennte Untersuchungen der reflektierten Welle mit steilem Einfall von der Ionosphäre ( $\lambda = 18800$  m) werden mitgeteilt. Im ersten Experiment wurde die Hollingworth-Methode benutzt unter der Bedingung, daß die Bestimmung der äquivalenten Reflexionshöhe und des Reflexionskoeffizienten im Verlauf eines einzigen Tages oder Nacht erfolgen konnte. Beim Übergang vom Tag zur Nacht zeigte sich eine merkliche Änderung der äquivalenten Reflexionshöhe. In einem zweiten Experiment wurden die Sonnenaufgangs- und Untergangsänderungen in einem Punkt im Abstand 90 km vom Sender beobachtet. Es zeigte sich, daß die Welle im Winter annähernd zirkular polarisiert im linkshändigen Sinne war, und die äquivalente Höhe sich von Tag zu Nacht um 12 km erhöhte.

*Winckel.*

S. S. Kirby, T. R. Gilliland, N. Smith and S. E. Reymer. The Ionosphere, Solar Eclipse and Magnetic Storm. Phys. Rev. (2) 50, 258—259, 1936, Nr. 3. Die Beobachtung der Sonnenfinsternis vom 19. Juni 1936 in Washington zeigte starke magnetische Stürme. Folgende Beziehungen zwischen dem Zustand der Ionosphäre und einem magnetischen Sturm konnten festgestellt werden: 1. Gestörte Funkübertragungsverhältnisse stimmen besser mit Störungen der Vertikal- als mit Störungen der Horizontalkomponente des erdmagnetischen Feldes überein. 2. Eine starke magnetische Störung mit Beginn am Tage scheint wenig Beziehungen zu Funkverhältnissen zu haben, während eine starke magnetische Störung vor Sonnenaufgang von starken Radiostörungen während des ganzen folgenden Tages begleitet ist. 3. Die gestörten Radioübertragungsverhältnisse schließen herabgesetzte kritische Frequenzen ein, ferner erhöhte Absorption und erhöhte virtuelle Höhen, die eine Diffusion der Ionosphäre anzeigen. 4. Während eines magnetischen Sturmes ist der höhere Teil der Ionosphäre gestört.

*Winckel.*

C. Th. F. van der Wyck. Propagation of Electromagnetic Waves. Nature 137, 1072—1073, 1936, Nr. 3478. Der Verf. berechnet das Amplitudenverhältnis von reflektierter zu einfallender Welle, wenn die Ausbreitung in vertikaler Richtung und in einem Medium erfolgt, dessen elektrische Eigenschaften



sich in derselben Richtung ändern. Außerdem soll ein konstantes Magnetfeld wirksam sein, das mit der Vertikalen einen Winkel bildet. Ist die einfallende Welle linear polarisiert, so kann die reflektierte Welle in eine rechts- und eine links-polarisierte Welle zerlegt werden. Die sich ergebenden Formeln werden mitgeteilt.

*Bleichschmidt.*

**Gerhard Kunze.** Die Ausbreitungsbedingungen für drahtlose Wellen im Längenbereich um 10 m (im Sommer 1935). Gerlands Beitr. 48, 177—182, 1936, Nr. 2. Die Verarbeitung des im Sommer 1935 viel zahlreicher als im Vorjahr gesammelten Beobachtungsmaterials über die Anzahl der in Deutschland und in Österreich gehörten 10 m-Stationen bestätigte wieder, daß ein Einfluß der Sonnenflecken auf die Hörbarkeit dieser Stationen nicht besteht. Der Empfang ist immer aus der Richtung des tieferen Luftdruckes am besten. In der zeitlichen Verteilung der Hörbarkeithäufigkeit fällt eine 5 $\frac{1}{2}$ - bzw. 11 tägige Periodizität deutlich auf, während eine 27 tägige Periode nur angedeutet ist.

*F. Steinhauser.*

**J. N. Hummel.** Die Ermittlung von Gesteinsaktivitäten mit dem Zählrohr. Göttinger Nachr. (N. F.) [4] 1, 73—81, 1935, Nr. 8. Die Aktivität einer Anzahl Gesteine wird mit Hilfe von Zählrohrmessungen bestimmt. Als besonders aktiv erweist sich Mansfelder Kupferschiefer mit etwa  $1,55 \cdot 10^{-2} \%$  ThO<sub>2</sub>-Äquivalenten. Es wird ferner gezeigt, wie die gesonderte Ermittlung des Uran- und des Thoriumgehaltes vermittels Absorptionsmessungen grundsätzlich möglich ist.

*J. N. Hummel.*

**H. Israel-Köhler und F. Becker.** Die Emanationsverhältnisse in der Bodenluft. Gerlands Beitr. 48, 13—58, 1936, Nr. 1. Es wird theoretisch die Emanationsverteilung im erdigen Boden als Gleichgewichtszustand zwischen Diffusion, Nachlieferung und Zerfall der Emanation untersucht. Die diesen Gleichgewichtszustand beschreibende Gleichung wird für drei Spezialfälle gelöst: 1. für eine homogene Bodenschicht konstanten Radiumgehaltes, 2. für schichtenweise Verschiedenheit des Radiumgehaltes und 3. für linienförmige Emanationsquellen in bestimmter Tiefe. Es werden Beziehungen aufgestellt, die erlauben, aus der Form von Horizontal- und Vertikalprofilen der Radiumemanation und aus der Druckabhängigkeit der Konzentration in verschiedenen Tiefen auf Vorhandensein, Form und Tiefenlage tektonischer Inhomogenitäten zu schließen. Der Vergleich von Messungsergebnissen mit den theoretischen Betrachtungen ergab: 1. Emanationsmessungen in Bodenluft erlauben als Hilfsmittel bei geophysikalischen Aufschlußarbeiten qualitativ weitgehende Rückschlüsse auf die Untergrundtektonik. 2. Die Grenze der Tiefe, aus der sich geologische Inhomogenitäten im oberflächennahen Emanationsgehalt bemerkbar machen, hängt von der Ergiebigkeit der als Quelle aufzufassenden Störung ab und ist daher nicht genau anzugeben. 3. Inhomogenitäten der verschiedenen Bodenschichten beschränken die theoretisch möglichen quantitativen Schlußfolgerungen auf die Tiefenlage der Störungszone. Der Zusammenhang zwischen Druck und Emanationskonzentration in einigen Meter Tiefe ergibt die Möglichkeit einer Dickenabschätzung der Deckschichte. Die Methoden zur Bestimmung der Radium- und Thoriumemanation der Bodenluft werden besprochen.

*F. Steinhauser.*

**H. L. Wright.** The size of atmospheric nuclei: Some deductions from measurements of the number of charged and uncharged nuclei at Kew Observatory. Proc. Phys. Soc. 48, 675—689, 1936, Nr. 5 (Nr. 268). Der Wiedervereinigungskoeffizient zwischen Kleinionen und ungeladenen Kernen kann aus der Kleinionenzahl beider Vorzeichen und dem Verhältnis  $N_0/N$  der ungeladenen und geladenen Kerne berechnet werden. Eine

molekularkinetische Überlegung führt unter der Annahme, daß die Kleinionen „cluster“ aus 11 Wasserdampfmolekülen darstellen, zu einer Beziehung zwischen Wiedervereinigungskoeffizient und Kernradius. Für Kew werden hiernach für relative Feuchtigkeiten unter 80 % Kernradien von  $3 \cdot 10^{-6}$ , für 82 % Feuchte von  $4,2 \cdot 10^{-6}$  und für 89 % Feuchte von  $4,5 \cdot 10^{-6}$  cm berechnet. Die Anwendung der Hilding-Köhlerschen Beziehungen zwischen Kerngröße von „Lösungskernen“ und relativer Feuchtigkeit ergibt unter der Annahme, daß die Kerne Lösungen von Schwefelsäure in Wasser darstellen, pro Kern eine Schwefelsäuremenge von  $18 \cdot 10^{-17}$  g (im Sommer) bzw.  $12 \cdot 10^{-17}$  g (im Winter). Sind die Kerne Lösungen von Kochsalz bzw. salpetriger Säure, so sind die pro Kern gelösten Substanzmengen nur etwa halb so groß.

*H. Israël-Köhler.*

**Bimalendu Sen-Gupta and S. R. Khastgir.** Direct determination of the electric constants of soil at radio frequency. *Phil. Mag.* (7) **22**, 265—273, 1936, Nr. 146. Verff. bestimmen in Dacca (Bengalen) nach einer Resonanzmethode elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  und Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  von Bodenproben für Frequenzen von 135 bis 2720 Kilohertz in ihrer Abhängigkeit vom Feuchtigkeitsgrad des Bodens. Bodenproben aus 6 m Tiefe zeigen geringeres  $\sigma$  und  $\epsilon$  als solche von der Erdoberfläche. Mit zunehmendem Feuchtigkeitsgehalt der Bodenproben wachsen  $\sigma$  und  $\epsilon$  erheblich an und scheinen sich bei hohem Wassergehalt einem Grenzwert zu nähern. Mit wachsender Frequenz wird  $\sigma$  größer,  $\epsilon$  kleiner; beide streben für hohe Frequenzen einem Grenzwert zu. Die direkt gemessenen Werte stimmen mit den indirekt aus der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen ermittelten befriedigend überein.

*H. Israël-Köhler.*

**A. J. Leckie.** Luchtelectrische metingen verrichte Bandoeng in het Bosschalaboratorium. S.-A. Handel. 7. Ned.-Ind. Natuurwetensch. Congres 1936, S. 93—115. Zusammenfassender Bericht über die Ergebnisse von Registrierungen des Potentialgradienten, der atmosphärischen Leitfähigkeit, der Klein- und Großionenzahl und der Regenladung in Bandoeng während der Jahre 1931 bis 1935. Der tägliche Gang des Potentialgradienten zeigt während der beiden Monsunzeiten verschiedenes Aussehen: Beiden Perioden gemeinsam ist das tägliche Hauptmaximum um 8 Uhr und das breite Minimum gegen 3.30 Uhr. Während der Zeit des Westmonsuns (November bis Mai) treten daneben noch ein schwächeres sekundäres Maximum gegen 19 Uhr und ein ebensolches Minimum gegen 13.30 Uhr auf, die während der Ostmonsunzeit (Mai bis Oktober) nur sehr schwach angedeutet sind. Im Jahresverlauf wird das Maximum im Dezember (107 Volt/m), das Minimum (73 Volt/m) Ende September erreicht. Die Leitfähigkeit ist im Jahres- und Tagesgang im wesentlichen invers zum Gradienten; der aus beiden Elementen errechnete vertikale Leitungsstrom zeigt nur geringe tägliche Schwankung mit einem Maximum gegen 9 und einem Minimum gegen 24 Uhr. Klein- und Großionen fügen sich in ihrer Variabilität diesen Verhältnissen ein. Bemerkenswert ist starke Zunahme der Großionen- und auch Kernzahlen mit zunehmender relativer Feuchtigkeit. Gegen die mitgeteilten Zahlenwerte der Kleinionen sind aus apparativ-methodischen Gründen Bedenken zu äußern insofern, als sie mit Wahrscheinlichkeit zu groß sind. (Anm. d. Ref.) Registrierungen der Regenladung von Juni 1933 bis Juli 1935 ergeben ein erhebliches Überwiegen positiver Ladung um das 1,6- bis 1,7 fache. Der Potentialgradient ist bei Regen häufiger negativ als positiv.

*H. Israël-Köhler.*

**J. P. Gott.** Movements of electrically charged cloud particles. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **32**, 486—492, 1936, Nr. 3. Da ein fallender Tropfen die Ladungen aller Nebelteilchen aufnimmt, die er im Fallen berührt und aus

deren Wassermenge er entsteht, wird ein Modellversuch entwickelt: Gegen eine kleine metallene Kugel von 5 mm Durchmesser in der Mitte zwischen zwei horizontalen geladenen Platten wird durch ein Metallgaze Fenster in der unteren Platte ein Nebelstrom geblasen, der durch ein gleiches Fenster in der oberen Platte entweichen kann. Die Ladung der oberen Platte war + 10 000 Volt; die der Kugel schwankte bei den Versuchen zwischen + 2000 und + 9000 Volt; die untere Platte war geerdet. Beträgt die Kugelspannung + 5000 Volt, so kann sie im Feld des Kondensators als ungeladen angesehen werden; gegenüber dieser „Nullspannung“ lag die benutzte, also zwischen — 3000 und + 4000 Volt. Das Verhalten des Nebelstroms gegenüber der positiv oder negativ geladenen Kugel wird beobachtet und auch photographiert. Die Teilchen eines mit der Kugel gleichnamig geladenen Nebelstroms werden deutlich sichtbar abgestoßen, die eines ungleichnamigen angezogen. Bei einem gemischt geladenen Strom sind beide Wirkungen gleichzeitig beobachtbar, aber nicht so ausgeprägt. Die Geschwindigkeit des Nebelstroms betrug 10 bis 20 cm/sec (die durch das elektrische Feld hervorgerufene Zusatzgeschwindigkeit etwa 3,5 cm/sec). Diese Geschwindigkeit war groß genug, um oberhalb der Kugel einen gut ausgebildeten Wirbel zu erzeugen, entspricht aber noch nicht der Fallgeschwindigkeit eines Tropfens.

*Riewe.*

**Henry Orkisz.** Hystéresis dans la balance magnétique du magnétophore. Comm. Inst. Géophys. Lwów 8, 301—305, 1936, Nr. 107. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Seit der Zeit der Aufstellung des Magnetographen in Janów ist die Temperaturabhängigkeit der Vertikalkomponente untersucht worden. Nach Eliminierung der täglichen „Anomalien“ ergeben die Z-Werte als Funktionen der Temperatur aufgetragene hysteresisschleifenähnliche Kurvenformen.

*Schmerwitz.*

**Henry Orkisz.** Notice au sujet d'un défaut du déclinomètre enregistreur. Comm. Inst. Géophys. Lwów 8, 306—310, 1936, Nr. 108. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) In dem Meteorologischen Institut in der polnischen Stadt Lwów hat sich etwas „Schimmel“ gebildet — zwischen dem Magneten und der inneren Begrenzungswand des registrierenden Deklinatoriums, trotz nahezu luftdichten Abschlusses. Dieser Schimmel gibt den Anlaß zu einer wissenschaftlichen Abhandlung über die hierdurch verursachte Erhöhung der Dämpfung und einen säkularen Gang.

*Schmerwitz.*

**Philip R. Coursey.** Lightning and Atmospherics. Nature 138, 509, 1936, Nr. 3490. Mitteilung einiger weiterer subjektiver Beobachtungen über den Zusammenhang atmosphärischer Entladungen und Rundfunkempfangsstörungen.

*Schmerwitz.*

**O. Krogness † and E. Tonsberg.** Auroral and magnetic measurements from observations at Haldde Observatory. Geofys. Publ. Oslo 11, Nr. 8, 1936, 21 S. In dem Hauptteil werden die photographischen Vermessungen von Nordlichtern, die in den Jahren 1912 bis 1926 in den beiden Basisstationen Haldde und Bossekop ausgeführt worden sind, sehr eingehend wiedergegeben. In den Tabellen sind die Beobachtungen, welche über Form, Höhe und Geschwindigkeit der Nordlichter angestellt worden sind, einschließlich aller Einzelheiten der Ableitung zusammengestellt. Auch eine Reihe von Tafeln und Umrißskizzen sind beigelegt. Zum Schluß findet man noch die Meßergebnisse der magnetischen Elemente Deklination, Inklination und Horizontalintensität für die beiden Stationen in Tabellen und Kurven für den erwähnten Zeitraum aufgeführt.

*Schmerwitz.*

**Saemon Tarô Nakamura.** On the Variation of Magnetic Dip in Central Japan. II. Report.) Proc. Imp. Acad. Tokyo 12, 64—66, 1936, Nr. 3. Die

starken Änderungen der magnetischen Inklination, die an einer Reihe von Orten vom September 1934 bis Januar 1936 laufend gemessen wurde, zeigte in derjenigen Gegend ein zeitliches Maximum der Störung (von etwa 20 min), wo später das starke Erdbeben am 21. Februar 1936 auftrat. Nach diesem Erdbeben wurde die betroffene Gegend erneut vermessen. Das hiernach erhaltene Isoklinennetz zeigt in dem Epizentralgebiet eine sehr ausgeprägte örtliche Störung des sonst normalen Kurvenverlaufes. *Schmerwitz.*

**F. Steinhäuser.** Lord Rayleighs Untersuchungen über das Licht des Nachthimmels. *Meteorol. ZS.* **53**, 310—312, 1936, Nr. 8. Es wird über die bisherigen Beobachtungen mit dem Photometer von Lord Rayleigh an verschiedenen Orten und über die daraus abgeleiteten Veränderungen des Nachthimmelslichtes zusammenfassend berichtet. *F. Steinhäuser.*

**Leiv Harang.** Höhenbestimmungen und Spektralaufnahmen von sonnenbelichteten und rot gefärbten Nordlichtern. *Gerlands Beitr.* **48**, 1—12, 1936, Nr. 1. Zahlreiche parallaktische Aufnahmen sonnenbelichteter Nordlichter ergaben, daß die untere Grenze der belichteten Teile etwas höher liegt als die der unbelichteten Teile der Nordlichter. Daraus wird auf eine Hebung der Isobarenfläche in 100 km Höhe als Folge einer Ausdehnung der Atmosphäre durch Temperaturerhöhung bei Bestrahlung geschlossen. Im Spektrum der sonnenbelichteten Nordlichter ist die Intensität der grünen Linie 5577 Å ungefähr ebenso groß wie die der Stickstoffbande 3914 Å, während bei unbelichteten Nordlichtern die Intensität der grünen Linie bedeutend größer ist. Die rotgefärbten Nordlichter können bis unter 80 km Höhe herunterreichen. Die Rotfärbung wird der Sauerstoffdublette 6300 und 6360 Å zugeschrieben. Quantitative Messungen der Intensitätsverhältnisse der Linien und Banden der Nordlicht- zu den Nachthimmelsspektren ergaben, daß im Nachthimmelsspektrum der rote Spektralbereich im Vergleich zur grünen Nordlichtlinie viel intensiver ist. *F. Steinhäuser.*

**Georg Pfozter.** Dreifachkoinzidenzen der Ultrastrahlung aus vertikaler Richtung in der Stratosphäre. I. Meßmethode und Ergebnisse. *ZS. f. Phys.* **102**, 23—40, 1936, Nr. 1/2. II. Analyse der gemessenen Kurve. Ebenda S. 41—88. Mit einer selbstaufzeichnenden Apparatur wurden bei drei Registrierballonaufstiegen Dreifachkoinzidenzen der Ultrastrahlung aus vertikaler Richtung bis 10 mm Hg Luftdruck (29 km ü. M.) gemessen. (Ausblendung etwa 20° um den Zenit.) Die Kurve der Zählrohrkoinzidenzen zeigt ein Maximum bei 80 mm Hg und einen Buckel bei 300 mm Hg. Das Maximum wird als Übergangseffekt einer weichen Primärteilchengruppe (Elektronen oder Positronen) gedeutet, welche infolge starker Sekundärstrahlerzeugung (Schauer) hohe der Energie proportionale Energieverluste erleidet. Der Einfluß des Magnetfeldes der Erde auf diese Komponente verursacht den Buckel bei 300 mm Hg in 49° geogr. Breite. Bei großen Drucken überwiegt eine zweite durchdringende Komponente (Protonen), welche praktisch keine Sekundäreffekte verursacht. (Am Breiten effekt in Meeresniveau ist nur die harte Komponente beteiligt.) Die Extrapolation der Koinzidenzenkurve gegen den Druck Null ergibt einen endlichen Wert, welcher als Intensität der von außen eindringenden Primärteilchen angesehen wird. Die Intensität der Ultrastrahlung in der Atmosphäre wird in die primären und sekundären Anteile zerlegt. *G. Pfozter.*

**J. Barnóthy and M. Forró.** Absence of Cosmic Rays from Nova Lacertae. *Nature* **138**, 544—545, 1936, Nr. 3491. Nach dem Aufleuchten der Nova Lacertae wurde eine ziemlich eng ausgeblendete Zählrohrkoinzidenzanordnung gegen den Kulminationspunkt dieser Nova gerichtet und damit eine

Meßreihe über einen Monat durchgeführt. Der mittlere Tagesgang der 36 cm Blei durchdringenden Strahlung zeigt das bekannte sonnenzeitliche Maximum, welches in diesem Fall 13 Stunden vor der Kulmination der Nova auftritt. Es ergaben sich keine Anzeichen für eine unabgelenkt von der Nova kommende Strahlung.

*Ehmert.*

**B. Trumpy.** Zur Struktur der kosmischen Ultrastrahlung. II. ZS. f. Phys. 102, 691—696, 1936, Nr. 9/10. Im Anschluß an die Hilgert-Botheschen Versuche, die dahin gedeutet wurden, daß die teilchenauslösende *B*-Strahlung im Kohlefilter gebildet wird und aus koinzidierenden  $\gamma$ -Quanten (Bündelstruktur) besteht, machte Verf. Untersuchungen, eventuelle in Aluminium und Kohle gebildete *B*-Strahlenbündel nachzuweisen. Durch Anbringung eines größeren Bleiklotzes zwischen beide Zählrohre der Hilgert-Botheschen Koinzidenzanordnung wurde die koinzidierende Wirkung der im Bleiabsorber über den Zählrohren ausgelösten Schauer, die bei Hilgert und Bothe zweifellos auftraten, verhindert. Die Versuche zeigen, daß für die Bildung von koinzidierenden *B*-Strahlenbündeln im Aluminiumklotz oder in Kohle kein Anzeichen vorhanden ist.

*Johannes Juilfs.*

**B. Püschel.** Über die Winkelverteilung und Anzahl der durch die kosmische Ultrastrahlung im Blei erzeugten Strahlenpaare (*C*-Strahlen). Phys. ZS. 37, 661—663, 1936, Nr. 18. Die bisherigen Messungen der Öffnungswinkelverteilung der durch die Höhenstrahlung im Blei erzeugten Strahlenpaare (*C*-Strahlen) sind durch die gleichzeitig ausgelöste Streustrahlung (*D*- und *E*-Strahlung) gefälscht. Durch geeignete Absorption dieser Streustrahlung erhielt Verf. ein Maximum der Winkelverteilung bei etwa  $10^\circ$  für die *C*-Strahlen.

*Johannes Juilfs.*

**J. Bøggild und A. Karkov.** Beitrag zur Absorptionsanalyse der Hoffmannschen Stöße. Naturwissensch. 24, 588—589, 1936, Nr. 37. Mit einer Registrierapparatur, die eine präzise Aufnahme der Stöße gestattet, werden einige Übergangskurven (Pb—Al) gemessen. Eine Erklärung der erhaltenen Ergebnisse ist durch die Annahme der in Blei und Aluminium verschiedenen Absorption der beim Hoffmannschen Stoß erzeugten ionisierenden bzw. nicht ionisierenden Strahlen möglich.

*Johannes Juilfs.*

**Heinz Th. Graziadei.** Kosmische Ultrastrahlung und Aktivität der Sonne. Wiener Anz. 1936, S. 139, Nr. 16. Aus Registrierbeobachtungen (1932 bis 1934) auf dem Hafelekar wird geschlossen, daß die Intensität der Höhenstrahlung mit steigender Sonnenflockentätigkeit abnimmt (Korrelationskoeffizient  $r = -0,48 \pm 0,08$ ). Entsprechend der Dauer einer Sonnenumdrehung weist die Höhenstrahlung einen 27 tägigen Rhythmus auf; der mittlere Verlauf wird durch eine Kurve dargestellt.

*Johannes Juilfs.*

**Werner Heisenberg.** Über die „Schauer“ in der kosmischen Strahlung. Forsch. u. Fortschr. 12, 341—342, 1936, Nr. 27. Der Zusammenhang der Schauerbildung durch Höhenstrahlung mit dem radioaktiven  $\beta$ -Zerfall der Atomkerne, für den Fermi eine charakteristische Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Elementarteilchen (Proton, Neutron, Elektron, Neutrino) angibt, läßt verschiedene experimentell nachprüfbare Konsequenzen zu. 1. Es könnten die so häufig beobachteten nichtionisierenden schauererzeugenden Strahlen zu einem erheblichen Teil Neutrinos sein. 2. Durch die Schauerbildung wird die größte de Brogliesche Wellenlänge der Teilchen ausgerechnet, bei deren Zusammenstoß im allgemeinen ein Schauer entsteht. Zusammen mit den Konstanten  $h$  und  $c$  könnte diese neue Konstante einer Theorie dienen, die den Maßstab des physikalischen Geschehens festlegt.

*Johannes Juilfs.*

**A. R. Hogg.** Bursts of Cosmic Radiation. *Nature* 138, 77—78, 1936, Nr. 3480. Für Höhenstrahlenstöße in einer Ionisationskammer wird die Barometerabhängigkeit untersucht. Die Größenverteilung und die Wahrscheinlichkeit der Stöße wird formelmäßig angegeben. *Johannes Juilfs.*

**Max G. E. Cosyns.** Specific Ionization of Cosmic Radiation. *Nature* 138, 284, 1936, Nr. 3485. Die spezifische Ionisation der Höhenstrahlung, die durch Vergleich der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Zählrohre bei verschiedenem Innendruck erhalten wird, wird für Wasserstoff zu  $5,96 \pm 0,07 \text{ cm}^{-1}$ , für Helium zu  $5,96 \pm 0,15 \text{ cm}^{-1}$  und für Argon zu  $29,40 \pm 2,0 \text{ cm}^{-1}$  angegeben. Die absolute Intensität der Höhenstrahlung, das ist die Anzahl der Strahlen, die pro sec einen Querschnitt von  $1 \text{ cm}^2$  durchdringen, wird zu  $0,0266 \pm 0,0003 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  gefunden. *Johannes Juilfs.*

**B. F. J. Schonland, B. Delatitzky and J. P. Gaskell.** Variation of Cosmic Ray Intensity with Sidereal Time. *Nature* 138, 325, 1936, Nr. 3486. Mit einer Steinke-Apparatur wurden in Kapstadt während der Jahre 1933 bis 1935 Registrierungen der Intensität der Höhenstrahlung im allseitig 10 cm starken Bleipanzern vorgenommen. Die nach Sternzeit geordneten mittleren Jahresverläufe werden dargestellt. Die Mittelkurve zeigt einen etwa sinusförmigen Verlauf mit einer Amplitude von  $\pm 0,04 \%$ ; das Maximum wird für  $\alpha = 24^{\text{h}}$ , das Minimum für  $\alpha = 12^{\text{h}}$  erhalten. Der wahrscheinliche Fehler beträgt  $\pm 0,03 \%$ . *Johannes Juilfs.*

**J. Barnóthy and M. Forró.** Measurements of Cosmic Ray Intensity in a Deep Mine. *Nature* 138, 325, 1936, Nr. 3486. In einer Tiefe von 315 m wurden Koinzidenzmessungen im Kohleschacht vorgenommen. Durch Neigung der Anordnung konnten Strahlen gemessen werden, die durch 2500 m Wasseräquivalent noch nicht absorbiert wurden und nach den Ergebnissen eine höhere Energie als  $10^{12} \text{ e-V}$  besitzen. Schauer werden noch von Strahlen erzeugt, die durch 700 m Wasseräquivalent gefiltert waren. *Johannes Juilfs.*

**L. A. van Wijk.** Galactic rotation and vertical intensity of cosmic rays at the magnetic equator. *Physica* 3, 769—774, 1936, Nr. 8. Der Einfluß der Rotation des Milchstraßensystems auf die Vertikalintensität der Höhenstrahlung für einen Beobachter auf dem erdmagnetischen Äquator wird diskutiert. Durch die Bewegung der Erde auf den Apex der Milchstraße ( $\alpha = 20^{\text{h}} 40^{\text{m}}$ ,  $\delta = 47^{\circ}$ ) zu ist bei isotroper Strahlung eine sternentägliche Periode der Intensität der Höhenstrahlung zu erwarten. Bei Annahme einer exponentiellen Energieverteilung  $e^{-V/(3 \cdot 10^{10})}$  muß ein täglicher Effekt von mindestens 0,25 % gefunden werden. *Johannes Juilfs.*

**H. J. Braddick and C. W. Gilbert.** Coincidence Counter Measurements of Cosmic Rays in an Aeroplane. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 156, 570—577, 1936, Nr. 889. Bei Flugzeugaufstiegen bis zu 10 km Höhe wurde der Verlauf der Höhenstrahlenintensität und die Anzahl der gebildeten Schauer gemessen. Mit einer Dreifachkoinzidenzapparatur wurde die ungeschirmte und die durch 3 cm Blei gefilterte Strahlung gemessen. Außerdem wird die Abhängigkeit der Anzahl der Schauer von der Dicke des Bleiabsorbers gemessen und das Maximum bei etwa 1,6 cm Bleidicke angegeben. Die Schauer nehmen mit der Höhe wesentlich schneller zu als die Vertikalintensität. Die Strahlung weist unterhalb 30 cm Hg einen wesentlichen größeren Anteil der weichen Komponente als in Seehöhe auf, der in wenigen Zentimetern Blei absorbiert wird. *Johannes Juilfs.*

**Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer.** Cloud Chamber Observations of Cosmic Rays at 4300 Meters Elevation and Near Sea-

Level. Phys. Rev. (2) 50, 263—271, 1936, Nr. 4. Photographische Aufnahmen von zählrohgesteuerten Nebelkammern werden in Seehöhe (Pasadena) und in 4300 m Höhe (Pike's Peak) ausgeführt. Elektronenschauer treten danach in größerer Höhe zahlreicher auf, und die Häufigkeit zahlreicher Teilchen in einem Schauer nimmt mit der Höhe rasch zu. Über 1 % der Beobachtungen in Pike's Peak zeigen stark ionisierende Teilchen, die als Protonen angesprochen werden; die Energie wird mit  $1,5 \cdot 10^8$  e-V angegeben. *Johannes Juilfs.*

C. G. Montgomery, D. D. Montgomery, W. E. Ramsey and W. F. G. Swann. A Search for Protons in the Primary Cosmic-Ray Beam. Phys. Rev. (2) 50, 403—407, 1936, Nr. 5. Vgl. Phys. Ber. 17, 1824, 1936. *Johannes Juilfs.*

C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. The Dependence of Burst Production Upon Atomic Number. Phys. Rev. (2) 50, 490, 1936, Nr. 5. Für Paraffin, Magnesium, Eisen, Zinn und Blei ergeben Beobachtungen von Hoffmannschen Stößen ( $> 1,6 \cdot 10^5$  Ionenpaare), daß die Stoßhäufigkeit proportional dem Quadrat der Atomnummer ( $Z^2$ ) ist. *Johannes Juilfs.*

I. S. Bowen, R. A. Millikan, S. A. Korff and H. V. Neher. The Latitude Effect in Cosmic Rays at Altitudes up to 29,000 Feet. Phys. Rev. (2) 50, 579—581, 1936, Nr. 7. In den Philippinen und in Peru sind mit registrierenden Elektrometern Messungen der Höhenstrahlungsintensität bis zu 9000 m Höhe ausgeführt worden. In beiden Meßreihen steigt die Intensität exponentiell mit einem Absorptionskoeffizienten  $\mu = 0,50/\text{m}$  Wasser an. Die Ionisierungsstärke in der Breite des erdmagnetischen Äquators in 9000 m Höhe wird hiernach zu 50 I gefunden, etwa 50 % der in gemäßigteren Breiten ( $> 50^\circ$ ) erhaltenen Werte in derselben Höhe. Eine Entscheidung über den Längeneffekt in diesen Höhen konnte wegen der Unsicherheit der Messungen (etwa 5 %) nicht gefällt werden. *Johannes Juilfs.*

D. B. Cowie. Temperature Dependence of Geiger-Müller Counter Characteristics. Phys. Rev. (2) 50, 385, 1936, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Anzahl der Zählstöße und die Ansprechspannung eines Zählrohres wurde in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Um die Zimmertemperatur bis unter  $0^\circ$  zeigte sich kein Einfluß, während bei einer Temperatur von  $100^\circ\text{C}$  die Zählrohre bereits bei um 100 Volt niedrigerer Spannung ansprachen. *Johannes Juilfs.*

Andrew Longacre. Energy Distribution of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 50, 674, 1936, Nr. 7. Eine graphische und rechnerische Darstellung der Energieverteilung von Höhenstrahlenteilchen bis zu etwa  $5 \cdot 10^9$  e-V wird gegeben; die Anteile der positiven und negativen Strahlen im Zusammenhang mit den Ergebnissen von Anderson und Neddermayer werden diskutiert. *Johannes Juilfs.*

R. B. Brode, H. G. Mac Pherson and M. A. Starr. A Wilson Cloud Chamber for the Study of Showers. Phys. Rev. (2) 50, 389, 1936, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird eine große Nebelkammer (30 cm Durchmesser, 10 cm Tiefe) beschrieben, wie sie vor allem zur Beobachtung von Höhenstrahlenschauern geeignet ist. *Johannes Juilfs.*

J. C. Street and E. C. Stevenson. Design and Operation of Counter-Controlled Cloud Chambers. Rev. Scient. Instr. (N. S.) 7, 347—353, 1936, Nr. 9. Die technischen Einzelheiten des Aufbaues einer zählrohgesteuerten Nebelkammer werden ausführlich beschrieben. Für Höhenstrahlenschauer-Untersuchungen wird ein hölzerner Aufbau der Kammer vorgeschlagen. Der Koinzidenzverstärker weist die übliche Schaltung auf. *Johannes Juilfs.*

**Ludwig Jánossy.** Zur Umrechnung von Höhenstrahlenintensitäten auf parallelen Einfall bei Messungen von Einzelstößen und Koinzidenzen mit Zählrohren. *ZS. f. Phys.* **101**, 129—134, 1936, Nr. 1/2. Das von Gross gegebene Verfahren zur Umrechnung der Intensität allseitig einfallender Höhenstrahlung, das unter der Voraussetzung von Beobachtungen mit richtungsunempfindlichen Instrumenten abgeleitet wurde, wird mit Methoden der vom Verf. entwickelten Zählrohrtheorie (vgl. *Phys. Ber.* **17**, 1514, 1936) für den Fall von Beobachtungen mit richtungsempfindlichem Instrument — Zählrohr oder Koinzidenzen — erweitert. Als Zahlenbeispiel wird ein vorgegebener Verlauf von Koinzidenzbeobachtungen auf parallelen Einfall umgerechnet.

*Jánossy.*

**W. Kolkörster und L. Jánossy.** Beobachtungen über Asymmetrien in der Richtungsverteilung der Höhenstrahlung. *ZS. f. Phys.* **101**, 418—421, 1936, Nr. 7/8. Registrierungen der Höhenstrahlenintensität aus verschiedenen Einfallrichtungen mit Koinzidenzen ergaben in Dahlem (magnetische Breite 52° N) deutliche Intensitätsunterschiede zwischen Ost und West, bzw. Nord und Süd. Diese Differenzen können wegen der hohen Breite des Beobachtungsortes nicht als gewöhnlicher magnetischer Effekt gedeutet werden; ihr Auftreten kann jedoch qualitativ erklärt werden durch die Annahme, daß isolierte Strahlungsquellen „Höhenstrahlensterne“ merklich einstrahlen und daß deren Strahlen im Erdmagnetfeld abgelenkt werden.

*Jánossy.*

**C. G. Montgomery and D. D. Montgomery.** The Absorption of Cosmic-Ray Showers in Lead. *Phys. Rev. (2)* **49**, 705—711, 1936, Nr. 10. In einem großen zweiteiligen Ionisationsgefäß (Stahlwandung, Volumen zweimal 538 Liter, Füllung 6,8 Atm. N) werden Ionisationsstöße der Höhenstrahlung beobachtet. Durch kontinuierliche photographische Registrierung der Elektrometerfäden beider Hälften konnte festgestellt werden, daß ein Teil der Stöße in beiden Teilen der Kammer gleichzeitig auftritt. Um die Absorbierbarkeit der auslösenden Strahlung festzustellen, wurde bei einem Teil der Beobachtungen eine 7 cm Pb-Platte zwischen die Kammerhälften gebracht, die, wie erwartet, die Zahl der gleichzeitigen Stöße herabsetzte. Aus dem Material von etwa 400 Stößen wird geschlossen, daß die auslösende Strahlung von 7 cm Pb im Verhältnis 1:0,4 geschwächt wird. Nach einem zweiten Verfahren: Beobachtung von Dreieckkoinzidenzen, die gleichzeitig mit Stößen auftreten, ergibt sich ein ähnlicher Wert. Diese Ergebnisse stehen nach Verf. in Einklang mit den Beobachtungen in der Stratosphäre, die zeigen, daß dort die Ionisation durch 7 cm Pb um 60 % geschwächt wird.

*Jánossy.*

**R. H. Woodward.** Coincidence Counter Studies of Cosmic-Ray Showers. *Phys. Rev. (2)* **49**, 711—718, 1936, Nr. 10. Mit Hilfe von zwei gleichzeitig arbeitenden Dreieckskoinzidenzanordnungen wird der die Schauer auslösende Teil der Höhenstrahlung untersucht; als Streumaterial werden Bleiplatten verwendet, und zwar in einer Aufstellung, in der die eine der Dreiecksaufstellungen nur auf Schauer, die von ionisierenden Teilchen ausgelöst sind, ansprechen kann. Ferner werden Absorptionsmessungen an Schauerteilchen in Fe und Al gemacht. Die Messungen sind in vier verschiedenen Höhen zwischen 0 und 4300 m ü. d. M. ausgeführt. Beide Anordnungen zeigen die bekannte Abhängigkeit der Dreieckkoinzidenzen von der Dicke des Streukörpers (rascher Anstieg, Maximum bei 1,6 cm Pb, allmählicher Abfall) und, abgesehen von dem ohnehin unbekanntem Normierungsfaktor, decken sich beide Verläufe bis etwa 5 cm Pb Streuschicht; bei größerem Streuer nehmen die durch ionisierende Teilchen ausgelösten Schauer langsamer ab. Aus diesem Verhalten wird geschlossen, daß die schauerauslösende Strahlung ionisierende und nichtionisierende Teilchen mit nahezu demselben Ab-



sorptionskoeffizienten enthält. Die Abweichung für große Schichtdicken kann durch durchdringendere Photonen, die das von Ackemann und Hummel beobachtete und von Kulenkampff näher untersuchte „zweite Maximum“ erzeugen, erklärt werden. Die Absorption der auslösenden Strahlung erfolgt exponentiell und proportional  $Z^2$ . Die Werte der Absorptionskoeffizienten liegen zwischen den von Oppenheimer bzw. Nordheim berechneten.

*Jánosy.*

**G. Lemaître and M. S. Vallarta.** On the Geomagnetic Analysis of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 49, 719—726, 1936, Nr. 10. Mit Hilfe eines Differential-Analysators nach Bush werden Bahnkurven elektrischer Teilchen im Feld eines magnetischen Dipols berechnet. Entsprechend dem Ziel der Rechnung, der Bestimmung des Einflusses des Erdfeldes auf die Höhenstrahlung, wird besondere Mühe auf die Bestimmung der verbotenen und der durch Erdschatten ausgeblendeten Richtungen gelegt. Die Ergebnisse sind zum Teil graphisch wiedergegeben. Interessant ist, daß insbesondere in mittleren Breiten ein Überschuß aus Richtungen, die gegen den Äquator geneigt sind, zu erwarten ist. Eine ausführliche Veröffentlichung wird angekündigt.

*Jánosy.*

**B. Rajewsky, A. Krebs und H. Zickler.** Mutationen durch Höhenstrahlung. Naturwissensch. 24, 619—620, 1936, Nr. 39. Um den Einfluß der Höhenstrahlen-Schauer und -Stöße auf die sogenannten spontanen Mutationen zu untersuchen, werden unter geeigneter Bleipanzerung Schlauchpilzkulturen beobachtet. Bei für die Schauerbildung günstiger Panzerung übersteigt die Anzahl der mutierten Kulturen das Vierfache der sonst erhaltenen.

*Johannes Juilfs.*

**J. W. Sandström.** Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer. V. Mitteilung. Gerlands Beitr. 48, 73—80, 1936, Nr. 1. Die Eisbildung im Meere führt zu einer lebhaften Vertikalzirkulation, da das am Eis abgekühlte und durch Anreicherung mit dem beim Gefrieren ausgeschiedenen Salz schwerer gewordene Wasser absinkt und wärmeres Wasser von unten her aufsteigt. Das Schmelzwasser ist salzfrei. Die im Sommer auf der Eisoberfläche entstehenden Schmelzwasser werden oberflächlich von der Sonne und der Luft allmählich erwärmt. Bei  $+4^{\circ}$  ist das Oberflächenwasser schwerer als das Schmelzwasser am Grunde unmittelbar an der Eisfläche, es sinkt ab und schmilzt in die Eisfläche Grübchen ein, durchbohrt so allmählich die Eisfläche und diese zerfällt dann in Eisstäbe. Kommen schwimmende Eismassen mit warmem Meerwasser in Berührung, so wird dieses abgekühlt, das Wasser sinkt unter dem Eis ab und den Ersatz des abgesunkenen Wassers besorgt eine horizontale Strömung vom offenen Meer gegen das Eis. Die Schmelz- und Strömungsvorgänge werden besprochen und experimentell untersucht. Die auf den Kreuzfahrten im nördlichen Eismeer gemessenen Verteilungen der Temperatur mit der Tiefe sind kartographisch dargestellt.

*F. Steinhauser.*

**Sjan-zi Li.** Über Analogien zwischen atmosphärischer und ozeanischer Zirkulation. Gerlands Beitr. 48, 183—187, 1936, Nr. 2. Nach der Ekman'schen Triftströmungstheorie ergibt sich eine Zuordnung der Strömungen der ozeanischen Troposphäre zu den Luftströmungen der unteren Atmosphäre. Es entspricht der Passatzzone ( $30-0^{\circ}$ ) die Passatrift ( $5-30^{\circ}$ ), der Westwindzone ( $30-65^{\circ}$ ) die Westwindtrift ( $30-65^{\circ}$ ) und der Polarwindzone die Polartrift. Temperatur und Verdunstung (davon abhängig der Salzgehalt) stellen das Bindeglied für die Abhängigkeit der Massenverteilung der ozeanischen Troposphäre von der Druckverteilung der Atmosphäre dar. Es entspricht dem äquatorialen Tief das äquatoriale warme, salzarme, leichte Wasser, dem subtropischen Hoch ( $30-35^{\circ}$ ) das subtropische, warme, salzhaltige, schwere Wasser ( $20-35^{\circ}$ ), der Tiefdruckrinne an der Polarfront ( $55-65^{\circ}$ ) das subpolare kalte, salzarme, leichte Wasser ( $50-65^{\circ}$ )

und dem Polarhoch das polare, kalte, salzarme, schwere Wasser. Aus der Druck- und Massenverteilung folgt die Analogie der vertikalen, meridionalen Zirkulationen in der Atmosphäre und in den Ozeanen: Passat-, Westwind- und Polarzirkulation in der Atmosphäre; tropisch-subtropische, subpolar-subtropische und subpolarpolare Zirkulation im Ozean.

*F. Steinhauser.*

**F. Loewe.** Höhenverhältnisse und Massenhaushalt des grönländischen Inlandeises. Nachträge und Berichtigung. Gerlands Beitr. 48, 86—89, 1936, Nr. 1. Die von Sverdrup auf Grund von Messungen auf dem Isachsenplateau Spitzbergens abgeleitete neue zahlenmäßige Beziehung von Abtrag zur Gesamtstrahlung und zu anderen meteorologischen Größen gibt für das grönländische Inlandeis einen wesentlich höheren Abtrag als tatsächlich gemessen wurde. — Die von Sorge behauptete Beziehung zwischen den Firnschichten in „Eismitte“ und den jährlichen und jahreszeitlichen Niederschlägen in Upernavik besteht nicht, wie durch Korrelationsberechnungen gezeigt wird. — Der Verf. berichtigt einige Rechenfehler aus einer früheren Arbeit, die den prozentualen Flächenanteil der verschiedenen Höhenstufen und der hypsographischen Kurve des grönländischen Inlandeises betreffen.

*F. Steinhauser.*

**P. Berger.** Contribution à la météorologie alpestre. Arch. sc. phys. et nat. (5) 18, 24—42, 100—111, 119—146, 1936, Jan./Febr., März/April und Mai/Juni.

*H. Ebert.*

**V. Doraiswamy Iyer and V. Lakshminarasimhan.** Hourly Rainfall at Lahore. Scient. Not. India Meteorol. Dep. 6, 223—234, 1936, Nr. 68.

**V. Satakopan.** A Statistical Analysis of the Distribution of the South-West Monsoon Rainfall at Akola. Scient. Not. India Meteorol. Dep. 7, 1—14, 1936, Nr. 69.

*Dede.*

**Kurt Wegener.** Die stationären Hoch- und Tiefdruckgebiete. Gerlands Beitr. 48, 225—228, 1936, Nr. 2. Zum Unterschied von den beweglichen Hoch- und Tiefdruckgebieten, die sich im allgemeinen durch das Bjerknessche Modell darstellen lassen, entspricht das stationäre Hochdruck- bzw. Tiefdruckgebiet dem Modell Ferrel's. Eine entscheidende Rolle kommt für ihre Bildung und Erhaltung der Strahlung vom Boden her zu, die sich bis in große Höhen teils direkt und teils indirekt durch den Austausch bemerkbar macht.

*F. Steinhauser.*

**J. Kampé de Fériet.** Atmosphärische Strömungen; Wolkenstudien nach Kinaufnahmen im Hochgebirge (Jungfrau und Matterhorn). Meteorol. ZS. 53, 277—280, 1936, Nr. 8. Werden die Wolken in Intervallen von 1 bis 15 sec aufgenommen und die Filme mit normaler Geschwindigkeit abgespielt, so werden dadurch die in der Natur für eine genaue Betrachtung der Einzelheiten der Strömung zu langsam vor sich gehenden Wolkenbewegungen auf das 20- bis 300fache beschleunigt, was dann deutliche und anschauliche Bilder der Strömungsvorgänge in den Wolken gibt. Zur Aufnahme wird Infrarotmaterial mit dunkelroten Filtern vorgezogen. Wenn in einer Reihe von Bildern markante Punkte der Wolke verfolgt werden können, so ist es möglich, einzelne Strömungslinien festzulegen und auszumessen. Es werden Beispiele solcher Ausmessungen der Filmaufnahmen von Cumuluswolken und von Hinderniswolken um das Matterhorn wiedergegeben und besprochen. Die Strömung um das Matterhorn wurde auch an einem Modell im Windkanal untersucht.

*F. Steinhauser.*

**Hans Ertel.** Singuläre Advektion. Meteorol. ZS. 53, 280—284, 1936, Nr. 8. Der allgemeinste Ausdruck für die Bodendruckänderungen in einer von  $m$  Unstetigkeitsflächen  $H(x, y, t)$  (echte Diskontinuitätsflächen, Luftkörpergrenzen, Wind-

sprungflächen, Tropopause) mit horizontalen Impulsdichtevektorsprüngen  $\Delta(\varrho \mathbf{v})$  durchsetzten Atmosphäre wird gegeben durch

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = -g \int_0^{\infty} \left\{ \frac{\partial \varrho v_x}{\partial x} + \frac{\partial \varrho v_y}{\partial y} \right\} dz - g \sum_{n=1}^m \Delta(\varrho \mathbf{v})_n \text{grad } H_n.$$

Der Integralausdruck gibt den Anteil der „regulären (freien) Advektion“, der bei Gültigkeit des Sh a w schen Prinzips der automatischen Adaption des Windes oberhalb der Reibungshöhe an den horizontalen Druckgradienten (geostrophischer Wind) oder wenn die Vertikalkomponente der Rotation der Differenz von Trägheits- und Reibungskräften verschwindet, Null wird. Der letzte Summenausdruck gibt den Anteil der durch die Singularitäten des Impulsdichtefeldes erzwungenen „singulären Advektion“ und besagt, daß unter der Annahme des Sh a w schen Adaptionsprinzips allein die Unstetigkeiten des Impulsdichtefeldes als „Sitz“ der Luftdruckschwankungen aufgefaßt werden müssen. Der Druckanteil der singulären Advektion an stratosphärischen Unstetigkeiten gibt F i c k e r s „primäre Druckschwankungen“, während der Druckanteil der singulären Advektion an niedrigtroposphärischen Unstetigkeiten des Impulsdichtefeldes die „sekundären Druckschwankungen“ verursacht. Die Druckänderungen der singulären Advektion werden positiv, wenn der Sprung des Impulsdichtevektors  $\Delta(\varrho \mathbf{v})$  mit  $\text{grad } H$  einen Winkel  $\psi < \pi/2$  einschließt; sie sind negativ, wenn  $\psi > \pi/2$  und Null, wenn  $\psi = \pi/2$ . Der Effekt der singulären Advektion wird auch anschaulich erklärt. Größenordnungsmäßig reicht er zur Erklärung der beobachteten Bodendruckschwankungen aus. *F. Steinhauser.*

**Fritz Möller.** Druckfeld und Wind. Meteorol. ZS. 53, 284—292, 1936, Nr. 8. Bei stationären Verhältnissen bedingen Trägheit gegenüber einer Änderung der Richtung der Bewegung und Trägheit gegenüber einer Änderung der Geschwindigkeit bei reibungsloser Horizontalbewegung einen stationären Gleichgewichtswind, der Abweichungen von der Richtung der Isobaren haben muß. In ihrer Richtung zunehmende Windstärke (konvergente Isobaren) bewirkt eine Bewegungskomponente mit dem Druckgradienten, also ein Einströmen in das Tief, während eine Abnahme der Geschwindigkeit in der Richtung des Windes bei divergenten Isobaren zu einer Bewegungskomponente gegen den Druckgradienten, also zu einem Einströmen in das Hoch führt. Ähnliche Abweichungen vom geostrophischen Wind treten beim Wandern gestaltsbeständiger Druck- und Bewegungsfelder und bei der Umgestaltung von Druckfeldern auf. Die Verhältnisse werden an allgemeinen Fällen erörtert und die theoretischen Ergebnisse mit Beobachtungsbeispielen unter Bedachtnahme auf die Topographie der 800 mb-Fläche und auf die Winde in 2000 m Höhe verglichen. *F. Steinhauser.*

**H. Mollwo.** Der Zusammenhang von Druck- und Temperaturänderungen. Meteorol. ZS. 53, 293—295, 1936, Nr. 8. Aus täglichen Flugzeugaufstiegen in Frankfurt wird festgestellt, daß die interdiurnen Höhenänderungen der 500 mb- und der 1000 mb-Flächen in dem Sinne in linearer Beziehung zueinander stehen, daß die unteren Änderungen erheblich geringer sind als die oberen; beide erfolgen aber in derselben Richtung. Eine Hebung der 500 mb-Fläche ist ebenfalls annähernd linear mit einer Zunahme der Mitteltemperaturen der Schichten von 500 bis 800 mb und von 800 bis 1000 mb verbunden. Dabei sind die Temperaturänderungen in der oberen Schicht größer als in der unteren. Es müssen daher die für die Druckänderungen am Boden ausschlaggebenden Luftmassenwechsel in höheren Luftschichten, in der oberen Troposphäre oder in der Substratosphäre vor sich gehen, während den Temperaturänderungen in den unteren Schichten eine kompensierende Wirkung zukommt. Die Erklärung für

die Beziehung der Druck- und Temperaturänderungen wird vor allem darin gesehen, daß im allgemeinen schon weitgehend kompensierte Luftpakete von der Mächtigkeit der Atmosphäre horizontal verschoben werden. Dafür spricht auch, daß im Zentrum stabiler Hochdrucklagen, wo solche horizontale Massentransporte nicht vorkommen, die Kompensation wesentlich geringer gefunden wurde.

*F. Steinhauser.*

**P. Moltchanoff.** Ein neues Schema der atmosphärischen Prozesse in warmen und kalten Luftmassen. Meteorol. ZS. 53, 312, 1936, Nr. 8. Auf Grund täglicher aerologischer Aufstiege in Slutzk wurde erschlossen, daß sich die Luftmassen in reiner Form nur in höheren Schichten der Troposphäre oberhalb der Schicht mechanischer Durchmischung entwickeln. Die Temperaturänderungen der unteren Schichten werden von den oberen Luftmassen und von der Sonnenstrahlung beeinflußt. In warmen Luftmassen sind die Temperaturgradienten in den unteren Schichten stabil und in den oberen labil. Die Wolken der Warmfront entwickeln sich in der unteren kälteren Luft. In kalten Luftmassen sind die Temperaturgradienten in den unteren Schichten labil und es kommt daher an ihren Fronten oft zu Cu-, Cumb- und Gewitterbildung.

*F. Steinhauser.*

**Sjan-zi Li.** Die Typen ostasiatischer Kältewellen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 188—192, 1936, Nr. 2. Typus A (meist im Oktober und November): die Kaltluft kommt aus der Gegend von Nowaja Semlja und zieht entweder nach ESE bis zum Ozean oder nach SSE über Hinterindien bis Batavia. Der Typus A bringt seichte, trockene, aber niederschlagsauslösende kontinentale Polarluft, die große Abkühlung in der gemäßigten Zone bewirkt, aber in niederen Breiten nicht mehr sehr kalt ist. Typus B (meist im Januar) kommt aus Ostsibirien, zieht nach Süden, am Meer divergierend, bis über den Äquator hinaus; mächtige, aber regenarme kontinentale Polarluft, die besonders in Mittelchina starke Abkühlung bringt. Typus C (meist im April und November) kommt aus dem Ochotskischen Meer und zieht längs der Küste nach SSW gelegentlich bis Batavia; relativ milde, feuchte und niederschlagsreiche maritime Polarluft. Die Ursachen der verschiedenen Typen der Kälteeinbrüche werden besprochen.

*F. Steinhauser.*

**F. Steinhauser.** Andauer und Perioden bestimmter Windstärken am Hauptkamm der Ostalpen. ZS. f. angew. Meteorol. 53, 277—287, 1936, Nr. 9. Nach den stündlichen Auswertungen zehnjähriger Windregistrierungen auf dem Sonnblick (3106 m) wird die Andauer von Winden mit Geschwindigkeiten  $\geq 36$ ,  $\geq 19$ ,  $\geq 18$  und  $\leq 6$  km/Stunde für jeden Monat bestimmt. Die Häufigkeiten der Perioden (ununterbrochene Andauer in Stunden) von Windstärken über bzw. unter den angegebenen Schwellenwerten geben einen Einblick in die Windverhältnisse der Gipfelregion der Hochalpen und lassen sich im gewissen Sinne auch auf die Verhältnisse der freien Atmosphäre übertragen. Die Angaben von Windperioden, ihrer Dauer und ihrer Häufigkeiten werden als bedeutsame und charakteristische Elemente des Klimas eines Ortes besonders empfohlen.

*F. Steinhauser.*

**Th. Hesselberg.** Gesetzmäßigkeiten in der Windverteilung. Geophys. Publ. Oslo 11, 21 S., 1936, Nr. 9. Ausführlichere Darstellung der Arbeit aus Meteorol. ZS. 52, 473, 1935 (s. diese Ber. 17, 809, 1936).

*F. Steinhauser.*

**Ludwig Herr.** Bodentemperaturen unter besonderer Berücksichtigung der äußeren meteorologischen Faktoren. Mit 10 Tabellen und 15 Figuren. Diss. Leipzig 1936, 63 S. Es wurde an verhältnismäßig dicht beieinanderliegenden Meßstellen an Strahlungstagen die unterschiedliche

Temperaturverteilung festgestellt, die bei freier Oberfläche, bei Grasdecke oder im Walde auftritt. Weiter wurde der Einfluß der Bewölkung, des Regens, des Frostes, einer Kaltfront und die durch Feuchtigkeitsänderung hervorgerufene veränderliche Temperaturleitfähigkeit im Boden bestimmt. Es konnte u. a. gezeigt werden, daß am Verlauf der Oberflächentemperatur im Freien zu sehen ist, welche Art von Wolken die Meßstelle beschatten. Die Gesetze der Wärmeleitung über die Fortpflanzung von solchen Temperaturänderungen wurden bestätigt gefunden. Am Temperaturverlauf an einem Frosttage mit starker Einstrahlung um Mittag konnte gezeigt werden, daß beim Gefrierprozeß Schmelzwärme frei und beim Auftauen Wärme verbraucht wird. Die Temperaturleitfähigkeit des Bodens wächst linear mit der Zunahme der Feuchtigkeit im Boden. Zur Messung der Bodentemperatur wurden Thermoelemente benutzt. *H. Ebert.*

**Erhard März.** Das Aprilwetter und seine Schauererien. Mit 4 Tabellen, 24 Figuren und 17 Karten. Diss. Leipzig 1936, 69 S. Ein Bild über die atmosphärischen Vorgänge bei Aprilwetter wird gegeben. Besonders ist die oft zu beobachtende Regelmäßigkeit in der Schauerfolge untersucht. Die Frage nach der Entstehung der rhythmischen Schauererien ist dahin beantwortet, daß weder Wogenbildung noch obere Fronten als Ursache der regelmäßigen Wiederkehr angesehen werden können, sondern daß durch periodische Wulstbildung (nach Becker) in Verbindung mit Reibungswalzen (nach Exner) bei genügend großen Höhenwinden und bei starker Einstrahlung die kinematische Anregung gegeben wird, die dann bei hinreichenden thermodynamischen Verhältnissen zu typischem Aprilwetter mit rhythmischen Schauererien führen kann. Für den Nachweis der letzteren ist ein Apparat gebaut und verwendet worden, der Niederschläge zeitlich genau registriert. *H. Ebert.*

**F. Reuter.** Die synoptische Darstellung der  $\frac{1}{2}$ jährigen Druckwelle. 17 Karten und 5 Abbildungen auf 11 Tafeln. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 7, 257—295, 1936, Nr. 5. Die halbjährige Druckwelle für verschiedene Zeitabschnitte auf der ganzen Erde, der Nordhalbkugel und des Nordatlantischen Ozeans wird synoptisch dargestellt. Der Nachweis wurde geführt mit Hilfe des Schusterschen Kriteriums und der Methode von Bartels (Periodenuhr). Zum Vergleich sind für einige Stationen das Meissnersche Kriterium, ein Satz von Cornu und das Phasendiagramm herangezogen worden. Die Betrachtung der Phasen- und Amplitudenfelder bestätigt die Annahme einer primären tropischen und einer sekundären außertropischen halbjährigen Zirkulation. Die letztere löst sich auf in meridionale und zonale stehende Wellen zwischen Hochdruckgürteln und den polaren Hochdrucksystemen. Die halbjährige Druckschwankung wirkt auf die Ausbildung des europäischen Monsuns sehr wahrscheinlich ein. *H. Ebert.*

**Ernst Trautmann.** Die Brücknersche Niederschlagsschwankung über Europa. Mit 3 Figuren und 18 Karten. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 7, 297—342, 1936, Nr. 6. Die Brücknersche Niederschlagsschwankung über Europa (eingeführt durch Brückner 1890) ist in dem Zeitraum ihrer letzten drei Periodenlängen unter Anwendung der harmonischen Analyse untersucht. Als wahrscheinlichste Periodenlänge wird der Wert  $36a$  angegeben. Für das untersuchte Gebiet lassen sich zwei maritime Aktionszentren im Süden des europäischen Kontinents und ein maritimes Aktionszentrum im hohen Norden feststellen. Die von ihnen ausgehenden Impulse in nördlicher bzw. südlicher Richtung konvergieren über Mitteleuropa. *H. Ebert.*

**È. Kuhlbrodt.** Zur Registrierung des Windes auf Schiffen (Frage der Störungseinflüsse und der Windzunahme mit der Höhe)

nach Erfahrungen auf der Meteor-Expedition 1925—27. Ann. d. Hydrogr. **64**, 353—360, 1936, Nr. 8. Die Schwierigkeiten einer Windregistrierung an Bord werden beleuchtet und an Hand der Vergleichsmessungen an verschiedenen Stellen und durch Überlegungen versucht, die einzelnen fehlerbringenden Faktoren kennenzulernen. Dabei wurde eine nur geringe Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe über See gefunden. Als bester Aufstellungsort des Anemometers ergibt sich der am Mast, möglichst hoch und frei. *H. Ebert.*

**Werner Keller.** Über die virtuelle innere Reibung in den untersten Schichten der Atmosphäre in Abhängigkeit von der Stabilität der Luftmasse und der Rauigkeit der Unterlage. Mit 5 Tabellen und 21 Figuren. Diss. Leipzig 1936, 48 S. Es ist die Größe und der vertikale Verlauf des Reibungskoeffizienten in verschiedenen speziellen Massen und für verschiedene Bodenrauigkeit gegenübergestellt, einmal durch Vergleich bei verschiedenen Windrichtungen an ein und derselben Station, dann aber auch für verschiedene Stationen zueinander. Zu diesem Zweck sind Pilotballonbeobachtungen der Stationen De Bilt (Holland), List (auf Sylt), Lindenberg und Friedrichshafen herangezogen. Der Reibungskoeffizient wurde nach dem Solberg'schen Verfahren (1923), wie es Mildner ausführlich (1932) dargelegt hat, ermittelt. Es zeigte sich, daß die bisherigen Annahmen eines Maximums für  $\eta$  in gewisser Höhe und darüber Abnahme desselben nicht haltbar sind. Die Solberg'sche Annahme,  $\eta$  aus einem einzigen Pilotaufstieg zu ermitteln und hieraus Schlüsse über den Charakter der Luftmasse zu ziehen, konnte für den Fall einer von erzwungener Turbulenz freien Strömung bestätigt werden. *H. Ebert.*

**R. Scherhag.** Wetterskizzen. Nr. 7. Taupunkt und Stratusbildung über See. Ann. d. Hydrogr. **64**, 370—371, 1936, Nr. 8. Aus Erfahrungen, die im Mai dieses Jahres gewonnen wurden, muß geschlossen werden, daß die Luftmassenanalyse allein keine hinreichende Auskunft über zu erwartende Stratusbildung zu geben vermag. Verf. prüft daher, ob der Taupunkt im Vergleich mit der Wassertemperatur ein quantitatives Maß für die Kondensation auf See zu geben vermag. Als Ergebnis wird mitgeteilt, daß mit 94 % Wahrscheinlichkeit auf Grund der Taupunkttemperatur von Königsberg eine richtige Vorhersage des Eintritts von Nebel oder Hochnebel über Rügen möglich gewesen wäre, geschlossen aus Beobachtungen im Mai für Tage, an denen die abends über Königsberg befindliche Luft nach der Luftdruckverteilung mit Sicherheit auf die Ostsee gelangte und dort einen genügend langen Weg zurücklegte. *H. Ebert.*

**Chaim L. Pekeris.** Atmospheric Oscillations. Nature **138**, 642—643, 1936, Nr. 3493. Es wird in einer vorläufigen Mitteilung darauf hingewiesen, daß die 12- bzw.  $10\frac{1}{2}$  stündige Periode der Druckschwankungen erklärt werden können durch die Annahme einer bestimmten vertikalen Temperaturverteilung. Es ist für diese angesetzt, daß vom Erdboden beginnend zunächst die Temperatur fällt, von etwa 10 km ab bis 38 km konstant blieb, ein Maximum bei 60 km hat, bis 78 km wieder abfällt und dann wieder konstant bleibt. *H. Ebert.*

**F. Hummel.** Physikalischer Nachweis und synoptische Untersuchung einer 8jährigen Temperaturschwankung. Gerlands Beitr. z. Geophys. **48**, 268—302, 1936, Nr. 2. Mittels harmonischer Analyse wurden für die Märztemperaturen für zahlreiche Stationen der ganzen Erde Amplitude und Phase einer achtjährigen Schwankung im Zeitraum 1900—1923 berechnet. Die Ergebnisse sind in Karten dargestellt. Die Amplituden sind am größten ( $> 3^\circ$ ) in

polaren Gebieten und nehmen gegen den Äquator hin ab; auf der südlichen Halbkugel sind sie im allgemeinen kleiner als 1°. Die Isophasen bilden Amphidromien über dem Golf von Kalifornien und im Kansugebirge in China. Die achtjährigen Temperaturschwankungen pflanzen sich in einer Welle fort, die vom hohen Norden ausgehend äquatorwärts fortschreitet. Aus der 165 jährigen Reihe der Märztemperaturen von Berlin ließ sich erweisen, daß Impulse, die in Zeiträumen von etwa 68 Jahren wirksam werden, im Temperaturverlauf eine Welle auslösen, deren Amplitude und Periodenlänge mit zunehmender zeitlicher Entfernung vom letzten Impuls ziemlich stetig abnehmen (Amplitude von 4 bis 5° auf 1 bis 2°, Periodenschwankung von 6 bis 10 Jahren). Ähnlich verhält sich auch die langjährige Reihe des Sonnenfleckenüberschusses im Winterhalbjahr. Der Zusammenhang zwischen den achtjährigen Amplitudenschwankungen beider Reihen zeigt sich in einem Korrelationskoeffizienten von 0,896. Physikalisch wird diese Beziehung damit erklärt, daß sich die von der Sonnenaktivität abhängigen Änderungen der Strahlung gerade im polaren Gebiet zur Zeit des Beginns der Einstrahlung im Frühling am deutlichsten auswirken können und daher dort die Amplituden der Temperaturschwankung am größten sind.

*F. Steinhäuser.*

**Reinhard Faust.** Das Abkühlungsklima im Walde und auf freiem Felde nach Frigorimeterregistrierungen. Mit 8 Tabellen und 32 Abbildungen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 7, 1—75, 1936, Nr. 1. Eine verbesserte Registriereinrichtung zum Frigorimeter gestattet, mit genügender Genauigkeit 10 min-Mittel der Abkühlungsgröße zu gewinnen: Auf einem Papierstreifen, der nur während der Heizzeit transportiert wird, markiert sich automatisch alle 10 min eine Zeitmarke; der Zeitmarkenabstand gibt direkt eine dem Abkühlungswert proportionale Größe. — Vergleiche zwischen einer geheizten und einer ungeheizten Kugel am gleichen Meßort gestatten unter geeigneten Vorbedingungen die getrennte experimentelle Untersuchung der einzelnen in die Abkühlungsgleichungen eingehenden Faktoren; besonders wichtig ist die experimentelle Ermittlung der Effektivstrahlung der Frigorimeterkugeln, die in zwei Tagesgängen wiedergegeben wird. Der Temperatureinfluß wird an einigen Besonderheiten des nächtlichen Temperaturganges im Zusammenhang mit Hangwindausbildung demonstriert. Niederschläge bedingen eine zunächst linear mit der Niederschlagsintensität zunehmende, dann bei stärkeren Niederschlägen sich einem Grenzwert nähernde Erhöhung der Frigorimeterangaben. — Für die mikroklimatischen Untersuchungen stand eine Frigorimeterkugel 1,50 m über dem Boden in einem etwa 18 m hohen Kiefernhochwald in der Nähe des Collm-Observatoriums, 8 m vom Waldrand entfernt, eine zweite auf einem nach allen Seiten frei liegenden Felde in 2 km Entfernung. Die Hauptergebnisse der Parallelregistrierungen werden an einer Reihe von Einzelbeispielen erläutert. In allen Fällen kommt der Wärmeschutz innerhalb des Waldes deutlich zum Ausdruck. Der Abkühlungsgang im Laufe des Tages zeigt — qualitativ an beiden Stationen übereinstimmend — zwei vorherrschende Typen, die den klaren und trüben Tagen entsprechen: An klaren Tagen sinkt die Abkühlungsgröße von einem Maximum in der Nacht zu einem breiten mittäglichen Minimum (Amplitude im Walde wesentlich schwächer!), an trüben Tagen verschwindet der Gang fast vollständig. Für starke Abkühlungserhöhungen beim Durchzug von Fronten und anderen lokalen Störungen werden Beispiele mitgeteilt. Zwischen Luftkörper und Abkühlungsgröße scheint ein Zusammenhang zu bestehen. Die Zusammenstellung der Monatsmittel kennzeichnet das „Waldklima“ als kühl und reizschwach.

*H. Israel-Köhler.*

**Helmar Lehmann.** Mikroklimatische Untersuchungen der Abkühlungsgröße in einem Waldgebiete. Mit 18 Abbildungen, 4 Tafeln

und 3 Tabellen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 7, 189—255, 1936, Nr. 4. Es werden Abkühlungsuntersuchungen mit dem Hillschen Katathermometer beschrieben. Die Erwärmung des Thermometers erfolgt abweichend von dem bisher üblichen Verfahren durch „Luftheizung“ in einem von heißem Wasser umspülten Kupfergefäß. Durch diese Verbesserung und durch Häufung der Einzelbeobachtungen wird die mittlere Abweichung zwischen gemessenen und berechneten Abkühlungswerten auf 4,94 % herabgedrückt gegenüber 15 bis 20 % bei älteren Bestimmungen. — Eine eingehende theoretische Untersuchung der Abkühlungsvorgänge führt zusammen mit einer Neubestimmung der Konstanten aus einem umfangreichen Meßmaterial zu folgenden für eine mittlere Windgeschwindigkeit von 2 m/sec geltenden Abkühlungsformeln: Trockene Abkühlungsgröße  $H_t$ :

$$H_t = 0,99 \cdot \sigma \cdot (T_0^4 - T_L^4) + (0,113 + 0,34 \cdot v^{0,622}) \cdot (T_0 - T_L) \text{ mgcal/cm}^2 \cdot \text{sec.}$$

Bei direkter und diffuser Bestrahlung tritt auf der rechten Seite noch das Glied  $-0,54 \cdot (J \cdot q/O + J_D)$

hinzu ( $J$  = die das Katathermometer treffende Sonnenstrahlungsenergie,  $J_D$  = Intensität der diffusen Strahlung,  $q$  = Querschnitt,  $O$  = Oberfläche des Katakörpers). Für die feuchte Abkühlungsgröße gilt bei Strahlungsfreiheit:

$$H_f = 0,99 \cdot \sigma \cdot (T_0^4 - T_L^4) + (0,0945 + 0,158 \cdot v^{0,573}) \cdot (T_0 - T_L) \text{ mgcal/cm}^2 \cdot \text{sec}$$

( $T_0$  bzw.  $T_L$  = Äquivalenttemperatur des Katathermometers bzw. der umgebenden Luft). Der Exponent  $m$  der Windgeschwindigkeit  $v$  variiert mit der Windgeschwindigkeit etwa entsprechend der Gleichung (für die trockene Abkühlungsgröße):  $m = 0,52 + 1/(v + 1,1)^2$ ; er ist außerdem vom Turbulenzgrad der Luft abhängig. — Die Bearbeitung der mikroklimatischen Untersuchungen in Waldbeständen wird zunächst für zwei klare wolkenlose Tage durchgeführt. Die Messungen demonstrieren den weitgehenden Wind- und Strahlungsschutz des Waldes. — Ein Literaturverzeichnis aller nach 1909 erschienenen Arbeiten über Abkühlungsgrößen vervollständigt die Arbeit.  
*H. Israël-Köhler.*

**Chr. Jensen.** Probleme der atmosphärischen Polarisationsforschung. Ann. d. Hydrogr. 64, 360—369, 1936, Nr. 8. Es werden ausführlich die Erklärungsversuche der Entstehung der atmosphärischen Polarisationsphänomene verschiedener Forscher besprochen. Insbesondere wird darauf hingewiesen, welch großen Anteil die atmosphärische Polarisationsforschung an der Erkenntnis und genaueren Verfolgung der Erfassung des atmosphärischen Reinheitsgrades hat.  
*H. Ebert.*

**W. Smosarski.** Polarisation des Himmelslichtes im Weltpol und andere Beobachtungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 213—224, 1936, Nr. 2. Im Winter bleibt die Polarisationsebene vormittags hinter der Stundenebene der Sonne zurück, nachmittags eilt sie ihr voraus; im Sommer ist es im allgemeinen umgekehrt. Dies wird aus der wechselnden Polnähe der neutralen Punkte erklärt. Von Sonnenuntergang bis zur Dämmerung dreht das Haupt-schwingungsebenenpaar im Pol unabhängig von der Jahreszeit in einer der Sonnenbewegung entgegengesetzten Richtung. Die Differenz von Polarisationsgrad  $P$  im Pol minus  $P_v$  im Sonnenvertikal in demselben Sonnenabstand nimmt im Mittel mit wachsendem Abstand des Sonnenvertikals vom Pol von geringen negativen auf positive Werte und in noch größerem Ausmaß mit abnehmender Sonnenhöhe zu. Bis 20° Abstand vom Sonnenvertikal und über 20° Sonnenhöhe treten negative und positive Differenzen  $P - P_v$  nahezu gleich häufig auf; ansonsten überwiegen namentlich bei niedrigen Sonnenhöhen die positiven Differenzen stark. Die aus den Beobachtungen des Polarisationsgrades in 60, 90 und 120° Sonnenabstand im Sonnen-



vertikal berechnete mittlere obere Grenze des Sonnenabstandes des Polarisationsmaximums nimmt bei kleineren Sonnenhöhen regelmäßig zu und bei größeren Sonnenhöhen ab. *F. Steinhäuser.*

**Jean Dufay.** Contraste des bandes de Huggins dans le spectre du ciel bleu et température de l'ozone atmosphérique. C. R. 203, 383—386, 1936, Nr. 5. Der Verf. bestimmt den Zusammenhang zwischen den Huggins-Banden des Ozons in der Erdatmosphäre bei tiefem Sonnenstand und der Temperatur des atmosphärischen Ozons. *Frerichs.*

**Jean P. E. Duclaux.** Sondage de l'atmosphère par rayon lumineux. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 361—364, 1936, Nr. 9. Bei der vom Verf. besprochenen Methode wird von einem Punkt der Erdoberfläche ein Lichtstrahlenbündel, das möglichst parallel ist, unter geringem Neigungswinkel gegen die Horizontalebene ausgesandt. Das Strahlenbündel wird gleichzeitig von verschiedenen Punkten der Erdoberfläche aus photographiert, die einige Kilometer seitlich der vertikalprojizierenden Ebene des Strahlenbündels liegen. Die Ausmessungen der Bilder ergeben für jeden Punkt die Höhe des Strahlenbündels über dem Meeresniveau, woraus man mit Hilfe einer Refraktionsberechnung Temperatur und Druck der Luft erhält. Gleichzeitig kann man das Zerstreuungsvermögen der Luft in seiner Abhängigkeit von der Höhe messen, woraus sich insbesondere die Überlagerung von Luftmassen verschiedenen Ursprungs erkennen läßt. Verf. stellte durch Versuche fest, daß die praktische Verwendung der Methode keine Schwierigkeiten bildet, selbst wenn die Atmosphäre nahezu maximale Durchlässigkeit besitzt. *Szivessy.*

**N. R. Tawde, S. A. Trivedi and J. M. Patel.** Ultra-violet content of sunlight at Bombay. Indian Journ. of Phys. 10, 277—279, 1936, Nr. 4. Mittels Quarzspektrographen und Vergleichslichtquelle wird die Energiekurve der Sonne, ohne Berücksichtigung der atmosphärischen Absorption aufgenommen. Unter  $\lambda = 3000 \text{ \AA}$  zeigt die Platte, trotz Empfindlichkeit bis  $2000 \text{ \AA}$ , keinerlei Schwärzung. Aus den Flächen der Energiekurve ergibt sich für den Beobachtungsort der Anteil der ultravioletten Strahlung als Energie zwischen  $3000$  bis  $4000 \text{ \AA}$  zur Energie zwischen  $6400$  bis  $3000 \text{ \AA}$  mit  $2,43 \%$ . Weitere Messungen zu verschiedenen Tages- und Jahreszeiten sind in Aussicht gestellt. *Sättele.*

**A. Gordov.** Zur Theorie einiger Erscheinungen in der realen Atmosphäre. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 131—150, 1936, Nr. 2. Die starken örtlichen und zeitlichen Änderungen und Unterschiede der Trübung der Atmosphäre machen es unmöglich, für die wirkliche Atmosphäre eine genaue Funktion der Zerstreuung und der Abhängigkeit der zerstreuten Energiemenge von der Wellenlänge direkt aufzustellen. Der Verf. sucht darum allgemein eine Funktionsform, die zur Beschreibung dieser Erscheinungen geeignet ist, und bringt sie durch Ermittlung der darin enthaltenen Parameter aus den Beobachtungsergebnissen mit diesen in Einklang. Als Zerstreuungsfunktion der wirklichen Atmosphäre wird der Ausdruck  $\Gamma = \mu (1 + p \cos \varphi + q \cos^2 \varphi) / \lambda^n$  angenommen, wo  $\mu$  die Strahlungsenergie, die senkrecht zum Strahl zerstreut wird („Streuungskoeffizient“) und  $\varphi$  den Streuwinkel angibt. Dann ist der Extinktionskoeffizient  $k = 4\pi [1 + (q/3)] \mu / \lambda^n$ . Es werden Gleichungen für die Energieströme von oben nach unten und umgekehrt durch eine Schicht  $dx$  mit Berücksichtigung der Zerstreuung der direkten Sonnenstrahlung, der Zerstreuung des schon zerstreut von oben und von unten herkommenden Energiestromes und der Extinktion durch Zerstreuung und Absorption

des aus einer bestimmten Richtung kommenden Energiestromes in der Schicht  $dx$  aufgestellt. Aus diesen Gleichungen werden Ausdrücke zur Bestimmung der auf die Erdoberfläche einfallenden und der aus der Atmosphäre in den Weltraum fließenden Strahlungsenergie abgeleitet. Unter Annahme bestimmter Werte für die Parameter wird, ausgedrückt in Prozenten der Solarkonstante, die Abhängigkeit der energetischen Beleuchtung der horizontalen Erdoberfläche, des in den Weltraum gelangenden zerstreuten Energiestromes, der von der Erdoberfläche absorbierten Sonnenstrahlung, der von der Atmosphäre absorbierten Energiemengen und der von der Atmosphäre durch Absorption der zerstreuten Strahlung allein aufgenommenen Energiemengen von der Albedo der Erdoberfläche und dem Absorptionskoeffizienten der Atmosphäre berechnet.

*F. Steinhauser.*

**Franz Sauberer.** Messungen des nächtlichen Strahlungshaushaltes der Erdoberfläche. Meteorol. ZS. 53, 296—302, 1936, Nr. 8. Mit dem Strahlungsbilanzmesser von Albrecht wurden Messungen der wirklichen Ausstrahlung gemacht, die zeigen, daß die nächtlichen Strahlungsbilanzwerte über verschieden gearteten Oberflächen bedeutende Unterschiede aufweisen und im Durchschnitt niedriger liegen als die aus Pyrgeometermessungen berechnete „effektive Ausstrahlung“. Die Differenzen der mit dem Pyrgeometer gemessenen Ausstrahlungswerte gegen den Himmel und gegen die Erdoberfläche hin stimmen hingegen mit den durch den Bilanzmesser unmittelbar gefundenen Werten gut überein. Eine Wasserfläche strahlt nachts wegen der höheren Oberflächentemperatur mehr Wärme aus als fester Boden. Für die einzelnen Jahreszeiten werden Durchschnittswerte der Strahlungsbilanz in klaren Nächten für Schnee, Grasboden, festen sandigen Boden, bloße Erde, festen hellen Weg und für Wasser angegeben. Die jahreszeitlichen Unterschiede und die Unterschiede der Strahlungsbilanz verschiedener Oberflächen werden auf Änderungen der Gegenstrahlung und auf das unterschiedliche Wärmeleitungsvermögen der Unterlagen zurückgeführt. Im Verhältnis zu Nächten mit Bewölkung 0—3 beträgt bei Bewölkung 4—7 die Ausstrahlung von einer Wasserfläche 68 % und von festem Boden 59 %, bei Bewölkung 8—10 von Wasser 44 % und von festem Boden 22 %. Die *Angström*sche Formel für die effektive Ausstrahlung  $A_i$  bei Bewölkung  $i$  wird erweitert auf  $A_i = A_0(1 - u \cdot k \cdot i/10)$ , wo  $k$  eine von der Wolkenform abhängige Konstante und  $u$  eine Oberflächenkonstante ist. Für kompakten, trockenen Boden ist  $u = 1,0$  für Gras 0,8 bis 1,0 und für Wasser 0,4 bis 0,6. Bei niedriger, dichter Bewölkung konnte zuweilen bei Messungen über kalten Unterlagen auch nachts ein Einstrahlungsüberschuß nachgewiesen werden. In klaren Nächten nimmt die Ausstrahlung gegen den Morgen hin meist um einige Prozente ab. Für einzelne Monate sind Summen der durchschnittlichen wirklichen Ausstrahlung von Wasser, festem Boden und Schnee in klaren und in bedeckten Nächten angegeben. Die Ausstrahlung von Schnee ist am geringsten.

*F. Steinhauser.*

**B. Haurwitz.** Lineare Veränderlichkeit des Austauschkoeffizienten und täglicher Temperaturgang. Meteorol. ZS. 53, 312—313, 1936, Nr. 8. Ausgehend von einer linearen Zunahme des Austauschkoeffizienten mit der Höhe wird die vertikale Abnahme der Amplitude und die Phasenverzögerung im täglichen Temperaturgang durch *Hankel*sche Funktionen dargestellt. In den untersten Schichten nimmt die Amplitude rasch, darüber aber langsamer ab; ebenso ist die Phasenverzögerung in den untersten Schichten am größten.

*F. Steinhauser.*

**P. K. Raman.** Studies in atmospheric radiation. A Discussion of Some Observations of Nocturnal Radiation made at Poona

and Sinhad. Proc. Indian Acad. 4, 243—253, 1936, Nr. 2. In klaren Nächten wurden mit Ångström'schen Pyrgeometern am landwirtschaftlich-meteorologischen Observatorium in Poona (550 m), auf dem Turm des Meteorological Office in Poona (87 m höher) und auf dem Sinhad (1300 m) Parallelmessungen der nächtlichen Ausstrahlung gemacht. Es zeigte sich im Laufe der Nacht von Sonnenuntergang bis zum Temperaturminimum am Morgen eine Abnahme der effektiven Ausstrahlung und der Strahlung der Atmosphäre  $S$ , die hauptsächlich vom Temperaturgang und weniger vom Wasserdampfgehalt der bodennahen Luftschicht abhängig ist. Die Abnahme war an der tiefsten Station am größten und an der Bergstation am geringsten. Das Verhältnis  $S/\sigma T^4$  nahm an der tiefsten Station die Nacht hindurch zu und blieb an der Bergstation nahezu konstant; dies spricht dafür, daß die Temperaturen der dem Instrument nahen Luftschichten an der unteren Station wegen der auf die bodennahe Schicht beschränkten stärkeren Abkühlung für die Temperaturstrahlung der Atmosphäre nicht repräsentativ sind. Der Hauptanteil an der nächtlichen Verminderung der Strahlung aus der Atmosphäre ist dem Spektralbereich mit hoher Wasserdampfabsorption zuzuschreiben, in welchem Bereich die Strahlung nur aus dem Instrument nahen Luftschichten kommen kann. Die Abnahme von  $S/\sigma T^4$  mit der Höhe entspricht der Ångström'schen Formel.

*F. Steinhäuser.*

**E. Regener.** Oxygen Content of the Stratosphere. Nature 138, 544, 1936, Nr. 3491.

**E. Regener.** Messung des Sauerstoffgehalts der Stratosphärenluft. Luftfahrtforschung 13, 361, 1936; auch Luftwissen 3, 259, 1936. Die Bestimmung des Sauerstoffgehaltes der Stratosphärenluft geschah durch Erhitzen von metallischem Kupfer in den Luftentnahmegefäßen selbst, so daß Umfüllungen vermieden wurden. Vor und nach der Bindung des Sauerstoffs wurde auf gleiches Volumen eingestellt, so daß die Druckverminderung im Verhältnis zum Anfangsdruck unmittelbar den O<sub>2</sub>-Gehalt ergab. Hochgelassen wurden die Entnahmegefäße mit Registrierballonen in Schutzgondeln aus Cellophan, so daß auch in großen Höhen die Temperatur der Gefäße normal blieb. Es konnte infolgedessen die Luftentnahme durch gefettete Hähne erfolgen, die in bestimmten Höhen elektromagnetisch durch Aneroids betätigt wurden. Es wurde erhalten:

Datum	Höhe km	Sauerstoffgehalt Volum-%
24. 8. 1936	0	20,93 ± 0,02
19. 12. 1935	14,5	20,89 ± 0,05
5. 12. 1935	18,5	20,84 ± 0,02
18. 8. 1936	18,5	20,88 ± 0,02
5. 12. 1935	22,2	20,57 ± 0,05
12. 2. 1936	24	20,74 ± 0,02
6. 5. 1936	28 bis 29	20,39 ± 0,05

Das Sauerstoffdefizit wird erst über 18 km Höhe merklich und erreicht in 29 km 2 bis 3 % des Bodenwertes des Sauerstoffs. Die vertikale Durchmischung der Stratosphäre ist also noch bis zu diesen Höhen hinauf sehr beträchtlich. Das Sauerstoffdefizit scheint von der Wetterlage abzuhängen. In polaren Luftkörpern erscheint es größer als in subtropischen.

*E. Regener.*

**J. N. Hummel.** Unterlagen der geoelektrischen Aufschließungsmethoden. Beitr. z. angew. Geophys. 5, 32—132, 1935, Nr. 1. Nach einem Vorwort über den Sinn der geoelektrischen Methoden werden die physikalisch-chemischen Unterlagen (einschließlich von kolloidchemischen, kapillarchemischen usw.), die geologischen Unterlagen (einschließlich von mineralogischen, petrographischen,

hydrologischen, boden- und lagerstättenkundlichen) und die technischen Unterlagen vom Standpunkte des Physikers gegeben. Ein besonderes Kapitel ist der Zusammenarbeit zwischen Physik und Geologie gewidmet.

*J. N. Hummel.*

**J. N. Hummel.** Geoelektrische Aufschließungsarbeiten unter Benutzung von Bohrlöchern. Öl und Kohle 11, 2 S., 1935, Nr. 36. Nach einem Hinweis auf die bereits bekannten geoelektrischen Bohrlochmethoden wird ein neues Verfahren kurz skizziert, mittels dessen die natürliche elektrische Strömung in Bohrlöchern gemessen wird. Gleich dem natürlichen elektrischen Potentiale gibt diese Strömung Aufschlüsse über die Porösität des anstehenden Gesteins.

*J. N. Hummel.*

**August Wendler.** Zur Frage der objektiven Wünschelrutentkontrolle mit magnetometrischen Apparaten. (Gerameter und Doppelkompaß.) 48 S., München, Herold-Verlag G. m. b. H., 1936.

**R. Bock.** Dasselbe. Naturwissensch. 24, 585—587, 1936, Nr. 37. A. Wendler versucht nachzuweisen, daß sich die von Wünschelrutengängern bezeichneten „Reitstellen“ nachträglich durch magnetometrische Apparate objektiv bestätigen lassen. Er benutzt dazu den Doppelkompaß und ein als „Gerameter“ bezeichnetes Gerät. R. Bock diskutiert die Geräte und Untersuchungsverfahren Wendlers und kommt zu dem Schluß, daß das Gerameter sowohl als magnetometrisches wie überhaupt als physikalisch einwandfreies Gerät abzulehnen ist, da bei ihm „gerade die Verhältnisse bevorzugt werden, die wegen ihrer bekannten Fehlerhaftigkeit sonst möglichst vermieden werden“. Die Verwendung des Doppelkompaß zu solchen Messungen überhaupt ist ungünstig, da für Beobachtungen auf festem Boden eine Reihe anderer, dem Doppelkompaß weit überlegener Instrumente zur Verfügung stehen. Das von A. Wendler benutzte Exemplar ist zudem bei seinen unmotivierten Änderungen des Spreizwinkels als unbrauchbar zu bezeichnen. Die Wendlerschen Versuche können nicht überzeugen, da „in keinem Fall ein vorher festgestelltes noch unbekanntes Vorkommen später nachgewiesen ist“; die Behauptung einer Verminderung des Bohrrisikos kann nicht anerkannt werden. „Die Denkschrift verfehlt daher gänzlich ihr Ziel, die Wünschelrutenausschläge objektiv nachzuweisen.“

*H. Israel-Köhler.*

**Wilhelm Nümann.** Die Leitfähigkeit des Calciumkarbonates und die Bestimmung der Sulfate und Gesamthärte in natürlichen Gewässern mit Hilfe der elektrischen Leitfähigkeit. ZS. f. Naturwissensch. 24, 693—696, 1936, Nr. 44. Der Verf. entwickelt eine Methode, um mit Hilfe einfacher Leitfähigkeitsmessungen sowohl die Gesamthärte wie auch die durch Calciumbicarbonat bedingte in natürlichen Gewässern zu bestimmen. Diese schnell ausführbaren Bestimmungen dienen dazu, den Verlauf von Wasserströmungen verschiedenen Ursprungs innerhalb eines größeren Wasserbeckens zu verfolgen. Die Anwendbarkeit wird an den Durchmischungsvorgängen von Rhein, der sehr viel Sulfat enthält, und Bregenzer Aach, die nur Spuren Sulfat führt, im Bodensee erläutert.

*Dede.*

## Geophysikalische Berichte

**R. Süring.** Wilhelm Schmid †. Meteorol. ZS. 53, Vorsatzblatt, 1936, Nr. 11.

**Gerhard Castens.** Siebzigster Geburtstag des Kapitäns Ludwig Schubart, Oberregierungsrat i. R. der Deutschen Seewarte. Ann. d. Hydrogr. 64, 485—486, 1936, Nr. 11.

**Arnold Schumacher.** Die Fahrten eines deutschen Seemanns aus der Segelschiffszeit. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 75—78. (Zweites Köppen-Heft.)

**H. D. v. Bernuth.** Unwetterkatastrophe in West-Usambara ehemal. Deutsch-Ostafrika am 3. und 4. Mai 1936. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 88—90. (Zweites Köppen-Heft.) *Dede.*

**W. Portig.** Meßgenauigkeit und Korrelationskoeffizient. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 32—37. (Zweites Köppen-Heft.) Die Annahme, daß der Korrelationskoeffizient zwischen zwei Veränderlichen sinkt, wenn die Meßgenauigkeit sinkt, trifft nicht immer zu. Unter der Annahme, daß nur Meßfehler von linearen Teilungen betrachtet werden, daß ferner zwischen den wahren Werten der einen Reihe und Fehlern der anderen Reihe keine Gesetzmäßigkeit besteht, wird der Einfluß der Meßgenauigkeit auf den Korrelationskoeffizienten untersucht. Es werden die einzelnen Fälle für das Verhalten der Koeffizienten gezeigt. *H. Ebert.*

National Res. Council. Trans. Amer. Geophys. Union, seventeenth annual meeting, April 30, May 1, 2, 1936, Washington, D. C.; West Coast Meeting, January 31 and February 1, 1936, Pasadena, California. Part I. Reports and papers, Washington, D. C., General Assembly and Sections of Geodesy, Seismology, Meteorology, Terrestrial Magnetism and Electricity, Oceanography, and Volcanology. Part II. Reports and papers Section of Hydrology and Western Interstate Snow-Survey Conference. 259 S. Published by the National Res. Council of the Nat. Acad. of Sc., Washington, D. C., July 1936. *K. Jung.*

**Justus Petri.** Versuche zur Registrierung der Helligkeit mittels photographischer Methode für unbemannte Aufstiege. ZS. f. Geophys. 12, 129—147, 1936, Nr. 4. Der Apparat nach Robitzsch besteht aus drei Zylinderlinsen nebeneinander, die das gleichzeitige Arbeiten mit verschiedenen Filtern gestatten. Der Film wird auf einer Trommel alle 6 min um etwa 12 mm weitergedreht, während der belichtende Spalt nur halb so breit ist. Vergleich mit Photozellenregistrierung ergab Übereinstimmung und ermöglichte die Aufstellung einer Schwärzungseichkurve. Eine Beurteilung der Brauchbarkeit der Methode war dadurch erschwert, daß die Drachenaufstiege nur morgens und abends stattfanden, wo die Helligkeit sich mit der Tageszeit ändert. Helligkeitsmessungen in Abhängigkeit von der Höhe sollten nur in der Mittagsstunde ausgeführt werden, wo die Helligkeit praktisch unabhängig von der Zeit ist. *Stintzing.*

**K. Stumpff.** Über eine Erweiterung des Expektanzbegriffs. Meteorol. ZS. 53, 321—327, 1936, Nr. 9. Der Verf. erweitert die Anwendbarkeit des von Schuster zur Beurteilung der Realität von Perioden in Reihen von statistisch unabhängigen Beobachtungswerten eingeführten Begriffes der Expektanz auf Reihen, die eine merkliche statistische Verbundenheit zwischen aufeinanderfolgenden Beobachtungswerten (eine Erhaltungstendenz) zeigen. Bei Reihen mit Erhaltungstendenz ist die Expektanz außer von der Streuung auch noch von den Autokorrelationskoeffizienten der Beobachtungsreihe abhängig. Unter der Voraussetzung, daß zwischen beliebig vielen aufeinanderfolgenden Beobachtungswerten

eine lineare Regression mit konstanter Streuung und einer Gaußschen Verteilung der streuenden Werte besteht, ergibt sich für das Quadrat der Expektanz

$$E^2 = \frac{4\mu^2}{n} \left\{ 1 + 2 \sum_{\sigma=1}^{n-1} \left( 1 - \frac{\sigma}{n} \right) k_{\sigma} \cos \sigma \alpha \right\},$$

wo  $n$  die Zahl der Beobachtungen und  $\mu$  die primäre Streuung bedeutet; die  $k_{\sigma}$  sind Autokorrelationskoeffizienten von der Ordnung  $\sigma$ . Diese Expektanz ist von der Wellenlänge abhängig, und sie ist für lange Wellen größer und für kurze Wellen kleiner als die konstante Schustersche Expektanz. Unter Zugrundelegung des neuen Expektanzbegriffes gilt auch für Reihen mit Erhaltungstendenz die Schustersche Formel für die Zufallsgrenze. *F. Steinhäuser.*

**M. J. Holtzmann.** Zur Frage des Genauigkeitsgrades der Lufttemperatur- und Feuchtigkeitsbestimmungen in natürlichen Verhältnissen. Meteorol. ZS. 53, 327—336, 1936, Nr. 9. Die Grenzen und die Zweckmäßigkeit des Genauigkeitsgrades meteorologischer Messungen hängen vor allem von den spezifischen Eigenschaften der umgebenden Luftmassen ab. Die durch die Turbulenz der Luft bewirkten Mikroschwankungen der Temperatur und Feuchtigkeit machen es notwendig, die „wahre“ Temperatur und Feuchtigkeit als zeitliche Mittelwerte festzulegen. Nicht nur das träge Widerstandsthermometer, sondern auch das *Abmannsche* Psychrometer reagiert noch sehr deutlich auf die Mikroschwankungen der Lufttemperatur. Als geeignetes Beobachtungsintervall zur Bestimmung der als Mittelwert festgesetzten wahren Temperatur und Feuchtigkeit mit dem *Abmannschen* Psychrometer werden 30 mal nach je 5 sec wiederholte Ablesungen erkannt. Das Beobachtungsmaterial wurde durch photographische Aufnahmen der Psychrometerstände gewonnen. Danach ergab sich, daß Einzelablesungen am *Abmann* Abweichungen um mehr als 1° von der „wahren“ Temperatur und um mehr als 10 % von der „wahren“ Feuchtigkeit aufweisen können. Aus der großen Menge von Beobachtungen konnte die Wahrscheinlichkeit von Fehlern bestimmter Größe bei Einzelablesungen am *Abmannschen* Psychrometer berechnet werden. Aus seinen Untersuchungen folgert der Verf., daß es nicht notwendig ist, für Temperatur- und Feuchtigkeitsmessungen in natürlichen Verhältnissen Apparate zu benutzen, deren Ablesungen besonders hohe Genauigkeit zulassen. *F. Steinhäuser.*

**B. L. Gulatee.** On the variation of latitude at Dehra Dün. Proc. Indian Acad. (A) 4, 383—403, 1936, Nr. 4. Die Breitenbeobachtungen in Dehra Dun aus den Jahren 1930 bis 1933 werden in bezug auf das Z-Glied und die kurzperiodische Schwankung von Tagesperiode untersucht. Das Z-Glied läßt sich mit befriedigender Genauigkeit in der Form  $a_2 \sin(2\odot - a - A_2)$  darstellen, wobei  $\odot$  die Länge der Sonne bedeutet. Seine Amplitude ist so groß, daß sie nicht durch eine jahreszeitliche Schwankung der Isopyknenflächen erklärt werden kann. Eine Abhängigkeit der Breitenschwankung vom Alter des Mondes konnte in Dehra Dun nicht festgestellt werden. *K. Jung.*

**B. V. Numerov und D. Chramov.** Über die Bestimmung der Figur des Geoids aus Schweremessungen. C. R. Moskau (N. S.) 1936 [3], S. 265—268, Nr. 6. Es werden neue Formeln zur Bestimmung der Figur der Erde aus der Schwerkraftverteilung abgeleitet, wobei Entwicklungen nach Kugelfunktionen bis zur 4. Ordnung verwendet werden. Die Formeln berücksichtigen noch die Größenordnung des Quadrats der Abplattung. *K. Jung.*

**B. V. Numerov.** Grundsätze der Methodik der Bestimmung des Geoids auf Grund gravimetrischer und astronomisch-geodätischer Beobachtungen. C. R. Moskau (N. S.) 1936 [3], S. 269—270, Nr. 6. *K. Jung.*

**Charles Oltay.** Rapport présenté à la Sixième Assemblée Générale de l'Union Géodésique et Géophysique Internationale réunie à Edimbourg en 1936. Trav. Inst. Géod. Hongrie 20 S., 1936. Der Bericht enthält die Ergebnisse von Pendelmessungen auf neun Stationen (zwei Isogammenkarten) und genaue Angaben über Ausführung und Ergebnisse einer Basismessung mit Invardrähten. *K. Jung.*

**Gustaf Ising und T. Eeg-Olofsson.** Einige Schweremessungen im südlichen Schonen mit einem astasierten Quarzpendel. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A) 25, Nr. 13, 22 S., 1936, Heft 2. Die Messungen mit dem kleinen astasierten Quarzpendel von Ising und Urelius wurden nach dem statischen Verfahren durch genau gemessene Neigung der Unterlage vorgenommen. An dem neuen Apparat waren einige Verbesserungen angebracht: luftdichte Abschließung des Quarzpendels, eine elektrische Vorrichtung zum Desarretieren, eine größere Trommel an der Mikrometerschraube zum Ablesen der Neigungen, eine feste Marke im Gesichtsfeld des vertikal angebrachten Ablesemikroskops zur schnellen Einjustierung des Apparates, eine bequemere Vorrichtung zum Einfüllen des Eises. Weniger bewährt hat sich die kardanische Aufhängung des das Quarzpendel tragenden Metallsockels und der Einbau von Aufhängebändern aus Stahl an Stelle der alten aus Phosphorbronze; diese Änderungen sind wahrscheinlich die Ursache einiger plötzlicher Nullpunktsverlagerungen während der Messungsreise. Im November 1935 wurden zwei sich kreuzende Profile in Südschweden gemessen mit Anschlußmessungen in Stockholm und Kopenhagen. Die Instrumentkonstante wurde aus dem bekannten Schwereunterschied Stockholm—Kopenhagen ermittelt. Wie die ausführlich dargestellten Ergebnisse zeigen, ist die Genauigkeit von 1 mgal mit wenigen Ausnahmen erreicht, meist übertroffen. Die gemessenen Schwereanomalien lassen Beziehungen mit dem geologischen Aufbau erkennen und bestätigen die von Haalck auf der Ostsee außerhalb von Sandhammare gefundene Anomalie. *K. Jung.*

Preliminary values of the variation of latitude at Greenwich, 1935.0—1936.4. Month. Not. 96, 882—883, 1936, Nr. 9. (Suppl.-Nr.) Für angegebenes Intervall werden die Unterschiede zwischen der mittleren und der beobachteten Breite mitgeteilt, daraus werden Korrekturen in Intervallen von 0,1 Jahren für Nordpolardistanzen abgeleitet. *Sättele.*

Earthquake investigations in California 1934—1935. U. S. Depart. of Comm. Special Publ. Nr. 201, 231 S., 1936. *Dede.*

**R. C. Hayes.** Reliability of Seismograph Stations. Nature 138, 463—464, 1936, Nr. 3489.

**Harold Jeffreys.** Reliability of Seismograph Stations. Nature 138, 464, 1936, Nr. 3489.

**Torahiko Terada and Naomi Miyabe.** Crustal Deformation along the Line of Levels from Miyako to Aomori. Proc. Imp. Acad. Tokyo 12, 4—6, 1936, Nr. 1.

**Akitune Imamura.** On Land Deformations accompanied by the Nosiro Earthquakes of 1694 and 1704. Proc. Imp. Acad. Tokyo 12, 7—9, 1936, Nr. 1. *K. Jung.*

**F. Reuter.** Die Beziehung der halbjährigen Druckwelle zu den Schwankungen der atmosphärischen Zirkulation und zu den Vulkanausbrüchen der Erde. Ann. d. Hydrogr. 64, 436—439, 1936, Nr. 10. *Dede.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Elastic Waves Formed by Local Stress Changes of Different Rapidities. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 10—16, 1936, Nr. 1. Es wird theoretisch untersucht, in welcher Weise Amplitude und Energie elastischer Wellen in großer Herdentfernung von der Geschwindigkeit der Druckänderung im Herd abhängig sind. *K. Jung.*

**Takeo Matuzawa.** Seismometrische Untersuchungen des Erdbebens vom 2. März 1933. III. Erdbebentätigkeit vor und nach dem Großbeben. Allgemeines über Nachbeben. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 38—66, 1936, Nr. 1. Es werden umfangreiche statistische Untersuchungen über die zeitliche und räumliche Folge der zahlreichen Vor- und Nachbeben des japanischen Bebens vom 2. März 1933 ausgeführt. Im allgemeinen, unter Auslassung des Bebenschwarms, besteht keine Korrelation zwischen der Zahl der gefühlten und der Zahl der ungefühlten Beben; ein Großbeben hat zahlreiche Nachbeben hinter sich, während ein Schwarm kleiner Beben nicht immer ein starkes Beben enthält. Weder bei den gefühlten noch bei den ungefühlten Nachbeben kann eine jährliche Häufigkeitsperiode nachgewiesen werden, auch ist eine tägliche oder halbtägliche Periode im Gesamtmaterial nicht zu erkennen. Die räumliche Verteilung der Vor-, Haupt- und Nachbeben zeigt, daß das seismisch bestimmte Zentrum mehrerer Großbeben am Rand des Gebietes der Begleitbebenherde liegt und sich auf einer beim Beben entstandenen und sichtbar gewordenen Verwerfung befindet. *K. Jung.*

**Tokitaro Saita and Masazi Suzuki.** Vibration of a Tall Building Caused by Earthquake Shocks. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 104—118, 1936, Nr. 1. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Es werden zahlreiche experimentell aufgenommene Resonanzkurven eines Gebäudes mitgeteilt und aus diesen die bei Erdbeben beobachteten Schwingungserscheinungen erklärt. *K. Jung.*

**Charles Bois.** Sur l'importance des ondes longues et la profondeur du foyer des tremblements de terre. C. R. 203, 948—949, 1936, Nr. 19. Die Beziehung zwischen Herdtiefe und Amplitude der langen Wellen von 12 sec Periode wird an Hand der Aufzeichnungen des Galitzin-Seismographen in Straßburg untersucht. Aus 212 Einzelfällen ergibt sich, daß bei geringen Herdtiefen bis zu 80 km alle Beben gut ausgebildete Wellen zeigen, während bei großen Herdtiefen von 200 km an die Amplitude der langen Wellen auf dem Seismogramm deutlich kleiner als die der Vorläufer erscheint. Bei mittleren Herdtiefen kommt beides vor. Es ist zu erwarten, daß die zahlenmäßigen Ergebnisse bei anderen Stationen etwas anders ausfallen. Immerhin scheint das Verhältnis der Amplituden von langen Wellen und Vorläufern als Kriterium für die Größenordnung der Herdtiefe verläßlich zu sein. *K. Jung.*

**Hiroshi Kawasumi and Ryôiti Yosiyama.** On an Elastic Wave Animated by the Potential Energy of Initial Strain. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 496—503, 1935, Nr. 3. Verff. betrachten die für gewisse Erderschütterungen in Betracht kommende Ursache, die in der Auslösung der potentiellen Energie eines Spannungszustandes der Erdoberfläche besteht. Sie zeigen für den einfachsten Fall eines angenommenen „Zentrums der Kompression oder Dehnung“, daß eine Art gedämpfter harmonischer Welle der Eigenschwingung gleichend erregt wird bei einem gegebenen Zwangszustand auf einer Kugelfläche. Sie weisen auf den Zusammenhang der für den theoretischen Fall sich ergebenden Schwingungen mit den bei Erdbeben auftretenden gedämpften harmonischen Wellen hin. *Bollé.*

**Kumizi Iida.** Pulsatory Oscillations of the Earth's Crust due to Surface Force. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 504—518, 1935, Nr. 3. Nach einer eingehenden Übersicht über das Schrifttum, welches die außerordentlich kleinen



und mit gewöhnlichen Erdbeben nicht in Zusammenhang ständig beobachteten Schwingungen der Erdrinde behandelt, gibt der Verf. eine Methode an, die Schwingungen einer oberen Schicht an deren Grund eine Unstetigkeitsfläche liegt, die sie von einer zweiten tieferen Schicht trennt, wie schon *Wiechert* annahm, mit Hilfe von Integralgleichungen zu berechnen. Die Perioden der freien und erzwungenen Schwingungen der Schicht werden in einigen einfachen Fällen errechnet und mit den tatsächlich beobachteten Pulsationen verglichen. Der letzte Teil der Arbeit behandelt die Pulsationen als stationäre durch Wind erzeugte Wellen, wobei die Ergebnisse meteorologischer Windaufzeichnungen mit den Aufzeichnungen der kleinen harmonischen Schwingungen eines Seismographen während eines entsprechenden Zeitabschnittes verglichen werden. *Bollé.*

**P. Caloi.** Due nuovi tipi di onde sismiche all luce di una teoria del *Somigliana*. *Lincei Rend.* (6) **23**, 507—511, 1936, Nr. 7. Nach *Somigliana* bestehen die seismischen Wellen aus überlagerten longitudinalen und transversalen Schwingungen. Die Bedingungen dafür, daß diese Wellen sich mit gleicher Oberflächengeschwindigkeit in einem ebenen Boden ausbreiten können, führen auf eine Bedingungsgleichung dritten Grades für die Geschwindigkeit, die mit der *Rayleigh*schen Bedingungsgleichung identisch ist. Diese Gleichung kann drei reelle Wurzeln besitzen, deren eine zwischen Null und Eins liegt und den *Rayleigh*schen Wellen entspricht. Bei einem Wert der *Poisson*schen Konstante von 0,25 war es nicht möglich, den beiden anderen Lösungen der Bedingungsgleichung entsprechende Wellen aufzufinden. Nach *Matuzawa* kann nun die *Poisson*sche Konstante in den höheren Erdschichten kleinere Werte annehmen. Andererseits wurde von *Gutenberg* eine neue Oberflächenwelle mit langer Periode aufgefunden, deren Geschwindigkeit 4,5 km/sec beträgt (*G*-Welle). Eine weitere Welle langer Periode mit einer Geschwindigkeit von 6,2 km/sec wurde von dem Verf. entdeckt (*C*-Welle). Mit dem Wert der *Poisson*schen Konstanten 0,17, den *Matuzawa* in der oberen Erdschicht feststellte, können diese beiden Wellen den beiden restlichen reellen Lösungen der Bedingungsgleichung zugeordnet werden. *Schön.*

**A. Farrington.** The glaciation of the Bantry Bay District. *Proc. Dublin Soc.* (N.S.) **21**, 345—361, 1936, Nr. 35/41. *Dede.*

**Gerard de Geer.** On the physical explanation of the Ice Age. *Ark. f. Mat., Astron. och Fys.* (B) **25**, Nr. 6, 6 S., 1936, Heft 2. Messungen der Warven ergaben Anhaltspunkte für die Annahme von zweijährigen Schwankungen der Zu- strahlung von der Sonne her, die auf das Auftreten von kosmischem Staub zurückgeführt werden. Solche Schwankungen von größerem Ausmaße können zufolge der damit verbundenen Strahlungsabsorption als für die Eiszeiten maßgebender Faktor angesehen werden, zumal ihre Wirkung die ganze Erde trifft. *F. Steinhäuser.*

**Joachim Blüthgen.** Schnee-Eis. *Ann. d. Hydrogr.* **64**, 439—441, 1936, Nr. 10. Das Schnee-Eis zeichnet sich durch seine besondere Beschaffenheit von dem durchsichtigen Blaueis aus. Neben der Abkühlung von Gewässern bewirkt der Schneefall die Bildung einer zähen Masse, die aus Schmelzwasser, Oberflächenwasser und Resten von Schneekristallen besteht: die Vorstufe zum Schnee-Eis. *H. Ebert.*

**V. Berg.** Über die Abhängigkeit der Amplitude der *Chandler*schen Periode von der Verteilung der Beobachtungen auf die Tageszeiten. *Astron. Nachr.* **260**, 279—280, 1936, Nr. 6232. Der Schluß von *Schumann* (*Astron. Nachr.* **258**, 6191, 1936), daß die Änderung der Amplitude der *Chandler*schen Periode durch den Übergang zu konstanter Beobachtungs-

zeit bedingt sei, wird als nicht richtig bezeichnet, da diese Amplitude mit der, nach der Formel von Kimura (Month. Not. 78, 163, 1917) berechneten Änderung des Radius übereinstimmt. Die Änderung jener Amplitude ist damit als reell anzusehen. *Sättele.*

**Robert Schwinner.** Säkulare Änderung der Vertikalintensität und Gebirgsbau in Österreich. Gerlands Beitr. 48, 388—416, 1936, Nr. 4. *Dede.*

**G. R. Wait and A. G. McNish.** Further Investigations of the Atmospheric Ionization Associated with Rainfall. Phys. Rev. (2) 49, 201, 1936, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) *H. Israël-Köhler.*

**W. F. Tyler.** Electrification of a Roof during a Thunderstorm. Nature 138, 724, 1936, Nr. 3495. Beschreibung einer elektrischen Entladungserscheinung an dem nicht geerdeten Metalldach eines Hauses während eines Gewitters. *H. Israël-Köhler.*

**P. Mercier et G. Joyet.** La séparation des ions légers positifs et négatifs pour l'obtention de courants d'air chargés d'un seul signe. Helv. Phys. Acta 9, 574—581, 1936, Nr. 7; auch Bull. soc. vaud. 59, 109—118, 1936, Nr. 240. Beschreibung einer Einrichtung zur Unipolarisierung einer mittels Radium-Präparates erzeugten starken Ionisation der Luft. *H. Israël-Köhler.*

**Frank L. Cooper.** Atmospheric Potential Gradient Anomalies. Physics 7, 387—394, 1936, Nr. 10. Verf. versucht, die Anomalien des atmosphärischen Potentialgefälles zur Sonnenflecktätigkeit in Beziehung zu setzen: Charakteristische Gefällestörungen scheinen in Zeiträumen von etwa 27 Tagen wiederzukehren (abgeleitet aus sechsjährigem Beobachtungsmaterial in New Haven, Conn.). Weiter werden für den Monat März 1928 die Störungszeiten des Potentialgefälles in Watheroo, Australien, Huancayo, Peru, Washington, D. C. und New Haven, Conn. (Orte, die angenähert auf dem gleichen Meridian liegen) mit den Zeiten des Durchganges von Sonnenflecken durch eine durch Sonnenachse und Erde gegebene Ebene verglichen und weitgehende Übereinstimmungen der fraglichen Zeiten gefunden. Verf. zieht daraus den Schluß, daß von den Sonnenflecken eine dem Lambert'schen Cosinusetz nicht gehorchende Strahlung ausgeht, die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet und bei ihrem Auftreffen auf die Erdoberfläche die Gefälleanomalien hervorruft. Die Ermittlung der beiden genannten Relationen zwischen den Störungszeiten des Gefälles und den Sonnenfleckendurchgängen erscheinen vom statistischen Standpunkt aus nicht genügend gesichert; Fehlerbetrachtungen fehlen gänzlich (Anm. d. Ref.). *H. Israël-Köhler.*

**Jean Chevrier.** Relations entre le champ électrique de l'atmosphère et quelques facteurs météorologiques pendant l'année 1934 à l'Observatoire de Ksara (Liban). C. R. 203, 674—676, 1936, Nr. 15. Verf. setzt die Stundenmittel der Gefälleregistrierungen von 105 in elektrischer und meteorologischer Beziehung „ruhigen“ Tagen statistisch in Beziehung zu Luftdruck, Temperatur, relativer Feuchte und Wind und findet mit zunehmendem Luftdruck Gefälleabnahme, mit steigender Temperatur Gefällezunahme; bei hohen Feuchtigkeiten ist an ungestörten Tagen das Gefälle niedrig, an Nebeltagen extrem hoch. Mit steigender Windstärke wird der Potentialgradient größer; zur Windrichtung besteht keine eindeutige Beziehung. Der Mittelwert des Gefälles beträgt in Ksara 41 Volt/m. Die Beziehungen zu Luftdruck und Temperatur sind nach den mitgeteilten Zahlenwerten nicht überzeugend. (Anm. d. Ref.) *H. Israël-Köhler.*

**H. P. Berlage, Jr.** Über einen Fall, worin die Front zwischen Land- und Seebrise durch einen Sprung im luftelektrischen Potentialgefälle ausgezeichnet ist. *Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind.* **96**, 166—172, 1936, Nr. 3. Beschreibung einer Anomalie im Gang der Lufttemperatur und des Potentialgefälles beim abendlichen Wechsel zwischen See- und Landwind auf der Insel Kuyper in der Bucht von Batavia. Die Lufttemperatur sinkt beim Landwindeinsatz in wenigen Minuten um 1 bis 2°; das Gefälle steigt gleichzeitig auf den mehrfachen Wert und geht dann wieder zurück, bleibt aber während des Landwindes auf einem höheren Niveau als vorher. Es wird versucht, die Erscheinung mit der Ausbildung einer Front zwischen See- und Landwind zu erklären.

*H. Israël-Köhler.*

**André Ranarivelo.** Observation d'un orage magnétique à Ambatoabo (Madagascar). *C. R.* **203**, 741—742, 1936, Nr. 16.

**Emile Thellier.** Détermination de la direction de l'aimantation permanente des roches. *C. R.* **203**, 743—744, 1936, Nr. 16.

**K. Stoye.** Fading, Hagel, 10 m-Welle, Boden. *Ann. d. Hydrogr.* **64**, 409—410, 1936, Nr. 9. *Dede.*

**R. C. Colwell, N. I. Hall and L. R. Hill.** The experimental determination of the velocity of radio waves. *Journ. Franklin Inst.* **222**, 551—562, 1936, Nr. 5. Die zahlreichen Untersuchungen über die Ausbreitungsverhältnisse drahtloser Wellen in der Ionosphäre gehen zumeist von der Annahme aus, daß sich die Wellen mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzen. Die Verff. führten Messungen über die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Bodenwelle eines Radiosignals aus. Sie bedienten sich dabei der in geeigneter Weise abgeänderten Methode von Breit und Tuve. Es wurde eine Folge von sehr kurzen Impulsen ausgestrahlt, die nun nicht, wie bei Breit und Tuve an der Ionosphäre, sondern an einem zweiten Sender genau im Augenblick ihres Eintreffens zum Ausgangsort zurückreflektiert wurden. Es zeigte sich, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Bodenwelle wesentlich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist, nämlich nur  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{2}{3}$  ihrer Größe, sie ist außerdem keine Konstante, sondern offenbar durch dieselben Größen beeinflusst, die auch sonst auf die Ausbreitung von Radiowellen einwirken. Die Stärke der Bodenwelle ändert sich während atmosphärischer Störungen, in einem Falle war sie viermal größer als normal, gleichzeitig war die Ausbreitungsgeschwindigkeit ein Minimum. *Blechschmidt.*

**R. C. Colwell, A. W. Friend, N. I. Hall and L. R. Hill.** The Velocity of Radio Waves. *Phys. Rev. (2)* **50**, 381—382, 1936, Nr. 4. Angeregt durch Ionosphärenmessungen wurde die Geschwindigkeit der Bodenwelle nach der Impulsmethode bestimmt. Eine Empfangsstation B sendet im Augenblick des Empfangs die Rückkehrwelle nach der Sendestation A zurück. Es wurden 60 Kurzimpulse/sec von weniger als 5 Mikrosekunden Dauer gesendet. Der Beobachter in A erkennt zwei Linien auf dem Oszilloskop. Eine von seinem eigenen Impuls, die andere von einem Impuls, der virtuell von A nach B und wieder zurückgelangt ist. Mit dieser Methode konnte die Geschwindigkeit der Bodenwelle zwischen Fairmont und Morgantown zu etwas weniger als  $\frac{2}{3}$  der Lichtgeschwindigkeit bestimmt werden. Derart kann auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht, Wärme, Röntgenstrahlen, Schall usw. bestimmt werden. *Winckel.*

**G. Leithäuser und W. Menzel.** Die Ausbreitung der atmosphärischen Störungen und der Empfang ferner Stationen während der Sonnenfinsternis. *ZS. f. techn. Phys.* **17**, 330—332, 1936, Nr. 10. Kritische Betrachtung der Ausbreitungsverhältnisse von atmosphärischen Störungen von

Funkwellen auf Grund der Verarmung der Ionosphärenschichten an Ionen während der Sonnenfinsternis vom 19. Juni 1936. Die Ausbreitungserscheinungen für die Aufnahme atmosphärischer Störungen im Wellenband von 32 m lassen sich einwandfrei erklären in der Annahme, daß die Ionosphäre relativ zur Erdachse nicht oder nur zum geringen Teil sich mitbewegt. Damit stimmen auch die Betriebserfahrungen bei der Anwendung der entstehenden Wellen im Überseeverkehr überein. Eine solche Anschauung wird bei künftigen Sonnenfinsternissen Voraussetzungen über die Durchführung von Funkverbindung im Überseekurzwellenverkehr ermöglichen. Zu beachten ist die langsame Wiederherstellung der Ionisation in den von der Sonnenfinsternis betroffenen Schichtgebieten. *Winckel.*

**G. Leithäuser und B. Beckmann.** Ionosphärenschichten und Sonnenfinsternis. ZS. f. techn. Phys. 17, 327—329, 1936, Nr. 10. Aus Sonnenfinsternis-Beobachtungen geht hervor, daß der erste Anstieg der Echokurve durch die infolge partieller Sonnenbedeckung bedingte örtliche Ionisationsabnahme verursacht wird. Die nach dem Bedeckungsmaximum eintretende weitere Ionisationsabnahme, gekennzeichnet durch den zweiten Kurvenanstieg, wird dadurch hervorgerufen, daß sich der Beobachtungsort infolge der Erddrehung der Totalitätszone nähert. Diese Tatsache zeigt, daß die in solchen Höhen liegenden ionisierten Schichten nicht an der Erdrotation teilnehmen. Die Beobachtungen lassen vermuten, daß die Ionisation der Höhenschichten nicht durch das Sonnenlicht, sondern durch Elektronen, die von der Sonne ausgehen, gebildet werden. Eingehende Beschreibung des Versuchsaufbaues. *Winckel.*

**R. C. Colwell and A. W. Friend.** The Lower Ionosphere. Phys. Rev. (2) 50, 632—635, 1936, Nr. 7. Es gibt zwei definierte Regionen im unteren Teil der Ionosphäre. Die eine, die D-Schicht, erstreckt sich von 35 bis 65 km, die andere, die C-Schicht, liegt zwischen 2 und 30 km. Verff. haben sie durch Verwendung sehr kurzer Impulse etwa von der Größe 3 Mikrosekunden und eines Empfängers mit einer kleinen Zeitkonstante entdeckt. Schaltung von Sender und Empfänger sind angegeben. Die Boden- und die reflektierten Impulse wurden durch Verwendung eines Kathodenstrahlzilloskops hoher Ablenkgeschwindigkeit getrennt. Die Ergebnisse sind ähnlich wie die von Watson-Watt, Mitra und Mitarbeiter, auch bezüglich der Jahreszeiteinflüsse und anderer Erscheinungen. *Winckel.*

**E. A. Evans and K. B. McEachron.** The Thunderstorm. Gen. Electr. Rev. 59, 413—425, 1936, Nr. 9. In der zusammenfassenden Darstellung des derzeitigen Standes der Kenntnisse über die Gewitterbildung werden die Theorien von Simpson, von Elster und Geitel und von Wilson dargelegt. Für die Elektrifizierung der Gewitterwolken kommen wahrscheinlich mehr oder minder alle diesen Theorien zugrunde gelegten Prozesse in Betracht und es kann keiner von den drei Theorien ein Vorzug zugestanden werden. Aufnahmen von Blitzentladungen sprechen für das von Banerji angegebene Schema der Verteilung der Ladung von Gewitterwolken, wonach auf ein Gebiet mit hoher negativer Ladung an der Wolkenfront ein solches mit hoher positiver Ladung folgt. Es werden fünf Gewittertypen unterschieden und ihre Entstehungsbedingungen besprochen: Wärmegewitter, Bergsgewitter, Kaltfrontgewitter, Gewitter an einer abgehobenen Kaltfront und Warmfrontgewitter. Karten der monatlichen und jährlichen Häufigkeiten von Gewittertagen in USA sind wiedergegeben. Die Bedingungen, unter denen das Auftreten, die Zugrichtung und die voraussichtliche Heftigkeit von Gewittern vorhergesagt werden können, werden angeführt. Aus der Kenntnis der Bildung der Gewitter und ihres Auftretens werden als praktische Folgerungen Möglichkeiten für einen Schutz von elektrischen Überlandleitungen

und Kraftwerken, zur Sicherung der kontinuierlichen Aufrechterhaltung der Betriebe und zur Auswahl geeigneter Orte für Munitions- oder Öllager abgeleitet.

*F. Steinhauser.*

**Aurelio Gandin.** Die Absorption von kosmischen Teilchen in Blei und Kupfer von kleiner Dicke. *Ric. sci. Progresso tecn. Econ. naz.* [2] 7, 220—222, 1936, Nr. 2. Nach der Methode der Koinzidenzen wurde die Absorption des Pb und des Cu zwischen zwei Zählrohren bestimmt, und zwar ausgehend von einer Dicke von 0 bis zu einer Dicke, die äquivalent 40 g/cm<sup>2</sup> Pb ist. Es wurde gefunden, daß innerhalb der Versuchsfehler bei Gleichheit der oberflächlichen Meßmethoden die Absorption die gleiche ist im Pb und im Cu. Weiter wurde beobachtet, daß alle zu der weichen Gruppe gehörigen Teilchen schon von Schirmen geringer Dicke (äquivalent 0,3 cm Pb) absorbiert werden. Das Verhältnis der Koinzidenzen zwischen Pb und Cu lag je nach der Dicke des Schirmes zwischen 0,98 bis  $1,02 \pm 0,02$ .

*\*Gottfried.*

**Heinz Nie.** Über Koinzidenzen von Ultrastrahlungs-Stößen. *ZS. f. Phys.* 99, 776—786, 1936, Nr. 11/12. Verf. berichtet über Messungen mit einer Koinzidenzanordnung von zwei Ionisationskammern, die zur Erforschung der den Stoß bildenden Strahlung angestellt wurden. Die Koinzidenzhäufigkeit nimmt bei wachsender Absorberschicht zwischen den Kammern mit einer mittleren Reichweite von 5 bis 6 cm Pb ab. Es wird gezeigt, daß bei der Koinzidenz in vielen Fällen der Stoß in der unteren Kammer größer ist als der in der oberen Kammer, auch wenn Absorberschichten bis zu 9 cm Pb zwischen den Kammern liegen. Aus den Messungen wird geschlossen, daß der Stoß vielfach nicht durch eine, sondern durch mehrere Korpuskelgarben verschiedenen Entstehungszentrums hervorgerufen wird, ferner, daß die Stoßkorpuskeln eine Reichweite von rund 5 cm Pb, die sie primär auslösenden Strahlen eine von ähnlicher Größe haben.

*Nie.*

**Heinz Nie.** Über die Entstehung der Ultrastrahlungs-Stöße. *ZS. f. Phys.* 99, 787—797, 1936, Nr. 11/12. Unter Erweiterung und Abänderung der Geiger-Fünferschen Erklärung der Schauer bei Zählrohrkoinzidenzen wird das Wesen der Stoßstrahlung dahingehend zu deuten versucht, daß *B*-Photonen besonders hoher Energie zu komplizierter Materisierung in Elektronengarben befähigt sein sollen, welche den Stoß hervorrufen. Der Anteil weicherer Sekundärstrahlen am Stoß wird abgeschätzt und auf eine neue Möglichkeit der Erklärung verschiedener Stoßgrößen bei verschiedener Panzersubstanz hingewiesen. Es wird gezeigt, daß die bei den Stößen primäre *B*-Strahlung in verschiedenen Substanzen in genau derselben Weise (*Z*<sup>2</sup>-Gesetz mit einer kleinen Abweichung für Pb) absorbiert wird wie die Schauer auslösende Strahlung nach Messungen von *Rossi*. Unter diesen Gesichtspunkten wird der mögliche Zusammenhang zwischen Stoß und Schauer näher diskutiert.

*Nie.*

**W. Messerschmidt.** Untersuchungen über den Reststrom von Ionisationsdruckkammern und über die Druckabhängigkeit der Ionisation durch Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* 103, 18—26, 1936, Nr. 1/2. Die Druckabhängigkeit des Reststromes einer Ionisationskammer mit 24,5 Litern Meßraum wurde in einem Bergwerk 870 m unter Tage gemessen und zeigte den bekannten Verlauf. Nach Kenntnis dieser Kurve konnte aus weiteren Messungen die Druckabhängigkeit der Ionisation durch Ultrastrahlung genauer bestimmt werden. Es zeigt sich, daß diese von der ebenfalls neu gemessenen Druckabhängigkeit der Ionisation durch *Ra-γ*-Strahlung charakteristisch abweicht.

*A. Ehmert.*

**W. Messerschmidt.** Untersuchungen über Ultrastrahlungsstöße. *ZS. f. Phys.* 103, 27—56, 1936, Nr. 1/2. Umfangreiche Registrierungen von Hoff-

manchen Stößen mit zwei Hochdruckionisationskammern zeigen, daß die relativen Stoßverteilungskurven hinter Panzern aus Aluminium, Eisen und Blei von der Dicke des Panzermaterials unabhängig sind und je ein Maximum bei einer für das Panzermaterial (und die Kammer) charakteristischen Ionenmenge haben. Deshalb kann kein direkter Zusammenhang zwischen Schauern und Stößen erkannt werden. Die Ionenmenge des Maximums beträgt ein Mehrfaches des besonders untersuchten Auflösungsvermögens der Anordnung. Die Stoßhäufigkeit zeigt ein Maximum bei einer für das Material charakteristischen Dicke der Panzer. Die Reichweite der Elektronengarben wurde mit einer Doppelkammer untersucht. Schließlich wird ein großer Barometereffekt der Stoßhäufigkeit gefunden und an Hand besonderer Messungen als Folge des wechselnden Wassergehalts der Atmosphäre erklärt. *A. Ehmert.*

**W. Schmitz.** Ein neuer Verstärker für Spitzenzähler und Zählrohre. *ZS. f. techn. Phys.* 17, 323—324, 1936, Nr. 10. Durch einen Rückkopplungskanal wird im Zählrohrgleichstromverstärker eine Nivellierung der Stromstöße und eine Zeitdehnung bis zum sicheren Ansprechen des Zählwerkes erreicht, so daß die optimale Zählzahl des Zählwerkes zuverlässig ausgenutzt werden kann.

*Johannes Juilfs.*

**Richard E. Vollrath.** A Continuously Active Cloud Chamber. *Rev. Scient. Instr.* (N. S.) 7, 409—410, 1936, Nr. 11. Ein zylindrisches Glasgefäß, auf dessen Boden sich konzentrierte Salzsäure befindet, wird oben durch eine poröse Porzellanplatte abgeschlossen, durch die Wasserdampf in das Gefäß diffundieren kann. Der gemischte Dampf ( $\text{HCl} + \text{H}_2\text{O}$ ) ist übersättigt und zeigt bei geeigneter Beleuchtung die Bahnsuren von radioaktiven und Höhenstrahlen. Die wegen ihrer Einfachheit besonders für Demonstrationszwecke geeignete Apparatur ist allerdings in dieser Form für photographische Aufnahmen der Bahnsuren wegen der Tröpfchenbildung noch nicht geeignet.

*Johannes Juilfs.*

**C. L. Haines.** Starting Potentials of Geiger-Müller Counters. *Rev. Scient. Instr.* (N. S.) 7, 411—413, 1936, Nr. 11. Exakte Messungen der Ansprechpotentiale von Geiger-Müllerschen Zählrohren in Abhängigkeit vom Druck (Füllgase: Luft, Helium, Wasserstoff, Sauerstoff, Argon, zwei Argon-Sauerstoffgemische) bestätigen im allgemeinen die Wernersche Gleichung

$$V = U [\ln (R_a/R_i) / \ln (kn/p R_i + 1)];$$

eine Ausnahme machen Helium sowie die übrigen Gase bei niedrigen Drucken. Die Versuche wurden an kleinen extrem gereinigten Zählrohren ( $l = 3 \text{ cm}$ ,  $r = 0,5 \text{ cm}$ ) bei verschiedenen Drahtstärken vorgenommen. *Johannes Juilfs.*

**B. Dasannacharya and G. S. Rao.** Steady Performance of Geiger-Müller Counters. *Nature* 138, 289, 1936, Nr. 3485. In Zählrohren wird durch die oft schnell aufeinanderfolgenden Entladungen Gas aus den Wänden befreit bzw. sogar absorbiert, so daß vor allem bei geringeren Drucken eine Druckänderung bewirkt wird, die ihrerseits den Zählbereich des Rohres nicht unwesentlich verschiebt. Um trotz dieser Erscheinung einen konstanten Zählbereich zu gewährleisten, wird vorgeschlagen, entweder hohe Widerstände zwischen Hochspannungsbatterie und Zähler zu legen, die die Entladung begrenzen sollen oder einen großen Gasbehälter in Verbindung mit dem Zählrohr zu bringen, so daß die Gasbefreiung bzw. -absorption im Zählrohr im ganzen nur eine unwesentliche Druckänderung hervorrufen kann. Auf diese Weise werden sonst nicht oder nur kaum ansprechende Zählrohre zum einwandfreien Zählen gebracht.

*Johannes Juilfs.*

**Hannes Alfvén.** A Cosmic Cyclotron as a Cosmic Ray Generator? *Nature* **138**, 761, 1936, Nr. 3496. Die Energie eines geladenen Teilchens, auf welches das elektrische und magnetische Feld eines Doppelsternes wirken, wird zu etwa gleicher Größenordnung wie die Energie von Höhenstrahlenteilchen gefunden.

*Johannes Juilfs.*

**J. Clay, E. M. Bruins and J. T. Wiersma.** A temporary excess of ten percent in the cosmic radiation. *Proc. Amsterdam* **39**, 813—815, 1936, Nr. 7. Registrierungen zweier Druckionisationskammern zeigten in Übereinstimmung mit Zählrohrbeobachtungen ein Ansteigen der Gesamtintensität der Höhenstrahlung um 10 % vom 21. Mai bis 6. Juni 1936 bei einer täglichen Schwankung während dieser Tage um etwa 0,8 % mit einem Maximum bei etwa 10 Uhr und einem Minimum bei 22 Uhr. Irgendwelche Schlüsse über die Ursache können nicht gezogen werden, wenn auch die Erklärung der Herkunft dieser zusätzlichen Strahlung durch eine Supernova (Baade-Zwicky) nahe liegt.

*Johannes Juilfs.*

**L. Grošev, N. Dobrotin and J. Frank.** New type of stereo-comparator for work with Wilson's chamber. *C. R. Moskau (N.S.)* 1936 [3], S. 289—290, Nr. 6. Um stereoskopische Aufnahmen von Höhenstrahlenteilchen in der Wilsonschen Nebelkammer auszuwerten, wird vorgeschlagen, sich die Bahn durch stereoskopische Projektion wiederherzustellen und mit einem Stereokomparator, der in den drei aufeinander senkrechten Richtungen einstellbar ist, die drei Koordinaten der Punkte der Bahnkurven abzutasten, um diese analytisch zu beschreiben.

*Johannes Juilfs.*

**Darol K. Froman and J. C. Stearns.** Absorption of Cosmic-Ray Secondaries and Showers. *Phys. Rev. (2)* **50**, 787—789, 1936, Nr. 9. Mit einer Dreifachkoinzidenzanordnung wird die Absorption von Höhenstrahlen-Sekundären und -Schauern, die in Blei und Aluminium verschiedener Dicke ausgelöst wurden, untersucht. In Blei ausgelöste Schauerpartikel, deren Richtung von der Vertikalen nur wenig abweicht, haben einen Absorptionskoeffizienten  $\mu = 0,82 \pm 0,18 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$ ; für Teilchen, die einen größeren Winkel mit der Vertikalen bilden, wird  $\mu = 0,49 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$  (ohne Fehlerangabe) für in Blei,  $\mu = 0,54 \pm 0,19 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$  für in Aluminium ausgelöste Strahlen angegeben. — Die für Schauerbildung optimale Schichtdicke des Streumaterials ist unabhängig von der Absorberdicke und die Durchdringungskraft der Schauerpartikel unabhängig von der Dicke des Streumaterials von 0 bis 3 cm Blei.

*Johannes Juilfs.*

**Julian L. Thompson.** Note on Diurnal Variation of Cosmic-Ray Intensity. *Phys. Rev. (2)* **50**, 869, 1936, Nr. 9. Die beobachteten Schwankungen des erdmagnetischen Feldes sind zu gering, um sie für die tägliche Schwankung der Höhenstrahlungsintensität verantwortlich machen zu können.

*Johannes Juilfs.*

**St. Ziemecki et K. Narkiewicz-Jodko.** Continuous Variation of the Cosmic Ray Intensity in the Higher Layers of the Troposphere. *Bull. int. Acad. Polon.* 1936, S. 318—326, Nr. 7. Ausführliche Darstellung der Apparatur und der Meßergebnisse einer Ballonhochfahrt, über die bereits in *Nature* **137**, 944, 1936 (vgl. diese Ber. **17**, 1824, 1936) berichtet wurde.

*Johannes Juilfs.*

**H. Zanstra.** A possible test of the supernova hypothesis for cosmic rays. *Physica* **3**, 605—626, 1936, Nr. 7. Unter der Voraussetzung, daß zumindest die härtesten Komponenten der Höhenstrahlung Protonen sind, lassen sich solche Folgerungen aus der Hypothese von Baade und Zwicky über Höhenstrahlung bei Supernovaprozessen ziehen, die möglicherweise durch Beobachtung der Richtungsverteilung der Strahlung (insbesondere unter der Erdoberfläche) ge-

prüft werden können. Da Protonen hoher Energie (bis  $10^{10}$  e-Volt) im Gegensatz zu Elektronen noch merklich kleinere Geschwindigkeit als das Licht besitzen, erreichen die von einer Supernova emittierten Protonen den Beobachter gegebenenfalls viele Jahre später als das Aufleuchten sichtbar wird. Diese Verspätung wächst mit abnehmender Energie der Teilchen. Unter schematischen Voraussetzungen kann im Jahre 1936 von bestimmten Supernovae, die in den Jahren 1907 bzw. 1885 auftraten, je ein Effekt von etwa 0,04 % der Bodenintensität erwartet werden. Messungen zum Nachweis eines derartigen Effektes sind in Vorbereitung. *Jánossy.*

**J. Clay, A. van Gemert and J. T. Wiersma.** Decrease of primaries, showers and ionisation of cosmic rays under layers of lead and iron. *Physica* 3, 627—640, 1936, Nr. 7. Mit einer Dreiecksanordnung in einem Bleizylinder von 1,0 bzw. 1,5 cm Wandstärke werden Schauerhäufigkeiten unter Blei- und Eisenabsorbern bis zu Schichtdicken von  $700 \text{ g/cm}^2$  beobachtet. Es ergibt sich neben dem bekannten ersten Maximum der Schauerhäufigkeit ein zweites Maximum hinter dickerem Absorber (entsprechend Ackermann, Drigo). Das Auftreten der beiden Maxima wird als Folge von zwei Komponenten der primären Strahlung erklärt. Während die Schauer des ersten Maximums direkt ausgelöst werden, sollen die des zweiten über intermediäre Photonen erzeugt werden. Nach Absorbern größer als  $200 \text{ g/cm}^2$  ist die Ionisation der Schauerhäufigkeit direkt proportional. Der gemeinsame Schwächungskoeffizient ist  $0,00042 \text{ g/cm}^2$ . *Jánossy.*

**J. Clay, J. T. Wiersma and E. M. Bruins.** Decrease of cosmic rays in the atmosphere and in a layer of ureum. *Physica* 3, 641—645, 1936, Nr. 7. Da in der unteren Atmosphäre die Höhenstrahlung viel stärker absorbiert wird als in entsprechenden Massenäquivalenten von Eisen und Blei, wird die Vermutung, Stickstoff absorbiere anormal, durch Beobachtungen mit einem Absorber aus  $\text{CO}(\text{NH}_2)_2$ , durchgeführt. Nachdem sich jedoch die N-Absorption als normal erweist, ist die Vermutung nicht zu bestätigen, und die starke Absorption der Atmosphäre kann nur durch das Auftreten zweier unabhängiger primärer Komponenten erklärt werden. *Jánossy.*

**J. Clay.** Barometric variation of ionisation, primaries and showers by cosmic rays under thick layers of matter. *Physica* 3, 646—648, 1936, Nr. 7. Der Barometereffekt der Höhenstrahlung wird für Ionisation, Koinzidenzen und Schauer unter einem Absorber von 56 bzw. 78 cm Eisen beobachtet und in der Größenordnung von 2 % pro cm Hg gefunden. Dieser Effekt ist viel größer, als er nach der nur schwachen Absorption der gefilterten Strahlung zu erwarten wäre. Eine Erklärung für die Größe des Effektes kann nicht gegeben werden. Die Beobachtungen werden fortgesetzt. *Jánossy.*

**J. Clay, E. M. Bruins and J. Tj. Wiersma.** The Dutch Cosmic Ray Expedition Amsterdam—Panama—Chile. *Physica* 3, 746—756, 1936, Nr. 8. Längen- und Breiten effekt der Höhenstrahlung wurden auf einer Schiffsreise Amsterdam—Chile beobachtet. Das Minimum der Intensität ergibt sich nicht am Äquator, sondern an zwei Stellen südlich bzw. nördlich und dazwischen ein sekundäres Maximum. Diese und ähnliche Unregelmäßigkeiten werden durch magnetische Störungen des Dipolfeldes der Erde verursacht. Das ausgeprägteste Störungsgebiet auf der Erde liegt in Peru. Absorptionsmessungen lassen erkennen, daß die Strahlung mit abnehmender Breite härter wird. *Jánossy.*

**J. Clay and A. van Gemert.** Soft primary corpuscular radiation as a shower producer. *Physica* 3, 763—768, 1936, Nr. 8. Die Erzeugung von Schauern durch die weiche Komponente der Höhenstrahlung wird untersucht. Mit



einer Koinzidenzanordnung, die gegenüber der von Geiger und Fünfer benutzten (ZS. f. Phys. 93, 543, 1933; vgl. auch diese Ber. 16, 872, 1935) etwas abgeändert wurde, finden Verff., daß die Schauer direkt von ionisierenden Teilchen oder über intermediäre Photonen von extrem kleiner Reichweite erzeugt werden. Durch eine Abänderung der Geometrie der Anordnung schließen ferner die Verff., daß der Absorptionskoeffizient der erzeugenden Strahlung kleiner als der der aufgelösten Schauer ist. Beide Ergebnisse stehen im Widerspruch mit denen von Geiger und Fünfer. *Jánossy.*

**M. Rutgers van der Loeff.** Results of the Dutch Cosmic Ray Expedition 1933. VIII. The ionisation-balance in the atmosphere. *Physica* 3, 775—780, 1936, Nr. 8.

**J. Clay and M. Rutgers van der Loeff.** IX. The ionisation-balance for cosmic rays on the ocean. Ebenda S. 781—796. Das Ionisationsgleichgewicht in der Atmosphäre wird unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses der „beweglichen“ und „langsamen“ Ionen theoretisch untersucht, ebenso der Einfluß der verschiedenen Ionenarten auf die Wirkungsweise des Ebert-Aspirators. Auf Grund dieser Überlegungen bestimmt sich aus Beobachtungen über der See (Holländische Höhenstrahlenexpedition) das Ionisationsgleichgewicht in der Atmosphäre zu  $q = 2,0$  Ionen pro ccm und sec. *Jánossy.*

**Arthur Bramley.** The production of cosmic ray showers. *Science* (N. S.) 84, 206—207, 1936, Nr. 2174. Beobachtungen der durch die Höhenstrahlen ausgelösten Schauer lassen folgenden Mechanismus vermuten: Ein Elektron löst bei dem Zusammenstoß mit einem Kern einen Photonenschauer aus, die Photonen ihrerseits erzeugen Zwillinge und Compton-Elektronen. Erzeugung von Photonenschauern kann unter Zugrundelegung der klassischen Elektrodynamik und des Punktelektrons nicht erklärt werden, dagegen verlangt die Bornsche nichtlineare Feldtheorie in einem bestimmten Energieintervall solche Schauer. Aus einer halbempirischen Überlegung, der zufolge das Proton im Mittel  $\frac{1}{10}$  der Zeit in Neutron, Positron und Neutrino aufgelöst ist, wird ein dem Bornschen Ergebnis ähnliches gefunden. *Jánossy.*

**A. Defant.** Bericht über die ozeanographischen Untersuchungen des Vermessungsschiffes „Meteor“ in der Dänemarkstraße und in der Irmingersee. Dritter Bericht. *Berl. Ber.* 1936, S. 232—242, Nr. 16/20.

**Håkon Mosby.** Zur Hydrographie des nördlichen Barentsmeeres. *Ann. d. Hydrogr.* 64, 407—408, 1936, Nr. 9. *Dede.*

**H. Thorade.** Die Gezeiten in neuer Beleuchtung. (Besonders nach H. Solberg.) *Ann. d. Hydrogr.* 64, 381—386, 1936, Nr. 9. Die Newtonsche Darstellung der fluterzeugenden Kraft (weitergeführt von Bernoulli) wird als statische Betrachtungsweise nicht allen Wirkungen gerecht. Laplace ging mit seiner Wellentheorie der Gezeiten einen Schritt weiter und berücksichtigte in seinen Gleichungen auch dynamisch die Achsendrehung der Erde und ihre Abplattung, welche letztere er dann allerdings als unerheblich beiseite läßt. Hiergegen wendet sich Solberg (1936), wie auch dagegen, daß Laplace die senkrechte Komponente der Bewegung, Geschwindigkeit und Beschleunigung als klein gegenüber der waagerechten ansieht. So entwickelt Solberg eine exakt dynamische Gezeiten-theorie unter Einführung elastoider Trägheitswellen. Die Solberg'schen Überlegungen, auf deren grundlegenden Charakter der Verf. hinweist, werden besprochen. *H. Ebert.*

**O. v. Schubert.** Der jährliche Gang der Oberflächen-Wasser-temperatur an den deutschen Feuerschiffen der Nordsee. Ann. d. Hydrogr. **64**, 386—390, 1936, Nr. 9.

**Otto Meissner.** Der jährliche Gang des Mittelwassers der südlichen Ostseeküste im Jahrfünft 1931—1935, nebst Anhang: Jahrzehntemittel für 1921—1930. Ann. d. Hydrogr. **64**, 391—394, 1936, Nr. 9. *Dede.*

**E. Kuhlbrodt.** Häufigkeit bestimmter Windgeschwindigkeiten auf dem Atlantischen Ozean. Ann. d. Hydrogr. **64**, 394—397, 1936, Nr. 9. Verf. zeigt, daß viel deutlicher als bei Beurteilung nur der mittleren Geschwindigkeit Merkmale und Unterschiede der verschiedenen typischen Windgebiete zum Ausdruck kommen bei Betrachtung der Häufigkeitsverteilung der Geschwindigkeiten. Es wird die weitere Entwicklung der Häufigkeitsstatistik der Stufen- und Schwellenwerte auch in der maritimen Klimatologie empfohlen. *H. Ebert.*

**Richard Becker.** Dünung und Wind des Atlantischen Ozeans im Bereich des meteorologischen Äquators. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 1—4. (Zweites Köppen-Heft.)

**M. Rodewald.** Eine sekundäre subtropische Zyklonenbildungsstätte im mittleren Nordpazifischen Ozean. Ann. d. Hydrogr. **64**, 433—436, 1936, Nr. 10.

**J. Szaflarski.** Quelques remarques sur la thermique, la transparence et la couleur des lacs de la partie sud-occidentale de la Haute Tatra. Bull. int. Acad. Polon. 1936, S. 421—432, Nr. 7. *Dede.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Damped Free Oscillation and Amplitudes in Resonance, with Special Reference to Decay of Seiches in Straits. Bull. Earthq. Res. Inst. **14**, 1—8, 1936, Nr. 1. Theoretische Untersuchungen mit Anwendung auf die Seiches in einigen japanischen Meerengen. *K. Jung.*

**Helmut Friedel.** Bausteine zu einer Theorie der rezenten Gletscherschwankungen. (Versuch einer Erklärung der Gletscherschwankungen aus den Niederschlagsschwankungen.) Meteorol. ZS. **53**, 375—384, 1936, Nr. 10. Der Verf. zeigt durch Gegenüberstellung der Reihen von Niederschlagsmessungen in der Niederung und auf Bergen, daß im allgemeinen von den Alpen bis Südkandinavien eine säkulare Niederschlagszunahme bis in die Gegenwart sich findet; in der nivalen Höhenstufe oberhalb 3000 m ist der Verlauf der Niederschlagsmengen aber umgekehrt wie in tieferen Lagen. Da die Alpengletscher auch seit Mitte des vorigen Jahrhunderts zurückgehen, wird ein Zusammenhang dieser Rückgänge mit der säkularen Niederschlagsabnahme in der nivalen Zone über 3000 m gefolgert. In Norwegen, wo es solche Höhen nicht gibt, findet sich auch die Umkehr im Verlauf der Niederschlagsschwankungen in der Höhe nicht, und es laufen dort die Gletscherschwankungen parallel den Niederschlagsschwankungen. *F. Steinhauser.*

**Gerhard Castens.** Vom monatlichen Wetter- und Witterungsspielraum in den heimischen Breiten und in den Tropen: Hamburg und Daressalam (Ostafrika). Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 5—13. (Zweites Köppen-Heft.)

**Martin Rodewald.** Die Bedeutung des Dreimassenecks für die subtropischen Sturmtiefbildungen. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 41—54. (Zweites Köppen-Heft.) *Dede.*

**Ernst Römer.** Örtlich-periodisch auftretende Kabbelungen an der mexikanischen und mittellamerikanischen Westküste. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 55—65. (Zweites Köppen-Heft.)

**R. Scherhag.** Die Entstehung der Vb-Depressionen. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 66—74. (Zweites Köppen-Heft.)

**Hans Schwieker.** Beobachtung einer eigenartigen Wolkenerscheinung in den mittleren Breiten des nördlichen Stillen Ozeans. Aus der Sammlung des überseeischen meteorologischen Dienstes der Deutschen Seewarte. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 94. (Zweites Köppen-Heft.)

**Karl Brose.** Der jährliche Gang der Windgeschwindigkeit auf der Erde. Meteorol. ZS. 53, 419—424, 1936, Nr. 11.

**B. Brockamp.** Beobachtungen von Aufgleitwolken in Grönland. Meteorol. ZS. 53, 427—430, 1936, Nr. 11. *Dede.*

**Helma Pohl.** Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit zu den einzelnen Tagesstunden an Orten mit charakteristischen Lagen. Meteorol. ZS. 53, 340—343, 1936, Nr. 9. Für die Stationen Wien (225 m) am Ostrand des Wiener Waldes, Lunz (617 m) in einem Tal in den nördlichen Kalkalpen und Sonnblick (3106 m) wurden für jede Tagesstunde die Häufigkeiten der Windgeschwindigkeiten nach km/Std. für Januar, April, Juli und Oktober ausgezählt und in Dezilen dargestellt. Daraus wird ein besserer Einblick in die Windverhältnisse an den Beobachtungsorten gewonnen als aus den mittleren Tagesgängen der Windgeschwindigkeiten allein, da auch die Streuung der Einzelwerte um den Mittelwert und ihre Unterschiede zwischen Winter und Sommer und zwischen Berg, Tal und Flachland deutlich zur Geltung kommen. *F. Steinhauser.*

**Joseph Kurdiani.** Die vertikale Luftbewegung bei Starkregen. Meteorol. ZS. 53, 384—387, 1936, Nr. 10. Die von Ertel angegebene Formel zur Bestimmung der vertikalen Luftbewegung bei Starkregen wird vereinfacht und auf den Fall, daß die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit der aufsteigenden Luft mit der Höhe linear abnimmt, verallgemeinert. *F. Steinhauser.*

**Hermann Flohn.** Zur Klimakunde des Großherzogtums Luxemburg. Meteorol. ZS. 53, 387—389, 1936, Nr. 10. Es wird für Luxemburg-Stadt der Jahresgang von Temperatur, Niederschlag, Regentagen und Wind angegeben und eine Niederschlagskarte des Großherzogtums veröffentlicht. Die verschiedenen Klimagebiete, in die sich das Land einteilen läßt, werden besprochen. *F. Steinhauser.*

**Hans Ertel.** Zusammenhang von Druckänderungen und Beschleunigungen an Diskontinuitäten. Meteorol. ZS. 53, 394—395, 1936, Nr. 10. Der Verf. leitet eine Gleichung ab, die die Druckänderung auf die in den Diskontinuitäten auftretenden Sprünge der Horizontalkomponenten von Beschleunigung und Reibung zurückführt. Daraus und aus der Theorie der singulären Advektion abgeleiteten Beziehung zwischen Bodendruckänderung, Neigung der Unstetigkeitsflächen und Sprung der Horizontalkomponenten des Impulsdichtevektors an den Diskontinuitäten ergibt sich die vollständige Äquivalenz von „advektiver“ und „dynamischer“ Betrachtungsweise. *F. Steinhauser.*

**Rudolf Geiger.** Mikroklimatologische Beschreibung der Wärmeschichtung am Boden. Meteorol. ZS. 53, 357—360, 1936, Nr. 10. Zur Bestimmung der Wärmeverhältnisse in einer 2 m hohen Luftschicht über dem Boden wurden auf dem ebenen Gelände des Münchener Flugfeldes die von stabförmigen, horizontal aufgestellten und den Einflüssen von Ein- und Ausstrahlung und von

Niederschlägen ausgesetzten Widerstandsthermometern angezeigten Temperaturen registriert. Die verwendeten Stabthermometer bestehen aus um ein Glasstäbchen gewickelten Draht von 50 Ohm Widerstand und sind in zylinderförmigen, 65 mm langen, hochglanzpolierten Nickelhüllen von 5 mm Durchmesser untergebracht. Solche Stabthermometer waren in 200, 50, 20 und 10 cm über der festen Erdoberfläche angebracht, und eines lag zwischen dem Gras am Boden. Mit einem Bodenthermographen von R. Fuess wurden die Bodentemperaturen in 1 cm Tiefe registriert. Ein Schalenkreuz-Windmesser gab die Windgeschwindigkeit in 1 m über dem Boden an und ein Aktinograph nach Robitzsch zeichnete die einfallende Gesamtstrahlung auf. Das im Jahre 1935 gesammelte Beobachtungsmaterial wird, zusammengestellt nach Witterungstypen, die nach Jahreszeiten, nach dem Niederschlag, nach der Sonnenscheindauer, nach der Windgeschwindigkeit und nach Luftkörpern eingeteilt werden, bearbeitet werden. *F. Steinhauser.*

**H. Israel-Köhler.** Einige Probleme der experimentellen Klimatologie. S.-A. Věstník Balneolog. a Klimatolog. Společn. Českoslov 15, 321—329, 1935. Es wird darauf hingewiesen, daß bei der Bearbeitung bioklimatischer Probleme neben der statistischen Untersuchung der „üblichen“ meteorologischen Klimatelemente die große Zahl geophysikalischer und chemischer Faktoren in Boden und Atmosphäre stärker in den Vordergrund rücken muß. Drei Teilprobleme (Luftdruckvariabilität, Aerosolcharakter der Atmosphäre und Emanationsverhältnisse in Boden und Freiluft) werden bezüglich Untersuchungsmethodik und — soweit schon möglich — bezüglich ihrer biologischen Bedeutung kurz besprochen.

*H. Israel-Köhler.*

**Hansgeorg Müller.** Störung der Windströmung und des Austausches über einem Gebäude. ZS. f. Geophys. 12, 173—192, 1936, Nr. 4. Ausgehend von einem von Kopp konstruierten Gerät zur Messung der Vertikal-komponente des Windes — Methode des festen Punktes in der Atmosphäre — wird ein kleineres und vereinfachtes Gerät gebaut, dessen Eigenperiode, Dämpfung und Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit zunächst untersucht werden. Mit Hilfe dieses Instrumentes wird die Luftströmung über dem Göttinger Physikalischen Institut vermessen. Als günstigste Höhe ergeben sich 6 m über der W-Kante eines flachen Daches. Verallgemeinert kann gesagt werden, daß in 6 bis 7 m über einem flachen Dach keine Störungen der Vertikal-komponente mehr auftreten, daß dagegen schräge Dächer falsche Werte liefern. Dynamische und thermische Austauschmessungen zeigen im wesentlichen an Hand der Turbulenz keine anderen Ergebnisse.

*Fritz Hänsch.*

**Helge Petersen.** Om frontologisk Vejrkortanalyse og dennes Anvendelse som Grundlag for Vejrforudsigelse. Fysisk Tidsskr. 34, 53—86, 105—124, 1936, Nr. 2/3 u. 4. Eine Übersicht über die zugrundeliegenden physikalischen und meteorologischen Voraussetzungen der von Bjerknes und seinen Mitarbeitern eingeführten Methode zur frontologischen Wetterkartenanalyse. Die praktische Ausführung der Frontanalyse und deren Verwendung als Grundlage der Wettervorhersage werden besprochen.

*E. Krüger.*

**R. Scherhag.** Die Zunahme der atmosphärischen Zirkulation in den letzten 25 Jahren. Ann. d. Hydrogr. 64, 397—407, 1936, Nr. 9. Die bereits von A. Wagner für das Jahrzehnt 1911 bis 1920 bewiesene Zunahme der atmosphärischen Zirkulation hat sich im Dezennium 1921 bis 1930 noch gesteigert und zu einer Erwärmung fast der gesamten Landmassen der Erde geführt, insbesondere im Gegensatz zum vorhergehenden Jahrzehnt auch auf die Arktis übergriffen und die Temperatur vor allem dort wesentlich erhöht. Es scheint sich

bei dieser Zunahme der Zirkulation um eine Erscheinung von säkularer Periode zu handeln, mit der die ständige Erhöhung der europäischen Wintertemperatur im Zusammenhang steht. Die einzelnen Anomaliegebiete verlagern sich im Laufe der Zeit polwärts, und es sind Anzeichen dafür vorhanden, daß die Zunahme der Zirkulation ihre größte Intensität zu Beginn des Jahres 1934 in polaren Bereichen erreicht hat, daß die völlige Unterbrechung der gesteigerten Zirkulation im Winter 1935/36 einen Wendepunkt bereits darstellt, ist auf jeden Fall nicht ausgeschlossen.

*H. Ebert.*

**E. Kuhlbrodt** unter Mitarbeit von **W. Leistner**. Vergleich geschätzter Windstärken mit gemessenen Windgeschwindigkeiten auf See. Ein Beitrag zur Frage der Geschwindigkeits-Äquivalente der Beaufort-Skala nach Beobachtungen der „Meteor“-Expedition 1925 bis 1927. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 14—23. (Zweites Köppen-Heft.) Zur Prüfung der Beziehung: Windstärkeschätzung in Beaufort-Skala und gemessene Geschwindigkeit in Meter je Sekunde von Bord eines Schiffes aus lag bisher nur wenig Beobachtungsmaterial vor. Mehr als 8000 Vergleichsfälle vom „Meteor“ geben jetzt die Möglichkeit einer Aussage. Es wird die Windstärke auf See geringer geschätzt, so daß die den Beaufort-Schätzungen zuzuordnenden Äquivalentgeschwindigkeiten in Meter je Sekunde höher ausfallen als an Land. Für niedrige Breiten ergibt sich die Formel  $v = 2,06 F$  und für höhere Breiten  $v = 2,45 \cdot F \pm 0,02 F^2$ , wenn  $F$  die Windstärke nach der Beaufort-Skala und  $v$  der äquivalente Wert in Meter je Sekunde ist.

*H. Ebert.*

**J. Richter**. Über die Ermittlung des täglichen Ganges der Lufttemperatur aus Beobachtungen vom fahrenden Schiff aus. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 38—40. (Zweites Köppen-Heft.) Bei der Ermittlung periodischer Erscheinungen, etwa des täglichen Ganges eines meteorologischen Elementes (Temperatur) sind besondere Rechenverfahren notwendig, wenn sich die Beobachtungsstation (z. B. ein Schiff) unregelmäßig bewegt und von Zeit zu Zeit anhält. Als Vorschrift wird angegeben, nach *L a m o n t* die Gesamtänderung z. B. der Temperatur in der zu betrachtenden Zeitspanne so zu verbessern, daß die Richtung der resultierenden Kurve parallel läuft mit der auf Grund der täglichen Periode zu erwartenden Richtung.

*H. Ebert.*

**H. Seilkopf**. Mittelräumige atmosphärische Strömungstypen. Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 79—87. (Zweites Köppen-Heft.) Das großräumige Stromfeld der Luft als Bestandteil der Wetterlage und auch das Gefüge des Windes an einem Punkt oder innerhalb kleiner Räume bis zu wenigen Metern Ausdehnung sind hinlänglich bekannt. Anders steht es mit der mittelräumigen Strömung. Es werden zwei mittelräumige Strömungstypen erörtert: die meteorologische Grenzschicht- und die Schraubenströmung.

*H. Ebert.*

**V. Doraiswamy Iyer**. Typhoons and Indian weather. Mem. India Meteorol. Dep. 26, 93—130, 1936, Nr. 6. Orkane des Pazific-Ozean und des Chinesischen Meeres, die westwärts ziehen und die Küste von Indo-China oder Südchina streifen, sind für die Jahre 1884 bis 1930 untersucht worden. Es zeigt sich, daß etwa  $\frac{1}{3}$  dieser Orkane das Wetter in Indien beeinflussen.

*H. Ebert.*

**W. Bleeker**. Der mittlere Höhenwind von De Bilt nach Pilotballonbeobachtungen (1922—1931). Mededeel. en Verh. Nr. 38, 1936 (K. Nederl. Meteorol. Inst. Nr. 102), S. 1—109, holländisch; S. 111—126, deutsch. Das Material von 10 Jahren (1922 bis 1931), gewonnen aus zwei Pilotballonaufstiegen je Tag ist bearbeitet worden; zur besseren Beurteilung des Strömungscharakters bei verschiedenen Windrichtungen sind die Beobachtungen nach den Bodenwind-

richtungen in vier Quadranten eingeordnet worden. Der allgemeine Mittelwert der Windgeschwindigkeit zeigt sein Maximum in allen Niveaus im Januar, das Minimum liegt am Boden im September und verschiebt sich in den höheren Niveaus gegen den April. Ferner werden behandelt: die mittlere Luftversetzung, Differenzen zwischen Morgen- und Mittagwerten der mittleren Luftversetzung und die Beständigkeit.

*H. Ebert.*

**Hidetosi Arakawa.** On the Kinematical Analysis of the Field of Pressure. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 18, 460—468, 1936, Nr. 9. In dieser Arbeit berechnet der Verf. den Weg eines Druckzentrums, macht Aussagen sowohl über seine Weiterentwicklung als auch über seine Stärke und belegt es mit dem Beispiel tropischer Zyklone. Neben der Berechnung des Weges einer Isobaren wird die Möglichkeit der Entstehung zyklonischer und antizyklonischer Zentren gegeben.

*Gieleßen.*

**Karl Stoye.** Sind Schwunderscheinungen der elektromagnetischen Wellen Vorzeichen einer drohenden Hagelgefahr? Meteorol. ZS. 53, 346—347, 1936, Nr. 9. Der Verf. weist als Erwiderung auf Veröffentlichungen von G. Kunze darauf hin, daß Hagelfälle eine Angelegenheit der Troposphäre, Empfangsverhältnisse und Schwunderscheinungen aber eine Angelegenheit der Ionosphäre sind; Schwunderscheinungen können daher nicht als Vorzeichen einer drohenden Hagelgefahr aufgefaßt werden.

*F. Steinhauser.*

**K. Stoye.** Hagel und 10 m-Hörbarkeit. Meteorol. ZS. 53, 346, 1936, Nr. 9. Der Verf. zeigt, daß die von G. Kunze behauptete Beziehung zwischen Hagelfällen und der Hörbarkeit auf der 10 m-Welle nicht besteht. Die Hauptmaxima der 10 m-Hörbarkeit erklären sich daraus, daß die Amateure hauptsächlich an Samstagen und Sonntagen senden.

*F. Steinhauser.*

**Karl Stoye.** Eisregenformen. Meteorol. ZS. 53, 395, 1936, Nr. 10. Der Verf. beobachtete folgende Formen von Eisregen: klare Eiskügelchen von 0,5 bis 1,0 mm Durchmesser, Eiskügelchen von 1,5 mm Durchmesser mit weißlicher Kalotte, Doppelkügelchen von je 0,3 mm Durchmesser, Eiskügelchen von 1 mm Durchmesser mit aufsitzendem kleineren Kügelchen und Eiskügelchen mit mehr oder minder ausgesetzter Spitze.

*F. Steinhauser.*

**W. W. Coblenz und R. Stair.** Distribution of the energy in the extreme ultraviolet of the solar spectrum. Bur. of Stand. Journ. of Res. 17, 1—6, 1936, Nr. 1 (RP. 899). Es wird die spektrale Energieverteilung der Sonnenstrahlung im extremen Ultraviolett für verschiedene Sonnenhöhen nach Messungen in Washington angegeben. Die daraus abgeleitete Energieverteilung außerhalb der Erdatmosphäre entspricht nicht der Strahlung eines schwarzen Körpers von 6000°, sondern eher der Strahlung eines schwarzen Körpers von 4000°. Die Abhängigkeit der Intensität der Strahlung mit Wellenlängen kleiner als 3132 Å von der Intensität der Gesamtstrahlung der Sonne ist für Mittelwerte von Washington graphisch dargestellt. Die Verff. beschreiben eine Apparatur zur Verstärkung und Übertragung der Angaben von Photozellen aus unbemannten Ballons, die zur Bestimmung der Energieverteilung des extremen Ultraviolett in höheren Atmosphärenschichten geeignet ist.

*F. Steinhauser.*

**P. Gruner.** Die Beleuchtung der Atmosphäre. Helv. Phys. Acta 9, 596—601, 1936, Nr. 7. Die von R. Knepple und C. W. Allen gegebenen Formeln zur Bestimmung der Beleuchtung der Atmosphäre bei beliebigen Sonnenhöhen rechnen mit ebenen Atmosphärenschichten, welche Annahme als Annäherung bei tiefen Sonnenständen oder bei Sonne unter dem Horizont nicht mehr zulässig ist. Der Verf. leitet nun eine neue Formel ab, wobei er die von der Sonne be-

leuchtete Atmosphäre in vier einzelne Gebiete, von denen jedes für sich aus ebenen Schichten besteht, so zerlegt, daß jedes Gebiet gegen das nächste geknickt ist; der Querschnitt stellt also eine Approximation der Krümmung der Erdoberfläche durch einen Polygonzug dar. Numerische Berechnungen werden angekündigt.

*F. Steinhauser.*

**André Couder.** *Mesure photographique de l'agitation atmosphérique des images stellaires.* C. R. **203**, 609—611, 1936, Nr. 14. Die atmosphärische Unruhe des Sternbildes zeigt sich bei einer Aufnahme mit einem gleichmäßig langsam bewegten Apparat in Verdickungen und unregelmäßigen Schwankungen der Schwärzungsspur auf der Platte. Nach Aufnahmen in ruhigen klaren Nächten hat der Verf. die erwähnten Schwankungen des Bildstreifens mit einer Apparatur, die er beschreibt, ausgemessen, um die atmosphärische Unruhe zu bestimmen. Fluktuationen von periodischem Charakter sind sehr selten. Es werden Einzelwerte der Dauer der Schwankungen angegeben.

*F. Steinhauser.*

**Herbert Michler.** *Luftspiegelungs-Wetter in der mittleren Ostsee am 26. Mai 1936.* Ann. d. Hydrogr. **64**, 408—409, 1936, Nr. 9.

**Gustav Schröder.** *Weiteres vom „Grünen Strahl“.* Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 91—93. (Zweites Köppen-Heft.)

*Dede.*

**G. Cario.** *Das Spektrum des Nachthimmelleuchtens.* Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **18**, 25—26, 1936, Nr. 2. Spektrogramme auf übersensibilisierten rot-empfindlichen Platten vom Nachthimmelleuchten sind den Aufnahmen von Vegard und Tonsberg sehr ähnlich. Die von Cabannes und Mitarbeitern gefundene Struktur im roten Spektralbereich konnte trotz größerer Auflösung in einem Einprismenspektrographen (Lichtstärke 1:0,85) nicht bestätigt werden. Es wird vermutet, daß diese Strukturen durch Schwankungen in der Korndichte vorgetäuscht sind.

*Grabowsky.*

**S. W. Visser.** *Halo's waargenomen in Nederlandsch-Indie in 1935.* Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind. **96**, 173—178, 1936, Nr. 3. Nach einer Zusammenstellung der 1935 in Batavia und Lembang beobachteten Halo-Erscheinungen bespricht Verf. den Jahresgang der Halo-Häufigkeit und die Zusammenhänge zwischen Halo-Auftreten und Wetterentwicklung: Nach langjährigen Beobachtungen sind Halo-Erscheinungen am häufigsten im März und November. Während der Monsunzeiten scheint eine besondere Regenwahrscheinlichkeit drei Tage nach dem Auftreten eines Halos zu bestehen; es wird versucht, diese Erscheinung zu Kälteeinbrüchen in Beziehung zu setzen.

*H. Israel-Köhler.*

**C. G. Abbot.** *Further evidence on the dependence of terrestrial temperatures on the variations of solar radiation.* Smithsonian Misc. Coll. **95**, Nr. 15, 4 S., 1936. Verf. fand in einer früheren Arbeit über die Sonnenstrahlung in Washington und einigen anderen Städten, daß in dem Teil dieser Strahlung, der zur Erde gelangt, kleine Schwankungen auftreten, in deren Folge meßbare atmosphärische Temperaturänderungen über etwa zwei Wochen sich bemerkbar machen. Dieselben Ergebnisse werden jetzt auch aus Wetterbeobachtungen in Potsdam von 1921 bis 1934 herausgearbeitet und in einer Figur für jeden Monat mitgeteilt.

*Gieleßen.*

**Jean Cabannes et Hubert Garrigue.** *Un phénomène de photoluminescence dans la haute atmosphère. L'excitation par la lumière solaire de la raie 6300 Å de l'oxygène.* C. R. **203**, 484—487, 1936, Nr. 9. Im Spektrum des Nachthimmelleuchtens nimmt die Intensität der Linie 6300 Å ( $^1D - ^3P_2$ ) des OI während und nach der Dämmerung stark ab. Diese Intensitätsabnahme kann verschieden erklärt werden, je nachdem in der leuchten-

den Schicht die Existenz von atomarem Sauerstoff oder von Ozon angenommen wird. Im ersten Fall kann das Verhalten durch direkte Anregung des  $^1D$ -Terms durch die Sonnenstrahlung, im zweiten durch photochemische Dissoziation des Ozons durch kurzwellige Sonnenstrahlung in  $O_2$  ( $^1\Sigma$ ) und  $O$  ( $^1D$ ) erklärt werden. Aus der zeitlichen Abnahme der Intensität kann in Verbindung mit der Lage des Erdschattens die Höhenverteilung des Leuchtens der Linie 6300 Å berechnet werden. Aus einer Messung am 23. Dezember 1935 ergibt sich eine Höhe des Luminiszenzmaximums von 115 bis 120 km. Luminiszierende Schichten konnten noch in einer Höhe von 1000 km nachgewiesen werden. Drei Stunden nach der Dämmerung ist die Intensität auf den zehnten Teil zurückgegangen. Diese Restintensität bleibt nunmehr konstant. Sie kann nicht durch eine Strahlungswirkung der Sonne erklärt werden. *Schön.*

**S. W. Visser.** Die schiefen Bogen der Gegen Sonne. Meteorol. ZS. 53, 336—340, 1936, Nr. 9. Der Verf. gibt ein Verzeichnis von Beobachtungen der sehr seltenen Erscheinung der schiefen Bogen der Gegen Sonne und bespricht die verschiedenen Erklärungsversuche. Es gibt zwei Systeme unterer schiefer Bogen bei niedriger Sonne, die sich nach *Hastings* dadurch erklären, daß das Licht durch eine Prismenfläche von schwebenden, um die Hauptachse rotierenden Säulchen einfällt, an einer Basisfläche und an der gegenüberliegenden Prismenfläche reflektiert wird und durch die Prismenfläche wieder austritt; dabei ist Totalreflexion notwendig. Ferner gibt es ein System oberer schiefer Bogen bei hoher Sonne, die sich nach *Wegener* als Spiegelbilder des umschriebenen Halo erklären, wenn eine Reflexion an der Basisfläche zur Refraktion hinzukommt. Die innere Reflexion kann dabei nur ein lichtstarkes Bild geben, wenn sie total ist. *F. Steinhauser.*

**Alfred Agricola.** Ein Beitrag zum Strahlungsklima der Zugspitze (2962 m). Meteorol. ZS. 53, 343—346, 1936, Nr. 9. Auf der Zugspitze wurde einige Monate hindurch mit einer kugelförmigen Photozelle Tungstam *N*, die ihre maximale Empfindlichkeit bei 3600 Å hat, die Ultraviolettstrahlung von Sonne und Himmel registriert. Es werden Beispiele von Registrierungen wiedergegeben, die den Einfluß verschiedenartiger Bewölkung auf die Beleuchtungsstärke zeigen. Bei leichter und mittlerer Bewölkung beträgt der Beleuchtungsrückgang mittags etwa 20 % und zwei bis drei Stunden vor Sonnenuntergang 50 bis 60 %; bei schwerer Bewölkung geht die Beleuchtung auch mittags um 50 % zurück. Infolge Wolkenreflexion und bei leichtem Nebeleinbruch mit durchscheinender Sonne kann auch eine Beleuchtungserhöhung über den Normalwert eintreten. Für die einzelnen Monate sind die mittleren Tagesgänge der Beleuchtungsstärke in Kiloluxstunden angegeben. Die durch die Registrierungen der Photozelle erfaßten, täglich zugestrahlten Lichtmengen werden mit den Angaben eines Graukeilphotometers verglichen. *F. Steinhauser.*

**G. Pogade.** Die Verwendung von Bergbeobachtungen beim Zeichnen von Höhenwetterkarten (Absolute Topographie der 500 mb-Fläche). Ann. d. Hydrogr. 1936, S. 24—31. (Zweites Köppen-Heft.) *Dede.*

**H. Maurer.** Über Winkeltreue in Kartenentwürfen. Ann. d. Hydrogr. 64, 421—433, 1936, Nr. 10. Es werden einige Punkte aus einer gleichlautenden Abhandlung von *Wedemeyer* (1936) klargestellt und näher erläutert. *H. Ebert.*



## Geophysikalische Berichte

Dr. J. B. Charcot †. Ann. d. Hydrogr. 64, 501—504, 1936, Nr. 12.

*Dede.*

**W. Mörikofer** und **Chr. Thams**. Zur Bestimmung des Eichfaktors beim Bimetallaktinographen Fuess-Robitzsch. Meteorol. ZS. 53, 409—415, 1936, Nr. 11. Erste Eichmethode: Während die direkte Sonnenstrahlung vorübergehend von dem Robitzsch-Aktinographen abgeschirmt wird, wird ihre Intensität gleichzeitig mit einem gut geeichten Aktinometer gemessen. Die so bestimmte momentan auf die Horizontalfläche fallende Sonnenstrahlung wird mit dem durch Interpolation bestimmten korrespondierenden Ausschlag der Registrierung verglichen. — Zweite Eichmethode: Vergleich der auf die Horizontalfläche fallenden Sonnenstrahlungsintensität mit der Differenz zweier gleichartiger, in der linearen Empfindlichkeit aufeinander bezogener Aktinographen, von denen der eine der vollen Strahlung und der andere nur der diffusen Himmelsstrahlung ausgesetzt ist. — Dritte Eichmethode: Vergleich der vom Robitzsch-Aktinographen aufgezeichneten täglichen Wärmesummen mit den von einem Aktinographen eines anderen Typus (Angström-Pyranometer, Solarigraph von Moll-Gorczyński) aufgeschriebenen Wärmesummen. — Nach der ersten Methode wurden fünf Robitzsch-Aktinographen in Davos neu geeicht. Dabei ergab sich, daß der durch 1 gcal/cm<sup>2</sup> erzeugte Ausschlag bei den einzelnen Instrumenten um 35 bis 52 % und im Durchschnitt um 44 % größer war als nach den Eichungen von Robitzsch zu erwarten gewesen wäre. Die auf Grund der den Instrumenten mitgegebenen Eichscheine berechneten Strahlungswerte sind im Durchschnitt um 31 % zu erniedrigen. Aus der kritischen Überprüfung verschiedener aus Veröffentlichungen bekannt gewordener Registrierungsergebnisse wird gefolgert, daß die vor 1931 bestimmten Eichfaktoren der Robitzsch-Aktinographen sogar um rund 100 % zu hohe Strahlungswerte ergaben. Auf die Notwendigkeit der Revision aller bisher veröffentlichten Ergebnisse wird hingewiesen.

*F. Steinhauser.*

**Charles-Emile Brazier**. Sur la comparaison des pyréliomètres. C. R. 203, 1009—1011, 1936, Nr. 20. Beim Vergleich von Aktinometern mit verschiedenen Öffnungswinkeln wird die diffuse Strahlung aus der Umgebung der Sonne in verschiedenem Ausmaß mitgemessen. Es ergeben sich an Stelle des wirklichen nur scheinbare Durchlässigkeitskoeffizienten. Bei Verkleinerung des Öffnungswinkels um eine bestimmte Größe findet man den scheinbaren Durchlässigkeitskoeffizienten um so kleiner, je geringer die wirkliche Durchlässigkeit der Luft ist, und bei konstanter Transparenz wirkt sich die Verkleinerung des Öffnungswinkels um so stärker in der Abnahme des scheinbaren Durchlässigkeitskoeffizienten aus, je niedriger die Sonne steht. Dies ist beim Vergleich von Aktinometern mit verschiedenen Öffnungswinkeln zu beachten. Aus Reihen von Vergleichsmessungen bei verschiedenen Sonnenhöhen und mit Instrumenten mit verstellbaren Öffnungswinkeln kann man die Unterschiede der Angaben der Vergleichsinstrumente als Funktion der Transparenz und des Öffnungswinkels erhalten. Daraus läßt sich wahrscheinlich der Wert extrapolieren, der der direkten Sonnenstrahlung mit vollständiger Ausschaltung der diffusen Strahlung der Sonnenumgebung entspricht.

*F. Steinhauser.*

**K. Lüdemann**. Einige neue Bauarten von Bussolengeräten und ihre Leistungsfähigkeit. ZS. f. Instrkde. 56, 502—509, 1936, Nr. 12. Einige neuere Bauarten von Bussolengeräten, die in den Hildebrand-Werkstätten in Freiburg entstanden sind, werden beschrieben und über ihre Leistungsfähigkeit wird berichtet. Im einzelnen handelt es sich um die Wald- oder Bergbussole mit Doppelbild-Entfernungsmesser, die Bergbussole in neuzeitlicher Form, die Ein-

heits-Bergbussole nach J. Th. Horstink, bei der die Verwendungsmöglichkeit durch Hinzunahme eines verdeckten Grundkreises erheblich gesteigert werden sollte, und schließlich die kleine Bergbussole, die eine ausreichende Leistungsfähigkeit mit geringen Abmessungen verbinden soll. *W. Hohle.*

**Friedr. Reinhold.** Die Anweisung zur Durchführung von Niederschlagsmessungen (ADN 1936). Gesundheits-Ing. 59, 741—742, 1936, Nr. 50. Die „Anweisung zur Durchführung von Niederschlagsbeobachtungen“ sollen die Meßstellen der Abwasserfachgruppe der deutschen Gesellschaft für Bauwesen nicht außerhalb des Reichswetterdienstes stellen, sondern im Gegenteil für eine Vereinheitlichung der Erfassung von Regenbeobachtungen sorgen. Wichtig für die Praxis sind auch die Schneehöhenmessungen. *H. Ebert.*

**R. D. Gupte.** Distribution of temperature and vapour pressure in the neighbourhood of a water-surface. Proc. Indian Acad. 4, 275—282, 1936, Nr. 3. Die Verteilung der Temperatur und des Dampfdruckes in Nachbarschaft einer Wasseroberfläche bei Windstärken von 0 bis 2,5 m/sec wird mit einem trockenen und einem feuchten Thermoelement gemessen. Der Verlauf des Dampfdruckes ist der gleiche, ob das Wasser wärmer oder kälter als die Luft ist. Im ersteren Falle sind die Schwankungen der Temperatur über der Wasseroberfläche erheblich größer und zeigen in einer Höhe von 1 cm ein Maximum. Aus den Beobachtungen wird die Dicke der Schicht gemessen, innerhalb der die Temperatur oder der Dampfdruck auf die Hälfte ihrer Werte absinkt. Es zeigt sich, daß für beide annähernd der gleiche Betrag herauskommt. Oberhalb einer Windgeschwindigkeit von 100 cm/sec ergibt sich für die Dicke dieser Schicht 0,20 bis 0,10 cm, gleichgültig, ob das Wasser oder die Luft eine höhere Temperatur besitzt. Beobachtungen in freier Luft sollen gesondert behandelt werden. *H. Ebert.*

**Hermann Lohff.** Zur Frage der Übertragbarkeit von Regenbeobachtungen. Gesundheits-Ing. 59, 738—740, 1936, Nr. 50. Verf. weist darauf hin, daß mit dem Abschluß dieser Gemeinschaftsarbeit viel Unsicherheit in der Annahme von Regenspenden beseitigt ist, daß aber planmäßige Regenbeobachtungen nicht überflüssig geworden sind, insbesondere auch für die Interpolation der Regenspendenlinien. Ferner wird gezeigt, daß es notwendig ist, Regenbeobachtungen zu Sommer- und Winterregenspendelinien auszuwerten. *H. Ebert.*

**N. Fuchs and I. Petrijanoff.** Microscopic Examination of Fog-, Cloud- and Rain-Droplets. Nature 139, 111—112, 1937, Nr. 3507. (Lab. Aer. Karpov-Inst. Phys. Chem. Moscow.) Zur Bestimmung der Tropfengröße in Nebel und Wolken empfehlen die Verf. das Auffangen der Tropfen auf ein Deckglas, das mit einem Gemisch von Vaseline und leichtem Mineralöl (1:3 bei 20° und 1:5 bei 0° C; also temperaturabhängig!) bestrichen wird. Die Tropfen werden eingebettet und können mit Lupe oder Mikroskop betrachtet werden. *H. Ebert.*

**Jean Servy.** Sur un nouvel indice caractérisant le facteur sécheresse en agronomie. C. R. 203, 1097—1100, 1936, Nr. 21. Die von Geslin mit einer einfachen Methode ausgeführten Bestimmungen der Bodenfeuchtigkeit werden vom Verf. rechnerisch weiter verfolgt. Mit  $R = \alpha \cdot H^m$  ( $H$  = Bodenfeuchtigkeit,  $\alpha$ ,  $m$  Konstanten) läßt sich die Bodenfeuchtigkeit für jeden Monat aus den Beobachtungsreihen berechnen und stimmt mit den beobachteten Daten des untersuchten Lehmbodens, wenigstens für die einzelnen Jahreszeiten, gut überein. Der Wert  $R$  ist die wirkliche Kraft des Bodens in der Zurückhaltung des Wassers bei Austrocknung, erscheint wie ein Kennwert für das Klima irgendeines Ortes, wodurch er für die Bebauung mitbestimmend werden kann. *Gieleßen.*

**Henri Geslin.** Pouvoir évaporant de l'air et humidité du sol. C. R. 203, 1095—1097, 1936, Nr. 21. Verf. mißt die Verdunstung des Wassers im Boden ( $E_s$ ), diejenige der Luft ( $E$ ) und setzt sie mit der Bodenfeuchtigkeit ( $H$ ) in Beziehung mit  $R = E/E_s = F(H)$ . Die so berechneten Feuchtigkeiten stimmen mit den beobachteten aus den Jahren 1932 bis 1936 befriedigend überein. Man kann also somit mit genügender Annäherung für jeden Zeitpunkt die Wasserreserven eines Bodens bestimmen. Die vielleicht später mögliche Anwendung zur Bestimmung des Wasserhaushaltes des Bodens und die Kennzeichnung des Trockenheitsfaktors zeigen die Notwendigkeit obiger Beobachtungen. *Gieleßen.*

**Harold Jeffreys.** On the figures of the earth and moon. Month. Not. 97, 3—15, 1936, Nr. 1. De Sitters Theorie der Erdform ist deshalb unbefriedigend, weil sie die Annahme gleicher Schwere auf der ganzen Erde macht. Trotzdem gibt sie einen richtigen Wert für die Abplattung. — Eine ausführliche Betrachtung ergibt für den Mond nahezu Homogenität, sein Dichteverhältnis zur Erde  $0,87 \pm 0,06$ . — Die Abplattung und Schwere auf der Erde wird berechnet, ebenso die Abplattung des Mondes. Sie kann nur erklärt werden, wenn der Mond beim Erstarren in etwa 3,5 Tagen um seine Achse rotierte. *Rieue.*

**M. T. Lindtrop and J. M. Tolmačev.** The spectral analysis of mineral waters. C. R. Moskau (N. S.) 1936 [3], S. 321—324, Nr. 7. Es wurde eine Reihe von kaukasischen Mineralwassern mit der Methode der quantitativen Spektralanalyse auf ihren Gehalt an Lithium, Rubidium und Caesium untersucht. Hierzu wurden die Wasser eingedampft, die Salze in ihre Chloride überführt, mit Alkohol ausgezogen, der Alkohol eingedampft und schließlich eine konzentrierte wässrige Lösung hergestellt. Diese wurde auf reine Siemens-E-Kohle aufgebracht, die dann abgefunkt wurde. Hierzu lag im Sekundärkreis eines 10 kV-Transformators ein Kondensator, eine Selbstinduktion und eine Funkenstrecke. Es wurde nach der Methode der Vergleichsspektren gearbeitet. Die Aufnahmen wurden mit einem Hilger D 4-Spektrographen gemacht. Zur Bestimmung wurden die roten bzw. ultraroten Resonanzlinien verwendet. Lithium und Rubidium wurden in allen untersuchten Wassern, Caesium nur in einigen gefunden. Die quantitative Bestimmung des Caesiumgehalts gelang nicht, da der Gehalt zu gering war. Außerdem wurden noch die Gewichtsverhältnisse Natrium : Lithium und Kalium : Rubidium bestimmt. An Hand dieser Verhältnisse können die kaukasischen Mineralwässer in drei Gruppen eingeteilt werden, die mit einer Einteilung nach chemischen Gesichtspunkten übereinstimmt. *Schön.*

Averages of temperature for the British Isles for periods ending 1935. 52 S. London, Published by His Majesty's Stationery Office, 1936. (M. O. 407.)

Averages of bright sunshine for the British Isles for periods ending 1935. 43 S. London, Published by His Majesty's Stationery Office, 1936. (M. O. 408.) *Dede.*

**John L. Rose and R. K. Stranathan.** Geologic Time and Isotopic Constitution of Radiogenic Lead. Phys. Rev. (2) 50, 792—796, 1936, Nr. 9. Die relativen Häufigkeiten der Isotope verschiedener Proben radiogenen Bleis werden aus den Intensitätsunterschieden der Hyperfeinstrukturkomponenten der Linie 5372 Å unter Abschwächung der  $Pb^{206}$ -Komponente durch geeignete Filter ermittelt. Unter Heranziehung der Isotopenzusammensetzung gewöhnlichen Bleis wird der Prozentsatz von  $Pb^{206}$  und  $Pb^{207}$ , der als Endprodukt von Uran anzusehen ist, berechnet. Die Werte bestätigen die Ansicht, daß die Actiniumreihe einen selbständigen Stammbaum hat. Mit aus der Literatur entnommenen Werten für den

Quotienten  $Ac D/Ra G$  und den der Aktivitäten von  $Ac U$  und  $U I$ , sowie für die Lebensdauer von  $Ac U$  und  $U I$  wird das geologische Alter der untersuchten Mineralien bestimmt. Die Methode hat gegenüber der Abschätzung des geologischen Alters durch Bestimmung des Blei-Uran-Verhältnisses den Vorteil, daß sie unabhängig ist von den im Laufe der Jahrhunderte eingetretenen chemischen Veränderungen der Mineralien. *G. Johannsen.*

**A. Prey.** Über die Polfluchtkraft. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 349—387, 1936, Nr. 4. Den Berechnungen wird die Annahme zugrundegelegt, daß eine Scholle von kontinentalem Ausmaß und gleichförmiger Dichte 2,7, erstreckt über ein Gebiet zwischen zwei Parallelkreisen und zwei Meridianen und oben und unten von den Niveaulflächen und seitlich von den Flächen der Lotlinien begrenzt, auf der Erde mit der äußeren Dichte 3,0 schwimmt. Dabei wird auch die Änderung der Schwere mit der Höhe und die Zunahme der Dichte mit der Tiefe berücksichtigt. Es werden die auf die Scholle wirkenden Kräfte Schwerkraft, Fliehkraft, Druck auf die Seitenflächen und auf den Boden der Scholle einzeln berechnet und zu einer im Schwerpunkt der Scholle angreifenden Resultierenden und zum Drehmoment um den Schwerpunkt vereinigt. Diese Kräfte führen zur Erreichung eines Gleichgewichtszustandes durch eine kleine Verschiebung nach Norden und durch eine kleine Kippung. Der Größenordnung nach sind die Kräfte ungefähr  $10^{-6}$  des Gewichtes der Scholle. Da die Verschiebungen nur sehr klein sein können, ist anzunehmen, daß die Scholle sich überhaupt nicht bewegt und daß die kleinen Spannungen unausgeglichen bleiben. Es wird gefolgert, daß von einer Polfluchtkraft, die die Kontinente über weite Strecken bis zum Äquator drängen könnte, nicht gesprochen werden kann. *F. Steinhäuser.*

**K. Lüders.** Die Messung der Sandwanderung in der Flachsee mit Gezeiten. Senckenbergiana 18, 121—130, 1936, Nr. 3/4. *Dede.*

**Norman A. Haskell.** The viscosity of the asthenosphere. Sill. Journ. (5) 33, 22—28, 1937, Nr. 193. (Harvard Univ. Cambridge Mass.) Aus dem Aufsteigen der Erdkruste nach dem Abschmelzen der letzten pleistozenen Eisscholle errechnet der Verf. die mittlere Zähigkeit der Asthenosphäre zu  $2,9 \cdot 10^{21}$  Pois. Die für die Erreichung des isostatischen Gleichgewichtes nötige Zeit verhält sich umgekehrt zur Ausdehnung der Last und beträgt für eine Scholle von 2000 km ungefähr 18 000 Jahre. Eine andere vom Verf. abgeleitete Formel ergibt, auf die seitliche Zusammenpressung der beweglichen Erdkruste angewendet, eine Spanne von einigen 100 000 Jahren für die Dauer eines orogenen Zeitalters. *Erk.*

**Edmond Rothé et Mme Arlette Hée.** Etude d'une zone de contact de granite-gneiss par l'observation des rayons pénétrants. C. R. 203, 268—270, 1936, Nr. 3. An einer Berührungsstelle von Granit und Gneiss in den Vogesen steigt die Ionisation durch Gesteinsstrahlung beim Übergang von Gneiss zu Ganit wesentlich an. *Johannes Juilfs.*

**Stephan Stechhöfer.** Erdstrahlungsmessungen mit dem Geiger-Müller-Zählrohr und elektrische Feldstärkemessungen im Gelände. ZS. f. Geophys. 12, 68—86, 1936, Nr. 2/3. Mit einer tragbaren Zählrohranordnung werden Messungen der radioaktiven Strahlung im Gelände ausgeführt. Die  $\gamma$ -Strahlung der Thorium- und Uran-Zerfallsprodukte kommt nur aus einer etwa 50 cm dicken Bodenschicht; die Bodenstrahlung (ohne die immer mitgemessene Höhenstrahlung) ergab Unterschiede bis zum Verhältnis 1:4. Die Untersuchungen, ob eine durchdringende Strahlung, ähnlich der  $\gamma$ -Strahlung radioaktiver Elemente, oder aber eine Störung der luftelektrischen Feldstärke über

Wasseradern oder Verwerfungen die Ursache für einen Ruteneffekt sein kann, führten zu negativem Ergebnis.

*Johannes Juilfs.*

**Hubert Garrigue.** La radioactivité de l'air en montagne. Ann. de phys. (11) 6, 751—825, 1936, Dez. Im Wohnhaus des Observatoriums Pic du Midi, das im Winter vollständig einschneit, findet der Verf. während der Schneebedeckung eine Erhöhung des Emanationsgehaltes bis zum Vielfachen der sommerlichen Werte. Dieser Emanationsgehalt unter der Schneedecke wird stark vom Wind über der Schneedecke beeinflusst: Er ist ein Minimum bei Windstille, ein Maximum bei NW-Sturm. Der gleiche erhöhte Emanationsgehalt findet sich in der Luft zwischen Schneedecke und Felsoberfläche; die  $\gamma$ -Strahlung des Bodens zeigt entsprechende Erhöhung. Aus gleichzeitigen Messungen über und unter der Schneedecke wird abgeleitet, daß die Exhalation des 2000 m<sup>2</sup> großen Gipfelplateaus des Pic du Midi bei Sturm bis zu 0,72 Curie pro Stunde betragen kann, eine Menge, die der stündlichen Emanationsproduktion des gesamten Gipfelmassivs entspricht. Verf. schließt hieraus, daß die unter der Schneedecke sich anhäufende Emanation unter der Saugwirkung des Windes nur an den obersten schneearmen Gebirgsgraden in die Atmosphäre übergeführt wird. Es werden einige neue transportable Emanationsmeßgeräte sowie ein Registriergerät beschrieben.

*H. Israël-Köhler.*

**P. Mercier et G. Joyet.** Détermination des densités ioniques par la méthode du courant gazeux en tenant compte de la perte par défaut d'isolement. Helv. Phys. Acta 9, 642—646, 1936, Nr. 8. Ableitung einer Korrektionsformel zur rechnerischen Berücksichtigung mangelhafter Isolation des Meßsystems bei Ionenzählungen mit Aspirationskondensator.

*H. Israël-Köhler.*

**L. Vegard.** Auroral Phenomena and the Behaviour of the Ionosphere during a Total Solar Eclipse. Nature 138, 974, 1936, Nr. 3501. Zwei Erscheinungen werden untersucht, gewisse Fadings auf kurzen Wellen und Anomalien, beobachtet durch Aufzeichnung atmosphärischer Störungen auf langen Wellen. Die Kurzwellenfadings setzen plötzlich ein, führen in wenigen Sekunden zu völligem Schweigen und werden auf transkontinentalen Übertragungen auf dem ganzen Wege beobachtet ( $\lambda = 15$  bis 45 m). Die Zeichen erscheinen nach einigen Minuten wieder und wachsen langsam an (10 min bis 1 Stunde). Die atmosphärischen Störungen wurden gleichzeitig auf Wellen von 7500 bis 11 000 m beobachtet. Sie beeinflussen nur selten die Welle 25 000 m. Der Einsatz erfolgt plötzlich mit einem allmählichen Abfall während 30 bis 80 min. Solche Beobachtungen an verschiedenen Orten und aus verschiedenen Richtungen (Januar bis November 1936 tabellarisch zusammengestellt) lassen auf ionosphärische Einflüsse schließen, die sich gleichzeitig an zwei verschiedenen Stellen des hochfrequenten Spektrums zeigen. Die Anomalien zeigen sich nur am Tage und ändern ihre Frequenz von Jahr zu Jahr. Sie nehmen seit 3 oder 4 Jahren zu. Eine Periodizität der Erscheinungen ist nicht zu beobachten. Eine mögliche Erklärung aus dem plötzlichen Auftreten der Erscheinung ist die einer Vermehrung der Ionisation gemäß der ultravioletten Einstrahlung.

*Winckel.*

**Karl Stoye und Ernst Fendler.** Hörbarkeit einer Grenzwellen (10 m) und solare Vorgänge. Elektr. Nachr.-Techn. 13, 397—400, 1936, Nr. 11. Die Hörbarkeit der 10 m-Welle und ihr Zusammenfallen mit der magnetischen Charakterzahl sind für die Zeit vom 10. Oktober 1935 bis März 1936 graphisch dargestellt. Im Sonnenfleckennaximum fällt guter Europaempfang mit kleiner Charakterzahl zusammen, im Maximum kann guter Fernempfang mit großer Charakterzahl zusammenfallen, Europaempfang fällt mit kleinerer zusammen.

*Riewe.*

**H. W. Newton.** Radio Fading and Bright Solar Eruptions. *Nature* 138, 1017, 1936, Nr. 3502. Eine am 3. Dezember in Greenwich beobachtete H-Eruption auf der Sonne war begleitet von Radioempfangsstörungen. Von 23 starken, von Mitte 1935 bis Mitte 1936 beobachteten Schwunderscheinungen waren acht zugleich mit einer Sonneneruption.

*Rieue.*

**Robert Bureau et J. Maire.** Anomalies ionosphériques à début brusque. *C. R.* 203, 1275—1278, 1936, Nr. 23. Aus der Erscheinung der sehr langen Aurora-Strahlen um Mitternacht am 16. Oktober in Oslo folgt, daß die Dichte der Materie sich während der Nacht ebenfalls sehr langsam aufwärts bewegt hat, was der großen Zahl freier Elektronen zuzuschreiben ist. Infolge der großen Beweglichkeit der Elektronen wird die Koronastruktur der oberen Atmosphäre, wie sie auf der Tagseite auftritt, in die Nachtbezirke hineinstreuen. Dieser Streuprozess wird der Nachtkontraktion entgegenwirken und die Aufrechterhaltung einer „Korona-Verteilung“ auf der Nachtseite der Erde unterstützen. So erklären die Echomessungen, daß die reflektierenden Schichten ihre Leitfähigkeit und Reflexionsvermögen während einer totalen Sonnenfinsternis beibehalten. Dieser Streuprozess durch freie Elektronen muß auch bei der Beurteilung von Rekombinationsvorgängen berücksichtigt werden.

*Winckel.*

**H. Aschenbrenner, Goubau, J. Petersen und J. Zenneck.** Einfluß der partiellen Sonnenfinsternis am 19. Juni 1936 auf die Ionosphäre. *Hochfrequenztechn. u. Elektroak.* 48, 181—182, 1936, Nr. 6. Echomessungen der Station Kochele—Herzogsstand haben gezeigt, daß etwa 15 min nach der Zeit, in der für 200 km Höhe ein Maximum der Sonnenfinsternis vorhanden war, die Elektronenkonzentration stark abfiel. Diesen Abfall als Folge der Sonnenfinsternis zu erklären, ist nicht ohne weiteres möglich. Eine Deutung wird dadurch erschwert, daß der Beginn der Sonnenfinsternis ungefähr mit dem Sonnenaufgang zusammenfiel. Ungünstig war auch, daß während der Beobachtung unabhängig von der Sonnenfinsternis die mittlere Elektronenkonzentration von Tag zu Tag abnahm.

*Winckel.*

**F. T. Farmer and J. A. Ratcliffe.** Wireless waves reflected from the ionosphere at oblique incidence. *Proc. Phys. Soc.* 48, 839—849, 1936, Nr. 6 (Nr. 269). Ein Impulssender in Cambridge wurde gleichzeitig in 1 und 464 km Entfernung 15° West empfangen, um die Änderung des äquivalenten Weges mit der ausgesandten Frequenz zu studieren, und zwar mit solchen Wellenlängen, die nahezu die F-Schicht durchdringen. Unter gewissen Bedingungen besteht die Möglichkeit einer Zweiwegsendung zu zwei verschiedenen Punkten hin. Ein quantitativer Unterschied zwischen Theorie und Experiment wurde beobachtet. Es zeigt sich, daß beim Vergleich der Frequenzen, die gerade die E-Schicht bei normalem und schiefe Einfall durchdringen, es möglich ist, zu entscheiden, ob der Ausdruck der Lorentz-Polarisation in Betracht gezogen werden muß, um die Kraft auf ein Elektron in der Ionosphäre zu berechnen. Experimente auf dieser Grundlage hatten nur ein statistisches Ergebnis in Anbetracht der variablen Natur der E-Schicht. Messungen der Sonnenaufgangserhöhung der Absorption für Wellen, die in zwei Punkten empfangen werden, zeigten, daß die Tagesabsorption in einer Schicht unterhalb des hauptsächlich ablenkenden Teils der E-Schicht stattfindet, und zwar für Echos von der E- wie von der F-Schicht. — Die Methode, die Hauptwelle konstant zu halten und Beobachtungen derart darzustellen, daß die äquivalente Reflexionshöhe  $P'$  sich mit der Zeit ändert ( $P', t$ -Methode) für Empfang bei normalem und schiefe Einfall, wurde von Crone, Krüger, Goubou und Zenneck angewendet und stimmt mit der vorliegenden, die Welle über einen weiten Frequenzbereich zu ändern ( $P', f$ -Methode), überein.

*Winckel.*

**Elbert B. Judson.** Comparison of data on the ionosphere, sunspots, and terrestrial magnetism. Bur. of Stand. Journ. of Res. 17, 323—330, 1936, Nr. 3. (RP. 913.) Ergebnisse von Ionosphärenaufzeichnungen des Bureau of Standards von 1930 bis 1935. Der Vergleich der kritischen Frequenzen mit den magnetischen Störungen zeigt, daß in einer Reihe von Fällen — besonders im Sommer — ein Abfall der kritischen Frequenzen in Nächten sich ereignet, in denen sich die magnetische Aktivität erhöht. Die höchsten Gruppen kritischer Frequenzen scheinen minimalen Gruppen von magnetischer Aktivität zu entsprechen. Sonnenflecken scheinen wenig Beziehung zur kritischen Frequenzkurve zu haben, sie zeigen sich nur jahreszeitlich.  $E$ - und  $F_1$ -Frequenzen scheinen mit Erhöhung der magnetischen Aktivität wenig gestört zu sein, während die  $F_2$ -Kurve deutlich zwei Maxima — im Februar und November — erkennen läßt. Die virtuelle Höhe der  $F_2$ -Schicht zeigt eine saisonmäßige Änderung in umgekehrter Beziehung zur kritischen Frequenz. Die Höhe ist im Sommer maximal und im Winter minimal. Über lange Perioden sind die Werte der Tageszeit- $F_2$ -Frequenzen hoch und die der magnetischen Aktivität gering und umgekehrt, ferner die Werte der Tages- $F_2$ -virtuellen Höhen groß, wenn auch die magnetische Aktivität groß ist und umgekehrt.

*Winckel.*

**G. R. Toshniwal, B. D. Pant and R. R. Bajpai.** Collisional Friction Frequency in the Ionosphere at Allahabad. Nature 138, 37, 1936, Nr. 3479. Bezugnehmend auf die Appletonsche Formel für den integrierten Absorptionskoeffizienten der ablenkenden Schicht kommen Verff. zu der Formel

$$\Delta (\ln \varphi_0) = -\frac{\nu}{2c} \Delta (P_0)$$

mit den Bezeichnungen von Appleton. Die Gültigkeit der Formel hat sich vergangenen Winter im Laboratorium erwiesen; sie gibt einen durchschnittlichen Wert von  $\nu = 1,2 \cdot 10^4$  per Elektron/sec. Dieser Wert unterscheidet sich beträchtlich von denen, die Eckersley, Farmer und Ratcliffe gefunden haben, ohne daß jedoch im Augenblick eine Erklärung dafür abgegeben werden kann. Weitere Untersuchungen werden folgen.

*Winckel.*

**R. Bock und F. Moench.** Über Schwankungen des Erdstroms und des Erdmagnetismus im Polarjahr 1932/33. Elektr. Nachr.-Techn. 13, 331—335, 1936, Nr. 10. Während des Internationalen Polarjahres wurden vom Reichspostzentralamt zwei Kabelleitungen für die dauernde Beobachtung des Erdstromes zur Verfügung gestellt. Von diesen zeigte das Kabel Berlin—Danzig jedoch sehr große Störungen, so daß die vorliegenden Auswertungen nur auf das Kabel Berlin—Breslau erstreckt wurden. Über die hier erhaltenen Registrierungen wird in dieser vorläufigen Mitteilung schon sehr ausführlich berichtet. Um die Großstadtstörungen auszuschließen, wurde nur zwischen Müncheberg bei Berlin und Neumarkt vor Breslau gemessen. Für zwei Adern des Kabels wurden die Messungen gleichzeitig angestellt. An beiden Endstationen war das Kabel jeweils geerdet. Vor der Erdung in Müncheberg lagen die Strommesser mit einer Empfindlichkeit von  $2,5 \cdot 10^{-4}$  Amp./Sk. Tägliche Messungen dienten zur Prüfung der Unversehrtheit der Leitungen. Die wiedergegebenen Registrierungen zeigen in dem Verlauf der Störungen eine sehr weitgehende Übereinstimmung mit dem Gang der magnetischen Elemente, die am Observatorium in Niemeck gemessen wurden. Der Erdstrom wird auch auf Grund dieser Untersuchungen als das Primäre erkannt, dessen Störungen die Schwankungen der Deklination und der Horizontalintensität verursachen.

*Schmerwitz.*

**Daniel Barbier.** L'émission d'électrons par le Soleil et sa relation avec les phénomènes magnétiques terrestres. C. R. 203,

920—922, 1936, Nr. 19. Die Verzögerungszeit zwischen dem Durchgang einer aktiven Zone im Meridian auf der Sonne und den erdmagnetischen Störungen beträgt etwa 60 Stunden, das würde einer Elektronengeschwindigkeit von ungefähr 1000 km/sec entsprechen. Da aus der Theorie von Störmer, sowie aus Experimenten von Vegard und Birkeland Elektronengeschwindigkeiten von 60 000 km/sec gefolgert werden, wird in dieser Mitteilung in der Nähe der Erdoberfläche die Existenz eines zusätzlichen beschleunigenden Feldes angenommen. *Schmerwitz.*

**Max Toperczer.** Zur Kenntnis des erdmagnetischen Feldes nach den Ergebnissen der magnetischen Landesaufnahme von Österreich 1930·0. II. Verbesserung einiger Werte der Vertikalintensität. Wiener Ber. 145, [2a], 347—356, 1936, Nr. 5. Vgl. diese Ber. 17, 2269, 1936. *Dede.*

**Mario Bossolasco.** Sur la nature des perturbations magnétiques. C. R. 203, 676—678, 1936, Nr. 15. Das magnetische Beobachtungsmaterial des Polarjahres, das von verschiedenen Stationen zur Verfügung stand, ist zu einer vorläufigen Mitteilung über zwei Fragen zusammengefaßt: Diese betreffen den Vektor, der den plötzlichen Einsatz (impetus) eines magnetischen Gewitters festlegt und die besonderen sogenannten Bay-Störungen. Bezüglich des Vektors wurde gefunden, daß die Stationen auf dem magnetischen Äquator die größeren Werte zeigen. Unter diesen besaß wiederum die Station, für die die Sonne im Zenith stand, den Maximalwert. Für die Bay-Störungen ergaben die Untersuchungen, daß kein Zusammenhang mit der Entstehung der magnetischen Gewitter besteht. *Schmerwitz.*

**Gustaf S. Ljungdahl.** Note on the Average Range of Magnetic Anomalies in Sweden. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (B) 25, Nr. 12, 6 S., 1936, Heft 2. Die Werte der Deklination, Horizontalintensität und der Inklination werden für 86 Stationen nach dem Grad der Abweichung von den Normalwerten zusammengestellt. Die Normalwerte sind durch eine lineare Funktion von der geographischen Breite und Länge festgelegt worden. Im Vergleich zu den aufgeführten Werten der französischen Stationen liegen die Werte in Schweden beträchtlich höher. Für diese Anomalien werden, je nachdem ob es örtliche oder regionale sind, Störungsmassen bei 2 bis 100 km Tiefe vermutet. Diese können gelegentlich wie in anderen Gegenden auch mit Schwerkraftsstörungen zusammenfallen — ein Nachweis, der für Schweden wegen der fehlenden systematischen Schwerkraftsmessung noch aussteht. *Schmerwitz.*

**L. Vegard.** Red and Sunlit Auroras and the State of the Upper Atmosphere. Nature 137, 930—931, 1936, Nr. 3500. In Oslo wurde eine starke Nordlichterscheinung beobachtet, die ganz tief herunterreichte, zeitweise Draperienform und zwischen 22 und 23 Uhr Strahlen von einigen 100 km Länge zeigte. Die Temperatur der Nordlichtregion betrug — 30 bis — 47° C. Aus dieser Beobachtung wird geschlossen, daß als Folge von Ultraviolettlicht und von Einbrüchen von Korpuskularstrahlung ein Großteil der Atmosphäre der Nordlichtregion aus Elektronen und freien Atomen besteht, die eine ähnliche Verteilung der Materie bewirken, wie sie einer Reduktion des Molekulargewichtes oder einer Temperaturerhöhung entsprechen würde. Aus der Verstärkung der Linien im Spektrogramm wird geschlossen, daß das Sauerstoff-Triplett ( $^1D - ^3P_{012}$ ) bei sonnenbelichteten und roten Nordlichtern verstärkt wird. Unter bestimmten Bedingungen nimmt die Intensität der roten Linie (6300) relativ zur grünen Linie (5577) nach oben hin zu. *F. Steinhauser.*

**R. A. Hamilton.** Directions of Homogeneous Auroral Arcs. Nature 138, 1059, 1936, Nr. 3503. Mitteilung über Aufnahme und Ausmessung der Höhe und Höhenlage einiger Nordlichtbögen. *Brüche.*



**Werner Kolhörster.** Ganzjährige Registrierungen koinzidierender Höhenstrahlen. ZS. f. techn. Phys. **17**, 371—373, 1936, Nr. 11. Phys. ZS. **37**, 797—799, 1936, Nr. 22/23. 12. D. Phys.-Tag Bad Salzbrunn 1936. Zusammenfassender Vortrag.

**J. Solomon.** Théorie du Passage des Rayons cosmiques à travers la Matière. 65 S. (Actualités scient. et industr. Nr. 339.) Paris, Hermann & Cie., 1936.

Les rayons cosmiques. Congrès International de Physique Londres 1934. Bd. I, 47 S. (Actualités scient. et industr. Nr. 340.) Paris, Hermann & Cie., 1936.

**E. A. Johnson and A. G. Johnson.** A Theoretical Analysis of the Operation of Ionization Chambers and Pulse Amplifiers. Phys. Rev. (2) **50**, 170—176, 1936, Nr. 2. Theoretische Behandlung der Verstärkung von Ionisationsstößen. *Johannes Juilfs.*

**Walter Christoph.** Über den Resteffekt bei Zählrohren. Ann. d. Phys. (5) **26**, 145—166, 1936, Nr. 2. 1. Der Einfluß von Unsymmetrien des elektrischen Feldes auf die Wirkungsweise von Zählrohren. — Der Zähleffekt hängt von regelmäßigen Unebenheiten des Zylindermantels eines Zählrohres nur unwesentlich ab. Dagegen verschwindet der spannungsunabhängige Zählbereich (Sättigungsbereich) sehr bald bei Dezentrierung des Zählrahtes. Eine Verzerrung des Zylinderfeldes vor dem Zylinder ruft nur geringe Veränderungen hervor, falls durch die Verformung der Elektrodenoberfläche noch keine Ionendurchschläge auftreten. Bei zu großer Feldstärke wird dann die Arbeitsweise auch an eng begrenzten Stellen instabil: es entstehen Entladungen, die eine Eigenerrregung darstellen. 2. Untersuchung einiger Füllgase. — Versuche mit Wasserstoff-, Sauerstoff- und Stickstoff-füllungen der Rohre sollten die die Rückzündungen hemmende Wirkung schwerer Dämpfe und Gase klären. Es wird nach den Ergebnissen vermutet, daß Festigkeit und Stabilität der Gasbeladung der Elektroden maßgebend für konstantes und rückzündfreies Arbeiten des Zählrohres sind. Die bisherigen Beobachtungen vom Verf. und anderen Autoren (Bosch, Trost) lassen sich durch die Adsorption von schweren Dämpfen an den Elektroden sehr gut erklären. Das Schlechterwerden der Zählrohre beruht danach auf der Abnahme der Gasbeladung durch das Ionenbombardement. Auch der Anstieg nach dem spannungsunabhängigen Bereich der Zählrohrcharakteristik kann durch größere Zerstörung der Gasbeladung durch vermehrte Zahl und Geschwindigkeit der Ionen erklärt werden. Die Elektronenaffinität der Füllgase spielt bei sauberen Bedingungen eine untergeordnete Rolle, so daß also die negativen Ionen als Ursache der Nachentladungen ausscheiden.

*Johannes Juilfs.*

**Richard L. Doan.** Apparatus for Transmitting Cosmic-Ray Data from the Stratosphere. Rev. Scient. Inst. (N. S.) **7**, 400—406, 1936, Nr. 11; auch Phys. Rev. (2) **50**, 1100, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Um Höhenstrahlungsregistrierungen, die bei Pilotballonaufstiegen gemacht werden, auch bei Nichtauffindung der gelandeten Ballone nicht zu verlieren, wird eine Apparatur zur drahtlosen automatischen Übermittlung der Meßwerte vorgeschlagen. Eine ausführliche Darstellung einer Ionisationskammerregistrierapparatur in Verbindung mit einem Luftdruckmesser zeigt die Einfachheit und Eleganz der Methode und die Möglichkeit der Auswertung der übermittelten Signale. *Johannes Juilfs.*

**M. C. Bialobrzewski.** Ionisation des diélectriques liquides. Application aux rayons cosmiques. Journ. de phys. et le Radium (7) **7**, 329—336, 1936, Nr. 8. In flüssigen Dielektrika wird die Beweglichkeit und der Wieder-

vereinigungskoeffizient der durch Röntgenstrahlen gebildeten Ionen gemessen. Die Beziehung zwischen der Beweglichkeit  $u$  und dem Reibungskoeffizienten  $\eta$  hat die Form  $u = A \eta^{-3/2}$ . — Die bei flüssigen Dielektrika auftretenden Ionisations sprünge werden durch die Höhenstrahlung hervorgerufen. *Johannes Juilfs.*

**F. Zwicky.** Extraterrestrial effects of cosmic rays. Proc. Nat. Acad. Amer. **22**, 266—270, 1936, Nr. 5. Theoretisch mögliche außerirdische Wechselwirkungen zwischen Höhen- bzw. Atomstrahlen und der Atmosphäre größerer Sterne, interstellaren Gaswolken, Kometenschweifen und anderem werden programmatisch aufgestellt. Für nähere Aussagen sind wesentlich genauere Daten der Novae und Supernovae notwendig. *Johannes Juilfs.*

**Hermann Hoerlin.** Die Breitenabhängigkeit der Ultrastrahlung in Meereshöhe und ihre Änderung mit der Höhe bis 6000 m. ZS. f. Phys. **102**, 652—677, 1936, Nr. 9/10. Die Breitenabhängigkeit der Ultrastrahlung wurde auf drei Seereisen, von Bremen durch den Panamakanal nach Peru, von Peru durch die Magallanesstraße nach Hamburg und von Hamburg nach Spitzbergen und zurück gemessen. Die genauen Ergebnisse werden mitgeteilt. Der größte gemessene Breiteneffekt im Atlantik beträgt vom geomagnetischen (geom.) Äquator (34° W) bis Spitzbergen (76° geom. N, 10° E) 17 %; vom geom. Äquator bis zur Magallanesstraße (42° geom. S, 70° W) beträgt die Zunahme 10,5 %. Ferner wurde das Bestehen eines Längeneffektes der Ultrastrahlung bestätigt. Entlang des geom. 20° N-Breitenkreises wurde im Atlantik von E nach W eine Zunahme von 5 % gemessen. Das Maximum der Ultrastrahlungsintensität entlang des geom. Äquators liegt wahrscheinlich bei 80° W. Außerdem wurden Gebirgsmessungen in den Anden und in den Alpen gemacht. Die Größe des Breiteneffektes nimmt mit der Höhe stark zu. Während sie zwischen 2° geom. N in Peru und 49° geom. N in den Alpen auf dem Meeresspiegel 13 % beträgt, ist sie in 4100 m Höhe auf 32 % und in 6100 m Höhe auf 50 % angestiegen. Das Schwächungsverhältnis mit 10 cm Fe ist ebenfalls breitenabhängig; bei gleicher Meereshöhe ist es in hohen Breiten größer als am Äquator; dagegen ist das Schwächungsverhältnis für die gleiche Strahlungsintensität in Peru und in den Alpen dasselbe. *Hoerlin.*

**Josef A. Priebisch und W. Baldauf.** Der Temperatureffekt der kosmischen Ultrastrahlung (nach dreijährigen Registrierungen der Ionisation auf dem Hafelekar, 2300 m über dem Meer). Wiener Anz. 1936, S. 191—192, Nr. 19; auch Wiener Ber. **145** [2 a], 583—603, 1936, Nr. 9/10. Auf Grund von dreijährigen Registrierungen der Ionisation auf dem Hafelekar wird vermutet, daß der Temperatureffekt einen jahreszeitlichen Gang aufweist, der auch den sogenannten sekundären Barometereffekt erklären soll. Der Korrelationskoeffizient zwischen Temperatureffekt und Strahlung beträgt bis zu —0,8. *Johannes Juilfs.*

**James W. Broxon.** Recent researches on fluctuations of cosmic-ray ionization. S.-A. Terr. Magnet. **39**, 121—125, 1934, Nr. 2. Eine Reihe von sechsstündigen Beobachtungen der Höhenstrahlungsintensität an 15 aufeinanderfolgenden Tagen wird auf Abhängigkeit von Barometerstand, Luftfeuchtigkeit und Erdmagnetfeldschwankungen untersucht und diskutiert. *Johannes Juilfs.*

**Yuzuru Watase and Seishi Kikuchi.** An Investigation on the Cosmic Ray Shower. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) **18**, 210—224, 1936, Nr. 5. Mit einer Vierfachkoinzidenzapparatur wird die Abhängigkeit der Schauerhäufigkeit von den geometrischen Bedingungen des Streu- und Abschirmmaterials genau durchgemessen. *Johannes Juilfs.*

**Pierre Auger, Paul Ehrenfest Jr. et André Préon.** Études sur les gerbes cosmiques en haute altitude. C. R. 203, 1082—1084, 1936, Nr. 21. Auf dem Jungfrauoch wird die Schauerbildung in Abhängigkeit von der Dicke (0 bis 30 mm) zweier über einer Vierfachkoinzidenzapparatur angebrachten Blei- bzw. Eisenschichten (Absorber und Streukörper) in Zylinderform untersucht.

*Johannes Juilfs.*

**Pierre Auger et Mme Grivet-Meyer.** Analyse des gerbes de rayons cosmiques par l'utilisation de leur divergence. C. R. 203, 246—248, 1936, Nr. 3. Schaueruntersuchungen in Abhängigkeit von den geometrischen Verhältnissen des Streu- und Absorbermaterials.

*Johannes Juilfs.*

**J. E. Morgan.** Shower Production and Absorption in Various Materials. Phys. Rev. (2) 49, 871, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Aus den in Phys. Rev. 48, 773, 1935 (vgl. Phys. Ber. 17, 804, 1936) angegebenen Messungen und deren Weiterbearbeitung lassen sich folgende Schlüsse ziehen: 1. Das Verhältnis der Stoßzahlen der Dreifach- zu denen der Zweifachkoinzidenzen und 2. die Abweichung des Anwachsens der Dreifachkoinzidenzen vom linearen Verlauf sind ansteigende Funktionen von  $Z$ . 3. Die Anzahl der Zweifachkoinzidenzen in Abhängigkeit von der Atomnummer des Streumaterials ändert sich mit  $Z^a$ , wobei  $a < 2$ . 4. Die durchdringendsten Schauerteilchen treten in der Vertikalen auf.

*Johannes Juilfs.*

**N. Ivanova.** Sur les parcours des particules constituantes des „gerbes“ de rayons ultrapénétrants. C. R. Moskau (N. S.) 1936 [4], S. 49—52, Nr. 2. Die Arbeit bezieht sich auf die Zusammensetzung der Ultrastrahlung, auf die von ihnen ausgelösten „Rückstreuungseffekte“, auf die Russische Koinzidenzkurve und ihre Deutung durch H. Geiger und E. Fünfer (ZS. f. Phys. 93, 543, 1935; Phys. Ber. 16, 872, 1935), auf Absorption und Durchdringungsfähigkeit der Ultrastrahlung und der von dieser in Bleiplatten ausgelösten Strahlung. Die experimentellen Untersuchungen wurden mit der bekannten Anordnung — drei gegeneinander versetzte Zählrohre unter Bleischirm — durchgeführt. Der Verf. betont, daß seine Ergebnisse in starkem Widerspruch zu den Folgerungen aus der von Geiger-Fünfer gegebenen Deutung der Russischen Koinzidenzkurve stehen, mit dieser allerdings auch nicht gut übereinstimmen.

*Picht.*

**L. H. Rumbaugh and G. L. Locher.** Neutrons and Other Heavy Particles in Cosmic Radiation of the Stratosphere. Phys. Rev. (2) 49, 855, 1936, Nr. 11. Bei Aufstiegen des Explorer II in die Stratosphäre wurden Bahnspuren in Emulsionen erhalten, die auf die Existenz von Neutronen in der primären Höhenstrahlung schließen lassen.

*Johannes Juilfs.*

**W. E. Danforth and W. E. Ramsey.** The Specific Ionization of Cosmic-Ray Particles as Determined by Geiger-Müller Counter Efficiency. Phys. Rev. (2) 49, 854, 1936, Nr. 11. Die spezifische Ionisation der Höhenstrahlung wird durch die Abhängigkeit der Wirksamkeit eines Geiger-Müller-Zählrohres vom Druck des Füllgases bestimmt. Es ergibt sich hiernach: 21 Ionenpaare/cm Luft, 6,2 Ionenpaare/cm Wasserstoff.

*Johannes Juilfs.*

**Pierre Auger et Albert Rosenberg.** Sur les propriétés des corpuscules cosmiques du groupe pénétrant. C. R. 202, 1923—1925, 1936, Nr. 23. Durch 30 m Wasser gefilterte primäre Höhenstrahlung besteht im wesentlichen aus einer Korpuskularstrahlung (Gruppe D, Auger) mit massenproportionaler Absorption. Diese Korpuskeln erzeugen Sekundärstrahlen proportional der Dichte der durchsetzten Materie.

*Johannes Juilfs.*

**Jean Reboul.** Sur une corrélation possible entre l'intensité du rayonnement cosmique et la vitesse de certaines réactions chimiques. C. R. 203, 245—246, 1936, Nr. 3. Aus der Untersuchung über die Schnelligkeit der Bildung von Wasserstoffsperoxyd und der photographischen Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Abschirmung der Höhenstrahlung durch Metallschichten wird auf eine Korrelation zwischen der Intensität der Höhenstrahlung und der Schnelligkeit gewisser chemischer Reaktionen geschlossen.

*Johannes Juilfs.*

**Alfred C. Redfield.** An Ecological Aspect of the Gulf Stream. Nature 138, 1013, 1936, Nr. 3502. *Dede.*

**R. J. Kalamkar.** A study of correlation coefficients of mean maximum temperatures between successive months at a few selected stations in India. Scient. Not. India Meteorol. Dep. 7, 15—19, 1936, Nr. 70. Verf. versucht, die Beziehungen zu entdecken, die zwischen den Perioden hoher zwischenmonatlichen Korrelationskoeffizienten der mittleren monatlichen Maximaltemperaturen und den jahreszeitlichen Wetteränderungen bestehen mit dem Zweck, die Temperaturvorhersagen für kurze Perioden aus den Temperaturen vorhergehender Wochen zu ermöglichen. Es zeigt sich, daß von den 19 untersuchten Stationen in Indien sich diejenigen mit hoher zwischenmonatlicher Korrelation in interessanter Weise gruppieren. So liegt z. B. im Winter das starke Zentrum der hohen Korrelation über Südindien. Ferner wird gezeigt, daß die Zentren der hohen Korrelation eine definierte Bewegung, die mit der Bewegung des subtropischen hohen Druckgürtels verknüpft zu sein scheint, mit dem Laufe der Jahreszeiten besitzen. *Gielessen.*

**Ferdinand Steinhauser.** Über die Häufigkeitsverteilungen des Dampfdruckes im Hochgebirge und in der Niederung und ihre Beziehungen zueinander. Meteorol. ZS. 53, 415—419, 1936, Nr. 11. Die Statistik 25 jähriger Dampfdruckbeobachtungen auf dem Sonnblick (3106 m) und in Salzburg (430 m) ergab, daß der Quotient der Jahresmittel beider Stationen ein wenig größer ist, als der Hannschen Formel für die mittlere Dampfdruckabnahme mit der Höhe entspricht. Die Quotienten der Monatsmittel sind in der ersten Jahreshälfte kleiner und in der zweiten Jahreshälfte größer als der Quotient der Jahresmittel. Die Streuung der Dampfdruckwerte um ihren Mittelwert ist im August nahezu doppelt so groß wie im Januar. Auf dem Sonnblick ist die Streuung zu allen drei Beobachtungsterminen ziemlich gleich, in Salzburg ist sie aber um 14 Uhr im Sommer merklich größer als um 7 und 21 Uhr. Auf dem Sonnblick ist die Schiefe (Asymmetrie) der Häufigkeitsverteilung der Dampfdruckwerte im Winter stark negativ und wird gegen den Sommer zu positiv; im Juli und August ist sie aber um 14 und 21 Uhr wieder negativ, was offenbar mit Konvektionsvorgängen zusammenhängt. Die Extremwerte und Quartile der Häufigkeitsverteilungen werden angegeben. Das Verhältnis der Breite der Quartile der Dampfdruckhäufigkeiten auf dem Sonnblick und in Salzburg entspricht im Juli ungefähr dem nach der Hannschen Formel für die Dampfdruckabnahme mit der Höhe zu erwartenden Wert; im Januar ist die Häufigkeitsverteilung auf dem Sonnblick im Verhältnis zu Salzburg etwas zu breit. *F. Steinhauser.*

**K. Feussner.** Beiträge zur Absolut-Pyrheliometrie. III. Prüfung der neuen Rührwasser-Kalorimeter und Ergebnisse von Vergleichsmessungen in Davos. Meteorol. ZS. 53, 361—374, 1936, Nr. 10. Laboratoriumsversuche ergaben, daß nun zufolge der Neukonstruktion der

Kalorimeter die Erwärmungsgeschwindigkeit bei elektrischer Heizung und bei Bestrahlung praktisch gleich groß ist. Messungen vor der Sonne sprechen für die Verwendung von Quarzglaseinsätzen. In Davos wurden Vergleichsmessungen zwischen dem neuen Potsdamer Rührwasser-Pyrheliometer mit den älteren Kalorimetern nach C. Tingwaldt und den neuen Kalorimetern, einem Silverdisk-Pyrheliometer, mehreren Ängström-Pyrheliometern und dem Panzeraktinometer nach Linke und Feußner gemacht. Mit dem Metalleinsatzkörper im neuen Aktinometer wird die Sonnenstrahlung um 1 % geringer gefunden als mit Quarzeinsätzen, was wahrscheinlich darin begründet ist, daß bei letzteren die Forderung nach möglicher Gleichartigkeit des Wärmeflusses besser erfüllt ist. Die relative Beobachtungsgenauigkeit des Ängströmschen Pyrheiliometers ist nicht so groß wie die der Mollischen Säule des Panzeraktinometers. Der Silverdisk hat eine Temperaturabhängigkeit von 0,1 % pro 1° C, die verschwindet, wenn die Abbottschen Korrekturen  $K$  und  $K'$  vernachlässigt werden. Aus den Angaben des neuen Absolutinstrumentes ergibt sich, daß die Angaben der Ängström-Skala wahrscheinlich um etwa 1 % zu niedrig sind.

*F. Steinhäuser.*

**Runar Meinander.** Studien über den täglichen Temperaturgang in Europa. Meteorol. ZS. 53, 390—394, 1936, Nr. 10. Es wird der tägliche Temperaturgang durch  $t = 100 \sin^2 7,5 (z - 2)$  dargestellt, wo  $t$  die Temperaturabweichung vom Minimum zu einer Tagesstunde  $z$  ausgedrückt in % der Amplitude bedeutet. Als Maß für die Phasenverschiebung wird die in Zehntelstunden ausgedrückte Abweichung des Mittels der Eintrittszeiten der Media ( $U$ ) von 14 Uhr  $u = 10 (U - 14)$  verwendet. Die Asymmetrie wird durch  $j = 100 t_m / A - 50$  angegeben, wo  $t_m$  die Abweichung des Temperaturminimums vom wahren Tagesmittel und  $A$  die Amplitude bezeichnet. Die Abhängigkeit der Amplituden, der Extreme und der Phasenverschiebung von meteorologischen Faktoren wird näher untersucht. Die Amplituden hängen von den eingestrahelten Wärmemengen und von der Größe der vertikalen Temperaturgradienten ab. Zwischen Amplitude und mittlerer Bewölkung  $w$  besteht die Beziehung  $A_w = A_0 (1 - 0,073 w)$ . Für einzelne Gruppen von Orten, die nach Kontinentalität, geographischer und orographischer Lage zusammengefaßt wurden, sind für Sommer und Winter die täglichen Temperaturgänge und die daraus abgeleiteten Größen angegeben.

*F. Steinhäuser.*

**Ferd. Travniček.** Die Änderungen der mittleren Luftbewegung während langer Zeiträume. Naturwissensch. 25, 23—24, 1937, Nr. 2. Durch die einfachen Angaben der in den meteorologischen Jahrbüchern allgemein aufgeführten Sturmstatistik gelingt es, den Nachweis zu liefern, daß säkuläre Schwankungen der Windgeschwindigkeit tatsächlich bestehen. Besonders aufgestellt sind diese Kurven (Sturmtage in Abhängigkeit von den Jahren) für die Gegend um Wien, Hamburg, Kiel und der Westküste des euroasiatischen Kontinents bis in sein Inneres. Die Periode beträgt 30 Jahre; die Häufigkeit der Tage mit Sturm zur Zeit der säkularen Maxima ist doppelt so hoch wie im Minimum; die vieljährigen Säkularwellen auf Hoch- und Niederungsstationen verlaufen einander invers. In der Niederung darf das nächste säkulare Extrem der Windgeschwindigkeit als Maximum in der Niederung, als Minimum im Hochgebirge für 1940 zu erwarten sein.

*H. Ebert.*

**C. Wirtz.** Sonnenstrahlung und Transparenz in stauberfüllter Atmosphäre. Vergleichende Messungen im Binnenland und an der See. Ann. d. Hydrogr. 64, 473—479, 1936, Nr. 11. Durch den Katmai-Ausbruch (1912) trat starke gebeugte Strahlung aus dem Umfeld der Sonne auf;

diese Umfeldstrahlung ist bei Berechnung des Transmissionsfaktors zu berücksichtigen, dadurch konnten z. B. Unstimmigkeiten in den Kieler Beobachtungen beseitigt werden.

*H. Ebert.*

**V. Saronov (W. W. Scharonow).** Bestimmung des Luftextinktionsfaktors und der Sichtweite aus den mittels Lufttrübungsmesser erhaltenen Daten. C. R. Moskau (N. S.) 1936 [4], S. 131—134, Nr. 3. Der Verf. leitet Formeln ab, die es ermöglichen, mit Hilfe von Daten, die durch Beobachtungen mit dem von ihm angegebenen Lufttrübungsmesser (vgl. Phys. Ber. 16, 377, 1935) gewonnen werden können, den Extinktionsfaktor und die Sichtweite zu berechnen. Dabei sind zur Bestimmung des Extinktionsfaktors Beobachtungen eines größeren Objektes aus der Nähe und aus weiter Entfernung nötig, und zur Bestimmung der Sichtweite sind Beobachtungen eines schwarzen Schirmes zweckmäßig.

*F. Steinhauser.*

**W. Kühnert.** Farbmessungen als meteorologische Beobachtungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 325—348, 1936, Nr. 4. Die Farbmessungen wurden mit einem Photometerokular nach Haschek-Haitinger durchgeführt, das im wesentlichen aus einem Ramsden-Okular besteht, dessen Gesichtsfeld zweigeteilt ist. In der einen Hälfte sieht man das Bild. Die zweite Hälfte wird von einem Lämpchen beleuchtet, dessen Helligkeit durch eine Blende geändert werden kann; Rot-, Grün- und Blaufilter können dazwischengeschaltet werden. Die Farbwerte werden unter Zugrundelegung der Young-Helmholtz'schen Farbentheorie berechnet. Messungen bei Sonnenuntergang zeigten, wie sich die Farbe des Himmels mit sinkender Sonne von Rot über Gelb nach Blaugrün und Blau ändert. Die Farbe des Himmels im Zenit wird mit der Farbe einer von Sonnen- und Himmelslicht unter allen möglichen Winkeln getroffenen Weißplatte nach dem Farbton in der Dreieckseinteilung, der farbtongleichen Wellenlänge, der relativen und absoluten Sättigung und der Helligkeit verglichen. Vergleichsmessungen der Farbe des Himmels in einem Meridian gegen Norden und einem gegen Westen ergaben, daß die Farbe des Himmels gegen Westen in den unteren Schichten etwas röter ist als gegen Norden; die Himmelsfarbe wird gegen den Zenit zu im allgemeinen blauer; die relative Sättigung zeigt ein Maximum bei 30 bis 40° Höhe. Die Farbtonverschiedenheiten lassen sich größtenteils aus der Verteilung von Dunst und Trübung erklären. Es werden Verfahren zur Messung der Farbe und der Helligkeit des Luftlichtes in der Horizontalen angegeben. Werden gleichgefärbte Objekte aus verschiedenen Entfernungen betrachtet, so erscheinen sie verschieden gefärbt, weil sich zur Farbe des entfernteren Objektes die Farbe des diffundierten Luftlichtes addiert; dieses ist im allgemeinen blau. Das Photometerokular eignet sich auch zur Bestimmung des mittleren Zerstreuungskoeffizienten und der Luftlichtweite.

*F. Steinhauser.*

**E. Ekhart.** Die Windverhältnisse des Arlbergs. I. Teil: Bodenbeobachtungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 48, 313—324, 1936, Nr. 4. Auf Grund der Terminbeobachtungen von je einer Station zu beiden Seiten und einer Station auf der Höhe des Arlbergpasses konnte der Verf. aus der Windstatistik feststellen, daß es sich bei dem Lokalwindsystem des Arlberges um eine Art „Malojawind“ handelt. Zur Erklärung der lokalen Windverhältnisse des erwähnten Gebietes werden die Tagesschwankung der barometrischen Mitteltemperatur der Luft und die mittleren Temperaturgradienten beiderseits des Passes herangezogen.

*F. Steinhauser.*

**P. Raethjen.** Gleichgewichtstheorie der Zyklonen. Meteorol. ZS. 53, 401—408, 1936, Nr. 11. Der Verf. geht aus von der Annahme eines Strömungsgleichgewichtes, das sich in der Erfüllung des barischen Windgesetzes ausdrückt, und von der Forderung eines Austauschgleichgewichtes, das auf eine Zunahme der Strömung mit der Höhe hinwirkt und dadurch gegeben ist, daß der Stromimpuls mit der Höhe unveränderlich ist. Die Veränderung atmosphärischer Stromfelder stellt den Übergang eines Strömungsgleichgewichtszustandes in einen anderen dar. Strömungs- und Austauschgleichgewicht sind bei kreissymmetrischen Zyklonen zusammen nur erfüllt, wenn die Zyklonen im Innern kälter sind als am Rande und als ihre Umgebung. Ähnliche Gleichgewichtsbedingungen gelten in langgestreckten liniensymmetrischen Zyklonen. Die im Westwind driftenden unsymmetrischen Zyklonen können dauernd nicht beide Gleichgewichte erfüllen. Die auftretenden Veränderungen des horizontalen Temperaturfeldes und des vertikalen Temperaturgradienten führen zu starken Störungen des Austauschgleichgewichtes und vorübergehend auch zu geringeren Störungen des Strömungsgleichgewichtes, die die Erscheinungen des Okkludierens und die Unterschiede zwischen Vorder- und Rückseite ohne Voraussetzung bereits vorhandener Unstetigkeitsflächen (Fronten) erklären. Die Fronten sind aber keine bedeutungslosen Nebenerscheinungen der Zyklonen. Über ihre Bedeutung als Umlagerungszentren und als Ort der Kopplung der troposphärischen Umlagerungen und der stratosphärischen Wellen wird in einer folgenden Arbeit gesprochen werden.

*F. Steinhäuser.*

**F. Reuter.** Die langjährigen Schwankungen der Amplituden der halbjährigen Luftdruckwelle in Beziehung zu den langjährigen Schwankungen der Lufttemperatur auf der Erde. Ann. d. Hydrogr. 64, 510—520, 1936, Nr. 12. (Herrenbreitungen.)

*Dede.*

**P. Perlewitz und J. Powel.** Der Luvwinkel (Abtritt) in der Flugnavigation. Ann. d. Hydrogr. 64, 462—468, 1936, Nr. 11. Es wird die Frage geprüft, ob es notwendig ist, Luvwinkel und Abtritt als Begriffe für verschiedene Winkel aufzufassen. Verf. empfehlen, nur die Bezeichnung „Luvwinkel“ beizubehalten und diese durch Hinzufügung von Grundkurs oder Steuerkurs eindeutig zu gestalten.

*H. Ebert.*

**Georg Wüst.** Die Stratosphäre des Atlantischen Ozeans. ZS. f. Geophys. 12, 287, 1936, Nr. 7/8. (Berlin.) Es wird ein Überblick gegeben über die Ergebnisse, zu denen der Verf. bei der Bearbeitung der stratosphärischen Schichtung und Zirkulation im Band VI des „Meteor“-Werkes (Wiss. Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition usw., Bd. VI, I. Teil nebst Atlas, Berlin 1935/36) gelangt ist. (Aus der Zusammenfassung des Verf.)

*Dede.*

**Volker Fritsch.** Untersuchung des Untergrundes mit funkttechnischen Mitteln (Funkmutung). Elektrot. u. Maschinenb. 54, 621—625, 1936, Nr. 52. Der schon vor etwa 25 Jahren von Löwy, Leimbach und Kröncke gemachte Vorschlag, funkttechnische Meßverfahren zur Untersuchung des Untergrundes heranzuziehen und die in neuerer Zeit durch die Arbeiten von Koenigsberger, Reich, Hummel, Petrowsky und vielen anderen Forschern erreichten Fortschritte der angewandten Geophysik führten zur Entwicklung eines besonderen Grenzgebietes zwischen Geophysik und Funkwesen, der sogenannten Funkgeologie. Verf. berichtet über einige der wichtigeren Verfahren der Funkgeologie unter Berücksichtigung der von ihm selbst durchgeführten Versuche. Die Kapazitätsmethode und die Absorptionsmethode werden

an Hand zahlreicher praktischer Beispiele ausführlich behandelt, andere Verfahren werden kurz erläutert. Es wird darauf hingewiesen, daß ein grundsätzlicher Vorteil der Funkgeologie gegenüber allen anderen geophysikalischen Aufschließungsmethoden darin zu erblicken ist, daß infolge der größeren Zahl verschiedenartiger Bestimmungsstücke, die einer Messung zugänglich sind, eine weit günstigere Anpassung an die jeweils gegebenen Arbeitsverhältnisse möglich erscheint als bei den galvanischen Verfahren. *W. Geiger.*

**Käte Dörfel** und **Heinz Lettau.** Der Wasserdampfübergang von einer nassen Platte an strömende Luft. (II. Mitteilung.) Ann. d. Hydrogr. 64, 504—510, 1936, Nr. 12. (Marburg/Lahn u. Leipzig.) Es ist die Frage nach dem wirklichen Vorhandensein und der Ausdehnung von Randstörungen der Verdunstung an einer begrenzten rechteckigen Platte, aufgestellt im freien Luftstrom, untersucht worden. Die Platte wurde mit fünf Fließpapierscheiben bedeckt, die bei engem gegenseitigen Abstand die ganze Breite der Platte ausfüllten. So sind die Werte der mittleren Verdunstung für verschieden breite Fließpapierscheiben beobachtet und daraus die Randstörung berechnet worden. Es zeigt sich, daß ebene Verdunstungsplatten für genaue Messungen nur brauchbar sind, wenn man in ausreichender Entfernung vom Plattenrand bleibt [entgegen der Angabe in der I. Mitteilung (1936) reichen 2 cm Rand nicht aus]. Die Temperaturstörung oberhalb der Platte wird mit einer Thermonadel gemessen. Der äußerst kräftige Temperaturgradient in der Schicht 0 bis 1 mm nimmt aufwärts rasch ab; in 2 cm Höhe herrscht fast schon ungestörtes Temperaturfeld. Die Linien gleicher prozentualer Störung liegen gedrängter in Plattennähe (kleiner Austausch) als in einiger Höhe. Die Abhängigkeit des Austauschkoeffizienten mit der Höhe wird berechnet (W. Schmidt nahm 1918 Konstanz an). Die Frage der Windabhängigkeit soll später behandelt werden. *H. Ebert.*

**Karl Gödecke.** Zur Frage der Anwendung der Hergesell-Kleinschmidt-Formel zur Bestimmung der Korrektur an den Druckwerten von Bourdonrohren infolge Temperatureinflusses. Ann. d. Hydrogr. 64, 469—473, 1936, Nr. 11. Unter vereinfachenden Annahmen haben Hergesell und Kleinschmidt (1904) eine Kompensationsformel für den Temperatureinfluß an Aneroiden (Änderung der Federkraft und Änderung des Druckes im Aneroid) abgeleitet und innerhalb der Beobachtungsfehler experimentell bestätigt gefunden. Erneut ist diese Frage unter Verwendung des Frankenbergerschen Verfahrens (1931; mit Kohlensäurespirituslösung gekühlter Kupferkasten) geprüft worden. Es ergab sich, daß die Hergesell-Kleinschmidtsche Formel bei Bourdonrohren für aerologische Messungen unbedenklich verwendet werden kann, solange der Kompensationsdruck in der Nähe des Bodendrucks liegt oder kleiner als dieser ist (Innendruck der Rohre 0 bis 150 mmHg), bei höherem Kompensationsdruck aber versagt. Bei Kompensationsdrucken oberhalb 760 mm Hg liefert die Formel, wenn die Volumenänderung des Rohres nicht zu vernachlässigen sind, zu kleine Drucke, besonders in Höhen über 15 km; dadurch kann in der Stratosphäre bei der Berechnung der Höhen von Registrierballonen eine größere Höhe vorgetäuscht werden, als sich nach einem Bourdonrohr mit richtigem Kompensationsdruck ergeben würde. *H. Ebert.*



## Geophysikalische Berichte

- J. Bartels.** Johannes Christoph Alfred Nippoldt †. ZS. f. Geophys. 12, 279—280, 1936, Nr. 7/8. *Dede.*
- Gerhard Castens.** Wilhelm Schmidt †. Ann. d. Hydrogr. 65, 40—41, 1937, Nr. 1. *Dede.*
- Hans Stille.** Franz Beyschlag. († 23. Juli 1935.) ZS. d. D. Geol. Ges. 88, 573—576, 1936, Nr. 9. *Dede.*
- Erich von Drygalski.** Jean Baptiste Charcot. Naturwissensch. 25, 129—131, 1937, Nr. 9. (München.) *Dede.*
- P. Werkmeister.** Ein neues Nivellierinstrument von C. Zeiss für feinste Höhenbestimmungen. ZS. f. Instrkde. 57, 25, 1937, Nr. 1. (Dresden.) Das Nivellierinstrument A für feinste Höhenbestimmungen hat ein festes Fernrohr mit fester Libelle, so daß größere Gewähr für die Erhaltung der Berichtigung besteht. Das Fernrohr hat innere Einstelllinse, 55 mm Objektivöffnung, 410 mm Gesamtbrennweite, Vergrößerung 44 fach. Die Empfindlichkeit der Libelle beträgt 10' für 2 mm Teilungseinheit. Die Libelle wird parallaxenfrei im linken Gesichtsfeldteil beobachtet. Für das Verfahren mit einspielender Libelle ist eine mit einer Kippeinrichtung ausgerüstete planparallele Glasplatte vorhanden, die vor das Fernrohrobjektiv gesteckt werden kann. Die Stellung der Planplatte wird mit Hilfe einer Lupe 5 mal an einer Trommel auf 0,05 mm genau abgelesen. Eine Zusatzeinrichtung gestattet die Beobachtung der Libelle durch einen zweiten Beobachter. Die Kippschraube des Instruments ist horizontal gelagert. Instrument und Dreifuß sind fest verbunden. *J. Flügge*
- G. A. Suckstorff.** Ein mechanisch registrierender Barograph hoher Empfindlichkeit. ZS. f. Geophys. 12, 245—249, 1936, Nr. 5/6. (Geophys. Inst. Göttingen.) Es wird ein empfindlicher Barograph mit mechanischer Registrierung beschrieben. Eine elektrisch-thermische Rückschaltung des Zeigers gestattet die Verwendung von nur 8 cm breiten Registrierstreifen bei einer Empfindlichkeit von 20 mm Ausschlag pro mm<sub>Hg</sub> Druckänderung. *K. Jung.*
- H. Haalek.** Bericht über den gegenwärtigen Stand der Entwicklung des statischen Schweremessers. ZS. f. Geophys. 12, 356—360, 1936, Nr. 7/8. (Potsdam.) Ohne Angabe von Einzelheiten werden Erfahrungen mit einem vierfachen statischen Schweremesser mitgeteilt. Als Meßgenauigkeit wird für Punkte erster Ordnung 0,5, für Punkte zweiter Ordnung 1,0 mgal angegeben. An 60 Meßtagen konnten bei durchschnittlich siebenstündiger Meßzeit 327 Punkte einmal, 183 Punkte zweimal, 52 Punkte dreimal vermessen werden. *K. Jung.*
- Bullard and Jolly.** Gravity Measurements in Great Britain. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 132, 1937, Nr. 1. Berichtigung. Sh. Phys. Ber. 17, 1811, 1936. *Dede.*
- H. Haalek.** Barometrische Höhenmessung bei statischen Schweremessungen mit Hilfe einer praktischen Form des Luftbarometers. ZS. f. Geophys. 12, 249—253, 1936, Nr. 5/6. Mit dem beschriebenen Apparat gelingt es, die Höhenunterschiede der Beobachtungspunkte mit der für Schweremessungen ausreichenden Genauigkeit von  $\pm 0,5$  m ohne große Mühe zu bestimmen. *K. Jung.*
- Werner Patzke.** Untersuchungen über die Genauigkeit von Pendelmessungen an fester Station. (Reichsvermessung 1935, Basis-

station Göttingen.) ZS. f. Geophys. 12, 253—268, 1936, Nr. 5/6. Nachtrag ebenda S. 400, Nr. 7/8. (Geophys. Inst. Göttingen.) Als Zeitmesser standen der Basisstation Göttingen eine Riefler-Uhr und zwei frei schwingende Sterneckpendel zur Verfügung. Hiermit wurde eine Genauigkeit der Zeitangaben von  $4 \cdot 10^{-7}$  bei 93 % der Messungen erreicht. Die entsprechende Genauigkeit von Schweremessungen ist 0,8 mgal, sie läßt sich durch eine Steigerung der Beobachtungsgenauigkeit nicht erhöhen. Experimentelle Untersuchungen zeigen, daß die beobachteten Änderungen der Schwingungsdauern nicht mit Änderungen der Magnetisierung der Invarpendel erklärt werden können. Unregelmäßige Pendelsprünge scheinen von Änderungen der Schneidenauflage hervorgerufen zu sein. Durch Schmierung der Pendeltische konnte eine bessere Konstanz der Schwingungsdauerdifferenzen herbeigeführt werden.

*K. Jung.*

**Mostafa Kamel.** Seismische Bestimmung des Einfallens und Streichens aus Amplituden. Neue Deutsche Forschungen (Abt. Meteorol. u. Geophys.). 29 S. Berlin, Junker & Dünnhaupt Verlag, 1936. Bei Dreikomponentenregistrierung können aus den Amplituden der an der Grenzfläche gebrochenen Welle die Richtung des Einfallens und der Neigungswinkel der Grenzfläche ohne Benutzung von Laufzeiten gefunden werden. Die Theorie des Zweischichtenproblems wird allgemein entwickelt. Beim Dreischichtenproblem, auch wenn vereinfachend die obere Grenzfläche der Oberfläche parallel angenommen wird, treten nur in speziellen Fällen einfache Verhältnisse auf, zu denen man jedoch nach geeignet angesetzten Vorversuchen gelangen kann. Die Theorie des Zweischichtenproblems wird auf Sprengversuche angewandt, wobei sich im allgemeinen befriedigende Ergebnisse zeigen. Einige Unstimmigkeiten können dadurch erklärt werden, daß die Grenzfläche nicht eben ist.

*K. Jung.*

**S. K. Banerji.** Hydraulic Seismographs. Current Science 3, 532—536, 1935, Nr. 11. Mit der Aufhängung fest verbunden ist zwischen Masse und Aufhängung ein hydraulischer Übertragungsmechanismus eingeschaltet. Die Masse setzt eine als Membran ausgebildete Wand eines ganz mit Paraffinöl oder Rizinusöl angefüllten Gefäßes in Schwingung. Dieses Gefäß ist von einem nicht vollständig angefüllten Gefäß umgeben, zwischen beiden Gefäßes strömt das Öl, von den Membranschwingungen getrieben, durch einen schmalen Durchlaß hin und her und setzt einen dort befindlichen Spiegel, der zur optischen Registrierung dient, in Bewegung. Bei der verbesserten Ausführung stellen die Ölgefäße unmittelbar die Masse des Seismographen dar, deren Bewegung durch einen blasebalgartigen Auszug ermöglicht wird. Die Seismographen sind noch im Versuchsstadium. Es werden Beispiele von Registrierungen mitgeteilt.

*K. Jung.*

**Gerhard Schmerwitz.** Der Koppelungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen. ZS. f. Geophys. 12, 206—220, 1936, Nr. 5/6. (Jena.) Galvanometrisch registrierende Seismographen sind Systeme mit Dämpfungskopplung. Eine theoretische Ableitung des von außen ungestörten Bewegungsvorganges führte zu dem Ergebnis, daß infolge der Kopplung in jedem System zwei Eigenschwingungen veränderter Frequenz und Dämpfung zugleich auftreten. Bei starker Kopplung (Kopplungsfaktor nahezu 1) verschwindet in der einen Schwingung die Dämpfung fast ganz, während die andere stark aperiodisch wird. Dieses Ergebnis der Rechnungen wird durch hierzu angestellte Versuche experimentell bestätigt. Bei den gebräuchlichen Galitzinanordnungen liegen die Kopplungsfaktoren etwa zwischen 0,1 bis 0,5. Hier treten die Störungen nur in abgeschwächter Form in Erscheinung. Die neuen Instrumentenentwürfe dieser Art mit geringer Seismometermasse besitzen infolge des Kopplungsfaktors keine einfach-

harmonische Eigenschwingung. Eine einwandfreie Deutung der von solchen Instrumenten gelieferten Seismogramme ist daher nicht mehr gesichert. Bei der Kopplung zweier Systeme verschiedener Frequenz (z. B. Benioff) treten im Unterschied zu den bekannten Fällen der Kraft- und Beschleunigungskopplung hier Schwingungen auf, die zwischen den beiden Ausgangsfrequenzen liegen. *Schmerwitz.*

**H. W. Koch und W. Zeller.** Der Einschwingvorgang bei Erschütterungsmessgeräten. *ZS. f. Geophys.* 12, 220—228, 1936, Nr. 5/6. (VDI. Hannover und VDI. Berlin.) Es wird die Aufzeichnung von Seismographen und Erschütterungsmessern bei anschwellender Bodenbewegung theoretisch untersucht. Die Bodenbewegung hat einen gedämpften und einen ungedämpften Anteil, deren Phase sich um  $180^\circ$  unterscheidet. In den Aufzeichnungen der Apparate tritt eine andere Phasenverschiebung auf. Es entsteht hierdurch eine von der Bodenbewegung während des Einschwingens vielfach stark abweichende Aufzeichnung, die besonders bei den Seismographen einen auffallenden Zacken enthalten kann, der nichts mit der Eigenschwingung des Apparates zu tun hat und aus dem keine Schlüsse über die Bodenbewegung gezogen werden dürfen. Die Eigenschwingung des Apparates tritt bei Beschleunigungsmessern als deutliche Überlagerung auf. Sie ist bei Seismometern in der Aufzeichnung nicht ohne weiteres zu erkennen und muß durch starke Dämpfung klein gehalten werden. Bei seismometrischen Aufzeichnungen ist es gut, nur die größten Amplituden zur Auswertung heranzuziehen. Bei technischen Erschütterungsmessungen ist es zweckmäßig, Beschleunigungsmesser und Seismometer gleichzeitig zu verwenden. *K. Jung.*

**A. G. McNish.** An Induction Variometer for Measure Magnetic Anomalies. *Rev. Scient. Instr. (N. S.)* 7, 336—338, 1936, Nr. 9. Das beschriebene Instrument hoher Empfindlichkeit ( $1,5 \text{ je } \gamma$ ) nutzt das an sich bekannte, bisher praktisch aber noch ohne großen Erfolg verwandte Prinzip aus, die Intensitätsschwankungen des Erdfeldes durch die Änderungen der Magnetisierung vertikalstehender ferromagnetischer Stäbe zu messen. Seinem Aufbau nach besteht es aus vier feststehenden Stäben, zwischen denen an einem Faden ein horizontal drehbares Nadel-paar aufgehängt ist. Dieses bewegliche System sucht sich in Richtung des kleinsten magnetischen Widerstandes einzustellen, wird aber durch den Aufhängefaden in einer Querlage festgehalten und ist daher auf alle Änderungen des Kraftflusses im Spalt bzw. des erregenden Erdfeldes außerordentlich empfindlich. Die Reproduzierbarkeit wird durch die Werkstoffwahl erreicht, und zwar ist sowohl für die festen Stäbe als auch für das bewegliche System die Legierung Perminvar (45 % Ni, 25 % Co, 30 % Fe) verwendet, die weitgehend permeabilitätskonstant, hysterese frei und magnetisch stabil, d. h. unempfindlich gegen Störbelastungen ist. Der Temperaturkoeffizient des Gerätes beträgt  $1,4 \gamma \text{ je } ^\circ\text{C}$ , kann aber durch geeignete Kompensationen noch herabgesetzt werden. Vorteile und Anwendung des Instruments als Nullinstrument sowie für geophysikalische Untersuchungen werden ausführlich beschrieben. *Kussmann.*

**W. W. Coblenz.** Methoden zur Messung der ultravioletten Sonnenstrahlung in absoluten Einheiten. *Meteorol. ZS.* 53, 474—475, 1936, Nr. 12. Der Verf. weist auf zwei Methoden zur absoluten Messung der Ultraviolettstrahlung  $< 3132 \text{ \AA}$  hin. Die erste Methode verwendet eine Differential-Thermosäule und Filter. Die dabei nötige Kenntnis der spektralen Energieverteilung wird durch Messungen im Zenit mit Ti- oder Cd-Zellen und geeigneten Filtern und durch Umrechnung in absolute Einheiten nach Eichung des Thermolement-Galvanometer-Radiometers mit einer Standardapparatur für thermische Strahlung gewonnen. Die zweite Methode verwendet eine photoelektrische Ti- oder Cd-Zelle mit Glas-

filter und mit ausbalanciertem Verstärker, dessen Empfindlichkeit jederzeit bestimmt werden kann. Die Auswertung in absoluten Einheiten wird durch Kalibrierung des Zellen-Mikroameter-Radiometers mit einem Standardpräparat für Ultraviolettstrahlung (besonderer Quecksilber-Quarz-Bogenlampe) ermöglicht. Nach der zweiten Methode ist es möglich, gleichzeitig mit einem Instrument die spektrale Energieverteilung und die gesamte Intensität der Ultraviolettstrahlung des Sonnenlichtes zu messen.

*F. Steinhäuser.*

**Yrjö Kauko und Tyne Yli-Uotila.** Zur Kenntnis des absoluten Kohlendensäuregehalts der Luft. Meteorol. ZS. 54, 30—33, 1937, Nr. 1. (Helsingfors.) Bei Bestimmung des Kohlendensäuregehalts der Luft durch Leitung durch Laugen kann wegen der geringen  $\text{CO}_2$ -Sorptionsgeschwindigkeit ein Teil der Messung entgehen. Höhere Werte werden nach der potentiometrischen Methode von Kauko gefunden, wonach  $\text{CO}_2$ -haltige Luft durch eine Bicarbonatlösung geleitet, die Säurestufe der Lösung ( $p_{\text{H}}$ ) bestimmt und daraus der  $\text{CO}_2$ -Gehalt nach der Formel

$$\log P = \log [\bar{H} (\bar{\text{Na}} + \bar{H})] + \text{const}$$

ermittelt wird ( $P = \text{CO}_2$ -Druck,  $\bar{H}$  = Wasserstoffionenaktivität,  $\bar{H}$  und  $\bar{\text{Na}}$  = Konzentration der Ionen der Lösung). Das letzterwähnte Verfahren und ein modifiziertes Kondensationsverfahren von Kauko-Carlberg-Mantere, bei dem, um den als Aerosol durchgelassenen Teil der Kohlensäure abzuscheiden, wiederholt kondensiert wird, geben die richtigen Werte.

*F. Steinhäuser.*

**H. Jeffreys.** Structure of Earth down to the 20° Discontinuity. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 132, 1937, Nr. 1. Berichtigung. Siehe Phys. Ber. 17, 2265, 1936.

*Dede.*

**B. Dasannacharya and D. Hejmadi.** Rotation of the Earth and Foucault's Pendulums of Short Lengths. Phil. Mag. (7) 23, 65—88, 1937, Nr. 152. (Benares Hindu Univ., India.) Die Verf. haben die Drehung der Schwingungsebene an Foucaultschen Pendeln von Längen zwischen 245 und 95 cm, die an Baumwoll- und Seidenfäden aufgehängt waren, untersucht. Die Pendellinsen bestanden aus Stahl und hatten Gewichte zwischen 450 und 160 g. Es zeigte sich, daß die Befestigung des Fadens von Einfluß auf die Schwingungen ist, der mit abnehmender Pendellänge wächst. Die Fehler, die von der Halterung der Aufhängung herrühren, werden genauer untersucht. Danach konnten ältere Beobachtungen neu gedeutet werden. Werden diese Fehler sorgfältig ausgeschieden, so können die Effekte zweiter Ordnung am Foucault-Pendel mit starrer Aufhängung, insbesondere der elliptische Verlauf der Bahn der Pendellinse untersucht werden. Die Theorie von Bromwich wird auf den Einfluß der Luftdämpfung auf die Schwingungen erweitert. Die Elliptizität der Bahnen ist wesentlich ausgeprägter als bei dem Vorhandensein von Luftdämpfung nachgewiesen werden kann.

*W. Keil.*

**Francisco E. Urondo.** Die Radioaktivität des Untergrundes. Rev. Fac. Quím. Ind. Agríc. Santa Fe, Argentina 4, 112—125, 1936. Auf Grund der Literatur gibt Verf. einen Überblick über den Gehalt der Erdkruste an radioaktiven Stoffen, den Zusammenhang zwischen der Radioaktivität der Erdkruste und der geologischen Zeit, Radioaktivität und Erdwärme, Radioaktivität und Bergbau, Radioaktivität der Erdkruste und Luftionisation, eigene und fremde Messungen der Radioaktivität der unterirdischen Luft.

*\*R. K. Müller.*

**L. M. Kurbatov.** On the radioactivity of bottom sediments. I. Some Determinations of the Radioactivity of Ferromanganese Formations in Seas and Lakes of USSR. Sill. Journ. (5) 33, 147—153, 1937, Nr. 194. (Arctic Inst. Leningrad.)

*Dede.*

**Walter D. Lambert.** The analogue of Stokes's formula for the Prey and Bouguer gravity anomalies. Gerlands Beitr. z. Geophys. 49, 199—209, 1937, Nr. 1. (Washington.) Malkin hatte gezeigt, wie zur Bestimmung der Erdfigur die Stokes'sche Formel zu modifizieren ist, wenn man die Prey'schen Schwereanomalien verwenden will. Der Verf. gibt hierfür eine neue Ableitung unter besonderer Berücksichtigung der physischen Dimensionen der dabei vorkommenden Größen und der harmonischen Glieder nullter und erster Ordnung, die der Malkin'schen Formel hinzuzufügen sind. Auch für die Bouguer'sche Schwereanomalie werden Zusatzglieder abgeleitet. Da die notwendigen Verbesserungen groß und unsicher sind, empfiehlt der Verf. weder die Prey'sche noch die Bouguer'sche Anomalie zur Bestimmung der Figur der Erde, sondern er gibt hierfür der isostatischen Anomalie den Vorzug. *F. Steinhauser.*

**G. Dietrich.** Das „ozeanische Nivellement“ und seine Anwendung auf die Golfküste und die atlantische Küste der Vereinigten Staaten von Amerika. ZS. f. Geophys. 12, 287—298, 1936, Nr. 7/8. (Berlin.) *Dede.*

**Fr. Nölke.** Die Ursache der Eiszeit. Meteorol. ZS. 54, 34—35, 1937, Nr. 1. (Bremen.) Aus neueren astronomischen Feststellungen wird gefolgert, daß es wahrscheinlich ist, daß die Sonne auf ihrer Bahn durch den Weltraum gelegentlich durch kosmische Wolken kommt. Die an sich geringe Dichte dieser Nebel wird durch die Anziehung der Sonne so verstärkt, daß die Strahlung der Sonne durch die Absorption in dem Nebel eine merkliche Schwächung erfahren kann, woraus sich das Auftreten einer Eiszeit auf der Erde erklären läßt. Die Zwischeneiszeiten erklären sich durch die Annahme, daß der von der Sonne durchwanderte kosmische Nebel aus mehreren durch größere Zwischenräume getrennten Teilen besteht. *F. Steinhauser.*

**R. Bungers.** Neuere Untersuchungen über Schwingungsformen in der angewandten Seismik. ZS. f. Geophys. 12, 347—349, 1936, Nr. 7/8. (Göttingen.) Es wird zusammenfassend auf die beiden wichtigsten seismischen Verfahren zur Schichtenuntersuchung im Untergrund hingewiesen. Bei dem ersten Verfahren kann aus den Amplitudenmessungen der reflektierten Sprengwelle unter anderem auf die Schichtneigung geschlossen werden. Bei dem zweiten Verfahren wird dem Boden durch eine Schwungmaschine mit Exzenter elastische Energie zugeführt. Beim An- oder Auslauf dieser Maschine treten am Beobachtungspunkt Schwebungserscheinungen auf, deren Analyse Rückschlüsse auf die durchlaufenen Schichten erlaubt. *Johannes Kluge.*

**G. A. Schulze.** Das elastische Verhalten des Bodens bei sinusförmiger Anregung. ZS. f. Geophys. 12, 350—353, 1936, Nr. 7/8. (Göttingen.) Die sinusförmige Anregung des Bodens erfolgt durch einen Schwinger mit gegenläufigen Massen mit Frequenzen von 10 bis 50 Hertz bei einer größten Belastung von 2000 kg. Die Phasenstellung des Schwingers kann elektrisch auf den Empfänger übertragen werden. Als Empfänger dient ein elektrischer Seismograph, bei dem die Relativbewegungen der trägen Masse induktiv gemessen werden. Die hiermit durchgeführten Phasenmessungen ergeben die Geschwindigkeit der elastischen Welle. Aus den Schwebungskurven erhält man außer den Geschwindigkeiten noch Angaben über Schichtdicken und Absorption. Durch Anregung des Bodens mit nichtstationären sinusförmigen Schwingungen kann die Eigenperiode des Bodens ermittelt werden. *Johannes Kluge.*

**A. Ramspeck.** Die Verwendung sinusförmiger elastischer Wellen bei der Untersuchung des Baugrundes. ZS. f. Geophys. 12, 354—355, 1936, Nr. 7/8. (D. Forschungsges. Bodenmech. Berlin.) Es besteht ein einfacher Zusammenhang zwischen der zulässigen Bodenpressung und der Ge-

schwindigkeit elastischer Wellen. Letztere kann wie vorstehend beschrieben, ermittelt werden und hieraus wiederum die zulässige Bodenpressung. *Johannes Kluge.*

**Josef Geszti.** Schichtungsvorgang in einem inhomogenen schweren Weltkörper hoher Temperatur. Gerlands Beitr. z. Geophys. 49, 26—65, 1937, Nr. 1. (Budapest.) Die beim fortschreitenden Abkühlungsprozeß aus dem Urmisch der Erde in den äußeren Schichten abgeschiedenen Produkte können zufolge der Zunahme des Druckes und der Temperatur mit der Tiefe und der gleichzeitigen Abnahme der Schwerkraft nicht zum zentralen Teil der Erde vordringen. Die Kondensate können tropfenweise nur bis zu einer von Tiefendruck, Temperatur und Konsistenz des Materials bestimmten Tiefenlage absinken. Damit können die Diskontinuitätsflächen in Zusammenhang gebracht werden. Der Abscheidungsprozeß geht in der Art vor sich, daß sich zunächst eine dichtere feste Schicht über leichterem zähen Material bildet und anwächst, bis die Schichtung so instabil wird, daß sie dann die Energiequelle zur Auslösung riesiger subkrustaler Massenbewegungen geben kann, die auf der Erdoberfläche in der Tektogenese in Erscheinung treten. Diese Vorgänge wiederholen sich in einer Abwechslung von Ruhe- und Durchbruchperioden. Es werden die Größenordnung der Intrusionsmassen, die Einwirkung der Störungsmassen auf die Gestalt der Erde und der Einfluß der Einbruchmassen auf die Kruste besprochen und daraus der Entstehungsprozeß der Geosynklinalen und die Faltenbildung erklärt. Als Wirkung der im Sinne der neuen Theorie einmal entstandenen exzentrisch gelagerten Störungsmassen genügender Größe lassen sich auch Polschwankungen, Polwanderungen, Fragen der Paläoklimatologie, die Entstehung der Eiszeiten und Klimaschwankungen erklären. *F. Steinhauser.*

**Rolf Bungers.** Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXV. Theorie der Schwebungen. ZS. f. Geophys. 12, 229—245, 1936, Nr. 5/6. Neuere Ergebnisse der experimentellen Seismik erfordern eine genauere theoretische Betrachtung der Überlagerung zweier Wellenbewegungen von benachbarter Frequenz. Es wird zunächst an Hand des einfachen Falles unveränderlicher Teilschwingungen die veränderliche Frequenz des Schwebungsbildes definiert. Sodann werden die möglichen Formen von Schwebungen, insbesondere die Anzahl ihrer Nullstellen und Extremwerte diskutiert. Die Untersuchungen werden auf Schwebungen von Teilwellen mit veränderlicher Amplitude und Frequenz ausgedehnt. Die Theorie gilt auch für Interferenzen von Wellen mit gleicher Frequenz und verschiedener Ausbreitungsgeschwindigkeit. *K. Jung.*

**R. Stoneley.** On the apparent velocities of earthquake waves over the surface of the earth. Month. Nat. Geophys. Suppl. 4, 50, 1937, Nr. 1. Berichtigung. Vgl. Phys. Ber. 17, 129, 1936. *Dede.*

**Hiroshi Kawasumi and Syôzaku Honma.** On a Problem Concerning the Internal Structure of the Earth as Discussed from the Time-distance Curve of the Formosa Earthquake of April 20, 1935. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 201—220, 1936, Nr. 2. Die erste Sprungstelle, die sich aus der Geschwindigkeitsverteilung seismischer Wellen ergibt, liegt von der Erdoberfläche aus gerechnet in etwa 300 bis 400 km Tiefe. Da die Eindeutigkeit der Ergebnisse, die hierzu führten, gelegentlich bezweifelt wurde, ist an Hand des geeigneten Beobachtungsmaterials des Formosa-Bebens vom 20. April 1935 diese Frage neu bearbeitet worden. Die Untersuchung stützt sich im wesentlichen auf die Laufzeitkurve der *P*-Wellen. Für die Form der Laufzeitkurve wurde eine kubische Gleichung zugrunde gelegt. Die Epizentralbestimmung wurde nach einem Ausgleichungsverfahren zwischen den Werten der 46 hinzugezogenen Stationen in der näheren Umgebung des Bebenherdes vorgenommen. Die Berechnungen und Voraus-

setzungen führen bei Annahme einer Sprungschicht erster bzw. zweiter Ordnung zu dem Schluß, daß diese in einer Tiefe von etwa 430 km liegen müßte. *Schmerwitz.*

**Katsutada Sezawa.** On the Relation between Seismic Origins and Radiated Waves. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 14, 149—154, 1936, Nr. 2. *K. Jung.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** The Nature of Transverse Waves transmitted through a Discontinuity Layer. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 14, 157—163, 1936, Nr. 2. Die Amplitude einer aus der Unterschicht durch die Mittelschicht in die Oberschicht laufenden transversalen Welle wird für den Fall berechnet, daß der Einfall an der unteren Grenzfläche unter schieferm Winkel erfolgt und die Bewegung der Bodenteilchen überall den einander parallelen Grenzflächen parallel ist. Es wird untersucht, bei welchem Verhältnis der Elastizitätskonstanten Reflexionen an einer oder beiden Grenzflächen auftreten können, und es wird für zwei wichtige Fälle eine graphische Darstellung der Amplitude in der Oberschicht als Funktion des Verhältnisses der Wellenlänge zur Dicke der Mittelschicht gegeben.

*K. Jung.*

**O. v. Schmidt.** Zur Theorie der Erdbebenwellen. Die „wandernde Reflexion“ der Seismik als Analogon zur „Kopfwelle“ der Ballistik. *ZS. f. Geophys.* 12, 199—205, 1936, Nr. 5/6. (Charlottenburg.) Die von der Grenzflächenwelle in die Oberschicht zurückgestrahlte Bewegung kann ähnlich beschrieben werden wie die Kopfwelle der Ballistik. Es wird darauf hingewiesen, daß die Annahme einer wandernden Reflexion in der Kennelly-Heavisideschicht auch zur Erklärung der Ausbreitungsvorgänge bei Kurzwellen geeignet ist. *K. Jung.*

**P. T. Sokoloff and V. I. Skriabin.** Experimental and theoretical investigations on dispersion and absorption of elastic waves. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* 49, 165—198, 1937, Nr. 1. (Phys. Inst. Univ. Leningrad.) Es wurden die elastischen Eigenschaften von mehr als 300 Gesteinsarten bei momentaner und bei zeitlich anwachsender Belastung untersucht. Die Gesteine weichen vom ideal elastischen Körper stark ab, wobei der elastischen Nachwirkung die größte Bedeutung zukommt. Für die Nachwirkungsfunktion  $\psi$  wird die Formel  $\psi = \beta e^{-\lambda t}$  angegeben, wo  $1/\lambda = \tau$  die Relaxationszeit und  $\beta/\lambda$  das Verhältnis zwischen Deformation durch elastische Nachwirkung und durch rein elastische Wirkung bedeuten. Die Poisson'sche Konstante hat Werte zwischen 0 und 0,5, am häufigsten 0,20 bis 0,28. Auf Grund eines Gleichungssystems der Elastizitätstheorie werden mit Berücksichtigung der elastischen Nachwirkung Formeln für den Absorptionskoeffizient und für die Phasengeschwindigkeit elastischer Wellen abgeleitet, die die Zunahme der Phasengeschwindigkeit mit wachsender Frequenz der Welle ergeben. Die Untersuchung der Reflexion und Brechung der elastischen Wellen mit Berücksichtigung der Nachwirkung ergab auch eine Abhängigkeit von der Frequenz der Wellen, woraus der selektive Charakter dieser Erscheinungen folgt. Die Amplitude der reflektierten und gebrochenen Welle hängt ebenso wie die Phasenschiebung von der Frequenz ab.

*F. Steinhauser.*

**Seiti Yamaguti.** Relation between Earthquakes and Precipitation, Barometric Pressure, and Temperature. A Supplementary Note. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 14, 235—239, 1936, Nr. 2. Bereits in einer früheren Arbeit des Verf. wurde der Zusammenhang von Erdbeben und den meteorologischen Elementen, Niederschlag, Luftdruck und Temperatur untersucht. Hier werden diese Untersuchungen erweitert und die Beziehungen zwischen den jahreszeitlichen Witterungsschwankungen und der Erdbeben-tätigkeit erneut zusammengestellt. Es wird darauf hingewiesen, daß ein einheitlicher Zusammenhang nicht besteht, sondern jedes Element für sich in jeder Gegend besondere Eigenarten aufweist.

*Schmerwitz.*

**Chao-Yang Liu.** Magnetic storms recorded at Tsingtao Observatory since 1924. Chinese Journ. Phys. 2, 178—186, 1936, Nr. 2. (Obs. Tsingtao.) *Dede.*

**A. Nippoldt.** Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht. 4. verbesserte Aufl. Mit 9 Tafeln und 13 Abb. (Sammlung Göschen Bd. 175.) 128 S. Berlin, Verlag Walter de Gruyter u. Co., 1937. Geb. RM 1,62. Die neue Auflage dieses Bändchens berücksichtigt alle wichtigen neueren Arbeiten, die zur Aufklärung der behandelten Probleme erschienen sind. Die Hauptkapitel behandeln: Die Elemente des Erdmagnetismus. — Der beharrliche Magnetismus der Erde und Sonne. — Die Variationen des Erdmagnetismus. — Der Erdstrom. — Das Polarlicht. — Gesamtbild der magnetischen und elektrischen Kräfte im Weltall. — Sach- und Namenverzeichnis. *Dede.*

**Ernst Fendler.** Die Eigenschaften der 10-m-Welle im Überseeverkehr. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 49, 56—57, 1937, Nr. 2. Die Arbeit stellt die Empfangsverhältnisse auf dem 10-m-Amateurband für das Jahr 1935 graphisch zusammen. Es zeigt sich der starke Empfangsausfall in den Sommermonaten, der für die Nord-Süd-Richtung am geringsten ist. *Rieve.*

**A. B. Whatman and R. A. Hamilton.** Radio and Magnetic Observations at North-East Land during the Total Solar Eclipse of June 19, 1936. Nature 139, 69—70, 1937, Nr. 3506. (Roy. Signals Mess Catterick Camp, Yorksh. and Electr. Lab. Oxford.) Die äquivalente Höhe nahm während der Finsternis zu und später wieder ab, die kritische Frequenz umgekehrt. Die anderen möglicherweise vorhandenen Erscheinungen sind von größeren Störungen überdeckt. *Rieve.*

**L. V. Berkner, H. W. Wells and S. L. Seaton.** Characteristics of the upper region of the ionosphere. S.-A. Terr. Magnet. 41, 173—184, 1936, Nr. 2. (Dept. Terr. Magn. Carnegie Inst., Washington.) Die kritische Frequenz der  $F_2$ -Schicht gegen Mittag erreicht für beide, nördliche und südliche Halbkugel zur gleichen Zeit ihren Höchstwert (im Januar, etwa 9 Megahertz) und ihren Kleinstwert (im Juli, etwa 6 Megahertz). Die Änderung ist also jährlich und nicht jahreszeitlich. Die virtuelle Höhe der  $F_2$ -Schicht wächst für Nordamerika und Australien mit abnehmender Sonnenmittagshöhe, für Peru erreicht sie ihren höchsten Wert für den Zenithstand der Sonne im Juli. *Rieve.*

**Raymond Jouaust, Robert Bureau et Louis Eblé.** Sur les causes probables des évanouissements brusques des ondes radioélectriques courtes et leur relation avec les phénomènes magnétiques. C. R. 203, 1534—1536, 1936, Nr. 26. 30 von 46 beobachteten Fällen sind die Ausfälle gleichzeitig mit leichten Ausschlägen der Kurven der horizontalen Intensität. *Rieve.*

**Mme Irène Mihul et Constant Mihul.** Propagation des signaux radioélectriques entre deux points éloignés l'un de l'autre. C. R. 204, 340—343, 1937, Nr. 5. Anwendung einer von Ionescu und C. Mihul (Journ. d. Phys. 6, 388, 1935) gegebenen Theorie auf die Messungen, die zwischen München und Berlin auf 75 m zwei deutlich unterscheidbare Wege für die drahtlosen Signale ergaben. Es ergeben sich zwei Ionenschichten in etwa 120 und 320 km Höhe. *Rieve.*

**R. C. Colwell, N. I. Hall and L. R. Hill.** A simplified automatic recorder for ionospheric height measurement. Science (N.S.) 84, 515—516, 1936, Nr. 2188. Verff. machen auf einen allgemein verbreiteten Irrtum bei der Bestimmung von Ionosphärenhöhen mit dem Oszilloskop aufmerksam. Wenn das Signal den Empfänger durchheilt, erleidet es eine Verzögerung, deren Größe von



der Stärke des Signals abhängig ist. Messungen am National-Fb-7-Empfänger, der für Ionosphärenuntersuchungen besonders geeignet ist, mittels des Oszilloskops haben ergeben, daß die Verzögerung bei einem starken Impuls 5 km und bei einem schwachen 20 km Höhenunterschied ausmachen kann. Dieser Fehler muß durch Eichung des Empfängers bezüglich seiner Zeitkonstante eliminiert werden. Es ist daher unmöglich, daß E. C. Halliday eine Meßgenauigkeit von  $\pm 0,5$  km allein mit erweiterter Meßskale erreicht hat. So lassen sich auch die Feststellungen, daß die Schichthöhen in weniger als 1 min um 10 km sich ändern, auf eine variable Signalstärke der Reflexionen zurückführen. Zu beachten ist auch, daß die Zeitskale beim Photographieren sich ändert, wenn der Spulendurchmesser des Films sich beim Abwickeln ändert. *Winckel.*

**Oswald v. Schmidt.** Neue Erklärung des Kurzwellenumlaufes um die Erde. ZS. f. techn. Phys. 17, 443—446, 1936, Nr. 11. 12. D. Phys.-Tag Bad Salzbrunn 1936. Verf. stellt zunächst fest, daß der Kurzwellenumlauf um die Erde weder durch Beugung noch durch mehrfache Reflexion erklärt werden kann. Eine bessere Erklärung soll mit der „Wandernden Reflexion“, wie sie in der Seismik auftritt, möglich sein. Danach läuft an der Ionosphäre eine Grenzwellen entlang, die kontinuierlich auf die Erde herabstrahlt. Sprungentfernung und Umlaufzeit können mit der neuen Erklärung genauer berechnet werden. *Johannes Kluge.*

**Joseph Kölzer.** Stand der drahtlosen Meßmethoden. ZS. f. Geophys. 12, 306—308, 1936, Nr. 7/8. (Berlin-Grünwald.) Die Schwierigkeiten in der Verwendung von Radiosonden liegen in der Eichung, den ungewollten Frequenzänderungen des Senders und der Mehrdeutigkeit der Meßergebnisse infolge Ausfallens von Kontakten bzw. beim Übergang in die Stratosphäre. Wesentliche Verbesserungen weist die von *Craw* entwickelte (1931 bis 1933) Radiosonde auf. Die Temperatur wird mittels eines Thermokondensators stetig durch Frequenzmessungen des Senders ermittelt, der Luftdruck punktweise alle 40 bis 50 mm durch Ausschalten des Senders. Zwei Typen sind gebaut: für Troposphäre und Stratosphäre. Ferner hat Verf. zusammen mit *Möller* die drahtlose Windmessung so gefördert, daß sie in die Radiosonde für Luftdruck und Temperatur mit eingebaut werden soll. *H. Ebert.*

**A. G. McNish.** Magnetic Effects associated with Bright Solar Eruptions and Radio Fade-Outs. Nature 139, 244, 1937, Nr. 3510. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Washington.) Eine kurze Zusammenstellung über die Wirkung von Sonnenfleckstörungen auf erdmagnetische Elemente und Rundfunkempfang. Es wird mitgeteilt, daß zur Klärung dieser Fragen eingehende Versuche in Angriff genommen sind. *Schmerwitz.*

**Gerhard Kunze.** Hagelhäufigkeit und Kurzwellenausbreitung. Meteorol. ZS. 54, 27—28, 1937, Nr. 1. (Berlin.) Der Verf. polemisiert gegen Einwendungen, die *K. Stoye* gegen seine früheren Arbeiten über Hagelhäufigkeit und Kurzwellenausbreitung gemacht hat. *F. Steinhauser.*

**K. Stoye.** Sonnentätigkeit, Kurzwellen und Wetter. Gerlands Beitr. z. Geophys. 49, 121—128, 1937, Nr. 1. (Quedlinburg.) Es wird gezeigt, daß für die Untersuchung der Zusammenhänge der Kurzwellenstörungen mit der Sonnentätigkeit nicht die Sonnenfleckenzahlen, sondern die magnetischen Charakterzahlen maßgebend sind. Die Verfolgung der Lautstärkenänderungen im 80 m-Bereich ergab, daß die am Morgen und um Mitternacht auftretenden toten Zonen bei höheren Charakterzahlen groß waren und lange andauerten, während bei niedrigen Charakterzahlen die Lautstärke im allgemeinen nahezu konstant blieb. Bei hohem Barometerstand ist die tote Zone groß, bei niederem klein. Der Verf. glaubt nun

annehmen zu können, daß hohen Charakterzahlen höhere Luftdruckwerte und damit schlechte Empfangsverhältnisse entsprechen und umgekehrt und schließt daraus, daß nicht die Druckgebiete die Ausbreitungsverhältnisse der kurzen Wellen beeinflussen, sondern die veränderliche Sonnentätigkeit. *F. Steinhäuser.*

**Ivo Ranzi.** Indagini ionosferiche durante l'eclisse solare del 19 giugno 1936. *Cim. (N.S.)* 13, 297—303, 1936, Nr. 7. Die Beobachtungen der Ionosphäre, die während der partiellen Sonnenfinsternis vom 19. Juni 1936 in Bologna an der  $F_2$ -Schicht in 250 km Höhe durchgeführt wurden, hatten im wesentlichen folgende Ergebnisse: Die Finsternis begann für die Ionosphäre 40 min vor der optischen Finsternis. Es wurden zwei Minima der Elektronendichte beobachtet. Das eine lag 30 min vor dem Maximum, das andere 20 min nach dem Maximum der Finsternis. Die Minima liegen unter dem nächtlichen Wert. Etwa 90 min nach der Finsternis nahm die Elektronendichte beträchtlich ab. Diese Erscheinung wird durch thermische Ausdehnung der Schicht erklärt. Bei der  $E$ -Schicht wurden keine Anomalien beobachtet. Das Minimum der Elektronendichte fiel mit dem Maximum der Finsternis nahezu zusammen. Die Erscheinungen, die in der  $F_2$ -Schicht beobachtet wurden, werden durch eine korpuskulare Strahlung erklärt, deren Geschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit nahe kommt. *Schön.*

**Gustav Leithäuser und Willy Menzel.** Über die Zusammenhänge der atmosphärischen Störungen mit den Schichten der Ionosphäre und deren Bedeutung für die Wetterkunde. *VDE-Fachber.* 8, 179—181, 1936. Zwischen Störungen und Ionosphäre ergeben sich folgende Zusammenhänge: 1. Bei jeder Veränderung der Schichthöhe größeren Ausmaßes ist eine Änderung der Störungszahl oder der von ihnen geführten Elektrizitätsmenge feststellbar; 2. von besonderer Regelmäßigkeit ist ein Höchstwert, der kurz vor dem ersten Aufstieg der Schichten am Abend beobachtet wird, sowie der Höchstwert zur Winterszeit beim morgendlichen Aufgang der  $F$ -Schicht; 3. die beobachteten Schwankungen der Amplitude der Störungszahlen oder -mengen sind um so größer, je größer die jeweilige Ursache der Bildung der Störungen ist. Die Zusammenhänge zwischen Störungen und Wetterlage sind bereits früher behandelt worden. Es lassen sich auf Grund der Verwendung verschiedener Wellenlängen zur Störungsmessung die Störungen, die von fernen Blitzen herrühren, von denjenigen trennen, deren Ursache die Aufgleitfronten sind. Beobachtungen nach Sonnenaufgang und um die Mittagszeit geben am ehesten eine Übersicht über die Großwetterlage. *H. Ebert.*

**F. H. Murray and J. Barton Hoag.** Heights of Reflection of Radio Waves in the Ionosphere. *Phys. Rev. (2)* 51, 60, 1937, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago.) Es wurde eine allgemeine Methode entwickelt, um aus den Kurven (virtuelle Höhe gegen Frequenz aufgetragen) eine obere Grenze für die Reflexionshöhe zu berechnen. Eine Anwendung der Methode im Frequenzbereich 2,5 bis 4,4 MHz ergibt z. B. eine viel geringere Reflexionshöhe als die virtuelle Schichthöhe, daß also die Gruppengeschwindigkeit sehr gering ist; ebenso daß die wirkliche Höhe der  $F_2$ -Schicht abnimmt, während die virtuelle Höhe zunimmt. Eine Diskontinuität der Kurven ist eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für das Vorhandensein zweier bestimmter Schichten. Die Berechnungsmethode selbst wird nicht mitgeteilt. *Riewe.*

**Mong-Kang Ts'en, En-Lung Chu and Pe-Hsien Liang.** Measurements of ionization in the ionospheric layers during the partial solar eclipse of June 19, 1936 at Shanghai. *Chinese Journ. Phys.* 2, 169—177, 1936, Nr. 2. (Inst. Phys. Acad. Sinica.) Messungen am Tage der Sonnenfinsternis zeigen, daß die Abnahme der kritischen Frequenz der  $F_1$ -Schicht in solchem

Synchronismus mit der Sonnenfinsternis ist, daß die Ionisationsstärke gleichzeitig mit dem Sonnenminimum ihr Minimum erreicht. Für die *E*-Schicht liegt das Ionisationsminimum später und nach der Sonnenfinsternis steigt die Ionisation stärker als normal an. Das Vorhandensein der *F*<sub>1</sub>-Schicht scheint allein durch Lichtabsorption erklärbar, die *E*-Schicht dagegen nicht nur dadurch. *Riewe.*

**F. Schindelbauer.** Über Luftstörungen. *ZS. f. Geophys.* **12**, 299—305, 1936, Nr. 7/8. (Potsdam, Obs. Reichsamt f. Wetterdienst.) In den Jahren 1926 bis 1931 wurde auf der Wellenlänge 10 Kilohertz mittels eines in 10 min umlaufenden Peilrahmens die Richtungsabhängigkeit und überhaupt die Häufigkeit der sogenannten atmosphärischen Störungen aufgezeichnet. Nachts ist die Richtung magnetisch ostwestlich (Rotation elektrischer Teilchen um die magnetischen Kraftlinien), bei Tage nord-südlich. — Wenn die täglichen Störungsüberschüsse gegenüber dem Monatsmittel aufgezeichnet werden, ergeben sich deutliche Perioden. Nach einem Störungsmaximum sind Tages-Störhäufigkeiten zu beobachten am 23., 27., 29., 45., 53., 60., 65., 73., 81., 91. und unsicher am 98. Tag. Diese Zeiten stimmen gut überein mit den Rotationsdauern auf der Sonne, und zwar der einer hohen äquatorialen Zone von 23 bis 24 Tagen, der magnetisch wichtigen von 27 und der Störungen aus dem festen Sonnenkern von 30 Tagen. Bei den Nachtbeobachtungen und den Zeiten nach einem Störminimum sind die Perioden nicht so stark ausgeprägt. *Riewe.*

**E. J. Workman and R. R. Holzer.** An Anomalous Lightning Discharge. *Phys. Rev.* (2) **51**, 149, 1937, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. New Mexico.) Anlässlich einer umfassenden Untersuchungsarbeit auf dem Gebiete der Blitzforschung wurde in Neu-Mexiko ein Blitz photographiert, der bemerkenswerte Eigenschaften zeigte. Die Aufnahme erfolgte mit drei Drehkameras, zwei um horizontale, eine um vertikale Achse drehbar. Die Fortschrittgsgeschwindigkeit der Entladung war ungefähr  $5 \cdot 10^8$  cm/sec, die Länge des sichtbaren Teiles mehr als 16, die Ausbreitung mehr als drei englische Meilen. *Kniepkamp.*

**Kurt Glass.** Gewitterbeobachtungen mit Neongas-Glimmlampen. *Meteorol. ZS.* **54**, 26—27, 1937, Nr. 1. (Steinheid/Thür. Wald.) An einer zwischen Antenne und Erdung eingeschalteten Osram-Glimmlampe wurde bei Gewittern Aufleuchten in dreierlei Art festgestellt: 1. Die Lampe leuchtete nur auf, wenn in der Nähe eine Entladung erfolgte. 2. Es gab Fälle, wo die Lampe bei Entladung in der Nähe nicht aufleuchtete sondern nur, wenn das Gewitter die Station überschritten hatte und Entladungen erst in größerer Entfernung (bis zu 6 km) erfolgten. 3. Es gab Fälle, wo die Lampe vom Beginn bis zum Ende des Gewitters leuchtete und nur erlosch, wenn eine Entladung erfolgte, um aber nach höchstens 6 sec wieder volle Leuchtstärke zu erreichen. Mit Hilfe dieser Beobachtungen will der Verf. die Gewitter hinsichtlich ihrer Stärke objektiv erfassen. Es soll noch geprüft werden, ob die Leuchtwirkung der Lampe auf eine Richtwirkung der Antenne zurückgeht. *F. Steinhauser.*

**O. H. Gish.** Electrical messages from the earth: Their reception and interpretation. *S.-A. Journ. Washington Acad.* **26**, 267—289, 1936, Nr. 7. (Dep. Terr. Magnet. Carnegie Inst. Washington.) Messung von Erdströmen, ihre täglichen und jahreszeitlichen Schwankungen und die Zusammenstellung der Ergebnisse in Erdkarten. Dabei zeigt sich, daß je acht große Stromwirbel auf der Tages- und auf der Nachtseite der Erde vorhanden sind, die nicht mit der Erdumdrehung mitgehen. *Riewe.*

**G. Arnold.** Fehlerquellen bei der Messung von Erdströmen in kurzen Leitungen, untersucht im Taunus-Observatorium. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **49**, 140—164, 1937, Nr. 1. (Frankfurt/Main.) Bei Mes-

sungen in kurzen Leitungen erweisen sich die Erscheinungen der Polarisierung und des Kontaktpotentials als sehr stark störend. Die Größe der Kontaktpotentialdifferenz verschiedener Metalle und Erdmaterien hat im Mittel Werte von der Ordnung  $\frac{1}{100}$  Volt und ist vom Material der Elektroden und des Erdbodens und von der Durchfeuchtung abhängig. Die Erdstrommessungen wurden in Leitungen von 50 bis 90 m Länge am Kleinen Feldberg vorgenommen. Die Registrierungen zeigten einen ruhigen Gang bei Nacht und heftige Schwankungen tagsüber, die durch vagabundierende Gleichströme aus nahen Betrieben erzeugt wurden. Es ergab sich, daß ein täglicher Gang des Erdstromes in kurzen Leitungen überhaupt nicht feststellbar ist. Die natürlichen Störungen durch Niederschläge und magnetische Variation und die künstlichen Störungen durch den Betrieb einer elektrischen Straßenbahn und durch Kontakte an Registrierapparaten im Observatorium werden ausführlich besprochen. Praktisch ist es nicht möglich, die Elektroden polarisationsfrei zu machen.

*F. Steinhäuser.*

**Ernst Hameister.** Die Verteilung der lokalen Magnetisierung in Hessen für die Epoche 1911,0. Gerlands Beitr. z. Geophys. 49, 66—70, 1937, Nr. 1. (Berlin.)

*Dede.*

**Saemon Tarô Nakamura and Yosio Katô.** On the Variation of Magnetic Dip in Central Japan. Sc. Rep. Tôhoku Univ. (1) 1936, S. 181—192 (Honda-Festband).

*Barnick.*

**Charles Poisson.** Sur quelques roches magnétiques des environs de Tananarive. C. R. 203, 1483—1485, 1936, Nr. 26. Zehn Proben von Gesteinen, die aus Gegenden starker magnetischer Störungen auf Madagaskar stammten, sind in bezug auf ihre Suszeptibilität und remanente Magnetisierung untersucht worden. In einer Tabelle sind die Werte zusammengestellt. Anschließend folgt eine nähere geologisch-mineralogische Beschreibung der Fundstätten.

*Schmerwitz.*

**Emile Thellier.** Aimantation des terres cuites. Application à la recherche de l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé. C. R. 204, 184—186, 1937, Nr. 3. Eine Lehmmasse, die in einem magnetischen Feld gebrannt wird, behält nach der Abkühlung eine schwache aber permanente Magnetisierung. Zur Entscheidung der Frage, ob sichere Rückschlüsse aus einer Messung der spezifischen Magnetisierung auf die zur Zeit der Herstellung des Ziegels herrschende Totalintensität zulässig sind, wurden eine Reihe von Versuchen bei verschiedenen Temperaturen und verschiedener Zusammensetzung der Atmosphäre angestellt. Hierbei ergaben sich Magnetisierungswerte, die bis um mehr als das Hundertfache schwankten. Von gleicher Größenordnung waren auch die Schwankungen der Suszeptibilität. Das Verhältnis beider zeigte sich als angenähert konstant. Auf Grund dieser Erfahrungen wird zur Bestimmung der magnetischen Feldstärke für weit zurückliegende Zeiten folgende Methode vorgeschlagen: Die Magnetisierung (bzw. das magnetische Moment) eines Ziegels bekannten Alters wird gemessen. Dieser wird dann (bis zu etwa 670°) erhitzt und hierbei von neuem in einem bekannten Magnetfeld magnetisiert. Nach der Abkühlung kann dann aus der Proportionalität zwischen dem neuen Moment und der bekannten Feldstärke mit Hilfe der ursprünglichen Magnetisierung die gesuchte Feldstärke bestimmt werden.

*Schmerwitz.*

**L. F. Uhrig and Sidney Schafer.** Observed and calculated values of the magnetic intensity over a major geologic structure. Gerlands Beitr. z. Geophys. 49, 129—139, 1937, Nr. 1. (Pasadena, Cal.) Unter Zugrundelegung der aus geologischen, seismischen und Schweredaten erschlossenen Struktur eines Querschnittes durch das Los Angeles-Basin wurden die Werte der

Vertikal- und Horizontalkomponenten des magnetischen Feldes berechnet. Der Vergleich der berechneten mit den gemessenen magnetischen Werten ergab, abgesehen vom Gebiet der San Pedro Hills gute Übereinstimmung und führte zu dem Schluß, daß in dem erwähnten Gebiet der Abweichungen die Granitschicht tiefer liegen und die Sedimentschicht dicker sein muß als angenommen war. *F. Steinhäuser.*

**V. Černiajev and M. Vuks.** The spectrum of the twilight sky. C. R. Moskau 14, 77—80, 1937, Nr. 2. (Opt. Inst. Leningrad.) Mit einem sehr lichtstarken Spektrographen wurde das Spektrum des Nachthimmelleuchtens während der Morgen- und Abenddämmerung auf dem Elbrus im Kaukasus untersucht. In den Aufnahmen traten Emissionslinien bei 6308, 5890 Å und die Fraunhofer-Linien *G*, *H* und *K* stark hervor. Die Bande oder Linie 5890 Å tritt bei den Aufnahmen des Nachthimmels in der Dämmerung viel intensiver hervor als bei den üblichen Aufnahmen des Nachthimmelleuchtens, die Nordlichtlinie 5577 Å konnte nicht mit Sicherheit identifiziert werden. *Frerichs.*

**Alfred Ehmert.** Eine einfache Relaisanordnung zur Registrierung von Zählrohrkoinzidenzen. Naturwissensch. 24, 814—815, 1936, Nr. 51. Für Koinzidenzmessungen mit Zählrohren (Edelgasfüllung mit einem Zusatz von Alkoholdampf) wird eine Glimmröhren-Relaisanordnung entwickelt, die gestatten soll, entweder direkt oder durch Aussteuerung einer Verstärkerröhre ein Zählwerk zum Ansprechen zu bringen. Die benötigten Spannungen müßten für Dauerregistrierungen stabilisiert werden. *Juifls.*

**Gordon L. Locher.** Geiger-Müller Counters for Special Purposes. Phys. Rev. (2) 50, 1099, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Zusammenstellung der Anwendungsmöglichkeiten von Geiger-Müller-Zählern. *Juifls.*

**R. A. Millikan, H. V. Neher and S. K. Haynes.** Precision Cosmic-Ray Measurements up to Within a Percent or Two of the Top of the Atmosphere. Phys. Rev. (2) 50, 992—998, 1936, Nr. 11; Berichtigung ebenda S. 1191, Nr. 12. (Amer. Inst. Phys.) Zur Messung der Höhenstrahlenintensität mit registrierenden Ionisationskammern in der Stratosphäre wurden Pilotballonaufstiege in 39° n. magnetischer Breite (Texas) ausgeführt. Die Messungen zeigen ein deutliches Maximum ( $\sim 240$  I) bei einem Druck von 47 mm Hg mit einem darauf folgenden Abfall um 22 % bis zu 12,9 mm Hg. Ein Vergleich mit früheren Aufstiegen soll darauf schließen lassen, daß die Ionisation nur in unwesentlichem Anteil durch Protonen erzeugt würde, und daß die Oppenheimer-Bethe-Heitler'sche Theorie für Elektronen mit einer Energie von einigen  $10^{12}$  e-V nicht mehr gültig sei. *Juifls.*

**Ludwig Jánossy.** Eine neue Zählrohr- und Koinzidenztheorie. II. Azimutale Effekte. ZS. f. Phys. 104, 68—80, 1936, Nr. 1/2. (Inst. f. Höhenstrahlenforsch. d. Univ. Berlin.) Die vom Verf. (vgl. diese Ber. 17, 1514, 1936) entwickelte Zählrohr- und Koinzidenztheorie wird zur Bestimmung von azimutal- und symmetrischen Verteilungen verallgemeinert. Hierbei wird die Richtungs-

verteilung mit Hilfe der Funktionen  $g_{ik}(u, v) = \frac{u^i v^k}{(1 + u^2 + v^2)^{\frac{i+k}{2}}}$  durch  $R(\vartheta)$

$= \sum_{ik} A_{ik} g_{ik}(u, v)$  approximiert. Es bedeuten dabei  $u$  und  $v$  die rechtwinkligen Koordinaten der Zentralprojektion der oberen Hälfte der Einheitskugel auf ihre Tangentialebene im Scheitel. Die im Anhang gegebenen Tabellen ermöglichen die leichte numerische Bestimmung der Richtungsverteilung aus vorgegebenen Koinzidenzmessungen. *Juifls.*

**Wolfram Illing.** Der tägliche Gang der kosmischen Ultrastrahlung nach Sternzeit. (Nach Registrierungen auf dem Hafelekar, 2300 m über dem Meere, von 1932 bis 1934.) S.-A. Terr. Magn. **41**, 185—191, 1936, Nr. 2. (Inst. f. Strahlenforsch. d. Univ. Innsbruck.) Die in den Jahren 1932 bis 1934 in Abhängigkeit von der Sternzeit gemessene Ultrastrahlung scheint die Theorie Comptons zu bestätigen. Die „Vollpanzer“-Kurve (10 cm Blei) ist der theoretischen ähnlich, die „Halbpanzer“-Kurve (oben offen) dagegen in keiner Weise.

*Riewe.*

**J. E. Morgan and W. M. Nielsen.** Cosmic-Ray Shower Production and Absorption in Various Materials. Phys. Rev. (2) **50**, 882—889, 1936, Nr. 10. Höhenstrahlenschauer werden in dünnen Schichten Kohle, Aluminium, Kupfer, Zinn und Blei, deren Massen einer bestimmten Bleidicke äquivalent waren, ausgelöst und mit Zwei- bzw. Dreifachkoinzidenzanordnungen gezählt. Es zeigt sich eine Zunahme der Stoßzahl multipliziert mit dem Atomgewicht des streuenden Materials, die etwa dem Quadrat der Kernladung der betreffenden Substanz proportional ist. Die Abhängigkeit der Schauerbildung von der Schichtdicke ist stärker als von erster Potenz der Atomnummer. Der Absorptionskoeffizient für Schauer wird proportional  $Z^a$  ( $a$  etwa 1,4) gefunden. — Für Eisen, Aluminium und Blei werden die Rossi-Kurven bis etwa 250 g/cm<sup>2</sup> gemessen.

*Juifls.*

**C. G. Montgomery and D. D. Montgomery.** The Heavy Particle Component of the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) **50**, 975—976, 1936, Nr. 10. Der Anteil der Protonen in der Höhenstrahlung in Seehöhe wird von C. G. Montgomery, D. D. Montgomery, W. E. Ramsey and W. F. G. Swann [Phys. Rev. (2) **50**, 403, 1936] mit etwa 5 %, nach R. B. Brode, H. G. MacPherson and M. A. Starr [Phys. Rev. (2) **50**, 581, 1936] mit einer oberen Grenze von 1,4 % angegeben. Dieser Unterschied soll durch die Unsicherheit in der Kenntnis der Beziehung zwischen Reichweite und der spezifischen Ionisation zu erklären sein.

*Juifls.*

**Heinz Th. Graziadei.** Kosmische Ultrastrahlung und Aktivität der Sonne. S.-A. Wiener Ber. **145** [2 a], 495—502, 1936, Nr. 7/8. Vgl. diese Ber. S. 89. (Inst. Strahlenforsch. Univ. Innsbruck.)

*Dede.*

**T. R. Wilkins.** Further Observations of Cosmic-Ray Tracks in Photographic Emulsions. Phys. Rev. (2) **50**, 1099, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Kurzer Bericht über die erhaltenen Aufnahmen von Höhenstrahlenbahnen in photographischen Emulsionen.

*Juifls.*

**Kurt Kalle.** Nährstoff-Untersuchungen als hydrographisches Hilfsmittel zur Unterscheidung von Wasserkörpern. Ann. d. Hydrogr. **65**, 1—18, 1937, Nr. 1. (Hamburg, Deutsche Seewarte.) Es ist ein Überblick über die Ergebnisse der Nährstoffuntersuchungen gegeben, die auf zwei Fahrten mit dem R. F. D. „Poseidon“ im Januar 1935 und Februar 1936 in die südliche und mittlere Nordsee neben den üblichen hydrographischen Untersuchungen der Temperatur und des Salzgehaltes ausgeführt worden sind. Es sollte bei diesen Beobachtungen ein Einblick gewonnen werden in die verschiedenen Wasserarten in dem Untersuchungsgebiet sowie ihre gegenseitige Beeinflussung und Durchdringung. Nach kurzer Darlegung der Grundbegriffe, der Untersuchungsmethoden und des Ganges werden die Ergebnisse der beiden Fahrten einzeln ausführlich besprochen und in einer Schlußbetrachtung als Gesamtergebnis mitgeteilt, daß die vom Verf. erstmalig in diesem Zusammenhang angewandten Nährstoffmethoden durchaus geeignet scheinen, der Hydrographie und auch der Biologie des Meeres wertvolle Dienste zu leisten.

*H. Ebert.*

**Joachim Blüthgen.** Neuere Arbeiten über die Vereisung der Ostsee. Ann. d. Hydrogr. 65, 18—21, 1937, Nr. 1. Verf. berichtet kurz über zwei Arbeiten über die Erforschung der Eisverhältnisse der Ostsee. Die eine stammt von Czekańska (Polen), die andere von Stakle (Lettland). Es wird betont, daß sich Deutschland als Anlieger der Ostsee ebenfalls mit diesen Dingen intensiv befassen muß.

*H. Ebert.*

**A. Defant.** Entstehung und Erhaltung der troposphärischen Sprungschicht. ZS. f. Geophys. 12, 281—286, 1936, Nr. 7/8. (Berlin.) Verf. bringt eine Erklärung für die Erscheinung im Aufbau der ozeanischen Troposphäre (der oberen Warmwasserschicht der Ozeane), daß eine in den Tropen und Subtropen sehr stark entwickelte thermische Sprungschicht vorhanden ist. Die Deutung wird so gegeben: Strahlung durch Sonne und Atmosphäre erwärmt die obersten Wasserschichten, die tieferen haben niedrige Temperaturen, die durch Advektion kälterer Wassermassen innerhalb der stratosphärischen Zirkulation bedingt sind. Durch erzwungene Turbulenz der Windtriften wandert die Wärme der oberflächennächsten Schichten nach abwärts. Dadurch bildet sich eine thermische Sprungschicht, die allmählich ebenfalls nach abwärts sich weiter entwickelt. Bei Überschreitung eines bestimmten Grenzwertes in der vertikalen Dichteverteilung hört dieser Prozeß aber auf und bei konstanter Tiefenlage wirkt die Sprungschicht gegen weitere Einflüsse von oben. Turbulenzwirkung und Konvektion beschränken sich dann nur auf die Deckschicht, die dadurch fast isotherm und in vielen Fällen auch isohalin wird.

*H. Ebert.*

**J. W. Sandström.** Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer. VI. Mitteilung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 49, 114—120, 1937, Nr. 1. (Stockholm.) Aus Beobachtungen an der norwegischen Küste wird gefolgert, daß die stärkste Herabsetzung der Oberflächentemperatur des Küstenwassers dann eintritt, wenn der Wind die Küste schräg meerwärts überweht, so daß das Land links und das Meer rechts liegt; bei entgegengesetzter Windrichtung tritt die größte Erwärmung ein. In der Nähe der kleinen nordatlantischen Inseln wird das Meerwasser durch die Gezeitenströmungen kräftig durchmischt, was zur Folge hat, daß die Oberflächentemperatur in der Inselnähe tiefer ist als im offenen Meer. Dies wird neben der Topographie der Inseln als wichtigste Ursache für die Nebelbildung angesehen. Es wird über die Einwirkung der Gezeitenströmungen auf die Meeresströme, über die antizyklonale Bewegung des Küstenwassers um Island, über die Eisbewegung an der Grönlandküste und über die Zirkulation im Zwischenwasser zwischen dem Golfstrom und dem ostgrönländischen Eisstrom berichtet. Der Verf. empfiehlt die Errichtung eines Observatoriums auf dem Beerenberg (2500 m) auf Jan Mayen.

*F. Steinhauser.*

**Martin Rodewald.** Die Hamburger Höhen-Windhose vom 28. Juli 1936. Ann. d. Hydrogr. 65, 21—27, 1937, Nr. 1. (Hamburg.)

*Dede.*

**Hans Neuberger.** Beiträge zur Untersuchung des atmosphärischen Reinheitsgrades. Arch. D. Seewarte 56, Nr. 6, 53 S., 1936.

*Dede.*

**A. V. Astin and L. L. Stockmann.** A Receiver for Radiometeorographs. Rev. Scient. Instr. (N. S.) 7, 462—463, 1936, Nr. 12. (Bur. of Stand. Washington.) Für die drahtlose Übertragung von Meßgrößen vom aufsteigenden Ballon aus wird ein 6-Röhren-Schreibempfänger benutzt, der sich bei stark veränderlicher Empfangsenergie am besten bewährte. Der Empfänger besitzt hohe Empfindlichkeit bei größerer Bandbreite und vor allem weitgehende Unempfindlichkeit gegen atmosphärische Störungen. Hierzu ist eine abgestimmte Hochfrequenzstufe und die Anwendung eines etwas trägen Relais im Ausgang erforderlich, das im wesentlichen

auf die  $\frac{1}{10}$  sec-Impulse des Senders im Pilotballon anspricht. Eine genügende Bandbreite von 100 Kilohertz, welche den während des Fluges unvermeidlichen Verstimmungen des Senders ( $\lambda = 5$  m) Rechnung trägt, wird durch Widerstands-Kapazitätskopplung in den beiden Zwischenfrequenzstufen erzeugt. Die Abstimmung geschieht kurz vor dem Abflug. *Adelsberger.*

**Sydney Chapman.** Ozone and Water Vapor in the Atmosphere. ZS. f. Geophys. 12, 377—382, 1936, Nr. 7/8. (London.) Es wird die Ansicht Wegeners (1936) geprüft, ob sich der Ozon der Atmosphäre aus Wasserdampf bildet. Es zeigt sich, daß diese Anschauung nicht zutreffen kann. *H. Ebert.*

**R. Scherhag.** Ein Grenzfall atmosphärischer Steuerung: Die Bodenisobaren steuern ein Höhentief. Ann. d. Hydrogr. 65, 27—38, 1937, Nr. 1. (Hamburg, Deutsche Seewarte.) Die dreidimensionale Untersuchung der nur in der Höhe erkennbaren Tiefdruckgebiete vom 11. bis 13. Dezember 1935 und 25. bis 26. April 1936 führt zu dem Ergebnis, daß diese Höhentiefs als das letzte Stadium einer zerfallenden Zyklone anzusehen sind. Mit dem vollzogenen Ausgleich der Druckgegensätze am Boden bleibt der zyklonenbegleitende Kaltluftkörper übrig, der durch den nachfolgenden Warmluftvorstoß zum Kaltlufttropfen abgeschnürt und dessen Zugrichtung dann durch das Bodendruckfeld bestimmt wird, wobei sich das Höhentief weder durch Druckänderungen am Boden noch durch besondere Wettererscheinungen bemerkbar macht. Die Steuerung besteht in diesem Falle einfach in einer Mitführung des Kaltluftkörpers, während die Steuerung einer jungen Zyklone durch die Höhenströmung ein dynamischer Prozeß ist. Bei der Anwendung der Höhenwetterkarten im Wetterdienst muß das Entwicklungsstadium einer Zyklone, für das drei Grenzfälle skizzenhaft im Aufriß dargestellt werden, stets eingehend berücksichtigt werden, wenn man Fehlschlüsse vermeiden will. *H. Ebert.*

**Katsuyoshi Shiratori.** A Correlational Method on the Weather Forecasting. Sc. Rep. Tôhoku Univ. (1) 1936, S. 208—220 (Honda-Festband). *Barnick.*

**E. G. Meyer.** Ein Beitrag zum Zimmerklima. Strahlentherapie 58, 190—192, 1937, Nr. 1. Mitteilung über Messungen der Temperatur-, Feuchtigkeits- und Dampfdruckverteilung in geheizten und ungeheizten Räumen. *Nitka.*

**K. Dörrfel, H. Lettau und M. Röttschke.** Luftkörper-Alterung als Austauschproblem auf Grund von Staub- und Kerngehaltsmessungen. Ergebnisse zweier wissenschaftlicher Freiballonfahrten. Meteorol. ZS. 54, 16—23, 1937, Nr. 1. Durch Messungen mit einem kleinen Schollzsch Kernzähler und durch Bestimmungen des Staubgehaltes mit Zeisschen Konimetern bei mehrfachen Wiederholungen von Auf- und Abstiegen sollte die „Alterung“ von Luftkörpern im Verlauf eines Sommertages bis in größere Höhen erfaßt werden. In frischer maritim-subpolarer Kaltluft nahm der Gehalt an Kondensationskernen und an Staub von Vormittag bis Nachmittag unterhalb 1 km Höhe ab und darüber im gleichen Ausmaß zu. Pro  $\text{cm}^2$  durchsetzten die Horizontalfläche im 1 km-Niveau in einer Sekunde 44 000 Kondensationskerne und 9 bis 12 Staubpartikel. Als effektiver vertikaler Austauschkoeffizient ergab sich 400 g/cm sec. Die Reibungshöhe war 2,5 km. Aus dem Austauschkoeffizienten und aus der Staubverteilung wird als obere Grenze für die Sinkgeschwindigkeit der Staubteilchen  $\frac{1}{2}$  cm/sec berechnet. Die obere Grenze der Staubteilchendurchmesser liegt unterhalb 0,01 mm. Die zweite Fahrt, die in typischer spätsommerlicher Kontinentalluft erfolgte, ergab, daß diese nicht mehr „alterte“, sondern mit ihrer Unterlage im Austauschgleichgewicht stand. In der Schicht vom Boden bis 1 km Höhe betrug der Austauschkoeffizient nur 30 g/cm sec. *F. Steinhauser*



**Oliver R. Wulf et Lola S. Deming.** Calcul théorique de la distribution de l'ozone formé par voie photochimique dans l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (7) 8, 170 S—171 S, 1937, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 396.] (Bur. Chem. and Soils Washington.) Es wurde die Verteilung des Ozons mit der Höhe in einer ungestörten Atmosphäre als Effekt photochemischer Wirkung der Strahlung der Sonne, die als schwarzer Strahler von der Temperatur 6000° angenommen ist, berechnet. Der Ausdruck, der die Anzahl der Ozonmoleküle als Funktion der Höhe angibt, enthält eine numerische Konstante, die Konzentration des Sauerstoffs und die Gesamtzahl der Luftmoleküle in Abhängigkeit von der Höhe und die Zahl der von Sauerstoff und Ozon absorbierten Quanten ebenfalls in Abhängigkeit von der Höhe. Die erwähnte numerische Konstante ist durch den gesamten Ozongehalt der Atmosphäre und durch experimentelle Ergebnisse der Photochemie bestimmt. Die berechnete Verteilung des Ozons mit der Höhe stimmt mit den Ergebnissen direkter Messungen gut überein.

*F. Steinhauser.*

**E. Ekhart.** Die Windverhältnisse des Arlbergs. II. Teil. Aerologische Beobachtungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 49, 7—25, 1937, Nr. 1. (Inst. kosm. Phys. Univ. Innsbruck.) Die im ersten Teil der Arbeit aus Stationsbeobachtungen abgeleitete Feststellung, daß auf dem Arlberg dem Malojawind ähnliche übergreifende Talwinde auftreten, konnte durch Pilotierungen auf der Paßhöhe und an zwei Stellen zu beiden Seiten des Passes bestätigt werden. Mit den so gewonnenen Vorstellungen über die Strömungsvorgänge stehen auch Beobachtungen typischer Wolkenbildungen im Einklang. Das Übergreifen des einen Talwindes über den Paß in das andere Tal wird durch Hangwinde längs der Talsohle ermöglicht. Es kann die Frage, ob der übergreifende Talwind am Arlberg eine reine Trägheitsbewegung oder ein echter Malojawind ist, noch nicht entschieden werden.

*F. Steinhauser.*

**G. Aliverti.** Osservazioni fatte nell'anno 1935 all'Osservatorio Meteorologico presso l'Istituto di Fisica della R. Università di Torino. Atti di Torino 71, 588—601, 1936, Nr. 3. In Tabellen werden die täglichen Beobachtungen der Temperatur, des Luftdrucks, der relativen und der absoluten Feuchtigkeit sowie der Maximal- und Minimaltemperaturen und der täglichen Niederschläge mitgeteilt, die während des Jahres 1935 in der meteorologischen Abteilung des Physikalischen Instituts in Turin angestellt wurden. *Schön.*

**P. Zistler.** Die neue Einteilung der troposphärischen Luftmassen. Naturwissensch. 25, 104—106, 1937, Nr. 7. (Berlin.) Die Nomenklatur des Reichsamtes für Wetterdienst. *Riewe.*

**R. Scherhag.** Die aerologischen Entwicklungsbedingungen einer Labrador-Sturmzyklone. Ann. d. Hydrogr. 65, 90—92, 1937, Nr. 2. *Dede.*

**Hans Ertel.** Zusammenhang von Luftdruckänderungen und Singularitäten des Impulsdichte-Feldes. Berl. Ber. 1936, S. 257—266, Nr. 16/20. Die Shaw'sche Annahme einer dem Gradientwind entsprechenden automatischen Anpassung des Windes an den horizontalen Luftdruckgradienten bietet die Möglichkeit einer besonders einfachen Erklärung der Luftdruckänderungen mittels der Unstetigkeiten des Impulsdichte-Feldes (echte Diskontinuitäten, Luftkörpergrenzen, Windsprungflächen, Tropopause): Diese Singularitäten des Impulsdichte-Feldes allein können dann als „Sitz“ der beobachteten Luftdruckänderungen aufgefaßt werden. (Zusammenfassung d. Verf.) *Dede.*

**Karl Helbig.** Klima und Wetter im südlichen Batak-Land auf Sumatra. Aus der Sammlung des überseeischen meteorologischen Dienstes der Deutschen Seewarte. Ann. d. Hydrogr. 65, 49—58, 1937, Nr. 2. *Dede.*

**B. I. Iswakow und N. E. Kotschin.** Dynamische Meteorologie. Teil I. Mit 108 Abb. 351 S. Leningrad, Verlag ZUEGMS., 1935 (russisch). Inhalt: Geschichtlicher Abriß. — Allgemeine Prinzipien der Mechanik der Atmosphäre. — Thermodynamik der Atmosphäre. — Strahlende Energie. — Höhenabhängigkeit von Temperatur und Druck in der freien Atmosphäre. — Kinematik der atmosphärischen Bewegungsvorgänge. — Dynamik der Atmosphäre (Hydrodynamik einer idealen Flüssigkeit). *Rompe.*

**C. Holman B. Williams.** Rainfall and Moon Phases in the Tropics. Nature 139, 244—245, 1937, Nr. 3510. (Sugar Exp. Stat. Dep. Agricult. British Guiana.) Verff. berechnen den mittleren Regenfall der Diamant-Plantage in Britisch-Guiana von 1914 bis 1934 für die trockene Jahreszeit und fürs ganze Jahr für Perioden von 3 Tagen um Voll- und Neumond. Sie stellen fest, daß keine Stütze für die Annahme — es falle wahrscheinlich mehr Regen bei Neu- oder Vollmond als in den 3 Tagen vor oder nach diesem Wechsel — vorhanden ist und daß die mittleren Niederschlagsmengen dieser Perioden sehr ähnlich sind. *Gielefen.*

**Joh. Booij.** Der Föhn und seine pathologische Wirkung. Münchener Med. Wochenschr. 84, 135—138, 1937, Nr. 4. (Biochem. Lab. Univ. und Psychiatr.-Neurolog. Klinik Valeriusplein Amsterdam.) *Dede.*

**Kwanji Suda.** On the Cool Summer in the Northern Japan. Sc. Rep. Tōhoku Univ. (1) 1936, S. 193—207 (Honda-Festband). (Branch Obs. Central Meteorol. Obs. Hukuoka.) *Barnick.*

**F. Schmid.** Symmetrien und Asymmetrien des Purpurlichtes. Meteorol. ZS. 54, 10—15, 1937, Nr. 1. (Oberhelfenswil, Schweiz.) Es werden Mittelwerte des Eintrittes, des Maximums und des Endes des ersten und zweiten Purpurlichtes im Wendekreisgürtel mit den entsprechenden Werten aus der Schweiz verglichen. Das Purpurlicht tritt im Wendekreisgürtel bei größerer Sonnendepression auf als in der gemäßigten Zone. In den Breiten der gemäßigten Zone ist das Purpurlicht im Sommerhalbjahr, besonders bei tiefstem Ekliptikstand symmetrisch zum Sonnenorte orientiert; im Winterhalbjahr zeigt es aber bei steilem Anstieg der Ekliptik in den Dämmerungshimmel abends und morgens deutliche Asymmetrien, die sich immer nach Süden erstrecken. Der Verf. sieht die Ursache der Asymmetrie in der Lage unserer Atmosphärenlinse zur Horizontebene. Es zeigt sich ein enger Zusammenhang des Purpurlichtes mit dem ganzen Dämmerungsvorgang einschließlich der Nachtdämmerung. *F. Steinhauser.*

**F. Albrecht.** Kalorimetrische Filtermessungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung in engen Spektralbereichen. ZS. f. Geophys. 12, 308—315, 1936, Nr. 7/8. (Meteorol. Obs. Potsdam.) Für die Messungen wurde ein zur Einschaltung von Filtern und zur fallweisen Abschirmung der Sonne adaptiertes Solarimeter und ein außerordentlich empfindliches transportables Spiegelgalvanometer, das Multiflexgalvanometer von B. Lange, verwendet. Um eine volle Ausnutzung der hohen Empfindlichkeit des Meßinstrumentes zu ermöglichen, wurde eine Kompensationsschaltung zur Verschiebung des Nullpunktes des Instrumentes entwickelt. Durch verschiedene Filterkombinationen ließ sich das gesamte Sonnenspektrum in zehn Hauptspektralbereiche aufteilen. Einige Ergebnisse von Messungen werden besprochen; eine ausführliche Bearbeitung wird für später angekündigt. Der Verf. sieht in seinen Beobachtungsergebnissen eine experimentelle Bestätigung dafür, daß im langwelligen Ultraviolett die Ängströmsche Zerstreuungformel nicht mehr anwendbar ist. Die geschilderte Meßanordnung gestattet auch, die spektrale Empfindlichkeit von Alkalizellen für Wellenlängen über 330 m $\mu$  in hinreichend engen Spektralbereichen zu bestimmen und so die Zellen an kalorimetrische Meßgeräte anzuschließen. *F. Steinhauser.*

**Friedrich Herzog.** Die Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre aus Registrierungen des Sonnenspektrums. Gerlands Beitr. z. Geophys. 49, 71—96, 1937, Nr. 1. (Frankfurt/Main.) Es wird die Anordnung eines Quarzdoppelmonochromators beschrieben, der eine Durchmessung (Registrierung) des ganzen Sonnenspektrums von 350 bis 2500 m $\mu$  mit einer Thermosäule in etwa 5 Minuten ermöglicht. Wirkungsweise und Eichung der Meßanordnung werden besprochen. Für die Banden  $\rho\sigma\tau$ ,  $\Phi$ ,  $\Psi$  und  $\Omega$  wurde die Abhängigkeit der Bandentiefe von dem aus Flugzeugaufstiegen an den Meßtagen bestimmten Gesamtwasserdampfgehalt der Luft (Niederschlagswasser) graphisch festgelegt. Aus diesen Kurven kann, wenn die Bandentiefe aus der Registrierung des Spektrographen bekannt ist, die entsprechende Menge des Niederschlagswassers mit einer Genauigkeit von 0,1 cm ermittelt werden. Am günstigsten ist hierzu die  $\rho\sigma\tau$ -Bande. Einige auf dem Taunus Observatorium gewonnene Beispiele zeigen, daß sich aus dem Verlauf des Dampfdruckes am Boden und des Niederschlagswassers sichere Schlüsse auf Vorgänge in der Höhe ziehen lassen, die eine häufige Bestimmung des Niederschlagswassers als wertvolles Hilfsmittel der indirekten Aerologie empfehlen. Der mittlere Zusammenhang zwischen Dampfdruck und Niederschlagswasser ist auf dem Feldberg in Abweichung von der Hannschen Formel nicht linear. *F. Steinhauser.*

**Brian O'Brien, F. L. Mohler and H. S. Stewart.** Vertical Distribution of Ozone in the Upper Atmosphere. Phys. Rev. (2) 50, 1099, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Durch spektrographische Aufnahmen gelegentlich eines Stratosphärenfluges wurde ein scharf ausgeprägtes Maximum des Ozongehaltes in 22 km Höhe gefunden. In 24 km Höhe war der Ozongehalt bereits unter die Hälfte des Maximums gesunken. *F. Steinhauser.*

**L. A. Ramdas, B. N. Sreenivasiah and P. K. Raman.** Variation in the nocturnal radiation from the sky with zenith distance and with time during the night. Proc. Indian Acad. (A) 5, 45—55, 1937, Nr. 1. (Meteorol. Off. Poona.) Die Abhängigkeit der Wärmestrahlung des Nachthimmels als Funktion der Zeit und der Höhe wurde mit einem Moll-Mikrogalvanometer und einer Mikrothermosäule gemessen. Die Beobachtungen ergeben, daß die nächtliche Abkühlung der Luftschichten, wie sie aus der Abnahme der äquivalenten schwarzen Strahlung des Nachthimmels hervorgeht, um so größer wird, je mehr man sich der Horizontalen nähert und im Zenith ein Minimum hat. *Frerichs.*

**Leiv Harang.** Annual Variation of the Critical Frequencies of the  $E$ - and  $F_2$ -Layers. Nature 139, 328—329, 1937, Nr. 3512. (Auroral Obs. Tromsø.) Die kritischen Frequenzen der  $E$ - und  $F$ -Schichten, das sind die gerade noch eindringenden Frequenzen, zeigen nach neuen Mittagsbeobachtungen verschiedener Autoren folgende Erscheinungen: Die kritische Frequenz der  $E$ -Schicht verändert sich im Lauf des Jahres mit der Sonnenhöhe, während diejenige der  $F$ -Schicht die umgekehrte Abhängigkeit zeigt, nämlich hohe Werte im Winter und niedrige im Sommer. Die Erscheinungen werden vom physikalischen und vom geophysikalischen Standpunkt aus betrachtet. Es wird eine Hypothese ausgearbeitet, welche die Abhängigkeit der kritischen Frequenz der  $F_2$ -Schicht und die Unabhängigkeit bei der  $E$ -Schicht von der jährlichen Schwankung der Temperatur und damit des Druckes erklärt. Zugrunde gelegt sind die Mittagsbeobachtungen der kritischen Frequenz in Tromsø (69,7° nördlicher Breite., 18,9° östlicher Länge), während der letzten beiden Jahre. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Chapman (Proc. Roy. Soc. (A) 131, 353, 1931) wird angenommen, daß die Energie desjenigen Teiles des Sonnenspektrums, der die  $F_2$ -Ionisation hervorruft, im Überschuß vorhanden ist. Daher wird die Ionenproduktion in  $F_2$  vom Druck abhängig. *Ritschl.*

**C. G. Abbot.** Zehntägige Mittelwerte der Solarkonstante von Oktober bis Dezember 1936. Meteorol. ZS. 54, 68, 1937, Nr. 2. *Dede.*

**Gertrud Perl.** Die Komponenten der Intensität der Sonnenstrahlung in verschiedenen geographischen Breiten. Meteorol. ZS. 53, 467—472, 1936, Nr. 12. In Ergänzung einer früheren Arbeit werden auf Grund von Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung an 80 über die ganze Erde verteilten Stationen für die Bestrahlung einer Nord-Süd- und einer Ost-Westwand der tägliche Verlauf, die Strahlungssummen während jeder vollen Stunde des Tages und die Tagessummen für verschiedene geographische Breiten für die Tage der Tag- und Nachtgleiche im Frühling und Herbst und für die Tage mit höchstem und tiefstem Sonnenstand in Tabellen angegeben. In Isoplethen ist auch der Jahresgang des Strahlungsgenusses einer waagerechten Fläche, gerechnet von Sonnenaufgang bis zu einer bestimmten Tagesstunde für geographische Breiten von 15 zu 15° dargestellt. An Beispielen wird die Anwendung zur Bestimmung der Bestrahlung beliebig orientierter und geneigter Flächen gezeigt. *F. Steinhauser.*

**Georg Wüst.** Temperatur- und Dampfdruckgefälle in den untersten Metern über der Meeresoberfläche. Meteorol. ZS. 54, 4—9, 1937, Nr. 1. Für die Zwecke der Untersuchung von Austauschvorgängen werden die im Jahr 1919 in der Ostsee in verschiedenen Höhen zwischen Meeresfläche und 9 m darüber gemessenen Werte der Temperatur und des Dampfdruckes in extenso mitgeteilt. Die Messungen in den untersten 2 m erfolgten von einem Beiboot aus, die in den höheren Schichten von einem Motorschoner aus. Die auf dem Schoner gemessenen Werte von Temperatur und Dampfdruck sind in 2 m Höhe im Mittel um 0,24° bzw. 0,11 mm zu hoch. Es wird darauf aufmerksam gemacht, daß wegen der Aufbietung der Stromlinien und wegen Strahlungseinflüssen verschiedener Art die Messungen auf größeren Schiffen im allgemeinen verfälscht sind. Bei 17 von 26 Meßreihen war die Wassertemperatur merklich höher als die Temperatur der Luft unmittelbar über dem Wasser. Die Umkehr der Temperatur war nur auf die untersten 20 cm beschränkt. Zwischen 50 und 200 cm über der Meeresoberfläche steht das Temperatur- und Dampfdruckgefälle in linearer Beziehung zum Logarithmus der Höhe; in der Schicht zwischen 20 und 50 cm unterliegt aber der Wärme- und Wasserdampfaustausch über der gewellten Wasserfläche anderen Gesetzen als darüber. *F. Steinhauser.*

**H. Arakawa.** Die Winkelabweichung vom barischen Windgesetz und die Verstärkung des Windes. Meteorol. ZS. 54, 33—34, 1937, Nr. 1. (Tokio.) Der Verf. gibt eine einfache Ableitung für die Regel von P. Raethjen (Met. ZS. 53, 1936, 247), daß bei einer Verstärkung des Höhenwindes der Abweichungswinkel so orientiert ist, daß der Wind vom hohen zum tiefen Druck weht, im umgekehrten Fall aber vom tiefen zum hohen Druck. Aus dem Ergebnis einer weiteren Berechnung des Windvektors unter Berücksichtigung der Reibung am Boden und der inneren Reibung leitet er folgenden Schluß ab: „Zeigt die Wetterkarte einen Abweichungswinkel  $\alpha$  vom Gradientwind, der größer ist als der Winkel  $\alpha_0$ , unter welchem der unbeschleunigte Wind vom Gradientwind abweicht, so wird die betreffende Luftmasse überhaupt beschleunigt; ist  $\alpha$  kleiner als  $\alpha_0$ , so wird die Strömung der Luft überhaupt verzögert.“ Die Gültigkeitsdauer dieser Regel ist in den Breiten der gemäßigten Zone höchstens 12 Stunden. *F. Steinhauser.*

**Alfred Jelinek.** Beiträge zur Mechanik der periodischen Hangwinde. Wiener Anz. 1937, S. 3—5, Nr. 1. (Inst. kosm. Phys. Innsbruck.) Zur Untersuchung der vertikalen Erstreckung des Hangwindes, seiner horizontalen und vertikalen Strömungskomponenten und seiner Abhängigkeit von der Tageszeit wurden an einem Süd-, einem West-, einem Ost- und einem Nordhang Serien von Doppel-

visierungen vorgenommen. Die thermischen Hangwinde zeigten an allen vier Hängen deutliche Tagesperiode und sie waren entsprechend der Intensität der Bestrahlung des Bodens am stärksten am Südhang und am schwächsten am Nordhang entwickelt. Die größten Vertikalkomponenten treten ebenso wie die größten Geschwindigkeiten des Hangwindsystems zu allen Tagesstunden in der Mitte der Hangwindsschicht auf. Der Hangaufwind erreichte um 11 Uhr am Südhang eine Mächtigkeit von 280 m, am Nordhang 160 m; die Bodenwindgeschwindigkeit war um diese Zeit auf dem Südhang 150 und auf dem Nordhang 60 m/min. Die Mächtigkeit des Hangabwindes betrug um 20 Uhr auf dem Südhang 35 m und auf dem Nordhang 70 m; die Bodenwindgeschwindigkeit war um diese Zeit auf dem Südhang 60 und auf dem Nordhang 90 m/min.

*F. Steinhauser.*

**A. Jelinek.** Über den thermischen Aufbau der periodischen Hangwinde. Wiener Anz. 1937, S. 5—6, Nr. 1. (Inst. kosm. Phys. Innsbruck.) Wind- und Temperaturmessungen in der hangnahen Luftschicht ergaben, daß so, wie in der warmen Jahreszeit auch bei Schneelage im Winter thermische Zirkulation mit Tagesperiode überall dort zu finden ist, wo entsprechende Heizflächen wie dunkle Wälder, nackte Felsen und dergleichen zur Verfügung stehen. Es wurde festgestellt, daß in der Zeit, in der sich zwischen 0,2 und 2,0 m über dem Boden eine Inversion ausbildet, das ist vom Abend bis zum Morgen, Hangabwinde wehen; tagsüber, wenn die Temperaturdifferenz zwischen 0,2 und 2,0 m positiv ist, wehen Hangaufwinde. Der Hangaufwind entwickelt sich tagsüber mit zunehmender Mächtigkeit und Geschwindigkeit. Um die Mittagszeit zeigt sich aber eine vorübergehende Schwächung hinsichtlich Mächtigkeit und Geschwindigkeit des Hangwindes, die darauf zurückzuführen ist, daß die durch die Hangaufwinde erzeugten Schönwettercumuli um diese Zeit den Hang beschatten.

*F. Steinhauser.*

**A. Burger und E. Ekhart.** Über die tägliche Zirkulation der Atmosphäre im Bereich der Alpen. Wiener Anz. 1937, S. 6—7, Nr. 1. (Inst. kosm. Phys. Innsbruck.) Zwischen den Alpen und den umgebenden Niederungen entwickelt sich ein atmosphärischer Kreislauf, dessen unterer Zweig von der Kälte zur Wärmequelle führt, während der obere Zweig gegensinnig verläuft. Aus mehrjährigen Höhenwindmessungen von 20 Pilotstationen wurde als Differenz der mittleren resultierenden Windverhältnisse von früh bis mittag für den Alpenraum der obere kompensierende Ast der Zirkulation nachgewiesen, der einen schwachen, tagsüber vom Alpenmassiv aus divergierenden (und nachts konvergierenden) Luftstrom von etwa 15 cm/sec darstellt. Dieses spezifische Gebirgswindsystem erstreckt sich in der Horizontalen 150 bis 200 km und in der Vertikalen ungefähr über 5 km absolut. Ihm überlagert sich das von Kleinschmidt als Folge der täglichen Luftdruckschwankung abgeleitete allgemeine System, das im oberen zu Mittag gegen Norden gerichteten Stromzweig eine etwa dreimal größere Intensität als der alpine Kompensationsstrom erreicht. Es wurden auch Anzeichen für die Existenz von Ausgleichsströmungen zwischen ungarischer Tiefebene und bayerischer Hochebene einerseits und zwischen Poebene und pannonischer Ebene andererseits gefunden.

*F. Steinhauser.*

**B. Haurwitz.** The Daily Temperature Period for a linear variation of the Austausch Coefficient. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 30, Sect. III, 1—12, 1936. (Meteorol. Office, Toronto.) Verf. berechnet für die tägliche Temperaturperiode den Austauschkoeffizienten unter der Annahme, daß dieser Koeffizient mit der Höhe linear zusammenhängt, und weist auf die Unterschiede hin, die sich gegenüber einem konstanten Koeffizienten bemerkbar machen, z. B. in der Amplitude und in der Phasenverzögerung der täglichen Temperaturwelle in verschiedenen Höhen.

*Gielessen.*

**C. L. Godske.** Zur Theorie der Bildung außertropischer Zyklonen. Meteorol. ZS. 53, 445—449, 1936, Nr. 12. Der Verf. geht von der prinzipiellen Notwendigkeit einer Wellentheorie der Zyklonenbildung aus. Von den stabilisierenden und instabilisierenden Faktoren, die für die Zyklonenbildung von Bedeutung sein können, kann die Kompressibilität vernachlässigt werden. Die Schwere kann im stabilen Medium nur Stabilitätswellen mit kleiner Amplitude erzeugen, im instabilen Medium aber zeitlich anwachsende Instabilitätswellen, die nur cumuliforme, nicht aber großzügige Umwälzungen verursachen können. Die Trägheit der Erddrehung verursacht Stabilitätswellen und kann die Verwirbelung der Zyklonen nicht erklären. Der Trägheitseffekt wird für flache Systeme von größerer Bedeutung als der Schwereeffekt. Die Scherungsinstabilität führt zu Instabilitätswellen, die für großzügige zyklonenähnliche Verwirbelungen nicht in Betracht kommen. Jeder der erwähnten Faktoren kann allein die Zyklonenwellen nicht erklären. Im Zusammenwirken aller Faktoren überwiegt bei den kürzesten Wellen ( $< 2$  km) die Scherungsinstabilität; die Wellen werden Instabilitätswellen mit exponentiell anwachsender Amplitude (Wogenwolken). Bei etwas längeren Wellen überwiegt die Schwerewirkung; die Wellen werden Stabilitätswellen mit konstanter Amplitude. Bei den langen Wellen kommen nur die Trägheitsstabilität und die Scherungsinstabilität in Frage; erstere überwiegt bei sehr langen Wellen ( $> 1000$  km), die demnach Stabilitätswellen sind; der Einfluß der Scherungsinstabilität nimmt bei abnehmender Wellenlänge zu, es kommt zu Instabilitätswellen, bis im Bereich der Wellen mittlerer Länge die große statische Stabilität hinzukommt. Der Bereich der langen Instabilitätswellen ist es, der mit den Frontwellen identifiziert werden kann. Die Ergebnisse werden durch die genaue Methode der kleinen Störungen bestätigt. Es wird der Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit für verschiedene Mächtigkeit der Schichten zu beiden Seiten der Diskontinuitätsfläche gezeigt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Zyklonenwellen kommt der Geschwindigkeit der warmen Luft näher als der der kalten.

*F. Steinhauser.*

**Hans Ertel.** Die Arten der Unstetigkeiten des Windfeldes an der Tropopause. Meteorol. ZS. 53, 450—455, 1936, Nr. 12. Es wird gezeigt, daß die Bjerknes-Bergeronsche Auffassung der Tropopause als Diskontinuitätsfläche erster Ordnung mit Sprung des Windgradienten aber ohne Windsprung, die eine Erklärung der primären Druckänderungen im Sinne der Theorie der singulären Advektion ausschließen würde, für die nichtsubstantielle Tropopause unzulässig ist. Der mathematische Beweis geht von den hydrodynamischen Bewegungsgleichungen in einem mit der sich deformierenden Tropopause fix verbundenen, zeitabhängigen, krummlinigen und beliebig bewegten Koordinatensystem aus und führt zu dem Ergebnis, daß für eine partikelvariable Tropopause bei Annahme der Stetigkeit der Geschwindigkeitskomponenten der Sprung der zur Tropopausenfläche normalen Gradienten der tangentiellen Windkomponenten verschwindet, was der Definition der Hadamardschen Diskontinuitätsfläche erster Ordnung widerspricht. Nur für eine partikelkonstante Tropopause, die für die Zyklonendynamik aber keine Bedeutung hat, läßt sich eine für die Erfüllung der Kompatibilitätsbedingung zwar hinreichende, aber nicht notwendige Auffassung einer Approximation durch eine Hadamardsche Diskontinuitätsfläche erster Ordnung erweisen.

*F. Steinhauser.*

**P. Raethjen.** Stabilitätstheorie der Zyklonen. Meteorol. ZS. 53, 456—466, 1936, Nr. 12. Es werden die Stabilitätsbedingungen für das hydrostatische und für das hydrodynamische Gleichgewicht abgeleitet. Dabei zeigt sich, daß sich das Strömungsgleichgewicht gegenüber gewissen Störungsströmungen stabil ver-

halten kann, auch wenn hydrostatische Labilität vorliegt. Die Bedeutung der Stabilitätsbedingungen wird an Beispielen liniensymmetrischer (fronthafter) und kreisssymmetrischer (im einzelnen Cuni oder Schauer vor sich gehender) zyklonaler Umlagerungen gezeigt. Dabei ergibt sich, daß die durch die Coriolisbeschleunigung entstehenden Zyklonalströmungen die Stabilitätseigenschaften der erwähnten Umlagerungen in dem Sinne beeinflussen, daß Umlagerungen im großen Maßstab verhindert und Umlagerungen im kleinen bevorzugt werden. Daraus erklärt sich auch, warum in einer ausgedehnten Zyklone nicht überall, sondern nur in den schmalen Frontstreifen labil aufsteigende Ströme anzutreffen sind. Eine hydrostatisch stabil geschichtete Atmosphäre verhält sich gegen jede liniensymmetrische Umlagerung um so mehr stabil, je größer das Verhältnis von Umlagerungsbreite zu Umlagerungshöhe ist. Eine hydrostatisch labile Atmosphäre verhält sich labil gegen Umlagerungen über schmaler Grundfläche, aber stabil gegen Umlagerungen über breiter Grundfläche. Größenordnungsmäßig läßt sich die Tiefenausdehnung frontartiger labiler Umlagerungen für verschiedene Labilitätsgradienten berechnen. Das grundsätzlich verschiedene Verhalten auf- und absteigender Luft ist hauptsächlich darin begründet, daß die absteigende Strömung trockenadiabatisch erfolgen muß. Die Angleichung an den mittleren vertikalen Temperaturgradienten erfolgt durch strahlungsbedingten Wärmeentzug. Eine Abschätzung der mittleren Geschwindigkeiten von auf- und absteigenden Strömen ergibt ein Verhältnis von 50 : 1, woraus folgt, daß ungefähr der 50. Teil der Erdoberfläche mit niederschlagerzeugenden aufsteigenden Strömen bedeckt sein muß. Daraus, daß das troposphärische Strömungsgleichgewicht mit Ausnahme der Front- und Schauergebiete stabil ist, erklärt sich die allgemeine Gültigkeit des barischen Windgesetzes im großen Maßstab und seine Ungültigkeit im kleinen.

*F. Steinhauser.*

**H. v. Ficker.** Über die Entstabilisierung eines geschichteten aufsteigenden Luftmassensystems. Meteorol. ZS. 53, 472—474, 1936, Nr. 12. Wenn über eine kalte feuchte Grundströmung angenähert in derselben Richtung warme, trockene Luft strömt und das System beider Strömungen durch Aufgleiten oder sonstige gehoben wird, dann kühlt sich die untere Strömung nach einer Feuchtadiabate und die obere Strömung nach einer Trockenadiabate, also wesentlich mehr ab. Es wird so die gehobene obere Strömung kälter werden als die gehobene Grundströmung, die Inversion zwischen beiden Strömungen wird zerstört, und es kann so dazukommen, daß die ursprünglich stabile Schichtung instabil wird. Diesen Vorgängen mißt der Verf. große Bedeutung für die Zerstörung der Inversionen und für die Bildung starker Niederschläge bei.

*F. Steinhauser.*

**Ferdinand Steinhauser.** Zum täglichen Gang der Windgeschwindigkeit: Eintrittszeiten der täglichen Maxima. Meteorol. ZS. 53, 479—482, 1936, Nr. 12. Der tägliche Gang der Windgeschwindigkeit wird nach Wagner vom Tagesgang der inneren Reibung und vom Tagesgang der Änderung der inneren Reibung mit der Höhe beeinflusst. Der regelmäßige Tagesgang wird durch unregelmäßige Witterungsvorgänge gestört. In der Häufigkeitsverteilung des Eintritts der täglichen Windstärkenmaxima läßt sich das Überwiegen der den regelmäßigen Tagesgang verursachenden Faktoren der inneren Reibung über den Einfluß der unregelmäßigen Störungen beurteilen. In Wien (225 m) treten Häufigkeitsmaxima des Eintritts der Windstärkenmaxima um 14 bis 15 Uhr und zu Tagesbeginn und Tagesende ein; auf den Bergen Obir (2140 m) und Sonnblick (3106 m) treten nur zu Tagesbeginn bzw. Tagesende Häufigkeitsmaxima auf. Das mittägige Häufigkeitsmaximum beträgt in Wien im Winter 5,5, im Frühling 8,0, im Sommer 7,3 und im Herbst 7,9 %. Die Häufigkeitsminima treten in Wien zwischen 5 und 7 Uhr ein

und betragen im Winter 2,6, im Frühling 2,1, im Sommer 2,3 und im Herbst 2,2 %. Auf dem Sonnblick betragen die Häufigkeitsmaxima um 0 bis 1 Uhr im Winter 10,9, im Frühling 8,0, im Sommer 9,9 und im Herbst 9,6 % und die Häufigkeitsminima um 13 bis 14 Uhr im Winter 1,0, im Frühling 1,2, im Sommer 0,4 und im Herbst 1,2 %.

*F. Steinhauser.*

**P. Putninš.** Über die Gleichgewichtslage atmosphärischer Eisprismen mit horizontaler Hauptachse und über die Bedeutung von Prismenaggregaten. Meteorol. ZS. 53, 478—479, 1936, Nr. 12. Es gibt zwei Hauptstellungen, in denen die regelmäßigen hexagonalen Eisprismen mit horizontaler Hauptachse in der Luft herabsinken: in der ersten Hauptstellung ist je eine Seitenfläche der Eisprismen nach oben und unten gewendet; solche Kristalle können vor allem den Bogen von Parry, einige ihm verwandte unechte Berührungsbogen und den Zirkumzenitalbogen erzeugen. In der zweiten Hauptstellung ist je eine scharfe Kante der Eisprismen nach oben und unten gewendet; durch diese Stellung der Kristalle kann das Zustandekommen des Horizontalkreises, der oberen und unteren seitlichen Berührungsbogen, der Nebensonnen des großen Ringes und unechte Berührungsbogen des gewöhnlichen Ringes erklärt werden. Der Verf. glaubt, daß die einfachen Prismen mit horizontaler Hauptachse vorzugsweise die zweite Hauptstellung annehmen gegen das Prinzip des maximalen Widerstandes aber in guter Übereinstimmung mit experimentellen Versuchen von Besson. Er regt an, vom Flugzeug aus in großen Höhen in Cirruswolken Eiskristalle einzufangen und ihre Form unmittelbar zu bestimmen.

*F. Steinhauser.*

**K. J. Kabraji.** On the higher temperatures of rain than of air at Khandala on the Western Ghats. Gerlands Beitr. z. Geophys. 49, 97—113, 1937, Nr. 1. (Meteorol. Off. Poona, India.) Das Regenwasser wurde mit einem trichterförmigen Gefäß aus Celluloid gesammelt. In der Mitte dieses Sammelgefäßes war ein Thermometer so befestigt, daß die Quecksilberkugel in einen Ansatz am Grunde des Trichters hineinragte. Mit dieser Meßvorrichtung wurde gefunden, daß in Khandala (580 m) in den Monaten des Südwest-Monsuns die Temperatur des Regenwassers um etwa 1° höher war als die gleichzeitig gemessene Lufttemperatur. Diese Erscheinung zeigt sich bezeichnenderweise nur im Gebiet des Höhenrückens der sich hinter dem niederen Küstenstrich im Westen von Indien erhebt und wird damit erklärt, daß die Regentropfen mit dem über dem Gebirge rasch aufsteigenden Wind aus Gebieten, die tiefer liegen als das Observatorium, emporgetragen werden und dort als warmer Regen niederfallen. Es wird gezeigt, daß eine durch das Zusammenfließen von Wolkentropfen mögliche Temperaturerhöhung gar nicht von Bedeutung ist.

*F. Steinhauser.*

**A. Ananthanadmanabha Rao.** A note on the statistical study of rainfall in Mysore State. Scient. Not. India Meteorol. Dep. 7, 21—33, 1936, Nr. 71.

**J. Richter.** Eine Wahrscheinlichkeitsbetrachtung über die Anwendbarkeit einer Methode zur Berechnung des täglichen Ganges. Ann. d. Hydrogr. 64, 524—525, 1936, Nr. 12. (Dtsch. Seewarte.)

**Karl Siemon.** Das Zonen- und das Streifenverhältnis in Karten-netzen. Ann. d. Hydrogr. 65, 75—90, 1937, Nr. 2. (Erfurt-Hochheim.) *Dede.*



## Geophysikalische Berichte

**Hans Lorenz.** Elementare Prüfung der Laplaceschen Abschleuderungstheorie. ZS. f. Unterr. 50, 49—57, 1937, Nr. 2. (München.) „Die von Laplace für die Entstehung der Planeten und Monde 1796 aufgestellte Vermutung der aufeinanderfolgenden Abschleuderung vom rotierenden und sich zusammenziehenden Zentralkörper gestattet eine elementare Prüfung an Hand des Flächensatzes der Mechanik und des dritten Keplerschen Gesetzes.“ Die Berechnung führt der Verf. durch. *O. Brandt.*

**Fayek Faltas.** Konstruktive Ermittlung einer geneigten Schicht aus Laufzeitkurven und Azimutabweichungen. Neue deutsche Forschungen Bd. 128, Abt. Meteorol. und Geophys. Bd. 2. Mit 12 graphischen Darstellungen und mehreren Tabellen. 31 S. Berlin, Verlag Junker u. Dünnhaupt, 1937. Brosch. RM 2,20. Gegenstand des Buches bilden der Ausbau und die Anwendung der Methode, den geologischen Untergrund durch seismische Wellen erzeugende Sprengungen zu erforschen. Inhalt des Heftes: Vorwort. Einleitung. Konstruktion der Streichrichtung und des Einfallens der Grenzschicht aus Laufzeitkurven und Azimutabweichungen eines in beiden Richtungen geschossenen Profils. Instrumente. Das Arbeitsgelände und die Beobachtungsergebnisse. Die Konstruktion der Schichtgrenze. Anhang: Konstruktion der Streichrichtung und des Einfallens der Grenzschicht nur aus Laufzeitkurven (ein Profil in beiden Richtungen geschossen, ein zweites in einer Richtung geschossen). Zusammenfassung. *Dede.*

**Erich Krumm.** „Seismograph.“ Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturwiss. 43, 95—96, 1937, Nr. 3. (Offenburg.) Es wird ein für Schulversuche geeignetes, mit sehr einfachen Hilfsmitteln gebautes Modell eines Vertikalseismographen beschrieben. *K. Jung.*

**Fr. Gassmann.** Modifikation des Verfahrens von Haalek zur Berechnung von Geländekorrekturen bei Drehwagenmessungen. S.-A. Beitr. z. angew. Geophys. 6, 202—203, 1936, Nr. 2. (Aarau.) Das in Band 4, S. 161—178, der Zeitschrift für Geophysik beschriebene graphische Verfahren von Haalek wird modifiziert nach folgenden Gesichtspunkten: 1. Erhöhung der Genauigkeit der Berechnung der Korrektur bei flachen Geländeformen. 2. Erzielung besonderer Vereinfachungen der Operationen, wenn ein 8-Strahlen-Nivellement zugrunde liegt. 3. Ersetzung des rechnerischen Verfahrens der Addition der Beiträge der einzelnen Profile an die gesamte Geländekorrektur durch ein graphisch-vektorielles. Der Arbeit sind die Netztafeln zur graphischen Ausführung der Korrekturen für Gradient und Krümmungsgröße beigegeben. *F. Gassmann.*

**Fritz Gassmann.** Ein geoelektrischer Widerstandsmesser. Verh. Schweiz. Naturf. Ges. 117. Jahresvers. Solothurn 1936, S. 269—270. (Aarau.) Das Institut für Geophysik der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich hat bei der Firma Trüb, Täuber & Co. eine Apparatur zur Messung von Potentialdifferenzen an der Erdoberfläche konstruieren lassen. Sie ist besonders für die Wennersche Vierpunktmethode unter Mitverwendung einer 5. Mittelelektrode eingerichtet. Die Apparatur ist abgebildet und die Vierpunktmethode kurz beschrieben. *F. Gassmann.*

**L. W. Sorokin.** Ein optischer Koinzidenzapparat. Verh. 9. Tag. d. Balt. Geod. Komm. 1936, S. 249—256, Helsinki 1937. Eine der Schrauben an der Unruhe eines Chronometers wird versilbert und dient als Spiegel, der beim Durchgang der Unruhe durch ihre Mittellage einen Lichtstrahl so zurückwirft, daß er auf den Pendelspiegel trifft und, von diesem zurückgeworfen, in üblicher Weise

in das Beobachtungsfernrohr gelangt. Lampe und Fernrohr sind mit dem Chronometer zu einem handlichen Apparat vereinigt. Diese optische Koinzidenzmethode vermeidet die unregelmäßigen, schwer kontrollierbaren Verzögerungen der elektromagnetischen Koinzidenzapparate und hat sich im Gebrauch bewährt. *K. Jung.*

**Woodrow C. Jacobs.** Quantitative Bestimmungen von atmosphärischen Chloriden. Meteorol. ZS. 54, 71—72, 1937, Nr. 2. (La Jolla, Cal.) Zur Bestimmung der atmosphärischen Chloride wird eine bekannte Menge Luft durch einen Wasch- und Filtrierapparat getrieben; der Inhalt des Waschapparates wird dann verdunstet und die Flüssigkeit mit einer Silbernitratlösung titriert. Am Scripps-Institut in Kalifornien schwankte der Chlorgehalt zwischen 0,076 und 0,518 mg/m<sup>3</sup> und betrug im Mittel 0,228 mg Chlor pro m<sup>3</sup>. Bei vom Meer her wehenden Winden war der Chlorgehalt am größten; bei zunehmender Feuchtigkeit nahm er ab. Es zeigte sich eine direkte Beziehung zur Sichtweite. 0,1 mg aus der Luft gewonnenes NaCl und MgCl<sub>2</sub> stellt den Gehalt von 3 mg Meerwasser dar. Daraus wird gefolgert, daß entweder mehr Kerne in der Luft vorhanden sind, als durch Kernzählungen festgestellt wurde, oder daß die Kerne größer sind als H. Koehler angenommen hat. *F. Steinhauser.*

**Fabian Nilsson.** Ein neues Instrument für genaue Niederschlagsregistrierung. Meteorol. ZS. 54, 72—75, 1937, Nr. 2. (Upsala.) Der neue Niederschlagsschreiber verwendet eine Kombination des Wippen- und Waageprinzips derart, daß vier trichterförmige Gefäße rings um ein ober-schlächtiges Rad angebracht sind, das auf einer Waage steht. Wenn in eines der Gefäße 3 mm Niederschlagswasser gefallen ist, wird die Waage so weit gesenkt, daß eine Sicherung ausgelöst wird und das Rad sich um 90° dreht, wodurch das volle Gefäß entleert und das nächste unter den Auffangtrichter geschoben wird. Zur Registrierung der Schneemengen wird der Schnee in einem mit Chlorcalcium gefüllten Gefäß geschmolzen, worauf das Schmelzwasser in die Wippe überfließt. *F. Steinhauser.*

**Harold Jeffreys.** Figures of the Earth and Moon. Nature 139, 471, 1937, Nr. 3515. (St. John's Coll. Cambridge.) Infolge einer Verbesserung der Daten für die Mondbahn bedürfen die Zahlenangaben der gleichnamigen Arbeit des Verf. (vgl. Phys. Ber. 18, 647, 1937) einer Korrektur. *Riewe.*

**Harold Jeffreys.** On the figures of the earth and moon. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 1—13, 1937, Nr. 1. Vgl. Phys. Ber. 18, 647, 1937. *Riewe.*

**Paul R. Heyl and Guy S. Cook.** The value of gravity at Washington. Bur. of Stand. Journ. of Res. 17, 805—839, 1937, Nr. 6 (RP. 946). *Dede.*

**W. Horsfield and E. C. Bullard.** Gravity measurements in Tanganyika Territory, carried out by the Survey Division, Department of Lands and Mines. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 94—113, 1937, Nr. 1. (Dep. Lands and Mines Tanganyika Terr. and Dep. Geod. and Geophys. Cambridge.) Die Beobachtungsergebnisse und die Reduktionen von 35 im Jahre 1935 in Ostafrika vermessenen Pendelstationen werden ausführlich mitgeteilt, und es werden in drei Kartenskizzen die Isogammen der Freiluftanomalie, der Bouguerschen Anomalie und der isostatischen Anomalie nach Messungen auf 122 älteren und neueren Stationen dargestellt. Auf dem Plateau hat die isostatische Anomalie einen mittleren Betrag von — 34 Milligal; in den Gräben treten starke negative Anomalien auf, die auch bei isostatischer Reduktion nicht verschwinden. Eine Erdkrustendicke von etwa 60 km ist am besten mit den Beobachtungen verträglich. *K. Jung.*

**D. F. Munsey and C. E. Bullard.** Gravity measurements in the Anglo-Egyptian Sudan. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 114—121, 1937, Nr. 1. (Dep. Sudan Survey and Dep. Geod. and Geophys. Cambridge.) Ende 1935 und 1936 wurden in einem West-Ost-Profil vom Nil bis zum Roten Meer fünf neue Stationen mit dem Pendel vermessen. Die Beobachtungsergebnisse und die Reduktionen werden ausführlich mitgeteilt. Die neu gefundenen Schwereanomalien fügen sich gut in das Bild der bisher bekannten Anomalien ein. Die positive Anomalie auf dem Roten Meer und längs seiner Küste wird bestätigt. Sie reicht nicht weit in den Sudan hinein; die parallel der Westküste liegenden Gebirge sind wie das Sudanplateau in isostatischem Gleichgewicht. Das Rote Meer verhält sich umgekehrt wie die ostafrikanischen Gräben.  
*K. Jung.*

**Th. N. Krassowsky.** Zur Frage der gemeinsamen Anwendung astronomisch-geodätischen und gravimetrischen Materials für die Bestimmung der Gestalt des Geoids. Verh. 9. Tag. d. Balt. Geod. Komm. 1936, S. 199—202, Helsinki 1937.  
*K. Jung.*

**M. S. Molodenski.** Bestimmung der Gestalt des Geoids unter gemeinsamer Anwendung astronomisch-geodätischer Lotabweichungen und Schwerestörungen. Verh. 9. Tag. d. Balt. Geod. Komm. 1936, S. 203—223, Helsinki 1937. Bei der Bestimmung der Geoidabstände vom Referenzellipsoid kommt man mit astronomischen Punkten im Abstand von 70 bis 100 km aus, wenn die Schwereverteilung in einem Gebiet bekannt ist, das etwa 100 bis 150 km über die astronomischen Stationen hinausreicht. Es wird eine Methode ausgearbeitet, nach der die Interpolation der astronomisch-geodätischen Lotabweichungen mit Hilfe der Schwereanomalien vorgenommen werden kann. Auch werden für die Praxis wichtige Formeln entwickelt, die zur Berechnung der Geoidhöhen längs der Verbindungslinien von astronomischen Punkten aus den in den Endpunkten gemessenen Lotabweichungen und den Schwereanomalien dienen.  
*K. Jung.*

**E. Soler.** Lavori geofisici eseguiti dall'Istituto di Geodesia della R. Università di Padova nella regione vesuviana nel 1934—35. Lincei Rend. (6) 24, 99—106, 1936, Nr. 5/6. Es wird über geophysikalische Untersuchungen berichtet, die vom geodätischen Institut der Universität in Padua in der Gegend des Vesuvus in den Jahren 1934 und 1935 durchgeführt wurden. Es handelt sich hierbei um gravimetrische Messungen, die im Jahre 1934 in 42 Beobachtungsstationen im Gebiet zwischen Portici, Torre del Greco, Torre Annunziata und im O-NO-Sektor des Vesuvus bei Boscoreale, Terzigno und Ottaiono und im Jahre 1935 in weiteren 20 Stationen des gleichen Gebiets durchgeführt wurden. Die Beobachtungsergebnisse der 62 Stationen sind in Tabellen zusammengestellt, in denen die Gradienten in Eötvösschen Einheiten, die Krümmungen und die Gravitationswerte angegeben sind. In einer Karte sind außer diesen Werten noch die Linien gleicher Anomalie eingetragen. Die Richtung der Gradienten zeigt eine Verdichtung der Massen im Gebiet nordöstlich des Vesuvus an. Fast in der gesamten Küstenzone besteht ein Dichtedefekt auf der Meeresseite, ausgenommen die Küste bei Torre Annunziata, bei der der Lavastrom vom Jahre 1750 ins Meer hineinreicht.  
*Schön.*

**W. Heiskanen.** Über die Isostasiefrage. Verh. 9. Tag. d. Balt. Geod. Komm. 1936, S. 152—163, Helsinki 1937. Ein kurzer Bericht über den heutigen Stand unserer Kenntnis vom Schwerfeld und dem Gleichgewichtszustand der Erdkruste, den großen Schwereanomalien und dem Zusammenhang zwischen Schwerfeld und Geoidgestalt.  
*K. Jung.*

**W. Hiller.** Seismische Berichte der Württembergischen Erdbebenwarten 1934. Im Anschluß an den üblichen Erdbebenbericht werden im Anhang die wichtigsten Beben aus der näheren und weiteren Umgebung der Schwäbischen Alb einer eingehenden makro- und mikroseismischen Untersuchung unterzogen. Der mikroseismisch bestimmte Herd erweist sich in den meisten Fällen in guter Übereinstimmung mit dem aus makroseismischen Beobachtungen gewonnenen. Wesentlich neue Gesichtspunkte gegenüber früheren Bebenbearbeitungen des Verf. (vgl. Phys. Ber. 17, 477, 1936) haben sich nicht ergeben.

*Heinrich Jung.*

**G. Agamennone.** Confronto delle profondità ipocentrali di due recenti terremoti consimili. Lincei Rend. (6) 23, 859—864, 1936, Nr. 11. Die Erdbeben von Carnia in Italien am 8. Juni 1934 und vom Bodensee am 31. Januar 1935, die große Ähnlichkeit besitzen, werden miteinander verglichen. Das Epizentrum des ersten befand sich bei Cimolais. Es war ein Beben 6. Grades. Die Ausbreitung war nach WNW, NW und NNW schwächer als in den anderen Richtungen. Die Tiefe des Hypozentrums wurde von Caloi nach drei verschiedenen Methoden zu etwa 40 km bestimmt. Das Epizentrum des zweiten Bebens lag 2 km westlich von Reichenau. Auch dieses Beben war ein Beben 6. Grades. Die Tiefe des Hypozentrums wurde von Hiller wegen des raschen räumlichen Abklingens und wegen der Konstitution des nördlichen Voralpenlandes zu 15 bis 25 km angenommen. Die Berechnung nach der Gutenbergschen Methode aus der Differenz der Scherungsoberflächenwellen gegenüber den direkten P-Wellen ergab nach den Beobachtungen in Ravensberg eine Tiefe von 21—22 km, nach denen von Zürich eine Tiefe von 16 km. Berechnungen des Verf. nach anderen Methoden führen zu keinen einheitlichen Werten. Der Verf. hält den von Caloi berechneten Wert für unwahrscheinlich und nimmt die von Hiller für das Beben am Bodensee angenommene Tiefe auch für das Beben von Carnia als wahrscheinlich an. *Schön.*

**Charles Bois.** Comparaison entre les valeurs de la profondeur focale des tremblements de terre déterminées à l'aide des tables de Wadati et celles obtenues au moyen des courbes de Brunner. C. R. 204, 608—610, 1937, Nr. 8. Bei 17 tiefen Beben mit Herdtiefen von etwa 150 bis etwa 650 km ist die nach den Kurven von Brunner bestimmte Herdtiefe systematisch um etwa 25 km größer als die aus den Tafeln von Wadati abgelesene Herdtiefe. Wadati hat bei Aufstellung seiner Tafeln nur japanische Beben benutzt, während Brunner seine Kurven aus Beben mit weit voneinander liegenden Herden abgeleitet hat. Hieraus könnte man schließen, daß im allgemeinen die Brunnerschen Kurven vorzuziehen wären. Von größerer Bedeutung ist jedoch, daß Wadati keine Annahmen über die Geschwindigkeit in der Tiefe macht, Brunner dagegen mit der Methode von Knott einige Hypothesen einführt, die nicht immer mit den Beobachtungen übereinstimmen. Deswegen dürften die Tabellen von Wadati bei Herdentfernungen von 3000 bis 11 000 km vorzuziehen sein. *K. Jung.*

**Harold Jeffreys.** The structure of the earth down to the 20° discontinuity. (Second paper.) Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 13—39, 1937, Nr. 1. Unter Heranziehung verschiedener S- und SKS-Einsätze von oberflächennahen und tiefen Beben wird die Unstetigkeit der Laufgeschwindigkeit in etwa 20° Herdentfernung erneut nachgewiesen. Hierbei wird gezeigt, daß auch die von Gutenberg und Richter abgeleiteten Laufzeiten eher für als gegen diese Unstetigkeiten sprechen. Die Darstellung ist sehr ausführlich und es muß wegen der Einzelheiten auf die Originalveröffentlichung verwiesen werden. *K. Jung.*

**B. Gutenberg and C. F. Richter.** Materials for the study of deep-focus earthquakes. S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer. 26, 341—390, 1936, Nr. 4. Die aus Laufzeiten normaler Beben berechneten Laufzeiten tiefer Beben bis zu Herdtiefen von 800 km werden in zahlreichen Tabellen ausführlich dargestellt. Einige Hilfstabellen, die bei der Bestimmung von Herdentfernungen und Herdtiefen nützlich sind, werden beigelegt. Theoretische Betrachtungen betreffen die kritischen Entfernungen, in denen  $pP$  und  $PP$ ,  $sP$  und  $SP$  zusammen ankommen und beginnen. Es werden Anleitungen zur Herdbestimmung gegeben. Die nach verschiedenen Methoden gefundenen Herde einiger Beben stimmen gut miteinander überein. Die mechanischen Vorgänge im Herd werden kurz betrachtet. Wahrscheinlich werden tiefe und normale Beben in ähnlicher Weise ausgelöst. *K. Jung.*

**R. Stoneley.** Surface-waves associated with the 20° discontinuity. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 39—43, 1937, Nr. 1. Neuere Untersuchungen der Erdbebenvorläufer haben mehrfach eine Unstetigkeitsfläche in etwa 480 km Tiefe erkennen lassen. Es wird berechnet, in welcher Weise diese Grenzfläche auf die Fortpflanzung der Love- und Rayleigh-Wellen einwirkt. Bei sehr langen Perioden (etwa 170 sec) hat die Gruppengeschwindigkeit ein Minimum, und es ist möglich, daß solche Oberflächenwellen unter günstigen Bedingungen, am ehesten in Aufzeichnungen von tiefen Beben, gefunden werden können. *K. Jung.*

**R. Stoneley.** Love-waves in a triple surface-layer. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 43—50, 1937, Nr. 1. Die Theorie der Love-Wellen in einem von drei Deckschichten bedeckten Halbraum wird entwickelt. Die Theorie wird angewandt, um die Mächtigkeit der kontinentalen Deckschicht zu bestimmen, wobei Dichte und Starrheit in allen Schichten und die Mächtigkeit der unteren Schichten nach Erdbebenbeobachtungen angesetzt werden. Die Dicke der kontinentalen Sedimentschicht beträgt hiernach etwa 3 km. *K. Jung.*

**Harold Jeffreys.** On the materials and density of the earth's crust. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 50—61, 1937, Nr. 1. Aus der Fortpflanzung von Erdbebenwellen konnte daraus geschlossen werden, daß unter der Granit-schicht und der Basaltschicht der Erdkruste eine weitere Schicht liegt, die sich in etwa 480 km Tiefe deutlich von dem noch tieferen Material abhebt. Diese Unterschicht besteht wahrscheinlich aus Olivingesteinen (Dunit). Das tiefere Material kann MgO mit geringen Beimengungen von FeO sein; eher jedoch dürfte die Erklärung zutreffen, daß es sich um eine dichtere, kubische Modifikation des Olivins handelt. Für die Tiefen von 35 bis 874 km werden die Geschwindigkeiten der longitudinalen und der transversalen Wellen, die Dichte, der Druck und die Menge der außerhalb des betreffenden Niveaus gelegenen Erdmassen berechnet. In 474 km Tiefe springen die Geschwindigkeiten von 9,09 und 5,39 auf 9,81 und 5,61 km/sec, die Dichte von 3,69 auf 4,23. Diese und die höher liegenden Unstetigkeitsflächen scheinen nicht scharf genug zu sein, um Reflexionen von steil einfallenden Erdbebenwellen hervorzurufen. *K. Jung.*

**A. L. Hales.** Convection currents in geysers. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 122—131, 1937, Nr. 1. (Univ. Johannesburg.) Konvektionsströme in einer runden am Fuß geheizten Röhre werden untersucht. Es ergab sich, daß, wie im Falle unendlicher horizontaler Ausdehnung, die Viskosität solange die Konvektion verhindert, bis ein gewisser kritischer Temperaturgradient erreicht wird. Die Möglichkeit, hieraus ein Kriterium, ob der Geiser springt oder nicht, herzuleiten, wird diskutiert. (Zusammenfassung des Verf.) *Riewe.*

**Harold Jeffreys.** Note on Mr. Hales's paper. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 131, 1937, Nr. 1. Vgl. vorstehendes Ref. *Riewe.*

**J. Bartels.** Aufschlüsse über die Ionosphäre aus der Analyse sonnen- und mondentägiger erdmagnetischer Schwankungen. *ZS. f. Geophys.* **12**, 368—376, 1936, Nr. 7/8. (Forstl. Hochsch. Eberswalde.) Über die Ionisation und den Bewegungszustand der Ionosphäre lassen sich Angaben ableiten aus den tagesperiodischen erdmagnetischen Variationen. Dazu eignen sich besonders die mondentägigen Variationen *L*, weil ihre Entstehung (reine Gezeitenwirkung) physikalisch einfacher ist als diejenige der sonnentägigen Variationen *S*, bei denen auch thermische Schwankungen mitwirken. Das beobachtete Verhältnis der Intensität von *L* und *S* (Größenordnung 1 : 10) macht es wahrscheinlich, daß in den Atmosphärenschichten unterhalb der Ionosphäre keine so großen täglichen Temperaturschwankungen vorkommen wie manchmal angenommen. Für Beobachtungen der magnetischen Horizontalintensität in Huancayo, Peru, in den Jahren 1922 bis 1934 werden *L* und *S* in ihrer Abhängigkeit von der Jahreszeit, dem Fleckenzustand der Sonne und dem erdmagnetischen Störungszustand in vorläufiger Form mitgeteilt. Die lunare Variation *L* im Südsommer ist an dieser Station die größte bisher für irgendein Observatorium gefundene (Amplitude der halbtägigen Sinuswelle über  $8\gamma$ ), und zwar sowohl ihrer absoluten Größe nach wie im Vergleich zu *S*; sie eignet sich deshalb besonders für die weitere Analyse. *J. Bartels (Eberswalde).*

**K. Kähler und Kw. Zegula.** Messungen des Kern- und Ionengehaltes der Luft auf Norderney. *Ann. d. Hydrogr.* **65**, 111—118, 1937, Nr. 3. (Meteorol. Obs. Potsdam.) Es sind im August und September 1936 auf Norderney Messungen der Kleinionen und der Zahl der geladenen und ungeladenen Kerne vorgenommen. Es sollten die in Potsdam während des internationalen Polarjahres 1932/33 gefundenen Ergebnisse in reiner Luft nachgeprüft werden. Benutzt wurden der große Scholz'sche Kernzähler und ein in Potsdam entwickelter Kondensator zum Zählen der positiven und negativen Kleinionen. Als Mittelwert der Gesamtkernzahl ergab sich 4943, für Großionen 2673, für positive Kleinionen 292, für negative 243. Die Zahl der Großionen ist  $\frac{1}{4}$ , die der Kleinionen fünfmal so groß wie im Binnenland. Mit wachsender relativer Feuchtigkeit nimmt die Zahl der Kleinionen und der Kerne ab. Mit besser werdender Sicht wurden die Kleinionen zahlreicher, während die Zahl der Kerne und Großionen abnahm. *H. Ebert.*

**M. C. Dauzère.** Conductibilité électrique de l'air dans une mine de potasse de Catalogne. *C. R.* **204**, 38—39, 1937, Nr. 1. Leitfähigkeitsmessungen der Luft in einem Kalibergwerk ergaben während der Betriebszeit wesentlich geringere, bei ruhender Arbeit deutlich höhere Werte als in atmosphärischer Luft. Die Erniedrigung wird durch die starke Staubbildung während der Betriebszeit erklärt. Nach den Ergebnissen ist es nicht wahrscheinlich, daß sich hoher Kaliumgehalt einer Gesteinsart (Granit) in nennenswertem Maße an der Ionisation der Freiluft über solchem Gestein beteiligt. *H. Israël-Köhler.*

**F. J. W. Whipple.** The influence of urban conditions on the circulation of electricity through the atmosphere. *Trans. Faraday Soc.* **32**, 1203—1209, 1936, Nr. 8 (Nr. 184). Verf. versucht, den durch örtliche Einflüsse bedingten Anteil der Variabilität des atmosphärischen Potentialgefälles durch Veränderungen des Leitfähigkeitszustandes der untersten Luftschichten und der dadurch bedingten Veränderlichkeit des „Elektrodeneffektes“ an der Erdoberfläche zu erklären. Überschlagsrechnungen an Registrierergebnissen von Kew zeigen, daß die Elektrodenwirkung der negativen Erdoberfläche 50 bis 100 m hoch reichen kann. *H. Israël-Köhler.*

**R. C. Colwell and A. W. Friend.** Ultra-high frequency wave propagation over plane earth and fresh water. *Proc. Inst. Radio Eng.* **25**,

32—37, 1937, Nr. 1. (Univ. Morgantown, West Virginia.) Die Meßapparatur, die Meßmethode zur Feldstärkemessung und die Ergebnisse bei der Ausbreitung der ultrakurzen Wellen über ebener Erde und frischem Wasser werden eingehend beschrieben. Die Messungen sind in einer Entfernung bis etwa 200 m vom Sender ausgeführt. Die Senderenergie betrug 40 Watt Eingangsleistung in einer mit  $\lambda/2$  schwingenden Stabantenne. Die Messungen geschahen mit Hilfe einer Stabantenne und einem Thermogalvanometer oder mit einem Kristalldetektor und einem Mikroamperemeter. Die Eichmethoden für die verschiedenen Verfahren sind angegeben, es konnte bis 15 mV/m gemessen werden. Die Eichgenauigkeit war sehr groß, die Eichung blieb bei normaler Temperatur länger als ein Jahr genau. Die Feldstärke wurde in Abhängigkeit von der Entfernung logarithmisch aufgetragen. Auf Grund der Ergebnisse stellten die Verf. eine Gleichung für die Ausbreitung der kurzen Wellen auf:  $E = I \cdot K \cdot A/d^2$ , wo  $A = 60 \cdot \pi \cdot H/\lambda$ . Es bedeutet:  $I$  Antennenstrom in Ampere;  $K$  Konstante, experimentell zu ermitteln;  $d$  Entfernung in m;  $H$  effektive Höhe der Antenne;  $\lambda$  Wellenlänge in m. Eine Ausbreitungsformel von Burrows, Decino und Hunt wird mit dieser verglichen.

*Lampe.*

**Elbert B. Judson.** Comparison of data on the ionosphere, sunspots, and terrestrial magnetism. Proc. Inst. Radio Eng. 25, 38—46, 1937, Nr. 1. (Bur. Stand. Washington.) Es werden die Werte für die Ionosphärenhöhen mit der Zahl der Störungen des magnetischen Erdfeldes und mit der Anzahl der beobachteten Sonnenflecke verglichen. Die drei Höhen der Ionosphäre, die  $E$ -Schicht in 120 bis 150 km, die  $F_1$ -Schicht in 200 bis 230 km und die  $F_2$ -Schicht in 240 bis 500 km schwanken mit Tages- und Jahreszeit. Im ersten Diagramm ist die Höhe der Schichten in Abhängigkeit von den Jahreszeiten des Jahres 1934 aufgetragen. Im weiteren Diagramm finden wir eine Zusammenstellung der Grenzfrequenzen zur Messung der  $F_2$ -Schicht, die Anzahl der Sonnenflecken und der magnetischen Störungen in den Jahren 1934/35. Die Werte der Grenzfrequenzen liegen im Durchschnitt für 1935 höher als für die gleichen Zeiten im Jahre 1934. Auch die Anzahl der Sonnenflecken und der magnetischen Störungen waren größer. Die Diagramme geben eine gute Übereinstimmung der Kurven der oben genannten drei Faktoren. Eine Übersicht über dieselben Größen gibt ein Diagramm in monatlichen Werten von 1930 bis 1935, schließlich eine jährliche Aufzeichnung derselben Jahre. *Lampe.*

**W. Sigrist.** Resonanzdispersion in ionisierten Gasen. Helv. Phys. Acta 10, 73—106, 1937, Nr. 2. Untersuchungen über das Verhalten ionisierter Gase in sehr schnellen elektrischen Wechselfeldern. Ergebnisse: Die von verschiedenen Autoren beobachtete Resonanzdispersion ist eine eigentliche Elektronenresonanz. Die quasielastische Bindung der Elektronen ist eine Makrobindung im Sinne der von Langmuir entwickelten Anschauungen über Plasmaschwingungen. Wird angenommen, daß die Ionendichte längs des elektrischen Feldvektors inhomogen ist, so ist eine erschöpfende Deutung der Erscheinungen der Resonanzdispersion möglich. Diese Voraussetzung trifft bei Gasentladungen zu, ist aber in der Ionosphäre nicht erfüllt. Die behandelte Resonanzdispersion kann also zur Erklärung der Reflexion elektromagnetischer Wellen in der Ionosphäre nicht herangezogen werden.

*Güntherschulze.*

**J. H. Dellinger.** Direct Effects of Particular Solar Eruptions on Terrestrial Phenomena. Phys. Rev. (2) 50, 1189, 1936, Nr. 12. (Bur. of Stand.) Von 94 Fällen, in denen zwischen Juli 1934 und Juni 1936 die drahtlosen Zeichen aussetzten, waren 39 Fälle von Eruptionen auf der Sonne begleitet, 15 von erdmagnetischen und vier von Erdstromstörungen. Die Sonneneruptionen machen sich nur auf der beleuchteten Erdseite bemerkbar und scheinen infolge

starker Ultraviolettstrahlung eine plötzliche Ionisationszunahme in oder unterhalb der E-Schicht hervorzurufen. Allein April bis Juni 1936 wurden 54 Störungen gemeldet. *Riewe.*

**Harry Rowe Mimno.** The Physics of the Ionosphere. Rev. Modern Phys. 9, 1—43, 1937, Nr. 1. (Zusammenfassender Bericht.) (Harvard Univ. Cambridge, Mass.) *Dede.*

**L. G. H. Huxley.** Motions of Electrons in Magnetic Fields and Alternating Electric Fields. Phil. Mag. (7) 23, 442—464, 1937, Nr. 154. (Dep. Phys. Univ. Leicester.) In einer früheren Veröffentlichung (Phil. Mag. 23, 210, 1937) hat der Verf. die Bewegung von Elektronen in einem Gas unter dem gleichzeitigen Einfluß eines stationären elektrischen und eines magnetischen Feldes theoretisch untersucht, wobei der Einfluß des Feldes auf die Größe der Zeit zwischen zwei Zusammenstößen im Gegensatz zu verschiedenen anderen theoretischen Arbeiten über diesen Gegenstand mit berücksichtigt ist. In der vorliegenden Arbeit werden die Betrachtungen auf elektrische Wechselfelder ausgedehnt und es werden allgemeine Formeln erhalten, die mehrere der früher erhaltenen Ergebnisse als Spezialfälle einschließen. Die Untersuchung ist von Wichtigkeit für die Erforschung der Ionosphäre mittels elektrischer Wellen. *Kollath.*

**I. A. Khvostikov et A. N. Sevčenko.** Applications de la méthode polarimétrique à l'étude de la structure des couches supérieures de l'atmosphère. C. R. Moskau (N. S.) 1936 [4], S. 359—363, Nr. 8. (Inst. Opt. Léningrad.) Es wird von bisherigen Untersuchungen über die Höhe der Heaviside-Kenelly-Schicht bei Ausbreitung elektromagnetischer Wellen ausgegangen. Eigene Messungen vom Sommer 1936 werden damit verglichen, die auf dem Elbrus (Kaukasus) in einer Höhe von 3000 m mit der polarimetrischen Methode gewonnen worden sind. Es ergeben sich für die Vormittagsstunden Höhen von 95 und 135 km, für die Nachmittagsstunden solche von 80, 115 und 150 km und einmal außerdem eine Höhe von etwa 300 km. Die Ergebnisse werden im einzelnen besprochen. *Fritz Hänsch.*

**W. J. Humphreys.** Ball lightning. Proc. Amer. Phil. Soc. 76, 613—626, 1936, Nr. 5. (Weather Bur. Washington.) 280 Augenbeobachtungen von Kugelblitzen in verschiedenen Stadien werden gesichtet und nach folgenden Gesichtspunkten geordnet: punktförmiges helles Aufblitzen, Dauer der Erscheinung, Entladung und Aufteilen in einzelne Kugelblitze, Meteoriten, Irrlichter, herabfallendes geschmolzenes Metall, Lichtschweife. Es gab nur wenige ausgesprochene Kugelblitze. *Fritz Hänsch.*

**E. J. Workman, J. W. Beams and L. B. Snoddy.** Photographic Study of Lightning. Physics 7, 375—379, 1936, Nr. 10. Es werden Blitze mit einer rotierenden Filmkamera aufgenommen. Die Bilder zeigen drei Typen von elektrischen Entladungen. Die erste Art besteht aus einer schnell aufeinander folgenden Serie von Einzelentladungen, die einen verschiedenen langen Weg zurücklegen. Die zweite Art ist die von Schönland und anderen beobachtete, und die dritte Art besteht in der gewöhnlichen einfachen, violetten Hauptentladung zwischen Wolke und Erde. Die Resultate wurden kurz diskutiert und aus ihnen eine neue mögliche Vorstellung über den Mechanismus der Blitzentladung entwickelt. *Fritz Hänsch.*

**E. V. Appleton and F. W. Chapman.** On the Nature of Atmospherics. IV. Proc. Roy. Soc. London (A) 158, 1—22, 1937, Nr. 893. (King's Coll. London.) Über die durch Blitz hervorgerufenen schnellen Änderungen des elektrischen Feldes der Erde wurde eine größere Reihe von Versuchen mit Hilfe einer *Meidinger.*



Wilson'schen Kugel als Aufnahmeorgan und eines Kathodenstrahloszillographen mit Photoregistrierung durchgeführt. War der Blitz in der Nähe, so war die Störung in der Regel aperiodisch, doch lagerten sich während der größten Stromdichte sekundäre Pulsationen über die Hauptentladung. Die meisten Feldänderungen vollziehen sich jedoch in einer Reihe von Stufen, wobei die Häufigkeit mit zunehmender Stufenzahl abnimmt. Es finden sich dabei die gleichen relativen Gruppenfrequenzen wie bei entfernten Störungen. Der Zusammenbruch der Wolkenladung bei einem Blitz vollzieht sich in zwei Stufen, nämlich erstens einer langsamen Verringerung von 30 bis 50 % in etwa 10 m/sec und einer darauffolgenden sehr schnellen Abnahme in 0,04 bis 0,08 m/sec. Sie entsprechen der Haupt- und der darauffolgenden zweiten Entladung. Der Strom eines Blitzkanals wird auf 120 000 bis 250 000 Amp. geschätzt. Weiter wurde die Entwicklung der Wellenform der Störung mit zunehmendem Abstand untersucht. Bei 40 bis 60 km Entfernung ist das Strahlenfeld der Störung annähernd dem elektrostatischen Feld der Hauptentladung gleich. Die häufigste Wellenform ist ein kurzer Wellenzug mit steiler Front von sechs bis zehn halben Perioden und 0,1 bis 0,15 msec Schwingungsdauer. Auf viele solcher Wellenzüge folgt eine langsamere Störung, wie sie von Appleton, Watt und Herd beschrieben worden ist. Sie ist vielleicht die Folge einer Entladung von der Wolke in die Ionosphäre. *Güntherschulze.*

**Fr. Gassmann.** Störung des Erdfeldes durch induktiv magnetisierte Einlagerungen. S.-A. Beitr. z. angew. Geophys. 6, 204—205, 1936, Nr. 2. (Aarau.) Es wird darauf hingewiesen, daß, wenn man in ein gegebenes homogenes Magnetfeld einen homogenen, paramagnetischen oder diamagnetischen Körper bringt, sich das durch den induzierten Magnetismus entstehende Zusatzfeld in jedem Falle berechnen läßt, also auch dann, wenn der Körper nicht von einer Fläche zweiten Grades begrenzt ist. Das Zusatzfeld läßt sich darstellen als Feld einer magnetischen Belegung an der Oberfläche des Körpers. Die Berechnung der Belegung führt auf eine eindeutig lösbare, inhomogene lineare Integralgleichung, die angegeben wird. Die Arbeit will nichts Neues bringen, sondern eine bekannte Tatsache in Erinnerung rufen. *F. Gassmann.*

**E. O. Hulburt.** Terrestrial Magnetic Variations and Aurorae. Rev. Modern Phys. 9, 44—68, 1937, Nr. 1. (Zusammenfassender Bericht.) (Naval Res. Lab. Washington.) *Dede.*

**J. P. Rowland.** Recent Aurorae and Magnetic Disturbances. Nature 139, 375—376, 1937, Nr. 3513. (Stonyhurst Coll. Obs. Near Blackburn.) Die in den Einzelheiten genau angegebenen Auswirkungen örtlich sehr auffälliger Nordlichterscheinungen auf die magnetische Deklination und Horizontalintensität am Observatorium des Stonyhurst College in England konnten mit 50 Sichtbeobachtungen verglichen werden. Es wird gefolgert, daß ein Strom negativer Ionen die obere Atmosphäre in süd-nördlicher Richtung durchsetzte. *Schmerwitz.*

**R. Bernard.** Intensités relatives des systèmes de bandes de l'azote excités par bombardement électronique. Comparaison avec le spectre de l'aurore boréale. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 158 S—159 S, 1936, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 395.] Die relativen Intensitäten der negativen und positiven Banden des Stickstoffs wurden mit einer Elektronenstoßanordnung untersucht. Die negativen Banden zeigen ein Maximum bei 140 Volt, die zweite positive Gruppe bei 16 Volt. Oberhalb von 25 Volt ist die Intensität der positiven Banden unabhängig von der Anregungsspannung der einzelnen Banden. Bei der Untersuchung ergab sich eine weitgehende Ähnlichkeit zwischen dem Spektrum des Nordlichts und dem Spektrum des durch Elektronen-

stoß angeregten Stickstoffs. Um die Anregungsbedingungen im Nordlicht zu erforschen, wurden bei einem Druck, wie er in den betreffenden Atmosphärenschichten herrscht, im Spannungsbereich von 20 bis 300 Volt die Spektren untersucht. Aus dem Vergleich der Messungen mit den Messungen von Vegard ergibt sich ein Wert von 29 Volt für das im Nordlicht vorherrschende Anregungspotential. Die Fehlergrenze dieses Wertes ist etwa 5 Volt. Es ergibt sich jedoch mit Sicherheit, daß die Anregung im Nordlicht allein durch Elektronen erfolgt.

*Frerichs.*

**R. Grandmontagne.** Contribution à l'étude de la couleur du ciel nocturne. Journ. de phys. et le Radium (7) 8, 174 S—175 S, 1937, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 396.] Der Verf. untersucht die Intensität des Nachthimmelleuchtens mit einem photoelektrischen Photometer. Die Anordnung war so getroffen, daß die Photozelle in periodischem Wechsel durch drei Filter belichtet wurde. Die Filter ließen die Spektralbereiche 3500 bis 5000, 5300 bis 5600 und 5650 bis 9000 Å durch bei Durchlässigkeiten von 80, 35 und 99 %. Die Farbe des Nachthimmelleuchtens auf dem Pic du Midi und im Observatorium von Saint Genis-Laval wurde mit dieser Vorrichtung mit einer auf Farbtemperatur geeichten Glühlampe verglichen. Unter der Annahme einer Sonnentemperatur von 5500° K ergibt sich, wenn der Quotient Nachthimmelleuchten/Sonnenlicht für das blaue Filter = 1 gesetzt wird, für grün 7 und für rot 36. Das Nachthimmellicht ist also vorwiegend rot gefärbt. In der Diskussion weisen Dufay und De Jardin darauf hin, daß von Cabannes, Slipher und anderen starke ultrarote Strahlungen bei 10 000 Å gefunden worden sind, die nach dem vorliegenden Verfahren durch schärfere Ultrarotfilterung nachgewiesen werden könnten.

*Frerichs.*

**Raymond Grandmontagne.** Etude photoélectrique de la couleur du ciel nocturne. C. R. 204, 337—340, 1937, Nr. 5. Mit einem für die Untersuchung der Schwankungen des Nachthimmelleuchtens gebauten photoelektrischen Registrierphotometer (C. R. 202, 113, 1935; Schicht Ag—Cs<sub>2</sub>O—Cs) wurde die Nachthimmelfarbe hinter Blau-, Grün- und Rotfiltern mit einer Wolframlampe bei  $(2113 \pm 10)^\circ$  K verglichen. Der Nachthimmel zeigt sich merklich röter, als frühere Autoren vermuteten; seine Strahlung entspricht einer Farbtemperatur von 2280° K, was dem von Lord Rayleigh angegebenen Wert 2800° K nahekommt. Das rote Nachthimmellicht ist weit stärker als das nach Léontovski (Nature 137, 904, 1936) von extragalaktischen Nebeln stammende.

*Miehlnickel.*

**Robert Andrews Millikan.** Neuere Beobachtungen in den Höhenstrahlenuntersuchungen. Sci. Monthly 43, 396—401, 1936. (California Inst. of Technology.) In dem Energiegebiet von  $2 \cdot 10^6$  bis  $15 \cdot 10^6$  e-V sagt die von Oppenheimer entwickelte Theorie die von verschiedenen Autoren gefundenen experimentellen Ergebnisse über die Absorption von Quanten voraus. Die Theorie fordert, daß die Absorption in einer gegebenen Substanzschicht der Energie der einfallenden Quanten proportional ist und verlangt außerdem, daß die Energie sich wie das Quadrat der Kernladungszahl ändert. Anschließend werden einige experimentelle Tatsachen angeführt, die gegen die Oppenheimer-Bethe-Heilerische Theorie sprechen, oder zeigen, daß sie zumindest unvollkommen ist. Ferner ergibt sich, daß die Paartheorie nicht vollständig die beobachteten Ergebnisse der Kernabsorption beschreiben kann. Verschiedene experimentelle Ergebnisse, wie z. B. die Abwesenheit schwerer Teilchenbahnen, die Identität der Wirkungen der  $\gamma$ - und Höhenstrahlen in mit Luft gefüllten Druckelektroskopen sowie die Identität der Elektroskop-Höhenkurven und Einfachzähler-Höhenkurven liefern Beweise dafür, daß die schwerionisierenden Teilchen nicht in die Atmosphäre in merklicher Anzahl eindringen.

*\*G. Schmidt.*

**B. Trumpy.** Zur Struktur der kosmischen Ultrastrahlung. I. Kg. Norske Vidensk Selsk. Forhandl. 9, 77—80, 1936. (Bergen, Geophys. Inst.) Die Versuche von Hilgert und Bothe mit Zweifach- und Vierfachkoinzidenzen bestimmen die Teilchenstrahlung, welche von der Ultrastrahlung in Pb-Platten verschiedener Flächenausdehnung gebildet wird. Die Wirkung einer ausgedehnten Pb-Fläche setzt sich additiv aus den Wirkungen ihrer Teilflächen zusammen, unter Kohle ist sie jedoch erheblich größer, was dahin gedeutet wird, daß die teilchenauslösende B-Strahlung in dem Kohlefilter gebildet wird und eine Bündelstruktur besitzt. Gegen die weiteren Deutungen aus den Hilgert-Botheschen Versuchen werden vom Verf. Einwände erhoben in bezug auf die gesamte Wirkung eines Pb-Strahlers und den Einfluß der kombinierten Rückstrahlung. Eine geeignete Methode, welche erlaubt, Bündel von koinzidierenden B-Strahlen mit größerer Sicherheit nachzuweisen, besteht darin, daß im Falle einer Zweifachkoinzidenz die zwei Zählrohre ziemlich weit voneinander entfernt und durch einen kräftigen Pb-Filter getrennt werden. Die Resultate zweier verschiedener Versuchsreihen zeigen, daß in Al eine recht große Anzahl von C-Teilchen gebildet wird. Die Absorption ist nicht additiv, was auch zu erwarten war. Ferner kann geschlossen werden, daß in Al koinzidierende B-Quanten mit dem in Frage kommenden Öffnungswinkel nicht in nachweisbaren Mengen gebildet werden. \*G. Schmidl.

**Erich Regener.** Die kosmische Ultrastrahlung. Naturwissensch. 25, 1—11, 1937, Nr. 1. Vortrag auf der Naturforscher-Versammlung 1936, der das zusammenfaßt, was als einigermaßen sichere Kenntnis von der Ultrastrahlung angesprochen werden kann. Die Schwankungen der Ultrastrahlung werden etwas näher diskutiert. *E. Regener.*

**H. Rudolph.** Über die Heßsche Höhenstrahlung. Astron. Nachr. 262, 29—32, 1937, Nr. 6266. Das Problem der Höhenstrahlen gehört zu denen, die sich rein induktiv durch Versuche auf ihrem eigenen Gebiet nicht lösen lassen. Jedoch durch logische Verbindung dieser Versuchsergebnisse mit den Beobachtungen über Sonnenflecken, Polarlichter und erdmagnetische Störungen, aber unter Weglassung aller bisher zur Deutung des offenbaren Zusammenhangs solarer und irdischer Erscheinungen gemachten Annahmen — wie Einbruch von Elektronen, die etwa 2 Tage zu ihrer Reise von der Sonne bis zur Erde gebraucht haben sollen, in die Polarlichtregion, wo sie mit ihrer geringen Energie doch gar nicht bis zur Basis der Polarlichter in die Lufthülle eindringen könnten — und ähnlicher Vorstellungen, die stets neue Fehlschlüsse bedingt hatten, läßt sich nunmehr eine intensive und lichtstrahlschnelle, dauernde Heliokathodenstrahlung als die gemeinsame Ursache der Heßschen Strahlung, des Polarlichts, der Lufterlektrizität und des Erdmagnetismus erkennen. *H. Rudolph.*

**J. Bøggild und A. Karkov.** Hoffmannsche Stöße und Strahlenmultiplikation. Naturwissensch. 25, 158, 1937, Nr. 10. (Biophys. Inst. Univ. Kopenhagen.) Die Erklärung für die Übergangskurven von Hoffmannschen Stößen (Luft—Pb, Pb—Al, Al—Pb) gelingt nach Bhabha und Heitler. Die abnehmende Anzahl der Stöße bei Pb—Al und die wieder zunehmende Zahl bei Al—Pb ist durch die in Aluminium höher als in Blei liegende untere Energiegrenze für die austretenden Schauerteilchen bedingt. *Juilfs.*

**Johannes Juilfs und Viktor Masuch (†).** Die Ionisierung durch Gamma- und Höhenstrahlen in verschiedenen Gasen. ZS. f. Phys. 104, 458—467, 1937, Nr. 5/6. (Inst. f. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Es werden mit ein und demselben Strahlungsapparat die Ionisierungsstärken von radioaktiven  $\gamma$ - und Höhenstrahlen in den Edelgasen sowie in Wasserstoff, Luft, Sauerstoff und Kohlensäure gemessen. Während die harten Komponenten der Höhenstrahlung

durchaus dichte proportional ionisieren, steigt die Ionisierungsstärke bei radioaktiver Strahlung in Gasen wachsender Dichte mehr an, als dem Dichteverhältnis entsprechen würde. Die Unterschiede der für die untersuchten Nichtedelgase auf gleiche Dichte bezogenen Ionisierungsstärken werden durch einen Einfluß des Wiedervereinigungskoeffizienten der Ionen erklärt. *Juilfs.*

**H. Greinacher.** Der Funkenzähler als Netzanschlußgerät zur Zählung von Korpuskeln und Photonen. *Helv. Phys. Acta* **9**, 590—595, 1936, Nr. 7. Eine Funkenstrecke (Kugelelektrode gegenüber einer Platte) am Ende eines Metallschlauches dient zum Abtasten von  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlungsquellen; ohne weiteres kann dieser Funkenzähler, der in bekannter Weise mit einem Lautsprechersystem als Indikator zusammengeschaltet ist, als Ionisationsspalt für spektroskopische Untersuchungen dienen. Das Gerät eignet sich für Demonstrationsversuche. *Juilfs.*

**Ludwig Jánosy.** Über einen möglichen Einfluß des Magnetfeldes der Sonne auf die in Erdnähe beobachtete Höhenstrahlung. *ZS. f. Phys.* **104**, 430—433, 1937, Nr. 5/6. (Inst. f. Höhenstrahlungsforsch. d. Univ. Berlin.) Wenn die Sonne ein magnetisches Dipolfeld von  $1,7 \cdot 10^{24}$  Gauß  $\cdot$  cm<sup>3</sup> besitzt, so kann die Erde von Höhenstrahlenkorpuskeln mit Energien kleiner als  $3,9 \cdot 10^9$  e-V überhaupt nicht, kleiner als  $2,3 \cdot 10^{10}$  e-V nur aus bestimmten Richtungen erreicht werden; es ist also die zur Erklärung des Breiteneffektes notwendig anzunehmende Energiegrenze tatsächlich vorhanden und vom Dipolfeld der Sonne gesetzt. Für diesen Fall würde das Magnetfeld der Sonne auf der Erde eine MEZ-Periode der Höhenstrahlungsintensität hervorrufen. *Juilfs.*

**Arthur H. Compton.** Cosmic Rays as Electrical Particles. *Phys. Rev.* (2) **50**, 1119—1130, 1936, Nr. 12. (Univ. Chicago, Ill.) Die Korpuskularnatur der Höhenstrahlung wird durch zahlreiche Ergebnisse bewiesen. 1. Der Breiteneffekt und die Ost-West-Asymmetrie zeigen einwandfrei, daß mindestens 27 % der Strahlung elektrisch nicht neutral sind. Daß aber auch die restlichen 73 % wenigstens zum weitaus größten Teile elektrisch geladene Teilchen sind, zeigt der Verlauf des Breiteneffektes. 2. Die Experimente von Rossi und Hsiung zeigen, daß die koinzidierenden Strahlen nicht (oder nur zu einem sehr geringen Teil) in Seehöhe durch Sekundärprozesse erzeugt werden. Beobachtungen an der zählrohrgesteuerten Wilson-Kammer zeigen, daß 90 % der Aufnahmen gerade Bahnen, von energiereichen Korpuskeln herrührend, aufweisen. 3. Die sternzeitliche Periode, die durch die Bewegung der Erde auf den Apex der Milchstraße zu bedingt ist, und die Verschiedenheit der Intensität auf der oberen bzw. unteren Halbkugel der Erde sind bei Annahme der Korpuskularnatur der Strahlung einwandfrei zu erklären, während die Annahme einer Wellenstrahlung Theorie und Experiment in Widerspruch bringen würde. *Juilfs.*

**Heinrich Maass.** Über eine harte Sekundärstrahlung der Ultrastrahlung. *Ann. d. Phys.* (5) **27**, 507—531, 1936, Nr. 6. Mit einer Mehrfachkoinzidenzapparatur (die Zählrohre liegen in einer Senkrechten übereinander) wird die Intensität der Höhenstrahlung in Abhängigkeit von den zwischen und über den Rohren angebrachten Absorbern gemessen. Die für gleiche Absorberdicken sich ergebende Differenz gibt die Intensität der im Absorber ausgelösten Sekundärstrahlung an. Diese besitzt zwei Maxima bei 2 cm Fe und 30 cm Fe, von denen das letzte durch eine harte Sekundärstrahlung von etwa 35 cm Fe Reichweite erzeugt wird. Der Absorptionskoeffizient der diese Strahlung auslösenden Wellenstrahlung wird zu  $(9 \pm 4) \cdot 10^{-3}$  cm<sup>-1</sup> Fe gefunden. Die Absorptionskurve der harten Sekundärstrahlung ist durch eine  $e$ -Funktion mit dem Absorptionskoeffizienten von  $0,08$  cm<sup>-1</sup> Fe darstellbar. *Juilfs.*

**Josef A. Priebisch und H. Kramer.** Zum Temperatureffekt der kosmischen Ultrastrahlung (Hafelekar, 2300 m). Wiener Anz. 1937, S. 7—8, Nr. 1. (Inst. Strahlenforsch. Univ. Innsbruck.) Der Temperaturkoeffizient der Höhenstrahlung ist für eine Steinke-Apparatur (Druckionisationskammer) im allseitig geschlossenen 10 cm-Pb-Panzer im Winter negativer als im Sommer gefunden worden. Entsprechend werden für oben offenen Panzer (Halbpanzer) im Sommer positive, im Winter negative Werte des Temperaturkoeffizienten gefunden, so daß also nur eine gewisse Parallelverschiebung des Jahresverlaufs des Temperaturkoeffizienten für diese ungefilterte (weichere!) Strahlung eingetreten ist.

*Juulfs.*

**R. E. D. Clark.** Phosphorescence of the Sea. Nature 139, 592, 1937, Nr. 3518. (St. John's Coll. Cambridge.)

**Tage Skogsberg.** Hydrography of Monterey Bay, California. Thermal Conditions, 1929—1933. Trans. Amer. Phil. Soc. (N. S.) 29, 152 S., 1936. *Dede.*

**Koji Hidaka.** Tidal Oscillations in a Rectangular Basin of Variable Depth (3rd Paper). (Problems of Water Oscillations in Various Types of Basins and Canals. Part XI.) Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 259—277, 1937, Nr. 3. (Marine Obs. Kôbe, Japan.) Wasserwellen in einem rechtwinkligen Becken mit den Seiten  $a$  und  $b$  werden untersucht, wenn die Tiefe des Beckens sich nach folgendem Gesetz ändert:  $h = h_0 (1 - x^2/a^2) (1 - y^2/b^2)$ .  $\zeta$  ist die Erhebung des Wassers bei bewegtem Wasser über der ungestörten Wasserfläche. Durch Integration von Differentialgleichungen und Grenzbedingungen ergibt sich  $\zeta$  als eine Doppelreihe von harmonischen Kugelfunktionen:

$$\zeta = \sum_m \sum_n A_{mn} P_m \left( \frac{x}{a} \right) P_n \left( \frac{y}{b} \right).$$

Die Ergebnisse werden numerisch ausgewertet für  $a/b = 2, 1$  und  $1/2$ . Die Verteilung der Amplitude wird besprochen. *Fritz Hänsch.*

**A. Defant.** C. G. Rossby, Dynamik stationärer Ströme im Lichte der experimentellen Stromlehre. Nebst einigen Bemerkungen hierzu. Ann. d. Hydrogr. 65, 58—68, 1937, Nr. 2. (Inst. Meereskde. Berlin.) Nach ausführlicher Auseinandersetzung mit der Rossbyschen Abhandlung faßt Defant noch einmal die Grundgedanken zusammen: die Rossbyschen theoretischen Überlegungen zerfallen in zwei Teile; im ersten werden die Seitenscherkräfte eingeführt, die Folgerungen davon für die Dynamik der atmosphärischen und ozeanischen Strömungen gezogen und weiter jene theoretischen Anschauungen entwickelt, die in der Abspaltung des Coriolischen Druck- und Massenfeldes von dem allein dynamisch bedeutsamen Restdruckfeld, das so wirkt wie wenn die Erde nicht rotieren würde, gipfeln. Der zweite Teil gibt eine Anwendung auf ozeanische Ströme, die unter konstantem Impulstransport vor sich gehen sollen. Auch Defant hat gezeigt, daß die Vermischungsverhältnisse bei der Ausbreitung von ozeanischen Wassermassen in mancher Hinsicht gewisse Ähnlichkeiten mit den Gesetzen einer Freistahlströmung aufweisen. Dabei hat Defant mehr die Vermischung der eindringenden Wassermassen mit den darüber und darunter lagernden Massen im Auge gehabt. *H. Ebert.*

**W. Werenskiöld.** Die Berechnung von Meeresströmungen. Ann. d. Hydrogr. 65, 68—72, 1937, Nr. 2. (Oslo.) Verf. berechnet, daß der Massentransport in einem Küstenstrom nur von der Tiefe der Linien gleicher Dichte an der Küste bestimmt wird. Die Breite des Stromes oder der Flächeninhalt eines Querschnittes hat keinen Einfluß auf die Stromstärke. *H. Ebert.*

**K. Tsukuda.** On the Surface Temperature of the Neighbouring Seas of Japan. Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 239—257, 1937, Nr. 3. (Marine Obs. Kōbe, Japan.) Die Verteilung der Temperatur der Meeresoberfläche und ihre jährliche Schwankung (für die japanischen Gewässer) ist für die Jahre 1911 bis 1930 untersucht worden. Dabei ist ein Zusammenhang mit dem Auftreten der Nord- und Nordwestmonsune festgestellt; die Abhängigkeit von der geographischen Breite läuft der der Lufttemperatur praktisch parallel. *H. Ebert.*

**G. Thiel.** Über Stromkonvergenzlinien und -kabelungen. Ann. d. Hydrogr. 65, 109—110, 1937, Nr. 3. (Dt. Seewarte.) Verf. weist darauf hin, daß Kabelungen nicht nur in Linien, sondern auch, besonders an vorspringenden Kapen und Huken, mehr oder weniger flächenförmig auftreten. Ferner beobachtete Verf. vor der Südeinfahrt zum Großen Belt bei ruhigem Wetter — Wind OSO 1, Seegang OSO 2 — vom verankerten Schiff eine Stromkonvergenzlinie, die aus Nordosten auf das Schiff zukam. *H. Ebert.*

**K. Lüders.** Einheitliche Bezeichnung der Gezeitenerscheinungen. Senckenbergiana 18, 287—291, 1936, Nr. 5/6. Die Preußische Landesanstalt für Gewässerkunde hat eine einheitliche Bezeichnungsweise für die Wasserstandszahlen innerhalb und außerhalb des Tidegebietes und die Gezeitenerscheinungen ausgearbeitet und bekanntgegeben. *H. Ebert.*

**Rud. Richter.** Die neue Bezeichnungsweise der Gezeiten-Erscheinungen und „Senckenberg am Meer“. Senckenbergiana 18, 292—293, 1936, Nr. 5/6. Die neuen Bezeichnungsweisen (s. vorstehendes Ref.) sollen versuchsweise bei den Senckenbergischen Zeitschriften eingeführt werden. *H. Ebert.*

**M. Konstantinova-Schlesinger.** Dosage de l'ozone atmosphérique à l'altitude de 9620 m, effectué par un procédé fluorométrique. C. R. Moskau (N. S.) 14, 187—188, 1937, Nr. 4. (Inst. Phys. Acad. Sc. Moscou.) *Dede.*

**Gerhard Braun.** Quasiperiodische Sonneneinflüsse auf meteorologische Vorgänge. Meteorol. ZS. 54, 50—61, 1937, Nr. 2. (Frankfurt/Main.) Es wird ausführlich über die von J. Bartels entwickelten mathematisch-statistischen Methoden zur Untersuchung „quasipersistenter“ Perioden, das sind Perioden, die in einer Beobachtungsreihe auftreten, nach einiger Zeit verschwinden und dann an anderer Stelle mit geänderter Phase und Amplitude neuerdings erscheinen, referiert. Die Anwendung auf die Untersuchung der Periodizitäten der Druckänderungen an subpolaren Stationen in den Jahren 1930 bis 1934 ergab Quasiperiodizitäten im Ablauf der Druckänderungen, die gleichen Sequenzen der magnetischen Störungen entsprechen und damit als durch die Sonnentätigkeit beeinflusst erscheinen. *F. Steinhäuser.*

**H. Mayer.** Zur Kompensation atmosphärischer Druckänderungen. Meteorol. ZS. 54, 41—50, 1937, Nr. 2. (Frankfurt/Main.) An einigen Wetterlagen, bei denen die Kompensation der Druckschwankungen gut ausgeprägt war, wurde untersucht, in welchem Ausmaß der Transport verschieden temperierter Luftmassen oder individuelle Einflüsse wie Strahlung, frei werdende Kondensationswärme, Mischung verschieden temperierter Luftmassen oder adiabatische Temperaturänderung bei anisobarer Vertikalbewegung daran beteiligt waren. Die Untersuchung bezog sich auf die Schicht zwischen 2000 und 5000 dynm. In 32 von 56 untersuchten Fällen bewirkten die individuellen Temperaturänderungen allein die Kompensation der oberen lokalen Druckänderungen, während die Temperaturänderungen aus dem Transport meist der Kompensation sogar entgegenwirkten. Nur in zwei Fällen bewirkten die Temperaturänderungen durch den Transport

allein die Kompensation, und in 22 Fällen wirkten individuelle Temperaturänderungen und Temperaturänderungen durch den Transport zusammen, wobei aber der letztere Anteil meist der kleinere war. Der Verf. folgert aus seinen Untersuchungen, daß starke Kompensation der oberen Druckänderungen nach unten durch gleichsinnige Temperaturänderungen vor allem durch Vertikalbewegung verursacht wird. Bei gleicher Vertikalbewegung hängt die Größe der Kompensation nur vom vertikalen Temperaturgradienten ab; sie ist um so größer, je kleiner der vertikale Temperaturgradient ist. Daraus wird die Zunahme der Größe der Veränderlichkeit des Bodendruckes von niederen zu höheren Breiten und vom Hoch zum Tief erklärt.

*F. Steinhauser.*

**John L. Houghton.** Air temperature during the total solar eclipse of 1936 June 19. Month. Not. 97, 96—99, 1936, Nr. 2. (Nat. Phys. Lab. Teddington.) Messungen der Lufttemperatur mit Thermoelementen auf einem Schiff bei 37° N und 23° E ergaben, daß die Temperatur während der totalen Sonnenfinsternis am Morgen des 19. Juni 1936 bei 9° Sonnenhöhe um 1,5° unter dem dem normalen Tagesgang entsprechenden Wert gesunken war.

*F. Steinhauser.*

**H. Solberg.** Schwingungen und Wellenbewegungen in einer Atmosphäre mit nach oben abnehmender Temperatur. Astrophys. Norvegica 2, 123—172, 1936, Nr. 2. Die vorliegende Abhandlung behandelt ein Teilproblem der von der norwegischen Meteorologenschule im Hinblick auf eine Zyklonentheorie weit entwickelte Theorie der Wellenbewegung in einer idealen Flüssigkeit, die in der „Physikalischen Hydrodynamik“ von V. Bjerknes, J. Bjerknes, H. Solberg, T. Bergeron (Berlin 1933) ausführlich dargestellt ist. Die bisher entwickelten angenäherten Integrationsmethoden sind meist nur für „kurze“ Wellen anwendbar, d. h. für solche Wellenlängen, die klein sind im Vergleich zur Höhe der Atmosphäre. In der vorliegenden Arbeit wird eine neue Integrationsmethode entwickelt, mit der auch die „langen“ Wellen behandelt werden können. Diese treten auf bei der Untersuchung der Zyklonenentstehung in der Atmosphäre.

*H. Schlichting.*

**R. Slobodsky.** Das graphisch-analytische Rechenverfahren der einfachen Zyklone. Trans. Leningrad Ind. Inst. 1936, S. 47—70, Nr. 9 (Sect. Phys. and Math. Nr. 2). (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Die Arbeit zerfällt in mehrere Teile. Am Anfang werden die bisherigen Rechenmethoden und ihre Bewertung gegeben. Dann werden die Folgerungen einer sinngemäßen Berechnung der Zyklone angeführt und ferner die Analyse der auf ihre Arbeit wirkenden Faktoren. Der letzte Teil ist den neuen Rechenmethoden gewidmet, wobei die Rechenverfahren der Zyklone nomographisch gegeben sind.

*Dede.*

**Chr. Jensen.** Die Verfolgung der neutralen Punkte der atmosphärischen Polarisation in Arnsberg i. W. während eines Zeitraums von 19 Jahren. Meteorol. ZS. 54, 90—97, 1937, Nr. 3. (Hamburg.) An Hand von Tabellen, die — abgesehen von einigen Teilabschnitten — den Jahresdurchschnittswerten der Arago- und Babinet-Abstände von Gegen Sonne bzw. Sonne entsprechen, wird eine Übersicht über die in Arnsberg 1886, 1887 und 1889 sowie von 1903 bis 1918 einschließlich durchgeführten Messungen gegeben; eine besondere Tabelle gibt die Einzelreihen der bisher noch nicht veröffentlichten Beobachtungen Prof. Fr. Buschs von 1914 bis 1918. Besondere Erörterung finden die Jahre 1907 und 1908 sowie die Beobachtungen ab 1915. Schließlich werden die in Prozenten der Mittelwerte des ganzen Zeitraums angegebenen Schwankungen der Jahresmittel (bzw. bei 1908 auch der ersten und zweiten Jahreshälfte) der Abstände der neutralen Punkte gebracht. (Zusammenfassung des Verf.)

*Dede*

**P. Gruner.** Ein transportables Photometer zur Messung der Himmelsfarbe. Schweiz. ZS. f. Opt. u. Mech. 13, 20—23, 1937, Nr. 3/4. (Univ. Bern.) Das kompensierte gebaute Photometer besteht aus einer Cäsopreßzelle, die unter Verschieben geeigneter Schottscher Filter der Strahlung eines eng begrenzten Bezirkes des Himmels ausgesetzt wird, unter Ausschaltung aller ultravioletten und ultraroten Strahlung. Der Photostrom wird in bekannter Weise an einem Edelmännischen Elektrometer abgelesen. Die Messungen werden rasch nacheinander alle halben Minuten abwechselnd im Rot, Grün und Blau gemacht und gestatten, die Dämmerungsfarben noch bis zu einer Sonnentiefe von  $-6^{\circ}$  zu bestimmen. Die Resultate werden demnächst anderswo veröffentlicht. *Gruner.*

**P. Gruner.** Les phénomènes crépusculaires observés au Jungfrau-Joch en 1932/33. S.-A. Météorologie (3) 1936, S. 354—367, Nr. 4. (Berne.) Die einzigartige Serie von Dämmerungsbeobachtungen, die während eines ganzen Jahres (1932/33) von einer Höhe von 3500 m aus gemacht wurden, ist hier zusammengestellt und diskutiert worden. Die Resultate sind in zahlreichen Tabellen (hauptsächlich Mittelwerte) und Figuren aufgezeichnet. Es ergibt sich u. a., daß die Intensität des Purpurlichtes mit der Höhe des Standortes bzw. mit der Reinheit der Luft zunimmt und daß intensive Purpurlichter durchweg einen verspäteten Verlauf und auch einen raschen Abfall zeigen. *Gruner.*

**C. Wirtz.** Zur photometrischen Messung der Himmelselligkeit und des Farbenindex. Ann. d. Hydrogr. 65, 130—131, 1937, Nr. 3. (Kiel.) Im Nachtrag zur Arbeit über die Himmelsfarbe (1936) ist die Helligkeit des Zenithimmels in Kiel gemessen worden. Es zeigt sich, daß trotz Herabsinken der Zenithelligkeit die objektive Farbe zunächst unverändert bleibt. Erst 4 min vor Sonnenuntergang ändert sich die Färbung stark nach Rot hin. An der Ostsee ist die Änderung der Zenithelligkeit im Tagesgang geringer als an der Nordsee. Wichtig wäre die Variation der Himmelselligkeit unter die hier gezogene untere Grenze messend zu verfolgen, bis zu Depressionen der Sonne tief in die astronomische Dämmerung hinein und darüber hinaus. Dabei müßte auch das Ultrarot erfaßt werden. Derartige Messungen würden eine Berechnung der Dichtigkeit der hohen (30 bis 200 km) Atmosphärenschichten zulassen. *H. Ebert.*

**R. Penndorf.** Anomale Schallausbreitung und Ozonosphäre. ZS. f. Geophys. 12, 315—321, 1936, Nr. 7/8. (Geophys. Inst. Leipzig.) Verf. weist darauf hin, daß es lohnend erscheint, die experimentellen und theoretischen Untersuchungen über anomale Schallausbreitung erneut aufzunehmen. Die neueren Ergebnisse der Untersuchungen über den Einfluß des Ozons auf die vertikale Temperaturverteilung werden mitgeteilt. Der sogenannte Ost-West-Effekt wird erklärt. *H. Ebert.*

**B. Haurwitz.** Über die Eigenschwingungen einer zweifach geschichteten autobarotropen Atmosphäre und die atmosphärischen Gezeiten. Meteorol. ZS. 54, 69—70, 1937, Nr. 2. (Toronto.) Quasistatische Wellenbewegungen einer autobarotropen Atmosphäre auf einer Kugel haben eine Frequenz

$$\beta = \sqrt{n(n+1)} \cdot \sqrt{R T_0/a} = \sqrt{n(n+1)} \cdot \sqrt{gH/a},$$

wo  $n$  die Ordnung der Kugelfunktion,  $a$  der Erdradius,  $R$  die Gaskonstante,  $T_0$  die Temperatur an der Erdoberfläche,  $g$  die Fallbeschleunigung und  $H$  die Höhe der homogenen Atmosphäre sind. Der Einfluß einer inneren Diskontinuitätsfläche auf die Periode der Oberflächenwelle ist nur sehr gering. Die Periode der internen Welle ist wesentlich größer als die der Oberflächenwelle. Für Diskontinuitätsflächen in sehr großen Höhen hängt das Verhältnis der Periodenlängen der internen und der Oberflächenwelle nur von den Temperaturen ab. Die Höhe der homogenen



Atmosphäre stimmt gut mit der von der Resonanztheorie der Gezeiten geforderten äquivalenten Tiefe überein. Es besteht die Möglichkeit einer Gezeitenschwingung, die von einer internen Diskontinuitätsfläche ausgeht, die einen Temperatursprung von der Größenordnung der Temperatur an der Erdoberfläche aufweist, was in der Ionosphäre vorkommen kann.

*F. Steinhauser.*

**C. L. Pekeris.** Atmospheric Oscillations. Proc. Roy. Soc. London (A) 158, 650—671, 1937, Nr. 895. Der Verf. entwickelt eine Ableitung für die erzwungene Gezeitenschwingung in einer horizontal gleichförmig geschichteten Atmosphäre auf der rotierenden Erde. Die Existenz einer halbtätigen freien Schwingung beschränkt die Annahmen über mögliche Temperaturverteilungen in der oberen Atmosphäre. Ausgehend von der aus den Beobachtungen anomaler Schallausbreitung bekannten Temperaturzunahme zwischen 30 und 60 km Höhe wird für die Atmosphäre oberhalb 60 km Höhe eine Temperaturverteilung abgeleitet, die eine freie Schwingung von nahezu 12 Stunden zuläßt. Dabei ergibt sich in 30 km Höhe eine Fläche, in der Geschwindigkeiten und Druckvariationen Null werden, während in den niedrigeren Schichten die Schwingungen entgegengesetzt wie in den oberen Schichten verlaufen. Damit erklären sich Schwierigkeiten in Chapmans „dynamo“-Theorie der täglichen Variation des erdmagnetischen Feldes, die in einer 180-gradigen Phasenverschiebung der Druckschwankungen in der leitenden Schicht gegen die Schwankungen am Boden bestanden. Es gibt noch eine andere freie Schwingung mit einer Periode von  $10^{1/2}$  Stunden, die keine Knotenfläche aufweist und in der Fortpflanzung langer Wellen beim Krakatuausbruch und beim sibirischen Meteor gefunden wurde.

*F. Steinhauser.*

**F. Rossmann.** Stengeleis am wasserführenden Hang. Meteorol. ZS. 54, 64—67, 1937, Nr. 2. (Berlin-Zehlendorf.) Der Verf. berichtet von einer Beobachtung dicht stehender 7 bis 10 cm hoher und 1 bis 5 mm dicker Eisstäbchen an unbewachsenen Stellen einer Böschung. Die Entstehung dieses Stengeleises wird als Gefriervorgang des aus den Poren des Bodens herausgepreßten Wassers erklärt. Für Stengeleisbildung ist eine länger andauernde Frostperiode mit nur wenig unter  $0^{\circ}$  liegenden Temperaturen günstig, da dabei der Erdboden nicht tief hinein gefrieren darf.

*F. Steinhauser.*

**F. Rossmann.** Stengeleis — Eiszapfen. Meteorol. ZS. 54, 112—113, 1937, Nr. 3. (Berlin.) Als Beitrag zu einer Systematik der Eisgebilde beschreibt der Verf. die Formen, das Vorkommen und die Entstehungsbedingungen vom Stengeleis und vom Eiszapfen als durchaus entgegengesetzte Bildungen von Wasser.

*F. Steinhauser.*

**O. Brandt, H. Freund und E. Hiedemann.** Schwebstoffe im Schallfeld. ZS. f. Phys. 104, 511—533, 1937, Nr. 7/8. (Abt. f. Elektrolyt-Forsch. Univ. Köln.) Für die Schwingung von Schwebeteilchen im Schallfeld wird ein Ähnlichkeitsgesetz abgeleitet. Für jede Teilchengröße gibt es eine bestimmte Frequenz, bis zu der die Teilchen ziemlich vollständig an der Schwingung ihres Trägers teilnehmen. Nach Überschreitung dieser Frequenz bleibt die Teilchenamplitude zurück und wird schließlich Null. Für jedes Aerosol, das mehr oder weniger polydispers ist, läßt sich ein als „akustisches Übergangsgebiet“ bezeichneter Frequenzbereich angeben, in dem Teilchen verschiedener Größe mit verschiedener Amplitude schwingen. Kurzzeitige ( $1/250$  sec) mikrophotographische Aufnahmen eines polydispersen Schwebstoffes im akustischen Übergangsgebiet und eines außerhalb desselben liegenden geben eine vorläufige Bestätigung der theoretisch gewonnenen Erkenntnisse. Am Beispiel der Schallabsorption wird gezeigt, daß das akustische Übergangsgebiet für manche Vorgänge von besonderer Bedeutung ist. Sobald die Frequenz überschritten wird, bis zu der die Teilchen mitschwingen, treten Schall-

verluste durch Reibung zwischen dem schwingenden Gas und den weniger schwingenden Teilchen auf; dieser Anteil der Schallabsorption läßt sich in einfacher Weise in Abhängigkeit von der Frequenz berechnen. Die Grundgedanken der von den Verff. bereits früher (Phys. Ber. 18, 116, 1937) mitgeteilten Theorie der akustischen Koagulation werden dargelegt. Die Struktur von akustisch aggregierten Stauben läßt sich wegen der entstehenden großen Aggregate leicht mikroskopisch untersuchen; bei trockenen Stauben entstehen stark flockige Aggregate. Im Schwebestand weist auch das typische Flimmern der Partikel auf ihre nicht kugelige Form hin. Bei einer Ausrichtung der Partikel durch Felder konnte eine sehr starke Aufhellung des Tyndall-Lichtes beobachtet werden. Der Verlauf der Intensitätsänderung des Tyndall-Lichtes beim Ein- und Ausschalten des richtenden Feldes wurde mittels Photozelle und Galvanometer (Moll) registriert. *Hiedemann.*

**Étienne Vassy.** Variation des coefficients d'absorption de l'ozone et température de la haute atmosphère. C. R. 203, 1363—1365, 1936, Nr. 24. Die Messung der Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  von Ozon zwischen 3100 und 3400 Å erfolgte bei Temperaturen zwischen +20° und -80° C mit einem Spektrographen (Dispersion 18 Å/mm). Es ergab sich folgender Verlauf von  $\alpha$ :

$\lambda$ . . . . .	3359	3326	3295	3268	3239	3213	3190	3168	3151	3130	3110 Å
$\alpha$ . . . . .	0,40	0,44	0,46	0,50	0,51	0,67	0,72	0,77	0,85	0,92	0,99

Die Ergebnisse werden mit denen bei Ballonaufstiegen gemessenen verglichen.

*J. Böhme.*

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXVI u. XXVII. **M. Kamel** und **F. Faltas.** Seismische Bestimmung der Lage einer geneigten ebenen Grenzschicht aus Laufzeiten und Amplituden. ZS. f. Geophys. 12, 383—395, 1936, Nr. 7/8. Als Fortsetzung der Arbeit von **Bungers** (ZS. f. Geophys. 11, 326, 1935) werden von **M. Kamel** Formeln zur Bestimmung einer ebenen Grenzfläche aus den Amplituden der beobachteten Bodenbewegung abgeleitet. Die Untersuchung wird auch auf das Dreischichtenproblem mit oberflächenparalleler Deckschicht ausgedehnt. **F. Faltas** gibt graphische Methoden zur Bestimmung einer ebenen Grenzfläche aus Laufzeiten und Horizontalamplituden. Die Anwendung der Methoden auf Sprengversuche des Göttinger Geophysikalischen Instituts zeigt meist befriedigende Übereinstimmungen. *K. Jung.*

**Friedrich Reinhold.** Einheitliche Richtlinien zur Auswertung von Schreibregennesseraufzeichnungen. Gesundheits-Ing. 60, 22—26, 40—45, 55—61, 1937, Nr. 2, 3 u. 4. Die ausführlichen Richtlinien enthalten im ersten Teil die Auswertung der kurzen, starken Regenfälle nach Stärke, Dauer und Häufigkeit, im zweiten die der Dauerregen nach Stärke und Dauer, sowie im dritten eine Bearbeitungsanweisung für die Statistik aller vom Schreibregennmesser aufgezeichneten sommerlichen Einzelregenfälle. Zum Schluß sind in einer übersichtlichen Tabelle Formelzeichen und Begriffsbezeichnungen zusammengestellt. *H. Ebert.*

**Rolf Bungers.** Zum 2-Schichten-Problem der angewandten Seismik. ZS. f. Geophys. 11, 207—211, 1935, Nr. 4/5. Die bisher abgeleiteten Formeln für die Bestimmung der Neigung einer im Untergrund schräg verlaufenden Schicht liefern wegen der vereinfachenden Voraussetzungen für ihre Ableitung nur Näherungswerte. Der Verf. hat nunmehr unter vollständigeren Annahmen neue Formeln für die Neigung und die Tiefe einer Schicht abgeleitet. *W. Schneider.*

## Geophysikalische Berichte

V. Conrad. Eugen Alt †. Gerlands Beitr. 49, 337—338, 1937, Nr. 4.

A. Stieren. Anton Kaminsky †. Gerlands Beitr. 49, 339—340, 1937, Nr. 4.  
*Dede.*

Edmont Guyot. La théorie des translations continentales et l'astronomie. Ann. Guéhard-Séverine 11, 57—72, 1935. (Obs. Neuchâtel.) Wegeners Abhandlung über die Entstehung der Kontinente (ins Französische übersetzt im Jahre 1924 von Manfred Reichel) wird an den geodätischen Folgerungen aus der West- und Äquatordrift geprüft. Zur Beurteilung der Westdrift werden die Vergleiche von genauen Längenmessungen verschiedener Orte herangezogen. Die von Wegener angeführten Änderungen der Längendifferenz zwischen den Kontinenten werden auf Grund eingehender Fehlerbetrachtungen als nicht beweiskräftig angesehen. Untersuchungen des neuesten Beobachtungsmaterials des Internationalen Zeitdienstes von Stokergaben 40 mal kleinere Änderungen im gleichen Sinn. Die von der Internationalen Union der Geodäsie und Geophysik zwischen 1926 und 1933 angestellten Untersuchungen zeigten, soweit die Bearbeitung des Materiales jetzt schon eine Beurteilung zuläßt, daß plötzliche und periodische Längenänderungen eine Kontinentaldrift überlagern und schwer erkennbar machen können. In ähnlicher Weise läßt sich aus den Ergebnissen der Internationalen Breitenbeobachtung schließen, daß eine Wanderung in der von Wegener geforderten Größe nicht gefolgert werden kann. Der Mittelwert aus den drei Stationen Mizusawa, Carloforte und Ukiah ergibt einen 27 mal geringeren Betrag als zu erwarten wäre. Hierbei läßt sich nicht entscheiden ob dieser Restwert reell oder auf Fehlern in der Deklinationsbestimmung der Sterne beruht. Abschließend wird festgestellt, daß sich aus den geodätischen Messungen keine Bestätigung für eine Kontinentverschiebung ergibt. Diese für den heutigen Zeitpunkt geltenden Messungen schließen jedoch nicht aus, daß in früheren Zeiten einmal eine solche Bewegung einschließlich einer Trennung der Kontinente stattgefunden hat. *Schmerwitz.*

Mishio Ishimoto. Construction d'un microséismographe mécanique. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 248—258, 1936, Nr. 2. Es wird ein kleiner Seismograph bei gleichzeitiger Angabe aller Abmessungen beschrieben. Eigenfrequenz, Dämpfung und Empfindlichkeit werden besonders bestimmt. *Johannes Kluge.*

C. D. Niven. Note on the eupatheoscope and the measurement of equivalent temperature in Canada. Canad. Journ. Res. (A) 15, 25—33, 1937, Nr. 2. (Nat. Res. Lab. Ottawa.) Das in England eingeführte Gerät zur Bestimmung der Bekömmlichkeit der umgebenden Luft [Eupatheoscope, Dufton (1932), Wärmeverlust eines geschwärtzen Zylinders] ist in bezug auf seine Brauchbarkeit in Canada untersucht worden. Zu diesem Zwecke sind die mit ihm bestimmten Werte mit denen zweier Thermometer, die am Fußboden und in Kopfhöhe angebracht wurden, und mit den Werten der effektiven Temperatur verglichen worden. Es hat sich gezeigt, daß sich für die Verhältnisse in Canada das Eupatheoskop nicht eignet, daß vielmehr die Ablesungen zweier Thermometer, die einen Temperaturgradienten bestimmen, eher die Möglichkeit der Beurteilung einer bekömmlichen Luft geben. Das „Rutledge Pure Air“-System (fließendes Wasser in Behältern unmittelbar unter der Decke) gibt ein bekömmliches Innenklima; eine Erklärung all dieser Feststellungen steht noch aus. *H. Ebert.*

Walter D. Lambert. The figure of the earth from gravity observations. Journ. Washington Acad. 26, 491—506, 1936. Verf. gibt eine kurze geschichtliche Studie über die Entwicklung der Theorie über die allgemeine Gestalt der Erde von Newton über Clairaut bis G. G. Stokes. Es wird auch die

Bedeutung von D. Bernoulli, Cassini und anderer Mathematiker für dieses Problem geschildert. Zum Schluß wird auf eine neue Veröffentlichung der Coast and Geodetic Survey (special publ. 199) verwiesen, in der R. Schumanns Tabellen für die Stokesche Funktion (Oberflächenintegral der Schwereabweichungen) erweitert sind. *F. Linke.*

**W. D. Lambert.** The analogue of Stokes's formula for the Prey and Bouguer gravity anomalies. Gerlands Beitr. 49, 430, 1937, Nr. 4. Berichtigung. Siehe Phys. Ber. 18, 965, 1937. *Dede.*

**A. J. Leckie and H. R. Woltjer.** Note on the occurrence of Helium in volcano-gases. S.-A. Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind. 97, 58, 1937, Nr. 3. Zwei Proben von Vulkangasen vom Mt. Lawoe auf Java wurden nach der Methode von Paneth untersucht. Sie enthielten 0,00145 bzw. 0,00144 Vol.-% Helium, außerdem ließen sich in beiden Proben Spuren von Neon nachweisen. Der Heliumgehalt beträgt danach etwa das  $3\frac{1}{2}$  fache der atmosphärischen Luft. *Dede.*

**R. Tomashek.** Schwerkraftmessungen. Naturwissensch. 25, 177—185, 1937, Nr. 12. (Dresden.) Dieser Vortrag des Verf. auf der Naturforschertagung in Dresden bringt in einer Zusammenfassung die gesamte Forschungsarbeit, die von der Physik auf dem Gebiet der elementarsten Naturerscheinung der Erde, der Schwerkraft, bisher geleistet worden ist. Hierzu gehört vor allem die relative Bestimmung des Betrages der Schwerkraft, für die bis vor einigen Jahren nur das Pendel zu Verwendung kam. Diese Messungen waren zeitraubend, kostspielig und besonders, wegen der Unsicherheit in der gleichmäßigen Beschaffenheit der Schneide, unzuverlässig. Heute sind an seine Stelle statische Schweremesser (Thyssen-Gravimeter, Schweremesser von Haalck) getreten, welche relative Schweremessungen mit erheblich größerer Genauigkeit und Schnelligkeit zulassen. Diese Instrumente haben ihre Feldbrauchbarkeit bei der Reichsvermessung in kurzer Zeit so eingehend nachweisen können, daß sie jetzt laufend von der Industrie hergestellt und zur Lagerstättenforschung schon im Ausland vielfach verwendet werden. So wie mit der Drehwaage Unterschiede im Schweregefälle in Bezirken von 1 bis 2 km<sup>2</sup> sehr genau festgestellt und hieraus entsprechende Schlüsse auf oberflächennahe Einlagerungen gezogen werden, lassen die relativen Schwerkraftmessungen Schlüsse über die Lagerung und den Zustand großer geologischer Zonen bis zu kontinentaler Ausdehnung zu. Über den gleichen Bereich und bis über die gesamte Erdkugel erstrecken sich diejenigen zeitlich veränderlichen Schwerkraftwirkungen, die von ortsfesten Schweremessern oder Neigungsmessern sehr großer Empfindlichkeit nachgewiesen werden. Hier steht an erster Stelle das Horizontalpendel, mit dem die bei Ebbe und Flut auf der festen Erdrinde auftretenden Neigungen bis auf weniger als eine tausendstel Winkelsekunde genau nachgewiesen wurden. Die Messung dieser Verbiegung der Erdrinde und der von den gleichen Ursachen hervorgerufenen zeitlichen Änderungen der Schwerkraft wurde von Tomashek und Schaffernicht in den letzten Jahren mit verbesserten Instrumenten erneut ausgeführt. An zahlreichem anschaulichem Bildmaterial wird unmittelbar gezeigt, wieviele wissenschaftliche und auch lebenswichtige Probleme durch diese Arbeiten gelöst worden sind. Die jeweils erwähnten, noch der Klärung bedürftigen Probleme werden, so wie bisher nur mit den empfindlichsten Meßinstrumenten und den sorgfältigsten Beobachtungsmethoden zu lösen sein.

*Schmerwitz.*

**Norman A. Haskell.** On the possibility of viscous behavior in crystalline rocks under dynamometamorphic conditions. Gerlands Beitr. 49, 387—392, 1937, Nr. 4. (St. Louis.) *Dede.*

**R. Billwiller.** Der Firnzuwachs pro 1935/36 in einigen schweizerischen Firngebieten. XXIII. Bericht der Zürcher Gletscherkommission. Vierteljschr. d. naturf. Ges. Zürich **81**, 279—283, 1936, Nr. 3/4.

**Harold Jeffreys.** The Italian earthquake of 1930 July 23. Gerlands Beitr. **49**, 393—401, 1937, Nr. 4. (Cambridge.) *Dede.*

**H. Haalek.** Kann bei sehr hohen Drucken in einer Masse durch einen Druckgradienten eine Ladungstrennung hervorgerufen werden? (Zur Frage nach der Ursache des magnetischen und elektrischen Erdfeldes.) ZS. f. Phys. **105**, 81—87, 1937, Nr. 1/2. (Potsdam.) (Siehe auch Phys. Ber. **17**, 2268, 1936.) Außer dem hier bereits Berichteten gibt diese Arbeit im Anschluß an die Erklärung für den luftelektrischen Vertikalstrom noch eine Erklärung für die säkulare Abnahme des magnetischen Momentes der Erde. *Schmerwitz.*

**Charles R. Burrows.** Radio Propagation over Plane Earth. Field Strength Curves. Bell Syst. Techn. Journ. **16**, 45—75, 1937, Nr. 1. Der Verf. hat die Feldstärkenabnahme neu berechnet und für die Werte  $\epsilon = 4, 10, 30, 80$  im logarithmischen Maßstab dargestellt, so daß die Schwächung sofort entnommen werden kann. Ebenso wurde die Größe und Phase des Reflexionskoeffizienten berechnet und dargestellt. Im ersten Falle befindet sich der Strahler zu ebener Erde, im zweiten hoch darüber. *Riewe.*

**Charles R. Burrows.** The surface wave in radio propagation over plane earth. Proc. Inst. Radio Eng. **25**, 219—229, 1937, Nr. 2. (Bell Teleph. Lab. N. J.) Sende- und Empfangsversuche mit 2 m Wellenlänge auf einem größeren See zeigen, daß die von Sommerfeld berechnete Oberflächenwelle nicht mit den Experimenten übereinstimmt, wohl aber die von Weyl berechnete. *Riewe.*

**S. O. Rice.** Series for the Wave Function of a Radiating Dipole at the Earth's Surface. Bell Syst. Techn. Journ. **16**, 101—109, 1937, Nr. 1. *Riewe.*

**W. Ross and E. C. Slow.** Phase-Velocity of Electro-Magnetic Waves along the Ground. Nature **139**, 671, 1937, Nr. 3520. (Radio Dep. Nat. Phys. Lab. Slough. Bucks.) Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Phase elektromagnetischer Wellen längs des Bodens wird zwischen zwei gleichen Vertikalantennen gemessen, deren Abstand 34,9 m ist. Der entfernte Sender liegt auf der Verlängerung ihrer Verbindungslinie. Beide Empfangsantennen arbeiten nach Verstärkung auf einen Kathodenoszillographen, dessen Leuchtbild eine Ellipse zeigt. Durch Ausmessung der Leuchtfigur erhält man die Phasendifferenz, die zwischen den Antennen besteht, und damit, wenn Abstand und Sendefrequenz bekannt sind, die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die Versuche wurden mit Frequenzen von 2,5 bis 15 Megahertz durchgeführt und ergaben, im Gegensatz zu den Ergebnissen von Colwell und Mitarbeitern, eine konstante Phasengeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit innerhalb der Grenzen  $\pm 5\%$ . — Vor der Messung wurde die Apparatur so abgeglichen, daß ein genau in der Mitte zwischen den beiden Antennen befindlicher Hilfssender den Brennfleck des Oszillographen zu einer geraden Linie auseinanderzieht. *Adelsberger.*

**G. Leithäuser und B. Beckmann.** Über Beziehungen der Ionosphärenschichten zu meteorologischen Einflüssen. ZS. f. techn. Phys. **18**, 59—61, 1937, Nr. 3. (Inst. Schwingungsforsch. T. H. Berlin.) Auf Grund der Feststellung, daß die oberen Schichten der Ionosphäre die Erddrehung nicht mitmachen, ist es wahrscheinlich, daß die Nachtbeobachtung über die Höhe der Ionosphäre nicht mit dem Zustand der Tagesionisation unmittelbar zusammenhängt. Auf Grund

verschiedener Anschauungen liegt die Annahme nahe, daß die Diffusion der Ladungsträger von der beleuchteten Erdseite zur unbeleuchteten durch eine Mitbewegung unterstützt wird, die sich auf Grund meteorologischer Einflüsse einstellt. Das Abklingen der Ladung in der Ionosphäre, das man in den Abendstunden beobachtet, wird von vorhandenen Windströmungen beeinflusst. Aus den Registrierstreifen ist z. B. zu erkennen, daß die Steilheit der abendlichen Schichtanstiege von der Intensität der Höhenwinde in ostwestlicher Richtung beeinflusst wird. Der gemeinsame Gang beider Kurven zeigte, daß sich bei dem flachen Anstiegswinkel in der Atmosphäre ein Zustand einstellt, der in der Höhe eine westliche Strömung zur Folge hat. Die Ursache ist wahrscheinlich in dem Einfluß der unteren Ionengebiete auf den scheinbaren Höhenverlauf zu suchen. *Lampe.*

**F. H. Murray and J. Barton Hoag.** Heights of Reflection of Radio Waves in the Ionosphere. Phys. Rev. (2) 51, 333—341, 1937, Nr. 5. (Ryerson Phys. Lab. Univ. Chicago, Ill.) Die Verf. geben nach Erwähnung anderer Methoden eine Meßmethode an, um die Höhen der verschiedenen Schichten der Ionosphäre zu messen. Die einzelnen Teile der Ionosphäre werden einer der drei Gruppen zugeordnet. Die erste: Die Elektronenkonzentration wächst allmählich mit der Höhe. Die Art der Vergrößerung ist unbekannt, es ist nur die Erscheinung dieser Vergrößerung bekannt. Die zweite: Die Konzentration bleibt über eine bestimmte Höhe konstant. Die dritte: Die Konzentration bleibt kleiner als das Maximum der gerade unter ihr liegenden Höhe. Die verschiedenen Höhen der Schichten ( $E_1$ ,  $F_1$ ,  $F_2$ ), die Elektronendichte, die Eindringtiefe der Frequenz und die Gruppengeschwindigkeiten sind in verschiedenen Diagrammen aufgezeichnet. Für die Gruppengeschwindigkeiten und für den Brechungsindex  $n$  der Frequenzen werden Formeln angegeben. Die Region zwischen den  $E$ - und den  $F$ -Schichten wird näher beschrieben. *Lampe.*

**D. F. Martyn, J. H. Piddington and G. H. Munro.** The Polarization of Radio Echoes. Proc. Roy. Soc. London (A) 158, 536—551, 1937, Nr. 895. (Australian Radio Res. Board.) Es wird eine einfache Methode beschrieben, um die Polarisation von den von der Heaviside-Schicht reflektierten Radioechos zu bestimmen. Bei der Aufnahme wird mit pulsierenden Zeichen gearbeitet, denn diese Methode ist anwendbar, wenn mehr als ein Echo empfangen wird. Der Schaltung liegt die von Appleton und Ratcliffe zugrunde. Es wird eingehend die Schaltung beschrieben, die Sendeseite besteht aus einem Oszillator und einer Vertikalantenne, die Empfangsseite aus zwei Rahmenantennen, einem Superempfänger und einem Braunschens Rohr. Aus der auf dem Schirm des Braunschens Rohres entstehenden Figur kann die Polarisation abgeleitet werden. Die entsprechende Theorie dazu wird aufgestellt. Die Versuche sind mit einer Frequenz von  $3 \cdot 10^6$  Hertz von Dezember 1935 bis März 1936 durchgeführt. Auf Grund der verschiedenen Ergebnisse wird die Art der Ionisation erklärt. Aus allen Aufnahmen folgt, daß die Polarisation elliptischer Natur ist. *Lampe.*

**B. Walter.** Von wo absteuert der Blitz auf seine Einschlagstelle los? ZS. f. techn. Phys. 18, 105—109, 1937, Nr. 4. (Phys. Staatsinst. Hamburg.) Aus einer Reihe photographischer Aufnahmen von Blitzentladungen in Turmspitzen wird allgemein gefolgert, daß die Einwirkung einer derartigen Spitze immer an einem auffälligen Knick in der Blitzbahn zu erkennen ist. Die Entfernung dieser Stelle von der Turmspitze schwankt sehr beträchtlich. Der Schutzkreisradius eines mit Blitzableiter versehenen Turmes ist nach diesen Untersuchungen wenig größer als die Turmhöhe. *Schmerwitz.*

**W. W. Spangenberg.** Zwei blitzreiche Gewitter. Meteorol. ZS. 54, 115, 1937, Nr. 3. (Schwerin i. M.) Bei einem Gewitter in Schwerin wurden in 4 min

80 direkte Blitze beobachtet; das ganze Gewitter ergab in der Stunde etwa 800 Blitze. Bei einem zweiten Gewitter wurden in 10 min etwa 100 direkte Blitze gezählt. Die Verwendung der Rundfunkstörungen zur Blitzzählung erwies sich wegen Überlagerungen, die dabei vorkommen, als nicht zweckmäßig. *F. Steinhäuser.*

**Wilhelm Peters.** Blitzbeschädigungen an Fernmeldefreileitungen. Elektrot. ZS. 58, 337—340, 372—375, 1937, Nr. 13 u. 14. (Berlin.) Fernmeldefreileitungen in gewitterreichen Gebieten bedürfen eines besonderen Schutzes gegen Blitzeinschläge. Zur Beurteilung der notwendigen Maßnahmen werden Betrachtungen über den Aufbau von Fernmeldeleitungen, die Vorgänge beim Einschlag und die an Stangen und Isolatoren sowie an den Drähten durch Schmelzen und Zerreißen auftretenden Beschädigungen angestellt. Bei Blitzschlägen treten Ströme von 1000 Amp. bis über 100 kA und Spannungen von 100 bis 1000 kV auf. Es wird empfohlen, jede fünfte Stange, in blitzreichen Gegenden jede zweite Stange mit einem Blitzableiter zu versehen, dessen Erdungswiderstand nicht über 20 Ohm liegen darf. Gegebenenfalls sind auch die Isolatoren mit Lichtbogenschutz zu versehen.

*Blechschildt.*

**Rudolf Kanitscheider.** Bearbeitung des erdmagnetischen Beobachtungsmaterials der österreichischen Jan Mayen-Expedition im Polarjahre 1932/33. II. Der tägliche Gang der erdmagnetischen Elemente. Wiener Ber. 145 [2a], 483—494, 1936, Nr. 7/8. Vgl. Phys. Ber. 17, 2269, 1936.

*Dede.*

**Louis Eblé.** Valeurs des éléments magnétiques à la station du Val-Joyeux (Seine-et-Oise) au 1<sup>er</sup> janvier 1937. C. R. 204, 875—876, 1937, Nr. 11. Wie alljährlich werden an dieser Stelle die direkt gemessenen magnetischen Elemente der Station von Val-Joyeux für den 1. Januar 1937 mitgeteilt. Es sind die letzten von den Messungen, die an dieser Station seit 1900 laufend ausgeführt worden sind. Von jetzt ab übernimmt allein das Observatorium von Chambon-la-Forêt (Loiret) die Beobachtungen, welche hier bereits seit 1936 parallel vorgenommen wurden.

*Schmerwitz.*

**Charles Maurain.** Influence possible des actions mécaniques (vibrations) et des perturbations magnétiques sur le champ magnétique terrestre et ses anomalies. C. R. 204, 1095—1097, 1937, Nr. 15. Es wird vermutet, daß in gleicher Weise wie sich Erschütterungen auf die Konstanz eines Magneten in kleinen Dimensionen auswirken, auch im großen durch Erdbeben, Erdbebenwellen, mikroseismische Bodenunruhe und dergleichen Änderungen des erdmagnetischen Feldes veranlaßt werden können.

*Schmerwitz.*

**Emile Thellier.** Sur l'aimantation dite permanente des basaltes. C. R. 204, 876—879, 1937, Nr. 11. Aus verschiedenen Gegenden entnommene Basaltproben wurden in bezug auf ihr magnetisches Moment, ihre Inklination und Deklination gegenüber der ursprünglichen Lage am Fundort gemessen. Darauf wurden sie in ihrer vertikalen Achse vertauscht aufgestellt. Genaue Messungen ergaben, daß die ursprünglichen Werte unter dem jetzt entgegengesetzt wirkenden schwachen Erdfeld bereits nach drei Tagen erhebliche Veränderungen erfahren hatten. Demnach kann man mit Basaltproben keine derartigen Untersuchungen über die zeitliche Variation des Erdfeldes anstellen, wie sie mit gebrannter Erde ausgeführt worden sind. Der Unterschied wird wahrscheinlich durch die mineralogische Beschaffenheit des Basaltes verursacht.

*Schmerwitz.*

**Carl Störmer.** Altitudes and Spectra of Red and Sunlit Auroras. Nature 139, 584, 1937, Nr. 3518. (Inst. Theoret. Astrophys. Univ. Blindern, Norway.)

Mitgeteilt werden Ergebnisse über Höhen, Wellenlängen und Intensitäten aus zahlreichen Aufnahmen vom 20./22. April bzw. 16./17. Oktober 1936. Im April wurden Strahlen zwischen 200 und 600 km Höhe beobachtet, die Spektren bestanden aus den Linien  $\lambda$  6300, 5577 und 4278 mit relativen Intensitäten 100, 100 und 55. Die roten Strahlen im Oktober reichten bis 1100 km, später erschienen sie in der gewöhnlichen grau-violetten Farbe in einer Scheitelhöhe von 600 bis 800 km. Die übrigen roten Nordlichter lagen in der dunklen Atmosphäre zwischen 100 und 500 km. Die detaillierte Beschreibung der ausgemessenen Spektren von gelb-grünen Bögen, von roten Nordlichtern und von beleuchteten schwachen Nordlichtstrahlen erfolgt später, hier wird das Auftreten der Linien  $\lambda\lambda$  6550, 6300, 5577 und der Stickstoffbanden 4278 und 3914 mit den relativen Intensitäten in den verschiedenen Nordlichttypen angegeben.

*Sättele.*

**René Bernard.** Origine électronique des bandes de l'azote dans le spectre de l'aurore boréale. Détermination de l'énergie des électrons excitateurs. C. R. 204, 993—995, 1937, Nr. 12. Nach den Theorien der Lichtanregung im Nordlicht, z. B. der von Dauvillier werden dort u. a. die Banden des neutralen und des ionisierten Stickstoffmoleküls durch Stoß von Elektronen angeregt. Der Verf. hat die Geschwindigkeit dieser Elektronen zu bestimmen versucht, indem er bei einer Elektronenstoßanordnung die Spannung so lange variiert hat, bis die Intensitätsverteilung in den Stickstoffbanden mit den von Vegard für das Nordlicht gefundenen Werten übereinstimmt. Die Übereinstimmung war am besten für eine mittlere Energie von 27 e-V. Angaben über den benutzten Druck und den möglichen Einfluß eines Druckunterschiedes zwischen Nordlicht und Anregung im Laboratorium werden nicht mitgeteilt.

*Frerichs.*

**W. Messerschmidt.** Anmerkung zur Arbeit: „Untersuchungen über den Reststrom von Ionisationsdruckkammern und über die Druckabhängigkeit der Ionisation durch Ultrastrahlung“. ZS. f. Phys. 105, 268, 1937, Nr. 3/4. (Berlin.) Vgl. Phys. Ber. 18, 353, 1937.

*Dede.*

**B. Groß.** Zur Methodik der Analyse von Absorptionskurven der Ultrastrahlung. Phys. ZS. 38, 201—202, 1937, Nr. 7. (Inst. Nac. Techn. Min. Trabalho Rio de Janeiro.) Die von Pfozter erhaltenen Beziehungen, für einen gegebenen Verlauf der Absorptionskurve die Kurve der Primärstrahlung abzuleiten, ergeben sich als Integral einer allgemeinen Gleichung für den speziellen Fall, daß die Absorptionskurve sich durch eine Exponentialfunktion darstellen läßt.

*Juilfs.*

**Thomas H. Johnson.** Radio-Transmitted Coincidence Counter Measurements of Cosmic-Ray Intensities in the Stratosphere. Phys. Rev. (2) 51, 385—386, 1937, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. and Carnegie Inst.) Eine Zweifach-Koinzidenzapparatur für Registrierballonaufstiege steuert einen Kurzwellensender derart aus, daß jede Koinzidenz ein Signal auslöst. Die jeweilige Höhe wird in gewissen Zeitabständen durch einen Neon-Glimmlampenschwingkreis angegeben; die Frequenz hängt von dem Stand des mitgeführten Quecksilberbarometers ab.

*Juilfs.*

**D. N. Read and Thomas H. Johnson.** Automatically Recorded Coincidence Counter Measurements of the Cosmic-Ray Latitude Effect. Phys. Rev. (2) 51, 386, 1937, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. and Carnegie Inst. Washington.) Die örtliche magnetische Feldstärke sowie die geomagnetische Breite sind bestimmend für die Vertikalintensität der Höhenstrahlung. Der vertikale Breiteneffekt beträgt zwischen 12 und 16 % gegenüber dem Breiteneffekt von 8 % für allseitig einfallende Strahlung (Millikan und Neher).



Der äußerst geringe Breiteneffekt für Strahlen, die aus  $45^\circ$  westlicher Neigung gegen die Vertikale einfallen, verglichen mit dem Effekt der aus gleichem Winkel von Osten hereinfallenden Strahlen, läßt nicht nur auf einen Überschuß von positiven Teilchen, sondern sogar auf fast vollständiges Fehlen der negativen Primären in der Strahlung schließen, die in Seehöhe erdmagnetische Effekte hervorrufen könnten. *Juilfs.*

**S. N. Vernov (Vernoff).** Measurements of cosmic rays in the stratosphere, at magnetic latitude  $35^\circ$ . C. R. Moskau (N.S.) 14, 263—266, 1937, Nr. 5. (P. N. Lebedev Phys. Inst. Acad. Sc. USSR. and Inst. Aerol. Main Geophys. Obs.) Zur Messung der Anzahl der Höhenstrahlen bei Pilotballonaufstiegen wird eine Apparatur aus zwei verschiedenen großen Zählrohren benutzt, deren Entladungen radiotelegraphisch an zwei Bodenstationen von mehreren Beobachtern aufgenommen worden. Ein Barograph schaltet so, daß entweder die Zählstöße des kleineren Rohres oder die der beiden Rohre zusammen empfangen werden. Ein chemischer Wärmeregler hält die Temperatur der Apparate innerhalb  $5^\circ$  konstant. Aufstiege in Slutsk (Petersburg) bis 12 km und in Erivan (geometrische Breite  $35^\circ$ ) bis etwa 22 km ergeben die Abnahme der Strahlung in niederen geometrischen Breiten bis 12 km um etwa das  $2\frac{1}{2}$ -fache. Über 12 km gibt der Vergleich der Angaben anderer Autoren keine geringere als dreifache Abnahme. Das für  $35^\circ$  geometrischer Breite verhältnismäßig starke Anwachsen der Intensität könnte von einer  $\gamma$ -Komponente der Höhenstrahlung herrühren. *Kolhörster.*

**J. Mahul.** Die Verwendung von Blei bei der Untersuchung der Höhenstrahlen. Technique mod. 28, 638—641, 1936. (Paris.) Im Zusammenhang mit den Augerschen Höhenstrahlenversuchen über die Bestimmung der Zahl der unter verschiedenen Bedingungen (1. starke Pb-Schicht, 2. Erdschicht, 3. Pb- und Erdschicht) erzeugten Schauer gibt Verf. einen kurzen Bericht über die Bedeutung des Pb bei Höhenstrahlenuntersuchungen. *\*G. Schmidt.*

**K. Schmeiser.** Winkelabhängigkeit der Energie von Ultrastrahlgarben. Naturwissensch. 25, 173, 1937, Nr. 11. (Inst. f. Phys. K. W.-Inst. med. Forsch. Heidelberg.) Die von Hilgert und Bothe bei Verwendung eines Kohlefilters beobachteten Teilchengarben mit abnorm hohem Durchdringungsvermögen zeigen einen monotonen Anstieg der Rossi-Kurve bis 70 g Kohle pro  $\text{cm}^2$ . Es wird gezeigt, daß es sich hierbei weniger um eine Eigentümlichkeit der Kohle handelt, als um eine Funktion des Divergenzwinkels zwischen den Garbenteilchen. Erst für einen Divergenzwinkel  $\vartheta > 10^\circ$  zeigt sich die Absorption in der bekannten Größe. Es könnte vermutet werden, daß die beobachteten durchdringenden Garben von der harten Komponente der primären Höhenstrahlung herrühren und in Zusammenhang mit dem zweiten Maximum der Rossi-Kurve stehen. *Juilfs.*

**R. T. Young, Jr. and J. C. Street.** Cosmic-Ray Ionizations under Various Thicknesses of Lead Shield in Northern and Equatorial Latitudes at Different Altitudes. Phys. Rev. (2) 51, 386, 1937, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Worcester Polytechn. Inst. and Harvard Univ.) Für verschiedene Drucke (76, 51 und 45 cm Hg) wurde die Größe des Breiteneffektes unabhängig von der Abschirmung gefunden. Ein Vergleich von Ionisations- und Zählrohrmessungen zeigt, daß die Ionisierung durch Sekundäre sich mit der Abschirmung in gleichem Maße ändert, wie die durch die Zähler bestimmte Schauerlösung. *Juilfs.*

**J. Barnóthy und M. Forró.** Meteorologisch-magnetische Einflüsse auf die Ultrastrahlungsintensität aus Dauerregistrierungen mit Koinzidenzanordnungen. II. Tagesgang. ZS. f. Phys.

104, 534—539, 1937, Nr. 7/8. (Inst. f. Exp. Phys. Univ. Budapest.) Aus Stundenmittelwerten von über ein Jahr verteilten Meßreihen aus Dauerregistrierungen mit Koinzidenzanordnungen wird geschlossen, daß der tägliche Verlauf der Höhenstrahlenintensität im wesentlichen durch die tägliche Schwankung des erdmagnetischen Feldes bedingt ist; der magnetische Effekt beträgt  $-0,06\%$  pro  $10^{-5}$  Gauß. Ein Temperatureffekt konnte nach Ausfilterung der weichen Sekundärstrahlung nicht gefunden werden. Ohne Ausfilterung ergibt sich ein Effekt von  $-0,1\%$  °C.

*Juifs.*

**J. Clay, C. G.'t Hooft, L. J. L. Dey and J. T. Wiersma.** An experimental test of the supernova hypothesis. Intensity of cosmic rays in the earth's crust. *Physica* 4, 121—137, 1937, Nr. 2. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Die Amplitude der täglichen Schwankung, die durch die von einer Supernova herrührenden Protonenstrahlung hervorgerufen werden kann, ist in Seehöhe gleich der statistischen Schwankung (*Z a n s t r a*), so daß höchstens in größeren Tiefen unter der Erdoberfläche eine systematische Untersuchung einen Nachweis liefern kann. Ein sternzeitlicher Gang der Höhenstrahlenintensität konnte jedoch bei Bergwerksmessungen mit zwei Steinke-Apparaturen und einer Koinzidenzanordnung nicht nachgewiesen werden. Aus dem Intensitätsverlauf wird auf die Existenz einer harten Komponente der Höhenstrahlung geschlossen, die ein Durchdringungsvermögen von etwa 300 m Wasseräquivalent hat. Die Abnahme der Größe der Schauer mit der Tiefe zeigt, daß die schauererzeugenden Strahlen eine hundertmal größere spezifische Ionisation als energiereiche Elektronen haben, so daß sie als Neutronen angesprochen werden können.

*Juifs.*

**Vladimir Frolov.** L'analyse des niveaux du lac Ontario. *C. R.* 204, 1077—1080, 1937, Nr. 14.

*Dede.*

**F. Steinhauser.** Die meteorologischen Ergebnisse der „Snellius“-Expedition. *Meteorol. ZS.* 54, 113—115, 1937, Nr. 3. (Wien.) Auf Kreuzfahrten in den Gewässern des östlichen Teiles von Niederländisch-Ostindien wurden in den Jahren 1929/30 Temperatur, Feuchtigkeit, Luftdruck und Niederschlag fortlaufend registriert, und zu jeder geraden Stunde bei Tag und Nacht wurden Luftdruck, Wind, Luft- und Meerestemperatur, Bewölkung, Seegang und Sicht beobachtet. Überdies wurden nach Möglichkeit Messungen der Sonnen-, Gesamt- und Himmelsstrahlung vorgenommen. Um den Einfluß von Land und Meer auf die meteorologischen Elemente zu erfassen, sind die Beobachtungsergebnisse in die drei Gruppen: Beobachtungen an der Küste und in Bereichen bis zu einer Entfernung von weniger als 100 km und von mehr als 100 km Entfernung von der Küste zusammengefaßt und verarbeitet worden. Eine Übersicht über die wichtigsten Ergebnisse wird als Auszug einer ausführlichen Arbeit von S. W. Visser mitgeteilt.

*F. Steinhauser.*

**R. Mügge.** Wolken in Bewegung. *Meteorol. ZS.* 54, 81—90, 1937, Nr. 3. (Frankfurt a. M.) Der Verf. hat Unterrichtsfilme hergestellt, die die Wolkenvorgänge etwa 30- bis 40 mal so schnell, als sie in der Natur vor sich gehen, wiedergeben sollen und folgende Formen bzw. Vorgänge behandeln: Cumuluswolken stabile Gleitvorgänge, Castellatusvorgänge (feuchtlabiles Gleiten), Wolkenformen des nicht aufsteigenden Luftstromes, Ausbreiten und Durchsacken und Gesamthimmelsansichten. Die Analyse solcher Wolkenfilme gibt einen guten Einblick in die physikalischen Vorgänge der Wolkenbildung und -Umbildung; sie zeigt das fortwährende Entstehen und Vergehen der Wolken, ihre Zellstruktur, die Vorgänge beim Aufgleiten an festen Hindernissen oder an Luftkörpern. Eine besondere Bedeutung kommt dabei der Lentikulariswolke zu, die beim gewöhnlichen Gleitvorgang bei stabiler Schichtung als Durchströmungswolke erzeugt wird. Bei genügend hohem

Feuchtigkeitsgehalt und bei feuchtlabiler Schichtung bilden sich im stürmischen Auftrieb Castellatus- und Gewitterwolken. Die dabei auftretenden Vorgänge werden beschrieben und es wird darauf hingewiesen, wie aus den Wolkenbeobachtungen die synoptischen Grundvorgänge erschlossen und zu einer darauf basierenden kurzfristigen Wettervorhersage ohne Wetterkarte, aber unter Beachtung des Barometerganges verwertet werden können. Schließlich werden noch auf Grund der Film-aufnahmen die Vorgänge in Wolkenformen, die nicht im aufgleitenden Luftstrom entstehen, geschildert. *F. Steinhauser.*

**E. Gherzi.** Über den Ursprung der tropischen Zyklonen. *Meteorol. ZS.* 54, 106—108, 1937, Nr. 3. (Observ. Zikawei.) In Erwiderung auf eine Arbeit von M. Rodewald (s. *Phys. Ber.* 17, 2284, 1936) wendet sich der Verf. gegen die Methode, die Entstehung der tropischen Zyklonen nach demselben Schema wie die der außertropischen zu erklären. Es ist ganz wesentlich bei Erklärungsversuchen vom Sturmzentrum selbst und von den dort gewonnenen Beobachtungsdaten auszugehen und es geht nicht an, ein Zusammenwirken von Fronten anzunehmen, die auf Grund von oft weitab vom Sturmzentrum beobachteten Temperaturunterschieden konstruiert werden. *F. Steinhauser.*

**Hilding Köhler.** Meteorologische Turbulenzuntersuchungen I B. S.-A. Ann. d. Landwirtsch. Hochsch. Schwedens 2, 107—113, 1935. Durch Einwendungen von anderer Seite veranlaßt, wird versucht, die in einer früheren Veröffentlichung des Verf. über meteorologische Turbulenzuntersuchungen (Stockholm 1933) aufgestellte Lösung für horizontale Luftbewegung durch Umformung und Erläuterung klarzustellen. *Schmerwitz.*

Normal Monthly Percentage Frequencies of Surface and Upper Winds up to 3 km. at Allahabad, Begumpet, Delhi, Sambalpur, Sandoway, Silchar and Victoria Point. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* 7, 35—57, 1937, Nr. 72.

**H. Arakawa.** Die Luftmassen in den japanischen Gebieten. *Meteorol. ZS.* 54, 169—174, 1937, Nr. 5. (Tokio.) *Dede.*

**K. J. Kabraji.** On further observations of rain and air temperatures. *Gerlands Beitr.* 49, 402—406, 1937, Nr. 4. (Meteorol. Off. Poona, India.) Neue Messungen mit der für besseren Strahlungsschutz modifizierten Apparatur bestätigten, daß an der Gebirgsstation Khandala während des SW-Monsuns häufig die Temperatur des Regens höher ist als die Lufttemperatur. An der Niederungsstation Karjat war die Regentemperatur aber durchweg niedriger als die Lufttemperatur gefunden worden. Das spricht für die Richtigkeit der in der früheren Arbeit gegebenen Erklärung (vgl. *Phys. Ber.* 18, 984, 1937). *F. Steinhauser.*

**Horst-Günther Koch.** Über Temperatur und Austausch innerhalb der Bodeninversion. *Gerlands Beitr.* 49, 407—426, 1937, Nr. 4. (Celle.) Zur Bestimmung der vertikalen Gliederung der Bodeninversion wurden Serienaufstiege gefesselter Ballons mit Widerstandsthermometern bis 100 m Höhe bei windstillem oder schwachwindigem heiteren Wetter durchgeführt und aus den dabei gewonnenen Daten die Austauschverhältnisse berechnet. Bei Nacht blieb bei windstillem Wetter die Austauschgröße bis 30 m Höhe unter  $0,7 \text{ cm}^{-1} \text{ g sec}^{-1}$ ; sie nahm aber zufolge von immer vorhandenen mikrometeorologischen Kleinströmungen vom Boden aus mit der Höhe linear zu. Bei windschwachem Wetter nahm die Austauschgröße vom Boden aus bei Windgeschwindigkeit von 3,5 m/sec (in 12 m Höhe) bis 15 bis 20 m über dem Boden und bei Windgeschwindigkeit von 2,5 m/sec bis 5 bis 10 m Höhe rasch auf 3,7 bzw.  $1,3 \text{ cm}^{-1} \text{ g sec}^{-1}$  zu. Die obere Begrenzung der raschen

Austauschzunahme verschiebt sich mit wachsender Windgeschwindigkeit nach größeren Höhen; darüber ist die Austauschzunahme nur sehr gering. Während nachts der dynamische Anteil an der vertikalen Austauschgröße maßgebend ist, überwiegt tagsüber der thermische Anteil. Der Bereich des raschen Anwachsens der Austauschgröße reicht bei Tag bis 80 m Höhe. Der Vergleich der vertikalen Verteilung der Austauschgröße im Wald und darüber mit der Verteilung über einer Heidefläche im Waldgebiet zeigt bei Tag und bei Nacht Unterschiede, die daraus folgen, daß das Baumkronendach die eigentliche aktive Strahlungsfläche im Waldgebiet darstellt. *F. Steinhauser.*

**Kurt Wegener.** Die Tagesschwankung der Temperatur in der Stratosphäre. Gerlands Beitr. 49, 427—430, 1937, Nr. 4. (Graz.) Unter der Annahme, daß die Atmosphäre 0,4 gcal/cm<sup>2</sup> min absorbiert, wird als wahrscheinlichster Wert der täglichen Temperaturschwankung der Luft in der Stratosphäre ein Betrag von 0,5<sup>o</sup> berechnet. *F. Steinhauser.*

**W. Raiß.** Die tiefsten Außentemperaturen in Deutschland als Grundlage für die Wärmebedarfsbestimmung von Gebäuden. ZS. d. Ver. d. Ing. 81, 409, 1937, Nr. 14. (Berlin.) Bei der Berechnung der Raumheizungen für Gebäude wird ein Wärmebedarf entsprechend den niedrigsten Außentemperaturen zugrunde gelegt; letztere sind in DIN 4701 für über 300 deutsche Orte angegeben. Bei einer Nachprüfung hat sich gezeigt, daß die Mindesttemperaturen der „Regeln“ (DIN 4701) in Wirklichkeit für viele Gegenden zu hoch angegeben waren. Es wird eine berichtigte Karte der tiefsten Außentemperaturen mitgeteilt, in welcher Zonen gleicher Mindestaußentemperaturen in Stufen von 3<sup>o</sup> C (statt wie bisher 5<sup>o</sup>) eingetragen sind (Auszug aus einer Arbeit von W. Raiß, Heizung und Lüftung 10, 181, 1936). *W. Fritz.*

**Otmar Eekel.** Mittlere dreistündige Luftdruckänderungen zu den Tageterminen des internationalen Wetterdienstes. Ann. d. Hydrogr. 65, 161—162, 1937, Nr. 4. (Wien.) *Dede.*

**Frantisek Link.** L'influence de la saison et du climat sur les réfractions astronomiques et la répartition des masses d'air. C. R. 204, 1080—1082, 1937, Nr. 14. Unter Annahme der von Ramanathan (Nature 123, 1929) gegebenen Temperaturverteilung mit der Höhe und der von Runge (Leipzig 1931) angegebenen Temperaturverteilung in Zyklonen und Antizyklonen berechnet der Verf. für Winter und Sommer die Größen der Luftmassen und die Refraktion in Horizontnähe. Danach schwankt die Refraktion bei Zenitdistanz  $z = 90^{\circ}$  zwischen Äquator und 80<sup>o</sup> Breite im Winter von 30' 8 bis 54' 3 und im Sommer von 30' 3 bis 37' 8, bei  $z = 89^{\circ}$  im Winter von 22' 3 bis 32' 1 und im Sommer von 21' 8 bis 25' 3. In 50<sup>o</sup> Breite beträgt bei  $z = 90^{\circ}$  die Refraktion in Zyklonen ( $b = 720$  mm) im Winter 34' 7 und im Sommer 32' 4, in Antizyklonen ( $b = 775$  mm) im Winter 45' 6 und im Sommer 34' 7. *F. Steinhauser.*

**A. Burger und E. Ekhart.** Über die tägliche Zirkulation der Atmosphäre im Bereiche der Alpen. Gerlands Beitr. 49, 341—367, 1937, Nr. 4. (Inst. kosm. Phys. Univ. Innsbruck.) Ausführliche Darstellung der im Wiener Anzeiger 1937, Nr. 1 gegebenen kurzen Mitteilung (vgl. Phys. Ber. 18, 981, 1937). *F. Steinhauser.*

**I. Szolnoki.** Über die Struktur der monatlichen Temperaturabweichungen. Meteorol. ZS. 54, 98—100, 1937, Nr. 3. (Budapest.) Die monatlichen Temperaturabweichungen setzen sich aus Anteilen, die von monatlichen, mehrjährigen oder säkularen Witterungsperioden stammen, aus solchen, die einem

Einfluß vorhergehender Monate am selben Orte oder gleichzeitiger Entwicklungen an anderen Orten zugeschrieben werden müssen und schließlich aus Anteilen aperiodischer Sonnenfleckenwirkungen und allgemeiner aperiodischer Erscheinungen zusammen. Diese komplizierte Struktur der monatlichen Abweichungen bringt es mit sich, daß die allein auf die Annahme von Perioden und von Korrelationsbeziehungen gestützten Methoden eine langfristige Vorhersage nicht zuverlässig ergeben können. Für eine ganz zuverlässige monatliche oder jahreszeitliche Witterungsvorhersage wäre die Berücksichtigung und Erfassung aller an der Witterungsgestaltung mitwirkender Faktoren nötig, was praktisch aber unmöglich zu sein scheint. Ein reichhaltiges Verzeichnis von Arbeiten, die sich mit langfristiger Vorhersage beschäftigen, ist beigegeben.

*F. Steinhauser.*

**R. Spitaler.** Sechsjähriger Zyklus und Sonnenfleckenperiode der Witterung. Meteorol. ZS. 54, 108, 1937, Nr. 3. (Prag.) In dem vom Verf. angegebenen sechsjährigen Zyklus der Temperatur eines Ortes kommen je zwei abnormal kalte und warme Winter und ebensolche Sommer in bestimmten Abständen vor. Die Strenge bzw. Milde dieser Winter oder Sommer wird von der überlagerten Sonnenfleckenperiode beeinflusst. Nach Ablauf einer sechsjährigen Periode hat sich der Einfluß der Sonnenfleckenperiode um 6/11 Jahre verschoben, so daß daher im Mittel erst nach je 34,5 Jahren sich wieder dieselben Kombinationen von sechsjähriger und Sonnenfleckenperiode und damit dieselben Verhältnisse einstellen; daraus ergibt sich eine Erklärung der Brücknerschen Periode. Wegen der ungleichen Länge der Sonnenfleckenperioden lassen sich auch Kombinationen mit dem sechsjährigen Zyklus zu Perioden längerer Dauer annehmen. Durch das Dazwischentreten des sechsjährigen Zyklus erklärt der Verf. auch, daß bei Untersuchungen der elfjährigen von Sonnenflecken bedingten Temperaturwelle verschiedene Autoren zu verschiedenen Ergebnissen kommen konnten.

*F. Steinhauser.*

**Leo Lysgaard.** Änderungen des Klimas von Dänemark seit 1800. Meteorol. ZS. 54, 109—112, 1937, Nr. 3. (Kopenhagen.) 30 jährige übergreifende Temperaturmittel von Kopenhagen zeigen einen allmählichen Anstieg in den letzten 100 Jahren; dasselbe gilt für ganz Dänemark. Die 30 jährigen Normalwerte schwankten seit 1800 im Januar um 2,3° und im Juni um 0,9°. Im Verlauf der Kurve der übergreifenden 30 jährigen Niederschlagsmittel fällt ein Minimum auf die Periode 1857—1886 und ein Maximum auf 1891—1920. Die 30 jährigen Normalwerte der Jahresmittel des Luftdruckes änderten sich nicht viel; dagegen zeigen aber die Julimittel des Luftdruckes einen entgegengesetzten Verlauf wie die Januarmittel: einem Maximum des Januar-Luftdruckes in der Periode 1876—1905 entspricht gleichzeitig ein Minimum im Juli-Luftdruck. Einer Zunahme der 30 jährigen Mittel der Druckgradienten zwischen Fanö und Skagen von 0,82 mm in der Periode 1875—1904 bis auf 1,14 mm in der Periode 1897—1926 entspricht eine allmähliche Verstärkung der westlichen und nordwestlichen Winde.

*F. Steinhauser.*

**A. N. Gordov.** Zur Theorie der Zerstreung und Absorption der Strahlungsenergie in der realen Atmosphäre. Gerlands Beitr. 49, 373—386, 1937, Nr. 4. (Inst. Aktinometrie u. Atmosph. Opt. Sluzk.) Der Verf. untersucht den Einfluß von Änderungen der einzelnen Bestimmungsgrößen, die in den von ihm früher (Gerlands Beitr. 48, Nr. 2) angegebenen Formeln zur Berechnung der Größe der energetischen Beleuchtung einer horizontalen Fläche und des in den Weltraum austretenden, von der Erdoberfläche reflektierten und von der Atmosphäre zerstreuten Energiestromes vorkommen. Die Rechnungen werden für Albedo 0 und Albedo 1 für verschiedene Werte der Parameter der Formeln durchgeführt. Ihre den tatsächlichen Verhältnissen der realen Atmosphäre entsprechenden numerischen

Werte werden durch den Vergleich mit Beobachtungsergebnissen abgeschätzt. Der Einfluß der durch Asymmetriekoeffizienten charakterisierten Form der Zerstreuungskurve ist nur auf die relative Größe der nach oben und nach unten gerichteten zerstreuten Strahlungsströme (und dies hauptsächlich bei geringer Albedo) von Bedeutung; ihr Einfluß auf die von der Atmosphäre absorbierten Strahlung kann aber vernachlässigt werden. Der Einfluß des Extinktionskoeffizienten  $k$  führt nicht zur Erklärung des aus den Beobachtungen bekannten Maximums der energetischen Beleuchtung einer horizontalen Fläche, das sich bei fortschreitender Abnahme der Durchlässigkeit der Atmosphäre zeigt.  $\frac{1}{3}$  der strahlungsschwächenden Wirkung des Wasserdampfes fällt der Zerstreuung (Vergrößerung von  $k$ ),  $\frac{4}{5}$  aber der im Gefolge einer Vergrößerung von  $k$  zunehmenden Absorption (Vergrößerung des Absorptionskoeffizienten  $\kappa$ ) zu. Da bei fortschreitender Zunahme der Trübung zunächst die Zerstreuung, später aber die Absorption stärker anwächst, erklärt sich damit das Auftreten des Maximums aus dem Zusammenwirken beider Faktoren. Der aus der Theorie berechnete tägliche Gang der diffusen Strahlung stimmt mit den Beobachtungen gut überein.

*F. Steinhauser.*

**C. G. Abbot.** Cycles in tree-ring widths. *Smithonian Misc. Coll.* 95, Nr. 19, 5 S., 1936. Analysen der Variationen der Sonnenstrahlung ergaben mindestens 12 Perioden von 7 Monaten bis 23 Jahren, von denen die letztere als gemeinsames Vielfaches der übrigen Perioden nach Ansicht des Verf. am deutlichsten im Wetter und in damit zusammenhängenden Naturerscheinungen sich zeigt. Neues, 400 jährige Ausmessungen von Baumringen umfassendes Material wurde auf das Auftreten der 23 jährigen und der 46- und 92 jährigen Perioden untersucht.

*F. Steinhauser.*

**C. Kaßner.** Große Regenfälle in Panama. *Meteorol. ZS.* 54, 194—195, 1937, Nr. 5.

*Dede.*

**H. Burekhardt.** Auftreten ungewöhnlich tiefer Feuchtigkeitsgrade. *Meteorol. ZS.* 54, 195, 1937, Nr. 5. (Obs. Kalmit d. Reichsamts f. Wetterdienst.) Bei einer Hochdruckwetterlage wurde am 13. Februar 1936 auf dem Observatorium Kalmit (673 m) in absinkender Luft eine Feuchtigkeit von 0,7 % und ein Dampfdruck von 0,03 mm gemessen. Die Sichtverhältnisse waren dabei außerordentlich gut.

*F. Steinhauser.*

**Chr. Junge.** Zur Strahlungswirkung des Wasserdampfes in der Stratosphäre. *Meteorol. ZS.* 54, 161—164, 1937, Nr. 5. (Univ.-Inst. f. Meteorol. u. Geophys. Frankfurt a. M.) Ausgehend von einer Isothermie zwischen 12 und 24 km Höhe und von der Annahme, daß sich die Stratosphäre im Strahlungsgleichgewicht befinden soll, wird mit Hilfe des von Mügge und Möller entwickelten graphischen Verfahrens die Geschwindigkeit der Wiedereinstellung auf das Strahlungsgleichgewicht nach einer Temperaturstörung (durchgehende Erwärmung um  $10^\circ$ ) bestimmt. Die Berechnung der Abkühlung bei Annahme von verschiedenen relativen Feuchten der Troposphäre zeigt, daß diese nur wenig von der Höhe abhängt. Die Halbwertszeit der Wiedereinstellung in das Strahlungsgleichgewicht der Stratosphäre beträgt mindestens 19 Tage. Sie ist von der wirklichen Wasserdampfverteilung weitgehend unabhängig. Daraus folgt, daß bei individuellen Temperaturänderungen der Stratosphäre die Strahlung nur bei ganz langsamen Änderungen eine Rolle spielen kann; für rasche Temperaturänderungen kommen nur dynamische Vorgänge oder Advektion in Frage.

*F. Steinhauser.*

## Geophysikalische Berichte

**A. Schedler.** Alfred Nippoldt †. Gerlands Beitr. 49, 233, 1937, Nr. 3.

**O. Steppes.** Heinrich Meldau †. Ann. d. Hydrogr. 65, 233, 1937, Nr. 5. (Hamburg.)

**V. Conrad.** Andrija Mohorovičić †. Gerlands Beitr. 50, Nr. 1, 2 S., 1937. 2 S., 1937.

**F. Steinhauser.** Wilhelm Schmidt †. Gerlands Beitr. 49, 234—236, 1937, Nr. 3.

**Hans Benndorf.** Joachim Scholz zum Gedächtnis. Gerlands Beitr. 50, 132—134, 1937, Nr. 1.

Professor Dr. Julius Maurer zum 80. Geburtstag. Meteorol. ZS. 54, 233, 1937, Nr. 7.

Bisherige Veröffentlichungen der Internat. Aerologischen Kommission. Ann. d. Hydrogr. 65, 243, 1937, Nr. 5.

**Anfinn Refsdal.** Aerologische Diagrammpapiere. Geofys. Publ. Oslo 11, Nr. 13, 1937, 55 S. *Dede.*

**J. Shive.** Einige Bemerkungen zu B. J. Birkeland, „Über die Zuverlässigkeit vieljähriger Mittel“. Meteorol. ZS. 54, 226, 1937, Nr. 6. (Oslo.) Der Verf. berechnet für die Änderung eines  $n$ -jährigen Mittels durch Hinzunahme eines  $(n+1)$ -ten Wertes  $\Delta_n = \pm \mu/\sqrt{n(n+1)}$ , wo  $\mu$  der mittlere Fehler einer Beobachtung der  $n$ -jährigen Reihe ist. Die Änderung läßt sich auch durch den mittleren Fehler des  $n$ -jährigen Mittels  $\mu_n = \mu/\sqrt{n}$  ausdrücken und ist dann  $\Delta_n = \mu_n/\sqrt{n+1}$ ; sie ist also kleiner als der mittlere Fehler  $\mu_n$ . *F. Steinhauser.*

**C. Wirtz.** Die Selen-Sperrschicht-Photozelle als Aktinometer. Ann. d. Hydrogr. 65, 269—276, 1937, Nr. 6. (Kiel.) Es wird die Frage geprüft, ob die technische Entwicklung der Selenhalbleiter-Photozelle heute schon eine bequeme und sichere Anwendung auf die Strahlung der Sonne zuläßt. Diese Frage wird grundsätzlich bejaht, wenn auch einige Auffälligkeiten (besonders beim Transmissionskoeffizient) ungeklärt bleiben. *H. Ebert.*

**F. W. Paul Götz.** Wie steht es um das UV-Dosimeter? Meteorol. ZS. 54, 189—190, 1937, Nr. 5. (Arosa.) Der Fehler der UV-Dosimeter, der darin bestand, daß verschiedene Exemplare zufolge spurenhafter, von Fall zu Fall verschiedener Alkaliabgabe des Uviolglases an die Dosimeterlösung nicht vergleichbare Werte gaben, wurde durch Einführung von Quarzröhrchen behoben. Aus Messungen ergab sich, daß die in den Tabellen der Gebrauchsanweisung enthaltene Temperaturkorrektur nicht ausreichend ist. Die Umrechnung der der Gebrauchsanweisung entnommenen Intensität  $J_t$  für die Röhrchentemperatur  $t$  auf die Intensität  $J_{20}$  bei Temperatur 20° ist mit Hilfe eines zusätzlichen Temperaturkoeffizienten  $k$  nach  $\log J_{20} = \log J_t + k(20 - t)$  durchzuführen.  $k$  ist für die neuen Quarzröhrchen nahezu konstant 0,012. *F. Steinhauser.*

**L. W. Pollak und F. Fuchs.** Objektives bioklimatisches UV-Dosimeter mit lichtelektrischer Kontrolle der Durchleuchtung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 50, 104—118, 1937, Nr. 1. (Geophys. Inst. Dt. Univ. Prag.) Es werden drei Typen von zusätzlichen Vorrichtungen angegeben, die eine dauernde Kontrolle der Strahlung des für die lichtelektrische Meßeinrichtung des objektiven UV-Dosimeters verwendeten Photometerlämpchens ermöglichen: Beim ersten und zweiten Typ wird der der Länge nach durch ein der UV-Strahlung nicht ausgesetztes Teströhrchen (Nullrohr) direkt oder über ein totalreflektierendes

Prisma durchgehende Lichtstrom des Lämpchens photoelektrisch kontrolliert. Beim dritten Typ wird an Stelle des Nullrohres eine Irisblende verwendet. Eingehende Untersuchungen haben ergeben, daß bei Verwendung eines schwachen, genügend lange Zeit eingebrannten Photometerlämpchens und bei Benutzung eines hochempfindlichen aperiodischen Galvanometers auf die Überwachung der Photometerlampe während der Exposition des Teströhrchens im allgemeinen verzichtet werden kann. *F. Steinhäuser.*

**H. Israël-Köhler.** Das Emanationsdosimeter. Ein Gerät zur Dauerkontrolle mäßig hoher Emanationskonzentrationen in Luft. Reichsamt f. Wetterdienst. Wiss. Abh. 2, Nr. 10, 1937, 15 S. Beschreibung eines Strömungsmanometers. Die Korrekturen, die wegen mangelnder Sättigung und unvollständiger Ausnutzung der Ionisationsenergie an den Meßwerten anzubringen sind, werden ermittelt. Für rasche zeitliche Konzentrationsschwankungen der Emanation in der Aspirationsluft wird unter der Annahme bestimmter Gesetzmäßigkeiten für diese Schwankungen der Analysengang angegeben und an zwei Beispielen exponentieller Veränderlichkeit der Emanationskonzentration ausführlich entwickelt. Zum Schluß werden Beispiele der meßtechnischen Trennung von RaEm und ThEm mit dem Dosimeter gegeben. *Israël-Köhler.*

**H. Israël-Köhler.** Kritische Bemerkungen zur Zuverlässigkeit der UV-Messungen mit dem „Klimatologischen UV-Dosimeter“ der I. G. Farbenindustrie. S.-A. Beitr. z. Klinik d. Tuberkulose 89, 303—306, 1937, Nr. 3. (Bioklimat. Abt. d. W. G. Kerckhoff-Inst. Bad Nauheim.)

**H. Israël-Köhler.** Bemerkungen zum Ultraviolett-Dosimeter der I. G. Farben-Industrie. Meteorol. ZS. 54, 138—144, 1937, Nr. 4. (Potsdam.) Die Bearbeitung eines größeren mit dem „klimatologischen UV-Dosimeter“ in Bad Nauheim gewonnenen Meßmaterials (rund 500 Einzelmessungen) führt zu einigen überraschenden Gesetzmäßigkeiten des UV-Klimas (verschiedene Luftmassenabhängigkeit im Sommer und Winter; asymmetrische Tagesgänge u. ä.), die nicht reell sein können und ihre Erklärung durch falsche Temperaturkorrektur der Dosimeterangaben finden. Aus Messungen bei gleichen Sonnenhöhen und verschiedenen Temperaturen des Teströhrchens wird der wahre Temperaturkoeffizient abgeleitet. Die Anomalien des UV-Klimas fallen bei richtiger Temperaturkorrektur der Messungen fort. — Vergleich zweier Teströhrchen bestätigt die schon mehrfach bemängelte schlechte Vergleichbarkeit der Angaben verschiedener Dosimeterexemplare. Das Dosimeter besitzt noch nicht den Grad an Zuverlässigkeit, der unbedingt verlangt werden muß. *H. Israël-Köhler.*

**Herbert Michler.** Vorschlag zur Verbesserung des Pulfrichschen Kimmtiefenmessers. Ann. d. Hydrogr. 65, 240—241, 1937, Nr. 5. *Dede.*

**Walter Grundmann.** Über ein Aspirationspsychrometer in Stabform. Ann. d. Hydrogr. 65, 267—269, 1937, Nr. 6. (Braunschweig.) Das zu befeuchtende und das nicht zu befeuchtende Thermometer eines Psychrometers werden zu einem zylindrischen Doppelthermometer zusammengefaßt. Es zeigt sich, daß dann das Aspirationspsychrometer handlicher wird und gute Dienste leistet. *H. Ebert.*

**Noboru Watanabe and Monsuke Imaizumi.** Possibility to measure 500 m Distance in Terms of Wave Length of Light. Proc. Imp. Acad. Tokyo 12, 162—163, 1937, Nr. 6. (Bur. Weights and Meas.) Die Verff. berichten über Längenmessungen bis zu 500 m mit Interferenzen in einer 3,5 m unter der Erdoberfläche verlegten Röhre von 230 mm Durchmesser aus Eisenbeton. Um Störungen in den Interferenzen zu vermeiden, konnten die Messungen erst etwa 1 Jahr nach Fertigstellung des Tunnels durchgeführt werden. Die Art der Messungen entsprach



der in früheren Arbeiten (Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 223 und 454, 1929; diese Ber. 11, 723 und 950, 1930) von den Verff. beschrieben. Die genaue Lage des achromatischen Interferenzstreifens wurde einmal wöchentlich festgestellt und zeigte dabei Schwankungen, die graphisch wiedergegeben werden. *Picht.*

**H. Lorenz.** Bau und Entwicklung des Erdballs. Deutsches Museum, Abh. u. Ber. 9, 33—56, Nr. 2. Berlin, VDI-Verlag, 1937. RM 0,90. Das kleine Heft gibt in leichtverständlicher Form eine Darstellung der Form der Erde, der Zusammensetzung der Erdkruste und der Stellung der Erde als Himmelskörper, wobei auch die zukünftige Entwicklung und deren Zeiträume besprochen werden. Der Inhalt des Heftes gliedert sich in sieben Kapitel: 1. Die Erdgestalt. 2. Das Antlitz der Erde. 3. Erdballschichten. 4. Der Erdball als Weltkörper. 5. Ursprung der Erde und des Mondes. 6. Die Entwicklung des Erdballs. 7. Organische Einflüsse und Ausblicke. *Dede.*

**Nicolas Stoyko.** Sur des variations périodiques des longitudes. C. R. 204, 1577—1579, 1937, Nr. 21. Bei einem über viele Jahre durchgeführten Vergleich des Zeitdienstes verschiedener Observatorien der Erde stellten sich periodische Veränderungen der Differenzen heraus. Da diese Änderungen größer sind als die Empfangsfehler und die Zeitbestimmungen, werden sie als Schwankungen der geographischen Länge gedeutet, deren tiefere Ursache in Erdkrustenbewegungen zu suchen ist. Für den Zeitraum 1920—1936 sind die relativen Längenänderungen der fünf Stationen Greenwich, Leningrad, Paris, Tokio und Washington in Kurven wiedergegeben. Die periodischen Schwankungen sind untereinander verschieden und dauern etwa 7 bis 10 Jahre. Für einige Stationsdifferenzen entspricht der Verlauf etwa dem der Sonnenaktivität. Die Amplituden betragen 0,03 bis 0,06 Zeitsekunden. *Schmerwitz.*

**Kurt Wegener.** Die Polflucht der Kontinente. Gerlands Beitr. z. Geophys. 50, 100—103, 1937, Nr. 1. (Graz.) Zur Darlegung der elementaren und experimentellen Grundlagen des Problems geht der Verf. von Lelys Experiment mit einem Korkschwimmer mit aufgespießtem Eisennagel auf der Wasseroberfläche einer um ihren Schwerpunkt rotierenden gefüllten Schüssel aus. Steht der Nagel nach oben und liegt der Schwerpunkt des Schwimmers über dem Schwerpunkt der verdrängten Flüssigkeit, dann wandert er auf der rotierenden Flüssigkeit gegen die Rotationsachse zu; umgekehrt ist es, wenn der Nagel nach unten steht und der Schwerpunkt des Schwimmers unter dem der verdrängten Flüssigkeit liegt. Auf Grund dieser Vorstellungen wird die Beschleunigung des Schwimmkörpers längs der Flüssigkeitsoberfläche berechnet. Für eine 50 km dicke Kontinentalscholle ergibt sich danach in 45° Breite eine Beschleunigung von 0,5 mgal in der Richtung gegen den Äquator. *F. Steinhauser.*

**Václav Špaček.** Die Quadratsummen der Lotabweichungen auf benachbarten Ellipsoiden und Gleichungen zur Berechnung des Erdellipsoids. Gerlands Beitr. 49, 277—295, 1937, Nr. 3. (Roudnice a. d. Elbe.) Aus der Quadratsumme der Lotabweichungen auf einem bestimmten Rotationsellipsoid kann die Quadratsumme der Lotabweichungen auf einem anderen benachbarten Ellipsoid mit zum ersten paralleler Rotationsachse und mit kleinen Abweichungen des Mittelpunktes und der Halbachsen berechnet werden. Aus der Formel für diese Quadratsumme werden die Gleichungen zur Bestimmung des Erdellipsoids mit der kleinsten Quadratsumme der Lotabweichungen abgeleitet. *F. Steinhauser.*

**H. Spencer Jones.** The mean motions of the lunar perigee and node and the figure of the moon. Month. Not. 97, 406—409, 1937, Nr. 5.

Davon ausgehend, daß Brown in Month. Not. 97, 116, 1936 zeigte, daß Glieder vierter und sechster Ordnung in der Bewegung des Perihels und des Knotens des Mondes nicht vernachlässigt werden dürfen, berechnet Verf. die Effekte auf die Gestalt des Mondes und der Erde aus den Unterschieden zwischen theoretischer und beobachteter Bewegung. Für  $f$  ergibt sich  $0,68 \pm 0,09$  mit einem Maximum von 0,78, also in guter Übereinstimmung mit den Werten aus der Libration in Länge. Die Ablattung der Erde wird  $1/296,08 \pm 0,95$ . *Sättele.*

**G. L. Clark, F. F. Riecken and D. H. Reynolds.** X-Ray Diffraction Studies of two-micron Fractions of some Genetic Soil Profiles. ZS. f. Krist. 96, 273—286, 1937, Nr. 4. Berichtigung ebenda 97, 124, 1937, Nr. 1/2. (Chem. Dep. Univ. Illinois.) Für die Erforschung der Produkte und Prozesse der Erdverwitterung ist die Bestimmung des mineralogischen Aufbaus des anorganischen Anteils der Erdproben wichtig. Da die röntgenspektroskopische Methode gerade für das Studium der Mischungen kristalliner Substanzen von großem Wert ist, und es sich gezeigt hat, daß der anorganische kolloidale Anteil der Erdschubstanz vorherrschend kristalliner Struktur ist, schien diese Methode gute Erfolge für die Untersuchung der kristallinen Zusammensetzung des Erdprofils zu versprechen. Die Versuche, bei deren Deutung zunächst noch Vorsicht geboten ist, wurden zunächst an Proben eines bestimmten Bezirkes in Saskatchewan in Canada vorgenommen. Die Schwierigkeiten der Auswertung der Aufnahmen kamen durch die große Anzahl der in den Proben enthaltenen Mineralien. Die aufgeführten kristallinen Bestandteile sind solche, die in genügender Konzentration vorhanden waren, um Beugungsbilder zu geben. *Robert Jaeger.*

**G. L. Clark, R. E. Grim and W. F. Bradley.** Notes on the Identification of Minerals in Clays by X-ray Diffraction. ZS. f. Krist. 96, 322—324, 1937, Nr. 4. (Chem. Dep., Univ. of Illinois and the Illinois State Geol. Survey.) Eine Reihe früherer Arbeiten über die kolloidalen Beimengungen von Erdproben ließen die Beschreibung der bei den röntgenspektroskopischen Untersuchungen angewandten Technik wünschenswert erscheinen. Einige Beispiele werden erläutert, Pulver- und „Faserstoff“-Diagramme von Kaolin-Glimmer-Ton und Aufnahmen von kaolin- bzw. glimmerhaltigen Proben mit einem modifizierten Bragg'schen Spektrographen. *Robert Jaeger.*

**James Gilluly.** The water content of magmas. Sill. Journ. (5) 33, 430—441, 1937, Nr. 198. (Washington.) Auf Grund der Darlegungen wird vermutet, daß der Wassergehalt der vulkanischen Gesteine in der tieferen Erdkruste nicht, wie bisher angenommen nur 1 bis 2 %, sondern 5 bis 8 % beträgt. *Schmerwitz.*

**Robley D. Evans and Clark Goodman.** Application of the Direct-Fusion Furnace to the Helium Method of Determining the Geologic Ages of Rocks. Phys. Rev. (2) 51, 595, 1937, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Mass. Inst. Technol.) Vorläufige Versuche erwiesen, daß man zur Bestimmung des geologischen Alters von Gestein hohen Schmelzpunktes den Direkt-Schmelzöfen verwenden kann. (Vgl. R. D. Evans, Phys. Ber. 16, 1774, 1935.) Das in den aus den Gesteinen bei  $2000^{\circ}\text{C}$  entweichenden Gasen enthaltene Helium wird abgetrennt und mit einer empfindlichen McLeod-Pumpe nach der Paneth-Urry-Methode quantitativ bestimmt (ZS. f. phys. Chem. 152, 110, 1931). Die Kenntnis des Heliumgehalts zusammen mit der des Uran- und Thoriumgehalts ermöglicht die Ermittlung des geologischen Alters der Gesteine. *Robert Jaeger.*

Relative Bestimmungen der Schwerkraft auf den Landeszentralen. Ausgeführt von der Baltischen Geodätischen Kommission in den Jahren 1930 und 1935. Sonderveröff. Nr. 6, 128 S., Helsinki 1937. *Dede.*

**Raoul Goudey.** Mesures de l'intensité de la pesanteur en France pendant l'année 1936. C. R. 204, 1459—1460, 1937, Nr. 20. *Dede.*

**Robert Schwinner.** Die Schwere in den westlichen Karpaten. Gerlands Beitr. 49, 260—276, 1937, Nr. 3. (Graz.) Positive Anomalien der Schwere (Bouguer-Reduktion) finden sich im Vorlande der Westkarpaten, in der Zone der Kerngebirge und in den jungvulkanischen Gebieten Innerungarns, negative Anomalien in der äußeren Faltenzone des Karpatensandsteines und im Raabgebiet. Die Westkarpatensandsteinzone ist im allgemeinen nicht im isostatischen Gleichgewicht; es überwiegt der Auftrieb. In den Westkarpaten ist die Zone der jungen Faltung der Karpatensandsteine frei von Bebenherden; die Beben gehen mehr von der Kerngebirgszone aus. *F. Steinhäuser.*

**B. L. Gulatee.** Gravity, geoid and plumb-line deflections in mountainous areas. Proc. Indian Acad. (A) 5, 257—268, 1937, Nr. 3. Die Theorie von Pratt konnte sich bei ihrer Aufstellung nur auf drei Meßdaten stützen. Auch für die später von Helmert im gleichen Sinn gezogenen Schlüsse ist die Zahl der Stationen zu gering; wobei die Stationen des Himalaya nach neuesten Messungen sogar noch wertlos sind. Die verschiedenen neuen Hypothesen über die Gebirgskompensation werden untereinander verglichen. Im Zusammenhang hiermit werden für die indischen Stationen neue Tabellen für die Anomalien der Schwere berechnet. Hierbei sind die drei Hypothesen von V. Meinesz, die von Airy, Hayford und Bouguer zugrunde gelegt. Es zeigt sich, daß Hayfords Hypothese kleinere Reste als die regionalen Hypothesen von V. Meinesz und Airy gibt, obgleich diese logischer erscheinen. Die Abweichungen in der Natur von irgendeiner Form der Isostasie werden für größer gehalten als die zwischen den verschiedenen Systemen bestehenden Differenzen. Wenn, soweit die Daten vorliegen, die Geoiderhebungen auf ein der Umgebung angepaßtes Sphäroid bezogen werden, so ergibt sich, daß für die Gebirge der Erde das Geoid und die Topographie übereinstimmend verlaufen. *Schmerwitz.*

**G. Aeckerlein.** Die Erforschung des Erdinneren durch Emanationsmessungen. Phys. ZS. 38, 362—370, 1937, Nr. 10. (Inst. f. Phys. u. Radiumkde. Bergakademie Freiberg i. Sa.) Ausführlicher Bericht über die Anwendung der radioaktiven Aufschlußmethode zur Analyse des Gesteinsgefüges bei Tiefbohrungen (vgl. Phys. Ber. 17, 128, 1936, geophys. Ber.). In der Nähe von Spalten ist — teils durch höheren Radiumgehalt des Gesteins bzw. radiumhaltige Wandbeschläge des Spalten- und Porenraumes, teils durch erhöhte Abgabefähigkeit — der Emanationsgehalt erhöht. Die Abgabefähigkeit des Gesteins ist im allgemeinen wesentlich höher als die Abgabefähigkeit des Bodens in den obersten Schichten. Aus dem Verlauf des Emanations- und des Radiumgehaltsprofils mit der Tiefe wird auf einen aufwärts gerichteten Gasstrom geschlossen, dessen Geschwindigkeit im Gneis des Erzgebirges bei Annaberg zu etwa 50 cm pro Tag bestimmt wird. *Israël-Köhler.*

**J. Egedal and J. E. Fjeldstad.** Observations of tidal motions of the earth's crust made at the Geophysical Institute, Bergen. Geofys. Publ. Oslo 11, Nr. 14, 1937, 30 S. Verff. stellen Messungen in einem 125 m langen Tunnel bei Bergen an, um die Bewegung der Erdkruste nach der Methode von A. A. Michelson an einem 103 m langen, halb mit Wasser gefülltem Rohre mit Hilfe von Niveauvariometern zu bestimmen. Diese Messungen erstrecken sich über den Zeitraum vom 9. bis 25. Juni 1934. Da verhältnismäßig große Änderungen in den Fundamenten der Niveauvariometer stattgefunden haben, können langperiodische Änderungen aus den Beobachtungen nicht herausgeschält werden. Es lassen

sich nur Änderungen mit ganz- oder halbtägiger Periode bestimmen. Man kann aus den Beobachtungen sowohl die Gezeiten der festen Erde ermitteln als auch die Veränderungen in der Lage der Erdkruste, die durch veränderliche Wasserhöhen an den Küsten durch die Flutbewegungen der See hervorgerufen werden. *Gieleßen.*

**A. Wagner.** Zur Erklärung der rezenten Gletscherschwankungen. Meteorol. ZS. 54, 147—150, 1937, Nr. 4. (Innsbruck.) In einer Stellungnahme zur Theorie H. Friedels (Phys. Ber. 18, 358, 1937), die besagt, daß die rezenten Gletscherschwankungen damit erklärt werden können, daß die Niederschlagsänderungen in der nivalen Zone oberhalb 2900 m invers zu den Niederschlagschwankungen in tieferen Lagen verlaufen, weist der Verf. auf die Schwierigkeiten der Niederschlagsmessungen im Hochgebirge hin, die trotz gleichbleibender Aufstellung des Ombrometers doch durch allmähliches Abbröckeln der Felsen durch Änderungen der Gletscher oder der Winde und dergleichen beeinflusst werden können. Während auf dem Sonnblick z. B. die Ombrometermessungen Niederschlagsschwankungen im Sinne der Theorie Friedels anzeigen, stehen die Totalisatormessungen mit dieser Theorie im Widerspruch. Für die Gletscherschwankungen kommen mehrere Faktoren in Betracht, deren zeitliche Änderungen noch nicht bekannt sind, so daß heute über die meteorologischen Ursachen der Gletscherschwankungen noch nichts Sicheres ausgesagt werden kann. *F. Steinhauser.*

**R. Spitaler.** Beziehungen der Stellungen und Phasen des Mondes zu den Erdbeben. Gerlands Beitr. 49, 296—297, 1937, Nr. 3. (Prag.) Aus der zeitlichen Verteilung der in den Jahren 1918 bis 1930 in den japanischen Gebieten aufgetretenen Erdbeben wird festgestellt, daß kein Zusammenhang der Beben mit den Mondstellungen besteht. *F. Steinhauser.*

**R. Spitaler.** Sechsjähriger Zyklus der Häufigkeitszahlen der japanischen Erdbeben. Gerlands Beitr. 49, 298—300, 1937, Nr. 3. (Prag.) Die monatlichen Häufigkeiten der japanischen Erdbeben folgten in den Jahren 1918 bis 1929 in sechsjährigen Zyklen, die ähnlich wie die vom Verf. festgestellten Zyklen der Witterungsanomalien so gestaltet sind, daß den einzelnen Monaten jedes Jahres des Zyklus in bestimmten, aber unregelmäßigen Folgen positive oder negative Anomalien zukommen. *F. Steinhauser.*

**H. P. Berlage jun.** A provisional catalogue of deep-focus earthquakes in the Netherlands East Indies 1918—1936. Gerlands Beitr. 50, 7—17, 1937, Nr. 1. (Magn. and Meteorol. Obs. Batavia.) *Dede.*

**E. Wanner.** Zur Statistik der Erdbeben. I. Gerlands Beitr. 50, 85—99, 1937, Nr. 1. (Zürich.) Die zeitliche Verteilung aller im Catalogue of Earthquake 1925 bis 1930 enthaltenen 5552 Beben stimmt nicht mit der für unabhängige Ereignisse nach wahrscheinlichkeitstheoretischen Ableitungen gegebenen Erwartung überein. Die Theorie der Wahrscheinlichkeitsansteckung liefert zum Teil wohl eine bessere Übereinstimmung zwischen beobachteter und erwarteter Verteilung der Beben; die dadurch gegebene Erwartung der Zahl der Tage mit wenig Beben bleibt aber auch ganz unbefriedigend. Nach Ausschaltung aller Nachbeben, die sich innerhalb eines Monats in der gleichen Herdegend ereignet haben, steht die zeitliche Verteilung der Beben in genügend guter Übereinstimmung mit der Theorie der unabhängigen Ereignisse. Die zeitliche Verteilung der Weltbeben nach Tagen, nach 10- und nach 30tägigen Intervallen befriedigt bei Ausschaltung der Nachstöße im Folgemonat oder in den folgenden zwei Monaten oder innerhalb eines ganzen Jahres ebenfalls die für unabhängige Ereignisse theoretisch gegebene

Erwartung. Daraus wird geschlossen, daß bebenauslösende Vorgänge, die für die ganze Erde gleichzeitig in Wirkung treten, praktisch nicht von Bedeutung zu sein scheinen. Für die zeitliche Verteilung der Nahbeben in Zentraleuropa liefert die Theorie der unabhängigen Ereignisse nicht so gute Übereinstimmung und es werden weitere Untersuchungen aus anderen Gebieten für nötig gehalten. *F. Steinhauser.*

**W. Hiller.** Bearbeitung einzelner Nahbeben, zugleich makro- und mikroseismische Übersicht über die im Jahre 1935 in Württemberg und Hohenzollern wahrgenommenen Erdbeben. Seismische Ber. d. Württemberg. Erdbebendienstes 1935, Anhang, 14 S. Besonders zu erwähnen sind außer dem Beben vom Untersee am 31. Januar, dessen ausführliche Bearbeitung an anderer Stelle erfolgte, das große oberschwäbische Beben vom 27. Juni und die beiden Hornisgrinde-Beben vom 30. Dezember. Außer der üblichen makroseismischen Bearbeitung, der Epizentral- und Herdtiefenbestimmung konnte bei diesen Beben die Zug- und Stoßverteilung der *P*-Welle und teilweise auch der *P<sub>n</sub>*-Welle ermittelt werden. Alle drei Beben sind Scherungsbeben. Das Scherungskräftepaar des oberschwäbischen Bebens liegt horizontal in der Richtung NW—SE. Die alpenwärts gelegene Scholle wurde nach NW, die andere nach SE verschoben. Ursache ist der Druck des Alpenkörpers. Bei den Hornisgrinde-Beben fand eine Bewegung der Schwarzwaldscholle senkrecht zur Hauptverwerfung des Rheintalgrabens in nordwestlicher Richtung auf einer Gleitfläche mit 35° Neigung nach oben statt, die Rheintalscholle bewegte sich im umgekehrten Sinn.

*Heinrich Jung.*

**Reinhard Köhler.** Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXVIII. Beitrag zur Deutung der verschiedenen Wellengruppen im Seismogramm von Sprengungen. Göttinger Nachr. (N. F.) [2] 2, 145—165, 1937, Nr. 13. Bei einem waagrecht geschichteten Profil wurden mit einem Senkrecht-Erschütterungsmesser nach *Wiechert* zahlreiche Sprengungen in Entfernungen zwischen 0 und 180 m aufgezeichnet. Die Sprengungspunkte wurden dabei so dicht gelegt, daß auf den Seismogrammen jede Welle und Phase trotz fortschreitender Veränderung des Kurvenverlaufes noch durchgehend verfolgt werden konnte. So ergaben die zuerst ankommenden Druckwellen auf Grund der Laufzeitkurve eine Schichtgrenze bei 10,6 m Tiefe gegenüber einer erbohrten Tiefe von 10,7 m. Aus der Periode der Druckwellen wird auf Grund eines Auf- und Abpendelns der Energie zwischen den Schichtgrenzen die gleiche Tiefe abgeleitet. Die später eintreffenden Scherungswellen, die den Hauptteil der Seismogramme ausmachen, bestätigen die zuvor gefundenen Werte. An einer durchgehend auftretenden Wellengruppe wurde die Beziehung zwischen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit geprüft, die hier annähernd auch zutrifft. Mehr Wert wird jedoch nach Durchführung einer harmonischen Analyse einer Deutung der Wellengruppe aus einer Überlagerung von drei Oberschwingungen beigegeben, die auf der Grundfrequenz des Bodens von 5,4 Hertz beruhen. Die gleiche Grundfrequenz der schwingenden Schicht in dem Untergrund wurde bereits bei früheren Versuchen bei Anregung des Bodens durch eine Schwingungsmaschine gefunden. Am Schluß der Aufzeichnungen treten Wellen mit gleichbleibender Frequenz von 11,8 Hertz und allmählich abklingender Amplitude auf. Sie stammen von der Eigenschwingung einer Tonschicht, die durch die Sprengung angeregt ist und langsam wieder ihre Energie verliert. Alle Phasen und Wellen der Seismometer-Aufzeichnungen konnten bei diesem Beispiel infolge der eingehenden Durchforschung der Untergrundverhältnisse einer physikalisch begründeten Deutung zugeführt werden.

*Schmerwitz.*

**A. Sieberg.** Beiträge zur erdbebenkundlichen Bautechnik und Bodenmechanik. Mit 38 Abb. und einer farbigen Karte. Veröff. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena 1937, 78 S., Heft 29. *Dede.*

**Joseph G. Brown.** The Effect of Wind upon the Electric Potential Gradient at the Earth's Surface. Phys. Rev. (2) 50, 388, 1936, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Im Anschluß an eine Theorie über die tägliche Änderung des elektrischen Potentialgefälles auf der Erdoberfläche wird der Einfluß des Windes an Hand 25jähriger Beobachtungen des Ebro-Observatoriums untersucht. Es zeigt sich, daß die Richtung des Windes für die Festlegung des elektrischen Mittelwertes wichtig ist, daß aber die Geschwindigkeit die Form des täglichen Ganges beeinflusst. Je größer die Geschwindigkeit, desto geringer ist die Amplitude und desto stärker tritt das einfache Maximum hervor; bei Windstille wächst die Amplitude an und ein doppeltes Maximum tritt auf. Die Ergebnisse stimmen mit der Theorie überein. Die Sonnenscheindauer steht im Zusammenhang mit den jahreszeitlichen Unterschieden. *Hänsch.*

**H. Israel-Köhler.** Bemerkungen zu der Arbeit von H. P. Berlage Jr.: „Über einen Fall, worin die Front zwischen Land- und Seebrise durch einen Sprung im luftelektrischen Potentialgefälle ausgezeichnet ist“. Naturk. Tijdschr. Nederl.-Ind. 97, 59—60, 1937, Nr. 3. (Potsdam.) Verf. weist darauf hin, daß die Deutung der Potentialgefälleregistrierungen von H. P. Berlage auf der Insel Kuyper im Golf von Batavia (vgl. Phys. Ber. S. 79) in einfacher Weise durch den verschiedenen Aerosolcharakter von Land- und Seewind geschehen kann. Die starke Erhöhung des Gefälles setzt ein, sobald der Wind aus der Richtung der Großstadt (Batavia) weht; ferner bleibt während der ganzen Zeit des (nächtlichen) Landwindes das Gefälle deutlich höher als während des (täglichen) Seewindes. *Israel-Köhler.*

**Josef A. Priebsch, G. Radinger und P. L. Dymek.** Untersuchungen über den Radiumemanationsgehalt der Freiluft in Innsbruck und auf dem Hafelekar (2300 m). Gerlands Beitr. 50, 55—77, 1937, Nr. 1. (Inst. Strahlenforsch. Univ. Innsbruck.) Nach Messungen des Radiumemanationsgehaltes der Freiluft mit einer Differentialapparatur nach J. A. Priebsch im Winterhalbjahr ergab sich für Innsbruck (580 m) ein Mittelwert von  $312 \cdot 10^{-18}$  Curie/cm<sup>3</sup> (Maximum 1560, Minimum 10) und für das Hafelekar (2300 m)  $100 \cdot 10^{-18}$  Curie/cm<sup>3</sup> (Maximum 275, Minimum 7). In Innsbruck ist der normale Tagesgang mit Morgenmaximum und Nachmittagsminimum festgestellt worden; auf dem Hafelekar fand sich dagegen kein ausgeprägter Tagesgang. Die Abhängigkeit des Emanationsgehaltes von verschiedenen meteorologischen Faktoren zeigt sich auf dem Hafelekar nicht so deutlich wie in Innsbruck und sie ist zum Teil auch an den beiden Orten verschieden. Dies erklärt sich aus der Überlagerung der Bodenexhalation und der Wirkungen des horizontalen und vertikalen Lufttransportes. In Innsbruck ist der Emanationsgehalt bei den tiefsten Temperaturen wegen der damit zusammenhängenden Stagnation der Luft im Tal (Inversion) am größten; auf dem Hafelekar nimmt er bei steigender Temperatur zu (Wirkung der warmen Südwinde). In Innsbruck erhöht fallender Luftdruck den Emanationsgehalt, steigender verringert ihn; auf dem Hafelekar ist die Abhängigkeit vom Luftdruck nicht so deutlich und zum Teil auch anderer Art. Der Einfluß der Windrichtungen ist an beiden Orten von großer Bedeutung und erklärt sich hauptsächlich aus den lokalen radioaktiv-geologischen Verhältnissen. Erhöhter relativer Feuchtigkeit entspricht auf dem Hafelekar auch ein erhöhter Emanationsgehalt (Zufuhr aus dem Tal). Niederschläge und Schneebedeckung der Niederung verringern den Emanationsgehalt auf dem Hafelekar. *F. Steinhäuser.*

**J. Cluzet et P. Ponthus.** Variations de la conductibilité électrique de l'air en fonction de la dépression barométrique, dans la caisson pneumatique. C. R. 204, 995—997, 1937, Nr. 12. Messungen der beiden polaren Leitfähigkeiten der Luft in einer pneumatischen Kammer ergeben bei Druckverminderung von 760 bis auf 200 mm Hg rasche Zunahme. Da die Zunahme rascher erfolgt als nach der Beweglichkeitszunahme — die nach P. Langevin umgekehrt proportional dem Druck verläuft — zu erwarten ist, muß angenommen werden, daß auch die Grundbedingungen (Ionenbildung und -wiedervereinigung) bei der raschen Druckänderung Veränderungen erleiden. Die positive Leitfähigkeit steigt langsamer an als die negative:  $\lambda^+/\lambda^- = 1,26$  (0,88) bei 760 (200) mm Hg.

*Israël-Köhler.*

**J. J. Nolan and P. J. Nolan.** Atmospheric electrical conductivity and the current from air to earth. Proc. Roy. Irish Acad. Dublin 43, 79—93, 1937, Nr. 7. Zur Prüfung der von R. E. Watson geäußerten Ansicht, daß in die Messungen des lufterlektrischen Vertikalstromes mit dem Wilson-Gerät nur der von den positiven Ionen getragene Stromanteil  $n^+ k^+ F$  eingehe, werden einige Reihen gleichzeitiger Messungen des Vertikalstromes auf direktem (Wilson-Gerät) und indirektem Wege (Berechnung aus den Meßwerten  $n^+$ ,  $k^+$ ,  $n^-$ ,  $k^-$  und Potentialgefälle  $F$ ) durchgeführt. Gelegentliche Kontrollen der Gefällemessungen mit dem Wilson-Gerät durch eine Tropfkollektorordnung ergeben gute Übereinstimmung zwischen beiden Methoden. Die Ionenbeweglichkeit wird nach einer Näherungsmethode ermittelt, nach der die Beweglichkeiten im Mittel um 5,4 ( $k^+$ ) bzw. 3,6 ( $k^-$ ) % zu klein ausfallen. Die auf indirektem Wege gefundenen Leitfähigkeitswerte liegen im Mittel nur rund 10% höher als die aus den Vertikalstrommessungen mit dem Wilson-Gerät abgeleiteten. Die Hypothese von R. E. Watson, nach der sie sich etwa wie 2:1 verhalten müßten, wird also nicht bestätigt.

*Israël-Köhler.*

**T. H. Laby, F. G. Nicholls, A. F. B. Nickson and H. C. Webster.** Reflection of Atmospherics at an Ionized Layer. Nature 139, 837, 1937, Nr. 3524. (Nat. Phil. Lab. Univ. Melbourne.) Beim Beobachten von „atmosphärischen Störungen“, die wahrscheinlich von Blitzentladungen herrühren, beobachtet der Verf. bis zu acht Reflexionen an Schichten in Höhe von 78 bis 82 km. (Nach den Abbildungen scheinen einige der „Reflections“ einer abklingenden, langen Schwingung zuzugehören. D. Ref.)

*Riewe.*

**V. A. Bailey.** Resonance in the Interaction of Radio Waves. Nature 139, 838—839, 1937, Nr. 3524. (Queen's Coll. Oxford.) Die Theorie über die Wechselwirkung von Rundfunkwellen wird durch Versuchsergebnisse bestätigt. Für das Auftreten der Wechselwirkung ist es günstig, wenn die von einer Schicht der Ionosphäre reflektierte Welle  $W$  in etwa 200 km Entfernung von der „Gyro-Station“ empfangen wird, ferner muß die Wellenlänge in dem Bereich 2000 bis 500 m liegen, und weiter müssen bei der Wellenlänge  $W'$  der Sender und Empfänger sich in einer Entfernung von 400 bis 1200 km befinden. Um diese Fragen zu klären, wurden mit den drei Sendern Dublin, London National und Lille als „Gyro-Sender“ und den Sendern Athlone, Hilversum I, Radio Paris, Brüssel, Luxemburg, Beromünster und Straßburg Versuche über diese Fragen durchgeführt. Bei den Sendern Hilversum I, Luxemburg und Beromünster z. B. konnte sehr gut die Modulation von Lille gehört werden. Es wurde allgemein gefunden, daß die Energie der aufgedrückten Modulation sich mit der Erhöhung der Modulationsfrequenz vermindert.

*Lampe.*

**Franziska Seidl.** Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität Nr. 72. Beobachtungen des täglichen Ganges

der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre in Fulpmes im Stubaital. Wiener Anz. 1937, S. 69, Nr. 9. (I. u. II. Phys. Inst. Univ. Wien.) Die Messungen wurden an zwei Tagen bei ziemlich gleichen Witterungsverhältnissen ausgeführt und zeigen angenähert gleiche Werte für die Maxima und Minima. Ferner wird auch über eine Kellermessung während und nach einem Gewitter berichtet.

*F. Seidl.*

**Paul von Handel and Wolfgang Pfister.** Ultrashort-wave propagation along the curved earth's surface. Proc. Inst. Radio Eng. 25, 346—363, 1937, Nr. 3 (Part I). Vgl. Phys. Ber. 17, 1789, 1936.

*Dede.*

**M. N. Saha.** On the Action of Ultra-Violet Sunlight upon the Upper Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 160, 155—173, 1937, Nr. 901. (Univ. Allahabad.) Die Wirkung des ultravioletten Sonnenlichtes betrifft die Ionisation der *E*- und *F*-Schicht und ihre tages- und jahreszeitlichen Veränderungen, das Nachthimmelslicht (als Fluoreszenzerscheinung), die Bildung der Ozonschicht und die Erhaltung ihres Gleichgewichtes. Die bei Sonnenauf- und -untergang festgestellten negativen Spektralbanden erklären sich daraus, daß  $N_2$  durch Sonnenlicht von Wellenlängen  $< \lambda 661$  direkt auf den *A*-Zustand von  $N_2^+$  ionisiert wird und dieses zum Normalzustand von  $N_2^+$  übergeht. Die Abschätzung der zur Erzeugung der  $N_2^+$ -Ionen der Atmosphäre nötigen Energiequanten führt zu dem Schluß, daß das Sonnenlicht von Wellenlängen  $< \lambda 660$  über eine Million mal intensiver sein muß als das durch einen schwarzen Körper von  $6500^\circ K$  ausgestrahlte. Es wird über die derzeitigen Kenntnisse der  $O_2$ - und  $N_2$ -Spektrien, über die Art der molekularen Ionisation und Anregung und über die Höhen, in denen diese Prozesse vor sich gehen, berichtet. Zur Ermöglichung einer genaueren Erklärung der Erscheinungen der hohen Atmosphärenschichten werden als Vorbedingung eingehende Laboratoriumsuntersuchungen der Absorptionsspektren von  $O_2$  und  $N_2$  gefordert.

*F. Steinhauser.*

**R. N. Rai.** Reflection from the Ionosphere. Nature 139, 115, 1937, Nr. 3507. (Phys. Lab. Univ. Allahabad.) Als Reflektionsbedingung für die ordentliche Welle gilt  $p = p_0$  ( $p = \text{Impuls}$ ,  $p_0 = 4\pi N e^2/m$ ), für die außerordentliche Welle 1.  $p^2 - p p_H = p_0^2$ , 2.  $p_2 + p p_H = p_0^2$  und 3.  $p^2 - p T^2 = p_0^2$ . Davon wird die Bedingung 1 gewöhnlich erfüllt. Die Reflexion gemäß Bedingung 2 hat zuerst Toshniwal gefunden und wurde dann durch Leiv Harang in Tromsø bestätigt. Diese Bedingung besagt, daß die Differenz zwischen den Durchdringungsfrequenzen für die ordentliche und die außerordentliche Welle annähernd 0,7 Millihertz beträgt. Die nunmehrige Beobachtung von 0,14 Hertz durch Pant und Bajpai deutet auf eine Erfüllung der Bedingung 3 hin, was Verf. in Allahabad mit der 75 m-Welle und  $p T^2 = 40,5/10^{12}$  mit dem Ergebnis von 0,13 Millihertz bestätigte. Für höhere Breiten (z. B. England) dürfte diese Differenz, die dort für 4 Megahertz 0,03 Millihertz beträgt, kaum zu beobachten sein. Ausführliche Berechnung in Proc. of the Nat. Inst. of Sciences, India.

*Winckel.*

**S. S. Banerjee und B. N. Singh.** Über einige Beobachtungen der Änderung der äquivalenten Höhen der Ionosphäre. ZS. f. Phys. 105, 309—318, 1937, Nr. 5/6. [Phys. Lab., Coll. of Science, Benares Hindu Univ. (India).] Die Ionosphärenbeobachtungen wurden in letzter Zeit auch auf die unteren Schichten ausgedehnt, so wurde das Echo aus einer Höhe von etwa 55 km (*D*-Schicht) und sogar aus einer Höhe zwischen 2 und 30 km (*C*-Schicht) untersucht. Die Verff. führten Versuche aus, um die Höhenvariationen der *E*-Schicht festzustellen und die Änderung der Gruppengeschwindigkeiten zu entdecken, die die *D*-Schicht bei den benutzten Wellenlängen hervorruft. Die experimentelle Methode der Unter-



suchungen war die von Breit und Tuve. Ein Hartley-Sender sandte in regelmäßigen Abständen hochfrequente Schwingungen von kurzer Dauer. Ein Transformatorgekoppelter 4-Röhren-Empfänger mit Kathodenstrahlröhre wurde zum Empfang und zur Aufzeichnung der Echos benutzt. Sender und Empfänger standen 30 m voneinander entfernt. Die Versuche wurden mit einer Wellenlänge von 78 m durchgeführt. Es wurde festgestellt, daß die Höhe der *E*-Schicht bei Tagesanfang wächst und daß das Echo der *E*-Schicht während der Mittagszeit zeitweise aussetzt. Die Vergrößerung der Höhe und das Aussetzen der Echos wurde auf das Auftreten einer *D*-Schicht in geringer Höhe zurückgeführt. Bei einer Wellenlänge von 140 m wurde weiter beobachtet, daß die Höhe der *E*-Schicht plötzlich anwuchs und dann die Echos vollständig verschwanden. Diese Beobachtung wurde mathematisch erklärt und die entsprechenden Formeln dazu abgeleitet. Verschiedene Tabellen und Diagramme geben die Resultate in guter Übersicht wieder. *Lampe.*

**E. O. Hulburt.** Theory of the Three Regions of the Ionosphere. Phys. Rev. (2) 51, 689, 1937, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Naval Res. Lab.) Von Saha ist die Theorie, die von Pannekoek vervollständigt wurde, über die Ionisation der oberen Atmosphäre des thermodynamischen Gleichgewichts aufgestellt. Das Maximum der Elektronendichte wurde zu  $1,8 \cdot 10^6$  und  $1,3 \cdot 10^6$  in Höhen von 230 und 290 km berechnet, wenn angenommen wurde, daß der Sauerstoff und der Stickstoff der Luft beim Höchststande der Sonne atomistisch sind. Diese berechneten Höhen stimmen gut mit den gemessenen Höhen der *E*-Schicht und der *F*-Schicht überein. Wenn weiter angenommen wird, daß bei Nacht der Sauerstoff und der Stickstoff wieder in ihre molekularen Zustände zurückkehren, so werden damit die Höhenänderungen der Schichten erklärt. Ein drittes Maximum wurde in einer Höhe von 60 km gefunden, hierbei ist aber die Theorie noch unvollständig. *Lampe.*

**F. H. Murray.** Heights of Reflection of Radio Waves in the Ionosphere. Phys. Rev. (2) 51, 779, 1937, Nr. 9. Berichtigung. (Ryerson Phys. Lab. Univ. Chicago, Ill.) Es ist eine Berichtigung einer früheren Veröffentlichung (vgl. Phys. Ber. 18, 970, 1937). In dem Ausdruck für die Brechungskonstante im ionisierten Medium ist die Lorentz-Konstante nicht berücksichtigt. Der Verf. begründet eingehend die Tatsache der Fortlassung. Am Schluß gibt er noch die Abweichungen bekannt, die durch das Fortlassen entstehen. *Lampe.*

**Mme Irène Mihul et Constantin Mihul.** Sur l'ionisation de la partie supérieure de l'ionosphère. C. R. 204, 1171—1173, 1937, Nr. 16. Die Höhen der reflektierenden Schichten der höheren Atmosphäre ändern sich sehr stark mit der Tageszeit. Die Elektronendichten in diesen Schichten sind ebenfalls von der Sonnenstrahlung abhängig und zeigen am Tage zwei Maxima, ein Maximum, das der Schicht  $F_1$ , und eins, das mit größerer Konzentration der Schicht  $F_2$  entspricht. Die Konzentrationen sind am Morgen und am Abend durch die lang einfallenden Sonnenstrahlen größer als am Tage. Zur weiteren Erklärung werden nach der Theorie von Jonsescu und Mihul die entsprechenden Formeln für die Dichteänderungen aufgestellt und in mehreren Diagrammen dargestellt. *Lampe.*

**J. N. Bhar and P. Syam.** Effect of Thunderstorms and Magnetic Storms on the Ionization of the Kennelly-Heaviside Layer. Phil. Mag. (7) 23, 513—528, 1937, Nr. 155. (Wirel. Lab. Univ. Coll. Sc. Calcutta.) Es ist bekannt, daß die Ionisation der Ionosphäre in der Hauptsache von den ultraviolettten Sonnenstrahlen abhängt und dadurch sich je mit Tages- und Jahreszeit ändert. Es sind nun weitgehende Untersuchungen darüber gemacht, wie weit sich die Ionisation mit Gewitter- und mit magnetischen Störungen verstärkt oder

schwächt. Die Verff. beschreiben die Versuche mit großer Genauigkeit, die Versuche sind in den Monaten April bis Juli 1935 in Calcutta ausgeführt. Die theoretischen Grundlagen werden nach der Erwähnung der Theorie von C. T. R. Wilson gegeben. Die Meßmethode ist die nach Breit und Tuve, als Meßfrequenzen wurden 7 bis  $9 \cdot 10^6$  Hertz benutzt, und die kritische Frequenz wurde durch Interpolation festgestellt. Sender und Empfänger standen im gleichen Raume, wurden aber mit verschiedenen Antennen betrieben. Die Ergebnisse sind in Diagrammen und Tabellen zusammengestellt. Wie weit nun eine abnormale Ionisation durch Gewitter- oder magnetische Störungen auftritt, kann man aus den verschiedenen Tabellen ersehen. Darüber ist zusammenfassend zu sagen, daß eine Übereinstimmung zwischen dem Auftreten von Gewitterstörungen und einer abnormalen Erhöhung der Ionisation vorhanden ist. Dagegen ist das Zusammentreffen von magnetischen Störungen und abnormaler Erhöhung der Ionisation nicht zu bemerken. *Lampe.*

**Fritz Roßmann.** Über die Funkschwierigkeiten bei den Flügen von W. v. Gronau über Grönland. Berl. Ber. 1937, S. 26—35, Nr. 1/2. Beim Überfliegen des grönländischen Inlandeises in den Jahren 1930 bis 1932 wurde ein Abreißen jeglicher Funkverbindung mit der Außenwelt festgestellt. Ausrüstung beim ersten Flug: Telefunken-Flugzeugempfänger ( $\lambda = 300$  bis 1350 m), beim zweiten Flug 70 Watt-Telefunken-Flugzeugsender ( $\lambda = 400$  bis 1700 m), Rahmen- und Schleppantenne, ferner Lorenz-40 W-kW-Sender ( $\lambda = 25$  bis 75 m). Alle drei Funkberichte stimmen darin überein, daß das große Eis die langwelligen Funkstrahlen eines Flugzeugsenders, der sich darüber oder in der Nähe befindet, so sehr abschattet, daß bestehende Funkverbindungen mit Bodenstationen plötzlich abreißen. Erklärung dafür ist das Verhalten des bei tiefen Temperaturen trockenen und von Verunreinigungen fast freien Gletschereises Funkwellen gegenüber als Dielektrikum. Es tritt also eine starke Brechung zum Einfallslot ins Eis hinein auf, wobei die gebrochene Welle so polarisiert ist, daß Schwingungen nur in der Einfallsebene entstehen. Anschließend wird über Funkstörungen bei Höhenaufstiegen der Wetterflugstelle Hamburg berichtet. Dabei kann es sich um eine Richtwirkung des elektrischen Feldes auf die geladenen und frei schwebenden und leicht beweglichen Eisnadelkristalle handeln. Die ganze elektrisch geladene Wolke wirkt dann wie ein doppelt-brechender Körper. *Winckel.*

**J. N. Bhar.** Effect of Meteoric Shower on the Ionization of the Upper Atmosphere. Nature 139, 470—471, 1937, Nr. 3515. (Wireless Lab. Univ. Calcutta.) In der Nacht vom 14. zum 15. November 1936, während welcher das Maximum von Meteorschwärmen (Leoniden) auftrat, zeigt sich für die E-Schichten wie auch für die  $F_1$ -Schicht der Ionosphäre eine auffällige Ionisationszunahme, die nicht auf irgendwelche magnetischen Erscheinungen zurückzuführen ist. Die Tatsache, daß die visuell beobachtete Höhe des Erscheinens und Verschwindens der Schwärme zwischen 160 und 70 km lag, läßt vermuten, daß der angegebene Effekt mit dem Auftreten dieser Meteorschwärme in Verbindung zu bringen ist. *Juilfs.*

**A. Schwaiger.** Über den Schutzwert der Erdseile. Elektrot. ZS. 58, 507—508, 1937, Nr. 19. (Hochspannungslab. T. H. München.) Zur Erzielung bester Schutzwirkung gegen hohe Influenzspannung bei fernen Blitzschlägen soll der Abstand zwischen Erdseil und Leiterseil möglichst gering sein, während er möglichst groß sein soll, um die Leitung gegen unmittelbare Einschläge zu schützen. Erfahrungsgemäß ist es richtiger, der zweiten Forderung zu genügen. Auf experimentellem Wege wurde der Nachweis erbracht, daß die vor über 100 Jahren von

Charles für Blitzableiter gegebene 45°-Regel zur Bestimmung des Schutzraumes den tatsächlichen Verhältnissen der Blitzeinschläge in Seil und Masten nicht genügend Rechnung trägt. Der Querschnitt des „wirklichen Schutzraums des Erdseils“ kann durch umgrenzende Kreisbögen, deren Konstruktion für eins, zwei und drei Schutzseile angegeben wird, angenähert werden. Für die genauere Bestimmung der Querschnittsform ist Messung erforderlich. Die Untersuchungen zeigen, daß auch für den Gebäudeblitzschutz neue Regeln erforderlich sind.

*R. Neumann.*

**F. W. Chapman.** Atmospheric Disturbances due to Thundercloud Discharges. *Nature* 139, 711—712, 1937, Nr. 3521. (Wheatstone Lab. King's Coll. London.) Zur Untersuchung der atmosphärischen Unruhe während der Gewitter wird mit Hilfe eines automatischen Kathodenstrahlzillographen die Änderung des elektrischen Feldes der Erde photographisch registriert. Drei Beispiele werden wiedergegeben und besprochen. Eine Unterteilung der einzelnen Blitzentladungen ist so möglich; es lassen sich weiter Angaben über ihre Länge und Größe, über ihre Dauer und ihre Periode machen.

*Hänsch.*

**G. Bauman.** Photographische Aufnahme einer Blitzkugel in Riga. *Meteorol. ZS.* 54, 192, 1937, Nr. 5. (Riga, Univ.) Bei einem Gewitter am 2. Juli 1936 um 22 Uhr wurde eine Blitzkugel photographiert, die sich im Bilde am Ende eines vertikal absteigenden Astes des Blitzes zeigt und dort unmittelbar aus dem Linienblitz entstanden zu sein scheint.

*F. Steinhäuser.*

**J. N. Hummel und O. Rülke.** Der scheinbare spezifische Widerstand in Bohrlöchern. *S.-A. Beitr. z. angew. Geophys.* 6, 89—99, 1936, Nr. 1. Der scheinbare spezifische Widerstand, der in Bohrlöchern mittels der Wennerschen Vierpunktmethode gemessen wird, steht in keiner einfachen Beziehung zu den wirklichen spezifischen Widerständen der durchbohrten Schichten. Insbesondere fallen die Unstetigkeiten der gemessenen Kurven nicht immer mit den Diskontinuitäten des geologischen Gefüges zusammen. Für verschiedene Anordnung der Basispunkte, für zwei und drei Schichten werden berechnete Kurven gezeichnet und diskutiert. Erforderlich hierzu ist die Kenntnis der Potentialfunktion im inhomogenen räumlich ausgedehnten Medium. *Hummel.*

**Mankiti Hasegawa.** Analysis of the Field of Diurnal Variation of Terrestrial Magnetism of the Different Types. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* 12, 221—224, 1937, Nr. 8. (Geophys. Inst. Kyoto Univ.) Das Beobachtungsmaterial extrem abweichender Typen der täglichen magnetischen Variation einiger Tage wird für zahlreiche Stationen der Erde zusammengefaßt und einer mathematischen Analyse unterzogen. Die für diese Tage berechneten äußeren und inneren Stromsysteme der Erde sind in mehreren Weltkarten eingezeichnet. *Schmerwitz.*

**Mankiti Hasegawa.** Representation of the Field of Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism by the Method of Graphical Integration. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* 12, 225—228, 1937, Nr. 8. (Geophys. Inst. Kyoto Univ.) Es wird kurz das rechnerische Verfahren erläutert, nach dem die in der vorangehenden Arbeit mitgeteilten Ergebnisse erhalten worden sind. Im Anschluß hieran folgen einige weitere Weltkarten mit der Darstellung der Äquipotentiallinien für die gleichen magnetischen Variationen. *Schmerwitz.*

**Rudolf Krahnmann.** Die magnetometrischen Untersuchungen am Witwatersrand. *ZS. d. D. Geol. Ges.* 89, 79—87, 1937, Nr. 2. (Johannesburg, Südafrika.)

*Dede.*

Uitkomsten van Aardmagnetische Waarnemingen te Batavia en Kuyper verricht gedurende de jaren 1933—1936. *Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind.* **97**, 53, 1937, Nr. 3. *Dede.*

**F. Burmeister.** Die Säkularvariation der magnetischen Deklination in Bayern von 1850 bis 1935. *Gerlands Beitr.* **49**, 237—240, 1937, Nr. 3. (München.) Aus den drei magnetischen Vermessungen Bayerns werden Formeln für die Änderung der Säkularvariation während der letzten 85 Jahre abgeleitet, aus denen sich Parallelverschiebung und Drehung der Linien gleicher Säkularvariation ergeben. (Zusammenfassung des Verf.) *Dede.*

**H. Rudolph.** Über Versuche zur Theorie des Polarlichts. *ZS. f. Geophys.* **12**, 360—363, 1936, Nr. 7/8. (Homburg v. d. H.) *Dede.*

**L. Vegard and Leiv Harang.** Recent results regarding the spectral analysis of the auroral luminescence. *Geofys. Publ. Oslo* **11**, Nr. 15, 1937, 23 S. Das ultrarote Spektrum des Nordlichtes wurde mit einem Gitterspektrographen zwischen 7068 und 8132 Å untersucht. In diesem Bereich wurden acht Banden gefunden, die mit einzelnen Banden der ersten positiven Stickstoffgruppe übereinstimmen. Die Intensitätsverteilung in diesen Banden weicht jedoch von der Verteilung der Intensitäten in der Gasentladung im Laboratorium beträchtlich ab. Mit einem großen Glasspektrographen wurde das rote Nordlichtspektrum zwischen 6757 und 5882 untersucht. Zahlreiche Banden und Linien, darunter die Sauerstofflinien 5577, 6304 und 6364 wurden gefunden. Abbildungen der Spektren sind beigelegt. Unter Berücksichtigung der Plattenempfindlichkeit wurde die wahre Intensitätsverteilung im Nordlicht bestimmt. Die schwache rote Bande bei 6861 ist im Nordlichtspektrum die stärkste. Mit einem großen Quarzspektrographen wurde das Nordlichtspektrum zwischen 4708 und 3115 untersucht und mit den dortliegenden Stickstoffbanden verglichen. Die rote Nordlichtlinie bei 6300 Å wurde mit einem Interferometer nach Perot Fabry in Tromsø und in Oslo genau gemessen. Die erhaltene Wellenlänge von 6300, 3092 bzw. 6300, 286 stimmt innerhalb der Fehlergrenze mit der von Hopfield aus den Sauerstoffthermen abgeleiteten Wellenlänge 6300, 328 überein. Daneben wurde ebenfalls die zweite rote Sauerstofflinie 6364 photographiert, so daß diese Liniengruppe endgültig mit Sicherheit im Nordlichtspektrum nachgewiesen ist. *Frerichs.*

**Carl Størmer.** Remarable aurora-forms from Southern Norway. II. Some arcs and bands with ray structure. *Geofys. Publ. Oslo* **11**, Nr. 12, 1936, 7 S. (Inst. Theoret. Astrophys. Univ. Blindern.) Photographische Aufnahmen, Beschreibung und Lagenfeststellung einiger Nordlichter mit Strahlenstruktur. *Brüche.*

**A. K. Das.** Mechanism of emission of the forbidden lines of neutral atomic oxygen by the night sky. *Gerlands Beitr.* **49**, 241—251, 1937, Nr. 3. (Aerol. Obs. Agra, India.) Mit Hilfe von quantentheoretischen Erwägungen wird gezeigt, daß bei Berücksichtigung der Dichte der Atmosphäre in 100 bis 200 km Höhe und der Metastabilität des  $1S$ - und  $1D$ -Zustandes der neutralen Sauerstoffatome die atomare Sauerstoffschicht im Zustande thermodynamischen Gleichgewichtes ist. Die Emission der verbotenen  $O$  I-Linie des Nachthimmelslichtes erscheint danach als Fluoreszenzvorgang unter dem Einfluß von schwacher Temperaturstrahlung. *F. Steinhauser.*

**S. Chapman.** On the Production of Auroral and Night-Sky Light. *Phil. Mag.* (7) **23**, 657—665, 1937, Nr. 156. Der Verf. bespricht die verschiedenen Anregungsmöglichkeiten des Sauerstoffs und Stickstoffs im Nordlicht. *Frerichs.*

**C. T. Elvey and F. E. Roach.** A photoelectric study of the light from the night sky. *Astrophys. Journ.* **85**, 213—241, 1937, Nr. 3. (Mc Donald Obs. Univ. Texas.) Mit einem registrierenden Photometer wurde in einer Stunde der ganze Himmel aufgenommen in sechs horizontalen Kreisen mit 30 bis 75° Zenitdistanz. Gleichzeitig wurden einige Fixsterne zur Ermittlung der Lichttrübung usw. beobachtet. In den Aufnahmen werden voneinander methodisch getrennt: Direktes und gestreutes Sternlicht, ein konstanter Helligkeitsbetrag („Permanente Aurora“), Polaraurora, Zodiaklicht und einen Anteil gestreuten Milchstraßenlichtes („Galaktisches Licht“). Es werden Isophotenkarten für das Zodiakal- und das galaktische Licht gezeichnet. *Riewe.*

**L. G. Henyey.** Note on interstellar scattering. *Astrophys. Journ.* **85**, 255—256, 1937, Nr. 3. (Yerkes Obs. Williamsbay, Wisc.) Die Aussagen von Struves Näherungsformel für das Verhältnis von gestreutem zum ursprünglichen Sternlicht werden auf Grund einer neuen Herleitung verschärft. *Riewe.*

**Hannes Alfvén.** Wie entstehen die Nordlichtteilchen? *ZS. f. Phys.* **105**, 633—641, 1937, Nr. 9/10. (Phys. Inst. Univ. Upsala.) Da die Sonne nicht wie ein starrer Körper rotiert, kann zwischen Polen und Äquator eine Spannung von etwa  $2 \cdot 10^8$  Volt herrschen. Wenn ein Sonnenfleck das Magnetfeld stört, beginnt eine Entladung, die durch die unipolar induzierende Sonne unterhalten wird. Dabei entstehen Teilchen von  $10^8$  Volt Energie, die magnetischen Kraftlinien folgen und so von der Sonne wegdiffundieren können. Dies entspricht den Beobachtungen von Nordlichtern, deren Polabstand  $10^8$  Volt fordert und deren Auftreten mit der Meridianpassage eines Sonnenflecks zusammenfällt. Durch den gleichen Vorgang entstehen auch Teilchen genügend großer Energie, die eine Höhenstrahlung bilden können. *Riewe.*

**Hannes Alfvén.** Sur l'origine de la radiation cosmique. *C. R.* **204**, 1180—1181, 1937, Nr. 16. Vgl. nachstehendes Ref. *Juilfs.*

**Hannes Alfvén.** Another Double Star Process giving Very Fast Particles. *Nature* **139**, 245—246, 1937, Nr. 3510. (Phys. Lab. Upsala.) Kurze Diskussion der vom Verf. an mehreren anderen Orten dargelegten Theorie zur Entstehung energiereicher Teilchen (z. B. Höhenstrahlen und Polarlichtteilchen) im Felde eines Doppelsterns, von dem nur verlangt wird, daß die beiden Komponenten magnetische Dipole sind (vgl. nachstehendes Ref.). *Juilfs.*

**Hannes Alfvén.** Versuch zu einer Theorie über die Entstehung der kosmischen Strahlung. *ZS. f. Phys.* **105**, 319—333, 1937, Nr. 5/6. (Phys. Inst. Univ. Upsala.) Sind die beiden Komponenten eines Doppelsterns magnetische Dipole und sind die Achsen der Dipole nahezu parallel oder antiparallel der Rotationsachse des Doppelsterns, so kann die Energie von geladenen Teilchen, die sich in der Äquatorialebene bewegen, durch die rotierenden Magnetfelder bis zu den Energien, wie sie in der Höhenstrahlung beobachtet werden, wachsen. Eine Energie- und Intensitätsbilanz läßt die Frage aufwerfen, ob es noch andere vielleicht stärkere Quellen der Höhenstrahlung gibt, oder aber ob die ganze Strahlung durch die Rotation der Doppelsterne erzeugt ist. *Juilfs.*

**M. S. Vallarta.** Cosmic Rays and the Magnetic Moment of the Sun. *Nature* **139**, 839, 1937, Nr. 3524. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Die Erklärung des in allen Höhen gleichmäßig bei 49° einsetzenden Breiteneffektes, der nicht als reiner Absorptionseffekt gedeutet werden kann, ist entweder durch die Annahme einer scharfen unteren Energiegrenze der Primären oder dadurch möglich, daß, wie J á n o s s y (vgl. *Phys. Ber.* **18**, 1258, 1937) ausführt, die Erde im verbotenen

Kegel des Sonnenmagnetfeldes für geringere Energien liegt. Wenn letztere Annahme richtig ist, müßte eine sonnentägliche und jährliche Periode mit der Größenordnung der Exzentrizität der Erdbahn um die Sonne gefunden werden. *Juilfs.*

**M. C. Holmes.** A terrestrial origin for cosmic rays. Journ. Franklin Inst. 223, 495—500, 1937, Nr. 4. (Dep. Phys. West Virginia Univ.) Zum Ausgangspunkt einer Erklärung für den terrestrischen Ursprung der Höhenstrahlung nimmt Verf. das Debyesche Modell des Moleküls  $H_2O$ . Danach ist das positive Ende schwerer als das negative und wird im Gravitationsfeld der Erde bei freier Bewegung nach unten zeigen. Mit Ausnahme der polaren Gegenden, wo die freie Bewegung der Moleküle durch Gefrieren des Wassers gehindert ist, zeigen die negativen Enden nach oben und geben die bekannte negative Aufladung der Erde. Jede durch die ultraviolette Sonnenstrahlung in der Stratosphäre erzeugte positive Ladung wird sich gegen die negative Erde bewegen, bis sie die polwärts gerichteten Winde der Troposphäre gegen die Pole tragen, wo sich die positiven Ladungen anhäufen. Auf diese Weise entsteht ein elektrisches Feld zwischen diesen Ladungen und der negativen Ladung der nichtpolaren Gegenden, das imstande sein soll, die Entstehung von Strahlen mit einer Energie von  $10^9$  e-V zu erklären. Durch die Anwendung desselben Prinzips werden die Jupiterbänder, die Ringe des Saturns und andere Planetenerscheinungen zu erklären versucht. *Juilfs.*

**A. H. Compton and P. Y. Chou.** On the Origin of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 51, 1104, 1937, Nr. 12. (Univ. Chicago; Tsing Hua Univ. Peiping.) Es werden die Entstehungshypothesen der Höhenstrahlung von Lemaître, Alfén u. a. diskutiert; vor allem wird die Annahme des Ursprunges der Strahlung in den Nebeln oder Milchstraßensystemen kritisch behandelt. *Juilfs.*

**Jerzy Starkiewicz.** Sur une méthode nouvelle d'enregistrement de coïncidences avec deux compteurs Geiger-Müller. Acta Phys. Polon. 4, 447—461, 1936, Nr. 4. Es werden Schaltung und Arbeitsweise eines für die beiden Zählrohre einer Koinzidenzanordnung unsymmetrischen Verstärkers beschrieben. *Juilfs.*

**H. R. Woltjer.** De kosmische straling. Natuurk. Tijdschr. 96, 223—234, 1936, Nr. 4. Verf. fängt diesen informatorischen Überblick an mit einer Besprechung der verschiedenen Wahrnehmungsmethoden der Ultrastrahlung: Ionisationskammer, Nebelkammer, Zählrohr. Dann gibt Verf. die wichtigsten Eigenschaften der kosmischen Strahlung: Breiteneffekt und dessen Erklärung mit der Stürmerschen Theorie, tägliche Schwankungen in der Intensität, Barometereffekt. Schließlich bespricht Verf. die Theorie von Baade und Zwicky, welche annimmt, daß die kosmische Strahlung eine Korpuskularstrahlung von den Supernovae ist, und die Berechnungen von Zanstra, welche die täglichen Schwankungen der Intensität geben, herrührend von einer Protonenstrahlung der Supernova in der Andromedanebel in 1885. *E. Gisolf-Venema.*

**W. I. Wechsler und A. W. Biberhall.** Über die Ursachen der Selbsterregung in den Geiger-Müller-Zählern. Phys. ZS. d. Sowjetunion 11, 326—343, 1937, Nr. 3. (Röntgenlab. Elektrot. Inst. Moskau.) Bei dem Aufnehmen von Koronacharakteristiken von Geiger-Müller-Zählrohren (Luftfüllung) zeigt sich ein Unterschied im Hin- und Rückverlauf. Die Untersuchung dieser „Hysteresis“ wurde bei verschiedenen Drucken und Widerständen vorgenommen. Als Ursache wird die Temperaturverschiebung im Rohr angegeben, die mittels eines als Thermoelement ausgebildeten Zähldrahtes gemessen werden konnte. Das Auftreten spontaner Entladungen (Selbsterregung) kann danach dadurch hervorgerufen werden, daß durch die Temperaturverschiebung das Zählrohr

nicht mehr im Sättigungsbereich der Kennlinie, sondern bereits in dem darauffolgenden Gebiet der selbständigen Entladungen arbeitet. *Juilfs.*

**P. B. Moon.** Recent developments in Geiger-Müller counters. Journ. scient. instr. 14, 189—193, 1937, Nr.6. Nach kurzer Darstellung der Wirkungsweise des Zählrohres wird eine Zusammenstellung des Aufbaus, der kritischen Daten und der heutigen Anwendungsmöglichkeiten mit dem Literaturverzeichnis zusammenfassender Arbeiten gegeben. *Juilfs.*

**Thomas H. Johnson.** Radio-transmission of coincidence counter cosmic-ray measurements in the stratosphere. Journ. Franklin Inst. 223, 339—354, 1937, Nr.3.

**C. D. Keen.** High altitude test of radioequipped cosmic ray meter. Ebenda S.355—373; auch Phys. Rev. (2) 51, 60, 1937, Nr.1. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Ryerson Phys. Lab. Univ. Chicago.) Es werden Apparaturen zur Messung von Höhenstrahlen bei Pilotballonaufstiegen beschrieben, die durch Vermittlung eines kleinen Radiosenders die Meßdaten am Aufstiegsort von einem Empfänger registrieren lassen. Das mitgeführte Quecksilberbarometer reguliert je nach der erreichten Höhe die Frequenz. Bei Koinzidenzapparaturen (Johnson) werden die Stöße direkt empfangen, bei der Ionisationskammer (Keen) werden die Intensitäten durch die Dauer eines Elektrometerablaufes (ein Spiegel wirft in einer bestimmten Stellung des Elektrometerfadens Licht auf eine Photozelle, worauf gleichzeitig eine neue Aufladung des Elektrometers geschieht) bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung der ganzen Aufstiegs-technik wird gegeben; die Apparaturen sollen weiter verbessert werden. *Juilfs.*

**J. C. Mouzon.** Discrimination Between Partial and Total Coincidence Counts with Geiger-Müller Counters. Rev. Scient. Instr. (N. S.) 7, 467—470, 1936, Nr.12. (Duke Univ. Durham, N. C.) Es wird ein Zählrohrkoinzidenzverstärker beschrieben, der es gestattet, ohne Schaltungsänderung lediglich durch Ab- oder Einschalten die Vielfachheit der zu zählenden Koinzidenzen zu variieren. Die Zählstoßdauer am Endrohr (Thyratron) wird durch eine Schaltung mit zwei Thyatronen geregelt, von denen das eine Rohr durch das andere nach einer gewissen Zeit, die eben gerade notwendig zum Ansprechen des Zählwerkes ist, abgekippt wird. *Juilfs.*

**B. Dasannacharya and T. S. Krishna Moorthy.** Sensitiveness of a Geiger Point Counter in the Region between its Threshold Voltage and the Voltage for Constant Counting. Phil. Mag. (7) 23, 609—620, 1937, Nr.155. (Benares Hindu Univ.) Die  $\beta$ -Strahl-Ansprechwahrscheinlichkeit eines Geigerschen Spitzenzählers zwischen Anfangs- und Sättigungsspannung wird in bezug auf die räumliche Verteilung der Zählstöße sowie in Abhängigkeit vom Vorsatzfilter und von der Geometrie der Zähleröffnung untersucht. *Juilfs.*

**Gordon L. Locher.** Cosmic-Ray Bursts Photographed with a Cloud Machine Controlled by Noncollinear Counters. Phys. Rev. (2) 51, 386, 1937, Nr.5. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Franklin Inst.) Eine Reihe von Aufnahmen einer zählrohrgesteuerten Wilsonschen Nebelkammer, bei der die Zählrohre nicht in einer Ebene angeordnet waren, zeigen die Abhängigkeit des Bildes der Schauer von den verwendeten Streumaterialien sowie der geometrischen Anordnung und Zahl der Zählrohre. *Juilfs.*

**G. Herzog.** Eine Wilsonkammer für Projektionszwecke. Helv. Phys. Acta 10, 68—71, 1937, Nr.1. (Phys. Inst. E. T. H. Zürich.) Es wird eine für Projektionszwecke geeignete Wilsonsche Nebelkammer beschrieben. Die Nebel-

bahnen zeichnen sich, da ihnen das durchgehende Lichtbündel durch Absorption (Lichtstreuung) geschwächt wird, auf dem Schirm als schwarze Linien auf hellem Grund mit guter Kontraststärke ab. *Juilfs.*

**Kessar Alexopoulos.** Die Absorption der Höhenstrahlen in dicken Schichten. I. Absorptionsversuche an Eisen. *Praktika* 11, 398—404, 1936. [Athen. (Orig.: deutsch; Ausz.: griechisch.)] Die vom Verf. unternommenen Versuche befassen sich mit der Nachprüfung der Augerschen Aussage, wonach der Massenabsorptionskoeffizient der harten Gruppe der Höhenstrahlteilchen unabhängig von der Kernladungszahl des Absorbers ist. Die Strahlungsintensität wird mit drei Geiger-Müller-Zählrohren, welche untereinander in einer Reihe angeordnet sind, gemessen. In guter Übereinstimmung mit den Angaben anderer Autoren ergeben die Messungen für den Massenabsorptionskoeffizienten der harten Gruppe in Fe den Wert  $0,9 \cdot 10^{-3} \text{ g}^{-1} \text{ qcm}$ . \**G. Schmidt.*

**T. R. Wilkins and H. St. Helens.** Direct Photographic Tracks of Atomic Cosmic-Ray Corpuscles. *Phys. Rev.* (2) 49, 403, 1936, Nr. 5. Es wird das Bild einer Bahnspur auf einer Spezial-Emulsion wiedergegeben, das bei einem Stratosphärenflug erhalten wurde. Die Energie des Strahles wird auf  $10^8 \text{ e-V}$  geschätzt. Daneben zeigt sich eine von diesen ausgelöste Protonenspür. Solche Aufnahmen werden zum Studieren der Höhenstrahlen empfohlen. *Kolhörster.*

**Thomas H. Johnson and Donald N. Read.** Unidirectional Measurements of the Cosmic-Ray Latitude Effect. *Phys. Rev.* (2) 51, 557—564, 1937, Nr. 7. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Mit einem Aggregat von 66 Zählrohren, die zu je sechs als Einheit zusammengefaßt sind, werden auf Dampferfahrten von New York ( $41^\circ$  nördl. Br.) nach Valparaiso ( $33^\circ$  südl. Br.) Registrierungen der Höhenstrahlenintensität aus der Vertikalen und aus  $45^\circ$  westlicher bzw. östlicher Neigung gemessen. Danach tritt der Breiteneffekt am größten für die aus Osten einfallende Strahlung auf und ist symmetrisch zum geomagnetischen Äquator, während die Strahlen aus der Vertikalen bzw. aus Westen einen kleineren Effekt bei ausgesprochener Asymmetrie zum geomagnetischen Äquator aufweisen. Die Messungen können so gedeutet werden, daß positive Strahlen geringerer Energie aus Westen und der Vertikalen mehr den lokalen Störungen der Horizontalkomponente des Erdmagneten in der Nähe der Erde ausgesetzt sind (wodurch auch die starke Streuung der Werte in diesen Meßreihen erklärbar werden würde), dieselben Teilchen aus Osten dagegen lediglich durch das durch die Theorie erfaßte Dipolfeld der Erde weiter außerhalb abgelenkt werden. Die Schauerhäufigkeit weist gegenüber der vertikal einfallenden Strahlung einen wesentlich geringeren Breiteneffekt von etwa 6 bis 10% auf. *Juilfs.*

**Max G. E. Cosyns.** Specific Ionization by High-speed Particles. *Nature* 139, 802—803, 1937, Nr. 3523. (Phys. Lab. „Fond. Méd. Reine Elisabeth“ Brussels.) Entgegen der theoretischen Voraussage über die Wechselwirkung zwischen schnellen Elektronen und Wasserstoffatomen (Bethe, Williams usw.), die ein Anwachsen der primären Ionisation mit größer werdender Energie ( $> 10^6 \text{ e-V}$ ) erwarten läßt, werden mit Geiger-Müllerschen Zählrohren für Strahlen mit der Energie  $10^6 \text{ e-V}$  eine spezifische Ionisation von  $3,2 \text{ cm}^{-1}$ , für die wesentlich energiereicheren Höhenstrahlen eine spezifische Ionisation von  $6,0$  bis  $6,2 \text{ cm}^{-1}$  gefunden. *Juilfs.*

**J. Crussard et L. Leprince-Ringuet.** Etude dans l'Electroaimant de Bellevue de traversées d'écrans par des particules du rayonnement cosmique. *Journ. de Phys. et le Radium* (7) 8, 23 S, 1937, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 399.]



**Jean Crussard et Louis Leprince-Ringuet.** Etudes des traversées d'écrans de plomb par des électrons du rayonnement cosmique de 200 à 1000 millions d'électron-volts et observations de phénomènes divers. Ebenda S. 213—216, Nr. 5. (Lab. Phys. rayons Paris.) Berichtet wird von Untersuchungen über Energieverluste von Höhenstrahlenteilchen in Bleiplatten für einen Bereich der Anfangsenergien ( $W$ ) zwischen  $10^8$  und  $1,2 \cdot 10^9$  e-V. Für die negativen Elektronen wird ein mittlerer Energieverlust auf 1 cm Blei ( $\Delta W$ ) von etwa der Hälfte ( $\Delta W/W = 0,4$ ) der Anfangsenergie, für positive Elektronen ein solcher von etwa dem 0,15fachen der Anfangsenergie gefunden. Diese Daten stehen im Gegensatz zu den Angaben von Anderson und Neddermeyer (Phys. Rev. 50, 263, 1936), die für alle Anfangsenergien zwischen 0,5 und  $4 \cdot 10^8$  e-V  $\Delta W/W$  nahezu gleich 1 fanden. Dieser Unterschied wird durch den engeren Energiebereich, in dem Verff. zu wenige Messungen machten, und durch die Verschiedenheit der Strahlungskomponenten — Anderson und Neddermeyer beobachteten in 4300 m Höhe, Verff. in Seehöhe — zu erklären versucht. Eine etwaige Abhängigkeit des Energieverlustes von der Anfangsenergie konnte nicht gefunden werden. Hinweise für die Existenz diskreter Strahlungskomponenten werden durch die Messungen nicht gegeben. Zum Schluß werden einige spezielle Fälle diskutiert.

*Juilfs.*

**Y. Nishina and C. Ishii.** A cosmic Ray Burst at a Depth equivalent to 800 m of Water. Nature 138, 721—722, 1936, Nr. 3495. Im Simidu-Tunnel wurde mit einer Neher-Ionisationskammer unter 800 m Wasseräquivalent Höhenstrahlen nachgewiesen. Doch ist das Ergebnis sehr unsicher in bezug auf Reststrahlung („the instrument is not suited for the present purpose“). Es wird durch einen Stoß von  $10^7$  Ionen unterhalb 290 bis 325 m Gesteinstiefe gestützt. Die historischen Angaben sind nicht ganz zutreffend.

*Kolhörster.*

**J. Clay, H. J. Stammer and M. van Tijn.** Ionisation of gamma rays in air at high pressure at various temperatures. Physica 4, 216—220, 1937, Nr. 3. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Die durch radioaktive  $\gamma$ -Strahlen in Luft bei hohen Drucken bis 152 Atü für 10 bis 5000 Volt Betriebsspannung erzeugte Ionisation ist innerhalb 20 bis 50°C bei Sättigungsstrom unabhängig von der Temperatur.

*Kolhörster.*

**J. Clay and K. Oosthuizen.** The absolute intensity of the ionisation in argon by cosmic radiation at sea-level. Physica 4, 527—530, 1937, Nr. 7. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Mit der von Clay und Jongen (vgl. nachstehendes Ref.) angegebenen Apparatur und Methode wird die Ionisation in Argon für Drucke zwischen 1 und 38 Atm. unter 12 cm Fe und unter 56 cm Fe bestimmt. Auf den Wert für 1 Atm. reduziert ergibt sich eine Ionisation durch Höhenstrahlung in Seehöhe von 1,58 I unter 12 cm Fe und 1,46 I unter 56 cm Fe.

*Juilfs.*

**J. Clay and H. F. Jongen.** The Absolute Intensity of the Ionisation by Cosmic Radiation at Sea level. Proc. Amsterdam 39, 1171—1173, 1936, Nr. 10. Physica 4, 245—255, 1937, Nr. 3. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Die Ionisation durch Höhenstrahlen in Luft für Drucke bis zu 38 Atü wurde in einer eisernen Ionisationskammer mit käfigartiger Innenelektrode für elektrische Felder bis 600 Volt/cm untersucht. Über 20 Atü erzeugen die Strahlen von der Wand 19 I/cm<sup>2</sup> Eisenwandung bei Vorfiltration mit 12,5 cm Eisen, unabschirmt 23 I/cm<sup>2</sup>. Die Ionisation in Luft bei Atmosphärendruck beträgt  $1,10 \pm 0,04$  I mit 12,5 cm Eisenvorfilter, ohne diesen 1,66 I.

*Kolhörster.*

**G. Lemaître.** Longitude Effect and the Asymmetry of Cosmic Radiation. Nature 140, 23—24, 1937, Nr. 3531. (Univ. Louvain.) Vallarta

(Nature 139, 24, 1937) hat auf die Diskrepanz aufmerksam gemacht, die sich für die Lage des magnetischen Dipolzentrums der Erde aus der Bestimmung nach dem Längeneffekt (100° Ost) oder nach magnetischen Beobachtungen (160° Ost) ergibt. Sie wird beträchtlich vermindert, wenn bei den Bestimmungen nach dem Längeneffekt die überwiegend positive Ladung der Teilchen berücksichtigt wird. *Kolhörster.*

**I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher.** The Influence of the Earth's Magnetic Field on Cosmic Ray Intensities up to the Top of the Atmosphere. Phys. Rev. (2) 51, 1005, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Cal. Inst. Technol.) Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung, wie Phys. Rev. 50, 992, 1936, wurden in Madras (Indien) nunmehr ausgeführt. Sie ermöglichen mit dem früheren Material das Gesetz des Elektronendurchgangs durch die Atmosphäre in den beiden Energiegebieten von 2,5 bis  $6 \cdot 10^9$  e-V bzw. 6 bis  $17 \cdot 10^9$  e-V experimentell festzulegen. Es ergibt sich in Übereinstimmung mit der Theorie von Carlson und Oppenheimer (Phys. Rev. 51, 220, 1937).

*Kolhörster.*

**Pierre Auger et Paul Ehrenfest.** Etude statistique de quelques gerbes de rayonnement cosmique. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 473—475, 1936, Nr. 11. Auf dem Jungfrauoch wird mit einer zählrohrgesteuerten Wilsonschen Nebelkammer die Winkelverteilung der Höhenstrahlen-Schauereteilchen untersucht. Die halbe mittlere Winkelabweichung  $\delta$  ( $= \Sigma \theta/n$ ;  $\theta$  = Winkel der Teilchenbahnen gegen die Schauerachse;  $n$  = Anzahl der Schauereteilchen) hat ein Maximum bei 18°.

*Juilfs.*

**W. F. G. Swann.** Effect of Galactic Rotation Upon the Intensity of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 51, 718—720, 1937, Nr. 9. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Die von Compton und Getting angegebene Abhängigkeit der Höhenstrahlenintensität von der Rotation des Milchstraßensystems, die die Erde mit  $1/1000$  Lichtgeschwindigkeit gegen den Apex der Milchstraße bewegen läßt, macht sich in einer sternzeitlichen Periode bemerkbar. Durch die Anwendung des Liouville'schen Theorems unter den gleichen Voraussetzungen wie bei den Richtungsverteilungsbestimmungen gelingt eine mathematische Behandlung des Effektes.

*Juilfs.*

**Darol K. Froman and J. C. Stearns.** The Variation with Altitude of the Absorption of Cosmic and Shower Radiation. Phys. Rev. (2) 49, 414—415, 1936, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wahrscheinlich mit derselben Dreifachkoinzidenzanordnung wie im vorstehenden Bericht wurde die Absorption der primären Höhenstrahlen in Blei, Zink und Aluminium gemessen. Die Absorber befanden sich zwischen den Zählrohren, 2 Zoll Blei schirmte gegen weiche Komponenten. Es ergab sich:

	Höhe in Fuß: 120	5300	10 800	
Absorptionskoeffizient . . . .	0,014	0,018	0,023 cm <sup>-1</sup>	Blei
„ . . . .	—	0,012	0,018 cm <sup>-1</sup>	Zink
„ . . . .	—	0,006	0,010 cm <sup>-1</sup>	Aluminium

Der Blei-Absorptionskoeffizient der Schauer betrug in Seehöhe 0,5 cm<sup>-1</sup>, in 14 120 Fuß 0,4 cm<sup>-1</sup> Pb. *Kolhörster.*

**A. H. Compton and R. N. Turner.** Variations of Cosmic Rays with Latitude on the Pacific Ocean. Phys. Rev. (2) 51, 1005, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago; Canad.-Austral. Steamship Co.) Zwölf Meßreihen der Ionisierungsstärke der Höhenstrahlung zwischen Vancouver (Kanada) und Sydney via Honolulu, Suva und Auckland mit einer Carnegie Model C Ionisationskammer zeigen den Breiteneffekt unsymmetrisch zum Äquator und sein Einsetzen verschieden auf der nördlichen und südlichen Halbkugel. *Kolhörster.*

**W. F. G. Swann.** Effect of Galactic Rotation upon the Intensity of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 51, 1006, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Franklin Inst.) Theoretische Bearbeitung der von Compton und Getting diskutierten Abhängigkeit der Intensität der Höhenstrahlen von der Rotation der Milchstraße. *Kolhörster.*

**B. Gross.** Zum Breiteneffekt der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 105, 334—340, 1937, Nr. 5/6. (Inst. Nac. Techn. Min. do Trabalho, Rio de Janeiro.) Es ist nicht möglich, sämtliche Höhenstrahlungseffekte durch eine einzige Primärkomponente zu deuten. Die Analyse des Verlaufs der Absorptionskurve läßt auf eine weniger durchdringende Komponente mit eindeutiger Beziehung zwischen Reichweite und Energie schließen, die den Knick bei etwa 300 mm Hg erzeugt. Der Breiteneffekt in Seehöhe wird danach ausschließlich durch die härtere Komponente, für die sich nach Pfozter im wesentlichen ein exponentieller Abfall ergibt, verursacht. *Juilfs.*

**S. E. Forbush.** On Diurnal Variation in Cosmic-Ray Intensity. Phys. Rev. (2) 51, 1005, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Carnegie Int. Wash.) Registrierungen der Intensität der Höhenstrahlung mit Carnegie-Ionisationskammern für etwa 360 Tage am Cheltenham Magnetic Observatory ergeben: Der wirkliche Luftdruckkoeffizient ändert sich nicht von Stunde zu Stunde oder Monat zu Monat. Er stimmt mit den aus der Höhenverteilung abzuleitenden überein. Der äußere Temperatureffekt, nach zwei unabhängigen statistischen Methoden bearbeitet, ist in Cheltenham nicht aufzufinden. Die tägliche 24 Stunden-Welle ist reell mit Amplitude 0,17 % der Gesamtintensität und Maximum um 11 Uhr bei 75° westlicher Zeit. *Kolhörster.*

**J. Barnóthy and M. Forró.** Sidereal Time Periodicity of Cosmic Rays and its Phase Shift. Nature 139, 1064—1065, 1937, Nr. 3529. (Inst. Exp. Phys. Univ. Budapest.) Koinzidenzmessungen in vertikaler und gegen Süden um 24, 50 und 64° geneigter Ebene ergeben, nachdem die Barometer- und magnetischen Effekte herauskorrigiert sind, eine Abhängigkeit des zeitlichen Auftretens des Intensitätsmaximums von den überliegenden absorbierenden Schichten. Sei  $E$  die Dicke des Absorbers in Metern Wasser, so wird für luftgefüllte Zählrohre das Auftreten zur Zeit (Sternzeit!)  $y = 29^h 40^m - 0,90 E \pm 1^h 10^m$ , für argon- + alkoholgefüllte Rohre (Troost) zur Zeit  $y = 33^h 4^m - 0,94 E$  erhalten. Der Unterschied durch die Füllung ist durch die größere Ansprechwahrscheinlichkeit der Argon-Alkohol-Zähler auch für weichere Strahlen zu erklären. Der beobachtete Effekt wird wegen der Neigung der angegebenen Geraden durch negative Teilchen hervorgerufen. Die Ursache des Maximums ist in dem von Compton und Getting angegebenen Effekt der Rotation des Milchstraßensystems zu suchen. Überschlagsrechnungen zeigen die Haltbarkeit der Annahme. *Juilfs.*

**J. C. Stearns.** Variations of Properties of Cosmic Shower Radiations with Altitude. Phys. Rev. (2) 49, 473—474, 1936, Nr. 6.

**J. C. Stearns and Darol K. Froman.** Dasselbe. Berichtigung ebenda S. 591, Nr. 8.

**J. C. Stearns and Darol K. Froman.** Variation with Altitude of the Optimum Thickness of Lead for the Production of Cosmic-Ray Showers. Ebenda S. 414, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die optimale Schichtdicke für Schauer bei Blei in verschiedenen Höhen bis etwa 4300 m wurde mit einer Dreifachkoinzidenzanordnung in dreiecks- und geradliniger Aufstellung untersucht. Beide Anordnungen ergeben die optimale Schichtdicke unabhängig von der Höhe, dagegen den Verlauf der Kurve Schauer gegen Bleidicke und die

optimale Dicke, d. h. das Maximum der Kurve abhängig von der jeweiligen Versuchsanordnung. Ferner wurde die Absorptionskurve der Schauerstrahlen in Blei in den verschiedenen Höhen gemessen. Sie zeigt ein Plateau bei etwa 2 cm Bleidicke.

*Kolhörster.*

**Robert B. Brode and Merle A. Starr.** Cosmic-Ray Showers from Lead Plates. Phys. Rev. (2) 51, 1006, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Cal.) 8000 koinzidenzausgelöste Schaueraufnahmen an Bleiplatten von 1,5, 4,0, 6,5, 9 und 16,5 mm Dicke ergeben bei Vorfiltrung der Höhenstrahlung in Seehöhe durch 10 mm Blei mit zunehmender Plattendicke schnelle Zunahme der Anzahl der Elektronenpaare, bis zum Maximum bei 5 mm darauf langsame Abnahme zu einem fast konstanten Werte bei über 9 mm. Die Elektronenpaare werden etwa zur Hälfte von Photonen, zur anderen von geladenen Teilchen ausgelöst. Die optimale Dicke für die Auslösung von drei Teilchen betrug etwa 6 mm. Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von fünf oder mehr Teilchen nimmt mit der Plattendicke zu, ein Maximum wurde mit den verwendeten Platten nicht erreicht. Die Ergebnisse stimmen gut mit der Theorie von Carlson und Oppenheimer (Phys. Rev. 51, 220, 1937) überein.

*Kolhörster.*

**J. C. Street and E. C. Stevenson.** Penetrating Corpuscular Component of the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 51, 1005, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Harvard Univ.) Die Prüfung der Heitlerschen Theorie der Strahlung und Zwillingsbildung durch Messungen von Energieverlust (Anderson und Neddermyer, Phys. Rev. 50, 263, 1936) und Beobachtung der Schauerbildung (Carlson-Oppenheimer, Phys. Rev. 51, 220, 1937) führt zur Annahme, daß die durchdringenden Korpuskeln Protonen sind, obwohl auch mancherlei dagegen spricht. Neue Beobachtungen an einem Aggregat aus koinzidierenden Zählrohren und Nebelkammern schließen die Protonenhypothese aus, ebenso die Erklärung durch Elektronen, die sich entsprechend der Heitlerschen Theorie verhalten.

*Kolhörster.*

**L. Fussell, Jr.** Production and Absorption of Cosmic-Ray Showers. Phys. Rev. (2) 51, 1005—1006, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Mass. Inst. Technol.) Mit koinzidenzgesteuerter großer Nebelkammer, in welcher drei Bleistreuer von 0,63, 0,63, 0,07 cm Dicke horizontal über 6 cm Abstand eingebaut waren, zeigt sich, daß die meisten Schauer in mehreren aufeinanderfolgenden Schritten entstehen und sich vervielfältigen. In der sehr dünnen Platte tritt sehr oft Paarbildung auf, aber die Entstehung großer Gruppen ist niemals beobachtet worden. Daher ist es irreführend, den Grenzpunkt der Schauer in den untersten Millimetern der dicken Platte (0,5 cm oder mehr) anzunehmen. Die Beobachtungen sprechen für die Theorien von Heitler-Bhabha (Nature 137, 401, 1936) und Carlson-Oppenheimer (Phys. Rev. 51, 220, 1937) und zeigen, daß komplexe Schauer nur selten in einem einzigen Punkte sich entwickeln (3 von 900). Ohne Zählrohr über der Kammer scheinen 0,36 der gewöhnlichen in der obersten Platte entstehenden Schauer von Elektronen herzurühren, der Rest von nicht ionisierenden Strahlen. Die mittlere Zahl der Teilchen wächst um 1,7 beim Durchgang durch die zweite Platte.

*Kolhörster.*

**Hu Chien Shan.** Studies of Cosmic-Ray Showers by Quintuple Coincidences. Proc. Roy. Soc. London (A) 158, 581—590, 1937, Nr. 895. (Birkbeck Coll. London.) Mit einer Fünffachkoinzidenzapparatur werden in Blei ausgelöste Höhenstrahlenschauer untersucht. Schauer mit einem Öffnungswinkel  $> 15^\circ$  zeigen ein scharfes Maximum bei 1,4 cm Pb, mit Öffnungswinkeln  $> 3^\circ$  dagegen ein wesentlich flacheres Maximum bei etwa der gleichen Dicke. Diese Tatsache

steht im Widerspruch mit der Annahme, daß der Öffnungswinkel der Schauer größer sei, wenn die mittlere Reichweite der schauerauslösenden Höhenstrahlen geringer ist.

*Juilfs.*

**Y. Watase.** Cosmic Ray Showers. Nature **139**, 671—672, 1937, Nr. 3520. (Phys. Inst. Univ. Osaka.) Teilchenreichere Schauer ergeben für den ersten Anstieg der Rossi-Kurve einen weniger quadratischen Anstieg als teilchenärmere. Diese Tatsache soll zeigen, daß auch Schauer mit einer großen Teilchenzahl durch einen einzigen Elementarprozeß erzeugt werden können (Heisenberg). Der quadratische Anstieg für die beobachteten Dreifachkoinzidenzen wird auf das Vorhandensein weicher tertiärer Strahlung zurückgeführt.

*Juilfs.*

**Karl Z. Morgan and W. M. Nielsen.** Cosmic-Ray Shower Production in Large Thicknesses of Lead and Iron. Phys. Rev. (2) **51**, 689, 1937, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Lenoir Rhyne Coll.; Duke Univ.) Zweifachkoinzidenzmessungen unter Blei- und Eisenabsorbieren lassen auf eine harte und eine weiche schauererzeugende Höhenstrahlungskomponente schließen, die je zwei Maxima in den Rossi-Kurven (20 g/cm<sup>2</sup> Pb und 225 g/cm<sup>2</sup> Pb bzw. 50 g/cm<sup>2</sup> Fe und 550 g/cm<sup>2</sup> Fe) ergeben für die Absorptionskoeffizienten 0,030 cm<sup>2</sup>/g Pb und 0,0006 cm<sup>2</sup>/g Pb bzw. 0,007 cm<sup>2</sup>/g Fe und 0,000 44 cm<sup>2</sup>/g Fe.

*Juilfs.*

**Pierre Auger et Paul Ehrenfest, jr.** Les gerbes produites par les rayons cosmiques du groupe mou. Journ. de phys. et le Radium (7) **8**, 204—206, 1937, Nr. 5. (Lab. Chim.-Phys. Paris.) Auf dem Jungfrauoch (3500 m) werden Schaueruntersuchungen mit einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer gemacht. Um sowohl die ionisierenden als auch die nichtionisierenden einfallenden Strahlen der weichen Komponenten wirksam werden zu lassen, werden die vier Zählrohre unterhalb der Kammer angebracht. Die Schauer werden in einer 0,5 cm dicken Platinplatte in der Mitte der Kammer ausgelöst. Es wird eine Winkelverteilung der Schauerpartikelbahnen gegeben. Die Beobachtung und Analyse der Kaskadenschauer läßt auf den Elektronencharakter der weichen Komponente (Pfozter, Bhabha-Heitler) schließen.

*Juilfs.*

**M. Forró.** Diurnal Variation of Cosmic Ray Shower. Nature **139**, 633—634, 1937, Nr. 3519. (Inst. Exp. Phys. Univ. Budapest.) Mit einer Dreifachkoinzidenzapparatur in Dreiecksaufstellung wird der tägliche Verlauf der Schauerhäufigkeit registriert. Die Intensität der in einer 1,5 cm dicken Bleiplatte ausgelösten Schauer zeigt keine Beziehung zur täglichen Periode der Horizontalintensität des Erdmagnetismus wie etwa die Vertikalintensität. Hieraus kann geschlossen werden, daß die primäre schauererzeugende Strahlung aus elektrisch neutralen Teilchen besteht. — Zwischen der Außentemperatur und der Schauerhäufigkeit wird ein Korrelationskoeffizient von  $r = 0,72 \pm 0,10$  und ein Temperatureffekt von  $0,074 \pm 0,010$  % pro °C gefunden.

*Juilfs.*

**J. Barnóthy and M. Forró.** Messung der Ultrastrahlung im Bergwerk mit Koinzidenzmethode. ZS. f. Phys. **104**, 744—761, 1937, Nr. 11/12. (Inst. f. exper. Phys. Univ. Budapest.) Mit einer Dreifachkoinzidenzapparatur mit enger Ausblendung wurden Messungen in einer Tiefe von 732 m Wasseräquivalent bei verschiedenen Neigungswinkeln der Achsenebene ausgeführt. Die Messungen, durch die Strahlen mit einem Durchdringungsvermögen von 1500 m Wasseräquivalent erfaßt werden, ergeben einen Massenabsorptionskoeffizienten  $\mu = 2,13 \cdot 10^{-5}$  cm<sup>2</sup>/g. Durch das große Durchdringungsvermögen und die vermutlich ausschließliche Existenz von Schauern in großen Tiefen wird die Vermutung nahegelegt, daß Neutrinos, die in den primären Schauern in der Atmosphäre entstehen, dort sekundäre Schauer erzeugen.

*Juilfs.*

**Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer.** Heavy Particles Produced by Cosmic-Ray Encounters. Phys. Rev. (2) 49, 415, 1936, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nebelkammeruntersuchungen der Energie von Höhenstrahlen haben in Seehöhe nur wenige Fälle ergeben, in denen schwere Teilchen durch Zusammenstöße entstehen, auf dem Pike's Peak (4300 m) treten sie dagegen im Verhältnis 100 : 7000 auf. Die Eigenschaften dieser Spuren, meist Protonen, die als Sekundäre aus der Atmosphäre oder aus der Abschirmung zu entstehen scheinen, werden angeführt. Einzelne Spuren weisen auf Neutronen in diesen Höhen.

*Kolhörster.*

**W. F. G. Swann.** Can Protons Represent the Primary Cosmic Rays at Sea Level? Phys. Rev. (2) 49, 478, 1936, Nr. 6. Aus dem Verhalten der Höhenstrahlung beim Durchsetzen der Atmosphäre hat man geschlossen, daß die Strahlung in Erdnähe fast ganz aus Protonen besteht. Eine hieraus zu ziehende Folgerung wird besprochen, die, vom Verf. und Mitarbeitern experimentell untersucht, nicht die obige Annahme zu bestätigen scheint.

*Kolhörster.*

**H. J. Bhabha.** Negative Protons in Cosmic Radiations. Nature 139, 415—416, 1937, Nr. 3514. (Inst. Theoret. Phys. Copenhagen.) Die Beobachtungen von Rossi und Benedetti (Phys. Rev. 45, 212, 214, 1934) lassen schließen, daß vor Eintritt in die Atmosphäre die Zahl der Teilchen aus 30° West von der Vertikalen merklich geringer ist als die aus der Vertikalen selbst, eine Wirkung des erdmagnetischen Feldes auf negativ geladene Teilchen. Diese sind wahrscheinlich nicht Elektronen hoher Energie, eher negative Protonen oder noch unbekannte negativ geladene Teilchen. Jedenfalls besteht die durchdringende Komponente der Höhenstrahlung zum Teil aus negativen Primären.

*Kolhörster.*

**B. Trumphy.** Zur Struktur der kosmischen Ultrastrahlung. III. ZS. f. Phys. 105, 341—347, 1937, Nr. 5/6. (Inst. f. Geophys. Bergen.) Die Analyse der Absorptionskurven für in Blei ausgelöste koinzidierende Schauer, zu deren Messung einmal nur das eine, sodann beide nebeneinanderliegende Zählrohre einer Koinzidenzapparatur mit Absorbern bedeckt sind, geben keine Anhaltspunkte für die Existenz einer gebündelten B-Strahlung. Ein Vergleich der Absorptionskurven, die mit zwei bzw. drei Zählrohren gefunden werden, gibt jedoch Evidenz für die Existenz koinzidierender B-Quanten geringer Häufigkeit unter der oberen Bleiplatte. Die Häufigkeit der von koinzidierenden Lichtquanten in den Absorbern ausgelösten C-Elektronen hat bei einer Bleidicke von 0,5 bis 0,7 cm ihr Maximum. (Vgl. Hilgert und Bothe, Phys. Ber. 17, 1307, 1936 und Trumphy, ebenda S. 89.)

*Juif's.*

**Erwin Fünfer.** Nachweis von langsamen Neutronen in der Atmosphäre. Naturwissensch. 25, 235, 1937, Nr. 15. (Phys. Inst. Univ. Gießen.) Mit einem Proportionalzählrohr (Zählvolumen 2280 cm<sup>3</sup>), das innen mit Bor belegt ist, werden in verschiedenen Räumen abwechselnd mit und ohne Boraxpanzer Registrierungen der Strahlungsintensität über lange Zeiten vorgenommen. Die Absorptionswirkung durch den Panzer wird als Neutroneneffekt angesprochen; die Intensität dieser langsamen Neutronen ist danach etwa zwei Teilchen pro Stunde und Quadratcentimeter. Eine Überschlagsrechnung zeigt die Möglichkeit, daß die Neutronen der Höhenstrahlung angehören könnten.

*Juif's.*

**Thomas H. Johnson.** The nature of the cosmic radiation. From the Smithsonian Rep. for 1935, S. 197—214, 1936. Kurze zusammenfassende Darstellung des bisher Bekannten über die Höhenstrahlung unter besonderer Berücksichtigung der Ost-West- bzw. Nord-Süd-Asymmetrien.

*Juif's.*

**R. B. Brode, H. G. MacPherson and M. A. Starr.** The Heavy Particle Component of the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) **50**, 383, 581—588, 1936, Nr. 4 u. 7. Auf Grund von 8500 Nebelkammeraufnahmen wird angenommen, daß über 1 % der in Seehöhe einfallenden Höhenstrahlung aus schweren Teilchen besteht. *Juilfs.*

**L. Leprince-Ringuet et J. Crussard.** Étude des particules de grande énergie du rayonnement cosmique dans le grand électro-aimant de Bellevue. Journ. de phys. et le Radium (7) **8**, 22S—23S, 1937, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 399.]

**Louis Leprince-Ringuet et Jean Crussard.** Étude des particules de grande énergie du rayonnement cosmique dans le champ magnétique de l'électro-aimant de Bellevue. Ebenda S. 207—212, Nr. 5. (Lab. Phys. Rayons X.)

**Louis Leprince-Ringuet et Jean Crussard.** Etude des particules de grande énergie du rayonnement cosmique dans le champ magnétique de l'électro-aimant de Bellevue. C. R. **204**, 112—115, 1937, Nr. 2. Mit einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer zwischen den Polen des großen Elektromagneten von Bellevue wird die Energieverteilung der korpuskularen Höhenstrahlung bis  $2 \cdot 10^{10}$  e-V gemessen. Die ungefilterte Strahlung beider Vorzeichen weist völlig gleiche Verteilung auf. Die durch 14 cm Blei gefilterte Strahlung besitzt einen wesentlichen Überschuß an positiven Teilchen. Die Messungen zeigen, daß praktisch alle Strahlen mit einer Energie  $> 10^{10}$  e-V und die positiven Strahlen mit einer Energie  $> 3 \cdot 10^9$  e-V 14 cm Blei zu durchsetzen vermögen. *Juilfs.*

**L. W. Nordheim.** On the Absorption of Cosmic-Ray Electrons in the Atmosphere. Phys. Rev. (2) **51**, 1110, 1937, Nr. 12. (Purdue Univ. Lafayette, Indiana.) Durch die Funktion  $P(E, t)$  (Carlson und Oppenheimer) wird die Primärenverteilung approximiert und die Übereinstimmung mit den von Regener, Pfozter und Millikan erhaltenen Absorptionskurven diskutiert. Als Konsequenzen dieser Verteilung wird angegeben, daß die Schauerhäufigkeit nahezu proportional der Intensität der weichen Komponente sowohl in Abhängigkeit von der geometrischen Breite wie der Höhe des Beobachtungsortes ist. Eine Ausnahme bilden die teilchenreichen Schauer und Hoffmannschen Stöße, die mit der Höhe mehr zunehmen, als es der Intensität der weichen Komponente der Strahlung entsprechen würde. Der Breiteneffekt wird ausschließlich durch die harte Komponente verursacht. Teilchen mit einer Energie bis mindestens  $10^{12}$  e-V müssen unter den Primären vorkommen. *Juilfs.*

**L. W. Nordheim.** The Absorption of Cosmic Rays in the Atmosphere. Phys. Rev. (2) **51**, 1006, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Purdue Univ.) Die Anwendung der Theorien von Bhabha-Heitler [Proc. Roy. Soc. London (A) **159**, 432, 1937] und Carlson-Oppenheimer (Phys. Rev. **51**, 220, 1937) auf die Absorption der Höhenstrahlung durch die Atmosphäre lassen unter Berücksichtigung einer harten Komponente aus Teilchen anderer Natur als Elektronen alle übrigen Effekte befriedigend erklären, wenn die weiche Komponente aus Elektronen und Photonen bestehend angenommen wird, die sich gemäß der Theorie verhalten. Eine primäre Verteilung der Elektronen läßt sich finden, die die Absorptionskurve in der Atmosphäre, den Breiteneffekt in größeren Höhen, die Abhängigkeit der Schauer von Breite und Höhe entsprechend den experimentellen Befunden wiedergibt. Die Verteilung der Elektronenenergie erweist sich fast unabhängig von der Höhe zwischen Boden und 5000 m. Dadurch wird die Rossi-Übergangskurve und die relative Häufigkeit der Schauer verschiedener

Größe in diesem Bereich nahezu unabhängig von der Höhe. Andererseits erscheint es unmöglich, den Beobachtungen gerecht zu werden durch die Annahme der Ungültigkeit der Theorie bei hohen Energien, und die harte Komponente als Elektronen anzusprechen, die zu energiereich sind, um zu strahlen wegen Versagens der Theorie. *Kolhörster.*

**I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher.** Measurements of the Nuclear Absorption of Electrons by the Atmosphere up to about  $10^{10}$  Electron-Volts. *Nature* 140, 23, 1937, Nr. 3531. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung in verschiedenen Höhen in Madras (Indien) und San Antonio (Texas) ergeben, daß die einfallende primäre Strahlung das Maximum ihrer Ionisationswirkung bereits erreichen, bevor sie noch mehr als ein Zehntel der Atmosphäre durchsetzt haben. Aus dem Absorptionskoeffizienten bis herunter auf Seehöhe läßt sich folgern, daß die Teilchen vorwiegend aus positiven Elektronen bestehen, nicht aus Protonen. *Kolhörster.*

**William H. Pickering.** Secondary Particles from the Penetrating Component of the Cosmic Radiation. *Phys. Rev.* (2) 51, 628—629, 1937, Nr. 8. (Norman Bridge Lab. Phys. Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Untersuchungen mit einer Dreifachkoinzidenzanordnung lassen darauf schließen, daß die Koinzidenzen nicht nur von jeweils einem einzigen ionisierenden Strahl hervorgerufen werden; die Sekundärstrahlung aus der in der Nähe der Zähler angeordneten Bleiabschirmung soll einen wesentlichen Beitrag zu den Dreifachkoinzidenzen liefern, dessen Größe auf Grund der Messungen abgeschätzt werden kann. *Juiffs.*

**Johannes Zirkler.** Zusammenhang zwischen kosmischer Strahlung und Meteorschwärmen. *Naturwissensch.* 25, 367, 1937, Nr. 23. (Berlin.) Sechsmoatige Beobachtungen des Selbstablaufs eines Kolhörster-schen Strahlungsapparats (Kryptonüberdruckfüllung) lassen einen direkten Zusammenhang zwischen Höhenstrahlung und Meteorhäufigkeit vermuten. *Juiffs.*

**W. Werenskiöld.** Dichteverteilung und innere Reibung in einem Küstenstrome. *Ann. d. Hydrogr.* 65, 184—185, 1937, Nr. 4. (Oslo.)

**W. Werenskiöld.** Berechnung der Geschwindigkeit an der Wasseroberfläche. *Ann. d. Hydrogr.* 65, 185—186, 1937, Nr. 4. (Oslo.) *H. Ebert.*

**Martin Rodewald.** Das Grüne Kap Westafrikas als Stätte einer quasistationären Strömungssingularität. *Ann. d. Hydrogr.* 65, 206—211, 1937, Nr. 5. (Hamburg.)

Peru-Strom oder Humboldt-Strom? *Ann. d. Hydrogr.* 65, 286, 1937, Nr. 6.

**Kurt Wegener.** Seegang und Dünung. *Ann. d. Hydrogr.* 65, 219—222, 1937, Nr. 5. (Graz.) *Dede.*

**S. F. Grace.** Friction in the tidal currents of the English Channel. *Month. Not. Geophys. Suppl.* 4, 133—142, 1937, Nr. 2. (Univ. Liverpool.) Es wird gezeigt, daß der Proportionalitätsfaktor für die Reibungskraft je Flächeneinheit (die  $\sim \rho \cdot V^2$ ;  $\rho$  Dichte,  $V$  Volumendurchfluß) im Bristol-Kanal anders ist wie im Englischen Kanal und im letzteren von Querschnitt zu Querschnitt sich ändert. *H. Ebert.*

**K. Kalle.** Meereskundliche chemische Untersuchungen mit Hilfe des Zeiss'schen Pulfrich-Photometers. VI. Mitteilung. Die Bestimmung des Nitrils und des „Gelbstoffs“. *Ann. d. Hydrogr.*



65, 276—282, 1937, Nr. 6. (Dt. Seewarte Hamburg.) Das vom Verf. empfohlene Verfahren zur kolorimetrischen Nitritbestimmung beruht auf der Bildung von Nitrosoindol. Gegenüber dem von Griess-Ilosvay vorgeschlagenen hat es insbesondere bei hohem Nitritgehalt den Vorteil größerer Einfachheit und Unempfindlichkeit gegen äußere Einflüsse. Ferner wurde, da sich im Laufe der Zeit herausstellte, daß dem Vorkommen und der Verteilung des „Gelbstoffes“ tiefere Gesetzmäßigkeiten zugrunde liegen, ebenfalls ein kolorimetrisches Verfahren zu seiner Bestimmung ausgearbeitet. *H. Ebert.*

**H. Thorade.** Die Stratosphäre und die Troposphäre des Atlantischen Ozeans. (Nach dem „Meteor“-werk.) Ann. d. Hydrogr. 65, 174—184, 1937, Nr. 4. Es wird über die Art und Weise der „Meteor“-Expedition auf ihre wichtigste Frage, diejenige nach der Zirkulation des Atlantischen Ozeans, ein Überblick gegeben. Dieser ist eingeteilt in die Abschnitte Stratosphäre und Troposphäre. *H. Ebert.*

**Franz Baur.** Einführung in die Großwetterforschung. Math. physikal. Bibliothek. Reihe I, Bd. 88. Mit 12 Abb. im Text. 51 S. Leipzig u. Berlin, Verlag B. G. Teubner, 1937. Kart. RM 1,20. In dem kleinen Büchlein ist erstmalig der Versuch gemacht, Probleme und Ergebnisse der Großwetterforschung weiteren Kreisen zugänglich zu machen. Inhalt des Buches: Einleitung: Begriff und Aufgabe der Großwetterforschung. 1. Großwetter und mittlere Luftdruckverteilung. 2. Wärmehaushalt und allgemeiner Kreislauf der Atmosphäre. 3. Witterungsperioden und Wetterrhythmen. 4. Geophysikalische Einflüsse auf das Großwetter. 5. Kosmische Einflüsse auf das Großwetter. 6. Die langfristige Witterungsvorhersage. *Dede.*

**Thorne M. Carpenter.** The Constancy of the Atmosphere with Respect to Carbon Dioxide and Oxygen Content. Journ. Amer. Chem. Soc. 59, 358—360, 1937, Nr. 2. (Nutrit. Lab. Carnegie Inst. Wash.) *Dede.*

**K. Kalle.** Eine einfache Schnellmethode zur Bestimmung der Luftkohlenäure nach Y. Kauko. Ann. d. Hydrogr. 65, 212—214, 1937, Nr. 5. (Dt. Seewarte Hamburg.) Ein von Y. Kauko (Angew. Chem. 47, S. 164) empfohlenes Verfahren wird näher beschrieben. Es zeichnet sich durch einfache Handhabung und schnelle Durchführbarkeit aus. Die zu untersuchende Luft wird durch eine Bicarbonatlösung geleitet und die sich im Gleichgewicht mit Luftkohlenäure einstellende Säurestufe der Bicarbonatlösung kolorimetrisch bestimmt. Aus dieser  $p_H$ -Messung ergibt sich der Kohlenäuregehalt der Luft. *H. Ebert.*

**Martin Rodewald.** Zur Frage des Ursprungs der tropischen Zykklonen. Meteorol. ZS. 54, 227—230, 1937, Nr. 6. (Dt. Seewarte Hamburg.) In Erwiderung auf kritische Bemerkungen E. Gherzis zur Theorie der Entstehung tropischer Zykklonen in einem „Dreimasseneck“ weist der Verf. darauf hin, daß es kein scharfes Kriterium für die Entscheidung, was eine tropische Zyklone ist, gibt, daß alle tropischen Orkane aus tropischen Störungen hervorgehen und daß Übergänge von außertropischen in tropische Zykklonen und umgekehrt vorkommen. Die Frontenfreiheit der Taifune folgt aus dem frontolytischen Prozeß im Wirbel und ist daher kein Argument gegen die Mitwirkung der Fronten bei der Sturmstehung. Da in der entwickelten Zyklone die Spuren ihres Ausganges weitgehend verwischt sind, ist die Forderung Gherzis bei Untersuchung eines Sturmes von den Vorgängen in dessen Zentrum auszugehen, so weit es sich um die Untersuchung seiner Entstehungsbedingungen handelt, nicht berechtigt. *F. Steinhauser.*

**Erwin Ekhart.** Die tägliche Zirkulation der Atmosphäre im Bereiche der Alpen. Forschungen u. Fortschr. 13, 210—212, 1937, Nr. 17. (Univ. Innsbruck.)

**Richard Becker.** Schiffsmastbewegungen im Seegang und Windgeschwindigkeitsregistrierung auf einem Schiff. Ann. d. Hydrogr. 65, 264—267, 1937, Nr. 6. (Hamburg.) *Dede.*

**R. Scherhag.** Windstärkeangaben in km/Stunde statt in Beaufort! Ann. d. Hydrogr. 65, 169—172, 1937, Nr. 4. (Dt. Seewarte Hamburg.) Verf. empfiehlt, an allen mit Windmeßgeräten versehenen Wetterwarten die Windgeschwindigkeit nicht mehr nach der Beaufort-Skala, sondern unmittelbar in km/Std. anzugeben. Bei einer Verschlüsselung nach Dekadenwerten der Geschwindigkeiten in km/Std. besteht eine derart genaue Beziehung zu den Schätzungen nach der Beaufort-Skala, daß diese für Windschätzungen auf See zunächst ohne Änderung beibehalten werden kann. *H. Ebert.*

**P. Raethjen.** Energetik der Zyklonen. Meteorol. ZS. 54, 203—213, 1937, Nr. 6. (Hamburg.) In mechanischen Energiebetrachtungen, die an die Analogie der Verhältnisse beim rotierenden Pendel anknüpfen, zeigt der Verf., daß es nicht möglich ist, die Energetik der Zyklonen nur mechanisch als Umsetzung von potentieller und kinetischer Energie zu erklären. Es wird ein gemeinsames Anwachsen bzw. Abnehmen von potentieller und kinetischer Energie gefolgert. Während die hierzu nötige äußere Energiezufuhr durch die Annahme einer Zufuhr mechanischer Energie durch troposphärische Advektionsströme oder einer Energiezufuhr durch stratosphärische Wellen nicht befriedigend erklärt werden kann, führt die Annahme, daß die Zyklonen ihre Energie aus thermodynamischen Kreisprozessen gewinnen, zu einer Lösung. Dabei wird die Bedeutung troposphärischer Advektionsströme nicht darin gesehen, daß sie potentielle oder kinetische Energie herbeischaffen, sondern vielmehr darin, daß sie als Kälte- und Wärmereservoir bei dem arbeitleistenden Kreisprozeß dienen. Bei der Untersuchung der thermodynamischen Kreisprozesse wird ein Vertikalzirkulationstyp (Cumulonimbus, Passatzirkulation, Vertikalzirkulation zwischen einer stationären Zyklone und Antizyklone) und ein Wellentyp (driftende Zyklonen) unterschieden. Es zeigt sich, daß Zyklonen, die im Kern am kältesten sind, keine oder nur geringe, solche, die an der Rückseite oder im Zwischenhoch am kältesten sind, aber bedeutende Energiemengen gewinnen. Die Zyklonen der ersteren Art driften mit der oberen Strömung; die der zweiten Art werden nicht durch stratosphärische Wellen gesteuert und vertiefen sich (Übergang zum Vertikalzirkulationstyp). Beim Wellentyp ist die Reibung am Erdboden unwesentlich; er ist notwendig an Druckänderungen gebunden. Für den Vertikalzirkulationstyp, der auch in stationären Druckfeldern möglich ist, ist die Mitwirkung der Bodenreibung notwendig. Die von Scherhag aufgestellten Divergenzsätze werden energetisch interpretiert. *F. Steinhäuser.*

**E. Gherzi.** Note sur les noms à donner aux différents types des tempêtes qui intéressent les marins. Gerlands Beitr. 49, 252—255, 1937, Nr. 3. (Obs. météorol. et séismol. Zi-Ka-wei.) Der Verf. will, daß zur richtigen Auffassung der ausgegebenen Warnungen und Prognosen auch begrifflich der Unterschied zwischen außertropischen Zyklonen, die als Depressionen, und tropischen Zyklonen, die als Taifune zu bezeichnen sind, festgelegt wird. Die Depressionen weisen die durch Fronten gegebene Gliederung in Sektoren warmer oder kalter Luft mit den diesen eigenen bekannten Witterungserscheinungen auf. Die Taifune sind nicht wie die Depressionen in Sektoren gegliedert; für sie ist

charakteristisch: Windstille im Zentrum, zerstörende Stürme nahe dem Zentrum, dichter Regen, Bewölkung, abgesehen von Cirren, nicht über 3000 m hoch. Die Energiequelle der Depressionen liegt in der Gravitation, die der Taifune in der Kondensation.

*F. Steinhauser.*

**Napier Shaw.** Variation of Wind with Height. *Nature* 139, 926, 1937, Nr. 3526. (London.) Veranlaßt durch die aus Pilotballonbeobachtungen in Wadi Halfa festgestellten Abweichungen um 70° zwischen den beobachteten Windrichtungen in 3000 bis 4000 m Höhe und den nach der Druckverteilung theoretisch erschlossenen fordert der Verf. eine eingehendere Untersuchung der Meteorologie der Äquatorregion. Die durch das Buys Ballotsche Gesetz gegebene Beziehung zwischen Wind und Luftdruckverteilung ist auf Grund der Erfahrungen in mittleren Breiten abgeleitet worden und, da mit Annäherung an den Äquator die durch die Erdrotation verursachte Komponente der Beeinflussung der Windrichtung an Bedeutung verliert, ist es möglich, daß im Äquatorgebiet nicht in gleicher Weise aus den durch die Wetterkarten gegebenen Druckgradienten auf die Luftbewegung geschlossen werden kann.

*F. Steinhauser.*

**I. Kibel.** Mathematical theory of front shifting in the atmosphere. *C. R. Moskau (N. S.)* 14, 429—431, 1937, Nr. 7. (Acad. Moscow.) Kurzer Bericht über eine Arbeit, die ausführlich in den *Trans. Main Geophys. Obs. Leningr.* erscheinen soll. Die Bewegung einer Front an der Grenze von zwei Luftmassen wird mathematisch formuliert: Alle meteorologischen Größen und die Frontgleichungen sollen nur von zwei Koordinaten  $y$ ,  $z$  und der Zeit abhängen. Schwerkraft und Corioliskraft sind berücksichtigt, die Erdoberfläche ist als eben angenommen. Vertikale Beschleunigung wird gegenüber der Schwerebeschleunigung vernachlässigt und angenommen, daß die Horizontalkomponenten der Geschwindigkeiten unabhängig von der vertikalen Koordinate ( $z$ ) sind. Verf. gibt an, daß er eine brauchbare Methode zur numerischen Lösung der Differentialgleichungen des Problems gefunden habe, mit der aus den Anfangswerten der Form der Frontfläche, der Geschwindigkeiten und des Druckes die Bewegung der Luftmassen und die Form der Frontfläche zu irgendwelchen späteren Zeiten bestimmt werden können.

*Bechert.*

**H. Thomas.** Lassen sich die großen Niederschlagsintensitäten an quasistationären Fronten im Sommer zahlenmäßig durch einfaches Aufgleiten erklären? *Meteorol. ZS.* 54, 164—169, 1937, Nr. 5. (Magdeburg.) Unter Zugrundelegung eines einfachen Aufgleitschemas wird eine Formel zur Berechnung der Niederschlagsintensität bei idealem Aufgleiten aufgestellt. Die Anwendung auf einen Fall von Starkregen an einer quasistationären Front ergab, daß die berechnete Regenintensität nur ein Fünftel der beobachteten ausmachte. Daraus wird geschlossen, daß die Hauptursache der starken Regenfälle die Feuchtlabilität der Warmluft war, die für den berechneten Fall auch aus Flugzeugaufstiegen nachgewiesen wurde. Ideale Aufgleitvorgänge können im allgemeinen nur verhältnismäßig niedrige Niederschlagsintensitäten bringen; die großen Niederschlagsmengen an quasistationären Fronten kommen stets durch gleichzeitige Auslösung feuchtlabiler Vorgänge zustande.

*F. Steinhauser.*

**Rudolf Geiger.** Mikroklimatische Beschreibung der Wärmeschichtung am Boden. (II. Mitteilung.) Die Wärmeschichtung über dem Boden an niederschlagsfreien, sonnenscheinreichen Sommertagen. *Meteorol. ZS.* 54, 133—138, 1937, Nr. 4. (München.) Zufolge von Strahlungswirkungen geben die unbeschatteten Stabthermometer in 2 m über dem Boden um  $3\frac{1}{2}$  bis 6° höhere Tagesmaxima der Temperatur als das

Hüttenthermometer und um 2 bis  $2\frac{1}{2}^{\circ}$  tiefere Tagesminima. Mit zunehmender Strahlungsintensität nimmt die Übertemperatur des besonnten Stabes in 2 m Höhe wegen Steigerung der Austauschkonvektion etwas ab. Mit Annäherung an den Boden nimmt wegen Abnahme der Belüftung die Übertemperatur des Stabthermometers auf ungefähr den doppelten Betrag in 10 cm Höhe zu. Das am Boden aufliegende Stabthermometer hat beträchtlich höhere Übertemperaturen (im Mittel um  $26^{\circ}$  höher als die Hüttentemperatur), die im Gegensatz zu den über dem Boden aufgestellten Thermometern mit steigender Strahlungsintensität stark zunehmen (bis auf  $36\frac{1}{2}^{\circ}$ ). Die Minimumtemperaturen der Stabthermometer sind am Boden und in 10 cm Höhe um etwa  $5^{\circ}$  niedriger als die Hüttentemperaturen. Im Tagesgang sind die positiven Abweichungen der Stabthermometer vom Hüttenthermometer wesentlich größer und länger andauernd als die negativen Abweichungen. Der Einfluß der Lage des Stabthermometers auf die Temperaturangaben wurde untersucht.

*F. Steinhauser.*

**H. Arakawa.** Increasing air temperature in large, developing cities. Gerlands Beitr. 50, 3—6, 1937, Nr. 1. (Central Meteorol. Obs. Tokyo.) Für 21 japanische Stationen mit mehr als 50jährigen Beobachtungen wurde die Folge der Jahresmittel der Temperatur durch eine lineare Funktion nach der Methode der kleinsten Quadrate approximiert. Daraus ergab sich, daß in großen Städten die Temperatur zufolge der mit ihrer Entwicklung verbundenen Steigerung der künstlichen Wärmequellen (Industrie, Verkehr, Hausfeuerung) eine Neigung zur allmählichen Zunahme zeigt; diese beträgt in Tokyo und Kyoto über  $1^{\circ}$  und in Osaka  $1,5^{\circ}$  pro Jahrhundert. Die Temperaturzunahme ist in den Wintermonaten größer als im Sommer. Bei Ausschluß der erwähnten drei Stationen ergibt sich im Mittel der übrigen 18 Stationen eine Tendenz einer Temperaturzunahme von nur  $0,11^{\circ}$  pro Jahrhundert. Die Streuung der Jahreswerte der Temperatur nimmt mit wachsender geographischer Breite zu.

*F. Steinhauser.*

**Ferdinand Steinhauser.** Die interdiurne Veränderlichkeit der Tagesmittel der Temperatur auf dem Sonnblick, 3106 m, und auf der Zugspitze, 2962 m. Meteorol. ZS. 54, 153—156, 1937, Nr. 4. (Wien.) Auf Grund langjähriger Beobachtungen vom Sonnblick werden die Mittelwerte der interdiurnen Veränderlichkeit der Tagesmittel der Temperatur (i. V. T.), die Veränderlichkeit mehrjähriger Mittelwerte der i. V. T., die säkularen Änderungen und die Häufigkeiten der positiven und negativen Temperaturänderungen nach 1<sup>n</sup>-Stufen berechnet. Zum Vergleich wurden aus einer Arbeit von Schmauss, in der vor allem die Singularitäten der Temperaturveränderlichkeit behandelt sind, die Werte der Zugspitze entnommen. Auf dem Sonnblick ist die i. V. T. mit  $2,67^{\circ}$  am größten im Januar und Februar und mit  $1,62^{\circ}$  am kleinsten im Mai. Die größte negative Änderung betrug  $13,9$ , die größte positive  $14,8^{\circ}$ . In den letzten 50 Jahren schwankten die fünfjährigen Mittel der i. V. T. im Januar um  $1,63$  und im Juli um  $0,52^{\circ}$ , die zehnjährigen Mittel schwankten im Januar um  $0,78$  und im Juli um  $0,28^{\circ}$ , die 25jährigen Mittel variierten im Januar um  $0,27$  und im Juli um  $0,08^{\circ}$ . Die zehnjährigen Mittelwerte der i. V. T. nahmen im Januar vom Beginn der Beobachtung 1886/96 bis 1900/10 um  $0,7^{\circ}$  zu, seither aber um denselben Betrag ab. Ähnlich verliefen die Schwankungen im April; im Oktober verliefen sie nahezu invers. Im Sommer waren die Schwankungen nicht groß; seit dem ersten Jahrzehnt dieses Jahrhunderts zeigt sich eine geringe Zunahme. Die Häufigkeiten der i. V. T.  $> 3,5^{\circ}$  nahmen auf der Zugspitze im Sommerhalbjahr in Wellen fortschreitend zu, im Winterhalbjahr aber ab. Im Jahresverlauf der i. V. T. der Zugspitze finden sich fast alle wichtigen Singularitäten wieder, die auch in München festgestellt worden sind.

*F. Steinhauser.*

**Fritz Möller.** Über den täglichen Gang des Dampfdruckes und seiner interdiurnen Veränderlichkeit. Meteorol. ZS. 54, 124—133, 1937, Nr. 4. (Berlin.) Der Dampfdruck erweist sich zur Charakterisierung der Wetterlagen als besonders geeignet, da sein periodischer Tagesgang beträchtlich von den aperiodischen Veränderungen an Größe übertroffen wird. Aus 26jährigen Beobachtungen in Potsdam wurden die mittleren Tagesgänge, die Häufigkeitsverteilungen der Dampfdruckwerte von 4 Uhr und die Tagesgänge der interdiurnen Veränderlichkeit berechnet. Die Abweichungen zwischen dem beobachteten Tagesgang des Dampfdruckes mit einem zweiten Minimum am Nachmittag und einem einfachen Tagesgang, der beim Fehlen der Konvektion zu vermuten ist, werden als Maß für die Intensität der Konvektion angesehen; hierfür findet man die Höchstwerte im Mai, Juni und Juli ebenso wie beim Maximum im Jahresgang der mittleren vertikalen Temperaturgradienten in der freien Atmosphäre. Der Höchstwert der Konvektion, der dem Minimum des Dampfdruckes am Nachmittag entspricht, verschiebt sich vom Frühjahr bis zum Herbst von 16 auf 13 Uhr. Die Streuung des Dampfdruckes um den Mittelwert ist im Winter den ganzen Tag über nahezu konstant (im Januar 1,41 bis 1,47 mm), in den übrigen Jahreszeiten ist sie um Sonnenaufgang am kleinsten (im Juli 1,89 mm) und am Spätnachmittag vor Beginn des Wiederanstieges des Dampfdruckes am größten (im Juli 2,46 mm). Die Streuung ist im Winter gering und im Sommer groß; die Übergänge erfolgen sprunghaft im April und Oktober. Die interdiurne Veränderlichkeit des Dampfdruckes zeigt im Sommerhalbjahr einen einfachen Tagesgang mit einem Minimum zwischen 6 und 8 Uhr (im Juli 1,38 mm) und einem Maximum um ungefähr 18 Uhr (im Juli 2,07 mm); die Erklärung für diesen Tagesgang wird in der Verschiedenheit des Tagesganges des Dampfdruckes an trüben und heiteren Tagen gesehen. Im Winter zeigt sich ein umgekehrter Tagesgang: Maximum um 8 Uhr (im Dezember 0,82 mm) und Minimum um 18 Uhr (im Dezember 0,76 mm). Die Erklärung dafür findet man in der stärkeren Abnahme des Dampfdruckes in heiteren Winternächten. *F. Steinhäuser.*

**H. Philipps.** Die Störungen des zonalen atmosphärischen Grundzustandes durch stratosphärische Druckwellen. Meteorol. ZS. 54, 193—194, 1937, Nr. 5. (Homburg v. d. Höhe.) Unter der Annahme einer linearen Temperaturverteilung werden aus den partiellen Differentialgleichungen der Hydrodynamik die Eigenschaften der stationären zonalen Zirkulation der Atmosphäre abgeleitet. Unter der Annahme „kleiner“ Störungen des ungestörten zonalen Grundzustandes werden aus der Druckstörung, deren Übertragung aus der Tropopause durch eine Differentialgleichung gegeben ist, die Temperaturverteilung und die Geschwindigkeitskomponenten berechnet. Für die an der Stratosphärenengrenze entstehende Druckwelle wird dabei eine Sinus-Welle mit periodischer Amplitude angesetzt. Die dadurch erzeugten Störungswellen bewegen sich mit Geschwindigkeiten, die von der oberen Druckwelle verschieden sind, und sie sind hauptsächlich durch das meridionale troposphärische Temperaturgefälle bestimmt. Auf einer homogenen Erde bilden sich durch die obere Druckstörung in den zonalen Tiefdruckrinnen Kerne tiefen Druckes mit dazwischenliegenden Hochdruckkeilen und längs des subtropischen Hochdruckgürtels aber Kerne hohen Druckes, die sich mit Ausnahme der Zyklonen niedriger Breiten von West nach Ost mit Geschwindigkeiten bewegen, die größer sind als die der oberen Druckwelle. Auf der physischen Erde mit ungleicher Land- und Meerbedeckung ergibt sich aus der oberen Druckstörung eine wesentlich unregelmäßigere Zyklonogenese; es zeigt sich dabei, daß lokale Zyklonen als Brutstätten neuer Zyklonen anzusehen sind. Im Temperaturfeld können sich nur in niedrigen Breiten Kerne hoher oder

tiefer Temperatur bilden, was als innerer Grund für die Temperatursymmetrie der außertropischen Zyklonen angesehen wird. Die Änderungsfelder des Druckes und der Temperatur besitzen größere Geschwindigkeiten als die Felder der betreffenden Größen selbst. Sie verhalten sich hinsichtlich ihrer Fortbewegung auf der homogenen Erde nicht anders als auf der physischen. *F. Steinhauser.*

**Franz Baur.** Zur Frage der Beziehungen zwischen der Temperatur des Golfstromes und dem nachfolgenden Temperaturcharakter Mitteleuropas. *Meteorol. ZS.* 54, 188—189, 1937, Nr. 5. (Bad Homburg v. d. Höhe.) Als Korrelationskoeffizient für die Beziehung der Temperatur von November bis Januar in Christiansund zur nachfolgenden Februar-März-Temperatur von Berlin wurde für 1861/62 bis 1889/90  $+0,42$  und für 1890/91 bis 1919/20 aber  $-0,17$  gefunden. Die entsprechenden Korrelationskoeffizienten für die Änderungen der Temperatur von einem zum nächsten Jahr waren  $+0,73$  bzw.  $-0,30$ . Daraus ergibt sich, daß die 1899 von Meinardus festgestellte Beziehung zwischen der Golfstromtemperatur des Vorwinters zur Temperatur des Nachwinters in Mitteleuropa in den Folgejahren nicht mehr bestehen blieb. Der Verf. weist darauf hin, daß es notwendig ist, bei Korrelationsuntersuchungen lange Reihen zu benutzen und durch Unterteilung ihre Stabilität zu prüfen und daß es verfehlt ist nur auf einer Beziehung oder einer Methode langfristige Witterungsvorhersagen aufzubauen. *F. Steinhauser.*

**Sigurd Evjen.** Über Stauung von Luft in der freien Atmosphäre und Bewegung einer Massenpartikel im Luftdruckfelde. *Ann. d. Hydrogr.* 65, 145—155, 1937, Nr. 4. (Oslo.) Es soll gezeigt werden, in welchem Grade eine Wanderung von Luftpartikeln quer über die Isobaren innerhalb eines Stromes, mithin also auch eine Stauung möglich ist. *H. Ebert.*

**R. Scherhag.** Die aerologischen Entwicklungsbedingungen zyklonaler Bora. *Ann. d. Hydrogr.* 65, 286—290, 1937, Nr. 6. *Dede.*

**Ferd. Travniček.** Das Wesen der vieljährigen Klimaänderungen in neuer Beleuchtung. *Ann. d. Hydrogr.* 65, 249—252, 1937, Nr. 6. (Graz.) Seit der Zeit, da Eduard Brückner seine ersten positiven Feststellungen säkular-periodischer Klimaschwankungen am Spiegel abflußloser innerasiatischer Salzseen der Mitwelt anvertraut hat, ist für das Problem säkularer Klimaschwankungen fast ein halbes Jahrhundert vergangen. Demnach ist dieses Problem völlig offen. Ein Vorgang — die säkulare Variation des mittleren Turbulenz-Austausch- oder Scheinreibungszustand der Atmosphäre — ist für die Behandlung des Problems sehr überzeugend. *H. Ebert.*

**H. Wörner.** Die auffällige Zunahme der Herbstniederschläge in Norddeutschland im letzten Jahrzehnt. *Meteorol. ZS.* 54, 156—158, 1937, Nr. 4. (Königsberg i. Pr.) An verschiedenen norddeutschen Stationen waren die Herbstniederschläge in den letzten zehn Jahren beträchtlich übernormal, was für eine Zunahme des maritimen Klimaanteils spricht. Der säkulare Gang der zehnjährigen Mittel der Ozeanität, die nach Henze durch die Differenz der Niederschlagssummen von August—Oktober minus Mai—Juli gegeben wird, und der durch die Jahresschwankung der Temperatur bestimmten Kontinentalität von Königsberg und Obir zeigt Schwankungen, die für die Existenz 45- bis 50jähriger periodischer Klimaschwankungen sprechen. Der Höhepunkt der Ozeanität scheint seit einigen Jahren bereits überschritten zu sein. *F. Steinhauser.*

**W. Wundt.** Die Lage des meteorischen Äquators. *Meteorol. ZS.* 54, 224—226, 1937, Nr. 6. (Freiburg i. Br.) Der kalorische Äquator, das ist der Parallel-

kreis, auf dem die zwei gleichlangen kalorischen Halbjahre, die mit Frühjahrstag- und -nachtgleiche beginnen bzw. endigen, gleichviel Wärmeeinheiten empfangen, liegt nach Milankovitch in 3° nördlicher Breite. Es ist dies auch der Gürtel der kleinsten Veränderlichkeit der Bestrahlung. Mit dem kalorischen hängt der meteorische Äquator zusammen, der verschiedene Erscheinungen in sich vereinigt wie höchste Temperatur, Maximum der Bewölkung und Niederschläge, Minimum der Luftbewegung und des Luftdruckes; er liegt in etwa 5° nördlicher Breite. Die Verlagerung des meteorischen Äquators über den kalorischen hinaus ist auf Rechnung der übergreifenden Süd-Zirkulation und der Wirkung der stärkeren Landbedeckung der Nordhalbkugel zu setzen. Die Erklärung dafür findet sich in der durch vermehrte Wärmezufuhr verursachten Aufwölbung und horizontalen Schrumpfung der Zirkulationen und in deren Zusammensinken und Sichausbreiten bei Wärmeentzug. *F. Steinhäuser.*

**H. Müller.** Untersuchungen zur Fehlvorhersage vom 19. Oktober 1936. Ann. d. Hydrogr. 65, 252—257, 1937, Nr. 6. (Kiel.)

**G. Pogade.** Die wissenschaftlichen Grundlagen der Baurischen Zehntage-Vorhersagen. Ann. d. Hydrogr. 65, 257—264, 1937, Nr. 6. (Dt. Seewarte Hamburg.) *Dede.*

**Hann-Süring.** Lehrbuch der Meteorologie. 5. vollständig neubearbeitete Auflage mit zahlreichen Abb. im Text, Karten u. Tafeln, herausgegeben von R. Süring. 1. Lieferung (S. 1—96). Leipzig, Verlag Willibald Keller, 1937. Subskr. Pr. d. Lieferg. RM 6,60. Eine Behandlung des Inhalts erfolgt erst nach Erscheinen der letzten Lieferung. *Dede.*

**P. Raethjen.** Ursache und Wirkung in der Meteorologie und die Dissipation der Energie. Meteorol. ZS. 54, 121—124, 1937, Nr. 4. Es hat nur einen Sinn von einer „Ursache“ zu sprechen, die einer „Wirkung“ zeitlich vorangehen muß, wenn ein irreversibler Prozeß am Ende der Kausalitätsreihe steht. Als Beispiele für Kausalitätsreihen in der Meteorologie werden angeführt: 1. Man kann die Beschleunigung als Ursache der Bewegung ansehen, wenn man auf eine irreversible Energiedissipation Bezug nimmt. 2. Thermodynamische Prozesse erzeugen potentielle Energie, diese kann in kinetische Energie umgewandelt werden und die kinetische Energie wird durch Reibung wieder verbraucht. 3. Die im Tief aufsteigenden und im Hoch absteigenden Luftmassen durchlaufen einen Kreisprozeß: thermodynamische Energiegewinnung — mechanische Energie — thermodynamische Wärmegewinnung → Dissipation der Wärme, bei der mechanische Energie in Wärme verwandelt und durch Ausstrahlung dissipiert wird. *F. Steinhäuser.*

**Franz Sauberer.** Messungen des Strahlungshaushaltes horizontaler Oberflächen bei heiterem Wetter. Meteorol. ZS. 54, 213—221, 1937, Nr. 6. (Zentralanst. f. Meteorol. u. Geodynamik Wien.) Die Messungen wurden mit einem Strahlungsbilanzmesser nach F. Albrecht ausgeführt. Im Tagesgang zeigte sich bei heiterem Wetter der Verlauf der Strahlungsbilanz über einer Wasserfläche symmetrisch zum Mittag und die Werte waren nur wenig geringer als die auf die Horizontalfläche auffallende Sonnenstrahlung. Über festem Boden ist die Strahlungsbilanz um 25 bis 30% geringer und entsprechend dem Tagesgang der Oberflächentemperatur und den davon abhängigen Änderungen der Ausstrahlung ist sie am Vormittag größer als am Nachmittag. Ähnlich ist es auch über moosiger Wiese. Der Übergang von negativer zu positiver Bilanz erfolgte bei Horizontabschirmung < 5° über Ackerboden  $\frac{3}{4}$  bis 1 Stunde nach Sonnenaufgang und der umgekehrte Übergang etwa 1 Stunde vor Sonnenuntergang. Die Strah-

lungsbilanz wird im allgemeinen um so früher positiv und um so später negativ, je höher die positiven Bilanzwerte der betreffenden Oberfläche tagsüber sind. Bei Horizontabschirmung von mindestens 15° wird die Strahlungsbilanz zugleich mit Sonnenaufgang sprunghaft positiv und mit Sonnenuntergang negativ. Für Zeitabschnitte von etwa 5 Wochen sind mittlere Tagesgänge der Strahlungsbilanz und die Tagesbilanz der Strahlung an heiteren Tagen über Schnee, über Wasser und über festem Boden mitgeteilt. Der Einfluß der Unterlage auf die Strahlungsbilanz wirkt sich zufolge von Unterschieden in der Ausstrahlung und im Reflexionsvermögen der Oberflächen, der Verdunstung und der Wärmeleitfähigkeit des Bodens aus. Im allgemeinen haben die Oberflächen, die nachts die größte Ausstrahlung aufweisen, tagsüber auch den größten Einstrahlungsüberschuß. Die höchsten positiven Bilanzwerte über Schnee sind nur ungefähr ein Drittel der Werte über Wasser.

*F. Steinhauser.*

**R. C. Hayes.** Fall in Air Temperature during the Solar Eclipse of December 13—14, 1936. *Nature* 139, 967—968, 1937, Nr. 3527. (Dominion Obs. Wellington.) Temperaturregistrierungen in Wellington ergaben, daß während der Sonnenfinsternis vom 14. Dezember 1936 die Lufttemperatur zwischen 10 und 11 Uhr mittlerer Neuseelandzeit bei wolkenlosem Wetter bis zu 4,9° C unter die dem normalen Tagesgang entsprechenden Werte gesunken war. *F. Steinhauser.*

**Ernst Langer.** Einige Messungen der Ultraviolett-Erythem-Intensität in Ost-Anatolien und Armenien. *Gerlands Beitr.* 49, 256—259, 1937, Nr. 3. (Geophys. Inst. Dt. Univ. Prag.) Im Juli und August 1936 wurden gelegentlich einer Reise mit einem medizinischen UV-Dosimeter der I. G. Farben folgende mittlere UVE-Einheiten gemessen: Ungarische Tiefebene ( $\leq 120$  m) 16,1, Küstengebiete Kleinasiens ( $\leq 250$  m) 15,4, Hochtäler im Pontus (1200—1600 m) 15,6, Hochland von Armenien (1700—2000 m) 18,2, Vanseegebiet (1750—1800 m) 18,7 und im Hochgebirge um den Vansee in 2300—3500 m Höhe 20,3 und über 3500 m 26,4. *F. Steinhauser.*

**H. Slouka.** UV.-Messungen während der Sonnenfinsternis am 19. Juni 1936 in Japan und auf der Hin- und Rückreise durch Sibirien und China. *Gerlands Beitr.* 50, 78—84, 1937, Nr. 1. (Geophys. Inst. Dt. Univ. Prag.) In der Reisezeit von Mai bis September wurden mit einem UV-Dosimeter folgende mittlere mittägige relative UVE-Werte bestimmt: Am Meer zwischen China und Japan 7,8, im Küstengebiet von Japan und China 7,7 bzw. 9,5, in der sibirischen Steppe 8,0, im Hochland von Transbaikalien und Mandschurei (600—1000 m) 9,7 und im Akan-See-Distrikt (1000—2000 m) 12,6. Im Mittel nahm die UVE-Strahlung bei Zunahme der Breite von 30 auf 55° von etwa neun auf sechs relative Einheiten ab. Während der totalen Sonnenfinsternis am 19. Juni 1936 sank die UVE-Strahlung auf Null. *F. Steinhauser.*

**Chr. Jensen.** Zur Frage des Wertes engerer Zusammenarbeit der Sonnenstrahlungs- und der atmosphärischen Polarisationsforschung. *Gerlands Beitr.* 50, 44—54, 1937, Nr. 1. (Hamburg.) Wenn man in den Mechanismus der atmosphärisch-optischen Vorgänge tiefer eindringen und die Trübungserscheinungen genauer kennenlernen will, dann sind als notwendige gegenseitige Ergänzung sowohl Polarisationsmessungen wie auch pyrneliometrische und psychrometrische Messungen vorzunehmen. Die Zusammenhänge zwischen Strahlungsintensität und Polarisationsgrößen zeigen sich in sehr hohem Korrelationskoeffizienten. Sehr groß ist auch die Korrelation zwischen den Kriterien des atmosphärischen Reinheitsgrades (A-Abstand, Ba-Abstand, A-Amplitude) an weit voneinander entfernten Orten und zwischen der



Strahlungsintensität bzw. Staubextinktion und den Reinheitskriterien an anderen Orten. Für die Enge der gefundenen Beziehung sind die Störungsjahre 1912/14 vor allem verantwortlich zu machen. Eine eingehende Verfolgung der Polarisationsphänomene wird auch deshalb empfohlen, weil es damit möglich ist, abgesehen von der Bestimmung der Gesamtgröße der Trübung auch etwas über ihre Höhenlage und über Größe, Art und Konzentration der Teilchen zu erfahren. *F. Steinhauser.*

**W. R. G. Atkins, N. G. Ball and H. H. Poole.** The Photo-Electric Measurement of the Diurnal Variations in Daylight in Temperate and Tropical Regions. Proc. Roy. Soc. London (A) 160, 526—539, 1937, Nr. 903. (Plymouth, Colombo, Dublin.) Mit je zwei relativ geeichten und sorgfältig hinsichtlich der spektralen Empfindlichkeitsverteilung, der Temperatureinflüsse und der Ermüdungserscheinungen geprüften Na-Photozellen und Se-Photoelementen wurden umfangreiche vergleichende Helligkeitsmessungen in England und auf Ceylon (Colombo) bei wechselnder Wolkenbedeckung und bei verschiedener Sonnenhöhe in den Jahren 1934 bis 1936 durchgeführt. Bei gleicher Sonnenhöhe ist die mit der Na-Zelle gemessene Einstrahlung ( $\lambda$  um 410 m $\mu$ ) in der Vertikalen bemerkenswerterweise für gewöhnlich auf Ceylon geringer als in Plymouth. Die Selenzelle gab für 90° Sonnenhöhe an beiden Meßorten etwa 145 Kilolux an. Das unter Umständen den Wert 8 übersteigende Verhältnis von Sonnen- und Himmelslicht schwankt selbst an klaren Tagen sehr stark. Das Zwiellicht dauerte in Plymouth (Oktober) 40 min, auf Ceylon (Mai) 16 min; jedoch war die Helligkeit bei Sonnenauf- und -untergang mit 700 Lux praktisch dieselbe. Die Gesamthelligkeit wird durch Bodenreflexion bis um den Faktor 2,7 erhöht. *Miehlnickel.*

**B. Fessenkoff.** Les eclipses de la lune et la distribution de l'ozone atmosphérique. C. R. Moskau 15, 119—121, 1937, Nr. 3. (Obs. Astrophys. Univ. Moscou.) Die Helligkeit des Schattens durch ein einziges Flächenelement der Sonne im Abstand  $\varrho$  ist

$$f(\varrho) = \left(1 - \frac{2l \cdot R}{r_0 + h_0}\right)^{-1} \left(1 - 2l \frac{dR}{dh_0}\right)^{-1} \cdot e^{-f(h_0)} \frac{dy}{dh_0}.$$

Für  $h_0$  von 8 bis 41 km werden die einzelnen Klammerausdrücke und  $f(\varrho)$  berechnet (Tabelle). Die zweite Tabelle enthält  $f(\varrho)$  ohne Einfluß von Ozon und mit solchem bei einer Ozonschicht zwischen 20 und 21 km, bzw. 21 bis 26 km und 21 bis 31 km. Die dritte Tabelle enthält dieselben Daten für den Gesamteinfluß der Sonnenscheibe aus  $f(\varrho) = \iint f(\varrho) \varphi(\varepsilon) d\sigma$ , wo  $\varphi(\varepsilon)$  die Intensitätsverteilung auf der Sonnenscheibe ist. Es wird in Übereinstimmung mit Daten von Keenan und Danjon eine Ozonschicht mit der unteren Grenze bei 20 km Höhe und mit einer Mächtigkeit von 30 km angenommen. Weitere Beobachtungen im roten und grünen sind zur endgültigen Klärung erwünscht. *Sättele.*

**Jacques Duclaux.** Transparence de l'air dans les régions arctiques. C. R. 204, 1266—1267, 1937, Nr. 17. Durch Ausmessung photographischer Aufnahmen aus Skoresby Sund auf 38,400 m Entfernung wurde für die bodennahe Luftschicht ein Absorptionskoeffizient von  $1,78 \cdot 10^{-7}$  für  $\lambda = 5410 \text{ \AA}$  und  $7,46 \cdot 10^{-7}$  für  $\lambda = 3,700 \text{ \AA}$  bestimmt. Das entspricht einer Sichtweite von 2000 km.

*F. Steinhauser.*

**H. Arakawa.** Trübungsfaktoren für verschiedene Typen troposphärischer Luftmassen in japanischen Gebieten. Meteorol. ZS. 54, 150—153, 1937, Nr. 4. (Tôkyô.) Am größten sind die Trübungsfaktoren von Äquatorluft (im Mittel 3,2) und maritimer Tropikluft (3,3). Die Trübungsfaktoren maritimer Tropikluft bleiben bei Verlagerungen gegen Norden nahezu konstant.

Die Trübungsfaktoren kontinentaler Polarluft nehmen bei einer Verlagerung gegen den Äquator hin im Mittel von 2,1 in 47° Breite auf 2,5 in 33° Breite zu. Die Trübungsfaktoren maritimer Polarluft sind größer und nehmen in gleicher Weise von 2,6 bis 3,1 zu. Bei NW-Monsun sind die Trübungsfaktoren an der Luvseite größer als an der Leeseite. Gleichzeitige Beobachtungen ergaben, daß die Trübungs-faktoren im Mittel bei Erhebung von 87 bis 1376 m von 2,6 auf 1,8 abnahmen.

*F. Steinhauser.*

**C. Wirtz.** Sonnenfinsternis und Optik der Atmosphäre. Die Finsternis von 1936 Juni 19. Ann. d. Hydrogr. 65, 215—219, 1937, Nr. 5. (Kiel.) Es wird gezeigt, daß sich auch eine partielle Verfinsterung mit der maximalen Phase ein Halb der Sonnenfläche im Zustand der Atmosphäre bemerkbar macht. Durch Reinerwerden der Atmosphäre vermindert sich zunächst der Trübungs-faktor, dann vergrößert er sich infolge einer Tendenz zu Kondensations-vorgängen.

*H. Ebert.*

**N. A. Critikos.** Phenomenes meteorologiques et magnétiques. Observés près d'Athènes pendant l'éclipse totale du soleil du 19 juin 1936. Gerlands Beitr. 50, 18—21, 1937, Nr. 1. (Athènes.) Am Beobachtungsort an der Ostküste von Attika trat die totale Sonnenfinsternis vom 19. Juli 1936 46 min nach Sonnenaufgang ein. Die zur Zeit der totalen Sonnenbedeckung eingetretene Lichtschwächung ist nicht mit dem Dämmerungsdunkel vergleichbar; sie war eine Schwächung des Lichtes ohne Änderung seiner Zusammensetzung. Die Temperatur sank um 1,8° und die Feuchtigkeit nahm von 57 auf 65 % zu. Es traten auch magnetische Störungen auf, die einerseits einer Sonnenfleckengruppe und andererseits ihrer Verdeckung durch den Mond zugeschrieben werden.

*F. Steinhauser.*

**Harold Jeffreys.** The Oscillations of the Atmosphere. With a Note by G. I. Taylor. Proc. Roy. Soc. London (A) 157, 535—537, 1936, Nr. 892. Aufklärung einiger Mißverständnisse, die im Anschluß an eine frühere Arbeit des Verf. aufgetreten sind (Quart. J. R. Met. Soc. 52, 85, 1926) sowie Stellungnahme zu einer Arbeit von G. J. Taylor (vgl. diese Ber. S. 199).

*H. Schlichting.*

**Seitaro Suzuki and Hukuyosi Oomori.** On the Atmospheric Waves. Gerlands Beitr. 49, 301—318, 1937, Nr. 3. (Hukuoka.) Auf Grund der Aufzeichnungen von drei in Entfernungen von 4 bis 10 km aufgestellten Mikrobarographen (Variographen) wurden Fortpflanzungsgeschwindigkeiten und Längen der an der Grenzfläche zweier Luftströme erzeugten Wellen bestimmt. Es zeigt sich keine regelmäßige Beziehung zwischen den Perioden der Wellen und den vertikalen Temperaturgradienten. Es wurden Wellen von 5 bis 47 km Länge und 8 bis 77 m/sec Geschwindigkeit beobachtet. Zwischen Wellenlänge  $\lambda$  (km) und Geschwindigkeit  $V$  (m/sec) besteht die Beziehung  $\lambda = 0,0004 (V + 525)^2 - 106,33$ . Zwischen den Wellenlängen und der Höhe  $H$  der die Wellen tragenden Diskontinuitätsflächen besteht die Beziehung  $H/12 = (\lambda/b)^3/[1 + (\lambda/b)^3]$ , wo  $b = 7,54$  die mittlere Wellenlänge der Wogenwolken und  $b = 20,4$  die mittlere Länge der mikrobarometrischen Wellen ist. Die in der Atmosphäre auftretenden Wellen haben gewöhnlich Längen von 13 bis 25 km, Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von 20 bis 50 m/sec, Perioden von 6 bis 11 min und sie treten in Höhen von 3 bis 8 km auf. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist nahezu gleich der Relativgeschwindigkeit zwischen der oberen und unteren Luftströmung. Regelmäßige mikrobarometrische Wellen kommen am häufigsten im Winterhalbjahr und im Tagesgang am häufigsten von 8 bis 10 Uhr vor.

*F. Steinhauser.*

**G. A. Suckstorff.** Strömungsvorgänge in Regenschauern. Naturwissensch. 25, 337—346, 1937, Nr. 22. (Göttingen.) Bei Betrachtung des Wasserdampfes in der Atmosphäre spielt die Vertikalbewegung infolge ihrer wolken- und niederschlagsbildenden Eigenschaft eine große Rolle. Sie beträgt bei Gewittern 10 bis 15 cm/sec, bei Aufgleitvorgängen nur wenige cm bis mm/sec. Da mit Hilfe des Flugzeuges nur punktartige Messungen der Vertikalbewegung möglich sind, wurde bei Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes der Universität Göttingen ein indirekter Weg eingeschlagen. Vertikalbewegungen bedingen u. a. Temperatur- und Luftdruckänderungen. Die Durchführung der Untersuchungen wurde zunächst auf Regenschauer in einer einheitlichen Luftmasse beschränkt. Während 14 Regenschauern wurden photographische Registrierungen von Temperatur, Luftdruck und Horizontalkomponente des Windes aufgenommen. Unter Verwertung früherer Erkenntnisse und unter Anstellung theoretischer Überlegungen ergibt sich: Durch die Feuchtstabilität der Luft wird in der Schauerwolke eine aufsteigende Strömung hervorgerufen. Im eigentlichen Niederschlagsgebiet setzt sich absteigende Bewegung durch, jedoch auch in großer Ausdehnung hinter der Wolke. Entsprechend der Aufwärtsbewegung tritt gleichzeitig am Vorderrande der Schauerwolke Temperaturrückgang und Luftdruckanstieg ein, umgekehrt bei vertikaler Abwärtsbewegung nach dem Schauer Temperaturanstieg und Luftdruckfall. Dabei werden Schauer behandelt, bei denen einmal der Niederschlag bis zum Boden fällt, zum anderen nur in der Höhe und schließlich solche, bei denen kein Niederschlag fällt. Verschiedene Darstellungen veranschaulichen die Erörterungen. *Hänsch.*

**E. Marki.** Die Ursache der Gesetzmäßigkeiten in der Verteilung der verschiedenen Tropfengrößen bei Regen und in den Wolken. Meteorol. ZS. 54, 174—183, 1937, Nr. 5. [Split (Jugoslawien).] Ausgehend von der Annahme, daß die Kondensationsprodukte in den Wolken anfänglich kleine Tröpfchen von annähernd gleicher Größe sind, wird das Zustandekommen der Tropfengruppen, welche in gesetzmäßigen Folgen als ganzzahlige Vielfache von Elementartröpfchen auftreten, durch eine Anzahl von Tropfenkombinationen, die aus den Elementartröpfchen durch Zusammenfließen beim Fallen gebildet werden, erklärt. *F. Steinhauser.*

**Heinz Lettau.** O. G. Suttons Theorie der Verdunstung in turbulenter Luft im Vergleich zu neueren Beobachtungen. Ann. d. Hydrogr. 65, 155—160, 1937, Nr. 4. (Leipzig.) Die von O. E. Sutton 1934 entwickelte Theorie wird unter Hinzufügung einiger Bemerkungen eingehend wiedergegeben. Die Suttonsche Theorie leitet in geschlossener Form die Abhängigkeit der Verdunstung über einer Ebene von den drei entscheidenden Größen: Windgeschwindigkeit, Turbulenzgrad der Strömung und Größe der verdunstenden Fläche ab; dabei werden sowohl Wind- als auch Turbulenzänderungen mit der Höhe berücksichtigt. *H. Ebert.*

**Ouang Te-Tchao.** Sur la grosseur des particules de fumée mises en suspension dans l'air. C. R. 204, 852—854, 1937, Nr. 11. Bestimmung der Größe von Rauchpartikelchen aus Teilchenzahl und Gewichtsabnahme der verschwelen Substanz. Die Übereinstimmung der so ermittelten Teilchengrößen mit den aus der Brownschen Bewegung, der Fallgeschwindigkeit der Teilchen und ihrem Verhalten im Millikan-Kondensator gefundenen Größen ist überraschend gut. *Israël-Köhler.*

**Georges Nadjakoff.** Sur la nature et l'origine des gros ions dans l'atmosphère. C. R. 204, 1236—1238, 1937, Nr. 17. Verf. berichtet über die Untersuchung von Staubablagerungen, die sich im Laufe von 10 Jahren an und in

der Nachbarschaft von Gleichstromleitungen in Laboratoriumsräumen gebildet haben. Die Beschläge treten nur an Gleichstromleitungen auf, müssen sich also aus ursprünglich geladenen Teilchen zusammensetzen. Es handelt sich um Rußpartikelchen einer Größe von etwa  $2 \cdot 10^{-5}$  cm. Diese Größe deutet darauf hin, daß der Beschlag aus Großionen besteht, die sich im Laufe der Zeit an den Leitungsdrähten angereichert haben. Am positiven Leiter ebenso wie an der Wand in seiner Nähe ist der Beschlag stärker als am negativen. — Die Ergebnisse sind mit den Vorstellungen über die Ionenbildung bei Verbrennungsprozessen im Einklang.

*Israël-Köhler.*

**K. Hillebrand.** Evolution kosmischer Staubmassen. (Ein Beitrag zur Kosmogonie.) Wiener Anz. 1937, S. 77, Nr. 10. Ausgehend von der Kant'schen Hypothese eines meteoritischen Chaos von gleichmäßiger Unordnung und von der Annahme einer sphärischen Begrenzung des ganzen Aggregates und einer durchschnittlichen gleichmäßigen Massenverteilung, wird gezeigt, daß die wahrscheinlichsten charakteristischen Auswirkungen unelastischer Kollisionen eine Differentierung der Massenverteilung und der Erstreckungen des ganzen Gebildes zur Folge haben. Diese lassen eine Einleitung zu einer Systembildung erkennen. Von den physikalischen Veränderungen infolge des Energieumsatzes wird abgesehen und so gezeigt, daß die kinetische Komponente des Vorganges allein schon das Ergebnis liefert.

*F. Steinhäuser.*

**Romed Giner und V. F. Hess.** Studie über die Verteilung der Aerosole in der Luft von Innsbruck und Umgebung. Gerlands Beitr. 50, 22—43, 1937, Nr. 1. (Inst. Strahlenforsch. Univ. Innsbruck.) Es wurde mit einem Owenschen Jet Counter der Staubgehalt und mit einem Kernzähler nach Aitken-Lüdeling der Gehalt an Kondensationskernen bestimmt. Die Tagesgänge von Staub- und Kernzahlen verlaufen parallel und zeigen ein Maximum um 9 bis 10 Uhr und ein Minimum in den Nachmittags- und Abendstunden. Auch die Jahrgänge verlaufen parallel und haben in Innsbruck die Maxima im Februar (In Stadtmittte 33,300 Kondensationskerne, 825 Staubteilchen pro  $\text{cm}^3$ ) und die Minima im Hochsommer (14,700 Kerne, 168 Staubteilchen). Das winterliche Maximum wird durch die Verbrennungsprodukte der Haus- und Industrieheizanlagen bewirkt. Trotz großer Unterschiede in der Verteilung der Kerne und des Staubes an den verschiedenen Stellen der Stadt bleibt das Verhältnis von Kernzahl zur Staubzahl überall annähernd konstant 56. Das Jahresmittel der Staubzahl in Innsbruck Stadt beträgt  $464/\text{cm}^3$  und in der Umgebung 128; die Kernzahl beträgt im Jahresmittel in Innsbruck 24 000 und auf dem Lande der Umgebung 9100. Mit zunehmender Windstärke nehmen sowohl in der Stadt wie auch auf dem Lande Staubgehalt und Kerngehalt der Luft stark ab. Bei höherem Staubgehalt ist die Sicht bedeutend schlechter; bei den Kernzahlen ist der Zusammenhang mit der Sicht nicht so eindeutig. Der Staubgehalt nimmt mit der Höhe sehr rasch ab; in Höhen über 2000 m ist die Luft fast staubfrei (im Winter null bis zwei, im Sommer aber sechs bis acht Staubteilchen). Die Abnahme des Staubgehaltes mit der Höhe läßt sich als Exponentialfunktion darstellen, die aus der Austauschtheorie abgeleitet werden kann. Danach wird für Innsbruck eine stündliche Abgabe an die Atmosphäre von  $235 \text{ g}/\text{km}^2$  fester Materie in Staubform berechnet. Die Kernzahl betrug auf den Berggipfeln von 2000 bis 2300 m Höhe 500 bis 600. Im geschlossenen Zimmer beträgt im Jahresmittel der Staubgehalt nur 58 % und der Kerngehalt nur 31 % desjenigen im Freien.

*F. Steinhäuser.*

**Lévi Herman et Mme Renée Herman-Montagne.** Signification des mesures relatives à la quantité de poussières ou fumées présentes au niveau du sol. C. R. 204, 1441—1443, 1937, Nr. 19. Messungen mit

dem Owen'schen Staubzähler in Lyon ergaben im Tagesgang ein Hauptmaximum des Staubgehaltes um 7 bis 9 Uhr und ein sekundäres Maximum um 18 bis 20 Uhr. Der zeitliche Abstand ( $D$  Stunden) dieser beiden Maxima der im Jahresgang regelmäßig variiert, läßt sich in Abhängigkeit von der Tageslänge  $d$  darstellen durch  $D = d/3 + 7,9$ . Die Auswertung der durch die Kurve des Tagesganges des Staubgehaltes begrenzten Fläche gibt die Staubmenge, die im Laufe eines Tages eingeatmet wird. Sie läßt sich als lineare Funktion der Tageslänge darstellen. Der Jahresgang des mittleren Staubgehaltes der Luft scheint einen vorherrschenden Einfluß der Hausfeuerung auf die Verunreinigung der bodennahen Luft zu zeigen.

*F. Steinhäuser.*

**E. Vassy.** Le rôle de l'ozone dans l'étude de la haute atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (7) 8, 50 S—51 S, 1937, Nr. 4. [Bull. Soc. Franç. de phys. Nr. 402.] Die Verschiedenheit der Absorptionskoeffizienten des Ozons in Laboratoriumsversuchen und in der Atmosphäre sind nach Versuchen von Wulf und Melvin den tiefen Temperaturen in der Atmosphäre zugeschrieben. Es sind zur Klärung dieser Fragen die Absorptionsspektren des Ozons bei  $+20^{\circ}$  und bei  $-80^{\circ}$  C aufgenommen. Dabei ergab sich, daß die Koeffizienten bei den Absorptionsmaxima nicht schwankten, bei den Absorptionsminima die Werte bei  $+20^{\circ}$  und bei  $-80^{\circ}$  C verschieden waren. Es fand sich, daß diese Veränderung der Koeffizienten eine lineare Abhängigkeit von der Temperatur besaß. Man folgerte weiter, daß die mittlere Temperatur des Ozons in der Atmosphäre  $-30^{\circ}$  C betragen müßte, dagegen gaben die aufgelassenen Versuchsballons bis zur Höhe von 30 km eine mittlere Temperatur von  $15^{\circ}$  C. Es muß also angenommen werden, daß die Temperatur sich in den oberen Schichten sehr schnell ändert, damit die tiefe Temperatur in der Höhe erreicht wird. Diese schnelle Änderung der Temperatur ist auch schon früher bei der Beobachtung des Nichtverschwindens von Meteoren und bei der anormalen Ausbreitung des Schalles behauptet. Die Anwesenheit des Ozons in der höheren Atmosphäre kann durchaus angenommen werden, es wird durch die ultraviolette Sonnenstrahlung erzeugt.

*W. Lampe.*

**Daniel Barbier, Daniel Chalonge et Etienne Vassy.** Variations de température de l'ozone atmosphérique suivant sa provenance. C. R. 204, 1665—1667, 1937, Nr. 22. Bisher wurde ein Zusammenhang zwischen der Höhe des Ozons und dem Ursprung der Luft festgestellt. Niedrige Höhen entsprechen Warmluftmassen, große Höhen Kaltluftmassen. In der vorliegenden Arbeit wird nun untersucht, ob auch eine Beziehung zur Temperatur besteht. Die Absorptionsbande des Ozons schwankt zwischen 3100 und 3300 Å bei einer Höhe von 20 bis 30 km. An Hand von Wetterkarten werden nun für die einzelnen Messungen die Luftmassen bestimmt. Es zeigt sich, daß die Schwankungen zwischen Maximum und Minimum der Absorptionsbande für Ozon polaren Ursprungs geringer ist, als für Ozon subtropischen Ursprungs. Diese Ergebnisse gestatten nun weiter Betrachtungen über die Temperaturverhältnisse.

*Hänsch.*

**Fritz Hader.** Der Nebel in alpinen Landschaften. Meteorol. ZS. 54, 183—186, 1937, Nr. 5. (Wien.) Der Verf. unterscheidet die strahlungsbedingten Inversionsnebel als „echte“ Nebel von den durch adiabatische Wasserdampfkondensation gebildeten und als auf dem Relief der Landschaft haftende Wolken in Erscheinung tretenden „unechten“ Nebel. Nach der Form des Jahresganges der Häufigkeit wird „alpiner Talnebel“ vom „Landnebel“ des alpinen Vorlandes unterschieden. Vom März bis September kommen alpine Talnebel häufiger vor als Landnebel; in den übrigen Monaten überwiegen die Landnebel beträchtlich.

*F. Steinhäuser.*

**A. Repsold.** Chronometer und Nautisches Jahrbuch. Ann. d. Hydrogr. **65**, 222—230, 1937, Nr. 5. (Hamburg.)

**A. Wedemeyer.** Die stereographische Karte. Ann. d. Hydrogr. **65**, 282—286, 1937, Nr. 6. *Dede.*

**Heinrich Löwy and M. Mahmoud Ghali.** The effect of humid silt on electric oscillations. Gerlands Beitr. **50**, 119—121, 1937, Nr. 1. (Cairo.) Gelegentlich von Experimenten zur Bestimmung der Bodenfeuchtigkeit mit elektrodynamischen Methoden zeigte sich, daß bei Befeuchtung von trockenem, zwischen den Kondensatorplatten eines Oszillatorkreises eingeschobenem Nilschlamm, mit einigen Wassertropfen der Resonanzstrom erniedrigt wurde. Dabei kann es sich nicht um eine Änderung der Dielektrizitätskonstante sondern nur um eine Änderung der Leitfähigkeit handeln. Plötzlich anschwellender feuchter Schlamm scheint sich so zu verhalten wie der Funke im Hertzschen Experiment. *F. Steinhauser.*

**Wilhelm Sebastian Gripenberg.** Eine bemerkenswerte Eigenschaft des Wendekreises. Umschau **40**, 879, 1936, Nr. 44. Von den sieben Planetenachsen bekannter Neigung gegen die Ekliptik, gruppieren sich vier mit nur ein paar Grad Unterschied um den Winkel  $65^\circ$ . Es wurde nun gefunden, daß bei  $65^\circ 20'$  der Wendekreis die Halbkugel so teilt, daß die Jahressumme der Sonnenenergie der Tropen ebenso groß ist wie die der übrigen Zonen zusammengenommen. — Die Vermutung wurde ausgesprochen, daß diese Gleichrichtung der Planetenachsen auf den Strahlungsdruck zurückzuführen sei. *Gripenberg.*

**K. Himpel.** Die Klimate der geologischen Vorzeit. Astron. Nachr. **262**, 393—410, 1937, Nr. 6283. (Sternw. Wiesbaden.) *Dede.*

**W. Köppen.** Das Klima am NW-Ende des peruanischen Trockengebiets. Meteorol. ZS. **54**, 186—188, 1937, Nr. 5. (Graz.) Zu beiden Seiten des Ausganges vom Busen von Guayaquil herrscht eine lange Zeit fast vollkommener Trockenheit vom Mai bis Dezember und eine sehr unzuverlässige Regenzeit vom Januar bis April, die in manchen Jahren beinahe keinen Niederschlag, in anderen Jahren aber schwere Regengüsse und Überschwemmungen bringt. In Zorritos wurden im Jahre 1925 1524 mm, im Jahre 1928 aber nur 35 mm Niederschlag gemessen. *F. Steinhauser.*

**W. Halbfaß.** Inwieweit können Seen als Klimamesser dienen? Gerlands Beitr. **50**, 122—129, 1937, Nr. 1. (Jena.) Die Schwankungen der Wasserstände von Seen können nur als Maß für Klimaschwankungen benutzt werden, wenn das Einzugsgebiet des Sees verhältnismäßig klein ist und die Durchflutung des Sees gering ist. Diese Bedingungen sind z. B. beim Starnberger See erfüllt, dagegen nicht beim Kaspisee, dessen Schwankungen hauptsächlich auf Hebungen und Senkungen der Ufer zurückzuführen sind. Bessere Klimamesser als die Wasserstandsschwankungen der Seen stellen ihre Tiefentemperaturen und ihre Wärmebilanz dar. Als brauchbare Methode, Klimaänderungen in die Vergangenheit zurückzuverfolgen, wird die Analyse der Schichtdicken der Schlammablagerungen in Seen angesehen. Sie erlauben Schlüsse auf die Niederschlagsänderungen und nach ihrem Gehalt an organischen Stoffen auch auf die Temperaturverhältnisse vergangener Zeiten zu ziehen. *F. Steinhauser.*

## Geophysikalische Berichte

**Bruno Schulz.** Zur Vollendung des 70. Lebensjahres von Wilhelm Meinardus. Ann. d. Hydrogr. 65, 330—335, 1937, Nr. 7. (Dt. Seewarte Hamburg.)

**R. Süring.** Wilhelm von Bezold und die heutige Meteorologie. Zur Erinnerung an die hundertste Wiederkehr seines Geburtstages (21. Juni 1837). Meteorol. ZS. 54, 201—202, 1937, Nr. 6. (Potsdam.) *Dede.*

**Heinz Lettau.** Das Horizontaldoppelpendel. ZS. f. Geophys. 13, 25—33, 1937, Nr. 1. (Leipzig.) Durch mechanische Kopplung zweier Horizontalpendel entsteht ein Neigungsmesser sehr hoher Empfindlichkeit (Horizontaldoppelpendel). Von der Gleichgewichtsbedingung gelangt man zu einer Stabilitätsbedingung für das gekoppelte System, welche die mit dem Horizontaldoppelpendel erreichbare Maximalvergrößerung mit den äußeren Abmessungen und Massen der Einzelpendel verknüpft. Am Geophysikalischen Observatorium der Universität Leipzig wurde ein Horizontaldoppelpendel verwendet zur Registrierung der Erdbebenzeiten und der Verbiegungen der obersten Erdkruste infolge barometrischer und thermischer Änderungen in der Atmosphäre. Die Empfindlichkeit des Gerätes ergab auf dem Registrierpapier eine Ablesemöglichkeit von  $10^{-4}$  Bogensekunden (bei nur 2 m Lichtweg), ohne daß trotz Aufstellung zu ebener Erde in einem täglich betretenen Raum Instrumentalfehler störend wirkten. (Übersicht des Verf.) *H. Ebert.*

**Frank Rieber.** Complex Elastic Wave Patterns in the Earth and Their Directional Analysis. Journ. Acoust. Soc. Amer. 9, 75, 1937, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Los Angeles.) Bei der geophysikalischen Bodenuntersuchung nach der Reflexionsmethode findet man oft, daß die Deutung der Resultate erschwert wird, weil die reflektierten Wellen gleichzeitig aus vielen Richtungen eintreffen. Um solche komplizierten Wellenzüge zu analysieren, werden mehrere Erschütterungsmesser auf der Erdoberfläche verteilt, und die von diesen Geräten registrierten Schallzüge werden gleichzeitig registriert. Mit Hilfe eines photoelektrischen Analysators kann man nachher die einzelnen Wellenzüge unterscheiden. Die Methode hat sich im Gebrauch sehr bewährt. *J. Holtzmark.*

**W. Schaffernicht.** Horizontalpendelbeobachtungen über Lot-schwankungen in Marburg/Lahn. Ann. d. Phys. (5) 29, 349—357, 1937, Nr. 3/4. (Berlin-Reinickendorf.) Mit zwei Horizontalpendeln nach Zöllner wurden bei einer Empfindlichkeit von 0,001'' Ablenkung des Lotes die Gezeiten-schwankungen im Zeitraum Januar bis Juni 1934 untersucht und mit den Ergebnissen anderer Beobachter verglichen. *Riewe.*

**Heinz Dobberstein.** Ein photoelektrischer Schwingungsmesser. ZS. f. Geophys. 13, 123—126, 1937, Nr. 2/3. (Hamburg.) Der photoelektrische Schwingungsmesser besteht aus einem Pendel (1,73 Hertz), hergestellt aus einer kreis-sektorförmigen Aluminiumblechplatte, aus der eine den Bedingungen linearer Abbildung entsprechend geformte Blende herausgearbeitet ist. Durch diese Öffnung wird von einem parallelen Lichtbündel ein Anteil jeweils proportional der Pendel-amplitude hindurchgelassen. Dieses Licht fällt dann auf eine Photozelle, deren Ströme mit einem Moll'schen Torsionsfadengalvanometer (100 Hertz) registriert werden. Auf einem Schütteltisch wurden mit dieser Anordnung Resonanzkurven aufgenommen, welche in einem Bereich von etwa 5 bis 30 Hertz konstante Amplitudenvergrößerung lieferten. Die Vergrößerung ohne Verstärkeranordnung war ungefähr dreifach bei 50 cm Registrierfilmabstand. *Schmerwitz.*

**Volker Fritsch.** Neuere Ergebnisse der Funkgeologie und ihre Bedeutung für die Funkmutung. Intern. Kongr. f. Kurzwellen, Kon-

greßband, Wien, Moritz Perles, 1937, S. 159—163. (Brünn.) Zwei Verfahren sind möglich: 1. Die Messung des Feldes eines Senders und der durch die geologischen Leiter verursachten Störungen. 2. Einschalten des geologischen Leiters in einen sonst bekannten Stromkreis. Im Verfahren 1 lassen sich Schlüsse auf die Schichtanordnung, d. h. den Wechsel leitender und dielektrischer Schichten schließen, was jedoch mit großen Schwierigkeiten verbunden ist. Das Widerstandsverfahren (2.) ist überall dort brauchbar, wo die Aufschlußtiefe einen Teil der benutzten Wellenlänge nicht überschreitet. Die Witterungseinflüsse sind bei der Funknutzung sehr stark. *Riewe.*

**Rudolf Meyer.** Sonnenschein-Registrierungen. Gerlands Beitr. 50, 445—454, 1937, Nr. 2/4. (Riga.) Ohne genaueres Eingehen auf die technischen Fehler der Sonnenscheinautographen wird die Frage erörtert, in welchem Maße durch mangelhafte Definition Unsicherheit in die Ergebnisse der Registrierungen gebracht wird, und welche Ungenauigkeiten mit den Anwendungen der Ergebnisse noch verträglich sind. (Zusammenfassung d. Verf.) *Dede.*

**A. Repsold.** Chronometer und Nautisches Jahrbuch. Ann. d. Hydrogr. 65, 335, 1937, Nr. 7. *Dede.*

**H. Ebert.** Feuchtigkeitsmessung bei Temperaturen unter 0° C. ZS. f. d. ges. Kälte-Ind. 44, 127—132, 1937, Nr. 7. (Berlin-Charlottenburg.) Während eine systematische Untersuchung der Feuchteverfahren unter 0° C noch aussteht, sind einzelne, und zwar das Wäge-, Taupunkts- und Psychrometerverfahren bereits herangezogen. Über diese Versuche [u. a. von Awbery und Griffiths (1935)] ist berichtet. Zugleich wurde gezeigt, wie die bisher angewendeten Gleichungen den experimentellen Befunden nicht gerecht werden. *H. Ebert.*

**Helmut Mrose.** Verdunstungsmessung auf freien Wasserflächen mit einem Anhang über Taumessung. Diss. Dresden 1937, 52 S. Es sind auf dem unteren Stausee des Pumpspeicherwerkes bei Niederwartha Vergleichsmessungen mit dem Gerät von Hallenkamp, der Wildschen Waage und den Fischer-Lindemannschen Becken durchgeführt worden. Daran schlossen sich Untersuchungen an dem Windkanal im Physikalischen Institut Dresden. Es zeigte sich, daß die Messung der Verdunstung auf freier Wasserfläche mit guter Annäherung möglich ist, wenn der Wind in voller Stärke einen stromlinienförmigen Apparat trifft, wenn der Verdunstungskörper die Temperatur des freien Wassers annimmt und wenn auch die Luftfeuchtigkeit am Verdunstungskörper und in der wassernächsten Luftschicht gleich ist. Die Verwendung feuchten Filterpapiers hat sich bewährt (5 % kleinere Verdunstung). Im Freien und vor dem Windkanal ist die Formel gefunden:  $V = (18 + 39,2 \cdot W^{0,75}) (E - e)$ ; für Druckdifferenzen über 40 Torr steht statt  $(E - e)$  der Ausdruck  $\text{const} \cdot \ln (P - e)/(P - E)$ ;  $V$  in  $\text{cm}^3/\text{m}^2 \cdot \text{h}$ ,  $w$  = Windstärke,  $E$  Sättigungsdampfdruck,  $e$  Partialdampfdruck,  $P$  Atmosphärendruck. Es wird ferner ein wesentlich verändertes (schwimmendes) Hallenkamp-Gerät beschrieben und erprobt; es sind mit dem Hallenkamp-Gerät auch Kondensations- (also Tau-) messungen möglich. *H. Ebert.*

**Friedrich Lauscher.** Erfahrungen mit dem Lichtmekapion. ZS. f. Instrkde. 57, 245—249, 1937, Nr. 6. (Zentralanst. Meteorol. u. Geodyn. Wien.) Für meteorologische Zwecke wurde in den Jahren 1927 bis 1932 im Observatorium Wien das Lichtmekapion nach S. Strauss eingeführt. Die Erfahrungen mit dieser Apparatur wurden bisher noch nicht veröffentlicht, weil die Alkalizelle inzwischen gegenüber den Sperrschichtzellen an Bedeutung verlor. Verf. gibt jetzt doch die langjährige Betriebserfahrung mit dem Mekapion bekannt und berichtet über dieses,



die Registrierapparate und Strahlungsfiler zur Angleichung der Kaliumzellen an die Werte subjektiver Photometrie. *Patzelt.*

**K. Schiller.** Die Beobachtungen der Polarissima BD + 89° 1 am Straßburger Meridiankreis. Leipziger Ber. 89, 45—103, 1937, Nr. 1. Bearbeitet wird ein Beobachtungsmaterial der Zeit von Mai 1915 bis März 1919. Beobachtet wurde in Azimut und Höhe, bezogen wurde auf den Quecksilberhorizont und auf die Verbindungslinie beider Miren. Sehr eingehend werden die Art der Beobachtung und die Ermittlung der Instrumentfehler beschrieben. Die Ergebnisse (Koeffizienten der Normalgleichungen, Lösungen ( $\alpha$ ,  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  der Horizontalkomponente und  $\Delta h$ ,  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  der Vertikalkomponente, mittlere Fehler) sind mitgeteilt. Die Diskussion erstreckt sich auf die jahreszeitliche Schwankung der Azimute der Miren, die als reell anzusehen ist, und auf die Ursache des auffallend großen Wertes für  $\Delta h$ , für diese wird, nach Zurückweisung einer Reihe von Möglichkeiten, die Saalrefraktion angesehen. Erörtert wird der Einfluß einer Änderung der Refraktionskonstanten mit der Tages- und Jahreszeit auf das Ergebnis. Eine Verbesserung der Eigenbeobachtung oder eine Sicherstellung der Daten nach Courvoisier ist nicht möglich, da das Intervall der Beobachtungszeit zu kurz ist. Die Tabelle der Restwerte nach Courvoisier (Astron. Nachr. 200, 248) wird den neuen Bestimmungen angepaßt. *Sättele.*

**K. Ledersteger.** Zur Frage der Variabilität der Chandlerschen Periode. ZS. f. Geophys. 13, 11—13, 1937, Nr. 1. (Wien.) Es wird gezeigt, daß für die Analyse von Polbewegungen Zeiträume von mindestens einer vollen Schwebungsperiode von 6,5 Jahren herangezogen werden müssen. Das Verfahren von Fuhrieh zur Auflösung der Perioden der Polbahn wird mit dem von Pollak verglichen. Die Realität der Veränderlichkeit der Chandlerschen Periode wird erörtert. *Schmerwitz.*

**R. Schumann.** Über die Veränderlichkeit der Attraktion einer rotierenden Sonne infolge ihrer Inhomogenität. Astron. Nachr. 261, 105—110, 1936, Nr. 6247. (Wien.) Die Wirkung inhomogener anziehender Massen wird kurz erörtert. Aus der bekannten Formel  $E = \tau \sigma_1 / (\sigma_1 - \tau)$ , wo  $E$  die Länge des siderischen Jahres und  $\tau$  die des siderischen Monats, aus der die Länge  $\sigma_1$  des synodischen Monats folgt, läßt sich ebenso, wenn  $E = \tau \sigma_2 / (\tau - \sigma_2)$ ,  $\sigma_2 = 25^d 420 20$  bekommen, dieser Wert entspricht der Carringtonschen Dauer der Sonnenrotation. In Winkelgeschwindigkeiten ergibt sich  $+0^\circ, 9856 = +14^\circ, 1620 - 13^\circ, 1764$ , d. h. der Mondumlauf ist durch die Rotation der inhomogenen Sonne geregelt. Die Rolle dieser Dauer von  $25^d 420 20$  wird an der Chandlerschen Periode und der Newcombschen Periode der Mondstörungen erläutert. Auf die Bedeutung solcher Dauern gegenüber von Amplituden wird hingewiesen. *Sättele.*

**Louis Royer.** La thermoluminescence de certaines roches crytallophylliennes et éruptives d'Algérie. C. R. 204, 602—604, 1937, Nr. 8. An der algerischen Küste kommen Sediment- und Eruptivgesteine vor, die nahezu gleiche mineralogische und chemische Zusammensetzung haben. Sie unterscheiden sich jedoch durch ihre Thermolumineszenz. Eine ganze Reihe der Kristallschiefer leuchtet beim Erwärmen auf; die Eruptivgesteine dagegen besitzen keine Thermolumineszenz. Diese grügelbe Lumineszenz ist außer beim Cinolinmarmor an die Gegenwart von Orthose gebunden. Ebenso findet man sie bei den Pegmatitadern, von denen die Gesteine durchzogen sind. Durch mehrstündige Behandlung mit rauchender Salpetersäure wird die Lumineszenz nicht vernichtet. Sie beruht also nicht auf organischen Verunreinigungen. Die gelb-

rote Thermolumineszenz des Cipolinmarmors ist diesem in dem gesamten untersuchten Gebiet eigen. Der Granit von Ménerville leuchtet nicht, der von Collo und von Edough sehr schwach bläulich. Man besitzt daher in der Thermolumineszenz ein Mittel, um die beiden Gesteinsarten zu unterscheiden. *Schön.*

**A. J. Fersman.** Zur Geochemie der alkalischen Magmen. Bull. Acad. Sci. URSS. [russ.: Istwestija Akademii Nauk SSSR.] [7] 1935, S. 1419—1424. Die geochemischen Betrachtungen der Entstehung der alkalischen Magmen auf Grund der vom Verf. abgeleiteten Theorie der Energiekoeffizienten ergab, daß die Folge der Prozesse der geochemischen Kristallisation in beträchtlichem Maße durch das Verhältnis der Kräfte der Anionen und Kationen, das durch den Abfall des Energiekoeffizienten ausgedrückt werden kann, bestimmt wird. Diese Folge ist auch mit der Entstehung von komplexen Anionen mit geringer Gitterenergie, die zu einer späteren Kristallisation befähigt sind, verbunden. (Vgl. Phys. Ber. S. 2079.)

*\*Klever.*

**V. S. Dubey and M. P. Bajpai.** Radioactivity of the Deccan traps. Part I. Basalts. Sill. Journ. (5) 34, 24—29, 1937, Nr. 199. (Dep. Geol. Hindu Univ. Benares.) Beschreibung von Versuchen über die Radiumgehaltbestimmung von Basalt verschiedener Herkunft. Mikroskopische und chemische Untersuchung. Mengenbestimmung von Radium und Thorium. *Nitka.*

**Karl Krüse.** Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität der Mineralquellen Tirols. (VIII. Mitteilung mit einer Gesamtübersicht der bisherigen Untersuchungen.) Jahrb. d. geol. Bundesanst. Wien 77, 41—56, 1937, Nr. 1/2.

**Ed. Rothé et Th. Kopewicz.** Sur la radioactivité des roches par méthode des compteurs d'ions. Expériences. Journ. de phys. et le Radium (7) 8, 91 S., 1937, Nr. 7. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 406.] *Dede.*

**S. S. Banerjee und R. D. Joshi.** Die Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit von Erdboden bei hohen Radiofrequenzen. Sci. and Cult. 2, 587—588, 1937. (Phys. Dep. Coll. of Sci. Hindu Univ. Benares.) Mit einem Lechersystem wurden zwischen 50 und 70 Kilohertz die DE  $\epsilon$  und Leitfähigkeit  $\kappa$  vom Erdboden gemessen. Für trockenen Boden beträgt  $\kappa$  im genannten Frequenzbereich 1,5 bis  $2,6 \cdot 10^6$  elst. Einh.;  $\kappa$  steigt mit wachsendem Feuchtigkeitsgehalt.  $\epsilon$  fällt mit steigender Frequenz; bei 6,3% Feuchtigkeit ist  $\epsilon = 4,5$ , bei 13,9% Feuchtigkeit ist  $\epsilon = 17,3$ .

*\*Fuchs.*

**Stefan Meyer.** Über das „Alter“ der Sonne, über die Zerfallskonstante des Actinurans und über die Mengenverhältnisse Blei zu Thor zu Uran auf der Erde. Wiener Anz. 1937, S. 54—55, Nr. 8. (Inst. Radiumforsch.) Unter der Voraussetzung, daß das Verhältnis von Blei zu Uran auf der Erde das gleiche ist wie auf der Sonne, und ferner, daß neben den verschiedenen Bleiarten aus radioaktivem Zerfall anderweitig gebildetes Blei nur in vernachlässigbaren Mengen vorhanden ist, kann das „Alter“ der Sonne für diejenige Epoche bestimmt werden, seit der die Sonne sich in dem jetzt uns bekannten Zustand befindet. Aus der Verknüpfung der Daten für das Verhältnis des gesamten auf der Erde befindlichen Mischbleies zu Uran und aus der relativen Häufigkeit der verschiedenen Bleiisotope im normalen Blei erhält man eine Altersskala. Folgende Werte werden abgeleitet: Das derzeit auf der Erde gültige Mengenverhältnis Actin-Uran (235) zu Uran (238) ist  $0,009 \pm 0,001$ . Das Verhältnis des gesamten Mischbleies zu Uran auf der Erde ist derzeit  $4 \pm 0,5$ . Die Halbwertszeit des Actin-Urans beträgt  $(7 \pm 0,5) \cdot 10^8$  Jahre. Für das Alter der Sonne im obigen Sinne ergibt sich  $(4,6 \pm 0,9) \cdot 10^9$  Jahre. Weiter wird gefunden, daß das Verhältnis

Thorium zu Uran in dem Eisenkern der Erde einen größeren Wert haben muß als in der Erdkruste. *Nitka.*

**Karl Jung.** Direkte Methoden zur Bestimmung von Störungsmassen aus Anomalien der Schwereintensität. *ZS. f. Geophys.* 13, 45—67, 1937, Nr. 2/3. (Geodät. Inst. Potsdam.) Unter den Voraussetzungen, in denen die Erdoberfläche als unendlich ausgedehnte Ebene angesehen werden kann, steht ein über diese Ebene erstrecktes Störungsintegral der Schwere mit der Gesamtmasse in einem einfachen Zusammenhang, der sich aus der Potentialtheorie ergibt. Falls die Massenstörungen eine in einer Richtung langgestreckte Form besitzen, so läßt sich unter Aufteilung der Masse in eine Querschnittsbelegung das Störungsintegral noch vereinfachen. Diese „zweidimensionalen“ Massenformen lassen sich dann rechnerisch einfacher behandeln. Beide Integrale werden hier für die Durchführung der Berechnung einer größeren Anzahl verschiedener Massenformen aus dem Verlauf der Schwerestörungskurven verwendet. Dieses Verfahren wird als direkte Methode bezeichnet, weil bestimmte geometrische Formen der Störungen zugrunde liegen. Aus dem symmetrischen oder antisymmetrischen Verlauf dieser Kurven werden besondere Bestimmungsstücke, wie Extremwerte, Nullwerte, Halbwerte und Integrale über die Gesamtkurve für die Berechnung der Lage und Masse der Störung herausgestellt. Die Ableitungen werden an Hand von Figuren durchgeführt für: den Massenpunkt, die horizontale Massenlinie, den horizontalen Massestreifen, den homogenen Ellipsenquerschnitt, den antisymmetrischen Streifen (das sind zwei parallel verlaufende Streifen mit positiver und negativer Dichtedifferenz gegenüber der Umgebung), die ähnlich gestaltete Dipolinie, die senkrecht verlagerte Halbebene und für die horizontale Halbebene. Mehrere Tabellen der auftretenden Funktionen sind zur Erleichterung der Anwendung ausführlich abgedruckt. Zwei unter den Schwerkraftmessungen von Vening-Meinesz ausgewählte Beispiele werden sehr eingehend und übersichtlich mit Hilfe dieser mathematischen Ergebnisse ausgewertet. Anschließend sind Fehlerbetrachtungen über die Genauigkeit der Ermittlung der Tiefe, der Erstreckung und der Masse in Abhängigkeit von den gewählten Bestimmungsstücken angestellt. Die Grenzen der Zulässigkeit für die Annahme zweidimensionaler Massenformen werden ebenfalls untersucht. *Schmerwitz.*

**K. Wegener.** Die absolute Schwere messung. *ZS. f. Geophys.* 13, 68—71, 1937, Nr. 2/3. (Graz.) Zu dem Problem der experimentellen Bestimmung der absoluten Schwerebeschleunigung werden einige grundsätzlich neue Gedanken mitgeteilt. Diese Präzisionsmessungen wurden bisher mit dem Reversionspendel durchgeführt, in dem indirekt sehr hohe, schwer erfüllbare Anforderungen an eine genaue Bestimmung der Dichte des Materials und der Volumina enthalten sind. Außerdem ist der Einfluß des Temperaturkoeffizienten und vor allem die Unsicherheit der Schneidenlagerung das größte Hindernis für die Erreichung der erforderlichen Genauigkeit. Unter Hinweis auf die einfachen Dimensionen der Schwerebeschleunigung  $\text{cm/sec}^2$  wird vorgeschlagen, ebenfalls nur Zeit- und Längenmessungen zu verwenden. Diese lassen sich mit sehr großer Genauigkeit durchführen. Man nehme einen mit Quecksilber gefüllten kreisförmigen Kanal und lasse diesen um die Achse rotieren. Hierbei könnte man dann aus dem Neigungswinkel der Oberfläche und dem Verhältnis der Fliehbeschleunigung zur Schwerebeschleunigung den  $g$ -Wert mit Hilfe der Rotationszeit, des Abstandes von der Drehachse und einer Winkelmessung erhalten. *Schmerwitz.*

**H. Bock.** Das ausbalancierte Gegenschwungpendel im inhomogenen Schwerfeld. *ZS. f. Instrkde.* 57, 295—297, 1937, Nr. 7. (Hamburg.) Durch einfache Rechnungen kommt der Verf. zu dem Ergebnis, daß ein vertikaler

homogener Stab der um eine horizontale durch seinen Mittelpunkt gehende Achse drehbar ist, im homogenen Schwerfeld eine halbe Pendelschwingung von der Dauer:

$$T = \pi \sqrt{\frac{2 m l^2}{3 g m \frac{r}{2}}} = \pi \sqrt{\frac{r}{3 g}}$$

ausführt. Diese Schwingungsdauer ist unabhängig von der Länge des Stabes, sofern dessen Dicke im Verhältnis zur Länge klein ist. Wird mit Hilfe von:  $T = 1 = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$

die Schwingungsdauer des Sekundenpendels eingeführt, so folgt:  $T = \sqrt{\frac{r}{3\lambda}}$ . Damit wäre ein Verfahren zur Bestimmung des Erdradius gewonnen, wenn es gelingt,  $T$  einwandfrei zu bestimmen. Das Drehmoment, das das Pendel erfährt, bleibt sehr klein.  
*W. Keil.*

**S. W. Tromb.** Das Gesetz von Helmholtz und seine Anwendung auf Geotektonik. ZS. f. Geophys. 13, 78—83, 1937, Nr. 2/3. Übersicht über die verschiedenen Hypothesen zur Erklärung der Schwereanomalien in Faltengebirgen, Einwände gegen die Gebirgswurzeltheorien und Aufstellung einer neuen Theorie auf Grund der Helmholtz'schen Wellen.  
*H. Jung.*

**Heinrich Jung.** Bemerkungen zu den vorstehenden Ausführungen von S. W. Tromp. Ebenda S. 83—84. (Göttingen.)

**S. W. Tromp.** Antwort auf die kritischen Bemerkungen von H. Jung. Ebenda S. 85—87. (Leiden.)  
*H. Jung.*

**Torahiko Terada †.** On the Slow Migratory Motion of the Volcanic Activity in Japan. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 616—617, 1937, Nr. 4. Zur Untersuchung der japanischen Vulkantätigkeit auf langjährige periodische Veränderungen wurden nach dem Verzeichnis, das im *Rikwa Nenpyo* enthalten ist, die stärksten Eruptionen der vergangenen Jahrhunderte ermittelt. Mit der Jahreszahl als Abszisse und dem Breitengrad als Ordinate wurden diese Ereignisse vom Jahre 500 bis zur Gegenwart aufgetragen. Die Breitenverlagerung des Mittelwertes der zahlreichen Vulkanausbrüche zeigt andeutungsweise eine Periode von etwa 1100 Jahren. In ihrem Verlauf entspricht diese auch ungefähr dem der mittleren seismischen Aktivität in dem gleichen Breitenbezirk zwischen 32 bis 43°, auf den sich die Untersuchungen erstreckten. Die Ursache für diese periodischen Erscheinungen wird in der Relativbewegung der Erdkruste gegenüber dem Kern vermutet.

*Schmerwitz.*

**Hiomichi Tsuya.** On the Volcanism of the Huzi Volcanic Zone, with Special Reference to the Geology and Petrology of Idu and the Southern Islands. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 215—357, 1937, Nr. 1.  
*Dede.*

**Clarence N. Fenner.** A view of magmatic differentiation. S.-A. Journ. Geol. 45, 158—168, 1937, Nr. 2. (Carnegie Inst. Washington.)  
*Dede.*

**A. Ramspeck.** Wendepunkte in der Laufzeitkurve sinusförmiger Wellen. ZS. f. Geophys. 13, 1—8, 1937, Nr. 1. (Dt. Forschungsges. f. Bodenmech.) Es werden, wie üblich, Überlagerungen von zwei Schwingungen verschiedener Frequenz als Schwebungen, solche von Wellen gleicher Frequenz aber verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit, ebenso wie der in der Physik häufiger vorkommende Fall verschiedener Phasen, als Interferenz bezeichnet. Gegenüber Schwebungen, bei denen sich das Kurvenbild an jedem Ort mit der Zeit ändert,

zeigen derartige Interferenzen am festen Ort reine Sinusschwingungen. Erst mit Veränderung des Ortes ergeben sich auch hier Abweichungen von diesem einfachen Kurvenbild. Die Verhältnisse dieses Schwingungszustandes für den Fall der Interferenz werden hier an Hand des mathematischen Ausdruckes eingehend berechnet. Aus dem Ausdruck für die veränderliche Phase der zusammengesetzten Schwingung lassen sich durch Differenzieren die Wendepunkte der Laufzeitkurve bestimmen. In entsprechender Weise konnten auch die Maxima und Minima der Amplitudenkurve gefunden werden. Ein Vergleich beider Kurvenberechnungen zeigte, daß das Scheingeschwindigkeitsmaximum oder -minimum der Laufzeitkurve mit dem Maximum oder Minimum der Amplitudenkurve zusammenfallen muß. An den beiden Abbildungen zweier in der Praxis gemessener Kurven werden diese auf Grund der Ausführungen in den Einzelheiten genau berechneten Verhältnisse gut bestätigt.

*Schmerwitz.*

**A. Berroth.** Geometrische Lösung der Grundaufgaben der in der Geologie angewandten Seismik. ZS. f. Geophys. 13, 87—106, 1937, Nr. 2/3. (Aachen.) Die geometrischen Ableitungen der analytischen Formen der Laufzeitkurven werden für die Fälle der seismischen Reflexions- und Refraktionsmethode getrennt vorgenommen. In dem ersten Fall sind in der Praxis bisher keine genaueren Untersuchungen der Art der gefundenen Laufzeitkurven ausgeführt worden. Die hier mitgeteilten Rechnungen ergeben bereits bei dem Einschichtenproblem als Bildungsgesetz für die Kurven Scharen gleichseitiger Hyperbeln. Die Ermittlung der unbekanntem Teufe (des senkrechten Abstandes des Sprengpunktes von der Schicht) und der Schichtneigung aus diesen Kurven wird bis zu den Einzelheiten genau durchgerechnet. Die Reflexionslaufzeitkurven beim Zweischichtenproblem werden schon durch allgemeine Hyperbeln dargestellt, die fünf Konstanten enthalten, entsprechend den notwendigen geometrischen Bestimmungsstücken einschließlich dem Verhältnis der verschiedenen Fortpflanzungsgeschwindigkeiten. Die Erweiterung der Ergebnisse für das Mehrschichtenproblem beim Reflexionsverfahren wird ebenfalls noch kurz behandelt. Einfacher als hier liegen die Verhältnisse bei dem Refraktionsverfahren, bei dem beide Profilrichtungen für die Auswertung zur Verwendung kommen. Dieses ist in der Praxis schon ausführlich erprobt und öfter behandelt worden. Als Laufzeitkurven findet man hier auch für das Mehrschichtenproblem immer Scharen gerader Linien, die sich entsprechend zur Zahl der Schichten zu Polygonen zusammenfügen. Bei dem Zwei- und Dreischichtenproblem werden die Schlüsse auf die Lagerung in Anlehnung an die Rechnungen von O. v. Schmidt ausgeführt. Diese ergeben sich aus den Achsabschnitten und den Neigungen. Unter Weiterführung dieses Verfahrens werden für das Mehrschichtenproblem Anleitungen zu graphischen Näherungslösungen entworfen. Für die seismische Lotung, den Fall, wo Sprengstelle und Meßstelle zusammenfallen, ergeben die Rechnungen sowohl für das Ein- wie das Mehrschichtenproblem nur einfache gerade Linien als Laufzeitkurven.

*Schmerwitz.*

**Takeo Takayama.** Report on the Field Investigation of the Earthquake of November 3, 1936. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 179—184, 1937, Nr. 1, japanisch mit englischer Zusammenfassung.

**Takesi Nagata.** Space Distribution of Earthquake Hypocentres in the Kwanto District. Bull. Earthq. Res. Inst. 14, 420—426, 1937, Nr. 3. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.)

*Dede.*

**G. Angenheister.** Bodenschwingungen sinusförmiger Erregung. S.-A. Göttingen, Abh. (3) 1937, Nr. 18, 18 S. Bis vor wenigen Jahren befaßten sich seismische Bodenuntersuchungen fast ausschließlich mit der Registrierung aus

mannigfachen Wellenarten zusammengesetzter, mehr oder weniger gut deutbarer Seismogramme, die durch Sprengungen in verschiedenen Entfernungen auf der Erdoberfläche erhalten wurden. Trotz der ungünstigen und physikalisch unzureichenden Bedingungen sind hiermit zahlreiche und wertvolle Erkenntnisse über die tiefsten und obersten Schichten der Erde erhalten worden. Einen großen Fortschritt für die Untersuchung der obersten Bodenschichten bedeutete die Einführung und genauere Untersuchung der Einwirkung sinusförmiger Erregung des Untergrundes. Hier werden die auf diesem Gebiet bisher erzielten Ergebnisse zusammengefaßt dargestellt. Bei derartig einwandfrei definierten Versuchsbedingungen wie den Schwingungen, die eine Schwungmaschine dem Boden aufprägt, lassen sich auch klar definierte physikalische Größen, wie Schwebungen, Interferenzen, Dämpfungen, Phasenverschiebung, Eigenschwingungen des Untergrundes und dgl., messen und in ihren Zusammenhängen mit der Schichtung oder dem Bodenmaterial auswerten. Die verwendeten Schwungmaschinen und Seismographen werden beschrieben und für jedes der Verfahren besonders ausgewählte Beispiele näher erläutert. *Schmerwitz.*

**R. Stoneley.** The refraction of a wave group. Proc. Cambridge Phil. Soc. 31, 360—367, 1935, Nr. 3. Bei der Brechung eines Wellenzuges an der Begrenzungsfläche zweier Medien hängt die Richtungsänderung einer Wellenfront von dem Verhältnis der Wellengeschwindigkeiten ab, jedoch die Durchgangszeit einer Wellengruppe von der Gruppengeschwindigkeit. Die sichtbare oder meßbare Änderung werde als Energie oder Amplitudenfront zum Unterschied von der Wellenfront bezeichnet. Um den sich ergebenden Richtungsunterschied zwischen Wellen- und Amplitudenfront zu verstehen, muß man annehmen, daß sich die Amplitude längs des Wellenkammes ändert, so daß die Amplitudenfront stufenförmig aufgebaut ist. Diese Tatsache wird aus der Verallgemeinerung der klassischen Theorie der Gruppengeschwindigkeit abgeleitet und die Brechung eines solchen gestuften Systems behandelt. Neben einer Verallgemeinerung der Raleigh'schen Theorie werden noch geophysikalische Folgerungen aufgezeigt. *Homann.*

**W. Sponheuer.** Gebäudeschwingungen beim Erdbebenstoß. ZS. f. Geophys. 13, 106—111, 1937, Nr. 2/3. (Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena.)

**Takaharu Fukutomi.** On the Hot Springs of Atami, Izu Peninsula. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 15, 113—133, 1937, Nr. 1. (Mitsui Geophys. Obs.)

**F. Roßmann.** Über die Funkschwierigkeiten bei den Gronau-Flügen über Grönland. ZS. f. Geophys. 13, 71—78, 1937, Nr. 2/3. (Berlin.)

*Dede.*

**J. Zenneck.** Die Erforschung der Ionosphäre. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 33, 1937, Nr. 1. Auch Intern. Kongr. f. Kurzwellen, Kongreßband, Wien, Moritz Perles, 1937, S. 17—21. (München.) Es werden die Untersuchungs- und Aufzeichnungsmethoden, die verschiedenen Ionenschichten und ihre Ionenkonzentration, die auftretenden Anomalien und die Ursachen der Ionisierung (Sonnenlicht und Korpuskularstrahlung) besprochen. *Riewe.*

**Mme Irène Mihul et Constantin Mihul.** Sur l'ionisation de la partie inférieure de l'ionosphère. C. R. 205, 363—365, 1937, Nr. 6. Mit einer Wellenlänge von etwa 100 m werden Ionosphärenbeobachtungen gemacht und eine Erklärung für die Erscheinungen in den unteren Schichten versucht. *Riewe.*

**R. C. Colwell and A. W. Friend.** The Reflection of Radio Waves in the Troposphere. Phys. Rev. (2) 51, 1005, 1937, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (West Virginia Univ.) Es wurden gleichzeitig die Höhe der C-Schicht und der Empfang naher Rundfunksender beobachtet. Als allgemeine Regel wurde gefunden, daß bei hohem Barometerstand die C-Schicht niedrig ist und umgekehrt, und daß diese Höhenverschiebungen die schwundfreie Zone beeinflusst. *Riewe.*

**S. S. Kirby, N. Smith, T. R. Gilliland and S. E. Reymer.** The Ionosphere and Magnetic Storms. Phys. Rev. (2) 51, 992—993, 1937, Nr. 11. (Bur. Stand. Washington.) Im Anschluß an früher mitgeteilte allgemeine Ergebnisse, die für die Nacht und den Tag nach magnetischen Störungen ein solches Verhalten der  $F$ - bzw.  $F_2$ -Schicht wahrscheinlich machten, als ob eine Ausdehnung und Diffusion durch Erwärmung stattfände, werden Meßergebnisse während der starken magnetischen Störungen von Ende April bis Anfang Mai 1937 veröffentlicht. Die Ionisation der  $F$ - und der  $F_2$ -Schicht nahm zeitweise auf 25 %, die der  $F_1$ -Schicht auf 75 % des normalen Wertes ab. Auch wurden während dieser Störungen besonders viele (32) Signalausfälle („Dellinger-Effekt“) beobachtet, so daß beide Erscheinungen, wenn auch in ihren Ursachen unabhängig voneinander, doch mit aktiven Sonnenflecken gekoppelt scheinen. *Riewe.*

**T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer.** Characteristics of the ionosphere and their application to radio transmission. Proc. Inst. Radio Eng. 25, 823—840, 1937, Nr. 7. (Bur. of Stand. Wash.) In zahlreichen graphischen Darstellungen werden die Ergebnisse von amerikanischen Ionosphärenuntersuchungen für die Zeit vom Mai 1934 bis Dezember 1936 dargestellt durch Mittelwerte für jede Tagesstunde und für die Schichten  $E$ ,  $F$ ,  $F_1$  und  $F_2$ . Es ergibt sich ein allmähliches Wachsen der kritischen Frequenz, das mit der elfjährigen Sonnenfleckenperiode in Zusammenhang gebracht wird. Es werden die Auswirkungen von Absorption, kritischer Frequenz und virtueller Höhe der Schichten auf die drahtlosen Übertragungen kurz besprochen. *Riewe.*

Periodic Variations of the Ionosphere. Their practical effect on short-wave reception. Wireless World 41, 10—11, 1937, Nr. 1. *Riewe.*

**J. N. Bhar.** Meteors and upper atmospheric ionization. Indian Journ. of Phys. 11, 109—118, 1937, Nr. 2. (Univ. Calcutta.) In Nächten mit starken Meteorfällen ist die Ionisation der  $E$ -Schichten beträchtlich höher als in anderen. Die  $F$ -Schichten werden nicht so stark beeinflusst, wohl weil die Dichte der Luft in jenen Höhen nicht ausreicht, um durch die einfallenden Meteore ionisiert zu werden. *Riewe.*

**Lucien d'Azambuja.** La coopération internationale pour l'observation continue du Soleil et ses premiers résultats. C. R. 204, 1623—1625, 1937, Nr. 22. Im ersten Teil wird die gegenwärtig fast lückenlose Überwachung durch spektrohelioskopische Anordnungen und deren Bearbeitung in Meudon hervorgehoben. Im zweiten Teil werden Ergebnisse des Intervalls von Juli 1935 bis Dezember 1936 mitgeteilt. Besonders erwähnt wird der Zusammenhang mit dem Verschwinden kurzweiliger Radiosignale, es ergab sich, daß von 61 solcher Schwundbeobachtungen 19 einer Eruption von wenigstens  $\frac{1}{2}$  stündigem Intervall folgten, bei 38 fehlten zugehörige Sonnenbeobachtungen und nur bei 4 wurde keinerlei Eruption erkannt. Obwohl sehr viele Eruptionen von keiner terrestrischen Erscheinung begleitet waren, sprechen die bisherigen Feststellungen für eine Hypothese der Veränderung der Ionisation der Erdatmosphäre. Weitere Verfolgung ist notwendig. *Sättele.*

**Otto Burkhard.** Die Ausbreitungserscheinungen der 10 m-Grenzwellen in ihrer Bedingtheit vom Zustand der Ionosphäre. Intern. Kongr. f. Kurzwellen, Kongreßband, Wien, Moritz Perles, 1937, S. 21—24. (Graz.) Das 10 m-Amateurband gehört zu den Grenzwellen, deren Verhalten für die Erforschung der  $F_2$ -Schicht aufschlußreich erscheint. Trotzdem ergeben sich zwischen den Amateur- und Telegraphenverkehrsbeobachtungen einerseits und

den Ionosphärenbeobachtungen andererseits nur geringe Zusammenhänge. Die periodische Wiederkehr günstiger Verkehrslagen läßt auf einen  $5\frac{1}{2}$ tägigen Rhythmus im Auf- und Absteigen der  $F_2$ -Schicht schließen. *Riewe.*

**J. Fuchs.** Die gas- und elektronenthermischen Vorgänge in der F-Region der Ionosphäre. Intern. Kongr. f. Kurzwellen, Kongreßband, Wien, Moritz Perles, 1937, S. 25—26. (Wien.) Der Verf. teilt die Ergebnisse seiner Berechnungen der herrschenden Temperatur aus den scheinbaren Reflexionshöhen und den Grenzwellenlängen mit. Danach besitzt die jeweils untere Grenze der  $F_1$ -Schicht eine Temperatur von  $400^\circ\text{K}$ , der  $F_2$ -Schicht eine solche von  $1400^\circ\text{K}$ . In der  $F_2$ -Schicht sind viel angeregte Gaspartikel vorhanden, wodurch die elektronenvernichtenden Vorgänge viel langsamer verlaufen als in der  $F_1$ -Schicht, was sich an Beobachtungen des Maximums der Elektronendichte bestätigt. (Formeln werden nicht mitgeteilt.) *Riewe.*

**J. Fuchs.** Das Hals-Störmer-Echo als Phänomen der Ionosphäre. Intern. Kongr. f. Kurzwellen, Kongreßband, Wien, Moritz Perles, 1937, S. 26—28. (Wien.) Die lange Laufzeit des Echos (etwa 1 min) ist schwer zu deuten. Wenn Gas- und Elektronentemperatur einen vertikalen Gradienten besitzen, fällt die Schicht maximaler Elektronendichte nicht mehr mit der stärksten Ionisierung zusammen, sondern sie liegt höher. Dadurch gelangt die Welle in ein Gebiet mit genügend kleiner Dämpfung. Zahlenmäßig ergibt sich für den Luftdruck am Scheitelpunkt der Welle von  $10^{-10}$  Torr und für die dortige Elektronentemperatur  $4 \cdot 10^4$  K. Diese Energiemenge kann von der Sonne geliefert werden. (Formeln werden nicht mitgeteilt.) *Riewe.*

**Jörgen Hals.** Discovery of Hals Echoes. Intern. Kongr. f. Kurzwellen, Kongreßband, Wien, Moritz Perles, 1937, S. 28—33. (Oslo.) Darstellung der Entdeckung im Jahre 1927. *Riewe.*

**Yoji Ito.** Ionosphere studies during the total solar eclipse of June 19, 1936. Intern. Kongr. f. Kurzwellen, Kongreßband, Wien, Moritz Perles, 1937, S. 33—34. (Tokyo.)  $F_1$ -Schicht: Abnahme der kritischen Frequenz, die auf 47% Abnahme der Elektronendichte schließen läßt; vor und nach der Finsternis verschwand diese Schicht für einige Zeit. —  $F_2$ -Schicht: Die schwachen Erscheinungen in dieser Schicht (Abnahme der Elektronendichte für einige Stunden, höheres und früheres Maximum als normal) scheinen durch den Temperaturwechsel und die herrschenden magnetischen Stürme hervorgerufen. — Aus einer konstanten Höhe von 240 km (anormale  $F_1$ -Schicht) wurden stark schwankende Echos erhalten. *Riewe.*

**Sir George Simpson and F. J. Scrase.** The Distribution of Electricity in Thunderclouds. Proc. Roy. Soc. London (A) 161, 309—352, 1937, Nr. 906. Die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit, bei der wegen ihrer zahlreichen Resultate (70 Pilotballonaufstiege) auf das Original verwiesen werden muß, sind: positive Erdladung im Gewitterzentrum, der dort fallende starke Regen ist meist positiv geladen, die dortige Feldstärke übersteigt selten 300 Volt/cm (außer kurz nach einem Blitz), das Gewitterzentrum scheint negativ geladen. Die Meßmethode, eine große Zahl beobachteter Gewitter und die Folgerungen aus dem mitgeteilten Gewitterschema werden ausführlich besprochen. *Riewe.*

**Georges Bodier.** Sur l'influence du circuit de dérivation à la terre des appareils de protection contre la foudre dans un réseau électrique. C. R. 204, 1552—1554, 1937, Nr. 21. Die Berechnung für die Schutzwirkung eines Blitzableiters wird gewöhnlich so ausgeführt, daß die Geschwindigkeit der Wellenausbreitung nicht mit berücksichtigt wird. In diesem



Artikel ist in die gewöhnliche Formel die Geschwindigkeit mit eingesetzt und damit die Schutzwirkung berechnet. Es wird an Hand einer Skizze der Vorteil dieser Berechnung gegenüber der alten erläutert.

*W. Lampe.*

**B. L. Goodlet.** *Lightning. Journ. Inst. Electr. Eng.* 81, 1—26, 1937, Nr. 487. In ausführlicher Darstellung werden die Probleme der Gewitterbildung und der Blitzentladung behandelt. Die Frage der Ladungsbildung in der Gewitterwolke wird an Hand verschiedener Theorien untersucht. Turbulenz- und Reibungsvorgänge in Aufwindkanälen, Zerspratzungselektrisierung von Tropfen werden kritisch besprochen bezüglich der quantitativen Möglichkeiten der Ladungsbildung. Die Feldverteilung zwischen Wolke und Erde wird untersucht (Leitfähigkeit des Untergrundes, Raumladungen, Oberflächenkonturen). Eine genaue Analyse der eigentlichen Blitzentladung selbst bringt eine Reihe von Problemen (Zahl und zeitlicher Abstand der Einzelentladungen, Vorwachs geschwindigkeit, Ausbildung der Vorentladung). Die zerstörende Wirkung des Blitzes auf Sachen und Lebewesen wird diskutiert an Hand zahlreicher Beispiele. — In einem ausführlichen zweiten Abschnitt wird in mathematischer Untersuchung und an Hand der praktischen Erfahrungen das Problem des direkten und indirekten Blitzschlags in Freileitungen und die Fragen der Ausgleichvorgänge und Wanderwellen dargestellt. In einem Nachtrag wird die Frage der Ausbildungsgeschwindigkeit sehr langer Entladungskanäle (Vorwachs geschwindigkeit) behandelt.

*Hermann Schaefer.*

**St. v. Thyssen, J. N. Hummel und O. Rülke.** Die Ursachen des seismisch-elektrischen Effektes. *ZS. f. Geophys.* 13, 112—119, 1937, Nr. 2/3. In einem durch die Erde gehenden, mit Verstärkeranordnung versehenen Stromkreis treten, wenn Erschütterungen in Form elastischer Wellen den Bereich der Erd-elektroden durchlaufen, überlagerte seismogrammähnliche Stromschwankungen auf. In diesem Effekt glauben amerikanische Beobachter bisher unbekannte direkte Einwirkungen seismischer Wellen auf die Leitfähigkeit des Bodenmaterials entdeckt zu haben. Die Verff. versuchen hier durch mannigfache Variation der Bedingungen die Ursache dieser Erscheinung zu erklären. Bloße Kontaktwiderstandsänderungen der Elektroden durch Erschütterungen reichen zur Erklärung nicht aus, da der Effekt von dem Gewicht und der Form der Elektroden in dem weiten untersuchten Bereich unabhängig ist. Von einem Kontaktseismograph kann also hier nicht gesprochen werden. Der Effekt läßt sich außer im Erdboden auch im Laboratorium an Elektroden, und zwar am stärksten in destilliertem Wasser zeigen. Mit zunehmender Leitfähigkeit verschwindet er. Unter Hinweis auf ähnliche, schon früher von verschiedenen Chemikern angestellte Beobachtungen werden als Ursache physikalisch-chemische Vorgänge vermutet, die im einzelnen jedoch noch näher geklärt werden sollen.

*Schmerwitz.*

**Teodor Schlomka.** Zur neuen Haalckschen Theorie des Erdmagnetismus. *S.-A. ZS. f. Geophys.* 13, 126—131, 1937, Nr. 2/3. In einer Einleitung wird unter Hinweis auf eine frühere Arbeit des Verf. (*s. Phys. Ber.* 14, 93, 1933) als Ergebnis aller bisherigen Versuche zu einer Erklärung des Erdmagnetismus festgestellt, daß eine befriedigende Theorie noch nicht besteht. Auch die erst kürzlich von Haalck aufgestellte neue Theorie (*s. Phys. Ber.* 17, 188/189, 1936) wird hier unter ausführlichen Begründungen abgelehnt. Die Veranlassung hierzu geben folgende Gründe: Die Theorie ist nicht quantitativ durchgeführt worden. Sie wird nicht durch die Atomphysik gestützt. Sie würde die Ladung der Erde mit dem falschen Vorzeichen ergeben. Die aus ihr abzuleitende Änderung des luft-elektrischen Feldes der Erde müßte ungefähr 26 000 Volt/cm täglich in entgegengesetzter Richtung betragen gegenüber dem wirklichen wenig veränderlichen Normalwert von 130 Volt/cm.

*Schmerwitz.*

**Harald Norinder.** Rapid variations in the magnetic field produced by lightning discharges. Proc. Phys. Soc. 49, 364—375, 1937, Nr. 4 (Nr. 273). (Inst. High Tension Res. Univ. Uppsala.) Es wurden die schnellen Änderungen des magnetischen Feldes, die die Entladung durch Blitz begleiten, durch die Induktionswirkung, die auf einen Kathodenstrahloszillographen übertragen wird, gemessen. Unter bestimmten Bedingungen lassen sich aus den Magnetfeldänderungen die Änderungen des Entladungsstroms beim Blitz berechnen. So wurden Maximalwerte von  $10^5$  A in guter Übereinstimmung mit anderen indirekten Meßmethoden erhalten. Aus den Messungen werden weiter Schlüsse über die Struktur der Stromänderungen gezogen. *Fahlenbrach.*

**G. Fanselau.** Die magnetische Störung vom 24. bis 28. April 1937. Naturwissensch. 25, 490—492, 1937, Nr. 30. Da wir uns mit dem Jahre 1939 wieder einem Sonnenfleckenmaximum nähern, sind auch wieder größere Störungen der erdmagnetischen Aufzeichnungen zu erwarten. Eine solche wurde bereits im Adolph-Schmidt-Observatorium in Niemeck vom 24. bis 28. April 1937 aufgezeichnet. Die Registrierkurven zeigen den Verlauf der Störungen der Deklination (Maximum:  $1^\circ$ ), Horizontal- und Vertikalintensität. Der Verlauf wird kurz besprochen. Ein Vergleich mit den Sonnenfleckenrelativzahlen zeigt ein angenähert analoges Verhalten zu der Stärke der magnetischen Störungen. Hierbei wird auch die eintägige Verspätung in der Reisezeit der Elektronen von der Sonne zur Erde bemerkbar.

*Schmerwitz.*

**A. L. Durkee.** Concerning the Probable Magnitude of the Next Sunspot Maximum. Phys. Rev. (2) 51, 589, 1937, Nr. 7. (Bell Teleph. Lab. N. Y.) Die Korrelationen zwischen den Fleckenmaxima und den vorhergehenden Minima bzw. den nachfolgenden Minima, die jeweils durch die mittleren Fleckenzahlen von 3 Jahren dargestellt sind, werden zu  $+0,84$  bzw.  $+0,37$  bestimmt. Es wird daraus und aus dem plötzlichen Wechsel der Sonnenbreiten geschlossen, daß ein Fleckenmaximum vorwiegend durch das vorhergehende Minimum bestimmt ist. Aus dem Diagramm wird gefolgert, daß das kommende Maximum, trotz scharfer Zunahme der Fleckenzahlen während der letzten 4 Monate, nicht erheblich die Werte der letzten fünf Zyklen überschreiten wird. Ebenfalls wird das Maximum der terrestrischen magnetischen Störungen mäßige Höhe erreichen. *Sättele.*

**L. Vegard.** Intensitätsänderungen der grünen und roten Sauerstofflinien und das Auftreten des  $\epsilon$ -Systems im Nordlicht und Nachthimmellicht. ZS. f. Phys. 106, 108—131, 1937, Nr. 1/2. (Phys. Inst. Univ. Oslo.) Mit Hilfe von interferometrischen Messungen der Nordlichtstrahlung wurde festgestellt, daß die Sauerstofflinien  $^1S_0 - ^1D_2$  und  $^1D_2 - ^3P_{0,1,2}$  im Nordlicht und im Nachthimmellicht auftreten. Das rote Triplet ist im sonnenbestrahlten und im rotgefärbten Nordlicht des Typus A stärker und nimmt in der Intensität mit steigender Höhe des Nordlichts zu. Das Sonnenlicht selbst kann nun diese Intensitätsänderungen nicht hervorrufen. Da die Linien  $^1D_2 - ^3P_{0,1,2}$  mit erheblich größerer Intensität als die grüne Linie auftreten können, so kann der  $^1D_2$ -Zustand nicht nur über den Zustand  $^1S_0$  von oben aufgefüllt werden, sondern auch direkt angeregt werden. Der Verf. erklärt diese Intensitätsverhältnisse durch die Anregung von  $O_3$  mit aktiviertem  $N_2$ . *Frerichs.*

**B. Fessenkoff.** L'univers infini et la luminosité du ciel nocturne. C. R. Moskau 15, 123—125, 1937, Nr. 3. (Obs. Astrophys. Univ. Moscou.) Für das Leuchten des Nachthimmels müssen mindestens zwölf verschiedene Ursachen herangezogen werden, die zum Teil in der Erdatmosphäre, in der Ebene des Sonnensystems, in unserem galaktischen System und im ganzen übrigen interstellaren Raum ihren Sitz haben. Die Emission der irdischen Atmosphäre spielt dabei die

größte Rolle. Um bei dem Aufbau eines Bildes vom Universum nicht mit den Erfahrungen in Widerspruch zu geraten, müssen bestimmte Relationen zwischen den Dimensionen der verschiedenen Systeme und der in ihnen herrschenden Absorption erfüllt sein.

*Ritschl.*

**P. Auger.** Neuere Forschungen über die Ultrastrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 18, 32, 1937, Nr. 1. (Paris.) Versuche mit Zählrohren und der Wilson-Kammer an verschiedenen Orten (Jungfrauoch, Paris und unterirdische Laboratorien) weisen auf die Existenz mindestens zweier Strahlenarten hin: eine weiche Gruppe (Elektronen und Photonen) und eine harte Gruppe (Protonen). Die weiche Gruppe löst Schauer aus, deren lawinenartige Produktion vermuten läßt, daß die gesamte weiche Komponente schon in der hohen Atmosphäre durch eine primäre Elektronenstrahlung als Schauer erzeugt wird. Die durchdringende Gruppe wird der Dichte nach absorbiert und zeigt in größerer Tiefe (untersucht wurde bis 75 m Wasseräquivalent) eine merkliche Härtung.

*Juilfs.*

**J. R. Oppenheimer and R. Serber.** Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. Phys. Rev. (2) 51, 1113, 1937, Nr. 12. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Die Beobachtungen von Neddermeyer und Anderson in der Nebelkammer scheinen Teilchen mit einer Masse zwischen der eines Elektrons und eines Protons gezeigt zu haben. Durch deren Masse  $\mu$  könnte in der Physik eine neue die Größe des Protons und Neutrons charakterisierende Konstante  $l = h/\mu c$  eingeführt werden. Es könnten weiter natürlichere Erklärungen für die Wechselwirkungen zwischen Proton und Neutron, als es die Fermische Theorie des Elektron-Neutrinofeldes vermag, gegeben werden. Die Konsequenzen für das Auftreten der Kaskadenschauer und Schauer durch Wirkungen außerhalb des Kernes werden diskutiert.

*Juilfs.*

**Erwin Schopper und Richard Mühleisen.** Zur Erzeugung konstanter Gleichspannung für Zählrohranlagen und Spitzenzähler. ZS. f. techn. Phys. 18, 117—119, 1937, Nr. 5. (Phys. Inst. T. H. Stuttgart.) Die von Medicus angegebene Methode, zur Erzeugung von Hochspannung für Zählrohre einen mit Akkumulator betriebenen Funkeninduktor in Verbindung mit einer Funkenstrecke zur Gleichrichtung zu verwenden, wobei die Gleichspannung durch positive Koronaentladung im zylindrischen Entladungsrohr mit axial ausgespannter Mittelelektrode stabilisiert wird, ist dahingehend abgeändert worden, daß der Koronastabilisator mit einem Netzanschluß an Stelle des Funkeninduktors kombiniert wird. Das einfache und betriebssichere Gerät, über dessen Betriebsdaten und Erfahrungen berichtet wird, weist eine Belastbarkeit und Spannungskonstanz auf, die für Zählrohranlagen vollkommen ausreichend sind.

*Juilfs.*

**C. E. Wynn-Williams.** Counter of improved resolving power for electrical impulses. Journ. scient. instr. 14, 36—37, 1937, Nr. 1. (Coll. Sc. and Technol. London.) Schaltungstechnische Einzelheiten für Frequenzuntersetzer.

*Juilfs.*

**H. R. Woltjer and King Liong Yap.** On an observed anomaly in cosmic-ray ionisation at Bandoeng, Java, 16—19 June 1936. Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind. 47, 109—110, 1937, Nr. 5. (Bosscha Lab. Phys. Bandoeng.) Die mit einer Ionisationskammer (23 Atm. Argon, 14 Liter) in Bandoeng registrierte Höhenstrahlenionisierungsstärke zeigt in den Tagen vom 16. bis 19. Juni 1936 ein Maximum von 28 % über dem Normalwert. Diese Anomalie im Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung fällt mit einer Sonnenfinsternis und dem Auftreten der Nova-Lacertae zusammen, so daß ein gewisser Zusammenhang vermutet werden kann, zumal auch andere Beobachter an anderen Orten in früheren Arbeiten auf ähnliche Erscheinungen in diesen Tagen hingewiesen haben.

*Juilfs.*

**Robley D. Evans and Raymond A. Mugele.** Increased Gamma-Ray Sensitivity of Tube Counters and the Measurement of the Thorium Content of Ordinary Materials. *Rev. Scient. Instr. (N.S.)* 7, 441—449, 1936, Nr. 12. (Inst. Technol. Cambridge, Mass. and Univ. Berkeley, Cal.) Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählrohres für schwache  $\gamma$ -Strahlung, die von der Elektronenerzeugung im Rohrrinnern und der Entladungswahrscheinlichkeit des Rohres abhängt, kann durch sorgfältige Auswahl des Kathodenmaterials und der Oberflächenbeschaffenheit, durch gute Reinigung und richtige Wahl des Füllgases und der Zählspannung wesentlich gesteigert werden, so daß die Rohre auch für Messungen von radioaktiven Beimengungen im Fels usw. brauchbar werden.

*Juifls.*

**N. S. Gingrich, Robley D. Evans and Harold E. Edgerton.** A Direct-Reading Counting Rate Meter for Random Pulses. *Rev. Scient. Instr. (N.S.)* 7, 450—456, 1936, Nr. 12. (Inst.-Technol. Cambridge, Mass.) Ein Verstärker für Zählrohrstöße wird beschrieben, der es gestattet, die mittlere Anzahl statistisch verteilter Impulse an einem Galvanometer direkt abzulesen. Das Aggregat ist brauchbar für 30 bis einige tausend Stöße in der Minute.

*Juifls.*

**L. I. Schiff and Robley D. Evans.** Statistical Analysis of the Counting Rate Meter. *Rev. Scient. Instr. (N.S.)* 7, 456—462, 1936, Nr. 12; auch *Phys. Rev.* (2) 50, 873, 1936, Nr. 9. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Theoretische Diskussion über den von Gingrich, Evans und Edgerton (s. vorstehendes Ref.) angegebenen Verstärker.

*Juifls.*

**Gordon L. Locher.** Wilson Cloud Machines for Portable Use. *Rev. Scient. Instr. (N.S.)* 7, 471—478, 1936, Nr. 12. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Ausführliche Darstellung der in *Phys. Rev.* 49, 871, 1936 (vgl. diese Ber. 17, 1823, 1936) vorläufig mitgeteilten Ausführung von zählrohrgesteuerten Nebelkammern, die vor allem bei Stratosphärenflügen und Expeditionen, wo es auf leichtes Gewicht der Apparatur ankommt, gebraucht werden können.

*Juifls.*

**W. F. Libby, Donald Douglas Lee and S. Ruben.** A Simple High Speed Counter Circuit of the Neher-Harper Type. *Rev. Scient. Instr. (N.S.)* 8, 38, 1937, Nr. 1. (Dep. Chem. Univ. Berkeley, Cal.) Es wird eine für das Eingangsrohr im Neher-Harper-Verstärker abgeänderte Schaltung vorgeschlagen, bei der der Zählendraht an der Kathode einer indirekt geheizten Röhre liegt.

*Juifls.*

**B. Arakatsu, K. Kimura and Y. Uemura.** Expulsion of Neutrons from lead by Cosmic Rays. *Nature* 140, 277—278, 1937, Nr. 3537. (Inst. Phys. Univ. Kyoto.) Ein Neutronenzähler (Messingrohr von 10 cm Länge, 1 cm Durchmesser, Innenwand mit einer dünnen Boraxschicht überzogen) ergab in freier Luft 2 bis 4, in 10 cm Bleipanzer 4 bis 9 und, wenn zwischen Zähler und Panzer Paraffin gebracht wurde, 9 bis 20 Stöße je Stunde. Diese werden als Neutronen von Blei unter Einwirkung der Höhenstrahlen gedeutet. (Vgl. E. Fünfer, *Nature* 25, 235, 1937.)

*Kolhörster.*

**Victor F. Hess and A. Demmelair.** World-wide Effect in Cosmic Ray Intensity, as Observed during a Recent Magnetic Storm. *Nature* 140, 316—317, 1937, Nr. 3538. Der Verlauf der Intensität der Höhenstrahlung in der Zeit vom 23. April bis 1. Mai 1937 erweist sich auf dem Hafelekar, ebenso wie von Forbush (*Phys. Rev.* 51, 1108, 1937) für Cheltenham und Huancayo berichtet, in großen Zügen in Übereinstimmung mit dem Verlauf der erdmagnetischen Intensität. Einer Abnahme der Höhenstrahlenintensität folgt eine Erniedrigung der magnetischen Horizontalintensität. Sie beträgt bis zu  $\pm 3\%$  und erfolgt gleichzeitig über die Erde.

*Kolhörster.*

**R. Hosemann.** Rückwärts gerichtete Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 17, 4, 1936, Nr. 1. Vgl. diese Ber. 17, 1820, 1936. *Dede.*

**H. Geiger und O. Zeiler.** Die räumliche Verteilung der kosmischen Ultraschauerstrahlen. ZS. f. Phys. 105, 517—521, 1937, Nr. 9/10. (Phys. Inst. T. H. Berlin-Charlottenburg.) Entlang einem Kreisbogen von 20 cm Durchmesser sind neun Zählrohre angeordnet; auf demselben Kreisbogen liegt auch das Bleiblech von  $1,5 \times 15 \times 20 \text{ cm}^3$ , in dem die auszumessenden Schauer entstehen. Es wurden die Ansprechwahrscheinlichkeiten der verschiedenen Zählrohre auf einen Schauer durch Koinzidenzmessungen bestimmt und aus den gewonnenen Zahlen auf die Winkelverteilung der Strahlen geschlossen. Es ergab sich, daß die Schauerstrahlen aus Blei im Mittel unter einem Winkel von  $20^\circ$  zur Hauptrichtung des Schauers austreten. Ferner wurde festgestellt, daß die aus Blei austretenden Schauer mit wachsender Dicke der Bleischicht strahlenreicher werden. *Geiger.*

**P. Scherrer, H. Staub und H. Wäffler.** Dauerregistrierungen der Höhenstrahlung auf Jungfrauoch (3456 m ü. M.) (Vorläufige Mitteilung.) Helv. Phys. Acta 10, 254, 1937, Nr. 4. (E. T. H. Zürich.) *Dede.*

**J. Barnóthy.** Bemerkungen zu den Arbeiten von A. Ehmert: „Zum Richtungseffekt der Ultrastrahlung. I.“ und „Über den Sternzeitgang der Ultrastrahlungsintensität. II.“ ZS. f. Phys. 105, 642—644, 1937, Nr. 9/10. (Inst. f. exper. Phys. Univ. Budapest.) Verf. vertritt die Ansicht, daß die von Ehmert (Phys. Ber. 17, 805, 1821, 1936) festgestellten Maxima im sternzeitlichen Intensitätsverlauf der kosmischen Ultrastrahlung durch die von Ehmert angewandte übergreifende Mittelbildung induziert sind, und berechnet aus einer gewissen Vorstellung über den von Ehmert gefundenen Verschiebungseffekt eine Diskrepanz zwischen diesem Effekt und dem Barometereffekt. *W. Rau.*

**Alfred Ehmert.** Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung im Bodensee. Naturwissensch. 25, 448, 1937, Nr. 26/27.

**Alfred Ehmert.** Die Absorptionskurve der harten Komponente der kosmischen Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 106, 751—773, 1937, Nr. 11/12. (Bodenseelab. d. Phys. Inst. T. H. Stuttgart in Friedrichshafen.) Durch Versenken einer Koinzidenzapparatur wurde die Absorptionskurve der kosmischen Ultrastrahlung in Wasser bis zu 245 m Wasseräquivalent gemessen. Diskrete Komponenten treten nicht auf; die Absorptionskurve ist durch eine Potenzfunktion  $N(h) = N_1/h^\varepsilon$  darstellbar. Dabei ist der Exponent in Wasser:  $\varepsilon = 1,56$  für Tiefen  $h$  zwischen 13 bis 43 m Wasseräquivalent und  $\varepsilon = 1,87$  für größere Äquivalenttiefen, während sich in Luft  $\varepsilon = 1,87$  für Tiefen größer als 12 m Wasseräquivalent ergibt. Der für Luft und Wasser gemeinsame Wert  $\varepsilon = 1,87$  wird als Absorptionsexponent der Primären und der Unterschied der Absorptionskurven in Luft und Wasser innerhalb der ersten 35 m Wasser als Übergangseffekt gedeutet, verursacht durch wenige, in Wasser zahlreicher als in Luft entstehende Sekundäre mit 35 m Reichweite in Wasser. Nach den ersten 3 m Wasser ist außerdem ein Übergangseffekt im Gleichgewicht, der dem von Maass für Luft-Eisen gemessenen entspricht. Für Schauer gilt dieselbe Absorptionsfunktion, jedoch mit  $\varepsilon = 1,40$ ; die Intensität der Schauer nimmt also im Verhältnis zur Intensität der Einzelteilchen mit wachsender Tiefe zu. In allen Tiefen sind 15 bis 20 % der Teilchen nicht imstande, 5 cm Blei (zwischen den Zählrohren) zu durchdringen: ein großer Teil der registrierten Teilchen müssen somit Sekundär- bzw. Schauerteilchen sein. Bei Zugrundelegen obiger Potenzfunktion erhält man für jede beliebige Ausblendung dieselbe Absorptionskurve. *W. Rau.*

**J. Clay, J. T. Wiersma and E. M. Bruins.** Decrease of hard primary cosmic rays in matter. *Physica* 4, 521—526, 1937, Nr. 7. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Es werden die Absorptionskoeffizienten der harten primären Höhenstrahlung in Quecksilber, Blei, Eisen, Zinn, Schwefel und Wasser proportional der Masse des absorbierenden Materials gefunden. Eine lineare Abhängigkeit von der Elektronendichte und dem Kerndurchmesser besteht nach diesen Messungen nicht. Mit größeren Absorberdicken nimmt der Absorptionskoeffizient linear ab. Es wird nach diesen Ergebnissen vermutet, daß die Protonenstrahlung zum Teil durch Neutronen ersetzt, zum Teil durch Ionisation und Schauerbildung allmählich absorbiert wird.

*Juiffé.*

**Ernst Stuhlinger.** Das Ionisierungsvermögen kosmischer Ultrastrahlen. Diss. Tübingen 1936. 26 S. Es wurde ein aus einem Proportionalzählrohr und einem Röhrenverstärker bestehender Ionenmultiplikator zusammengestellt und eingehend überprüft. Es konnten damit Ionisationseffekte bis herab zu einem einzigen Ionenpaar gemessen und photographisch registriert werden. Mit Hilfe dieser Anordnung wurde das Ionisierungsvermögen der harten kosmischen Primärstrahlen bestimmt. Dabei waren unter dem Proportionalzählrohr zwei normale Auslösezählrohre und über ihm noch ein drittes Auslösezählrohr aufgebaut. Durch die Koinzidenzen dieser drei Auslösezählrohre wurden die Momente erfaßt, in denen das zwischenliegende Proportionalzählrohr von einem kosmischen Primärstrahl durchsetzt wurde. Aus der Ausschlagsgröße dieses Zählrohres ergab sich dann das Ionisierungsvermögen zu 50 Ionen pro cm Luft in Übereinstimmung mit dem für energiereiche Elektronen und Protonen angenommenen Wert. In einer weiteren Meßreihe wurden die Auslösezählrohre so angeordnet, daß mit dem Proportionalzählrohr die sekundären Strahlen (Schauerstrahlen) erfaßt wurden. Auch bei einem Schauer zeigten die einzelnen Strahlen praktisch dasselbe Ionisierungsvermögen wie die Primärstrahlen. Schließlich wurden noch Messungen an strahlenreichen Schauern durchgeführt, bei denen die Empfindlichkeit des Proportionalzählrohres wesentlich herabgesetzt wurde und aus den Ausschlägen auf die Zahl der das Rohr durchsetzenden Schauerstrahlen geschlossen wurde. In einer Tabelle wird der beobachtete Zusammenhang zwischen Größe und Häufigkeit der Schauer wiedergegeben. Bei den strahlenreichsten Schauern, die erfaßt wurden, gingen bis 100 Strahlen durch das Zählrohr.

*Geiger.*

**Max Pollermann.** Die von der kosmischen Ultrastrahlung in verschiedenen Stoffen ausgelösten Sekundäreffekte. Diss. Tübingen 1936. 24 S. Der Autor weist zunächst darauf hin, daß man bei Aufnahme einer Russischen Koinzidenzkurve im allgemeinen so vorgeht, daß man von der mit Blei gemessenen Koinzidenzzahl die ohne Blei gemessene Zahl (d. h. den Nulleffekt) in Abzug bringt. Er zeigt aber dann, daß dies Verfahren nicht immer gerechtfertigt ist, da die für den Nulleffekt verantwortlichen Strahlen in dem als Sekundärstrahler dienenden Blei merklich absorbiert werden. Eine Abschätzung der Absorbierbarkeit wird durchgeführt. Es folgen dann Vergleichsmessungen über die in dünnen Schichten ( $2,5 \text{ g/cm}^2$ ) verschiedenen Materials ausgelösten Schauerzahlen. Drei verschiedene Anordnungen werden dabei benutzt, die aber nur dann zu einigermaßen übereinstimmenden Zahlen führen, wenn man den Nulleffekt in der oben angegebenen Weise richtig abschätzt. Die Absorption der Strahlen erfolgt dann in erster Näherung massenproportional; dies gilt sowohl für die schauerauslösenden B-Strahlen, wie für die Schauerstrahlen selbst (C-Strahlen). Als weiteres Resultat ergibt sich, daß die Koinzidenzen aus Blei nicht immer von Strahlen, die aus einem Zentrum kommen, hervorgerufen werden, sondern daß oft gleichzeitig mehrere Schauerzentren auftreten. Dies wird durch die Annahme gedeutet, daß auch die schauerauslösende Strahlung aus Strahlenbündeln besteht.

*Geiger.*

**S. E. Forbush.** On the Effects in Cosmic-Ray Intensity Observed During the Recent Magnetic Storm. *Phys. Rev.* (2) **51**, 1108—1109, 1937, Nr. 12. (Carnegie Inst. Wash.) Höhenstrahlenregistrierungen in Cheltenham und Huancayo (Peru) zeigen übereinstimmend in der Zeit vom 23. April bis 1. Mai 1937 eine Verminderung um 4 % der Intensität, die mit der Abnahme der Horizontalintensität des Erdmagneten völlig zusammentrifft, so daß auf einen gewissen Zusammenhang zu schließen ist. *Juilfs.*

**Arthur Wickes Nye.** Absorption of cosmic radiation in matter. *Journ. Franklin Inst.* **223**, 173—178, 1937, Nr. 2. (Dep. Phys. Univ. Cal.) Absorptionsmessungen in Seehöhe mit einer Dreifachkoinzidenzapparatur an Wasser, Kohle, Kupfersulfat, Eisensulfid, Sand und Bariumsulfat zeigen, daß der Absorptionskoeffizient nicht streng proportional der Dichte der absorbierenden Substanzen ist; vor allem weichen die Angaben für die Substanzen höherer Ordnungszahl vom linearen Gang wesentlich ab. Dagegen wird in der Meßfehlergrenze eine Proportionalität zur Anzahl der Hüllenelektronen im Kubikzentimeter des absorbierenden Materials gefunden. — Schauermessungen zeigen, daß die Sekundären im wesentlichen der Primärenrichtung folgen. Die Rossi-Kurven für die untersuchten Substanzen werden noch einmal durchgemessen. *Juilfs.*

**Anton Jakhelln.** The water transport of gradient currents. *Geofys. Publ. Oslo* **11**, Nr. 11, 1936, 14 S. Verf. beschreibt ein Verfahren, Volumen-, Massentransport und Strommenge bei Meeresströmungen zu berechnen und gibt gleichzeitig die Genauigkeit seiner Methode im Vergleich zu früheren an. Ebenfalls werden die Beobachtungen früherer Expeditionen — „Michael Sars“ 1910, „Armauer Hansen“ 1913 und „Belgica“ 1905 — nach diesem Verfahren neu ausgewertet und in Karten dargestellt. *Gielefen.*

**H. Regula.** Bodenwindbeobachtungen und Höhenwindmessungen auf M. S. „Schwabenland“. *Ann. d. Hydrogr.* **65**, 307—311, 1937, Nr. 7. *Dede.*

**F. Möller und P. Sieber.** Über die Abweichungen zwischen Wind und geostrophischem Wind in der freien Atmosphäre. *Ann. d. Hydrogr.* **65**, 312—322, 1937, Nr. 7. (Berlin; Frankfurt a. M.) Der Differenzvektor zwischen dem Wind in der freien Atmosphäre und dem geostrophischen Wind wird in seiner Abhängigkeit von Richtung und Größe des horizontalen Gradienten der dreistündigen Luftdruckänderung untersucht. Aus einer Bearbeitung von Piloten und von Höhenwindmessungen mittels Drachen ergibt sich in gleicher Weise, daß die Differenz vorhanden ist, daß seine Größe mit der Größe des Isallobarengradienten wächst und seine Richtung parallel den Linien gleicher Druckänderung weist, wobei der Luftdruckfall rechts liegt. *H. Ebert.*

**W. Paeschke.** Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem in der bodennahen Luftschicht. *ZS. f. Geophys.* **13**, 14—21, 1937, Nr. 1. (Göttingen.) Es sind die Vorgänge in der untersten, bodennahen Luftschicht durch Messung der Windgeschwindigkeit, Temperatur und relativer Feuchtigkeit bis zu einer Höhe von 5 m in Abhängigkeit von der Oberflächenbeschaffenheit untersucht worden. Die Versuchsanordnung enthielt ein Schalenkreuzanemometer, zwei Hitzdrahtsonden, Thermoelement und Meßbrücke. Es ergibt sich nach Verarbeitung des Versuchsmaterials mittels Ansätzen der neueren Hydro- und Aerodynamik, daß das logarithmische Geschwindigkeitsverteilungsgesetz bis zu 5 m Höhe hinreichend erfüllt ist. Dabei wurde eine entsprechende Nullpunktsverschiebung jeweils vorgenommen, die zur numerischen Bestimmung wirksamer Rauigkeitslängen führt. *H. Ebert.*

**P. Raethjen.** Zu den Winkelabweichungen vom barischen Windgesetz. Meteorol. ZS. 54, 262—263, 1937, Nr. 7. (Hamburg.) Der Verf. weist darauf hin, daß sich die Untersuchung H. Arakawas nur auf die Abweichungen von einem Gradientwind konstanter Stärke bezogen hat und im Endergebnis im wesentlichen nur die Überlagerung einer Trägheitskreisbewegung über den Gradientwind darstellt und nichts über die bei veränderlicher Gradientwindstärke auftretenden Winkelabweichungen aussagt. Der Verf. hat das Problem unter Berücksichtigung von Horizontal- und Vertikalbewegungen und ohne einschränkende Bedingung für das Druckfeld untersucht und kam zu dem Ergebnis, daß die mit der Veränderung der Horizontalkomponente der individuellen Strömungsenergie notwendig verbundenen arbeitleistenden Abweichungen vom Gradientwind durch den Abweichungswinkel allein schon annähernd charakterisiert werden. Dies wurde auch durch eine statistische Bearbeitung der Abweichungswinkel bei Höhenwindmessungen bestätigt gefunden. Abschließend warnt der Verf. vor dem Mathematismus in der Meteorologie, der durch formale Anwendung mathematischer Methoden bei unrichtigem Ansatz oder auch dann, wenn nicht richtig beachtet wird, was bei dem jeweiligen Fall im Ansatz als variabel oder als konstant zu betrachten ist, zu irrigen Ergebnissen führen kann. *F. Steinhauser.*

**Hilda Klainguti-Schaumann.** Über die Windverhältnisse des Engadins, speziell den Malojawind. I. Ergebnisse von Anemographenregistrierungen des Sommers 1936. Meteorol. ZS. 54, 289—295, 1937, Nr. 8. (Obs. Climat. Celerina, Engadin.) *Dede.*

**G. Schinze.** Tschierske, Geographische Grenze der Luftmassen Europas im Jahresgang der Verlagerung. Meteorol. ZS. 54, 261—262, 1937, Nr. 7. (Reichswetterdienstschule Berlin.) Tschierske zeichnete zur Feststellung der geographischen Verbreitung der Luftmassen deren Grenzen für einen bestimmten Beobachtungstermin aller Tage des Monats in eine Karte und bestimmt aus der Verteilung der Häufigkeiten ein „Kerngebiet“, eine „Kampfzone“ und eine schmale Außenzone. Es wurden Mittellagen der Grenzen der Luftmassen für Januar, April, Juli und Oktober abgeleitet und die periodischen Verlagerungen dieser Grenzen im Laufe des Jahres bestimmt. *F. Steinhauser.*

**W. Werenskiöld.** Über die graphische Ermittlung des vertikalen Temperaturgradienten. Meteorol. ZS. 54, 302—303, 1937, Nr. 8. (Oslo.)

**W. Köppen.** Die Schwankungen der Jahrestemperatur im westlichen Mitteleuropa von 1761 bis 1936. Ann. d. Hydrogr. 65, 297—306, 1937, Nr. 7.

**M. Rodewald.** Wetterskizzen. Nr. 21: Die Guilbert-Grossmannsche Regel in den Höhenwetterkarten. Ann. d. Hydrogr. 65, 335—337, 1937, Nr. 7. (Hamburg.)

**Edward Stenz.** Über die Transmission der Sonnenstrahlung in den Wigry-Seen. Gerlands Beitr. 50, 368—375, 1937, Nr. 2/4. (I. Phys. Inst. Polytechn. Hochsch. Warschau.)

**W. Smosarski.** Dämmerungsfarben-Intensität in den Jahren 1913—1936. Gerlands Beitr. 50, 252—263, 1937, Nr. 2/4. (Posen.) *Dede.*

**Harald Lunelund.** Beiträge zur Kenntnis der Sonnen- und Himmelsstrahlung in Helsingfors, Finnland. Gerlands Beitr. 50, 318—329, 1937, Nr. 2/4. (Helsingfors.) Für Helsingfors liegen aktinometrische Messungen aus den Jahren 1922 bis 1933 vor. Es waren zuerst Einzelmessungen bis 1926, dann Registrierungen der Strahlung ( $\perp \odot$ ) und schließlich Registrierungen der totalen und der diffusen Wärmestrahlung auf die horizontale Fläche.



Im folgenden werden die Untersuchungen über die Bestrahlung bestimmt orientierter Flächen behandelt und die zuerst vom Verf. erhaltenen Resultate mit den dann von anderen Verff. gefundenen verglichen. Weiter werden die registrierten Werte publiziert und diskutiert, wobei das Polarjahr 1932/33 besondere Berücksichtigung erfährt. (Zusammenfassung d. Verf.) *Dede.*

**Georges Colange et Yves Le Grand.** Observation de l'image atmosphérique d'un phare. C. R. 204, 1882—1884, 1937, Nr. 25. Von der Steilküste von Belle-Isle en Mer aus wurde in einigen Sommernächten gegen das Meer hin ein atmosphärisches Gegenbild des großen Leuchtfuers beobachtet. Für das Zustandekommen dieses Gegenbildes wird die geometrisch-optische Erklärung gegeben. *F. Steinhauser.*

**M. Luckiesh, A. H. Taylor and G. P. Kerr.** Ultraviolet energy in daylight. A two-year record. Journ. Frankl. Inst. 223, 699—714, 1937, Nr. 6. (Lightg. Res. Lab. Gen. Electr. Co. Nela Park, Cleveland.) Die Verff. haben einen registrierenden UV-Zähler gebaut. Bei dieser Anordnung wird durch den Photostrom einer UV-empfindlichen Zelle ein Kondensator aufgeladen, der durch eine Kippanordnung ein Zählwerk betätigt. Die Zahl der Zählwerkstöße ist dann direkt ein Maß für die mit dieser Anordnung gemessene ultraviolette Strahlung. Die Anordnung wurde zunächst in Erythem-Einheiten geeicht, wobei die spektrale Verteilung der Empfindlichkeit der Zelle berücksichtigt wurde. Mit dieser Anordnung wurde die Verteilung der UV-Strahlung über die Tagesstunden bestimmt und in Kurven für die Monate April, September und Juni dargestellt. Weitere Kurven enthalten die UV-Intensität als Funktion der Zenitdistanz und die jährliche Variation des UV. Schließlich wurden noch verschiedene Lichtquellen auf ihre Wirksamkeit in der Erythemerzeugung miteinander verglichen. *Frerichs.*

**Fritz Schnaidt.** Zur Absorption infraroter Strahlung in dünnen Luftschichten. Meteorol. ZS. 54, 234—242, 1937, Nr. 7. (München.) Die von Falkenberg (Meteorol. ZS. 53, 172, 1936) angegebenen Kurven der Abhängigkeit der Absorption von der Schichtdicke bei verschiedenen Dampfdrucken lassen sich in eine Kurve zusammenfassen, wenn man die Absorption in Abhängigkeit von der durchstrahlten Masse pro m<sup>2</sup> Querschnitt aufträgt. Damit wird die Gültigkeit des eingeschränkten Beer'schen Gesetzes bestätigt, das besagt, daß die Absorption eines monochromatischen Lichtstrahls nur abhängig ist von der durchstrahlten Masse, wenn der Gesamtdruck der Luft keinen Veränderungen unterworfen wird. Für Falkenbergs Messungen der Gesamtabsorption dünner Luftschichten im Infrarot entwickelt der Verf. eine vollständige Theorie. An den erwähnten Messungen müssen wegen der Verschiedenartigkeit der Gesamtabsorption verschieden temperierter Schwarzstrahler Korrekturen angebracht werden. Es wird auch der Verlauf der Gesamtabsorption durch Kohlensäure bestimmt. Es scheint, daß die nach Albrecht berechneten Absorptionskoeffizienten im Gebiet mittlerer und geringer Absorption zu hoch sind. *F. Steinhauser.*

**Hans Neuberger.** Beiträge zur Untersuchung des atmosphärischen Reinheitsgrades. Meteorol. ZS. 54, 258—261, 1937, Nr. 7. (Hamburg.) Aus Untersuchungen, die zur Prüfung der Wigan'schen Formel für die Beziehung zwischen Sicht, Luftfeuchte und Anzahl der Kondensationskerne angestellt worden sind, ergab sich, daß auch in reiner Seeluft keine eindeutige Beziehung zwischen je zwei der erwähnten Faktoren bei gleichbleibendem dritten besteht. Es wird der Begriff des Pseudoseewindes eingeführt, der dadurch definiert ist, daß es sich um auflandige Winde handelt, die kurze Zeit vor der Beobachtung noch seewärts gerichtet waren und daher noch merkliche Reste der charakteristischen Eigenschaften des Landwindes besitzen. Bei Zusammenfassung nach vier Sichtstufen zeigt sich

für Seewind, daß steigende Sicht mit sinkender Kernzahl und abnehmender relativer Feuchtigkeit verbunden ist. Bei weiterer Unterteilung der Sichtweiten nach mehr Stufen konnte die Eindeutigkeit dieser Beziehungen nicht mehr nachgewiesen werden. Aktinometrische Untersuchungen ergaben einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Gesamtstrahlung, Rot-Ultrarot-Strahlung und Trübungsmassen einerseits und vier Sichtstufen andererseits. Es wurde eine lineare Beziehung zwischen den von G o r c z y ń s k i eingeführten Durchlässigkeitsprozenten und dem Trübungs-faktor festgestellt. Auf die aus Polarisationsmessungen gewonnenen Ergebnisse wird hingewiesen.

*F. Steinhauser.*

**S. W. Visser.** On a Period of 27 Months in the Rainfall. Proc. Amsterdam 40, 513—517, 1937, Nr. 6. Der Verf. leitet aus langjährigen Niederschlagsbeobachtungen für die Ostküste von Nordamerika, die nordatlantischen Inseln und für Westeuropa das Bestehen einer 27 monatigen Niederschlagsperiode ab und unterscheidet dabei zwei Gruppen von Stationen: An den Stationen mit mehr kontinentaler Lage fällt das Niederschlagsmaximum auf den 5. bis 7. Monat der Periode, an den ozeanischen Stationen fällt es aber auf den 14. Monat oder noch später. Im Gebiet des Atlantischen Ozeans zeigt sich eine in der Richtung des Golfstroms fortschreitende Phasenverzögerung und Amplitudenabnahme. Das Niederschlagsminimum in Westeuropa im 20. bis 21. Monat der Periode fällt mit einem Maximum im Nordosten des Atlantischen Ozeans zusammen.

*F. Steinhauser.*

**G. Seligman.** Physical Investigations on Falling Snow. Nature 140, 345—348, 1937, Nr. 3539.

*Dede.*

**J. B. Ficklen and L. L. Goolden.** The behavior of certain dusts under mechanical impingement. Science (N.S.) 85, 587—588, 1937, Nr. 2216. (Chem. Eng. Lab. Travelers Insurance Co.) Bei der Methode der Staubzählung durch Niederschlagen an trockenen oder befeuchteten Oberflächen besteht die Fehlermöglichkeit, daß durch das Aufschlagen bei beträchtlicher Geschwindigkeit die Staubteilchen zerkleinert werden und daß dadurch eine größere Anzahl von Staubteilchen vorgetäuscht wird. Systematische Untersuchungen zeigten, daß bei Feldspat und Quarzstaub von 5 bis  $10\mu$  Durchmesser bei 40 bis 150 m/s Niederschlagsgeschwindigkeit das Verhältnis der Zahl der kleineren Teilchen zur Zahl der Teilchen von ursprünglicher Größe bis auf 100 : 1 zunahm. Die Größe der zerschlagenen Teilchen betrug  $1\mu$  und weniger. Bei Versuchen mit Sporen konnte keine Verkleinerung festgestellt werden.

*F. Steinhauser.*

**F. A. Paneth.** Chemical Exploration of the Stratosphere. Nature 139, 180—182, 220—223, 1937, Nr. 3509 u. 3510. Die Frage nach der Zusammensetzung der Luft in der Stratosphäre ist verknüpft mit der Frage der Windverhältnisse in diesen Höhen. Wenn es möglich ist, eine Schichtung derart nachzuweisen, daß der Gehalt an schweren Gasen weniger, der an leichteren mehr wird, so kann eine Konvektion nicht mehr vorhanden sein. Mit unbemannten Ballons (nach Vorschlag von Dines 1936) und entsprechender Schöpfvorrichtung ist gezeigt, daß der Gehalt an He oberhalb 15 km um 0,5 bis 5 % bei 22 km zunimmt. Da andere Autoren eine Abnahme des Sauerstoffgehalts fanden, können Luftbewegungen in den oberen Schichten nicht vorhanden sein. Ein plötzlicher Sprung hat sich nicht gezeigt.

*H. Ebert.*

**M. Cosyns.** Belgian Stratosphere Balloon Experiment. Nature 130, 54, 1937, Nr. 3532.

*Dede.*

## Register der Geophysikalischen Berichte

### 1. Allgemeines

- J. Bartels. Johannes Christoph Alfred Nippoldt †. 63.  
Hans Benndorf. Joachim Scholz zum Gedächtnis. 117.  
Gerhard Castens. Siebzigster Geburtstag des Kapitäns Ludwig Schubart. 27.  
— Wilhelm Schmidt †. 63.  
Dr. J. B. Charcot †. 47.  
V. Conrad. Andrija Mohorovičić †. 117.  
— Eugen Alt †. 105.  
Erich von Drygalski. Jean Baptiste Charcot. 63.  
Professor Dr. Julius Maurer zum 80. Geburtstag. 117.  
A. Schedler. Alfred Nippoldt †. 117.  
Bruno Schulz. Vollendung des 70. Lebensjahres von Wilhelm Meinardus. 157.  
F. Steinhauser. Wilhelm Schmidt †. 117.  
O. Steppes. Heinrich Meldau †. 117.  
A. Stieren. Anton Kaminsky †. 105.  
Hans Stille. Franz Beyschlag. 63.  
R. Süring. Wilhelm von Bezold und die heutige Meteorologie. Erinnerung an die hundertste Wiederkehr seines Geburtstages (21. Juni 1837). 157.  
— Wilhelm Schmidt †. 27.  
K. Hillebrand. Evolution kosmischer Staubmassen. (Ein Beitrag zur Kosmogonie.) 154.  
Hans Lorenz. Prüfung der Laplaceschen Abschleuderungstheorie. 87.  
National Res. Council. Trans. Amer. Geophys. Union, seventeenth annual meeting, April 30, May 1, 2, 1936, Washington, D. C.; West Coast Meeting, January 31 and February 1, 1936, Pasadena, California. Part I. Reports and papers, Washington D. C., General Assembly and Sections of Geodesy, Seismology, Meteorology, Terrestrial Magnetism and Electricity, Oceanography, and Volcanology. Part II. Reports and papers Section of Hydrology and Western Interstate Snow-Survey Conference. 259 S. Z. Geo.

Published by the National Res. Council of the Nat. Acad. of Sc., Washington, D. C., July 1936. 27.

- W. Portig. Meßgenauigkeit und Korrelationskoeffizient. 27.  
Arnold Schumacher. Fahrten eines deutschen Seemanns aus der Segelschiffszeit. 27.  
K. Stumpff. Erweiterung des Expektanzbegriffs. 27.

### 2. Apparate; Meß- und Berechnungsmethoden

- (Reihenfolge: Gravimetrie; Seismik; Magnetismus; Luftelektrizität, Ultrastrahlung und Radioaktivität; Chemie; Meteorologie; Sonnen- und Himmelsstrahlung; Sonstiges.)  
H. Bock. Ausbalancierte Gegenschwungpendel im inhomogenen Schwerfeld. 161.  
Fr. Gassmann. Modifikation des Verfahrens von Haalck zur Berechnung von Gelände-korrekturen bei Drehwaagenmessungen. 87.  
H. Haalck. Barometrische Höhenmessung bei statischen Schweremessungen mit Hilfe einer praktischen Form des Luftbarometers. 63.  
— Entwicklung des statischen Schwere-messers. 63.  
Gustaf Ising und T. Eeg-Olofsson. Schweremessungen im südlichen Schonen mit einem astasierten Quarzpendel. 29.  
Th. Kappes. Günstigstes Verhältnis der Lotgewichte und günstigste Verteilung der Gesamtanzahl der Schwingungsumkehrn auf die einzelnen Lotsätze bei der Mehrgewichts-lotung. 1.  
Th. N. Krassowsky. Gemeinsame Anwendung astronomisch-geodätischen und gravimetrischen Materials für die Bestimmung der Gestalt des Geoids. 89.  
W. D. Lambert. Analogue of Stokes's formula for the Prey and Bouguer gravity anomalies. 106.

- Walter D. Lambert. Analogue of Stokes's formula for the Prey and Bouguer gravity anomalies. 67.
- Heinz Lettau. Horizontaldoppelpendel. 157.
- M. S. Molodenski. Bestimmung der Gestalt des Geoids unter gemeinsamer Anwendung astronomisch-geodätischer Lotabweichungen und Schwerestörungen. 89.
- B. V. Numerov. Grundsätze der Methodik der Bestimmung des Geoids auf Grund gravimetrischer und astronomisch-geodätischer Beobachtungen. 28.
- und D. Chramov. Bestimmung der Figur des Geoids aus Schweremessungen. 28.
- — Bestimmung der Figur des Geoids aus Schweremessungen. 3.
- Werner Patzke. Genauigkeit von Pendelmessungen an fester Station. 63.
- L. W. Sorokin. Optischer Koinzidenzapparat. 87.
- Ľvaclav Špaček. Quadratsummen der Lotabweichungen auf benachbarten Ellipsoiden und Gleichungen zur Berechnung des Erdellipsoids. 119.
- G. Angenheister. Bodenschwingungen sinusförmiger Erregung. 163.
- S. K. Banerji. Hydraulic Seismographs. 64.
- A. Berroth. Geometrische Lösung der Grundaufgaben der in der Geologie angewandten Seismik. 163.
- R. Bungers. Untersuchungen über Schwingungsformen in der angewandten Seismik. 67.
- Rolf Bungers. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. Theorie der Schwebungen. 68.
- 2-Schichtenproblem der angewandten Geophysik. 104.
- Heinz Dobberstein. Photoelektrischer Schwingungsmesser. 157.
- Fayek Faltas. Konstruktive Ermittlung einer geneigten Schicht aus Laufzeitkurven und Azimutabweichungen. 87.
- Mishio Ishimoto. Construction d'un microséismographe mécanique. 105.
- Mostafa Kamel. Seismische Bestimmung des Einfallens und Streichens aus Amplituden. 64.
- M. Kamel und F. Faltas. Seismische Bestimmung der Lage einer geneigten ebenen Grenzschicht aus Laufzeiten und Amplituden. 104.
- H. W. Koch und W. Zeller. Einschwingvorgang bei Erschütterungsmeßgeräten. 65.
- Erich Krumm. Seismograph. 87.
- A. Ramspeck. Verwendung sinusförmiger elastischer Wellen bei der Untersuchung des Baugrundes. 67.
- Frank Rieber. Complex Elastic Wave Patterns in the Earth and Their Directional Analysis. 157.
- Gerhard Schmerwitz. Koppelungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen. 64.
- G. A. Schulze. Elastisches Verhalten des Bodens bei sinusförmiger Anregung. 67.
- A. G. McNish. Induction Variometer for Measure Magnetic Anomalies. 65.
- Henryk Orkisz. Défaut du déclinomètre enrégistreur. 9.
- G. Aliverti. Carica e captabilità del RaA in aria atmosferica arricchita di Radon. 2.
- A. V. Astin and L. L. Stockmann. Receiver for Radiometeorographs. 77.
- R. B. Brode, H. G. MacPherson and M. A. Starr. Wilson Cloud Chamber for the Study of Showers. 13.
- D. B. Cowie. Temperature Dependence of Geiger-Müller Counter Characteristics. 13.
- Walter Christoph. Resteffekt bei Zählrohren. 55.
- B. Dasannacharya and T. S. Krishna Moorthy. Sensitiveness of a Geiger Point Counter in the Region between its Threshold Voltage and the Voltage for Constant Counting. 133.
- Richard L. Doan. Apparatus for Transmitting Cosmic-Ray Data from the Stratosphere. 55.
- Alfred Ehmert. Relaisanordnung zur Registrierung von Zählrohrkoinzidenzen. 75.
- Robley D. Evans and Raymond A. Mugele. Increased Gamma-Ray Sensitivity of Tube Counters and the Measurement of the Thorium Content of Ordinary Materials. 170.
- Volker Fritsch. Neuere Ergebnisse der Funkgeologie und ihre Bedeutung für die Funkmutung. 157.
- Untersuchung des Untergrundes mit funktechnischen Mitteln (Funkmutung). 61.
- Fritz Gassmann. Geoelektrischer Widerstandsmesser. 87.

- N. S. Gingrich, Robley D. Evans and Harold E. Edgerton. Direct-Reading Counting Rate Meter for Random Pulses. 170.
- H. Greinacher. Funkenzähler als Netzanschlußgerät zur Zählung von Korpuskeln und Photonen. 98.
- L. Großev, N. Dobrotin and J. Frank. New type of stereo-comparator for work with Wilson's chamber. 37.
- G. Herzog. Eine Wilsonkammer für Projektionszwecke. 133.
- J. N. Hummel und O. Rülke. Scheinbarer spezifischer Widerstand in Bohrlöchern. 129.
- H. Israël-Köhler. Emanationsdosimeter. Gerät zur Dauerkontrolle mäßig hoher Emanationskonzentrationen in Luft. 117.
- Thomas H. Johnson. Radio-transmission of coincidence counter cosmic-ray measurements in the stratosphere. 133.
- Radio-Transmitted Coincidence Counter Measurements of Cosmic-Ray Intensities in the Stratosphere. 110.
- C. D. Keen. High altitude test of radio-equipped cosmic ray meter. 133.
- Joseph Kölzer. Drahtlose Meßmethoden. 71.
- W. F. Libby, Donald Douglas Lee and S. Ruben. Simple High Speed Counter Circuit of the Neher-Harper Type. 170.
- Gordon L. Locher. Geiger-Müller Counters for Special Purposes. 75.
- Wilson Cloud Machines for Portable Use. 170.
- P. Mercier et G. Joyet. Détermination des densités ioniques par la méthode du courant gazeux en tenant compte de la perte par défaut d'isolement. 51.
- Séparation des ions légers positifs et négatifs pour l'obtention de courants d'air chargés d'un seul signe. 32.
- P. B. Moon. Recent developments in Geiger-Müller counters. 133.
- J. C. Mouzon. Discrimination Between Partial and Total Coincidence Counts with Geiger-Müller Counters. 133.
- L. I. Schiff and Robley D. Evans. Statistical Analysis of the Counting Rate Meter. 170.
- W. Schmitz. Neuer Verstärker für Spitzenzähler und Zählrohre. 36.
- Erwin Schopper and Richard Mühl-eisen. Erzeugung konstanter Gleichspannung für Zählrohranlagen und Spitzenzähler. 169.
- Jerzy Starkiewicz. Méthode nouvelle d'enregistrement de coïncidences avec deux compteurs Geiger-Müller. 132.
- J. C. Street and E. C. Stevenson. Design and Operation of Counter-Controlled Cloud Chambers. 13.
- Richard E. Vollrath. Continuously Active Cloud Chamber. 36.
- W. I. Wechsler und A. W. Biberhall. Ursachen der Selbsterregung in den Geiger-Müller-Zählern. 132.
- C. E. Wynn-Williams. Counter of improved resolving power for electrical impulses. 169.
- Woodrow C. Jacobs. Quantitative Bestimmungen von atmosphärischen Chloriden. 88.
- K. Kalle. Einfache Schnellmethode zur Bestimmung der Luftkohlendioxid nach Y. Kauko. 143.
- Yrjö Kauko und Tyyne Yli-Uotila. Absoluter Kohlendioxidgehalt der Luft. 66.
- L. F. Curtiss and A. V. Astin. Electric Motor for Radiometeorographs. 1.
- H. Ebert. Feuchtigkeitsmessung bei Temperaturen unter 0° C. 158.
- J. B. Ficklen and L. L. Goolden. Behaviour of certain dusts under mechanical impingement. 176.
- N. Fuchs and I. Petrjanoff. Microscopic Examination of Fog-, Cloud- and Rain-Droplets. 48.
- Karl Gödecke. Anwendung der Hergesell-Kleinschmidt-Formel zur Bestimmung der Korrektoren an den Druckwerten von Bourdonrohren infolge Temperatureinflusses. 62.
- Walter Grundmann. Aspirationspsychrometer in Stabform. 118.
- H. Haalck. Barometrische Höhenmessung bei statischen Schweremessungen mit Hilfe einer praktischen Form des Luftbarometers. 63.
- M. J. Holtzmann. Genauigkeitsgrade der Lufttemperatur- und Feuchtigkeitsbestimmungen in natürlichen Verhältnissen. 28.
- E. Kuhlbrodt. Registrierung des Windes auf Schiffen. 19.
- unter Mitarbeit von W. Leistner. Vergleich geschätzter Windstärken mit gemessenen Windgeschwindigkeiten auf See. 43.
- Hermann Lohff. Übertragbarkeit von Regenbeobachtungen. 48.
- Rudolf Meyer. Sonnenschein-Registrierungen. 158.
- Helmut Mrose. Verdunstungsmessung auf freien Wasserflächen mit einem Anhang über Taumessung. 158.

- Fabian Nilsson. Neues Instrument für genaue Niederschlagsregistrierung. 88.
- C. D. Niven. Eupatheoscope and the measurement of equivalent temperature in Canada. 105.
- L. W. Pollak und F. Fuchs. Niederschlagssammler mit Wasserstandsglas zur Feinablesung. 2.
- Anfinn Refsdal. Aerologische Diagrammpapiere. 117.
- Friedr. Reinhold. Anweisung zur Durchführung von Niederschlagsmessungen. 48.
- Friedrich Reinhold. Einheitliche Richtlinien zur Auswertung von Schreibregenschlagsaufzeichnungen. 104.
- J. Richter. Ermittlung des täglichen Ganges der Lufttemperatur aus Beobachtungen vom fahrenden Schiff aus. 43.
- Wahrscheinlichkeitsbetrachtung über die Anwendbarkeit einer Methode zur Berechnung des täglichen Ganges. 86.
- Nils Russeltvedt. Measurement of temperature on board ships. 1.
- R. Scherhag. Windstärkeangaben in km/Stunde statt in Beaufort! 144.
- J. Schive. Einige Bemerkungen zu B. J. Birkeland, „Über die Zuverlässigkeit vieljähriger Mittel“. 117.
- Katsuyoshi Shiratori. Correlational Method on the Weather Forecasting. 78.
- G. A. Suckstorff. Mechanisch registrierender Barograph hoher Empfindlichkeit. 63.
- W. Werenskiöld. Graphische Ermittlung des vertikalen Temperaturgradienten. 174.
- Anders Ångström. Standardization of photoelectric cells by means of sun light. 2.
- Actinometer. 2.
- Charles-Emile Brazier. Comparaison des pyréliomètres. 47.
- W. W. Coblentz. Messung der ultravioletten Sonnenstrahlung in absoluten Einheiten. 65.
- Jean P. E. Duclaux. Sondage de l'atmosphère par rayon lumineux. 23.
- K. Feussner. Absolut-Pyrheliometrie. Ein neues Rührwasser-Kalorimeter. 1.
- Absolut-Pyrheliometrie. Prüfung der neuen Rührwasser-Kalorimeter und Ergebnisse von Vergleichsmessungen in Davos. 58.
- F. W. Paul Götz. Wie steht es um das UV-Dosimeter? 117.
- P. Gruner. Transportables Photometer zur Messung der Himmelsfarbe. 102.
- H. Israël-Köhler. Kritische Bemerkungen zur Zuverlässigkeit der UV-Messungen mit dem „Klimatologischen UV-Dosimeter“ der I. G. Farbenindustrie. 118.
- Ultraviolett-Dosimeter der I. G. Farbenindustrie. 118.
- Friedrich Lauscher. Erfahrungen mit dem Lichtmekapion. 158.
- W. Mörikofer und Chr. Thams. Eichfaktor beim Bimetallaktinographen Fuess-Robitzsch. 47.
- Justus Petri. Registrierung der Helligkeit mittels photographischer Methode für unbemannte Aufstiege. 27.
- L. W. Pollak und F. Fuchs. Objektives bioklimatisches UV-Dosimeter mit lichtelektrischer Kontrolle der Durchleuchtung. 117.
- C. Wirtz. Selen-Sperrschicht-Photozelle als Aktinometer. 117.
- B. Dasannacharya and D. Hejmadi. Rotation of the Earth and Foucault's Pendulums of Short Lengths. 66.
- Hugo Kasper. Teilkreisuntersuchung eines Wildschen Präzisionstheodolits nach der Leemannschen Anschlagmethode. 1.
- K. Lüdemann. Neue Bauarten von Bussolegeräten und ihre Leistungsfähigkeit. 47.
- H. Maurer. Winkeltreue in Kartenentwürfen. 46.
- Herbert Michler. Vorschlag zur Verbesserung des Pulfrichschen Kimmertiefenmessers. 118.
- P. Perlewitz und J. Powel. Der Luvwinkel (Abtritt) in der Flugnavigation. 61.
- A. Repsold. Chronometer und Nautisches Jahrbuch. 158.
- Karl Siemon. Zonen- und Streifenverhältnis in Kartennetzen. 86.
- Noboru Watanabe and Monsuke Imai-zumi. Possibility to measure 500 m Distance in Terms of Wave Length of Light. 118.
- A. Wedemeyer. Stereographische Karte. 156.
- P. Werkmeister. Nivellierinstrument von C. Zeiss für feinste Höhenbestimmungen. 63.

### 3. Bewegung und Zusammensetzung der Erde; Schwere

- Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung, Zeitbestimmung
- V. Berg. Abhängigkeit der Amplitude der Chandlerschen Periode von der Verteilung der Beobachtungen auf die Tageszeiten. 33.
- B. Dasannacharya and D. Hejmadi. Rotation of the Earth and Foucault's Pendulums of Short Lengths. 66.
- Wilhelm Sebastian Gripenberg. Bemerkenswerte Eigenschaft des Wendekreises. 156.
- B. L. Gulatee. Variation of latitude at Dehra Dün. 28.
- Shun'ichi Kawasaki. Variation in Latitude with the Moon's Position. 3.
- Hisashi Kimura. Comparison between the Observed Declinations and Proper Motions of Star-Pairs for 1928. 3.
- K. Ledersteger. Variabilität der Chandlerschen Periode. 159.
- Preliminary values of the variation of latitude at Greenwich. 29.
- K. Schiller. Beobachtungen der Polarisima BD + 89° 1 am Straßburger Meridiankreis. 159.
- R. Schumann. Veränderlichkeit der Attraktion einer rotierenden Sonne infolge ihrer Inhomogenität. 159.
- Nicolas Stoyko. Variations périodiques des longitudes. 119.
- Kurt Wegener. Polflucht der Kontinente. 119.
- Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie  
(Siehe auch Apparate, Meß- und Berechnungsmethoden)
- Bullard and Jolly. Gravity Measurements in Great Britain. 63.
- Raoul Goudey. Mesures de l'intensité de la pesanteur en France pendant l'année 1936. 121.
- B. L. Gulatee. Gravity, geoid and plumb-line deflections in mountainous areas. 121.
- W. Heiskanen. Isostasiefrage. 89.
- Paul R. Heyl and Guy S. Cook. Value of gravity at Washington. 88.
- W. Horsfield and E. C. Bullard. Gravity measurements in Tanganyika Territory, carried out by the Survey Division, Department of Lands and Mines. 88.
- Gustaf Ising und T. Eeg-Olofsson. Schweremessungen im südlichen Schonen mit einem astasierten Quarzpendel. 29.
- Harold Jeffreys. Figures of the earth and moon. 49.
- H. Jeffreys. Earth down to the 20° Discontinuity. 66.
- H. Spencer Jones. Mean motions of the lunar perigee and node and the figure of the moon. 119.
- Heinrich Jung. Bemerkungen zu den Ausführungen von S. W. Tromp. 162.
- Karl Jung. Direkte Methoden zur Bestimmung von Störungsmassen aus Anomalien der Schwereintensität. 161.
- Walter D. Lambert. Figure of the earth from gravity observations. 105.
- H. Lorenz. Bau und Entwicklung des Erdballs. 119.
- D. F. Munsey and E. C. Bullard. Gravity measurements in the Anglo-Egyptian Sudan. 89.
- Charles Oltaÿ. Rapport présenté à la Sixième Assemblée Générale de l'Union Géodésique et Géophysique Internationale réunie à Edimbourg en 1936. 29.
- H. Passarge. Abplattung und Masse der Erde. 3.
- Relative Bestimmungen der Schwerkraft auf den Landeszentralen. Ausgeführt von der Baltischen Geodätischen Kommission in den Jahren 1930 und 1935. 120.
- Robert Schwinner. Schwere in den westlichen Karpathen. 121.
- E. Soler. Lavori geofisici eseguiti dall'Istituto di Geodesia della R. Università di Padova nella regione vesuviana nel 1934—35. 89.
- R. Tomaschek. Schwerkraftmessungen. 106.
- S. W. Tromp. Gesetz von Helmholz und seine Anwendung auf Geotektonik. 162.  
— Antwort auf die kritischen Bemerkungen von H. Jung. 162.
- K. Wegener. Absolute Schweremessung. 161.
- Aggregatzustand des Erdinneren, Zusammensetzung, Temperatur, Radioaktivität, Alter der Erde u. a.
- G. Aeckerlein. Erforschung des Erdinneren durch Emanationsmessung. 121.
- S. S. Banerjee und R. D. Joshi. Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit von Erdboden bei hohen Radiofrequenzen. 160.

- Bimalendu Sen-Gupta and S. R. Khastgir. Direct Determination of the Electrical Constants of Soil at Radio Frequency. 8.
- W. L. Bragg. Exploration du monde minéral à l'aide des rayons X. 4.
- G. L. Clark, R. E. Grim and W. F. Bradley. Identification of Minerals in Clays by X-ray Diffraction. 120.
- G. L. Clark, F. F. Riecken and D. H. Reynolds. X-Ray Diffraction Studies of two-micron Fractions of some Genetic Soil Profiles. 120.
- V. S. Dubey and M. P. Bajpai. Radioactivity of the Deccan traps. 160.
- Robley D. Evans and Clark Goodman. Application of the Direct-Fusion Furnace to the Helium Method of Determining the Geologic Ages of Rocks. 120.
- A. J. Fersman. Geochemie der alkalischen Magmen. 160.
- Vladimir Frolow. Analyse des niveaux du lac Ontario. 112.
- Takaharu Fukutomi. Hot Springs of Atami, Izu Peninsula. 164.
- Henri Geslin. Pouvoir évaporant de l'air et humidité du sol. 49.
- James Gilluly. Water content of magmas. 120.
- A. L. Hales. Convection currents in geysers. 91.
- J. N. Hummel. Ermittlung von Gesteinsaktivitäten mit dem Zählrohr. 7.
- H. Israël-Köhler and F. Becker. Emanationsverhältnisse in der Bodenluft. 7.
- Harold Jeffreys. Convection currents in geysers. 91.
- Materials and density of the earth's crust. 91.
- Karl Krüse. Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität der Mineralquellen Tirols. Mitteilung mit einer Gesamtübersicht der bisherigen Untersuchungen. 160.
- L. M. Kurbatov. Radioactivity of bottom sediments. Determinations of the Radioactivity of Ferromanganese Formations in Seas and Lakes of USSR. 66.
- A. J. Leckie and H. R. Woltjer. Heliumgehalte van aardgassen der petroleumbronnen. 4.
- A. J. Leckie and H. R. Woltjer. Occurrence of Helium in volcanogases. 106.
- M. T. Lindtrop and J. M. Tolmačev. Spectral analysis of mineral waters. 49.
- Stefan Meyer. Über das „Alter“ der Sonne, über die Zerfallskonstante des Actinurans und über die Mengenverhältnisse Blei zu Thor zu Uran auf der Erde. 160.
- John L. Rose and R. K. Stranathan. Geologic Time and Isotopic Constitution of Radiogenic Lead. 49.
- Ed. Rothé et Th. Kopcewicz. Radioactivité des roches par méthode des compteurs d'ions. Expériences. 160.
- Louis Royer. Thermoluminescence de certaines roches cristallophylliennes et éruptives d'Algérie. 159.
- Jean Servy. Indice caractérisant le facteur sécheresse en agronomie. 48.
- J. Szaflarski. Thermique, la transparence et la couleur des lacs de la partie sud-occidentale de la Haute Tatra. 40.
- Francisco E. Urondo. Radioaktivität des Untergrundes. 66.

#### 4. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste; Seismik

##### Oberflächengestaltung

(Gebirgsbildung und Verwitterung, Vereisung, Vulkanismus, Kontinentalverschiebung, Gezeiten der festen Erdrinde)

R. Billwiller. Firnzuwachs pro 1935/36 in einigen schweizerischen Firngebieten. 107.

G. Dietrich. Ozeanisches Nivellement und seine Anwendung auf die Golfküste und die atlantische Küste der Vereinigten Staaten von Amerika. 67.

J. Egedal and J. E. Fjeldstad. Observations of tidal motions of the earth's crust made at the Geophysical Institute, Bergen. 121.

A. Farrington. Glaciation of the Bantry Bay District. 31.

Clarence N. Fenner. View of magmatic differentiation. 162.

Helmut Friedel. Theorie der rezenten Gletscherschwankungen. 40.

Gerard de Geer. Physical explanation of the Ice Age. 31.

Josef Geszti. Schichtungsvorgang in einem inhomogenen schweren Weltkörper hoher Temperatur. 68.

James Gilluly. Water content of magmas. 120.

Edmond Guyot. Théorie des translations continentales et l'astronomie. 105.

Norman A. Haskell. Possibility of viscous behaviour in crystalline rocks under dynamometamorphic conditions. 106.

— Viscosity of the asthenosphere. 50.

Kumizi Iida. Pulsatory Oscillations of the Earth's Crust due to Surface Force. 30.



- A. J. Leckie and H. R. Woltjer. Occurrence of Helium in volcano-gases. 106.
- F. Loewe. Höhenverhältnisse und Massenhaushalt des grönländischen Inlandeises. 16.
- K. Lüders. Messung der Sandwanderung in der Flachsee mit Gezeiten. 50.
- Fr. Nölke. Ursache der Eiszeit. 67.
- A. Prey. Polfluchtkraft. 50.
- F. Reuter. Beziehung der halbjährigen Druckwelle zu den Schwankungen der atmosphärischen Zirkulation und zu den Vulkanausbrüchen der Erde. 29.
- W. Schaffernicht. Horizontalpendelbeobachtungen über Lotschwankungen in Marburg/Lahn. 157.
- Torahiko Terada †. Slow Migratory Motion of the Volcanic Activity in Japan. 162.
- Hiromichi Tsuya. Volcanism of the Huzi Volcanic Zone, with Special Reference to the Geology and Petrology of Idu and the Southern Islands. 162.
- A. Wagner. Erklärung der rezenten Gletscherschwankungen. 122.
- Seismik
- (Allgemeines, Entstehung und Arten von Erdbeben, Häufigkeit; Erdbebenwellen; Herdtiefe; Erdbebenwirkungen)
- A. Berroth. Geometrische Lösung der Grundaufgaben der in der Geologie angewandten Seismik. 163.
- V. Conrad. Erdbeben und Luftdruckänderung. 4.
- Earthquake investigations in California 1934—1935. 29.
- R. C. Hayes. Reliability of Seismograph Stations. 29.
- W. Hiller. Bearbeitung einzelner Nahbeben, zugleich makro- und mikro-seismische Übersicht über die im Jahre 1935 in Württemberg und Hohenzollern wahrgenommenen Erdbeben. 123.
- W. Hiller. Seismische Berichte der Württembergischen Erdbebenwarten. 90.
- Harold Jeffreys. Italian earthquake of 1930 July 23. 107.
- Reliability of Seismograph Stations. 29.
- Hiroshi Kawasumi and Ryôti Yosiya-ma. Elastic Wave Animated by the Potential Energy of Initial Strain. 30.
- and Syôsaku Honma. Internal Structure of the Earth as Discussed from the Timedistance Curve of the Formosa Earthquake of April 20, 1935. 68.
- Takeo Matuzawa. Seismometrische Untersuchungen des Erdbebens vom 2. März 1933. Erdbebentätigkeit vor und nach dem Großbeben. Allgemeines über Nachbeben. 30.
- Francis Baron Nopsca †. Connections existing between earthquakes and atmospheric pressure. 4.
- Katsutada Sezawa. Relation between Seismic Origins and Radiated Waves. 69.
- A. Sieberg. Beiträge zur erdbebenkundlichen Bautechnik und Bodenmechanik. 124.
- R. Spitaler. Beziehungen der Stellungen und Phasen des Mondes zu den Erdbeben. 122.
- Sechsjähriger Zyklus der Häufigkeitszahlen der japanischen Erdbeben. 122.
- Takeo Takayama. Report on the Field Investigation of the Earthquake of November 3, 1936. 163.
- St. v. Thyssen, J. H. Hummel und O. Rülke. Ursachen des seismisch-elektrischen Effektes. 167.
- E. Wanner. Statistik der Erdbeben. 122.
- Seiti Yamaguti. Relation between Earthquakes and Precipitation, Barometric Pressure, and Temperature. 69.
- P. Caloi. Due nuovi tipi di onde sismiche alla luce di una teoria del Somigliana. 31.
- Renato Einaudi. Interpretazione delle onde sismiche. 5.
- Harold Jeffreys. Structure of the earth down to the 20° discontinuity. 90.
- Reinhard Köhler. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. Deutung der verschiedenen Wellengruppen im Seismogramm von Sprengungen. 123.
- A. Ramspeck. Wendepunkte in der Laufzeitkurve sinusförmiger Wellen. 162.
- O. v. Schmidt. Theorie der Erdbebenwellen. Wandernde Reflexion der Seismik als Analogon zur Kopfwelle der Ballistik. 69.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Elastic Waves Formed by Local Stress Changes of Different Rapidities. 30.
- Nature of Transverse Waves transmitted through a Discontinuity Layer. 69.
- P. T. Sokoloff and V. I. Skriabin. Experimental and theoretical investigations on dispersion and absorption of elastic waves. 69.

- R. Stoneley. Apparent velocities of earthquake waves over the surface of the earth. 68.
- Love-waves in a triple surface-layer. 91.
- Refraction of a wave group. 164.
- Surface-waves associated with the 20° discontinuity. 91.
- G. Agamennone. Confronto delle profondità ipocentrali di due recenti terremoti consimili. 90.
- H. P. Berlage jun. Provisional catalogue of deep-focus earthquakes in the Netherlands East Indies 1918—1936. 122.
- Charles Bois. Comparaison entre les valeurs de la profondeur focale des tremblements de terre déterminées à l'aide des tables de Wadati et celles obtenues au moyen des courbes de Brunner. 90.
- Importance des ondes longues et la profondeur du foyer des tremblements de terre. 30.
- B. Gutenberg and C. F. Richter. Materials for the study of deep-focus earthquakes. 91.
- Takesi Nagata. Space Distribution of Earthquake Hypocentres in the Kwanto District. 163.
- S. W. Visser. Deep-focus earthquakes in the international seismological summary. 5.
- Akitune Imamura. Land Deformations accompanied by the Nosiro Earthquakes of 1694 and 1704. 29.
- H. Landsberg. Earthquake intensities on different floors of houses. 4.
- Tokitaro Saita and Masazi Suzuki. Vibration of a Tall Building Caused by Earthquake Shocks. 30.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Energy Dissipation in Seismic Vibrations of Actual Buildings of Unlike Structure. 4.
- — Energy Dissipation in Seismic Vibrations of a Sixstoried Structure. Coincidence of Resonance and Corresonance. 4.
- W. Sponheuer. Gebäudeschwingungen beim Erdbebenstoß. 164.
- Torahiko Terada and Naomi Miyabe. Crustal Deformation along the Line of Levels from Miyako to Aomori. 29.

## 5. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde; Polarlicht; Radioaktivität der Atmosphäre

### Erdmagnetismus

(Allgemeines, permanentes Feld; Säkularvariation; Periodizitäten und Störungen; Erdströme)

- Louis Eblé. Valeurs des éléments magnétiques à la station du Val-Joyeux (Seine-et-Oise) au 1er janvier 1937. 109.
- H. Haalck. Kann bei sehr hohen Drucken in einer Masse durch einen Druckgradienten eine Ladungstrennung hervorgerufen werden? (Zur Frage nach der Ursache des magnetischen und elektrischen Erdfeldes.) 107.
- Ernst Hameister. Verteilung der lokalen Magnetisierung in Hessen für die Epoche 1911,0. 74.
- Rudolf Krahnmann. Magnetometrische Untersuchungen am Witwatersrand. 129.
- A. Nippoldt. Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht. 70.
- Henryk Orkisz. Hystéresis dans la balance magnétique du magnétographe. 9.
- Charles Poisson. Roches magnétiques des environs de Tananarive. 74.
- Teodor Schlomka. Zur neuen Haalck'schen Theorie des Erdmagnetismus. 167.
- Emile Thellier. Aimantation dite permanente des basaltes. 109.
- Aimantation des terres cuites. Application à la recherche de l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé. 74.
- Détermination de la direction de l'aimantation permanente des roches. 33.
- Max Toperczer. Erdmagnetisches Feld nach den Ergebnissen der magnetischen Landesaufnahme von Österreich 1930·0. Verbesserung einiger Werte der Vertikalintensität. 54.
- L. F. Uhrig and Sidney Schafer. Observed and calculated values of the magnetic intensity over a major geologic structure. 74.
- Uitkomsten van Aardmagnetische Waarnemingen te Batavia en Kuyper verricht gedurende de jaren 1933—1936. 130.
- F. Burmeister. Säkularvariation der magnetischen Deklination in Bayern von 1850 bis 1935. 130.
- Robert Schwinner. Säkulare Änderung der Vertikalintensität und Gebirgsbau in Österreich. 32.

- Daniel Barbier. Emission d'électrons par le Soleil et sa relation avec les phénomènes magnétiques terrestres. 53.
- R. Bock und F. Moench. Schwankungen des Erdstroms und des Erdmagnetismus im Polarjahr 1932/33. 53.
- Mario Bossolasco. Perturbations magnétiques. 54.
- Chao-Yang Liu. Magnetic storms recorded at Tsingtao Observatory since 1924. 70.
- A. L. Durkee. Concerning the Probable Magnitude of the Next Sunspot Maximum. 168.
- G. Fanslau. Magnetische Störung vom 24. bis 28. April 1937. 168.
- Fr. Gassmann. Störung des Erdfeldes durch induktiv magnetisierte Einlagerungen. 95.
- Mankiti Hasegawa. Analysis of the Field of Diurnal Variation of Terrestrial Magnetism of the Different Types. 129.
- Representation of the Field of Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism by the Method of Graphical Integration. 129.
- E. O. Hulburt. Terrestrial Magnetic Variations and Aurorae. 95.
- Rudolf Kanitscheider. Bearbeitung des erdmagnetischen Beobachtungsmaterials der österreichischen Jan Mayen-Expedition im Polarjahr 1932/33. Täglicher Gang der erdmagnetischen Elemente. 109.
- O. Krogness † and E. Tønsberg. Auroral and magnetic measurements from observations at Haldde Observatory. 9.
- Gustaf S. Ljungdahl. Average Range of Magnetic Anomalies in Sweden. 54.
- Charles Maurain. Influence possible des actions mécaniques (vibrations) et des perturbations magnétiques sur le champ magnétique terrestre et ses anomalies. 109.
- A. G. McNish. Magnetic effects associated with Bright Solar Eruptions and Radio Fade-Outs. 71.
- Harald Norinder. Rapid variations in the magnetic field produced by lightning discharges. 168.
- André Ranarivelo. Observation d'un orage magnétique à Ambatoabo (Madagascar). 33.
- J. P. Rowland. Recent Aurorae and Magnetic Disturbances. 95.
- Saemon Tarô Nakamura. Variation of Magnetic Dip in Central Japan. 9.
- and Yosio Katô. Variation of Magnetic Dip in Central Japan. 74.
- G. Arnold. Fehlerquellen bei der Messung von Erdströmen in kurzen Leitungen, untersucht im Taunus-Observatorium. 73.
- O. H. Gish. Electrical messages from the earth: Their reception and interpretation. 73.
- Polarlicht  
(Verteilung, Höhe usw.; Spektrum);  
Nachthimmelslicht
- Hannes Alfvén. Another Double Star Process giving Very Fast Particles. 131.
- Wie entstehen die Nordlichtteilchen? 131.
- R. A. Hamilton. Directions of Homogeneous Auroral Arcs. 54.
- E. O. Hulburt. Terrestrial Magnetic Variations and Aurorae. 95.
- O. Krogness † and E. Tønsberg. Auroral and magnetic measurements from observations at Haldde Observatory. 9.
- A. Nippoldt. Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht. 70.
- J. P. Rowland. Recent Aurorae and Magnetic Disturbances. 95.
- H. Rudolph. Versuche zur Theorie des Polarlichts. 130.
- Carl Störmer. Remarkable aurora-forms from Southern Norway. Some arcs and bands with ray structure. 130.
- L. Vegard. Red and Sunlit Aurorars and State of the Upper Atmosphere. 54.
- R. Bernard. Intensités relatives des systèmes de bandes de l'azote excités par bombardement électronique. Comparaison avec le spectre de l'aurore boréale. 95.
- René Bernard. Origine électronique des bandes de l'azote dans le spectre de l'aurore boréale. Détermination de l'énergie des électrons excitateurs. 110.
- Leiv Harang. Höhenbestimmungen und Spektralaufnahmen von sonnenbelichteten und rot gefärbten Nordlichtern. 10.
- Carl Störmer. Altitudes and Spectra of Red and Sunlit Auroras. 109.
- L. Vegard. Intensitätsänderungen der grünen und roten Sauerstofflinien und das Auftreten des  $\epsilon$ -Systems im Nordlicht und Nachthimmelslicht. 168.
- and Leiv Harang. Recent results regarding the spectral analysis of the auroral luminescence. 130.

- Jean Cabannes et Hubert Garrigue. Phénomène de photoluminescence dans la haute atmosphère. Excitation par la lumière solaire de la raie 6300 Å de l'oxygène. 45.
- G. Cario. Spektrum des Nachthimmels. 45.
- V. Černiajev and M. Vuks. Spectrum of the twilight sky. 75.
- S. Chapman. Production of Auroral and Night-Sky Light. 130.
- A. K. Das. Mechanism of emission of the forbidden lines of neutral atomic oxygen by the night sky. 130.
- C. T. Elvey and F. E. Roach. Photoelectric study of the light from the night sky. 131.
- B. Fessenkoff. L'univers infini et la luminosité du ciel nocturne. 168.
- R. Grandmontagne. Contribution à l'étude de la couleur du ciel nocturne. 96.
- Raymond Grandmontagne. Etude photoélectrique de la couleur du ciel nocturne. 96.
- L. G. Henyey. Note on interstellar scattering. 131.
- F. Steinhauser. Lord Rayleighs Untersuchungen über das Licht des Nachthimmels. 10.
- Luftlektrizität**  
(Elektrisches Feld; Ionisation, Leitfähigkeit und Raumladung der Atmosphäre; Radioaktivität der Atmosphäre; Gewitter, Blitze)
- H. P. Berlage, Jr. Front zwischen Land- und Seebrise durch einen Sprung im luftelektrischen Potentialgefälle ausgezeichnet. 33.
- Joseph G. Brown. Effect of Wind upon the Electric Potential Gradient at the Earth's Surface. 124.
- Jean Chevrier. Relations entre le champ électrique de l'atmosphère et quelques facteurs météorologiques pendant l'année 1934 à l'Observatoire de Ksara (Liban). 32.
- Frank L. Cooper. Atmospheric Potential Gradient Anomalies. 32.
- H. Haalck. Kann bei sehr hohen Drucken in einer Masse durch einen Druckgradienten eine Ladungstrennung hervorgerufen werden? (Zur Frage nach der Ursache des magnetischen und elektrischen Erdfeldes). 107.
- H. Israël-Köhler. Bemerkungen zu der Arbeit von H. P. Berlage, Jr.: „Über einen Fall, worin die Front zwischen Land- und Seebrise durch einen Sprung im luftelektrischen Potentialgefälle ausgezeichnet ist.“ 124.
- A. J. Leckie. Luchtelektrische metingen verricht te Bandoeng in het Bossch-laboratorium. 8.
- Stephan Stechhöfer. Erdstrahlungsmessungen mit dem Geiger-Müller-Zählrohr und elektrische Feldstärkemessungen im Gelände. 50.
- F. J. W. Whipple. Influence of urban conditions on the circulation of electricity through the atmosphere. 92.
- J. Clay and M. Rutgers van der Loeff. Results of the Dutch Cosmic Ray Expedition 1933. Ionisation-balance for cosmic rays on the ocean. 39.
- J. Cluzet et P. Ponthus. Variations de la conductibilité électrique de l'air en fonction de la dépression barométrique, dans le caisson pneumatique. 125.
- C. Dauzère. Conductibilité électrique de l'air dans une mine de potasse de Catalogne. 92.
- J. P. Gott. Movements of electrically charged cloud particles. 8.
- K. Kähler und Kw. Zegula. Kern- und Ionengehalt der Luft auf Norderney. 92.
- A. J. Leckie. Luchtelektrische metingen verricht te Bandoeng in het Bossch-laboratorium. 8.
- Georges Nadjakoff. Nature et l'origine des gros ions dans l'atmosphère. 153.
- J. J. Nolan and P. J. Nolan. Atmospheric electrical conductivity and the current from air to earth. 125.
- M. Rutgers van der Loeff. Results of the Dutch Cosmic Ray Expedition 1933. Ionisation-balance in the atmosphere. 39.
- Franziska Seidl. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität Nr. 72. Beobachtungen des täglichen Ganges der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre in Fulpmes im Stubaital. 125.
- G. R. Wait and A. G. McNish. Further Investigations of the Atmospheric Ionization Associated with Rainfall. 32.
- H. L. Wright. Size of atmospheric nuclei. Deductions from measurements of the number of charged and uncharged nuclei at Kew Observatory. 7.

- Hubert Garrigue. Radioactivité de l'air en montage. 51.
- Josef A. Priebsch, G. Radinger und P. L. Dymek. Untersuchungen über den Radiumemanationsgehalt der Freiluft in Innsbruck und auf dem Hafelekar (2300 m). 124.
- Edmond Rothé et Mme Arlette Hée. Etude d'une zone de contact de granitegneiss par l'observation des rayons pénétrants. 50.
- G. Bauman. Photographische Aufnahme einer Blitzkugel in Riga. 129.
- Georges Bodier. Influence du circuit de dérivation à la terre des appareils de protection contre la foudre dans un réseau électrique. 166.
- F. W. Chapman. Atmospheric Disturbances due to Thundercloud Discharges. 129.
- E. A. Evans and K. B. McEachron. Thunderstorm. 34.
- Kurt Glass. Gewitterbeobachtungen mit Neongas-Glimmlampen. 73.
- B. L. Goodlet. Lightning. 167.
- W. J. Humphreys. Ball lightning. 94.
- Wilhelm Peters. Blitzbeschädigungen an Fernmeldefreileitungen. 109.
- A. Schwaiger. Schutzwert der Erdseile 128.
- Sir George Simpson and F. J. Scrase. Distribution of Electricity in Thunderclouds. 166.
- W. W. Spangenberg. Zwei blitzreiche Gewitter. 108.
- W. F. Tyler. Electrification of a Roof during a Thunderstorm. 32.
- B. Walter. Von wo ab steuert der Blitz auf seine Einschlagstelle los? 108.
- E. J. Workman, J. W. Beams and L. B. Snoddy. Photographic Study of Lightning. 94.
- and R. E. Holzer. Anomalous Lightning Discharge. 73.
- Ausbreitung elektrischer Wellen in der Atmosphäre, atmosphärische Störungen; Ionosphäre
- E. V. Appleton and F. W. Chapman. Nature of Atmospherics. 94.
- H. Baerwald. Linear pulse distortion occurring in ionospheric work. 5.
- V. A. Bailey. Resonance in the Interaction of Radio Waves. 125.
- J. E. Best, J. A. Ratcliffe and M. V. Wilkes. Experimental Investigations of Very Long Waves Reflected from the Ionosphere. 6.
- Charles R. Burrows. Radio Propagation over Plane Earth. Field Strength Curves. 107.
- Surface wave in radio propagation over plane earth. 107.
- R. C. Colwell and A. W. Friend. Reflection of Radio Waves in the Troposphere. 164.
- — Ultra-highfrequency wave propagation over plane earth and fresh water. 92.
- , N. I. Hall and L. R. Hill. Velocity of Radio Waves. 33.
- , N. I. Hall and L. R. Hill. Experimental determination of the velocity of radio waves. 33.
- Philip R. Coursey. Lightning and Atmospherics. 9.
- Ernst Fendler. Die Eigenschaften der 10-m-Welle im Überseeverkehr. 70.
- Paul von Handel and Wolfgang Pfister. Ultrashort-wave propagation along the curved earth's surface. 126.
- Raymond Jouaust, Robert Bureau et Louis Eblé. Causes probables des évènements brusques des ondes radio-électriques courtes et leur relation avec les phénomènes magnétiques. 70.
- Gerhard Kunze. Ausbreitungsbedingungen für drahtlose Wellen im Längsbereich um 10 m. 7.
- Hagelhäufigkeit und Kurzwellenausbreitung. 71.
- G. Leithäuser und W. Menzel. Ausbreitung der atmosphärischen Störungen und der Empfang ferner Stationen während der Sonnenfinsternis. 33.
- Mme Irène Mihul et Constantin Mihul. Propagation des signaux radioélectriques entre deux points éloignés l'un de l'autre. 70.
- H. W. Newton. Radio Fadings and Bright Solar Eruptions. 52.
- A. G. McNish. Magnetic Effects associated with Bright Solar Eruptions and Radio Fade-Outs. 71.
- S. O. Rice. Series for the Wave Function of a Radiating Dipole at the Earth's Surface. 107.
- W. Ross and E. C. Slow. Phase-Velocity of Electro-Magnetic Waves along the Ground. 107.
- Fritz Roßmann. Funkschwierigkeiten bei den Flügen von W. v. Gronau über Grönland. 128.
- F. Schindelhauer. Luftstörungen. 73.
- Oswald v. Schmidt. Erklärung des Kurzwellenumlaufes um die Erde. 71.

- K. Stoye. Fading, Hagel, 10 m-Welle, Boden. 33.  
 — Sonnentätigkeit, Kurzwellen und Wetter. 71.
- Karl Stoye und Ernst Fendler. Hörbarkeit einer Grenzwellen (10 m) und solare Vorgänge. 51.
- A. B. Whatman and R. A. Hamilton. Radio and Magnetic Observations at North-East Land during the Total Solar Eclipse of June 19, 1936. 70.
- C. Th. F. van der Wyck. Propagation of Electromagnetic Waves. 6.
- H. Aschenbrenner, Goubau, J. Petersen und J. Zenneck. Einfluß der partiellen Sonnenfinsternis am 19. Juni 1936 auf die Ionosphäre. 52.
- Lucien d'Azambuja. Coopération internationale pour l'observation continue du Soleil et ses premiers résultats. 165.
- S. S. Banerjee und B. N. Singh. Beobachtungen der Änderung der äquivalenten Höhen der Ionosphäre. 126.
- J. Bartels. Aufschlüsse über die Ionosphäre aus der Analyse sonnen- und mondentägiger erdmagnetischer Schwankungen. 92.
- L. V. Berkner, H. W. Wells and S. L. Seaton. Characteristics of the upper region of the ionosphere. 70.
- J. N. Bhar. Effect of Meteoric Shower on the Ionization of the Upper Atmosphere. 128.  
 — Meteors and upper atmospheric ionization. 165.  
 — and P. Syam. Effect of Thunderstorms and Magnetic Storms on the Ionization of the Kennelly-Heaviside Layer. 127.
- Robert Bureau et J. Maire. Anomalies ionosphériques à début brusque. 52.
- Otto Burkhard. Ausbreitungserscheinungen der 10 m-Grenzwellen in ihrer Bedingtheit vom Zustand der Ionosphäre. 165.
- R. C. Colwell and A. W. Friend. Lower Ionosphere. 34.  
 —, N. I. Hall and L. R. Hill. Automatic recorder for ionospheric height measurement. 70.
- W. Crone, K. Krüger, G. Goubau und J. Zenneck. Echomessungen bei Fernübertragung. 5.
- J. H. Dellinger. Direct Effects of Particular Solar Eruptions on Terrestrial Phenomena. 93.
- F. T. Farmer and J. A. Ratcliffe. Wireless waves reflected from the ionosphere at oblique incidence. 52.
- J. Fuchs. Gas- und elektronenthermische Vorgänge in der F-Region der Ionosphäre. 166.  
 — Hals-Störmer-Echo als Phänomen der Ionosphäre. 166.
- T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer. Characteristics of the ionosphere and their application to radio transmission. 165.
- Jörgen Hals. Discovery of Hals Echoes. 166.
- Leiv Harang. Annual Variation of the Critical Frequencies of the E- and F<sub>2</sub>-Layers. 81.
- E. O. Hulburt. Theory of the Three Regions of the Ionosphere. 127.
- L. G. H. Huxley. Motions of Electrons in Magnetic Fields and Alternating Electric Fields. 94.
- Yoji Ito. Ionosphere studies during the total solar eclipse of June 19, 1936. 166.
- Elbert B. Judson. Comparison of data on the ionosphere, sunspots, and terrestrial magnetism. 93.
- I. A. Khvostikov et A. N. Sevčenko. Applications de la méthode polarimétrique à l'étude de la structure des couches supérieures de l'atmosphère. 94.
- S. S. Kirby, T. R. Gilliland, N. Smith and S. E. Reymer. Ionosphere, Solar Eclipse and Magnetic Storm. 6.  
 —, N. Smith, T. R. Gilliland and S. E. Reymer. Ionosphere and Magnetic Storms. 165.
- T. H. Laby, F. G. Nicholls, A. F. B. Nickson and H. C. Webster. Reflection of Atmospherics at an Ionized Layer. 125.
- G. Leithäuser und B. Beckmann. Beziehungen der Ionosphärenschichten zu meteorologischen Einflüssen. 107.  
 — — Ionosphärenschichten und Sonnenfinsternis. 34.
- Gustav Leithäuser und Willy Menzel. Zusammenhänge der atmosphärischen Störungen mit den Schichten der Ionosphäre und deren Bedeutung für die Wetterkunde. 72.
- D. F. Martyn, J. H. Piddington and G. H. Munro. Polarization of Radio Echoes. 108.
- Mme Irène Mihul et Constantin Mihul. Ionisation de la partie inférieure de l'ionosphère. 164.  
 — — Ionisation de la partie supérieure de l'ionosphère. 127.
- Harry Rowe Mimno. Physics of the Ionosphere. 94.

- Mong-Kang Ts'en, En-Lung Chu and Pe-Hsien Liang. Measurements of ionization in the ionospheric layers during the partial solar eclipse of June 19, 1936 at Shanghai. 72.
- F. H. Murray. Heights of Reflection of Radio Waves in the Ionosphere. 127.
- and J. Barton Hoag. Heights of Reflection of Radio Waves in the Ionosphere. 72.
- R. N. Rai. Reflection from the Ionosphere. 126.
- Ivo Ranzi. Indagini ionosferiche durante l'eclisse solare del 19 giugno 1936. 72.
- M. N. Saha. Action of Ultra-Violet Sunlight upon the Upper Atmosphere. 126.
- W. Sigrist. Resonanzdispersion in ionisierten Gasen. 93.
- G. R. Toshniwal, B. D. Pant and R. R. Bajpai. Collisional Friction Frequency in the Ionosphere at Allahabad. 53.
- L. Vegard. Auroral Phenomena and the Behaviour of the Ionosphere during a Total Solar Eclipse. 51.
- J. Zenneck. Erforschung der Ionosphäre. 164.
- 6. Ultrastrahlung**
- Allgemeines; Entstehung;  
Ionisation, Methodisches
- (Siehe auch Apparate, Meß- und Berechnungsmethoden)
- P. Auger. Neuere Forschungen über die Ultrastrahlung. 169.
- James W. Broxon. Fluctuations of cosmic-ray ionization. 56.
- J. Clay, E. M. Bruins and J. T. Wiersma. Temporary excess of ten percent in the cosmic radiation. 37.
- Arthur H. Compton. Cosmic Rays as Electrical Particles. 98.
- S. E. Forbush. Effects in Cosmic-Ray Intensity Observed During the Recent Magnetic Storm. 173.
- Victor F. Hess and A. Demmelmair. World-wide Effect in Cosmic Ray Intensity, as Observed during a Recent Magnetic Storm. 170.
- Ludwig Jánossy. Zählrohr- und Koinzidenztheorie. Azimutale Effekte. 75.
- Thomas H. Johnson. Nature of the cosmic radiation. 140.
- Werner Kolhörster. Ganzjährige Registrierungen koinzidierender Höhenstrahlen. 55.
- Les rayons cosmiques. 55.
- Robert Andrews Millikan. Neuere Beobachtungen in den Höhenstrahlenuntersuchungen. 96.
- R. A. Millikan, H. V. Neher and S. K. Haynes. Precision Cosmic-Ray Measurements up to Within a Percent or Two of the Top of the Atmosphere. 75.
- J. R. Oppenheimer and R. Serber. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. 169.
- Erich Regener. Kosmische Ultrastrahlung. 97.
- H. Rudolph. Heßeche Höhenstrahlung. 97.
- P. Scherrer, H. Staub und H. Wäffler. Dauerregistrierungen der Höhenstrahlung auf Jungfraujoch. 171.
- M. S. Vallarta. Cosmic Rays and the Magnetic Moment of the Sun. 131.
- H. R. Woltjer. Kosmische straling. 132.
- F. Zwicky. Extraterrestrial effects of cosmic rays. 56.
- Hannes Alfvén. Another Double Star Process giving Very Fast Particles. 131.
- Cosmic Cyclotron as a Cosmic Ray Generator? 37.
- Origine de la radiation cosmique. 131.
- Versuch zu einer Theorie über die Entstehung der kosmischen Strahlung. 131.
- J. Barnóthy and M. Forró. Absence of Cosmic Rays from Nova Lacertae. 10.
- J. Clay, C. G.'t Hooft, L. J. L. Dey and J. T. Wiersma. Experimental test of the supernova hypothesis. Intensity of cosmic rays in the earth's crust. 112.
- A. H. Compton and P. Y. Chou. Origin of Cosmic Rays. 132.
- M. C. Holmes. Terrestrial origin for cosmic rays. 132.
- H. Zanstra. Possible test of the supernova hypothesis for cosmic rays. 37.
- J. Clay and H. F. Jongen. Absolute intensity of the ionisation by cosmic radiation at sealevel. 135.
- and K. Oosthuizen. Absolute intensity of the ionisation in argon by cosmic radiation at sealevel. 135.
- , H. J. Stammer and M. van Tijn. Ionisation of gamma rays in air at high pressure at various temperatures. 135.
- Max G. E. Cosyns. Specific Ionization by High-speed Particles. 134.
- Specific Ionization of Cosmic Radiation. 12.
- D. B. Cowie. Temperature Dependence of Geiger-Müller Counter Characteristics. 13.
- W. E. Danforth and W. E. Ramsey. Specific Ionization of Cosmic-Ray Particles as Determined by Geiger-Müller Counter Efficiency. 57.

- B. Dasannacharya and G. S. Rao. Steady Performance of Geiger-Müller Counters. 36.
- C. L. Haines. Starting Potentials of Geiger-Müller Counters. 36.
- Ludwig Jánossy. Umrechnung von Höhenstrahlenintensitäten auf parallelen Einfall bei Messungen von Einzelstößen und Koinzidenzen mit Zählrohren. 14.
- E. A. Johnson and A. G. Johnson. Theoretical Analysis of the Operation of Ionization Chambers and Pulse Amplifiers. 55.
- Johannes Juilfs und Viktor Masuch (†). Ionisierung durch Gamma- und Höhenstrahlen in verschiedenen Gasen. 97.
- J. Mahul. Verwendung von Blei bei der Untersuchung der Höhenstrahlen. 111.
- W. Messerschmidt. Anmerkung zur Arbeit: „Untersuchungen über den Reststrom von Ionisationsdruckkammern und über die Druckabhängigkeit der Ionisation durch Ultrastrahlung.“ 35.
- J. Solomon. Théorie du Passage des Rayons cosmiques à travers la Matière. 55.
- J. C. Street and E. C. Stevenson. Design and Operation of Counter-Controlled Cloud Chambers. 13.
- Ernst Stuhlinger. Ionisierungsvermögen kosmischer Ultrastrahlen. 172.
- T. R. Wilkins. Further Observations of Cosmic-Ray Tracks in Photographic Emulsions. 76.
- and H. St. Helens. Direct Photographic Tracks of Atomic Cosmic-Ray Corpuscles. 134.
- Geographische Verteilung,  
Breiteneffekt,  
Richtungsverteilung; Periodizität
- I. S. Bowen, R. A. Millikan, S. A. Korff and H. V. Neher. Latitude Effect in Cosmic Rays at Altitudes up to 29,000 Feet. 13.
- , — and H. V. Neher. Influence of the Earth's Magnetic Field on Cosmic-Ray Intensities up to the Top of the Atmosphere. 136.
- J. Clay, E. M. Bruins and J. Tj. Wiersma. Dutch Cosmic Ray Expedition Amsterdam-Panama-Chile. 38.
- A. H. Compton and R. N. Turner. Variations of Cosmic Rays with Latitude on the Pacific Ocean. 136.
- B. Gross. Breiteneffekt der Ultrastrahlung. 137.
- Hermann Hoerlin. Breitenabhängigkeit der Ultrastrahlung in Meereshöhe und ihre Änderung mit der Höhe bis 6000 m. 56.
- Ludwig Jánossy. Einfluß des Magnetfeldes der Sonne auf die in Erdnähe beobachtete Höhenstrahlung. 98.
- Thomas H. Johnson and Donald N. Read. Unidirectional Measurements of the Cosmic-Ray Latitude Effect. 134.
- W. Kolhörster und L. Jánossy. Asymmetrien in der Richtungsverteilung der Höhenstrahlung. 14.
- G. Lemaître. Longitude Effect and the Asymmetry of Cosmic Radiation. 135.
- G. Lemaître and M. S. Vallarta. Geomagnetic Analysis of Cosmic Radiation. 15.
- Georg Pfozter. Dreifachkoinzidenzen der Ultrastrahlung aus vertikaler Richtung in der Stratosphäre. 10.
- B. Püschel. Winkelverteilung und Anzahl der durch die kosmische Ultrastrahlung im Blei erzeugten Strahlenpaare. 11.
- D. N. Read and Thomas H. Johnson. Automatically Recorded Coincidence Counter Measurements of the Cosmic-Ray Latitude Effect. 110.
- R. T. Young, Jr. and J. C. Street. Cosmic-Ray Ionizations under Various Thicknesses of Lead Shield in Northern and Equatorial Latitudes at Different Altitudes. 111.
- J. Barnóthy. Bemerkungen zu den Arbeiten von A. Ehmert: „Zum Richtungseffekt der Ultrastrahlung. I.“ und „Über den Sternzeitgang der Ultrastrahlungsintensität. II.“ 171.
- and M. Forró. Sidereal Time Periodicity of Cosmic Rays and its Phase Shift. 137.
- S. E. Forbush. Diurnal Variation in Cosmic-Ray Intensity. 137.
- M. Forró. Diurnal Variation of Cosmic Ray Shower. 139.
- Wolfram Illing. Täglicher Gang der kosmischen Ultrastrahlung nach Sternzeit. 76.
- B. F. J. Schonland, B. Delatitzky and J. P. Gaskell. Variation of Cosmic Ray Intensity with Sidereal Time. 12.
- W. F. G. Swann. Effect of Galactic Rotation Upon the Intensity of Cosmic Radiation. 136.
- Julian L. Thompson. Diurnal Variation of Cosmic-Ray Intensity. 37.
- L. A. van Wijk. Galactic rotation and vertical intensity of cosmic rays at the magnetic equator. 12.



Schauer

- Pierre Auger et Paul Ehrenfest. Etude statistique de quelques gerbes de rayonnement cosmique. 136.
- —, jr. Gerbes produites par les rayons cosmiques du groupe mou. 139.
- et Mme Grivet-Meyer. Analyse des gerbes de rayons cosmiques par l'utilisation de leur divergence. 57.
- , Paul Ehrenfest, Jr. et André Préon. Gerbes cosmiques en haute altitude. 57.
- J. Bøggild und A. Karkov. Absorptionsanalyse der Hoffmannschen Stöße. 11.
- — Hoffmannsche Stöße und Strahlenmultiplikation. 97.
- Arthur Bramley. Production of cosmic ray showers. 39.
- Robert B. Brode and Merle A. Starr. Cosmic-Ray Showers from Lead Plates. 138.
- J. Clay and A. van Gemert. Soft primary corpuscular radiation as a shower producer. 38.
- , — and J. T. Wiersma. Decrease of primaries, showers and ionisation of cosmic rays under layers of lead and iron. 38.
- Darol K. Froman and J. C. Stearns. Absorption of Cosmic-Ray Secondaries and Showers. 37.
- L. Fussell, Jr. Production and Absorption of Cosmic-Ray Showers. 138.
- H. Geiger und O. Zeiller. Räumliche Verteilung der kosmischen Ultraschauerstrahlen. 171.
- Werner Heisenberg. „Schauer“ in der kosmischen Strahlung. 11.
- A. R. Hogg. Bursts of Cosmic Radiation. 12.
- Hu Chien Shan. Studies of Cosmic-Ray Showers by Quintuple Coincidences. 138.
- Gordon L. Locher. Cosmic-Ray Bursts Photographed with a Cloud Machine Controlled by Noncollinear Counters. 133.
- W. Messerschmidt. Untersuchungen über Ultrastrahlungsstöße. 35.
- C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Dependence of Burst Production Upon Atomic Number. 13.
- J. E. Morgan. Shower Production and Absorption in Various Materials. 57.
- and W. M. Nielsen. Cosmic-Ray Shower Production and Absorption in Various Materials. 76.
- Karl Z. Morgan and W. M. Nielsen. Cosmic-Ray Shower Production in Large Thicknesses of Lead and Iron. 139.
- Heinz Nie. Entstehung der Ultrastrahlungs-Stöße. 35.
- Koinzidenzen von Ultrastrahlungs-Stößen. 35.
- K. Schmeiser. Winkelabhängigkeit der Energie von Ultrastrahlgerben. 111.
- J. C. Stearns. Variation of Properties of Cosmic Shower Radiations with Altitude. 137.
- and Darol K. Froman. Variations of Properties of Cosmic Shower Radiations with Altitude. 137.
- — Variation with Altitude of the Optimum Thickness of Lead for the Production of Cosmic Ray Showers. 137.
- Y. Watase. Cosmic Ray Showers. 139.
- R. H. Woodward. Coincidence Counter Studies of Cosmic-Ray Showers. 14.
- Yuzuru Watase and Seishi Kikuchi. Cosmic Ray Shower. 56.

Zusammensetzung,  
Absorption; Sonstiges

- Kessar Alexopoulos. Absorption der Höhenstrahlen in dicken Schichten. Absorptionsversuche an Eisen. 134.
- Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer. Cloud Chamber Observations of Cosmic Rays at 4300 Meters Elevation and Near Sea-Level. 12.
- — Heavy Particles Produced by Cosmic-Ray Encounters. 140.
- Pierre Auger et Albert Rosenberg. Propriétés des corpuscules cosmiques du groupe pénétrant. 57.
- J. Barnóthy and M. Forró. Measurements of Cosmic Ray Intensity in a Deep Mine. 12.
- — Messung der Ultrastrahlung im Bergwerk mit Koinzidenzmethode. 139.
- H. J. Bhabha. Negative Protons in Cosmic Radiations. 140.
- I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher. Measurement of the Nuclear Absorption of Electrons by the Atmosphere up to about  $10^{10}$  Electron-Volts. 142.
- H. J. Braddick and C. W. Gilbert. Coincidence Counter Measurements of Cosmic Rays in an Aeroplane. 12.
- R. B. Brode, H. G. MacPherson and M. A. Starr. Heavy Particle Component of the Cosmic Radiation. 141.
- J. Clay, J. T. Wiersma and E. M. Bruins. Decrease of cosmic rays in the atmosphere and in a layer of ureum. 38.
- — — Decrease of hard primary cosmic rays in matter. 172.

- J. Crussard et L. Leprince-Ringuet. Etude dans l'Electroaimant de Bellevue de traversées d'écrans par des particules du rayonnement cosmique. 134.
- Jean Crussard et Louis Leprince-Ringuet. Études des traversées d'écrans de plomb par des électrons du rayonnement cosmique de 200 à 1000 millions d'électron-volts et observations de phénomènes divers. 135.
- Alfred Ehmert. Absorptionskurve der harten Komponente der kosmischen Ultrastrahlung. 171.  
— Absorptionskurve der Ultrastrahlung im Bodensee. 171.
- Darol K. Froman and J. C. Stearns. Variation with Altitude of the Absorption of Cosmic and Shower Radiation. 136.
- Erwin Fünfer. Nachweis von langsamen Neutronen in der Atmosphäre. 140.
- Aurelio Gandin. Absorption von kosmischen Teilchen in Blei und Kupfer von kleiner Dicke. 35.
- B. Groß. Analyse von Absorptionskurven der Ultrastrahlung. 110.
- N. Ivanova. Parcours des particules constituantes des gerbes de rayons ultrapénétrants. 57.
- L. Leprince-Ringuet et J. Crussard. Étude des particules de grande énergie du rayonnement cosmique dans le grand Electroaimant de Bellevue. 141.
- Louis Leprince-Ringuet et Jean Crussard. Étude des particules de grande énergie du rayonnement cosmique dans le champ magnétique de l'électro-aimant de Bellevue. 141.  
— — Étude des particules de grande énergie du rayonnement cosmique dans le champ magnétique de l'électro-aimant de Bellevue. 141.
- Andrew Longacre. Energy Distribution of Cosmic Rays. 13.
- Heinrich Maass. Harte Sekundärstrahlung der Ultrastrahlung. 98.
- C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Absorption of Cosmic-Ray Showers in Lead. 14.  
— — Heavy Particle Component of the Cosmic Radiation. 76.
- , —, W. E. Ramsey and W. F. G. Swann. Search for Protons in the Primary Cosmic-Ray Beam. 13.
- Y. Nishina and C. Ishii. Cosmic Ray Burst at a Depth equivalent to 800 m. of Water. 135.
- L. W. Nordheim. Absorption of Cosmic-Ray Electrons in the Atmosphere. 141.  
— Absorption of Cosmic Rays in the Atmosphere. 141.
- William H. Pickering. Secondary Particles from the Penetrating Component of the Cosmic Radiation. 142.
- L. H. Rumbaugh and G. L. Locher. Neutrons and Other Heavy Particles in Cosmic Radiation of the Stratosphere. 57.
- J. C. Street and E. C. Stevenson. Penetrating Corpuscular Component in the Cosmic Radiation. 138.
- W. F. G. Swann. Can Protons Represent the Primary Cosmic Rays at Sea Level? 140.
- B. Trumpy. Struktur der kosmischen Ultrastrahlung. 11.
- S. N. Vernov (Vernoff). Measurements of cosmic rays in the stratosphere, at magnetic latitude 35°. 111.
- Arthur Wickes Nye. Absorption of cosmic radiation in matter. 173.
- B. Arakatsu, K. Kimura and Y. Uemura. Expulsion of Neutrons from Lead by Cosmic Rays. 170.
- J. Barnóthy and M. Forró. Meteorologisch-magnetische Einflüsse auf die Ultrastrahlungsintensität aus Dauerregistrierungen mit Koinzidenzanordnungen. 111.
- M. C. Bialobrzeski. Ionisation des diélectriques liquides. Application aux rayons cosmiques. 55.
- J. Clay. Barometric variation of ionisation primaries and showers by cosmic rays under thick layers of matter. 38.
- Heinz Th. Graziadei. Kosmische Ultrastrahlung und Aktivität der Sonne. 11.
- R. Hosemann. Rückwärts gerichtete Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung. 171.
- Max Pollermann. Die von der kosmischen Ultrastrahlung in verschiedenen Stoffen ausgelösten Sekundäreffekte. 172.
- Josef A. Priebsch und W. Baldauf. Temperatureffekt der kosmischen Ultrastrahlung. 56.  
— und H. Kramer. Temperatureffekt der kosmischen Ultrastrahlung (Hafelekar, 2300 m). 99.
- B. Rajewsky, A. Krebs und H. Zickler. Mutationen durch Höhenstrahlung. 15.
- Jean Reoul. Corrélation possible entre l'intensité du rayonnement cosmique et la vitesse de certaines réactions chimiques. 58.

- H. R. Woltjer and King Liong Yap. On an observed anomaly in cosmic-ray ionisation at Bandoeng. Java. 16—19 June 1936. 169.
- St. Ziemecki et K. Narkiewicz-Jodko. Continuous Variation of the Cosmic Ray Intensity in the Higher Layers of the Troposphere. 37.
- Johannes Zirkler. Zusammenhang zwischen kosmischer Strahlung und Meteor-schwärmen. 142.

## 7. Physik des Meeres

- Allgemeines, Aufbau des Meeres. Physikalische und chemische Eigenschaften des Meerwassers
- Joachim Blüthgen. Vereisung der Ostsee. 77.
- R. E. D. Clark. Phosphorescence of the Sea. 99.
- A. Defant. Entstehung und Erhaltung der troposphärischen Sprungschicht. 77.
- Ozeanographische Untersuchungen des Vermessungsschiffes „Meteor“ in der Dänemarkstraße und in der Irmingersee. 39.
- K. Kalle. Meereskundliche chemische Untersuchungen mit Hilfe des Zeißschen Pulfrich-Photometers. Bestimmung des Nitrits und des „Gelbstoffs“. 142.
- Kurt Kalle. Nährstoff-Untersuchungen als hydrographisches Hilfsmittel zur Unterscheidung von Wasserkörpern. 76.
- Håkon Mosby. Hydrographie des nördlichen Barentsmeeres. 39.
- J. W. Sandström. Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer. 77.
- O. v. Schubert. Jährlicher Gang der Oberflächen-Wassertemperatur an den deutschen Feuerschiffen der Nordsee. 40.
- Tage Skogsberg. Hydrography of Monterey Bay. California. Thermal Conditions, 1929—1933. 99.
- H. Thorade. Stratosphäre und Troposphäre des Atlantischen Ozeans. 143.
- K. Tsukuda. Surface Temperature of the Neighbouring Seas of Japan. 100.
- Georg Wüst. Stratosphäre des Atlantischen Ozeans. 61.

### Strömungen; Periodische Schwankungen und Gezeiten

- Richard Becker. Dünung und Wind des Atlantischen Ozeans im Bereich des meteorologischen Äquators. 40.
- Z. Geo.

- A. Defant. C. G. Rossby, Dynamik stationärer ozeanischer Ströme im Lichte der experimentellen Stromlehre. 99.
- Anton Jakhelln. Water transport of gradient currents. 173.
- Peru-Strom oder Humboldt-Strom? 142.
- Alfred C. Redfield. Ecological Aspect of the Gulf Stream. 58.
- Martin Rodewald. Grünes Kap Westafrikas als Stätte einer quasistationären Strömungssingularität. 142.
- Sjan-zi Li. Analogien zwischen atmosphärischer und ozeanischer Zirkulation. 15.
- G. Thiel. Stromkonvergenzlinien und -kabelungen. 100.
- Kurt Wegener. Seegang und Dünung. 142.
- W. Werenskiöld. Berechnung von Meeresströmungen. 99.
- Berechnung der Geschwindigkeit an der Wasseroberfläche. 142.
- Dichteverteilung und innere Reibung in einem Küstenstrome. 142.
- S. F. Grace. Friction in the tidal currents of the English Channel. 142.
- Koji Hidaka. Tidal Oscillations in a Rectangular Basin of Variable Depth. Water Oscillations in Various Types of Basins and Canals. 99.
- K. Lüders. Einheitliche Bezeichnung der Gezeitenerscheinungen. 100.
- Otto Meißner. Jährlicher Gang des Meerwassers der südlichen Ostseeküste im Jahrfünft 1931—1935. 40.
- Rud. Richter. Neue Bezeichnungsweise der Gezeiten-Erscheinungen und „Senckenberg am Meer.“ 100.
- Ernst Römer. Örtlich-periodisch auftretende Kabelungen an der mexikanischen und mittelamerikanischen Westküste. 41.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Damped Free Oscillation and Amplitudes in Resonance, with Special Reference to Decay of Seiches in Straits. 40.
- H. Thorade. Gezeiten in neuer Beleuchtung. 39.

## 8. Physik der Atmosphäre

### Allgemeines; Beobachtungen und Beobachtungsergebnisse. Witterungserscheinungen; Wettervorhersage

- Franz Baur. Einführung in die Großwetterforschung. 143.
- P. Berger. Météorologie alpestre. 16.

- Bisherige Veröffentlichungen der Internat. Aerologischen Kommission. 117.
- Gerhard Braun. Quasiperiodische Sonneneinflüsse auf meteorologische Vorgänge. 100.
- E. Gherzi. Note sur les noms à donner aux différents types des tempêtes qui intéressent les marins. 144.
- Hann-Süring. Lehrbuch der Meteorologie. 149.
- G. Pogade. Verwendung von Bergbeobachtungen beim Zeichnen von Höhenwetterkarten. 46.
- W. Wundt. Lage des meteorischen Äquators. 148.
- G. Aliverti. Osservazioni fatte nell'anno 1935 all'Osservatorio Meteorologico presso l'Istituto di Fisica della R. Università di Torino. 79.
- H. D. v. Bernuth. Unwetterkatastrophe in West-Usambara ehemal. Deutsch-Ostafrika am 3. und 4. Mai 1936. 27.
- Gerhard Castens. Monatlicher Wetter- und Witterungsspielraum in den heimischen Breiten und in den Tropen: Hamburg und Daressalam (Ostafrika). 40.
- N. A. Critikos. Phenomenes meteorologiques et magnétiques. Observés près d'Athènes pendant l'éclipse totale du soleil du 19 juin 1936. 152.
- V. Doraiswamy Iyer. Typhoons and Indian weather. 43.
- R. J. Kalamkar. Correlation coefficients of mean maximum temperatures between successive months at a few selected stations in India. 58.
- Martin Rodewald. Hamburger Höhenwindhose vom 28. Juli 1936. 77.
- M. Rodewald. Wetterskizzen. Nr. 21. Guilbert-Grossmannsche Regel in den Höhenwetterkarten. 174.
- R. Scherhag. Bodenisobaren steuern ein Höhentief. 78.
- Sjan-zsi Li. Typen ostasiatischer Kältewellen. 18.
- R. Spitaler. Sechsjähriger Zyklus und Sonnenfleckenperiode der Witterung. 115.
- F. Steinhauser. Meteorologische Ergebnisse der Snellius-Expedition. 112.
- K. Stoye. Hagel und 10 m-Hörbarkeit. 44.
- Karl Stoye. Sind Schwunderscheinungen der elektromagnetischen Wellen Vorzeichen einer drohenden Hagelgefahr? 44.
- Franz Baur. Frage der Beziehungen zwischen der Temperatur des Golfstromes und dem nachfolgenden Temperaturcharakter Mitteleuropas. 148.
- H. Müller. Untersuchungen zur Fehlvorhersage vom 19. Oktober 1936. 149.
- G. Pogade. Wissenschaftliche Grundlagen der Baurischen Zehntage-Vorhersagen. 149.
- Aufbau und Zusammensetzung der Atmosphäre. Aerosole; Mechanik und Thermodynamik der Atmosphäre
- Daniel Barbier, Daniel Chalonge et Etienne Vassy. Variations de température de l'ozone atmosphérique suivant sa provenance. 155.
- O. Brandt, H. Freund und E. Hiedemann. Schwebstoffe im Schallfeld. 103.
- Brian O'Brien, F. L. Mohler and H. S. Stewart. Vertical Distribution of Ozone in the Upper Atmosphere. 81.
- Thorne M. Carpenter. Constancy of the Atmosphere with Respect to Carbon Dioxide and Oxygen Content. 143.
- Sydney Chapman. Ozone and Water Vapor in the Atmosphere. 78.
- M. Cosyns. Belgian Stratosphere Balloon Experiment. 176.
- K. Dörffel, H. Lettau und M. Rötschke. Luftkörperalterung als Austauschproblem auf Grund von Staub- und Kerngehaltsmessungen. 78.
- Jean Dufay. Contraste des bandes de Huggins dans le spectre du ciel bleu et température de l'ozone atmosphérique. 23.
- B. Fessenkoff. Eclipses de la lune et la distribution de l'ozone atmosphérique. 151.
- Romed Giner und V. F. Hess. Studie über die Verteilung der Aerosole in der Luft von Innsbruck und Umgebung. 154.
- Lévi Herman et Mme Renée Herman-Montagne. Signification des mesures relatives à la quantité de poussières ou fumées présentes au niveau du sol. 154.
- M. Konstantinova-Schlesinger. Dosage de l'ozone atmosphérique à l'altitude de 9620 m, effectué par un procédé fluorométrique. 100.
- Ouang Te-Tchao. Grosseur des particules de fumée mises en suspension dans l'air. 153.
- F. A. Paneth. Chemical Exploration of the Stratosphere. 176.
- R. Penndorf. Anomale Schallausbreitung und Ozonosphäre. 102.
- E. Regener. Messung des Sauerstoffgehaltes der Stratosphärenluft. 25.
- Oxygen Content of the Stratosphere. 25.

- E. Vassy. Rôle de l'ozone dans l'étude de la haute atmosphère. 155.
- Etienne Vassy. Variation des coefficients d'absorption de l'ozone et température de la haute atmosphère. 104.
- Olivier R. Wulf et Lola S. Deming. Calcul théorique de la distribution de l'ozone formé par voie photochimique dans l'atmosphère. 79.
- Hidetosi Arakawa. Kinematical Analysis of the Field of Pressure. 44.
- H. Arakawa. Luftmassen in den japanischen Gebieten. 113.
- Winkelabweichung vom barischen Windgesetz und die Verstärkung des Windes. 82.
- K. Dörfel, H. Lettau und M. Röttsche. Luftkörper-Alterung als Austauschproblem auf Grund von Staub- und Kerngehaltsmessungen. 78.
- Hans Ertel. Singuläre Advektion. 16.
- Zusammenhang von Druckänderungen und Beschleunigungen an Diskontinuitäten. 41.
- Zusammenhang von Luftdruckänderungen und Singularitäten des Impulsdichte-Feldes. 79.
- Sigurd Evjen. Stauung von Luft in der freien Atmosphäre und Bewegung einer Massenpartikel im Luftdruckfelde. 148.
- H. v. Picker. Entstabilisierung eines geschichteten aufsteigenden Luftmassensystems. 85.
- E. Gherzi. Ursprung der tropischen Zyklonen. 113.
- C. L. Godske. Theorie der Bildung außertropischer Zyklonen. 84.
- B. I. Iswakow und N. E. Kotschin. Dynamische Meteorologie. 80.
- J. Kampé de Fériet. Atmosphärische Strömungen, Wolkenstudien nach Kinofraufnahmen im Hochgebirge. 16.
- Werner Keller. Virtuelle innere Reibung in den untersten Schichten der Atmosphäre in Abhängigkeit von der Stabilität der Luftmasse und der Rauigkeit der Unterlage. 20.
- I. Kibel. Mathematical theory of front shifting in the atmosphere. 145.
- Hilding Köhler. Meteorologische Turbulenzuntersuchungen. 113.
- Joseph Kurdiani. Vertikale Luftbewegung bei Starkregen. 41.
- Erhard März. Aprilwetter und seine Schauererien. 19.
- H. Mayer. Kompensation atmosphärischer Druckänderungen. 100.
- Fritz Möller. Druckfeld und Wind. 17.
- H. Mollwo. Zusammenhang von Druck- und Temperaturänderungen. 17.
- P. Moltchanoff. Schema der atmosphärischen Prozesse in warmen und kalten Luftmassen. 18.
- Hansgeorg Müller. Störung der Windströmung und des Austausches über einem Gebäude. 42.
- W. Paeschke. Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem in der bodennahen Luftschicht. 173.
- Helge Petersen. Frontologisk Vejrkortanalyse og dennes Anvendelse som Grundlag for Vejrforudsigelse. 42.
- H. Philipps. Störungen des zonalen atmosphärischen Grundzustandes durch stratosphärische Druckwellen. 147.
- P. Raethjen. Energetik der Zyklonen. 144.
- Gleichgewichtstheorie der Zyklonen. 61.
- Stabilitätstheorie der Zyklonen. 84.
- Ursache und Wirkung in der Meteorologie und die Dissipation der Energie. 149.
- Martin Rodewald. Bedeutung des Dreimassenecks für die subtropischen Sturmtiefbildungen. 40.
- Frage des Ursprungs der tropischen Zyklonen. 143.
- M. Rodewald. Sekundäre subtropische Zyklonenbildungsstätte im mittleren Nordpazifischen Ozean. 40.
- R. Scherhag. Aerologische Entwicklungsbedingungen einer Labrador-Sturmzyklone. 79.
- Aerologische Entwicklungsbedingungen zyklonaler Bora. 148.
- Entstehung der Vb-Depressionen. 41.
- Zunahme der atmosphärischen Zirkulation in den letzten 25 Jahren. 42.
- G. Schinze. Tschierske. Geographische Grenze der Luftmassen Europas im Jahresgang der Verlagerung. 174.
- H. Seilkopf. Mittelräumige atmosphärische Strömungstypen. 43.
- R. Slobodsky. Graphisch-analytisches Rechnungsverfahren der einfachen Zyklone. 101.
- H. Solberg. Schwingungen und Wellenbewegungen in einer Atmosphäre mit nach oben abnehmender Temperatur. 101.
- G. A. Suckstorff. Strömungsvorgänge in Regenschauern. 153.
- H. Thomas. Lassen sich die großen Niederschlagsintensitäten an quasistationären Fronten im Sommer zahlenmäßig durch einfaches Aufgleiten erklären? 145.

- Kurt Wegener. Stationäre Hoch- und Tiefdruckgebiete. 16.
- P. Zistler. Einteilung der troposphärischen Luftmassen. 79.
- Temperatur; Strahlung.  
Solarkonstante;  
atmosphärische Optik
- C. G. Abbot. Further evidence on the dependence of terrestrial temperatures on the variations of the solar radiation. 45.
- H. Arakawa. Increasing air temperature in large, developing cities. 146.
- R. D. Gupte. Distribution of Temperature and vapour pressure in the neighbourhood of a water-surface. 48.
- John L. Haughton. Air temperature during the total solar eclipse of 1936 June 19. 101.
- B. Haurwitz. Daily Temperature Period for a linear variation of the Austausch Coefficient. 83.
- Lineare Veränderlichkeit des Austauschkoefizienten und täglicher Temperaturgang. 24.
- R. C. Hayes. Fall in Air Temperature during the Solar Eclipse of December 13—14, 1936. 150.
- Ludwig Herr. Bodentemperaturen unter besonderer Berücksichtigung der äußeren meteorologischen Faktoren. 18.
- F. Hummel. Physikalischer Nachweis und synoptische Untersuchung einer 8jährigen Temperaturschwankung. 20.
- Horst-Günther Koch. Temperatur und Austausch innerhalb der Bodeninversion. 113.
- W. Köppen. Die Schwankungen der Jahrestemperatur im westlichen Mitteleuropa. 174.
- Runar Meinander. Täglicher Temperaturgang in Europa. 59.
- W. Raib. Tiefste Außentemperaturen in Deutschland als Grundlage für die Wärmebedarfsbestimmung von Gebäuden. 114.
- F. Reuter. Langjährige Schwankungen der Amplituden der halbjährigen Luftdruckwelle in Beziehung zu langjährigen Schwankungen der Lufttemperatur auf der Erde. 61.
- J. Richter. Ermittlung des täglichen Ganges der Lufttemperatur aus Beobachtungen vom fahrenden Schiff aus. 43.
- Ferdinand Steinhauser. Interdiurne Veränderlichkeit der Tagesmittel der Temperatur auf dem Sonnblick. 3106 m, und auf der Zugspitze. 2962 m. 146.
- I. Szolnoki. Struktur der monatlichen Temperaturabweichungen. 114.
- Kurt Wegener. Tagesschwankung der Temperatur in der Stratosphäre. 114.
- Georg Wüst. Temperatur- und Dampfdruckgefälle in den untersten Metern über der Meeresoberfläche. 92.
- C. G. Abbot. Dependence of terrestrial temperatures on the variations of solar radiation. 45.
- C. G. Abbot. Zehntägige Mittelwerte der Solarkonstante von Oktober bis Dezember 1936. 82.
- Alfred Agricola. Strahlungsklima der Zugspitze. 46.
- F. Albrecht. Kalorimetrische Filtermessungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung in engen Spektralbereichen. 80.
- H. Arakawa. Trübungs-faktoren für verschiedene Typen troposphärischer Luftmassen in japanischen Gebieten. 151.
- W. R. G. Atkins, N. G. Ball and H. H. Poole. Photo-Electric Measurement of the Diurnal Variations in Daylight in Temperate and Tropical Regions. 151.
- W. W. Coblentz and R. Stair. Distribution of the energy in the extreme ultraviolet of the solar spectrum. 44.
- A. N. Gordov. Theorie der Zerstreuung und Absorption der Strahlungsenergie in der realen Atmosphäre. 115.
- A. Gordov. Theorie einiger Erscheinungen in der realen Atmosphäre. 23.
- Friedrich Herzing. Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre aus Registrierungen des Sonnenspektrums. 81.
- Chr. Jensen. Frage des Wertes engerer Zusammenarbeit der Sonnenstrahlungs- und der atmosphärischen Polarisationsforschung. 150.
- Chr. Junge. Strahlungswirkung des Wasserdampfes in der Stratosphäre. 116.
- W. Kühnert. Farbmessungen als meteorologische Beobachtungen. 60.
- Ernst Langer. Messungen der Ultraviolett-Erythem-Intensität in Ost-Anatolien und Armenien. 150.
- M. Luckiesh, A. H. Taylor and G. P. Kerr. Ultraviolet energy in daylight. A two-year record. 175.
- Harald Lunnellund. Beiträge zur Kenntnis der Sonnen- und Himmelsstrahlung in Helsingfors, Finnland. 174.
- Gertrud Perl. Komponenten der Intensität der Sonnenstrahlung in verschiedenen geographischen Breiten. 82.
- P. K. Raman. Atmospheric radiation. 24.

- L. A. Ramdas, B. N. Sreenivasiah and P. K. Raman. Variation in the nocturnal radiation from the sky with zenith distance and with time during the night. 81.
- Franz Sauberer. Messungen des Strahlungshaushaltes horizontaler Oberflächen bei heiterem Wetter. 149.
- Nächtlicher Strahlungshaushalt der Erdoberfläche. 24.
- Fritz Schnaidt. Absorption infraroter Strahlung in dünnen Luftschichten. 175.
- H. Slouka. UV-Messungen während der Sonnenfinsternis am 19. Juni 1936 in Japan und auf der Hin- und Rückreise durch Sibirien und China. 150.
- Edward Stenz. Transmission der Sonnenstrahlung in den Wigry-Seen. 174.
- N. R. Tawde, S. A. Trivedi and J. M. Patel. Ultraviolet content of sunlight at Bombay. 23.
- C. Wirtz. Photometrische Messung der Himmelhelligkeit und des Farbenindex. 102.
- Sonnenstrahlung und Transparenz in stauberfüllter Atmosphäre. Vergleichende Messungen im Binnenland und an der See. 59.
- Georges Colange et Yves Le Grand. Observation de l'image atmosphérique d'un phare. 175.
- André Couder. Mesure photographique de l'agitation atmosphérique des images stellaires. 45.
- Jacques Duclaux. Transparence de l'air dans les régions arctiques. 151.
- P. Gruner. Beleuchtung der Atmosphäre. 44.
- Phénomènes crépusculaires observés au Jungfrau-Joch en 1932/33. 102.
- Chr. Jensen. Neutrale Punkte der atmosphärischen Polarisation in Arnsberg i. W. während eines Zeitraums von 19 Jahren. 101.
- Probleme der atmosphärischen Polarisationsforschung. 22.
- Zur Frage des Wertes engerer Zusammenarbeit der Sonnenstrahlungs- und Polarisationsforschung. 150.
- Frantisek Link. Influence de la saison et du climat sur les réfractions astronomiques et la répartition des masses d'air. 114.
- Herbert Michler. Luftspiegelungs-Wetter in der mittleren Ostsee am 26. Mai 1936. 45.
- Hans Neuberger. Beiträge zur Untersuchung des atmosphärischen Reinheitsgrades. 175.
- P. Putninsk. Gleichgewichtslage atmosphärischer Eisprismen mit horizontaler Hauptachse und über die Bedeutung von Prismenaggregaten. 86.
- V. Šaronov (W. W. Scharonow). Bestimmung des Luftextinktionsfaktors und der Sichtweite aus den mittels Lufttrübungsmesser erhaltenen Daten. 60.
- F. Schmid. Symmetrien und Asymmetrien des Purpurlichtes. 80.
- Gustav Schröder. Weiteres vom „Grünen Strahl“. 45.
- W. Smosarski. Dämmerungsfarben-Intensität in den Jahren 1913—1936. 174.
- Polarisation des Himmelslichtes im Weltpol. 22.
- S. W. Visser. Hale's waargnomen in Nederlandsch-Indië in 1935. 45.
- Schiefe Bogen der Gegen Sonne. 46.
- C. Wirtz. Sonnenfinsternis und Optik der Atmosphäre. Die Finsternis von 1936 Juni 19. 152.
- Luftdruck, Schwingungen  
der Atmosphäre; Wind
- Otmar Eckel. Mittlere dreistündige Luftdruckänderungen zu den Tageterminen des internationalen Wetterdienstes. 114.
- B. Haurwitz. Eigenschwingungen einer zweifach geschichteten autobarotropen Atmosphäre und die atmosphärischen Gezeiten. 102.
- Harold Jeffreys. Oscillations of the Atmosphere. With a Note by G. I. Taylor. 152.
- C. L. Pekeris. Atmospheric Oscillations. 103.
- F. Reuter. Langjährige Schwankungen der Amplituden der halbjährigen Luftdruckwelle in Beziehung zu den langjährigen Schwankungen der Lufttemperatur auf der Erde. 61.
- Beziehung der halbjährigen Druckwelle zu den Schwankungen der atmosphärischen Zirkulation und zu den Vulkanausbrüchen der Erde. 29.
- Synoptische Darstellung der 1/2-jährigen Druckwelle. 19.
- Seitarô Suzuki and Hukuyosi Oomori. Atmospheric waves. 152.
- Richard Becker. Schiffsmastbewegungen im Seegang und Windgeschwindigkeitsregistrierung auf einem Schiff. 144.
- W. Bleeker. Mittlerer Höhenwind von De Bilt nach Pilotballonbeobachtungen (1922—1931). 43.
- Karl Brose. Jährlicher Gang der Windgeschwindigkeit auf der Erde. 41.

- A. Burger und E. Ekhart. Tägliche Zirkulation der Atmosphäre im Bereich der Alpen. 83.
- Erwin Ekhart. Tägliche Zirkulation der Atmosphäre im Bereiche der Alpen. 144.
- E. Ekhart. Windverhältnisse des Arlbergs. Bodenbeobachtungen. 60.
- Windverhältnisse des Arlbergs. Aerologische Beobachtungen. 79.
- Hans Ertel. Arten der Unstetigkeiten des Windfeldes an der Tropopause. 84.
- Th. Hesselberg. Gesetzmäßigkeiten in der Windverteilung. 18.
- Alfred Jelinek. Mechanik der periodischen Hangwinde. 82.
- Hilda Klainguti-Schaumann. Windverhältnisse des Engadins, speziell den Malojawind. Ergebnisse von Anemographenregistrierungen des Sommers 1936. 174.
- E. Kuhlbrodt. Häufigkeit bestimmter Windgeschwindigkeiten auf dem Atlantischen Ozean. 40.
- F. Möller und P. Sieber. Abweichungen zwischen Wind und geostrophischem Wind in der freien Atmosphäre. 173.
- Normal Monthly Percentage Frequencies of Surface and Upper Winds up to 3 km. at Allahabad, Begumpet, Delhi. Sambalpur, Sandoway, Silchar and Victoria Point. 113.
- Helma Pohl. Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit zu den einzelnen Tagesstunden an Orten mit charakteristischen Lagen. 41.
- P. Raethjen. Winkelabweichungen vom barischen Windgesetz. 174.
- H. Regula. Bodenwindbeobachtungen und Höhenwindmessungen auf M. S. „Schwabenland“. 173.
- Napier Shaw. Variation of Wind with Height. 145.
- F. Steinhauser. Andauer und Perioden bestimmter Windstärken am Hauptkamm der Ostalpen. 18.
- Ferdinand Steinhauser. Täglicher Gang der Windgeschwindigkeit: Eintrittszeiten der täglichen Maxima. 85.
- Ferd. Travniček. Änderungen der mittleren Luftbewegung während langer Zeiträume. 59.
- Feuchtigkeit, Verdunstung; Nebel, Wolken; Niederschläge
- H. Burckhardt. Auftreten ungewöhnlich tiefer Feuchtigkeitsgrade. 116.
- Käte Dörfel und Heinz Lettau. Wasserdampfübergang von einer nassen Platte an strömende Luft. 62.
- R. D. Gupte. Distribution of temperature and vapour pressure in the neighbourhood of a water-surface. 48.
- Heinz Lettau. O. G. Suttons Theorie der Verdunstung in turbulenter Luft im Vergleich zu neueren Beobachtungen. 153.
- Fritz Möller. Täglicher Gang des Dampfdruckes und seiner interdiurnen Veränderlichkeit. 147.
- Ferdinand Steinhauser. Häufigkeitsverteilungen des Dampfdruckes im Hochgebirge und in der Niederung und ihre Beziehungen zueinander. 58.
- Georg Wüst. Temperatur- und Dampfdruckgefälle in den untersten Metern über der Meeresoberfläche. 82.
- B. Brockamp. Beobachtungen von Aufgleitwolken in Grönland. 41.
- J. P. Gott. Movements of electrically charged cloud particles. 8.
- Fritz Hader. Nebel in alpinen Landschaften. 155.
- R. Mügge. Wolken in Bewegung. 112.
- R. Scherhag. Wetterskizzen. Taupunkt und Stratusbildung über See. 20.
- Hans Schwieker. Eigenartige Wolkenerscheinung in den mittleren Breiten des nördlichen Stillen Ozeans. 41.
- A. Ananthapadmanabha Rao. Statistical study of rainfall in Mysore State. 86.
- Joachim Blüthgen. Schnee-Eis. 31.
- V. Doraiswamy Iyer and V. Lakshminarasimhan. Hourly Rainfall at Lahore. 16.
- C. Holman B. Williams. Rainfall and Moon Phases in the Tropics. 80.
- K. J. Kabraji. Higher temperatures of rain than of air at Khandala on the Western Ghats. 86.
- Observations of rain and air temperatures. 113.
- C. Kaßner. Große Regenfälle in Panama. 116.
- E. Marki. Ursache der Gesetzmäßigkeiten in der Verteilung der verschiedenen Tropfengrößen bei Regen und in den Wolken. 153.
- F. Rossmann. Stengeleis am wasserführenden Hang. 103.
- Stengeleis-Eiszapfen. 103.
- V. Satakopan. Statistical Analysis of the Distribution of the South-West Monsoon Rainfall at Akola. 16.
- G. Seligman. Physical Investigations on Falling Snow. 176.



- Karl Stoye. Eisregenformen. 44.  
Ernst Trautmann. Brücknersche Niederschlagsschwankung über Europa. 19.  
S. W. Visser. On a Period of 27 Months in the Rainfall. 176.  
H. Wörner. Die auffällige Zunahme der Herbstniederschläge in Norddeutschland im letzten Jahrzehnt. 148.

Klimatologie, Mikroklimatologie,  
Bioklimatologie

- C. G. Abbot. Cycles in tree-ring widths. 116.  
Averages of bright sunshine for the British Isles for periods ending 1935. 49.  
Averages of temperature for the British Isles for periods ending 1935. 49.  
Joh. Booij. Der Föhn und seine pathologische Wirkung. 80.  
Reinhard Faust. Abkühlungsklima im Walde und auf freiem Felde nach Frigorimeterregistrierungen. 21.  
Hermann Flohn. Klimakunde des Großherzogtums Luxemburg. 41.  
Rudolf Geiger. Mikroklimatologische Beschreibung der Wärmeschichtung am Boden. 41.  
— Mikroklimatische Beschreibung der Wärmeschichtung am Boden. Wärmeschichtung über dem Boden an niederschlagsfreien, sonnenscheinreichen Sommertagen. 145.  
W. Halbfaß. Inwieweit können Seen als Klimamesser dienen? 156.  
Karl Helbig. Klima und Wetter im südlichen Batak-Land auf Sumatra. 79.  
K. Himpel. Klimate der geologischen Vorzeit. 156.  
H. Israël-Köhler. Probleme der experimentellen Klimatologie. 42.  
W. Köppen. Klima am NW-Ende des peruanischen Trockengebiets. 156.  
— Schwankungen der Jahrestemperatur im westlichen Mitteleuropa von 1761 bis 1936. 174.  
Helmar Lehmann. Mikroklimatische Untersuchungen der Abkühlungsgröße in einem Waldgebiete. 21.  
Leo Lysgaard. Änderungen des Klimas von Dänemark seit 1800. 115.  
E. G. Meyer. Zimmerklima. 78.  
Kwanji Suda. Cool Summer in the Northern Japan. 80.  
Ferd. Travni'ek. Wesen der vieljährigen Klimaänderungen in neuer Beleuchtung. 148.  
H. Wörner. Auffällige Zunahme der Herbstniederschläge in Norddeutschland im letzten Jahrzehnt. 148.

Akustische Erscheinungen

- R. Penndorf. Anomale Schallausbreitung und Ozonosphäre. 102.

9. Angewandte Geophysik

(siehe auch Apparate, Meß- und Beobachtungsmethoden)

Allgemeines über geophysikalische Aufschlußmethoden. Lagerstättenkunde

- St. v. Thyssen, J. N. Hummel und O. Rülke. Ursachen des seismisch-elektrischen Effektes. 167.

Schwerkraftmethoden

- H. Haalck. Barometrische Höhenmessung bei statischen Schweremessungen mit Hilfe einer praktischen Form des Luftbarometers. 63.  
— Entwicklung des statischen Schwere-messers. 63.  
Gustaf Ising und T. Eeg-Olofsson. Schweremessungen im südlichen Schonen mit einem astasierten Quarzpendel. 29.  
Karl Jung. Direkte Methode zur Bestimmung von Störungsmassen aus Anomalien der Schwereintensität. 161.

Seismische und akustische Methoden

- A. Berroth. Geometrische Lösung der Grundaufgaben der in der Geologie angewandten Seismik. 163.  
R. Bungers. Untersuchungen über Schwingungsformen in der angewandten Seismik. 67.  
Rolf Bungers. 2-Schichten-Problem der angewandten Seismik. 104.  
H. W. Koch und W. Zeller. Einschwingvorgang bei Erschütterungsmeßgeräten. 65.  
Reinhard Köhler. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. Beitrag zur Deutung der verschiedenen Wellengruppen im Seismogramm von Sprengungen. 123.  
Heinrich Löwy and M. Mahmoud Ghali. Effect of humid silt on electric oscillations. 156.  
A. Ramspeck. Verwendung sinusförmiger elastischer Wellen bei der Untersuchung des Baugrundes. 67.

M. Kamel und F. Faltas. Seismische Bestimmung der Lage einer geneigten ebenen Grenzschicht aus Laufzeiten und Amplituden. 104.

Elektrische, magnetische,  
radioaktive  
und thermische Methoden

G. Aeckerlein. Erforschung des Erdinneren durch Emanationsmessungen. 121.

Bimalendu Sen-Gupta and S. R. Khastgir. Direct Determination of the Electrical Constants of Soil at Radio Frequency. 8.

Fr. Grassmann. Störung des Erdfeldes durch induktiv-magnetische Einlagerungen. 95.

J. N. Hummel. Ermittlung von Gesteinsaktivitäten mit dem Zählrohr. 7.

— Geoelektrische Aufschließungsmethoden. 25.

— Geoelektrische Aufschließungsarbeiten unter Benutzung von Bohrlöchern. 26.

H. Israël-Köhler und F. Becker. Emanationsverhältnisse in der Bodenluft. 7.

Stephan Stechhöfer. Erdstrahlungsmessungen mit dem Geiger-Müllerschen Zählrohr und elektrische Feldstärkemessungen im Gelände. 50.

Wilhelm Nümann. Leitfähigkeit des Calciumkarbonates und Bestimmung der Sulfate und Gesamthärte in natürlichen Gewässern mit Hilfe der elektrischen Leitfähigkeit. 26.

L. F. Uhrig and Sidney Schäfer. Observed and calculated values of the magnetic intensity over a major geologic structure. 74.

Sonstige Anwendungen  
geophysikalischer Vorgänge

R. Bock. Wünschelrutenkontrolle mit magnetometrischen Apparaten. 26.

Jean Servy. Nouvel indice caractérisant le facteur sécheresse en agronomie. 48.

August Wendler. Objektive Wünschelrutenkontrolle mit magnetometrischen Apparaten. (Gerameter und Doppelkompaß.) 26.

# Mitgliederverzeichnis

## der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach dem Stande vom 1. Dezember 1937

Bankkonto: Deutsche Bank Filiale Hamburg  
Postscheckkonto: Hamburg Nr. 43 999  
(Beides nur für „Deutsche Geophysikalische Gesellschaft“)

Ehrenvorsitzender: E. WIECHERT †, Göttingen.

Ehrenmitglieder: Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. O. HECKER, München 2 SW 6, Herzog-Heinrich-Straße 6.

Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. H. HERGESELL, Berlin NW, Siegmundshof 10.

Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. A. SCHMIDT, Gotha, Lützowstraße 1.

### Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Vorsitzender: J. BARTELS, Potsdam.

Stellvertretende Vorsitzende: A. DEFANT, Berlin;

F. LINKE, Frankfurt a. M.

Schatzmeister: R. SCHÜTT, Hamburg 24, Papenhuder Straße 8.

Schriftleiter der Zeitschrift für Geophysik: G. ANGENHEISTER, Göttingen.

### Weitere Vorstandsmitglieder:

W. MEINARDUS, Bonn; H. RAUSCHELBACH, Hamburg; H. BENNDORF, Graz;

O. BAESCH, Bln.-Charlottenburg; E. TAMS, Hamburg; L. WEICKMANN, Leipzig.

Es wird gebeten, Änderungen der Anschrift dem Vorsitzenden, dem Schatzmeister und der Schriftleitung mitzutellen.

(Die mit \* Bezeichneten sind Gründer der Gesellschaft.)

1. Adolf-Schmidt-Observatorium f. Erdmagnetismus, Niemegek, Kreis Zauch-Belzig.
- \*2. ALMSTEDT, KARL, Dr., Braunschweig, Leonhardstraße 41<sup>II</sup>.
- \*3. ANDRÉE, K., Prof. Dr., Vorst. d. Geophys. Warte d. Albertus-Universität, Königsb. berg i. Pr., Paradeplatz 2<sup>III</sup>.
- \*4. ANGENHEISTER, G., Prof. Dr., Direktor d. Geophysikal. Instituts, Göttingen, Herzberger Landstraße 180.
- \*5. ANSEL, Prof. Dr., Freiburg i. Br., Kunigundenstraße 7.
6. Askaniawerke, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87/88.
7. Astronomisch-Meteorologische Anstalt d. Universität, Basel-Binningen.
8. BARSCH, O., Bergrat Prof. Dr., Berlin N 4, Invalidenstraße 44. Privat: Berlin-Charlottenburg 5, Dahlmannstraße 27.
9. BARTELS, J., Prof. Dr., Direktor d. Geophysikal. Inst. Potsdam, Telegraphenberg.
10. BARTON, DONALD D., Dr., Geologist and Geophysicist, Houston, Texas, U. S. A., P. O. Box 2180.

11. BENNDORF, H., Prof. Dr., Phys. Institut d. Universität Graz (Steiermark).
12. Bergens Museum, Jordskjaelvsstasjon, Bergen (Norwegen).
13. BOCK, R., Dr., Berlin NW 87, Bachstraße 7.
14. BORNE, H. VON DEM, Dr., Berlin SW 29, Flugwetterwarte, Flughafen.
15. BOSSOLASCO, MARIO, Prof. Dr., Dir. dell' Istituto Geofisico e Geodetico della R. Università Messina, Via Circonvallazione all' Andria.
16. BRAEKKEN, HAAKON, Ingenieur, Trondheim (Norwegen), Physikal. Institut der Techn. Hochschule.
17. BRAND, J., Dr., Bremen, Viktoriastraße 6.
18. BREYER, FR., Dr.-Ing., Hannover, Podbielskistraße 118<sup>II</sup>.
19. BRINKMANN, R., Prof. Dr., Dir. d. Geolog. Staatsinstituts d. Hansischen Univ. Hamburg, Hamburg-Blankenese, Caprivistraße 47.
20. BROCKAMP, B., Dr., Potsdam, Viktoriastraße 49.
21. Budapesti Földregéési Observatorium, Budapest IV, Semmelweis u. 2.
22. BÜLOW, E.-U. v., Dr., Point Loma, California, Post Office Box Nr. 176.
23. Bundesamt f. Eich- und Vermessungswesen, Wien VIII, Friedrich-Schmidt-Platz 3.
- \*24. BURMEISTER, Dr., Observator an d. Erdphys. Warte b. d. Sternwarte München.
25. CASSINIS, G., Prof. Dr., R. Scuola di Ingegneria, Istituto di Topografia e Geodesia, Milano, Italien.
26. CLOOS, E., Geologe, Dr., Structural Geologist, Departement of Geology, The John Hopkins University, Baltimore, Md., U. S. A.
27. Colorado School of Mines; Golden Colorado, U. S. A.
28. CONRAD, V., Prof. Dr., Leiter d. Erdbebenwarte d. Zentralanstalt f. Meteorologie und Geodynamik, Wien VI (Österreich), Mariahilferstraße 91.
29. DEFANT, A., Prof. Dr., Direktor d. Inst. f. Meereskunde, Berlin NW 7, Georgenstraße 34—36.
30. Deutscher Markscheiderverein Bochum (Vorsitz: Markscheider LÖHR). Postschließfach 288.
31. Deutsche Seewarte, Hamburg 3.
32. DIETRICH, G., Dr., Berlin NW 7, Georgenstraße 34—36.
33. Dominion Observatory, Ottawa (Canada), Direktor R. MELDRUM STEWART.
34. DUBOIS, P., Dr., Lindenberg (Kr. Beskow), Aeronaut. Observatorium.
35. DUPERIER, A., Prof. Dr., Cátedrático de Geofísica en la Universidad Central, Madrid, Spanien, San Bernardo 69.
36. ECKHARDT, E. A., Dr., Gulf Research Laboratory, 327 Craft Avenue, Pittsburgh, Pa., U. S. A.
37. Erdbebenstation am Physikal. Institut d. Universität Graz (Österreich).
38. Erdbebenwarte am Markscheideinstitut der Technischen Hochschule Aachen, Wüllnerstraße.
39. Erdbeben- und Wetterwarte Ravensburg (Württemberg).
40. ERMERT, E. A., Dipl.-Ing., Johannesburg, Tvl., P. O. Box 1167, Südafrika.
- \*41. ERRULAT, F., Prof. Dr., Hamburg 13, Hochallee 115.
42. FANSELAU, G., Dr., Berlin-Charlottenburg, Oldenburgallee 19<sup>II</sup>.
43. FILCHNER, W., Dr., Wilmersdorf, Livländische Straße 26.
44. Fliegerhorstwetterwarte Cottbus.
45. Fliegerhorstwetterwarte Finsterwalde N.-L.
46. FONTSERÉ, ED., Prof. Dr., Direktor d. seism. Station d. Observatoriums Fabra, Barcelona (Spanien), C. Salmeron 11.
47. Fysikaliska Laboratoriet, Helsingfors (Finnland), Brombergsterrassen.
48. GASSMANN, F., Prof. Dr. an d. Kantonschule Aarau (Schweiz), Neugutstraße 12.
49. GELLA, N., Direktor, Ingenieur, Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 413.

50. Geodätisches Institut d. Techn. Hochschule Hannover, Langemarckstr. 1.
51. Geolog.-mineralisches Institut d. Universität Köln, Severinswall 38.
52. Geolog. - paläontologisches Institut d. Techn. Hochschule Berlin - Charlottenburg, Berliner Straße 171/172.
53. Geolog.-paläontolog. Institut d. Universität Berlin N 4, Invalidenstraße 43.
54. Geophysikal. Institut d. Universität Göttingen, Herzberger Landstraße 180.
55. Geophysikal. Institut d. Universität Leipzig, Talstraße 38.
56. Geophysikalisches Institut, Potsdam, Telegraphenberg.
57. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr., Paradeplatz 2<sup>III</sup>.
58. GÖTZ, F. W. PAUL, Dr. phil. nat., Leiter d. Lichtklimatischen Observatoriums Arosa (Schweiz), Inner-Arosa.
59. GOMEZ DE LLARENA, JOAQUIN, Prof. Dr., Madrid (6), Museo de Ciencias Naturales, Spanien, (z. Z. Frankfurt a. Main, Westendstraße 83, bei Schwab).
60. GROTEWAHL, M., Dr., Kiel, Wilhelminenstraße 28.
- \*61. GUTENBERG, B., Prof. Dr., Pasadena (Calif.), U. S. A. Seismological Laboratory, 220 North San Rafael Avenue.
62. HAALCK, H., Prof. Dr., Potsdam, Mangestraße 14 a.
63. HARTMANN, W., Dr., Hannover, Ferdinand-Wallbrechtstraße 31<sup>III</sup>.
64. HAUBOLD, W., Dr., Göttingen, Langemarckstraße 42.
65. HAUSSMANN, K., Geh. Reg.-Rat Prof., Dr.-Ing. h. c., Schwäbisch-Gmünd, Parlerstraße 43.
- \*66. HECKER, O., Geh. Reg.-Rat, Prof. Dr., München 2 SW 6, Herzog-Heinrich-Straße 6.
67. HEILAND, C., Prof. Dr., Prof. of Geophysics Colorado School of Mines, Golden, Colorado, 704 Illinois Avenue, U. S. A.
68. HEISKANEN, W., Prof. Dr., Dozent am Geodätischen Institut, Helsinki, Finnland, Tempelik 7.
69. HERGESELL, H., Geh. Reg.-Rat, Prof. Dr., Berlin NW 87, Siegmundshof 10.
70. HILLER, W., Dr., Reg.-Rat, Württemberg. Erdbebendienst, Stuttgart-O, Richard-Wagner-Straße 15.
71. HOELPER, Ober-Reg.-Rat Dr., Direktor d. Meteorolog. Observatoriums, Potsdam, Telegraphenberg.
72. HUBERT, F., Studienrat Dr., Kassel, Albrechtstraße 81<sup>II</sup>.
73. Institut f. Geodäsie u. Geophysik d. Universität Turin (Italien).
74. Institut géophysique de la République Tschécoslovaque, Prague II, U. Karlova 3.
75. Institut f. Meereskunde, Berlin NW 7, Georgenstraße 34—36.
76. Institut f. Meteorologie u. Geophysik, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
77. ISRAËL-KÖHLER, H., Dr., Potsdam, Meteorologisches Observatorium.
78. JENSEN, CHR., Prof. Dr., Hamburg 20, Curschmannstraße 8<sup>I</sup>.
79. JONGMANS, W., Dr., Director van het Geologisch Bureau voor het Nederlandsche Mijng gebied Heerlen (Holland), Akerstraat 86.
80. JUNG, H., Dr., Physikal. Inst. der Bergakademie, Clausthal-Zellerfeld I, Poststr. 2.
81. JUNG, K., Privatdozent Dr., Potsdam, Geodätisches Institut. Wohnung: Potsdam, Leiterstraße 13<sup>I</sup>.
82. KAPPES, TH., Dr.-Ing., Markscheider, Oberassistent a. d. Techn. Hochschule Aachen, Colynshofstraße 15.
83. KILCHLING, K., Prof. Dr., Freiburg i. Br., Zasiusstraße 43.
84. KIROFF, K., Prof., Direktor des Meteorol. Instituts, Sofia, Rue Regentska 3.
85. KÖHLER, REINHARD, Dr., Westfäl. Berggewerkschaftskasse, Abteilung Erdbebenwarte, Bochum, Hernerstraße 45.
86. KÖLZER, J., Ministerialrat, Ober-Reg.-Rat Prof. Dr., Referent im Reichswehrministerium, Heereswaffenamt, Prüfstelle, Berlin, — Privatdozent f. Meteorologie an der Universität Berlin, Berlin-Grunewald, Salzbrunner Straße 46.

87. KOENIGSBERGER, J., Prof. Dr., Freiburg i. Br., Wildtalstraße 33.
88. KOHLSCHÜTTER, E., Wirkl. Admiral-Rat Prof. Dr., Neu-Babelsberg, Bernhard Beyerstraße 6.
89. Koninklijk Magnetisch en Meteorologisch Observatorium, Batavia-Centrum.
90. KOSCHMIEDER, H., Dr., Lindenberg, Kreis Beskow, Aeronautisches Observatorium.
- \*91. KOSSMAT, FR., Geh. Bergrat Prof. Dr., Leipzig 27, Denkmalsallee 99.
92. KRAHMANN, R., Dr.-Ing., Johannesburg-Parkview, Südafrika, 96 Kerry Road.
- \*93. KRUMBACH, G., Reg.-Rat bei d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Schützenstraße 10<sup>1</sup>.
94. KÜHN, Geh. Bergrat Prof. Dr., Abteilungsdirektor d. preuß. Geolog. Landesanstalt, Berlin-Dahlem, Humboldtstraße 24.
95. LAMBERT, MR. WALTER DAVIS, U. S. Coast and Geodetic Survey, Washington, U. S. A.
96. LAMBERT, LUISE, Dr., Baden-Baden, Burgstr. 7.
97. Landeswetterwarte auf dem Königstuhl bei Heidelberg.
98. LANDSBERG, H., Prof. Dr., School of Mineral Industries, State College, Pennsylvania, U. S. A.
99. LEHMANN, INGE, Frl., Kopenhagen, Staatsgeodät, Vorsteher d. seism. Abteilung, Geodaetisk Institut.
100. LETTAU, H., Dr., Geophysikal. Observatorium, Oschatz i. S.
101. LINKE, F., Prof. Dr., Direktor d. Meteorol. Geophysikal. Instituts, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
102. LÖHR, Markscheider, Vorsteher d. Erdbebenwarte d. Westfälischen Berggewerkschaftskasse, Bochum, Kanalstraße 24.
103. LORENSE, E., Dr., Freiberg i. Sa., Am Schießplan 5.
104. LOTZE, FR., Dr., Glienicke über Berlin-Hermsdorf, Alte Schildowerstraße 73—74.
105. Luftamt München, Gabelsbergerstr. 55.
106. Luftamt Stuttgart, Abt. Wetterdienst, Stuttgart, Alexanderstraße 112.
107. LUTZ, C. W., Prof. Dr., Hauptobservator an der Erdphys. Warte b. d. Sternwarte München.
108. MAINKA, C., Prof. Dr., Direktor d. Oberschles. Erdwissenschaftl. Landeswarte, Ratibor, O.-S., Humboldtstraße 1.
109. Marineobservatorium Wilhelmshaven.
110. MARTIN, H., Dr., Jena, Fröbelstieg 3.
111. MEINARDUS, Prof. Dr., Bonn a. Rh., Hans-Schemm-Straße 12.
112. MEISSER, O., Prof., Reichsanst. f. Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.
113. MEISSNER, O., Potsdam, Stiftstraße 2.
114. MENZEL, HEINZ, Königsberg i. Pr., Geophysikalische Warte der Albertusuniversität, Paradeplatz 2<sup>III</sup>.
115. Meteorol. Institut der Universität Berlin, W 8, Schinkelplatz 6.
116. Meteorol. Observatorium, Potsdam, Telegraphenberg.
117. Meteorol. Zentralanstalt (Valtion Meteorologinen Keskuslaitos) Helsinki.
118. MIHAILOVIĆ, J., Prof. Dr., Dir. d. Inst. Séismologique, Beograd, Tasmaidan, S. H. S.
119. MILDNER, P., Dr., Leipzig C 1, Talstraße 38.
120. MILLER, A. H., Dominion Observatory, Ottawa, Canada.
- \*121. MINTROP, L., Prof. Dr., Breslau, Schloßstraße 3.
122. MÖLLER, FR., Dr., Berlin-Dahlem, Unter den Eichen 85b.
123. MÖRIKOFER, W., Dr., Davos-Platz, Physikal.-Meteorolog. Observatorium, Davos (Schweiz).
124. MÜGGE, R., Privatdozent Dr., Frankfurt a. M., Moltkeallee 50.
125. MÜLLER, M., Privatdozent Dr., Jena, Fröbelstieg 3.
126. Naturwissenschaftl. Verein (Prof. Dr. SCHLÖTZER) Karlsruhe, Techn. Hochschule.
127. NAVARRO-NEUMANN, M. M., S. J., Dr., Entre-os-Rios (Douro) Portugal, Grande-Hotel.
128. Nikiforoff, P., Prof., Moskau 17, Pigevski Pereulok 3, U. R. S. S.

129. NÖRLUND, N. E., Prof. Dr., Dir. d. Geodaetisk Institut, Kopenhagen, Universität.
130. NUMEROW, B., Prof., Leningrad, Institut Astronomique, Fontanka 34, U. R. S. S.
131. Oberkommando der Kriegsmarine, Berlin W 35, Tirpitzufer 72.
132. Oberschlesische Erdwissenschaftliche Landeswarte, Ratibor.
133. Observatorio La Plata, Argentinien.
134. OISHI, W., Direktor d. Aerologischen Observatoriums, Tateno bei Tutiura (Ibaraki-ken), Japan.
135. ONO, SUMINOSUKE, Prof. Dr. of the Tokyo Bunrika University, 82, Otsuka-Sakashitayto 82, Koishikawa, Tokyo, Japan.
136. OSTERMEIER, JOH. B., Geophys., Mering bei Augsburg, Hans-Sachs-Weg 6.
137. PASTOR, ALFONSO REY, Dr., Direktor de Observatorio Geofisico de Toledo, Spanien.
138. PENNDORF, R., Dr., Leipzig C 1, Talstraße 38<sup>III</sup>.
139. POLLAK, L. W., Dr., o. ö. Prof. u. Vorstand d. Geophysikal. Instituts d. Deutschen Universität, Prag II, Dittrichova 13.
140. Preuß. Geodät. Institut, Potsdam, Telegraphenberg.
141. Preuß. Geolog. Landesanstalt, Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
142. PREY, A., Prof. Dr., Wien XVIII, Eckpergasse 39/41.
143. RAMSPECK, A., Dr., Berlin-Charlottenburg 2, Hardenbergstraße 35, Techn. Hochschule.
144. RAUSCHELBACH, H., Dr., Ober-Reg.-Rat, Wilhelmshaven, Marineobservatorium.
145. REEH, E., Dipl.-Berg-Ing., Hannover-Bothfeld, Ebelingstraße 11.
146. REICH, H., Prof. Dr., Geologe a. d. Preuß. Geol. Landesanst., Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
147. Reichsamt für Wetterdienst, Aeronautisches Observatorium Lindenberg (Kr. Beskow).
148. Reichsamt für Wetterdienst, Forschungsstelle für langfristige Witterungsvorhersage, Bad Homburg v. d. H., Landgrafenstraße 34.
149. Reichsamt für Wetterdienst, Berlin SW 11, Prinz-Albrecht-Straße 5.
150. Reichsamt für Wetterdienst, Observatorium Wahnsdorf, Post Radebeul 5.
151. Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.
152. RELLENSMANN, O., Dr., Clausthal/Harz, Bergakademie.
153. REUTLINGER, G., Assistent a. d. Techn. Hochschule Darmstadt, Saalbaustraße 81.
154. RÖPKE, K., Dr., Geophysiker, Steinau, Kr. Land Hadeln, Erbhof Hohe Hofstelle.
155. RÖSSIGER, M., Prof. Dr., Potsdam, Geophysikalisches Institut, Telegraphenberg.
156. ROMANÁ, ANTONIO, Dr., Leiter d. Magn. Sektion, Tortosa, Observatorio del Ebro, Spanien.
157. RUDOLPH, H., Prof. Dr., Homburg v. d. Höhe, Lange Meile 2.
158. RUTHE, K., Studienrat, Holzminden.
159. SCHEUBLE, H., Prof. Dr., Leoben, Montanistische Hochschule.
160. SCHLEUSENER, A., Geophys., Hannover O, Heinrichstr. 44.
161. SCHLOMKA, T., Prof. Dr., Hannover, Waldstraße 39.
162. SCHMEHL, H., Prof. Dr., Techn. Hochschule Berlin, Potsdam, Tannenbergsstraße 1.
163. SCHMIDT, A., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Gotha, Lützowstraße 1.
164. SCHMIDT, O. v., Dr., Berlin-Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 3.
- \*165. SCHÜTT, R., Prof. Dr., Vorst. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung a. Physikal. Staatsinstitut, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.
166. SCHUH, Prof. Dr., Direktor d. geolog.-paläontolog. Inst. u. geolog. Museums d. Univ. Münster i. Westf., Staufensstraße 42.
167. SCHULZ, B., Prof. Dr., Hamburg 21, Höltystraße 2.
168. Schweizerische Meteorol. Zentralanstalt, Zürich.
169. SCHWEYDAR, W., Prof. Dr., Locarno-Brione s./M. Schweiz.
170. SCHWINNER, R., Prof. Dr., Graz (Österreich), Schillerstraße 5.

171. SEISMOS G. m. b. H., Hannover O, Gellertstraße 25 A.
- \*172. SIEBERG, A., Prof. Dr., Ober-Reg.-Rat b. d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Landgrafenstieg 2.
173. SIEMENS & HALSKE, Zentralstelle f. wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten d. Siemens-Konzerns, Siemensstadt bei Berlin.
174. STENZ, E., Dr., Sulejówek k. Warszawy, Polska.
175. STRAUBEL, R., Prof. Dr., Geschäftsleiter d. Zeisswerkes, Jena, Botzstraße 10.
176. STUBBE, G., Houston, Texas, U. S. A., 826 M. & M. Bldg.
177. SVERDRUP, H. U., Prof. Dr. d. Meteorologie am Geophysikal. Institut in Bergen (Norwegen), Kalfarweien 59.
- \*178. TAMS, E., Prof. Dr., Wissenschaftl. Rat a. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung, Hamburg 36, Jungiusstraße 9.
179. Taunusobservatorium, Kl. Feldberg im Taunus, Post Oberreifenberg i. Ts.
180. THYSSEN, St. v., Dr., Hannover, Gellertstraße 25 A.
181. TOMASCHEK, R., Prof. Dr., Dresden A 24, Bismarckplatz 18. Physikal. Institut der Techn. Hochschule.
182. TRAPPE, Fr., Dr., Hannover-Kirchrode, Sudetenstraße 4.
183. TUCHEL, Dipl.-Berging., Hannover-Kirchrode, Sudetenstraße 2.
184. Universitätsbibliothek Greifswald.
185. VENSKE, Prof. Dr., Potsdam, Teltowerstraße 8<sup>III</sup> r.
186. WEGENER, K., Prof. Dr., Geophysik. Institut d. Universität Graz (Steiermark), Österreich.
187. WEICKMANN, L., Prof. Dr., Direktor d. Geophysik. Instituts d. Universität Leipzig, Talstraße 38.
188. WIENER, KARL, Königsberg i. Pr., Geophysikalische Warte der Albertusuniversität, Paradeplatz 2<sup>III</sup>.
189. WILIP, Prof. Dr., Physik. Institut d. Universität Dorpat (Estland).
190. Württemb. Erdbebendienst, Stuttgart-O, Richard-Wagner-Straße 15.
191. WÜST, G., Prof. Dr., Berlin-Frohnau, Am Kaiserpark 39.
192. Zentralanstalt f. Meteorologie u. Geodynamik, Wien XIX, Hohe Warte 38.
-