

# Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hecker, Jena – Fr. Kossmat, Leipzig  
Fr. Linke, Frankfurt – W. Schweydar, Potsdam

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen



V. Jahrgang 1929

Mit 161 Textfiguren

---

Braunschweig  
Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.  
1929

---

Alle Rechte,  
namentlich das Recht der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten

---



## Autorenverzeichnis.

- Alt**, E. 385.
- Baur**, Fr. 391.  
**Brockamp**, B. 163.
- Conrad**, V. 253.
- Duckert**, P. 377.
- Fleming**, I. A. 32, 83, 252.
- Galbas**, P. A. 322.  
**Graf**, A. 329, 331.  
**Grotewahl**, M. 255.
- Haalck**, H. 37, 359.  
**Hopfner**, F. 300.  
**Hummel**, J. N. 72, 89, 104, 228.
- Israël**, H. 342.
- Jung**, K. 65, 118, 238.
- Köhler**, R. 314.  
**Koenigsberger**, J. 62, 289.  
**Krumbach**, G. 303.
- Lehmann**, I. 259.  
**Linke**, F. 46.
- Mahnkopf**, H. 49.  
**Marten**, W. 322.  
**Martin**, H. 148, 316.  
**Meisser**, O. 145.  
**Mothes**, H. 120.  
**Mügge**, R. 194, 371.  
**Müller**, M. 256, 335.
- Nippoldt**, A. 80, 351.  
**Numerov**, B. 58, 261, 265, 268, 271, 276.
- Pollak**, L. W. 33, 410.
- Schmehl**, H. 1, 53.  
**Schmidt**, W. 404.  
**Schwinner**, R. 16.  
**Seblatnig**, H. 329.  
**Störmer**, C. 177.
- Wagner**, A. 366, 399.  
**Weinberg**, B. 321.  
**Wiechert**, E. † 159.  
**Wigand**, A. 319.  
**Woelcken**, K. 151, 163.

## Sachverzeichnis.

### I. Physik des festen Erdkörpers.

1. Bewegung, Aufbau der Erde und Schwere.
  - H. Schmehl: Die Reduktion der Koinzidenzzeiten von Pendeln zur Berechnung von Schweredifferenzen. S. 1.
  - H. Mahnkopf: Die Registrierung von Pendelschwingungen mittels kapazitiver Kontakte. S. 49.
  - H. Schmehl: Die Registrierung der Schwingungen eines Schwerkraftpendels mittels hochfrequenter elektrischer Schwingungen und ihre Rückwirkung auf das Pendel. S. 53.
  - B. Numerov: Interrelation between local gravity anomalies and the derivatives of the potential. S. 58.
  - K. Jung: Über den größten möglichen Schwereunterschied. S. 65.
  - K. Jung: Bemerkungen zur Ableitung des größten möglichen Schwereunterschieds. S. 118.
  - O. Meisser: Erhöhung der Beobachtungsgenauigkeit bei relativen Pendelmessungen; Registrierung von Pendelschwingungen. S. 145.
  - H. Martin: Das photographische Koinzidenzverfahren. S. 148.
  - K. Jung: Zur Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße. S. 238.
  - B. Numerov: Gravity Observations in the Solikamsk and Bereznikiy Districts in the Northern Urals in 1926 and 1927. S. 261.
  - B. Numerov: Results of Gravity Observations of 1928 near Lake Baskunchak. S. 265.
  - B. Numerov: Results of the General Gravity Survey in the Emba District. S. 268.
  - B. Numerov: Results of Gravitational Observations in the region of Grosny in 1928. S. 271.
  - B. Numerov: Results of Gravimetric Observations on Shuvalovo Lake in Winter 1927 and 1928. S. 276.
  - J. Koenigsberger: Zur Erforschung der ersten 100 km Erdkruste. S. 289.
  - F. Hopfner: Die Reduktion von Brunns-Bowie. S. 300.
2. Gezeiten, Deformationen, Seismik.
  - R. Schwinner: Zur Deutung der Transversalbeben in den nordöstlichen Alpen. S. 16.
  - H. Mothes: Neue Ergebnisse der Eis-seismik. S. 120.
  - E. Wiechert†: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen. S. 159.
  - B. Brockamp und K. Wölcken: Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. S. 163.
  - V. Conrad: Bemerkungen zum Neuseelandbeben vom 16. Juni 1929. S. 253.
  - I. Lehmann: Über die Laufzeitkurve der Phase  $\overline{S_c P_c S}$ . S. 259.
  - G. Krumbach: Zur Frage der Laufzeitkurven. II. S. 303.
  - R. Köhler: Beobachtungen an Profilen auf See-Eis. S. 314.

# Die Reduktion der Koinzidenzzeiten von Pendeln zur Berechnung von Schweredifferenzen.

Von H. Schmehl, Potsdam.

Zur Reduktion der Schwerependelbeobachtungen wird ein Verfahren angegeben, das die meist üblichen Rechnungen: Bestimmung der beobachteten Schwingungszeiten eines Pendels aus den beobachteten Koinzidenzzeiten, Reduktion der beobachteten Schwingungszeiten auf gleiche Verhältnisse, Berechnung der relativen Schwerkraft aus reduzierten Schwingungszeitdifferenzen, ersetzt durch: Reduktion der beobachteten Koinzidenzzeiten auf gleiche Verhältnisse, Berechnung der relativen Schwerkraft aus reduzierten Koinzidenzzeitdifferenzen. Die Reduktionsformeln werden allgemein zur Reduktion der Beobachtungen von  $1/i$ -Sekundenpendeln abgeleitet. Neben dem Einpendelverfahren wird auch das Zweipendelverfahren berücksichtigt. Zahlenbeispiele dienen zur Erläuterung der Reduktionen.

Die Schwerkraft an einem Punkte der Erdoberfläche wird heute fast ausnahmslos durch Pendelmessungen auf diesem Punkte und auf einem Bezugspunkte mit bekannter Schwerkraft ermittelt. Um die Ergebnisse der Messungen miteinander vergleichen zu können, sind bekanntlich verschiedene Reduktionen notwendig, die teils an die beobachteten Schwingungszeiten der Pendel, teils an die aus den Schwingungszeiten abgeleiteten Schwerewerte anzubringen sind.

Die Schwingungszeit eines Schwerependels wird meist aus den Koinzidenzen seiner Schwingungen mit den Schwingungen eines Uhrpendels berechnet. Funkentelegraphische Zeitsignale ermöglichen es, in verhältnismäßig kurzer Zeit relative Schwingungszeiten zu bestimmen. Die Zeitsignale dienen entweder dazu, den Gang der Beobachtungsuhr festzustellen, oder sie betätigen direkt den zur Ermittlung der Koinzidenzintervalle benutzten Koinzidenzapparat. Will man sich von dem Gange der die Zeitsignale auslösenden Uhr frei machen, so kann nach dem Referenzpendelverfahren beobachtet werden in der Weise, daß die Zeitsignale gleichzeitig zwei oder mehrere Koinzidenzapparate auf verschiedenen Stationen betreiben. Statt des Koinzidenzapparates kann schließlich auch ein Registrierapparat verwendet werden, der die Zeitsignale und die Pendelschwingungen nach einem geeigneten Verfahren aufzeichnet.

Funkentelegraphische Zeitsignale machen die zeitraubenden astronomischen Zeitbestimmungen auf den Pendelstationen entbehrlich und tragen in hohem Grade dazu bei, ein reiches Material an Pendelbeobachtungen in kurzer Zeit zu liefern. Das auf einer Beobachtungsreise gesammelte Zahlenmaterial pflegt ebenfalls umfangreich zu sein, und es ist daher wünschenswert, daß die Re-

duktionsarbeiten nach Möglichkeit abgekürzt und vereinfacht werden. Im folgenden soll ein Weg beschrieben werden, der geeignet ist, die Rechenarbeiten zu kürzen, und noch andere Vorteile gegenüber dem bisher üblichen Rechenverfahren bietet.

Nach welcher besonderen Methode auch die Zeit übertragen wird, so scheint vorerst das Koinzidenzverfahren, der Nonius der Zeit, kaum durch ein besseres Verfahren zur scharfen Erfassung von Zeitmomenten ersetzt zu werden. Das visuell beobachtete oder automatisch registrierte Koinzidenzintervall eines Schwerependels liefert die Grundlage zur Berechnung des Schwerewertes. Es ist üblich, aus den auf zwei Stationen gewonnenen Koinzidenzintervallen die „beobachteten“ Schwingungszeiten des Pendels zu berechnen und an diese die Reduktionen auf gleiche Amplitude, gleiche Temperatur, gleiche Luftdichte, gleichen Uhrgang und auf gleich elastisches bzw. starres Pendelstativ anzubringen. Aus den auf diese Weise auf gleiche Verhältnisse reduzierten Schwingungszeiten wird die „beobachtete“ Differenz der Schwere der beiden Stationen abgeleitet.

Auf die Reduktionen der beobachteten Schwerkraftwerte soll nicht eingegangen werden.

Vorläufige Kontrollrechnungen, die über grobe Beobachtungsfehler, das Verhalten der Beobachtungsuhr usw. Aufschluß geben sollen, und Überschlagsrechnungen pflegen die Beobachter auf den Pendelstationen meist nicht durch Berechnung der Schwingungszeiten der Pendel, sondern nur durch Vergleichung der beobachteten Koinzidenzzeiten anzustellen.

Es liegt nicht fern, die endgültige Rechnung entsprechend in der Weise durchzuführen, daß die oben erwähnten Reduktionen an die beobachteten Koinzidenzzeiten angebracht werden, und daß aus der Differenz zweier „reduzierter Koinzidenzzeiten“ die beobachtete Schweredifferenz berechnet wird. Die gebräuchliche doppelte Umrechnung der Koinzidenzzeiten in die Schwingungszeiten und der Schwingungszeitdifferenzen in die Schweredifferenzen wird alsdann durch die einmalige Umrechnung der Koinzidenzzeitdifferenzen in die Schweredifferenzen ersetzt.

Die notwendigen Reduktionsformeln sollen im folgenden gegeben und ihre Benutzung an Beispielen aus der Praxis erläutert werden.

Vorweg sei ein allgemeiner Zusammenhang zwischen den in Frage kommenden Größenordnungen dargetan. Die Schwingungszeit  $T$  eines  $1/i$ -Sekundenpendels (es sei  $T > 1/i$ ;  $i$  eine ganze positive Zahl) steht mit dem Koinzidenzintervall  $c$  in dem Zusammenhang

$$T = \frac{c}{ic - 1} \dots \dots \dots (1)$$

und ist mit der Schwerkraft  $g$  durch die Beziehung

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} \dots \dots \dots (2)$$

verknüpft, wenn  $l$  die mathematische Pendellänge und  $g$  die Schwerebeschleunigung bedeuten. Eliminiert man aus den beiden Gleichungen die Schwingungszeit  $T$ , so wird

$$\frac{c}{ic - 1} = \pi \sqrt{\frac{l}{g}},$$

d. h. es ist

$$g = \pi^2 l \frac{(ic - 1)^2}{c^2} \dots \dots \dots (3)$$

Einer Änderung  $dc$  entspricht die Änderung

$$dg = \frac{2g}{c(ic - 1)} dc \dots \dots \dots (4)$$

d. h. mit wachsendem  $c$  nimmt auch  $g$  zu. Wir fügen noch die bekannten Differentialformeln

$$dT = -\frac{1}{(ic - 1)^2} dc \dots \dots \dots (5)$$

$$dg = -\frac{2g}{T} dT \dots \dots \dots (6)$$

hinzu, die erkennen lassen, daß  $T$  mit wachsendem  $c$  abnimmt und  $g$  mit wachsendem  $T$  abnimmt.

Wird das Pendel so hergestellt, daß seine Koinidenzzeit angenähert der Bedingung

$$c = \frac{1}{2i} (\sqrt{8ig + 1} + 1) \dots \dots \dots (7)$$

genügt, so folgt aus (4)

$$dg = dc \dots \dots \dots (8)$$

Für ein Halbsekundenpendel ( $i = 2$ ) folgt aus (7)

$$c = 32^s;$$

das Geodätische Institut in Potsdam besitzt derartige Halbsekundenpendel. Für diese entspricht einer Änderung in  $c$  von  $1^{ms}$  eine Änderung in  $g$  von 1 mgal, eine überaus einfache Beziehung, die man sich leicht merken kann. Das Zahlenbeispiel  $i = 2$ ,  $c = 32^s$  wird bei zahlenmäßigen Abschätzungen weiterhin wiederholt Verwendung finden. Wir schreiben noch für einige andere gebräuchliche Koinidenzintervalle von Halbsekundenpendeln  $\left(T = \frac{c}{2c - 1}\right)$  entsprechende Beziehungen an.

$dc$	$c$	$dg$
+ $1^{ms}$	20 <sup>s</sup>	+ 2.5 mgal
	30	1.1
	40	0.6
	50	0.4
	60	0.3
	120	0.07
	180	0.03
	240	0.02
	300	0.01

Sei allgemein  $c$  das Koinzidenzintervall eines  $1/i$ -Sekundenpendels mit der Schwingungszeit  $T$ , so ist

$$T = \frac{c}{ic \pm 1} = \frac{1}{i} - \frac{1}{i(\pm ic + 1)} \dots \dots \dots (9)$$

Um die folgenden Rechnungen durch das doppelte Vorzeichen nicht unübersichtlich zu gestalten, soll der in der Praxis am häufigsten vorkommende Fall, der dem negativen Zeichen entspricht, näher erörtert werden; die dem positiven Vorzeichen entsprechende Rechnung läßt sich leicht entsprechend durchführen. Wir setzen also voraus, daß

$$T = \frac{c}{ic - 1} = \frac{1}{i} + \frac{1}{i(ic - 1)} \dots \dots \dots (10)$$

Diese Gleichung kann auch in der Form

$$(ic - 1)(iT - 1) = 1 \dots \dots \dots (11)$$

geschrieben werden, die erkennen läßt, daß sich Gleichung (10) nicht ändert, wenn man darin  $c$  mit  $T$  vertauscht.

Durch Differentiation folgt aus (10)

$$dT = -\frac{1}{(ic - 1)^2} dc \dots \dots \dots (12)$$

und hieraus wegen (11)

$$dc = -\frac{1}{(iT - 1)^2} dT \dots \dots \dots (13)$$

Wir bilden noch die höheren Differentialquotienten

$$\frac{d^2 T}{dc^2} = \frac{2i}{(ic - 1)^3},$$

allgemein für ein ganzzahliges positives  $n$

$$\frac{d^n T}{dc^n} = (-1)^n \frac{n! i^{n-1}}{(ic - 1)^{n+1}} \dots \dots \dots (14)$$

Für

$$T_1 = \frac{c_1}{ic_1 - 1}, \quad T_2 = \frac{c_2}{ic_2 - 1}, \quad c_2 - c_1 = \Delta c, \quad T_2 - T_1 = \Delta T$$

ergibt sich also die Reihe

$$\Delta T = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{i^{n-1}}{(ic_1 - 1)^{n+1}} (\Delta c)^n \dots \dots \dots (15)$$

Zufolge (11) leitet man hieraus ab

$$\Delta c = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{i^{n-1}}{(iT_1 - 1)^{n+1}} (\Delta T)^n \dots \dots \dots (16)$$

und

$$\Delta c = \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} (ic_1 - 1)^{n+1} (-\Delta T)^n \dots \dots \dots (16a)$$



Von diesen Reihen kann man Gebrauch machen, um  $\Delta T$  aus  $\Delta c$  und um  $\Delta c$  aus  $\Delta T$  zu berechnen. Die Reduktionsformeln, die wir entwickeln werden, lassen sich meist leicht mit Hilfe der Reihe (16 a) aufstellen. Jede Reduktionsformel erfordert eine besondere Behandlung. Die Genauigkeit der Entwicklungen soll, dem heutigen Stande der Beobachtungskunst entsprechend, so weit getrieben werden, daß additive Glieder, die eine Änderung in  $g$  um weniger als 0.0001 gal erzeugen, vernachlässigt werden.

Wir haben in erster Linie die Reduktion der Beobachtungen von Halbskundenpendeln im Auge und werden Zahlenbeispiele nur für solche Pendel anführen. Die Formeln entwickeln wir allgemeiner für die Reduktion der Beobachtungen von  $1/i$ -Sekundenpendeln.

### 1. Reduktion der Koinzidenzzeiten auf gleiche Amplituden.

Es bezeichne

- $c$  die beobachtete Koinzidenzzeit des Pendels,
- $T$  die hieraus hervorgehende Schwingungszeit des Pendels,
- $a$  die mittlere Amplitude des Pendels während der Beobachtungszeit,
- $c_0$  die auf konstante (unendlich kleine) Amplitude reduzierte Koinzidenzzeit  $c$ ,
- $T_0$  die hieraus hervorgehende reduzierte Schwingungszeit des Pendels.

Aus der Differentialgleichung für die Pendelbewegung folgt

$$T_0 = T \left( 1 - \frac{a^2}{16} - \dots \right) \dots \dots \dots (17)$$

worin  $a^2$  aus der Anfangsamplitude  $a_1$  und der Endamplitude  $a_2$  nach einer der drei Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} a^2 &= \left( \frac{a_1 + a_2}{2} \right)^2 && \text{(arithmetisches Mittel),} \\ a^2 &= a_1 a_2 && \text{(geometrisches Mittel),} \\ a^2 &= \frac{(a_1 + a_2)(a_1 - a_2)}{2(\ln a_1 - \ln a_2)} && \text{(Formel von Borda)} \end{aligned} \right\} \dots \dots (18)$$

zu bestimmen ist. Aus (17) ergibt sich

$$\frac{c_0}{ic_0 - 1} = \frac{c}{ic - 1} \left( 1 - \frac{a^2}{16} - \dots \right)$$

oder

$$c_0 = c + \frac{a^2}{16} c (ic - 1) + \frac{a^4}{256} ic^3 (ic - 1) + \dots \dots \dots (19)$$

Soll durch das von  $a^4$  abhängige Glied die Schwerebeschleunigung  $g$  um weniger als 0.0001 gal geändert werden, so muß sein ( $i = 2, c = 32^s$ )

$$\frac{a^4}{256} 2 \cdot 32^3 (2 \cdot 32 - 1) < 0.0001,$$

d. h. 
$$a < \frac{0.1}{\sqrt[4]{504}} = 0.021$$

oder, zu Gradmaß übergehend,  

$$a < 1.2^\circ.$$

Amplituden größer als  $1^\circ$  treten bei praktischen Beobachtungen nicht auf. Das von  $a^4$  abhängige Glied in (19) kann also vernachlässigt werden, um so mehr, als  $a$  die mittlere Amplitude während der Beobachtungszeit darstellt. Mithin gilt die Reduktionsformel

$$c_0 = c + a^2 \cdot \frac{c(i c - 1)}{16} \dots \dots \dots (20)$$

Das Korrektionsglied wird verkleinert, wenn statt auf unendliche kleine auf eine mittlere konstante Amplitude  $a_m$  reduziert wird. Sei  $c_m$  ein mittlerer konstanter Wert von  $c$ , so reduziere man gemäß

$$c_0 = c + a^2 \cdot \frac{c(i c - 1)}{16} - a_m^2 \frac{c_m(i c_m - 1)}{16} \dots \dots \dots (21)$$

Beachtet man, daß die unmittelbar aus der Theorie hervorgehende Formel für die Schwingungszeit  $T$  nicht die Form (17), sondern die Gestalt

$$T = T_0 \left( 1 + \frac{a^2}{16} + \dots \right) \dots \dots \dots (22)$$

hat, so ist in der Praxis ausreichend

$$T = T_0 \left( 1 + \frac{a^2}{16} \right).$$

Es ist somit

$$c_0 = c + a^2 \frac{c_0(i c - 1)}{16} \dots \dots \dots (23)$$

während aus (17) hervorgeht

$$c_0 = c + a^2 \frac{c(i c_0 - 1)}{16} \dots \dots \dots (24)$$

Da (17) und (22) gleichbedeutend sind, so müssen auch (23) und (24) gleichberechtigt sein, d. h. der Unterschied der rechten Seiten von (23) und (24)

$$a^2 \frac{c - c_0}{16}$$

stellt eine zu vernachlässigende Größe dar. Statt (21) gilt daher mit gleicher Genauigkeit wie (21)

$$c_0 = c + \frac{i}{16} (a^2 c^2 - a_m^2 c_m^2) - \frac{c}{16} (a^2 - a_m^2) \dots \dots \dots (25)$$

oder

$$c_0 = c + \frac{i}{16} (a c + a_m c_m) (a c - a_m c_m) - \frac{c}{16} (a + a_m) (a - a_m) \dots \dots (26)$$

Für viele praktische Fälle ist es ausreichend, nach

$$c_0 = c + \frac{ac}{8} [i(ac - a_m c_m) - (a - a_m)] \dots \dots \dots (27)$$

oder nach

$$c_0 = c + \frac{a_m c_m}{8} [i(ac - a_m c_m) - (a - a_m)] \dots \dots \dots (28)$$

zu rechnen, wodurch die Reduktionsformel die zum zahlenmäßigen Rechnen sehr geeignete Gestalt annimmt:

$$c_0 = c + k_1(ac - k_2) - k_3(a - k_4) \dots \dots \dots (29)$$

worin  $k_1, \dots, k_4$  konstante Werte sind. Man rechnet praktisch mit dem Rechenschieber oder mittels einer kleinen Tafel.

## 2. Reduktion der Koinzidenzzeiten auf gleiche Temperatur.

Die Temperaturkonstante  $K_t$  in der Reduktionsgleichung

$$T_0 = T - K_t(t - t_0) \dots \dots \dots (30)$$

wird meist empirisch bestimmt in der Weise, daß bei verschiedenen Temperaturen  $t$  die Schwingungszeiten  $T$  ermittelt werden. Durch Ausgleichung der Beobachtungen ergibt sich  $K_t$  (und  $T_0$ );  $t_0$  sei eine konstante mittlere Temperatur. Zur Ableitung von  $K_t$  ist es meist ausreichend, bei zwei extremen Temperaturen zu beobachten, etwa bei  $4^\circ$  und bei  $40^\circ$  C. Es liefert indessen bei dieser Art der Konstantenbestimmung die Größe des aus der Ausgleichung der Beobachtungen hervorgehenden mittleren Fehlers  $m$  von  $K_t$  kein Kriterium dafür, wieweit es berechtigt ist, die Änderung der Schwingungszeit der Temperaturänderung proportional zu setzen. Werden hingegen die Beobachtungen zur Bestimmung von  $K_t$  bei vier oder fünf verschiedenen, gleichmäßig verteilten Temperaturen vorgenommen, so stellt der aus der Ausgleichung der Beobachtungen gewonnene mittlere Fehler  $m$  von  $K_t$  nicht nur ein Kennzeichen für die Genauigkeit der Beobachtungen dar, sondern eine etwa vorhandene, naturgemäß geringe Abweichung von der in  $t$  linearen Gleichung (30) spiegelt sich ebenfalls in der Größe von  $m$  wider. Geringe systematische Abweichungen lassen sich indes schwer erfassen und können auch durch Anwendung des Abbe-Helmertschen Kriteriums auf die übrigbleibenden Fehler in den Fehlergleichungen nicht erkannt werden.

Zu den Koinzidenzzeiten  $c_0$  (reduzierte Koinzidenzzeit) und  $c$  (beobachtete Koinzidenzzeit) übergehend, folgt aus (30) mit Hilfe der Entwicklung (16 a)

$$c_0 = c + K_t (ic_0 - 1)^2 (t - t_0) - K_t^2 i (ic_0 - 1)^3 (t - t_0)^2 + K_t^3 i^2 (ic_0 - 1)^4 (t - t_0)^3 - \dots \dots \dots (31)$$

Für das Verhältnis  $q_t$  des in  $t - t_0$  quadratischen Gliedes zu dem durch den mittleren Fehler  $m$  von  $K_t$  erzeugten mittleren Fehler von  $c_0$  ergibt sich hiernach (ohne Berücksichtigung des Vorzeichens)

$$q_t = \frac{K_t^2}{m} i (ic_0 - 1) \cdot (t - t_0) \dots \dots \dots (32)$$

Der Wert von  $q_t$  soll an Hand eines Beispiels diskutiert werden. Für Pendel mit großen Ausdehnungskoeffizienten liegen ausgedehnte Konstantenbestimmungen neueren Datums, die aus Beobachtungen bei mehr als zwei wesentlich verschiedenen Temperaturen hervorgegangen sind, nicht vor. Ich ziehe deshalb Konstantenbestimmungen heran, die L. Haasemann im Preußischen Geodätischen Institut für vier Nickelstahl-Halbsekundenpendel durch umfangreiche Beobachtungen bei sechs wesentlich verschiedenen Temperaturen im Intervall  $+ 6.5^{\circ}$  bis  $+ 37.5^{\circ}$  C ausgeführt hat. Es wurden erhalten in Einheiten der siebenten Dezimalen der Schwingungszeit („Bestimmung der Intensität der Schwerkraft auf 35 Stationen in der Nähe des Meridians  $9^{\circ}$  E. v. G. usw.“ Von L. Haasemann. Veröff. d. Kgl. Preuß. Geodät. Inst., Neue Folge Nr. 71. Berlin 1916, S. 28):

Pendel	$K_t$	$m$	$K_t^2/m$
76	3.21	$\pm 0.09$	114
77	3.88	$\pm 0.10$	151
78	3.73	$\pm 0.11$	126
79	3.98	$\pm 0.11$	144

Die reduzierte Koinzidenzzeit  $c_0$  (bei der Temperatur  $t_0 = \frac{1}{2} [6.5^{\circ} + 37.5^{\circ}]$ ) ergab sich zu  $33.0^s$  (für alle vier Pendel geltend). Für den Faktor  $t - t_0$  in (32) setzen wir den Maximalwert  $t - t_0 = \frac{1}{2} [37.5^{\circ} - 6.5^{\circ}]$ . Im Maximum wird also nach (32)

$$q_t = 151 \cdot 10^{-7} \cdot 2 \cdot 65 \cdot 15.5 = 0.030.$$

Hieraus ist ersichtlich, daß die Konstantenbestimmung mittels der in  $t$  linearen Beziehung

$$c_0 = c + k_t(t - t_0) \dots \dots \dots (33)$$

hätte ausgeführt werden dürfen. Da die Schwermessungen mit den vier erwähnten Pendeln bei Temperaturen zwischen  $6.5^{\circ}$  und  $37.5^{\circ}$  C vor sich gingen, so hätten die beobachteten Koinzidenzintervalle gemäß (33) auf gleiche Temperatur reduziert werden können.

Sind die Beobachtungen zur Bestimmung der Temperaturkonstante eines Halbsekundenpendels sowohl nach den Schwingungszeiten als auch nach den Koinzidenzzeiten ausgeglichen worden, so besteht zwischen den Konstanten  $K_t$  und  $k_t$  der Gleichungen

$$T_0 = T - K_t(t - t_0),$$

$$c_0 = c + k_t(t - t_0)$$

zufolge (33) und (31) die Beziehung

$$k_t = (i T_0 - 1)^2 K_t \dots \dots \dots (34)$$

oder auch auf Grund der Gleichung (11)

$$k_t = \frac{1}{(i T_0 - 1)^2} \cdot K_t \dots \dots \dots (35)$$

Von der Beziehung (35) kann insbesondere dann mit Vorteil Gebrauch gemacht werden, wenn  $K_t$  und  $T_0$  durch Ausgleichung von Schwingungszeiten bestimmt wurden, hingegen aus später ausgeführten Feldbeobachtungen reduzierte Koinzidenzzeiten berechnet werden sollen.

### 3. Reduktion der Koinzidenzzeiten auf gleiche Luftdichte.

Diese Reduktion wird heute fast ausschließlich mit Hilfe des eingliedrigten Ausdrucks

$$T_0 = T - K_d(d - d_0) \dots \dots \dots (36)$$

ausgeführt, worin  $d$  und  $d_0$  relative Luftdichten,  $K_d$  die empirisch zu bestimmende Dichtekonstante des Pendels bedeuten. Um zu zeigen, daß die Reduktionen der Koinzidenzzeiten auf gleiche Luftdichte gemäß der Formel

$$c_0 = c + k_d(d - d_0) \dots \dots \dots (37)$$

ausgeführt werden können, leiten wir mit Berücksichtigung der Entwicklung (16 a) aus (36) die Beziehung

$$c_0 = c + K_d(ic_0 - 1)^2(d - d_0) - K_d^2 i(ic_0 - 1)^3(d - d_0)^2 + K_d^3 i^2(ic_0 - 1)^4(d - d_0)^3 - \dots \dots \dots (38)$$

ab. Wir bilden entsprechend der Rechnung im vorigen Abschnitt den Quotienten  $q_d$  aus dem in  $d - d_0$  quadratischen Gliede und dem durch den mittleren Fehler  $m$  von  $K_d$  verursachten mittleren Fehler von  $c_0$ , d. h.

$$q_d = \frac{K_d^2}{m} i(ic_0 - 1) \cdot (d - d_0) \dots \dots \dots (39)$$

Als Beispiel benutzen wir die Bestimmung der Dichtekonstanten der oben erwähnten Halbsekundenpendel, die L. Haasemann, bei 14 verschiedenen relativen Luftdichten im Intervall 0.091 bis 0.978 ausführte. Es wurden folgende Werte in Einheiten der siebenten Dezimalen der Schwingungszeit („Bestimmung der Intensität der Schwerkraft“, siehe oben, S. 13) erhalten:

Pendel	$K_d$	$m$	$K_d^2/100 m$
76	694.4	± 8.0	603
77	693.1	± 5.2	924
78	705.5	± 9.4	530
79	680.7	± 7.0	662

Für  $i = 2$ ,  $c_0 = 33.0^s$  (gültig für alle vier Pendel) folgt für den maximalen Wert  $d - d_0 = \frac{1}{2}(0.978 - 0.091) = 0.444$  und den größten Wert  $K_d^2 : m$  das Maximum von  $q_d$  zu

$$q_d = 924 \cdot 10^{-5} \cdot 2 \cdot 65 \cdot 0.444 = 0.533.$$

Wenn auch hiernach die Berechtigung der Mitnahme eines in  $d - d_0$  quadratischen Gliedes in (38) von der Hand zu weisen ist, so ist überdies zu beachten, daß der zur Abschätzung benutzte Dichteunterschied  $d - d_0 = 0.444$  recht hoch angesetzt ist. Für die Reduktionen auf gleiche Luftdichte kommen

in der Praxis weit geringere Werte in Frage. In evakuierbaren Pendelapparaten kann der maximale Luftdichteunterschied leicht auf 0.01 herabgedrückt werden; in nicht auspumpbaren Apparaten kann ein großer Luftdichteunterschied nur dadurch hervorgerufen werden, daß die Pendelstationen in sehr verschiedenen Meereshöhen gelegen sind. In diesem Falle bergen indes die Reduktionen der Schwerkraft auf das Meeresniveau (bzw. auf gleiches Niveau) Unsicherheiten in sich, die den Einfluß des mittleren Fehlers der Dichtekonstanten auf die Beobachtungsergebnisse um ein Vielfaches übersteigen.

Wir fügen noch die zufolge (36), (37), (38) und (11) bestehenden, für die Umrechnung in der Praxis wichtigen Beziehungen an:

$$k_d = (i c_0 - 1)^2 K_d \dots \dots \dots (40)$$

$$k_d = \frac{1}{(i T_0 - 1)^2} \cdot K_d \dots \dots \dots (41)$$

#### 4. Reduktion der Koinzidenzzeiten auf gleichen Uhrgang.

Zur Reduktion der beobachteten Schwingungszeit  $T$  wegen des 24 stündigen Uhrganges  $\Delta^2 u$  dient die Gleichung

$$T_0 = T + \frac{\Delta^2 u}{86400} \cdot T; \dots \dots \dots (42)$$

hieraus folgt

$$c_0 = c - \frac{\Delta^2 u}{86400} c (i c_0 - 1), \dots \dots \dots (43)$$

wonach die Reduktion wegen eines beliebig großen Uhrganges ausgeführt werden kann.

Beseitigt man  $c_0$  auf der rechten Seite von (43), so erhält man

$$c_0 = c - \frac{\Delta^2 u}{86400} c (i c - 1) \dots \dots \dots (44)$$

$$1 + \frac{\Delta^2 u}{86400} i c$$

Diese Gleichung kann in einfacher Weise als Grundlage zur Berechnung einer kleinen Tafel verwendet werden.

Aus (44) folgt weiterhin

$$c_0 = c - \frac{\Delta^2 u}{86400} c (i c - 1) + \frac{(\Delta^2 u)^2}{86400^2} i c^2 (i c - 1) - \dots \dots \dots (45)$$

Mit Benutzung der allgemeinen Beziehung (16 a) ergibt sich diese Reihenentwicklung unmittelbar aus (42).

Soll die Schwerebeschleunigung  $g$  durch das von  $(\Delta^2 u)^2$  abhängende Glied in der Reihe (45) um weniger als 0.1 mgal geändert werden, so muß sein ( $i = 2, c = 32^8$ )

$$\frac{\Delta^2 u}{86400} < \frac{0.01^8}{32 \sqrt{2.63}},$$

d. h.

$$\Delta^2 u < 2.4^8.$$

Ist also der Gang der Beobachtungsuhr kleiner als  $2.4^s$ , so kann die beobachtete Koinzidenzzeit  $c$  nach

$$c_0 = c - \frac{\Delta^2 u}{86400} c (ic - 1) \dots \dots \dots (46)$$

reduziert werden. (46) geht aus der exakten Formel (43) hervor, wenn auf der rechten Seite  $c_0$  durch  $c$  ersetzt wird.

Die Korrektionsglieder können verkleinert werden, wenn auf einen mittleren konstanten Uhrgang reduziert wird. Wir gehen hierauf nicht weiter ein, da bei den Beobachtungen meist sowohl auf positive als auf negative Uhrgänge Rücksicht genommen werden muß. Es spielt daher die Reduktion auf einen mittleren Uhrgang nicht die Rolle wie die bisher behandelten Reduktionen auf mittlere Werte.

### 5. Reduktion der Koinzidenzzeiten auf starres Pendelstativ.

Mit Rücksicht auf die verschiedenen Verfahren, nach denen die Koinzidenzzeiten der Pendel bestimmt werden, wollen wir die Korrekturen wegen des Mitschwingens des Pendelstativs behandeln: a) für das Einpendelverfahren, d. h. wenn zurzeit die Koinzidenzzeit nur eines Pendels ermittelt wird; b) für das Zweipendelverfahren, d. h. wenn die Koinzidenzzeiten zweier in einer Ebene auf dem gleichen Stativ schwingender Pendel gleichzeitig bestimmt werden.

a) Einpendelverfahren. Wir wollen hier nur das gebräuchlichste Verfahren zur Bestimmung des Mitschwingens besprechen.

Wird das Pendel I mit der Schwingungszeit  $T_1$  zur Zeit  $t_0$  in Bewegung gesetzt und ist zur Zeit  $t_0$  das Pendel II (das in der Schwingungsebene des Pendels I schwingen kann) mit der Schwingungszeit  $T_2$  in Ruhe, so möge zur Zeit  $t$  das Pendel I mit der Amplitude  $a_1$ , das Pendel II mit der Amplitude  $a_2$  schwingen. Zur Reduktion von  $T_1$  auf starres Stativ gilt alsdann die Relation, wenn

$$T_1 \approx T_2 \text{ ist und } \frac{T_1 + T_2}{2} = T \dots \dots \dots (47)$$

gesetzt wird,

$$T_{10} = T_1 - \frac{a_2}{a_1} \frac{1}{\pi(t - t_0)} T^2 \dots \dots \dots (48)$$

Gehen wir zu den Koinzidenzzeiten über, denen wir entsprechende Indizes zuordnen, so folgt aus (48)

$$c_{10} = c_1 + \frac{a_2}{a_1} \frac{1}{\pi(t - t_0)} c^2 \cdot q, \dots \dots \dots (49)$$

worin

$$q = \frac{(ic_{10} - 1)(ic_1 - 1)}{(ic - 1)^2} \dots \dots \dots (50)$$

zu setzen ist. Die Erfahrung hat gezeigt, daß der Faktor  $q$  gleich 1 gesetzt werden kann. Diese Vereinfachung findet ihre Begründung darin, daß sowohl Vernachlässigungen in der theoretischen Ableitung der Formel (48) als auch unvermeidbare systematische Beobachtungsfehler bei der Bestimmung des Mit-

schwingens den Wert von  $c_{10}$  weit stärker beeinflussen als die Substitution  $q = 1$ . Wir wollen davon absehen, die Fehlerquellen einzeln anzuführen, da sie jedem Beobachter bekannt sind.

Wir können mithin die Koinzidenzzeit eines Pendels nach der Formel

$$\gamma_c = \Delta c = \frac{a_2}{a_1} \frac{c^2}{\pi(t - t_0)} \dots \dots \dots (51)$$

auf starres Stativ reduzieren. Sie geht aus (48) hervor, wenn man darin die Schwingungszeiten durch die negativen Koinzidenzzeiten ersetzt, und ist vor den früher mitgeteilten Reduktionsformeln dadurch ausgezeichnet, daß in ihr die Zahl  $i$  nicht auftritt.

Die durch die Reduktionen auf starres Stativ in die Beobachtungsergebnisse eingehenden Unsicherheiten führten zu dem

b) Zweipendelverfahren. Die bei den Pendelmessungen auftretende Stativbewegung kann sehr herabgemindert, oft gänzlich ausgeschaltet werden, wenn man zwei Pendel mit gleicher Schwingungsdauer (d. i. auch mit gleicher Koinzidenzzeit) gleichzeitig mit gleichen Amplituden und entgegengesetzter Phase in einer und derselben Schwingungsebene auf demselben Stativ schwingen läßt. Eine vollständige Elimination des Mitschwingens des Stativs kann nur dann erzielt werden, wenn neben den erwähnten Voraussetzungen die Pendel gleiches Gewicht und gleiche Dämpfungskoeffizienten besitzen. Alle Forderungen können in der Praxis nur mit einer gewissen Annäherung erfüllt werden.

Es seien

- $c_1, c_2$  die beobachteten Koinzidenzzeiten der Pendel I und II,
- $a_1, a_2$  ihre momentanen Amplituden,
- $\varphi_1, \varphi_2$  ihre momentanen, von einem gewissen Anfangspunkt gezählten Phasen,

$\gamma_{1c} = \gamma_{2c} = \gamma_c$  die Verkleinerungen der Koinzidenzzeiten der Pendel, die sie durch das Mitschwingen des Stativs erfahren, wenn sie einzeln auf demselben elastischen Stativ schwingen.

Zur Abkürzung sei

$$\frac{c_1 + c_2}{2} = c, \quad \frac{a_1}{a_2} = a_{12}, \quad \frac{a_2}{a_1} = a_{21}, \quad |\varphi_2 - \varphi_1| = \varphi$$

gesetzt.

Schwingen die beiden Pendel gleichzeitig auf demselben Stativ, so sind die momentanen Reduktionen  $\Delta c_1(t)$  und  $\Delta c_2(t)$  der beobachteten Koinzidenzzeiten auf starres Stativ zur Zeit  $t$

$$\Delta c_1(t) = \gamma_c + \gamma_c a_{21} \cos \varphi \dots \dots \dots (52)$$

$$\Delta c_2(t) = \gamma_c + \gamma_c a_{12} \cos \varphi \dots \dots \dots (53)$$

(Vgl. H. Schmehl, Über den Einfluß der Elastizität des Pendelstativs auf die Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel. Diese Zeitschr., 3. Jahrg., 1927, Heft 4, S. 157.)



Zur Gewinnung praktischer Gebrauchsformeln sind diese Gleichungen über die Beobachtungszeit  $\Delta t$  zu integrieren. Mit Hilfe der leicht aus den Differentialgleichungen für die Bewegung der Pendel ableitbaren Differentialquotienten

$$\frac{d a_{21}}{d t} = - \frac{\pi \gamma_c}{c^2} (1 + a_{21}^2) \sin (\varphi_2 - \varphi_1) \dots \dots \dots (54)$$

$$\frac{d (\varphi_2 - \varphi_1)}{d t} = \frac{\pi}{c^2} [c_2 - c_1 - \gamma_c (a_{12} - a_{21}) \cos \varphi] \dots \dots \dots (55)$$

ergeben sich, wenn die Beobachtung zur Zeit  $t_1$  beginnt und zur Zeit  $t_2$  beendet ist, aus (52) und (53) die Rechenformeln

$$\Delta c_1 = \gamma_c \left( 1 + \frac{(p_{21})_1 + (p_{21})_2}{2} - \frac{\pi^2 (c_1 - c_2) [(c_1 - c_2) a_{21} + \gamma_c (3 a_{21}^2 - 1)] (\Delta t)^2}{12 c^4} \right) \quad (56)$$

$$\Delta c_2 = \gamma_c \left( 1 + \frac{(p_{12})_1 + (p_{12})_2}{2} - \frac{\pi^2 (c_2 - c_1) [(c_2 - c_1) a_{12} + \gamma_c (3 a_{12}^2 - 1)] (\Delta t)^2}{12 c^4} \right), \quad (57)$$

worin

$$a_{12} = (a_{12})_{\varphi=180^\circ}, \quad a_{21} = (a_{21})_{\varphi=180^\circ} \quad \text{und z. B.} \quad (p_{21})_1 = (a_{21} \cdot \cos \varphi)_{t_1}$$

bedeuten. Es sei wiederum besonders hervorgehoben, daß die Zahl  $i$  in diesen Formeln nicht auftritt. Der Einfluß des Mitschwingens des Stativs auf die Koinzidenzzeiten ist am kleinsten, wenn

$$|180^\circ - \varphi|_{t_1} = |180^\circ - \varphi|_{t_2} \dots \dots \dots (58)$$

(Vgl. H. Schmehl, Über ein einfaches „Koinzidenzverfahren“, zwei Schwerkraftpendel mit einer vorgegebenen Phasendifferenz in Bewegung zu setzen. Verh. d. Tagung d. Balt. Geod. Komm. in Riga, S. 97. Helsinki 1928.)

### 6. Berechnung der Schweredifferenzen aus den reduzierten Koinzidenzzeiten.

Um aus den reduzierten Koinzidenzzeiten die Schweredifferenzen zu berechnen, gehe man von der exakten Formel (3) aus; sei  $g_p$  der Schwerewert auf der Bezugsstation,  $c_p$  die dort ermittelte reduzierte Koinzidenzzeit, so ist

$$\frac{g}{g_p} = \frac{c_p^2 (i c - 1)^2}{c^2 (i c_p - 1)^2} \dots \dots \dots (59)$$

mithin

$$g = g_p + \frac{2 g_p}{c_p (i c_p - 1)} \cdot (c - c_p) - \frac{g_p (2 i c_p - 3)}{c_p^2 (i c_p - 1)^2} \cdot (c - c_p)^2 + \dots \quad (60)$$

Das quadratische Glied kann fast stets vernachlässigt werden. Für

$$\frac{2 g_p}{c_p (i c_p - 1)} = 1, \quad \text{d. h. z. B. für } i = 2, \quad c_p = 32^s,$$

übt es erst für

$$g - g_p = \pm 58 \text{ mgal,}$$

d. h. für einen Wert, der z. B. in Norddeutschland nicht erreicht wird, einen Einfluß von 0.1 mgal auf  $g - g_p$  aus.

### 7. Zusammenstellung der wichtigsten Gebrauchsformeln.

$c$  beobachtete Koinzidenzzeit eines  $1/i$ -Sekundenpendels,  
 $c + \Delta c$  reduzierte Koinzidenzzeit.

Reduktionen:

1. Amplitude  $a \dots \Delta c = a^2 \frac{c(i c - 1)}{16}$ ,
2. Temperatur  $t \dots \Delta c = k_t (t - t_0)$ ,  $k_t$  Temperaturkonstante,
3. relative Luftdichte  $d \Delta c = k_d (d - d_0)$ ,  $k_d$  Dichtekonstante,
4. Uhrgang  $\Delta^2 u \dots \Delta c = -\Delta^2 u \frac{c(i c - 1)}{86400}$ ,
- 5 a. Mitschwingen  $\gamma_c$   
 (Einpendelverfahren)  $\Delta c = \frac{a_2}{a_1} \cdot \frac{c^2}{\pi (t - t_0)}$ .

Hierin ist

$a_1$  Amplitude des treibenden Pendels zur Zeit  $t$ ,  
 $a_2$  Amplitude des getriebenen Pendels zur Zeit  $t$ ,  
 $a_2(t_0) = 0$ .

5 b. Mitschwingen (Zweipendelverfahren):  $\Delta c_1$  und  $\Delta c_2$ .

$$\Delta c_1 = \gamma_c \left( 1 + \frac{(p_{21})_1 + (p_{21})_2}{2} - \frac{\pi^2 (c_1 - c_2) [(c_1 - c_2) a_{21} + \gamma_c (3 a_{21}^2 - 1)] (\Delta t)^2}{12 c^4} \right),$$

$$\Delta c_2 = \gamma_c \left( 1 + \frac{(p_{12})_1 + (p_{12})_2}{2} - \frac{\pi^2 (c_2 - c_1) [(c_2 - c_1) a_{12} + \gamma_c (3 a_{12}^2 - 1)] (\Delta t)^2}{12 c^4} \right).$$

Hierin ist:

$$c = \frac{c_1 + c_2}{2}, \quad \gamma_c = \frac{\gamma_{1c} + \gamma_{2c}}{2},$$

$t_1, t_2$  Beginn, Ende der Beobachtung,  $\Delta t = t_2 - t_1$ ,  
 $\varphi$  Phasendifferenz der Pendel,

$$\left. \begin{aligned} a_{12} &= \left( \frac{a_1}{a_2} \right)_{\varphi = 180^\circ} \\ a_{21} &= \left( \frac{a_2}{a_1} \right)_{\varphi = 180^\circ} \end{aligned} \right\} \text{(roh zu interpolieren bzw. zu extrapolieren),}$$

$$(p_{21})_1 = \left( \frac{a_2}{a_1} \cdot \cos \varphi \right)_{t_1}.$$

Berechnung der Schweredifferenz  
 aus den reduzierten Koinzidenzzeiten  $c_p$  und  $c$ .

$$g = g_p + \frac{2 g_p}{c_p (i c_p - 1)} \cdot (c - c_p) - \frac{g_p (2 i c_p - 3)}{c_p^2 (i c_p - 1)^2} \cdot (c - c_p)^2.$$

(Das quadratische Glied kann im allgemeinen vernachlässigt werden.)

### 8. Zahlenbeispiele.

a) Einpendelverfahren. Nickelstahl-Halbsekundenpendel 78.

$$k_t = 1.58^{ms}, k_d = 298.1^{ms}.$$

Zeit	Amplitude $a$	Temperatur $t$	Luftdichte $d$	Urgang $\Delta^2 u$	Mitschwingen $\gamma_c$
17 <sup>h</sup> 0 <sup>m</sup>	18.2'	21.55 <sup>o</sup>	0.9135		
56	11.4	21.58	0.9137	+ 0.481 <sup>s</sup>	12.3 <sup>ms</sup>
Mittel . . . . .	14.8	21.565	0.9136	+ 0.481	12.3

Koinzidenzen			88 c			
17 <sup>h</sup> 1 <sup>m</sup> 12.7 <sup>s</sup>	17 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> 0.0 <sup>s</sup>	48 <sup>m</sup> 47.3 <sup>s</sup>	$c$		33 267.6 <sup>ms</sup>	
1 46.2	50 33.8	47.6	$(a - 0)$		+ 2.5	
2 19.2	51 6.6	47.4	$(t - 15^o)$		+ 10.4	
2 52.7	51 40.4	47.7	$(d - 0.9)$		+ 4.1	
3 25.9	52 13.3	47.4	$(\Delta^2 u - 0)$		- 12.1	
3 59.2	52 47.0	47.8	$(\gamma_c)$		+ 12.3	
4 32.4	53 19.9	47.5	Station a		33 284.8	
5 5.9	53 53.6	47.7	Station p		33 256.7	
5 38.7	54 26.0	47.3				
6 12.3	55 0.1	47.8				
			$c_a - c_p =$		+ 28.1	
			$\gamma_a - \gamma_p =$		+ 25.3 mgal	
			88 c = 2927.55			
			c = 33.2676			

b) Zweipendelverfahren. Nickelstahl-Halbsekundenpendel F 12 und F 9.

Zeit	Amplituden $a_{12}$ $a_9$		Temperatur $t$	Luftdichte $d$	Mitschwingen $\gamma_c$
19 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup>	26.6'	25.9'	12.13 <sup>o</sup>	0.0628	
46	25.3	25.2	12.13	0.0628	
22 37	13.9	14.0	12.14	0.0628	16.5 <sup>ms</sup>
48	13.5	13.0	12.14	0.0628	
19 41	25.9	25.5			
22 42	13.7	13.5	12.135	0.0628	16.5

Koinzidenzen F 12			360 $c_{12}$	Koinzidenzen F 9			360 $c_9$
19 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup> 57.2 <sup>s</sup>	22 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 20.9 <sup>s</sup>	181 <sup>m</sup> 23.7 <sup>s</sup>		19 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 27.9 <sup>s</sup>	22 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 50.6 <sup>s</sup>	181 <sup>m</sup> 22.7 <sup>s</sup>	
37 27.5	38 51.2	23.7		36 58.4	38 21.0	22.6	
37 57.9	39 22.0	24.1		38 28.6	39 51.4	22.8	
39 28.4	40 52.1	23.7		38 59.4	40 22.2	22.8	
39 59.0	41 22.8	23.8		40 29.7	41 52.3	22.6	
41 29.2	42 53.2	24.0		41 0.3	42 23.4	23.1	
41 59.8	43 23.8	24.0		42 30.3	43 53.4	23.1	
43 30.3	44 54.3	24.0		43 0.8	44 23.9	23.1	
44 0.6	45 24.6	24.0		44 31.4	45 54.5	23.1	
45 31.3	46 55.0	23.7		45 2.1	46 25.0	22.9	

Mittel: 40	44.12	42	7.99 <sup>l</sup>	180	83.87	40	44.89	42	7.77	180	82.88
F9 - F12	+ 0.77		- 0.22		- 0.99						
$\varphi_9 - \varphi_{12}$	. 184.6 <sup>o</sup>		178.7 <sup>o</sup>								
$\cos \varphi$	. . . - 0.9968		- 0.9998								

$$\text{Mitschwingen } \Delta c_{12} = \frac{c_{12} = 30\ 233.0^{ms}}{+ 0.1} \quad \Delta c_9 = \frac{c_9 = 30\ 230.2^{ms}}{- 0.1}$$

Auf starres Stativ reduzierte Koinzidenzzeiten . . 30 233.1 30 230.1

Potsdam, Geodätisches Institut, den 12. Dezember 1928.

## Zur Deutung der Transversalbeben in den nordöstlichen Alpen.

Von **Robert Schwinner**, Graz. — (Mit zwei Abbildungen.)

Die Erdbeben, welche aus den inneren — tektonisch noch aktiven — Zonen der nordöstlichen Alpen angeregt werden, verbreiten sich paradoxerweise ohne merkliche Beziehung zu den sichtbaren Bauelementen, meist quer zum Streichen und auch sonst scheinbar launenhaft. Erklärung: der Hauptteil der Bebenenergie läuft als „geführte Welle“ (im Sinne Ullers) an der Grenzfläche Sial-Sima. Stufen und Kanten der Führungsfläche begrenzen die Verbreitung und bewirken stellenweise überraschendes Ansteigen der Stärke des Bebens (quasi Durchtauchen der obersteierischen Beben unter den Kalkalpen). Solche Stufen — Reste variskischer und älterer Gebirgszüge, welche seinerzeit Zentralalpenkerne und Böhmisches Masse verbanden — ziehen unter den Kalkalpen submeridional durch und bilden, von den Hauptbewegungszone der heutigen Alpen (Alpenrand und Grauwackenzone) quer abgeschnitten, transversal gestreckte Felder (= Schüttergebiete). Sie sind im Bilde der Schweremessungen entsprechend ausgeprägt.

Das paradoxe Verhalten der nordöstlichen Alpen in seismischer Beziehung ist bereits mehrfach von geologischer Seite erörtert worden\*).

Die geologische Karte der Alpen zeigt zwischen dem Rande des Inneralpinen Beckens, Wien-Wr.-Neustadt, und dem Salzkammergut einfache einheitliche Zonengliederung: Im Norden liegt das Kristallin der Böhmisches Masse, das auch unter dem Jungtertiär der Ebene südlich davon (Donau zum Teil, Westbahn) in nicht all zu großer Tiefe ansteht; daran stößt mit starker Störung („Alpenrand“) die Flyschzone, Kreide und Alttertiär, und auf diese wieder mit anomalem Kontakt die ausschließlich aus älterem Mesozoikum bestehende Decke der Kalkalpen, deren Detailtektonik hier nicht weiter in Betracht kommt, im übrigen aber auch ungefähr parallel den Hauptzonen streicht. Den Südrand der Kalkalpen begleitet, etwa längs Schwarza-Mürz-Mur-Liesing-Palten-Enns, die „Grauwackenzone“, die Kalkalpen von dem südlich folgenden Block der Muralpen trennt. Dieser Streifen von Paläozoikum, Phylliten usf. zerfällt in zwei Teile: der nördliche ist — auch heute noch ungefähr im normalen Verband — das ursprünglich Liegende der Kalkalpentrias, der südliche Streifen in gleicher Art das stratigraphisch Hangende des Altkristallin der Muralpen; zwischen beiden liegt eine Störungszone von verwickeltem Bau, die auch kristalline Schollen aufschürft und emporschleppt, also ziemlich tief greift („Norische Linie“). Als Unregelmäßigkeit und Abweichung vom glatten Zonenbau er-

\*) E. Suess: Das Antlitz der Erde **1**, 106, 228, 1885; R. Hoernes: Erdbebenkunde 1893, S. 384; F. Heritsch: Transversalbeben in den nordöstlichen Alpen. Mitt. d. Erdbebenkomm. d. Akad. d. Wiss., N. F. 53, Wien 1918; Derselbe: Analogien im seismischen Verhalten der nordöstlichen Alpen und der West-Karpathen. Geol. Rundsch. **10**, 118—125, 1920; F. Kautsky: Die Erdbeben des östlichen Teiles der Ostalpen, ihre Beziehungen zur Tektonik und zu den Schwereanomalien. Mitt. d. Erdbebenkomm. d. Akad. d. Wiss., N. F. 58, Wien 1924. (Diese nützliche Zusammenstellung wird im folgenden öfters zitiert werden, einfach unter: „K., S. —.“)

scheint nur, daß die Grauwackenzone bei Bruck a. M. statt eines stumpfen Winkels ein sigmoidales Störungssystem zeigt („Trofaiachlinie“).

Die Korrelation dieses an der Oberfläche sichtbaren Baues mit den seismischen Vorgängen ist insofern sehr eng, als Epizentren größerer Beben (das ist solcher mit Verbreitung über weitere Flächen) sich nur auf den beiden Hauptdislokationen finden: am Alpenrand (Scheibbs, Neulengbach) und in der Grauwackenzone (an die man einerseits Wr.-Neustadt, andererseits Admont und Hieflau unbedenklich anschließen kann); es fehlen solche in der Böhmisches Masse und im Innern der Kalkalpen. (Auf die Seismizität der Zentralalpen einzugehen, liegt nicht im Plan dieser Betrachtung.) Lokalbeben sind nicht so eng an die Großtektonik gebunden, sie sind aber ebenfalls häufig längs der Grauwackenzone (und in der anschließenden Zentralzone); in den Kalkalpen sind sie seltener und finden sich hauptsächlich am Rande gegen Süd (Grauwackenzone) und gegen Ost (Thermenlinie), die Nordzone der Kalkalpen und die Flyschzone sind außerordentlich arm auch an kleinen Lokalbeben, dagegen kommen solche in gewisser Häufigkeit wieder im Bereich der Randsenke und des Südrandes der Böhmisches Masse vor (K., S. 20, 24 ff.). Bestimmungen von Herdtiefen liegen meines Wissens nur vor von dem Müzzzuschlagbeben 1926 mit 40 km, doch kann man aus der nächsten Nachbarschaft anschließen das von Judenburg 1916 mit 38 km, das von Tamsweg 1923 mit  $26 \pm 6$  km (nach anderer Berechnungsweise allerdings 55 km) und Schwadorf 1927 mit 28 km\*).

Weil also die Epizentren stärkerer Beben ausschließlich, und die von Lokalbeben zu einem großen Teil, an bestimmte jungalpidische Störungszonen gebunden sind, können diese nur als tektonische Beben aufgefaßt werden, als „posthume“ Nachzügler jener Dislokationen. Man muß sich vorstellen, daß die dort zusammenstoßenden Krustenstücke seit den letzten orogenetischen Bewegungen in den Alpen ihr Gleichgewicht noch nicht gefunden haben. Daraus folgen Ausgleichsbewegungen, die im großen allmählich, stetig ablaufen. Aber die Zwischen- und Verbindungszonen werden beim Fortschreiten dieser Bewegungen einer fortwährend zunehmenden Spannung unterworfen (Zug- oder öfter wohl Scherspannung). Schließlich reißt der Zusammenhang, die frei gewordenen Schollenränder schnellen elastisch zurück, stoßen dabei wieder zusammen, rücken auf sekundären Bewegungsbahnen stückweis nach, usf., wodurch eine Menge der verschiedensten Stöße und damit Impulse zu elastischen Wellen zustande kommt. Als Herd erscheint bei der gebräuchlichen Bestimmungsweise offenbar der Ort, wo der erste Abriß erfolgt ist. Und die Tiefe von etwa 30 bis 40 km, die sich nach den neueren — hoffentlich nunmehr endgültig verbesserten —

---

\*) N. Stücker: Das Judenburger Erdbeben vom 1. Mai 1916. Mitt. d. Erdbebenkomm. d. Akad. d. Wiss., N. F. 54, Wien 1918; F. Heritsch und N. Stücker: Das Müzzzuschlagbeben vom 6. Juli 1926, ebenda 64; V. Conrad: Laufzeitkurven des Tauernbebens vom 28. November 1923, ebenda 59; Derselbe: Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927. Zeitsch. f. Geophys. 4, 286—289 (1928); Gerlands Beitr. z. Geophys. 20. 240—277 (1928).

Berechnungsweisen ergibt, entspricht wohl dem Umstand, daß gerade hier (wohl durch die Erdwärme) die Festigkeit genügend, aber nicht allzu sehr geschwächt ist. Weiter oberhalb hält das Gestein noch (reißt, wenn überhaupt, später nach), weiter unten gibt es zu schnell plastisch nach, ohne Ruck. Das gilt natürlich nur für die größeren Beben, das ist die mit größerem Schüttergebiet (vgl. K., S. 4), daß die ganze Erdkruste derart von unten her durch-, oder doch an- und einreißt; aber es sind auch einzig diese bis jetzt Gegenstand instrumenteller und rechnerischer Fürsorge gewesen. Bei den — viel zahlreicheren — Lokalbeben, kleinen Rucken und Sackungen im Oberbau, ist der Herd seichter gelegen, der Impuls, wenn auch stellenweise nicht unbedeutend, erschöpft sich im kleinen Umkreis (K., S. 27) offenbar wie unten (S. 20) beschrieben an der Lokaltektunik.

Im Gegensatz zu der klaren Abhängigkeit der Epizentren von tektonischen Zonen zeigt das Bild der Ausbreitung der Bebenenergie, die Isoseisten (die Linien gleicher Bebenintensität, wie sie aus der hier fast allein zur Verfügung stehenden makroseismischen Beobachtung abgeleitet werden, merkwürdigerweise fast keine Korrelation mit dem an der Oberfläche erkennbaren Gebirgsbau! Der so scharf ausgesprochene Zonenbau, der doch auch für die Verteilung der physikalischen Eigenschaften der Gesteine gilt, kommt nur in seltenen Fällen bestimmend oder auch nur als Nebenzug in den Bildern der Isoseisten zum Ausdruck, die Erschütterung pflanzt sich viel lieber quer zum tektonischen Streichen fort (daher der Ausdruck „Transversalbeben“), und zwar irgendwie quer, nicht etwa regelmäßig normal zum Streichen, die Isoseisten sind auch keine ordentlichen Ovale, sind verzogen, verdrückt, das Epizentrum liegt meist exzentrisch, oft ganz am Rande des Bebengebietes, die Bebenstärke nimmt an bestimmten Querzonen plötzlich ab, andererseits aber erscheinen an bestimmten Stellen abnorm hohe Erschütterungsintensitäten, die durch viel weniger bewegte Strecken vom Epizentrum getrennt sind. Insbesondere tauchen die obersteierischen Beben auf bestimmten Zugstraßen unter den Kalkalpen durch und erscheinen wieder am Südrand der Böhmisches Masse. Diese Erscheinung ist so paradox, daß man vielfach an Zwillings- oder Relaisbeben gedacht hat, eine Annahme, für die vorläufig positive Anhaltspunkte auch nicht vorliegen.

Daß sich die Isoseisten nicht in konzentrischen Kreisen um das Epizentrum herumlegen, kann nicht verwundern, denn der Bebenherd ist bei einem tektonischen Beben aller Vermutung nach nicht punktförmig und das Medium, in dem sich die Wellenbewegung ausbreitet, ist in den Alpen nicht isotrop. Gehen die Bebenimpulse von einer einigermaßen ausgedehnten Fläche (einem wiederbewegten Teile einer der alten tektonischen Bewegungsbahnen, oder einer neu aufgerissenen Störung) aus, so müssen die Isoseisten Ovale werden, deren längere Achse ungefähr im Streichen jener Dislokation liegt. Die im Bereich der nordöstlichen Alpen bekannten größeren Störungen streichen nun alle alpidisch (etwa W-O), von Querstörungen sind nur kleinere aufgefunden worden, die verhältnismäßig geringe Längen haben, gewiß nicht von der Grau-

wackenzone durch Kalkalpen und Flysch bis in die Böhmisches Masse sich erstrecken. Auf diesem Wege können unsere Transversalbeben nicht erklärt werden. Was ferner die Anisotropie des Mediums betrifft, so spielt die erste Rolle der Umstand, daß jeder Gesteinswechsel, jede materielle Trennungsfläche der Energieausbreitung sehr abträglich ist, Energiezerstreuung verursacht, demgegenüber verschwinden alle anderen Einflüsse, und von allen anderen individuellen Konstanten und besonderen Verhältnissen abgesehen, müßten schon deswegen allein die Isoseisten im Streichen des Alpenbaues in die Länge gezogen erscheinen.

Allerdings, wenn der Bebenherd eine lange „Stoßlinie“ wäre, der Ausstrich eines „Blattes“, einer Querstörung, von den Zentralalpen bis zur Böhmisches Masse durchschneidend, an der die angrenzenden Schollen aneinander vorbeigeschoben wurden und so durch ihre Reibung auf der ganzen Strecke Bebenimpulse erzeugt haben, dann würde trotz der besseren Energieleitung im Streichen eine transversal gestreckte Schütterellipse zustande kommen können. Ungünstig für diese Stoßlinienhypothese ist, daß diese Blätter im Bilde der Oberflächentektonik so gar nicht nachweisbar sind\*), und daß auch kein Grund gegeben wird, warum die Tektonik des Untergrundes so grundverschieden von der der Oberfläche sein soll, verschieden nicht nur im Streichen, sondern auch im ganzen Charakter. Für gewisse Besonderheiten, wie exzentrische Lage des Epizentrums, daß die Bebenintensität an den „seismischen Schwellen“ plötzlich absinkt oder anderswo unvermittelt und isoliert anschwillt, gibt die Stoßlinienhypothese an und für sich noch keine Erklärung, da wäre Ergänzung durch eine Hilfshypothese nötig. Besonders schwer ist mit der Vorstellung der Stoßlinien zu vereinen, daß makro- und mikroseismische Beobachtung bei unseren Transversalbeben fast immer ein wohl abgegrenztes, kleines Epizentralgebiet erkennen lassen. Da müßte man sich die Bewegungsform längs dem Blatte doch komplizierter vorstellen, als mit diesem tektonischen Begriff eigentlich verträglich ist. Bei einem zweifellosen Blattbeben, bei dem die Blattverschiebung offen zu sehen ist, wie San Franzisko, sieht die Intensitätsverteilung jedenfalls ganz anders aus (dieses Beispiel legt ferner die Frage nahe, ob bei einheitlicher Bewegung so großer Schollen die Bebenstärke nicht wesentlich über das bei uns landesübliche Maß hinaufgehen müßte?).

Durch eine Hypothese über den Herd allein ist die Ausbreitungsart unserer Transversalbeben also nicht restlos zu erklären, auf jeden Fall muß genauer diskutiert werden, wie die Bebenenergie transportiert wird. Dabei sind zwei

---

\*) I. Knett (Das Erdbeben am Böhmisches Pfahl am 26. November 1902, Mitt. d. Erdbebenkomm. d. Akad. d. Wiss., N. F. Nr. 18, Wien 1903) beschreibt einen Fall, in dem eines jener Blätter im Grundgebirge, wie sie E. Suess auch für den Untergrund der Alpen postuliert, frei aufgeschlossen daliegt. Da ist es für Suess' Anschauungsweise nicht gerade günstig, daß dieses Blatt keineswegs die Rolle spielt, die solchen Blättern zugeschrieben wird, nämlich die einer Stoßzone, sondern, daß sich dieses Beben eigensinnigerweise wieder transversal zur Pfahlzone ausbreitet.

Vorgänge grundsätzlich zu unterscheiden: Ein Teil der Bebenenergie läuft als Raumwelle aus; diese ist, unabhängig von der speziellen Bewegungsform, charakterisiert durch das Gesetz der quadratischen Abnahme mit der Entfernung. Kapriziöse Intensitätsschwankungen, wie sie die Beobachtungen hier kennenlernen lassen, liegen nicht im Wesen der Raumwelle, solche können nur durch ziemlich komplizierte Annahmen über die Natur des Mediums plausibel gemacht werden, und manches, wie z. B. das Wiederauftauchen, wird da auf alle Fälle schwer zu erklären sein. Anders steht es mit „geführten Wellen“, welche längs einer materiellen Unstetigkeitsfläche laufen, da nimmt die Intensität langsamer mit der Entfernung ab, es kann bloß durch die Gestalt der Führungsfläche stellenweise wieder zu Energiekonzentrationen kommen, und eventuell auch zu anderen Unregelmäßigkeiten. Das entspricht so gut dem Bilde, das die Beobachtungen gegeben haben, daß man diesem Transportmittel wohl die Hauptrolle zuschreiben muß.

Welche Führungsflächen kommen in Betracht? Fast allgemein glaubt man heute, daß das Hauptbeben — und damit wohl auch die Hauptmasse der Energie? — sich an der Erdoberfläche ausbreite. Wie das nun sonst sein mag, im Gebirge kann das nicht richtig sein. Eine geführte Welle kann — wie ihr Schwingungsvorgang immer sein mag — nicht „ums Eck“ laufen; an der Kante eines Grates, an der Rinne einer V-Schlucht muß sie anbränden, sich in andere Bewegungsformen umwandeln und jedenfalls jedesmal durch Zerstreuung viel Energie verlieren. Im Flachland kann man vielleicht sagen, daß die Oberfläche des gewachsenen Fels die Führungsfläche ist, nicht das unruhige Relief der lockeren Aufschüttungen, im Gebirge ist gerade Grat und Klamm Fels. Noch eins: die Unebenheiten in Flach- und Hügelland sind wohl im Maßstab der Wellenlängen unbedeutende Rauigkeiten, im Hochrelief eines Gebirges, wie die Alpen, ist aber die Größenordnung der Einzelformen eine ganz andere: von Kamm zu Kamm, von einem Haupttal zum anderen sind 20, 30 km und mehr, und dasselbe gilt von den tektonischen Elementen, Granit- und andere Massive, einheitliche Schicht- und Deckenpakete, Schubschollen, Becken mit jüngeren Ablagerungen usf., alles kommt mit seinen Abmessungen in die Zehner von Kilometern. Wenn aber derart die störenden und „trübenden“ Teilchen die Größenordnung der Wellenlängen erreichen, so treten Komplikationen auf, die im einzelnen nicht zu übersehen sind; aber das Endresultat all dieser Beugungen, Brechungen, Reflexionen, Dispersionen, Interferenzen usw. ist unzweifelhaft eine gründliche Zerstreuung der Energie. Oberflächenwellen nach der Theorie mögen durch ein ebenes Schichttafeland laufen können, durch ein einigermaßen breites Ketten- und Faltengebirge können sie quer nicht durchkommen. Es muß also die Bebenenergie hauptsächlich an Diskontinuitätsflächen im Erdinnern fortgeleitet werden. Von diesen ist der Unterrand der Kontinentalschollen besonders ausgezeichnet durch starken stofflichen Unterschied („Sial-Sima“) und dementsprechend sprungweise Änderung der physikalischen Verhältnisse. Die Tiefe dieser Trennungsfläche wird auf 40



bis 60 km geschätzt, so daß die Bebenherde nach den neueren Berechnungen — siehe oben, Mürzzuschlag — sehr nahe daran liegen, was die Entwicklung geführter Wellen dortselbst befördert.

Die untersten Teile der Kontinentalscholle dürften in Stoff und Struktur recht einförmig sein, sind doch die zu tiefst im Grundgebirge aufgeschlossenen (katakarchäischen) Schichten eintönige Granitgneise, zu allermeist in ruhiger Lagerung. Gilt dies schon für jene Schollen, die uns doch nur durch beträchtliche Störungsvorgänge zu Gesicht gekommen sind, so muß der ungestört in der Tiefe lieengebliebene Fundamentalgneis noch viel näher dem Ideal eines homogenen Mediums kommen (das aber — nebenbei bemerkt — anisotrop ist). Die Trennungsfläche, an der die Sialkruste seit ihrer ersten Erstarrung mehrfach auf dem Sima verflößt worden, dürfte ursprünglich deswegen auch recht schlicht gewesen sein. Heute muß diese unterste Verebnung der Kontinente allerdings zerstückelt sein: denn seitdem sind die oberflächlichen Schichten zu Gebirgen emporgestaut worden, und dabei konnte das isostatische Gleichgewicht nur dann gewahrt bleiben, wenn im gleichen Schritte und entsprechenden Ausmaß (wahrscheinlich 9- bis 10-fach) wie das Gebirge sich oben hob, seine „Wurzel“ unten tiefer in das Sima tauchte. Auf welche Art die Bewegungsbahnen der Oberflächentektonik bis an die Sial-Simagrenze hinabgeführt werden, wissen wir nicht, nur daß einfaches Verlängern von oben her wahrscheinlich zu falschen Ergebnissen führen würde. So zeichnet man die Alpenstörungen meist nicht allzu steil südlich — die Bewegungsbahnen der Grauwackenzone nördlich — fallend. Aber denkt man z. B. an eine bei Mürzzuschlag mit  $60^\circ$  nach Nord fallende Dislokation in 40 km Tiefe einen Bebenherd gelegt, so wäre das Epizentrum nicht in Mürzzuschlag, sondern darüber Mürzsteg, etwa in der Frein\*); Ähnliches gälte für Neulengbach, das ganz am Nordrand der Flyschzone liegt, und wohl auch für einige andere Punkte mehr. Jene Hauptbewegungsbahnen des Gebirges müssen also aus der geneigten Lage, die wir oben beobachten, bald ins Lotrechte umbiegen. Wir werden nicht allzusehr fehlen, wenn wir in erster Annäherung lotrecht unter dem Faltenbau des Gebirges, diesem in Breite entsprechend, in der Sial-Simagrenzfläche eine Vertiefung oder Rinne annehmen\*\*), seitlich begrenzt von ziemlich scharf ausgeprägten Kanten, welche den zur Oberfläche aufsteigenden Bewegungsflächen entsprechen und daher in unserem Falle unter dem nördlichen Alpenrand und unter der Norischen Linie liegen würden.

Nun sind die nordöstlichen Alpen in der alpidischen Gebirgsbildungsära (Kreide-Tertiär, Streichen W-O) nicht zum erstenmal gefaltet worden; sowohl

---

\*) Die Mürzzuschlager Beben könnte man vielleicht derart von einer Paralleldislokation im Süden (Waldheimatlinie Stinys) ausgehen lassen, ebenfalls unter der Voraussetzung, daß diese sehr steil (bis  $80^\circ$ ) Nord fällt, aber Mürz talabwärts liegt eine Reihe weiterer Bebenorte, und da würde (besonders bei Kindberg) diese Erklärung gar nicht mehr passen.

\*\*) Vgl. R. Schwinner, Zeitschr. f. Geophys. 2, 129 ff. (1926).

in der algomanschen als in der variskischen Ära zogen Faltenzüge aus den Zentralalpen nordwärts, quer in den Streifen hinein, aus dem später die Kalkalpen aufgefaltet worden sind, wahrscheinlich auch durch bis zum Anschluß an entsprechende tektonische Elemente der Böhmisches Masse. Nach dem Grundsatz der Aktualität muß der Geologe annehmen, daß sie seiner Zeit ebenso wie die heutigen Alpenketten ihre Wurzeln isostatisch ins Sima hineingedrückt hatten. Dafür, daß diese Furchen auch heute noch merklich erhalten sind, kann man die Schweremessungen anführen, und ferner, daß jene alten Dislokationen oftmals posthum durch die jüngeren Oberflächenbauten durchschlagen; denn diese hartnäckige Behauptung alter und ältester Bewegungstendenzen läßt sich am besten durch derart vererbte Störungen des Gleichgewichtes im tiefsten Untergrund erklären.

Unter dieser Annahme hätten wir uns vorzustellen, daß die Sial-Simagrenzfläche unter den nordöstlichen Alpen durch mehrere submeridionale durchziehende Stufen und Absätze zerteilt würde in etwa rechteckige Streifen von verschiedener Höhenlage (den Spuren der älteren Gebirge), welche sämtlich von den zwei jüngeren alpidischen Stufen, entsprechend dem Alpenrand und der Grauwackenzone, in einheitlichen Fluchten abgeschnitten werden. Wird von einem tiefliegenden Herde eine längs dieser Fläche fortschreitende Welle erzeugt, so steht ihrer unbehinderten Ausbreitung jeweils nur ein derartiges transversal zum Alpenstreichen ausgedehntes Rechteck zur Verfügung (bzw. wenn der Impuls von einer der trennenden Dislokationen kommen sollte, werden zwei benachbarte Rechtecke zusammengekoppelt). Die begrenzenden Verwerfungsstufen kann eine geführte Welle nicht überwinden, sie wandelt sich dort in andere Bewegungsformen um, mit starker Energiezerstreuung, die Bebenstärke an der Oberfläche nimmt an diesen Linien plötzlich und stark ab\*); die Isoseisten wiederholen in erster Linie Form und Lage des bezüglichen Streifens einheitlicher Sial-Simaflur, die Lage des Epizentrums ist dagegen von geringerer Bedeutung, so daß es oft recht exzentrisch zu liegen kommt. So pflanzen die von der Mürzlinie usw. ausgehenden Beben auf schmalen Transversalzonen sich durchs Kalkalpengebiet fort\*\*), und dort, wo sie in die außer-alpine Ebene treten, branden sie an der Alpenrandstörung auf und verbreiten sich in der Böhmisches Masse so weiter, als wenn dort am Alpenrand ein eigenes sekundäres Epizentrum gelegen wäre (K., S. 28, 42). Für die Er-

---

\*) Bei sehr großer Stärke der anlaufenden Welle kann natürlich eine Stufe überwunden werden, an der schwächere erlöschen, auch ist zu bedenken, daß sich über die Wirkungen der geführten Welle immer auch die der primären Raumwelle legen, die besonders in Herdnähe recht merklich sein werden. Vielleicht sind auch die Stufen nicht überall kantig usw. Hier bei der ersten vorläufigen Darstellung kann nur in groben Linien gezeichnet werden.

\*\*) Daß manchmal die Kalkalpendecken von dem unter ihnen durchziehenden Beben wenig oder gar nicht erschüttert werden (vgl. Heritsch, Geol. Rundsch. 10, 122) erklärt sich dadurch, daß diese Decke vom Untergrund abgeschert und durch Werfener Schiefer bzw. Haselgebirge isoliert ist.

kennung jener „seismischen Schwellen“, wie sie die Schüttergebiete zu umgrenzen scheinen, können mit großem Nutzen die Schweremessungen herangezogen werden (K., S. 28). Eine derartige Stufe in der Sial-Simagrenzfläche muß an der Erdoberfläche als eine ganz bestimmte Schwerestörung in Erscheinung treten, und zwar am auffälligsten in dem Bilde, das die Reduktion nach Bouguer\*) gibt. Auch die genauere Analyse der Tektonik liefert wenigstens die Ansätze für jene alten Gebirgszüge, deren Überreste in jenen seismischen und gravimetrischen Schwellen zu sehen sind. Mit Ausnutzung aller dieser Quellen läßt sich bereits ein ziemlich detailliertes Bild geben.

Als östlichster jener alten Gebirgsstriche ist eine Verbindung vom Wechsel zur Moravischen Zone (Rand des Böhmisches Kristallin, von Krems NNO streichend) anzunehmen, wofür Ähnlichkeit in Gestein und Bau dieser beiden Gebiete spricht, die auch im Streichen ganz gut gegeneinander zielen. Im Schwerebild kann man eine „Rinne“ interpolieren, die von der Bucht von Messern längs der Moravischen Zone gegen Krems zieht, dann im Bogen SO durch den Wienerwald (hier markiert durch das Minus von Gaaden), an der Thermenlinie nach S, und in den Ostrand der Wechselgruppe. Diese Rinne leitet die Beben von Wr.-Neustadt (K., S. 43) und Neulengbach oft gerade bis

---

\*) Das noch nicht völlig abgeschlossene Studium der Schwereverhältnisse der NO-Alpen scheint auf die Vorstellung zu führen, daß in die Trennungsfugen zwischen die Sialschollen beträchtliche Apophysen des Sima von unten her bis hoch hinauf emporgedrungen sind. (Ausläufer davon lassen sich im Oberbau gerade an solchen Hauptdislokationen mit ziemlicher Regelmäßigkeit finden.) Wie leicht einzusehen, erzeugen solche Simaapophysen die nötige Schwerestörung (hoher Gradient) nur dann, wenn sie sehr steil stehen. (Sind daher in den Profilen schematisch lotrecht gezeichnet, da für Individualisierung kein Anhalt vorliegt.) Es braucht nicht weiter erörtert zu werden, daß dies die oben entwickelte Vorstellung von der Bebenverbreitung noch besonders begünstigt würde. Weiteres soll andernorts gegeben werden. Hier nur ein Wort darüber, wie und warum die in Fig. 2 gegebene Skizze der Schwereanomalien nach Bouguer-scher Reduktion von der Karte abweicht, die Kautsky gezeichnet hat. Die vorliegenden Schweremessungen sind dünn gesät, so daß die Interpolation stellenweise überhaupt nicht eindeutig bestimmt ist, und sind, besonders die älteren, unlegbar mit nicht unbedeutlicher Unsicherheit behaftet. Interpoliert man nach dem Schimmel, indem man die Intervalle genau nach der Proportion aufteilt, so schleppt man einfach diese Fehler weiter und erhält zum Dank eigenartig verschwommene und verbeulte Umrisse, die allerdings dem Geologen völlig rätselhaft scheinen müssen. Man kann jedoch, ohne die gegebenen Ziffern anzutasten, die alle in den zugehörigen ( $0.010 \text{ cm sec}^{-2}$ )-Feldern geblieben sind, durch mäßiges Zurechtrücken der Isogamen, wie es vielleicht einem Spielraum von  $\pm 0.005 \text{ cm sec}^{-2}$  entspricht, ein Bild erzielen, das zum Teil auf bekannte geologische Züge zu beziehen ist (moravische Zone!), und im übrigen wenigstens geologisch möglich aussieht. Sollte jemand mit dieser Art zu kombinieren nicht einverstanden sein, so braucht er nur die entsprechende — auf jeden Fall höchst wünschenswerte — Ergänzung des Netzes der Schweremessungen veranlassen. Bis dahin muß das geologisch ausgeflickte Netz für besser als das rein mechanisch interpolierte gelten. Im folgenden soll — der Einfachheit halber — das Bild der Anomalien nach Bouguer so beschrieben werden, wie es etwa nach der Airyschen Auffassung im Relief der Sial-Simagrenzfläche begründet sein würde: „Rinne“, „Schwelle“ usw.

in den innersten Winkel des Thayafensters (Messern, Hoernes, a. a. O. S. 359; K., S. 43, 44). Die Ostkante dieser Rinne scheint, wenigstens im Südteil, abgeflacht, denn die Beben des Leithagebirges dringen ein, aber sie überschreiten den Westrand der Rinne nicht gegen SW, welcher umgekehrt auch die Semmeringbeben am Fortschreiten in der Richtung nach NO abhält (K., S. 5, 7, 31). Die nördliche Fortsetzung dieser Kante ist im raschen Erlöschen der Beben unmittelbar westlich von Neulengbach zu spüren (K., S. 33).

Recht kompliziert müssen die Verhältnisse im oberen Mürztal liegen; denn die Beben von Gloggnitz-Schottwien gehen nicht über den Semmering, wohl aber umgekehrt die von Mürzzuschlag ins Schwarzagebiet, vermutlich liegen da sekundäre Abstufungen vor, vielleicht macht es auch einen Unterschied, ob die Fortpflanzung des Bebens die Treppe hinauf- oder herabgeht, Einzelheiten, die heute noch nicht aufzuklären sind. Obwohl von hier ab die Schweremessungen bereits große Lücken haben, kann man doch mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit eine zweite Hauptstufe, den SW-abfall jener Schwelle, welche die Fortsetzung der moldanubischen Frontantiklinale zu sein scheint, etwa von Ybbs gegen die obere Mürz ziehen, diese erscheint in den „seismischen Schwellen“, die knapp westlich von Scheibbs und knapp westlich von Mürzzuschlag festgestellt worden sind (K., S. 11, 28). Nachdem der Wechsel mit Semmering und Mürzzuschlag mitgeht, nicht aber mit dem unteren Mürztal (Heritsch, S. 12; K., S. 29), die Beben des unteren Mürztales sich jedoch ins Grazer Becken verbreiten, muß diese Schwelle von Mürzzuschlag gegen S weiterstreichen. Dafür, daß es sich um eine zusammenhängende Schwelle handelt, spricht auch, daß die Beben des unteren Mürztales sich im Gegensatz zu denen des Semmering schlecht nach Niederösterreich fortpflanzen. Geologisch ist dieser Zug einigermaßen überraschend. Die Gesteinsstriche, welche von Nordmähren bis in die Wachau gekennzeichnet sind durch Marmor, Graphit, Amphibolit, und die als

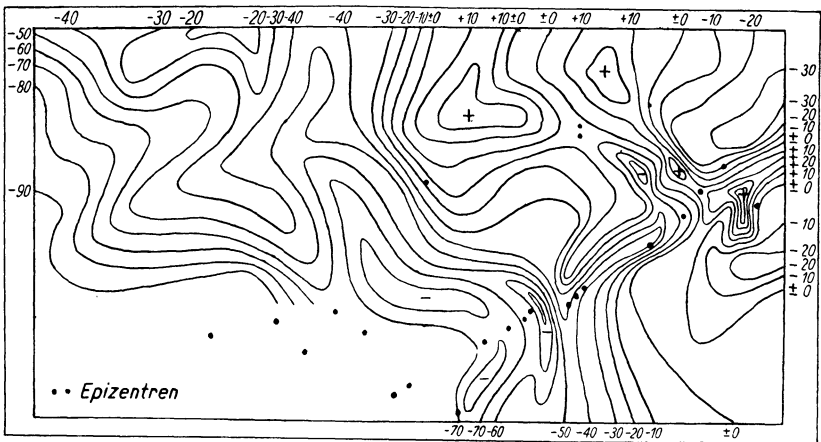


Fig. 1.

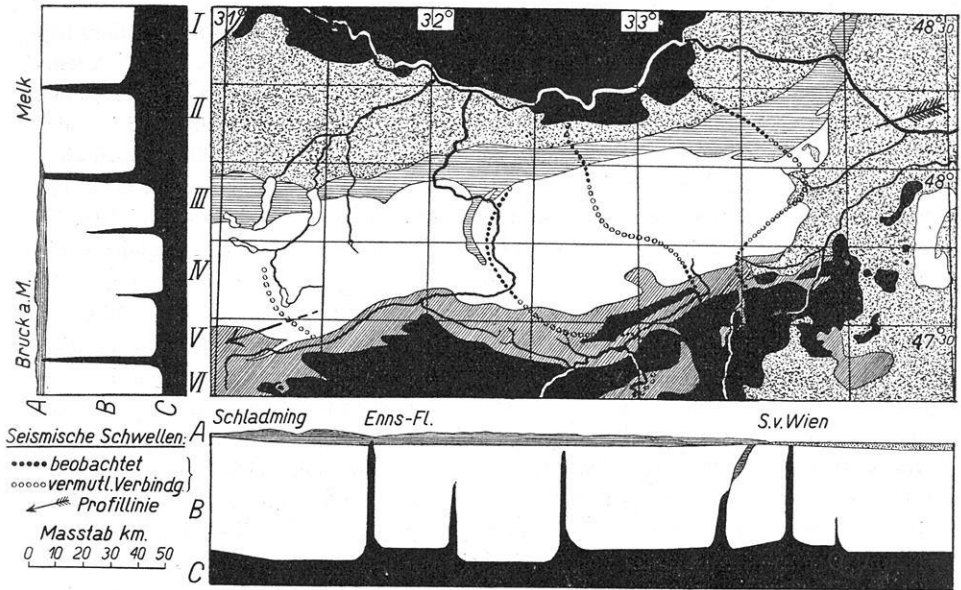


Fig. 2.

### Erläuterung zu den Figuren.

In der tektonischen Skizze der NO-Alpen wird unterschieden:

- I. (schwarz) Kristallin der Böhmisches Masse;
- II. (punktiert) Jungtertiär (Randsenke, Wiener Becken; die kleinen Vorkommen im Alpeninnern längs Mürz-Mur und Enns sind nicht ausgeschieden, nur das kleine Becken von Gaaden, westl. von Mödling, ist eingetragen, wegen Entsprechung mit Schwerebild und Profil);
- III. (horizontal schraffiert) Flyschzone (Kreide-Alttertiär);
- IV. (weiß) Kalkalpen (Mesozoikum);
- V. (schief schraffiert) Grauwackenzone (Paläozoikum und Phyllit; dieselben Schichten bei Graz und im Burgenland sind ebenso bezeichnet);
- VI. (schwarz) Grundgebirge der Zentralalpen.

Zur Orientierung ist das Gradnetz der österreichischen Spezialkarte eingetragen.

### Profile dazu:

Längsprofil ONO—WSW, etwa Mödling (südl. von Wien)—Schladming, in der Karte durch unterbrochenen Pfeil eingetragen;

Querprofil Melk—Bruck a. M. (33° östl. Ferro);

Unterschieden: A. Deckgebirge, B. Grundgebirge (Sial), C. Sima.

Weitgehend vereinfacht und schematisiert wegen kleinen Maßstabes und weil die bezüglichen Untersuchungen nicht abgeschlossen. Ausnahme die Einzeichnung einer Einfaltung von Deckgebirge an der Moravischen Linie (im Längsprofil), weil die Schwerestation Gaaden sonst nicht erklärlich wäre. Die Simaapophyen zwischen den Sialschollen sind nötig zur Erklärung der Schweregradienten, ihre Ausläufer übrigens vielfach direkt beobachtet (im Querprofil angedeutet der Serpentin von Kilb am Rande der Flyschzone aufgeschleppt).

### Oleate: Schwerebild.

Anomalien nach Bouguerscher Reduktion ( $g''_0 - \gamma_0$ );  $\gamma_0$  nach Heiskanen 1927; Isogammen im Abstand von  $0.010 \text{ cm sec}^{-2}$ , am Rande beziffert, isolierte Maxima und Minima mit + oder - bezeichnet.

Außerdem eingetragen die Epizentren größerer Beben, und zwar: am nördlichen Alpenrand Scheibbs, (Doppelpunkt) Alt- und Neulengbach; in der Grauwackenzone (vom W her) an der Enns: Aigen, Admont, Hiefelau—Tregelwang und Eisenerz im Staffell etwas südlich davon; und nun wieder in einer fast geraden Linie: St. Michael, Leoben (von hier ein wenig gegen SO, Frohnleiten, am Rande des Grazer Paläozoikums), Kindberg, Krieglach, Langenwang, Mürzzuschlag, Semmering, Schottwien, Gloggnitz, und gerade weiter ins Wiener Becken: Wiener-Neustadt, Pottenbrunn, Mitterndorf, Schwadorf; und schließlich Breitenbrunn am Neusiedlersee.

Einfaltung einer jüngeren Serie ins ältere moldanubische Kristallin angesehen werden können, möchte man am liebsten unmittelbar mit den stofflich entsprechenden „Brettsteinzügen“ am Westrand des Seckauer Massivs verbinden. Aber auch die Verbindung nach Mürzzuschlag ist ganz gut möglich: da der Troiseckzug der Gesteinsgesellschaft nach mit den Seckauern (Hülle) verglichen werden kann, und etwas weiter südlich bei Anger auch die typische Brettsteinserie auftaucht, und zwar mit dem hier vorauszusetzenden N-S-Streichen, ist die Situation im Grundgebirge an der oberen Mürz ungefähr die gleiche wie an der Enns um Irndning.

Für jene Linienführung spricht auch ihr Parallelismus mit der Biegung der im Westen folgenden Schwelle von Bruck a. d. Mur. Während nämlich die Mürztaler Beben sich nach und über Bruck schlecht fortpflanzen, ist ihre Verbreitung nördlich davon über Aflenz-Thörl viel besser (K., S. 12, 15). Auf der anderen Seite nehmen die Beben von Leoben gegen Bruck schnell an Intensität ab, Leoben und Murgebiet unter Bruck gehören wieder zusammen (K., S. 17), die Beben von Pernegg und Frohnleiten pflanzen sich aber nicht ins Gebiet der Mürz fort. Also dürfte die „seismische Schwelle“ Bruck im N und O umwallend etwa von St. Marein sich gegen S drehen. Geologisch ist es sehr plausibel, daß die Komplikationen des sichtbaren Baues an der Umbiegung der Grauwackenzone (Transversalstörung von Trofajach) ihre Ursache haben in einer Sigmoiden, welche bereits im Bau des Grundgebirges angelegt war. Auch die Art, wie der Serpentin von Kraubat in eine gegen O sich heraushebende, löffelförmige Mulde eingeschoben ist, paßt dazu\*).

Nach dem vom Prebichl bekannten Streichen der variskischen Falten scheint die Brucker Schwelle etwa von Vordernberg gegen N abzuschwenken, das ist auch eine Grenze für die Ennstaler Beben (K., S. 18). Weiterhin ist die Linie Hieflau-Altenmarkt-Gaflenz eine seismische Grenze, und zwar für Beben von beiden Seiten (K., S. 31, 32), und eben diese Linie tritt aus dem Schwerebild sehr deutlich als Rücken mit starkem Plus heraus. Es gibt hier aber auch seismische Grenzen zwischen Leoben und Judenburg, zwischen Leoben und dem Paltental, zwischen Admont und Hieflau, wenn auch zum Teil von geringerer Bedeutung (K., S. 33). Schweremessungen fehlen hier leider ganz. Vielleicht kann man die Vermutung aussprechen, daß sich hier die algomaneische und die variskische Faltung in sehr spitzem Winkel überkreuzt hätten, so daß der noch an der mittleren Enns einheitliche Sprung in der Sial-Simafläche hier in mehrere kleine Absätze aufgelöst wäre. Für die algomaneischen Falten würde ich ein Zuscharen gegen die Wachau für wahrscheinlich halten, also Umbiegen über SN in NO, während die variskischen, soweit aufgeschlossen, ein Streichen gegen WNW (Steinach) bis NNW (Eisenerz) beibehalten. Nimmt man an, daß die Hauptstufen variskisch sind, nur an einzelnen Stellen mit Kerben, die aus der älteren Orogenese stammen, wie sie eben in den erwähnten

\*) Vgl. E. Clar in Mitt. d. Naturw. Ver. f. Steiermark, Bd. 64/65, im Druck.

sekundären seismischen Grenzen zu spüren sind, so würde dem östlichen (Eisen-erzer-)Ast des variskischen Faltenfächers im Schwerebild der Abfall vom Rücken Altenmarkt–Losenstein zur Mulde von Waidhofen entsprechen, dem westlichen (Steinacher-)Ast ein Abfall vom selben Rücken mit starkem Gradienten SW zur oberen Enns. Vielleicht findet diese Falte Fortsetzung als seismische Grenze im Salzkammergut. Wahrscheinlich aber ist die seismische Grenze Schladming–Salzkammergut, die bei Ennstaler und anderen Beben fühlbar geworden (K., S. 30/31), eher Fortsetzung der analogen Scheidelinie zwischen Admont und Judenburg (K., S. 33) und liegt nicht auf variskischen, sondern auf älteren (algotomanischen) Falten, etwa auf dem sogenannten Brettsteinzug, in der Linie Oberzeyring–Donnersbachwald–Gr. Sölk.

Die recht weitgehende Übereinstimmung, die wir zwischen den Schwere-anomalien und den Eigenheiten der Bebenausbreitung finden, führt als gemein-same Ursache auf ein Relief in der Sial–Simagrenzfläche, eingeprägt durch die Wurzeln von Faltengebirgen, und zwar in erster Linie die der jungen alpidi-schen Falten; aber auch die älteren Faltungen (mindestens die variskische) sind in jenem Relief noch recht merklich; denn es handelt sich (im Sinne Airys) um stofflich verschiedene Hervorragungen, die nicht so leicht verwischt werden können. Derart haben älteste tektonische Züge alle folgenden Umwälzungen überdauert und sind selbst vielfach bestimmend für die spätere Tektonik ge-worden. Der besprochene NO-Teil der Alpen ist betreffs „Reneganz“ ein Ausnahmefall, sonst geht in den Alpen die jüngere Tektonik der älteren viel regelmäßiger parallel. Insofern jene Unebenheiten am unteren Rande der Konti-nentalschollen Störungen des Gleichgewichtszustandes (mechanisch und thermisch) vorstellen, sind sie von sich allein aus Ursache und Quelle von (epirogenetischen) Ausgleichsbewegungen, und diese sind es hauptsächlich, die im Verein mit dem Ausklingen der Orogenese die Formung der Landoberfläche bestimmen. Augenfälliges Beispiel: die jüngsten in ihrer fortdauernden Aktivität durch Epizentren größerer Beben gekennzeichneten Dislokationen in den östlichen Alpen sind alle in der geologischen Karte markiert durch Reste junger Ab-lagerungen (z. B. Braunkohlentertiär). — Teilen von der einstigen Landober-fläche, zerstückt und durch Einsenkung konserviert. Es ist nun nicht gut möglich, daß die jungen Gebirgsbewegungen einzig auf jene kleinen „Kohlen-becken“ usw. sich beschränkt hätten, es sind auch unzweifelhafte Anzeichen vorhanden, daß sie ein viel weiter verbreitetes Dislokationssystem vorstellen und viel jüngere Oberflächenformen als die miozänen noch weitgehend umgestellt haben; und zwar erscheinen diese jüngsten Bewegungen, ebenso wie bei den älteren beobachtet, vielfältig verknüpft mit den von ihnen bereits angetroffenen alten tektonischen Leitlinien. In unserem Gebiete, in dem sich ältere und jüngere Faltung überkreuzen, ist die Abwechslung im „posthumen“ Bewegungs-bild groß und interessant, aber nicht leicht zu deuten. Genaueres Eingehen verschieben wir besser, bis die Vorstellungen über die Oberflächenformung in den Alpen, ein Wissensgebiet auf dem heute alles im Fluß zu sein scheint, zu

gesicherteren abschließenden Ergebnissen gekommen sein wird\*); dann erst wird es Zeit sein, die offensichtlichen Korrelationen im einzelnen auszuwerten.

Was bisher über den Einfluß der Tektonik auf die seismischen Vorgänge geäußert worden, ist — besonders für den Geologen — nicht sehr befriedigend; und zwar deswegen, wie wir jetzt erkennen, weil es nicht gelungen war, die im Resultat zusammenwirkenden, recht heterogenen Komponenten — trotz grundsätzlich richtiger Erkenntnis\*\*) — voneinander zu trennen. Neben den Verhältnissen im Herd — ein Faktor, der anscheinend wenig ins Gewicht fällt — spielen mit die „Erschütterbarkeit“ des Beobachtungsortes, die passive Reaktion — hauptsächlich im obersten Stockwerk und in der unmittelbaren Umgebung („Ortsfaktor“ s. str.); andererseits aber die „Wegsamkeit“ in den durchlaufenen Teilen der Erdkruste, was, wie wir gesehen haben, sich hauptsächlich auf das tiefere Stockwerk bezieht. Als Beispiel, wie diese im Begriff klar auseinander zu haltenden Einflüsse sich sogar in den Einzelzügen verknäueln können, diene die merkwürdig zwiespältige Rolle, welche die Verwerfungen zu spielen scheinen. Einmal wirken sie bebenverstärkend — wahrscheinlich als Lockerstellen („Ortsfaktor s. str.) —, ein Effekt, der in erster Linie den vielen kleinen oberflächlichen Verwerfungen eigen ist\*\*\*); andernorts aber hemmen sie die Bewegung, begrenzen die Schütterfläche †). Daß diese „Randbrüche“ örtlich verstärkend wirken, daß ebenso ältere Faltung als Grenze fühlbar wird ††), zeigt, daß es sich da um das Aufbranden der geführten Welle aus dem tieferen Stockwerk handelt. Mit der in der Oberflächentektonik kenntlichen Verwerfung hat das nur mittelbar zu tun, insofern, als die Stufe in der unterirdischen Führungsfläche, welche dies letzte Ansteigen und endgiltige Zerstreuen der Energie erzwingt, eine Spur derselben Bewegungsfläche ist, wie die oben austreichende Verwerfung; was daher besonders gilt von „solchen, die Gebiete mit stark ausgeprägten Unter-

---

\*) Kautsky (l. c. S. 46 und in seiner zweiten Arbeit: „Die jüngeren Verbiegungen in den Ostalpen und ihr Ausdruck im Schwerebild“. Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien, math.-naturw. Kl., Abt. I, **133**, 411 ff., 1924) hat sich von der Schwierigkeit dieser Aufgabe nicht genügend Rechenschaft gegeben. Ohne umfangreiche eigene Feldarbeit kann man heute aus der recht inhomogenen Literatur kein richtiges Bild zusammenstellen, sondern man gerät dabei in Gefahr, Lehrmeinungen und Hypothesen mit Beobachtungstatsachen zu verwechseln und vermengen. Das gilt gleich von den „Verbiegungen“, die zwar viel genannt, aber meines Wissens noch nirgends unmittelbar demonstriert worden sind. Da andererseits (z. B. in den Kohlenbecken) Flexuren, Verwerfungen, Überschiebungen, das ist die Formen der Orogenese, vielfach direkt beobachtet sind, kann die Rolle jener epirogenetischen „Verbiegungen“ kaum so groß sein, wie man manchmal meinte.

\*\*) Vgl. H. Reich: Über die Intensität der Hauptphase eines Bebens in ihrer Beziehung zur Tektonik. Göttinger Nachr. 1921, S. 93 ff.

\*\*\*) Vgl. A. Sieberg und R. Lais: Das Mitteleuropäische Erdbeben vom 16. Nov. 1911 . . ., S. 80. Jena 1925.

†) Ebenda S. 35, 81/82.

††) Ebenda S. 56, 72.



schieden in Tektonik und Gesteinsbeschaffenheit gegeneinander abgrenzen\*)“. Dem entspricht die auch sonst gemachte Beobachtung, daß Gebiete, die selber öfters aktiv sind, die Aushreitung fremder Beben hemmen und abschirmen\*\*). Hier in den NO-Alpen war eine Trennung dieser verschiedenen Komponenten möglich, weil schwächere junge Faltung im Deckgebirge und starke alte Faltung im Grundgebirge zusammentreffen und sich fast rechtwinklig überkreuzen („Vergitterung“), so daß am Streichen die Einwirkung jedes Stockwerkes abgelesen werden kann. Außerdem wird die Deutlichkeit dadurch erhöht, daß der von der Oberflächentektonik abhängige Ortsfaktor im Bereich der Alpen wenig variiert und daher aus der Vergleichung meist herausfällt. In der angrenzenden böhmischen Masse scheint dieser Faktor viel mehr zu variieren (K., S. 42) und die Verhältnisse viel ähnlicher denen zu sein, die Sieberg und Lais aus dem variskischen Deutschland beschrieben haben.

Das untere Stockwerk erwies sich dagegen auch in Faltengebirgszonen viel weniger unruhig, immerhin zerfällt auch dieses in scharf voneinander abgegrenzte Zellen von 50 bis 70 km im Geviert, daher werden die Aufzeichnungen von Erdbebenstationen in den meisten Fällen Wellenzüge betreffen, die derart mehrere Felder und die sie trennenden Schwellen überquert haben, so daß sich — besonders bei längerer Laufstrecke — aus diesen verschiedenen Einflüssen in jeder Beziehung uncharakteristische Mittelwerte ergeben werden. Darum hatten diesbezügliche Untersuchungen nur dann klare Ergebnisse, wenn ein Einfluß alle anderen weit überwog, wie im Stillen Ozean (Angenheister, Gutenberg); im übrigen war wohl eine gewisse Abhängigkeit der Bebenintensitäten von dem zwischen Herd und Station durchlaufenen Weg zu erkennen\*\*\*) (Tornquist, Reich) eine wirkliche geologische Deutung, nämlich eine klare Beziehung auf bestimmte Bauelemente, war nicht möglich.

Neuestens hat Gutenberg diese Untersuchungen zu verfeinern und zu vertiefen versucht†), aber auch seinen Ergebnissen dürften die Geologen meistens mit großer Zurückhaltung gegenüberstehen. Überdies scheint die Begründung nicht ganz so strikt und schlüssig, daß Bedenken geologischer Art dagegen unbedingt zurückgestellt werden müßten. Gesetzt, die vielen neuesten entdeckten verschiedenen Einsätze in den Seismogrammen sind reell, das ist direkt und voraussetzungslos zu finden und zu identifizieren, was der Ferner-

---

\*) Vgl. A. Sieberg und R. Lais: Das Mitteleuropäische Erdbeben vom 16. Nov. 1911 . . . , S. 81. Jena 1925.

\*\*\*) Vgl. I. Schorn: Bericht über das Erdbeben in den Alpen vom 13. Juli 1910. Mitt. d. Erdbebenkomm. d. Akad. d. Wiss., N. F. 42, S. 61 ff., Wien 1911.

\*\*\*) So ergab sich eine gewisse Schirmwirkung des jungen Faltengebirges der Karpathen, aber merkwürdigerweise nur eines Teiles derselben, die W-Karpathen dagegen leiten gut. Nach unseren Vorstellungen erklärt sich das leicht dadurch, daß, wie die häufigen Transversalbeben erkennen lassen, eben unter den W-Karpathen im Untergrund die Führungsfelder ebenso wie in den NO-Alpen glatt quer durchlaufen.

†) B. Gutenberg: Der Aufbau der Erdkruste in Europa. Geolog. Rundsch. 19, 433—439.

stehende wohl akzeptieren muß; die Theorie, nach der sie gedeutet werden, kann man kaum gelten lassen. So sympathisch dem Laien eine verhältnismäßige leicht verständliche Theorie an und für sich immer sein wird, so wird man doch auf die Vereinfachung verzichten müssen, wenn nicht gewährleistet ist, daß die Ergebnisse wenigstens angenähert richtig sind. Unter den vorliegenden Umständen, wo der Ausgangspunkt der Wellen knapp an einer Diskontinuitätsfläche liegt, die physikalisch stark verschiedene Medien trennt und selbst ein nicht unbeträchtliches Relief hat, wo ferner der jeweils einheitliche (wenn auch nicht isotrope) Ausbreitungsraum immer nur ein paar Wellenlängen mißt, unter solchen Umständen kann die jetzt übliche Deutungsweise zu von Grund auf irrigen Schlüssen führen: die Einsätze, die man Wellen gleicher Art, aber verschiedenen Weges zuschreibt, können ebensogut von Wellen verschiedener Bewegungsart, von gleichem oder von verschiedenem Wege, stammen oder gar von solchen, welche ihre Bewegungsart gewechselt haben, wie z. B. eine geführte Welle, die an einer Kante der Führungsfläche anbrandet, von dort aus unter anderem Raumwellen erregt, oder aber umgekehrt eine Raumwelle bei günstigem Anlauf an eine Diskontinuitätsfläche in eine geführte Welle übergeht. Demnach wäre zu untersuchen, ob die neue „seismische Mainlinie“, welche Gutenberg zwischen Nord- und Süddeutschland legt, nicht etwa in ähnlicher Art vorgetäuscht wird. Geologisch ist ein solcher Schnitt schief über den variskischen Bogen schwer zu begründen. Vor allem sind es nicht zwei und nur zwei geschlossene Einheiten, die so getrennt werden würden. Hüben und drüben von einer solchen Linie — Gutenberg gibt an: zwischen Karlsruhe und Frankfurt W—O durchstreichend und dann gegen SO abbiegend — finden sich die gleichen Bauelemente; Grundgebirgsmassive mit archaischer Tektonik, variskische Falten, alpidische Brüche; gäbe jemand für einen der Einheitsblöcke, die im variskischen Mitteldeutschland vermutlich die gleiche Größenordnung haben, wie wir sie in den Alpen kennen gelernt haben, eine besondere Wellengeschwindigkeit an, so wäre das gewiß diskutierbar, aber für „Norddeutschland“ oder gar „Südeuropa“ als ganzes? Da scheint es sich doch um die schon von Reich bemängelte Neigung der Geophysiker zu handeln, „mit Mittelwerten von grundverschiedenen Zahlen zu arbeiten“ (a. a. O. S. 719). Dafür, daß das Grundgebirge am Main nicht anders reagiert als an der Donau, daß es sich auch dort hauptsächlich um die Wirkung alter Gebirgsstrukturen handelt, dafür lassen sich bei Gutenberg, a. a. O., selbst Andeutungen finden: in Fig. 3 c (S. 436) entspricht der Hauptzug der Isoseisten dem variskischen Bogen, an einigen Häkchen ist darunter die herzynische Haupthebungsachse zu spüren, über den Böhmerwald und Thüringerwald bis Holland hinaus; in Fig. 3 a scheint dieselbe Leitlinie durchzuschlagen; Fig. 3 b wage ich nicht zu deuten, eine Linie München—Jena aufzustellen, auf eine einzige Ziffer hin ist zu riskant. Allzuviel darf man auf solche Interpolationen zwischen so schütterstehenden Koten überhaupt nicht vertrauen. Solange sich die Seismologie mit Weltbeben und dem ganzen Erdball befaßt, ist der „Megametermaß-

stab“ gut, soll aber Anschluß an geologische Probleme gefunden werden, so muß der Maßstab dem angepaßt werden, da kann man nicht mehr sprechen von der Granitschicht und ähnlichen Verallgemeinerungen, da gibt es nur bestimmte einzelne Schollen und Gebirgsglieder, Individuen, die auch individuell ausgemessen werden müssen.

Ziehen wir nun die allgemeinen Folgerungen als Hinweis auf Gegenstand und Methode künftiger Forschung: Die makroseismische Beobachtung hat hier das mögliche geleistet. Eine Fortsetzung der sorgfältigen und gut organisierten Arbeit ist gewiß zu wünschen; man wird vielleicht das Netz etwas ergänzen, im Laufe der Zeit neue Kombinationen der Bebenausbreitung kennenlernen, kurz, das Bild weiter ausgestalten können; neue, im Wesen neue Ergebnisse sind hier in den NO-Alpen auf diesem Wege vermutlich nicht zu erzielen. Sehr wünschenswert wäre — eben im Sinne möglicher Individualisierung — ähnliche Beobachtung in anderen Gebieten, in denen ebenfalls „Transversalbeben“ vorkommen, oder wo man sonstwie die Wirkung der verschiedenen Stockwerke unterscheiden zu können glaubt. Qualitativ neues könnte aber nur der Übergang zur instrumentellen Beobachtung bringen, in diesem Punkte ist unser Ergebnis nicht gerade erfreulich, das Beispiel der NO-Alpen läßt erkennen, daß hier eine Stationsdichte nötig wäre, die kaum je gehofft werden kann. Es wäre zu diskutieren, ob nicht mit billigerer Apparatur manche der hier aufgeworfenen Probleme gefördert werden könnten? Abgesehen von diesem „praktisch-ökonomischen“ Gesichtspunkt wäre eine Durcharbeitung im Sinne der neuen Ullerschen Wellentheorie dringend zu wünschen. Die ältere Theorie hatte zu den Problemen, welche die makroseismische Methode hier herausgearbeitet hat, überhaupt wenig zu sagen; die neue Theorie läßt dagegen ihre Inangriffnahme nicht aussichtslos erscheinen; es könnte nur günstig sein, wenn die theoretische Weiterentwicklung durch Naturbeobachtung begleitet, gefördert und kontrolliert werden würde. Auf der anderen Seite würde auch die Geologie aus einer derartigen „seismischen Beschürfung“ eines günstig beschaffenen Stückes Erde sicherlich Erkenntnisse von allgemeinerer Bedeutung gewinnen.

---

## **Note regarding progress of Cruise VII of non-magnetic yacht Carnegie.**

Cable advices from the Carnegie after her arrival at Callao on January 14 state that on January 8 a new submarine ridge, which has been named Merriam Ridge, was discovered. At the point of crossing, Merriam Ridge is ten miles wide and rises 3,000 meters above the 4,000 meter depth on either side. The top of the ridge, in latitude  $24^{\circ}57'S$  and longitude  $82^{\circ}15'W$ , is at 1,168 meters, this value being checked by three sounding methods, namely, sonic, wire and thermometer, to within 20 meters. When 60 miles west of Callao, the surface temperature, which had been at  $21.5^{\circ}C$ , dropped to  $19^{\circ}C$  and remained at that value until arrival at Callao. Captain Aults report shows that the activities in the various observational programs are being successfully continued, the work between Easter Island and Callao (December 12, 1928, to January 14, 1929) including 38 declination stations, 15 horizontal-intensity and inclination stations, 17 oceanographic stations, 72 sonic depth stations, 12 pilot-balloon flights, 25 complete photographic 24-hour potential-gradient records, 4 24-hour series of other atmospheric-electric observations, 20 biological stations, 6 evaporation series. The vessel is expected to leave Callao about February 3 en route to Papeete, Tahiti, Society Islands, where she is due to arrive early in March.

Radio advices from the non-magnetic yacht Carnegie, which left Balboa, Canal Zone, October 25, for the first passage in the Pacific of her Cruise VII, stated she arrived at Easter Island December 6, four days ahead of her schedule, with all well on board and after a fine trip with ideal weather conditions and no storms. The observational work during the passage from Balboa to Easter Island included 58 magnetic stations, 10 ocean and tow-net stations, 70 sonic depthdeterminations, 24 pilot-balloon flights, 6 evaporation series, 23 biological stations, 25 days of photographic records of atmospheric-electric potential gradient, and four 24-hour runs of other atmospheric-electric elements. Because of a slight leak which developed in the depth-finder oscillator (mounted on the keel of the vessel), echoes for soundings have been obtained through firing of a shotgun at the end of a pipe extending 20 feet below the surface; the results with this emergency arrangement have checked out well with depths determined by wire and pressure.

Because of a storm and loss of an anchor the vessel left Easter Island on December 12, several days sooner than expected. Unfavorable winds drove her south from her course as planned to  $40^{\circ}$  south latitude in longitude about  $95^{\circ}$  west. Twenty-three bottom samples were obtained on the trip from Balboa to Callao; those from Easter Island to longitude  $95^{\circ}$  west were red clay with volcanic mud.

## Fortschritte in der Anwendung des Lochkartenverfahrens auf geophysikalische Probleme.

Von Leo Wenzel Pollak, Prag.

Es wird über die Anwendung des Lochkartenverfahrens zur harmonischen Analyse der Gezeiten des Meeres und eine neue Kombination einer Rechen- und Lochmaschine berichtet, welche nunmehr auch die Bildung von Produkten (z. B. für Zwecke der Korrelationsrechnung) und Quotienten gestattet.

In dieser Zeitschrift (Jahrg. 4, S. 289—294) habe ich jüngst über die vielseitige Verwendbarkeit des Lochkartenverfahrens und der statistischen Maschinenaggregate für geophysikalische Probleme kurz berichtet. Man findet a. a. O. eine vorläufige Mitteilung über ein mit diesem neuen Hilfsmittel aus 21 Jahrgängen der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen in kürzester Zeit berechnetes Periodogramm, welches einer Umordnung von 437 240 Einzelwerten äquivalent ist. Seither sind nun die von mir ausgearbeiteten Verfahren gelegentlich von Detailuntersuchungen an dem genannten Periodogramm nicht nur beträchtlich verbessert und auf neue Anwendungsgebiete ausgedehnt worden, sondern die ständig im Fluß befindliche Entwicklung der statistischen Maschinen und ihrer Zusatzgeräte hat auch ein so wichtiges neues Hilfsmittel geschaffen, daß ich nicht unterlassen möchte, einiges darüber hier mitzuteilen.

Nunmehr sind, da *jetzt auch leicht Produkte und Quotienten mit den Lochkarten gebildet werden können, selbst die letzten Schranken für die allgemeinste Benutzung des Lochkartenverfahrens gefallen.*

a) Harmonische Analyse der Gezeitenbeobachtungen mittels Lochkarten und statistischen Maschinen. Gelegentlich der Durchforschung der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen auf Perioden, welche ich im Auftrage des magnetischen Observatoriums in Potsdam vorgenommen habe, erhielt ich ein Phasendiagramm von solcher Unregelmäßigkeit, daß ich Herrn Privatdozent Dr. K. Stumpff in Breslau, den bekannten hervorragenden Fachmann auf dem Gebiet der Periodographie, bat, sich einmal den Fall näher anzusehen. Auch Herr Stumpff konnte nach eingehender Prüfung nur die Absonderlichkeit der Ergebnisse konstatieren, und er empfahl, an der in Frage kommenden Stelle des Periodogrammes der Sicherheit wegen noch genauer zu analysieren. Da aber die bisherigen Methoden für eine weitere Verdichtung des Periodogramms ihrer enormen Rechenarbeit wegen nicht angewendet werden können, schlug Kollege Stumpff ein Näherungsverfahren vor und riet — eben wegen der mit diesem Näherungsverfahren verbundenen gewaltigen Rechenarbeit —, zunächst nur einen Versuch in dieser Richtung vorzunehmen.

Das von Herrn Stumpff vorgeschlagene wichtige Näherungsverfahren, das meines Wissens in der Periodographie noch nie Anwendung gefunden hat, ist eine Modifikation der Darwinschen Methode der Gezeitenanalyse, mit dem ich

mich vor Jahren\*) eingehend beschäftigt habe. Diese Vorarbeiten ermöglichten es mir, durch Einführung von Reduplikations- und Compoundkarten ein Lochkartenverfahren anzugeben, mit dem es heute möglich ist, aus jedem noch so umfangreichen (Pegel-) Beobachtungsmaterial jede beliebige Anzahl von Tiden mit jeder gewünschten Genauigkeit in kürzester Zeit oder in jeder noch so kurz vorgeschriebenen Zeit herauszuschälen und durch ihre harmonischen Konstituenten festzulegen. Wir besitzen nunmehr in dem von mir ausgearbeiteten Lochkartenverfahren zur Gezeitenrechnung eine analytische Methode von der gleichen Leistungsfähigkeit, wie es die Gezeitenrechenmaschinen für die Synthese (der auf andere Weise ermittelten) harmonischen Konstanten vorstellen.

Die Brauchbarkeit und Richtigkeit des neuen Lochkartenverfahrens zur harmonischen Analyse nach der Darwinschen Methode soll an dem folgenden Beispiel gezeigt werden. Ich habe aus den 7670 internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen, welche die Grundlage meines früher erwähnten Periodogramms bildeten, die Amplitude der Versuchsperiode von der Länge 8.6 (= 8.666 67) nach diesem Näherungsverfahren ermittelt, und sie mit der auf direktem Wege, als drittes Glied der Versuchsperiode von der Länge 26, berechneten verglichen. Ich fand als Ergebnis der exakten Berechnung  $a = 109.10^{-4}$ , als Resultat des Darwinschen Näherungsverfahrens  $a_1 = 116.10^{-4}$ , also völlig hinreichende Übereinstimmung.

Bemerkenswert ist, daß man sich der strengen Definition des Darwinschen Verfahrens bedienen muß. Diese schreibt vor, an Stelle des zur genauen Mondstunde beobachteten oder aus Registrierungen interpolierten (Wasserstands-) Wertes jene Ablesung, welche der nächstbenachbarten vollen Sonnenzeitstunde entspricht, zu verwenden. Ins Technische übertragen heißt das: Man darf nicht „Lücken“ oder „blinde“ Karten — wenn die Periode der „Tide“ kleiner als die Spaltenzahl des benutzten Schemas ist — einschalten, sondern muß die vorausgegangene Beobachtung wiederholen, also „Reduplikationskarten“ einführen. Hätte man „blinde“ Karten verwendet, so wäre das Ergebnis in unserem Beispiel  $a_2 = 560.10^{-4}$ , somit völlig unbrauchbar. Der Grund leuchtet sofort ein, wenn man sich überlegt, daß sich in dem von uns behandelten, ganz extremen Beispiele alle „Lücken“ in Kolonne 6 unseres neunspaltigen Schemas ansammeln und daher unter den 885 Posten der sechsten Spalte 295 Lücken vorkommen. Die auch von Börgen\*\*) vertretene Ansicht: „Anstatt jedesmal nach 28.5307 Mondstunden eine Beobachtung unberücksichtigt zu lassen, ist es genauer, diese mit der nächst vorhergehenden in dieselbe Rubrik einzutragen, ein Verfahren, welches sich auch aus praktischen Rücksichten empfiehlt, weil es eine kontinuierliche Eintragung sämtlicher beobachteten Wasserstände gestattet“, ist erstens sinngemäß übertragen auch auf die „Lücken“

\*) L. W. Pollak: Zur Ableitung der mondtäglichen Schwankung des Luftdruckes in der Atmosphäre. Ann. d. Hydr. usw., 51. Jahrg., S. 25—39. Hamburg 1923.

\*\*) Die harmonische Analyse der Gezeitenbeobachtungen, S. 44. Berlin, E. S. Mittler u. Sohn, 1885.

auszudehnen, und zweitens dahin zu ergänzen, daß die Nichtbeachtung der exakten Darwinschen Regel in extremen Fällen, wie sie bei der allgemeinen Periodogrammanalyse häufig vorkommen werden, zu völlig unbrauchbaren Resultaten führt.

b) Kopplung von Kartenlochern mit einer Rechenmaschine. Von gewisser Seite\*) wurde dem Lochkartenverfahren der Vorwurf gemacht, daß die statistischen Maschinen „... eben immer nur Zählungen, also Häufigkeiten, und in ihrer neuesten Form als Aggregate von zwei Maschinen, einer Sortiermaschine und einem Tabellendrucker, auch beliebig wählbare Summen dieser Häufigkeiten, jedoch — und das ist hinsichtlich der Verwendungsfähigkeit in der Korrelationsrechnung das Entscheidende — niemals Produkte“ liefern. Ich habe damals a. a. O. sofort erwidert, daß es prinzipiell durchaus möglich ist, daß statistische Maschinen auch Produkte bilden.

Diese meine Behauptung ist durch die rapide Entwicklung der statistischen Maschinen und ihrer wichtigen Zusatzgeräte rascher, als die ganz wenigen, welche heute noch dem Lochkartenverfahren unfreundlich gegenüberstehen, wohl erwartet haben, bestätigt worden.

Wie man einer überaus aufschlußreichen, mit großer Sachkenntnis und Gründlichkeit verfaßten Abhandlung des Dr.-Ing. R. Berger-Berlin, „Die Lochkartenmaschinen“ (\*\*), entnimmt, ist es gelungen, eine Loch- mit einer Rechenmaschine elektrisch zu koppeln. Die Abb. 15 des genannten Aufsatzes zeigt *ein solches elektrisch gekoppeltes Aggregat einer Rheinmetall-Eichenauer-Maschine und eines Hollerith-Kartenlochers*. Es ist selbstverständlich, daß auch andere Rechenmaschinen an Kartenlocher angeschlossen werden können. Abb. 14 desselben Aufsatzes z. B. zeigt den Anschluß eines Powers-Kartenlochers an eine rechnende Schreibmaschine. Auch Hollerith führt Kopplungen von Kartenlochern mit rechnenden Schreibmaschinen aus.

Über die Leistungen dieser neuen Kombination sei, gestützt auf die Ausführungen Bergers, folgendes hier mitgeteilt: „*Der rechnende Schreiblocher*. Alle mit der rechnenden Schreibmaschine für die Rechnung eingestellte Zahlenreihen werden in die Lochkarte eingetragen. Die beim Niederschreiben der Zahlen zeilenweise oder untereinander in den Zählwerken der Schreibmaschine ausgeführten Additionen und Subtraktionen werden ebenfalls in die Lochkarten in Lochschrift übertragen. Je nach der Art der Einstellung können Eintragungen wieder nur in einer von beiden Maschinen und bestimmte Zahlengruppen wechselseitig in der einen oder anderen Maschine oder gleichzeitig in beiden eingetragen werden. — Eine Kopplung zwischen einer Addiermaschine und einem Kartenlocher nennt man *Addierlocher*. Es sind auch hier wahlweise verschiedene Kopplungsarten zwischen beiden Maschinen möglich, wobei wieder, je nach Wunsch eine oder beide Maschinen Eintragungen ausführen. Bei den

---

\*) Meteorol. Zeitschr. 1928, S. 444.

\*\*) V. D. J., Zeitschr. d. Vereins deutscher Ingenieure 72, 1799—1807 (1928).

vollkommenen Ausführungen des Addierlochers kann wahlweise jede der beiden Maschinen für sich allein bedient werden, wobei die andere mitarbeitet. Es kann also ebenso vom Locher die Addiermaschine wie von der Addiermaschine der Locher angetrieben werden. In Abb. 15 ist z. B. eine Kopplung zwischen einer Vierartenrechenmaschine (addierend, subtrahierend, multiplizierend und dividierend), und zwar die Rheinmetall-Eichenauer-Maschine mit einem Hollerith-Kartenlocher dargestellt“.

Um die Leistungsfähigkeit dieser Kombination einer Vierspeziesmaschine und eines Kartenlochers noch einmal genau zu umschreiben, sei erwähnt, daß das bereits im Handel erhältliche, halbautomatische neue Aggregat folgendermaßen arbeitet: Die Multiplikations- oder Divisionsaufgabe wird in die Rechenmaschine eingetippt, wobei sie zu gleicher Zeit in die Lochkarte gelocht wird. Die Rechenmaschine hat in der Zwischenzeit das Resultat automatisch gebildet, welches man unter Stellung der Maschine auf Subtraktion wieder in die Tastatur einschlägt und gleichzeitig mit der Lochmaschine locht, worauf sich das Zählwerk von selbst — als Kontrolle für die korrekte Übertragung — auf Null stellt.

Ein weiteres Modell, bei welchem die Rechenaufgabe sich aus einer bereits vorgelochten Karte automatisch in die Rechenmaschine überträgt, ist in Vorbereitung. Ebenso ist das Problem, das gebildete Resultat vollautomatisch aus der Rechenmaschine in die Lochmaschine zu übertragen, bereits als Aufgabe bekannt und in Lösung begriffen. Es erscheint dann nicht mehr erforderlich, die Zwischenresultate in einem zweiten Zählwerke in der Rechenmaschine zu sammeln, weil deren Summierung mit den gelochten Karten auf dem Tabellendrucker vollautomatisch erfolgen kann. Laut den mir vorliegenden Auskünften ist zu hoffen, daß diese vollautomatischen Aggregate in einem halben Jahre auf den Markt kommen werden.

Aber auch die schon jetzt im Handel erhältliche und im vorigen Herbst in Berlin öffentlich vorgeführte halbautomatische Kopplung einer gewöhnlichen Rechen- mit einer Lochmaschine genügt bereits vollkommen, um alle Aufgaben der Geophysik, welche Multiplikationen erfordern, also insbesondere die Berechnung des (reichlich überschätzten) Korrelationskoeffizienten so zu mechanisieren, daß ihre Lösung von Hilfskräften, falls sie nur Zahlen verläßlich lesen und richtig abschreiben können, in unglaublich kurzer Zeit absolut fehlerfrei besorgt werden kann.

Durch diese neuen Zusatzgeräte der statistischen Maschinenaggregate — mit denen man z. B. 50 000 Additionen von achtstelligen Zahlen in einer Stunde mühelos bewältigt\*) — wird das Feld der Anwendungsmöglichkeit des Lochkartenverfahrens in kaum mehr zu überbietender Weise erweitert.

---

\*) Vgl. die begeisterten Worte des Generaldirektors der Deutschen Reichbahngesellschaft Dr. Dorpmüller anlässlich eines Vortrages in der Handelshochschule zu Berlin über die statistischen Maschinen im Aufsätze Dr. Bergers (a. a. O., S. 1807).



## Über die Wirkung der Zuleitungen vom Generator zu den Elektroden auf die elektromagnetischen Feldmessungen.

Von H. Haalek, Berlin-Lichterfelde. — (Mit zehn Abbildungen.)

Die physikalisch-technische Aufgabe bei der Entwicklung der elektrischen Methoden zur Aufsuchung von Leitfähigkeitsunterschieden im Untergrund besteht in erster Linie darin, solche Meßmethoden zu entwickeln, mit Hilfe deren man den Verlauf eines dem Erdboden zugeführten elektrischen Stromes am genauesten ermitteln kann. Handelt es sich im besonderen um Messungen des elektromagnetischen Feldes bei Verwendung von Wechselstrom, der dem Erdboden mit Hilfe zweier Elektroden zugeführt wird, so ist also der unmittelbare Zweck der Messungen, aus der an den einzelnen Punkten der Erdoberfläche

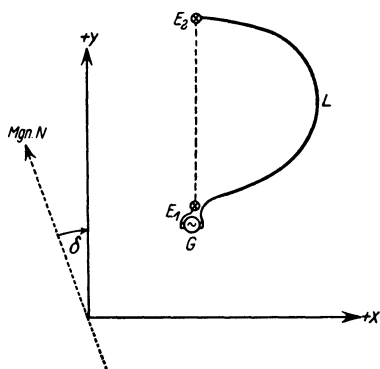


Fig. 1.

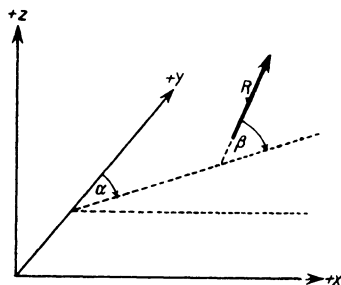


Fig. 2.

gemessenen Richtung bzw. Größe des elektromagnetischen Feldes den Verlauf des Stromes im Erdboden festzustellen. Dabei ist in erster Linie zu beachten, daß das von den stromdurchflossenen Zuleitungen vom Generator zu den Feldelektroden erzeugte Magnetfeld einen integrierenden Bestandteil des totalen elektromagnetischen Feldes bildet, der sorgfältig in Rechnung gestellt werden muß.

Ein rechtwinkliges Koordinatensystem werde so gelegt, daß Untersuchungsgebiet und Leitungsnetz vollständig im  $+x = +y$ -Quadranten liegen, die positive  $y$ -Achse sei der Elektrodenbasis  $E_1 E_2$  parallel, die positive  $Z$ -Achse vertikal nach oben gerichtet. Die Zuleitungen vom Generator  $G$  zu den Elektroden werden bis zur Elektrode  $E_1$  bifilar geführt; von dort gehe die Leitung zur Elektrode  $E_2$  in zunächst beliebigem Verlauf  $L$ .

Es sei  $\delta$  der Winkel zwischen magnetischer Nordrichtung und der positiven  $y$ -Achse (bzw. der Elektrodenbasis), positiv gerechnet im Uhrzeigersinne,  $\alpha$  bzw.  $\alpha + 180^\circ$  der Winkel zwischen Rahmenebene in der vertikalen Minimum-

stellung und der  $+y$ -Richtung, ebenfalls positiv im Uhrzeigersinne gerechnet,  $\beta$  der Winkel von der Horizontalen bis zur Ebene des Rahmens in der zweiten Minimumstellung, und zwar rechnet man  $\beta$  von 0 bis  $90^\circ$  positiv, wenn die  $+y$ -Achse auf der entgegengesetzten Seite der Winkelöffnung liegt.

Bedeutet  $i.X$ ,  $i.Y$ ,  $i.Z$  die Komponenten des magnetischen Vektors  $i.R$  in einem Punkt, so ist:

$$\left. \begin{aligned} iX &= iR \cos \beta \sin \alpha, \\ iY &= iR \cos \beta \cos \alpha, \\ iZ &= iR \cdot \sin \beta. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Ein Einfluß der Leitungen auf die Messungen ist sowohl in direkter als auch in indirekter Beziehung vorhanden: direkt in der unmittelbaren Wirkung auf das Aufnahmegerät, dem Induktionsrahmen, indirekt in der Beeinflussung des Erdstromes dadurch, daß der durch die Leitungen fließende Wechselstrom im Erdboden ein Stromfeld induziert, welches sich dem direkt von Elektrode zu Elektrode fließenden Strom überlagert und gegen diesen in der Phase verschoben ist. Nur in dem Stück von Generator  $G$  bis zur Elektrode  $E_1$ , in welchem die Hin- und Rückleitung bifilar geführt wird, hebt sich ihre Wirkung auf.

Die Betrachtung der induzierenden Wirkung der Leitungen auf den Untergrund führt in das Gebiet der Theorie der phasenverschobenen Ströme. Diese sind bereits öfter Gegenstand ausführlicher Erörterungen gewesen\*). Wir beschränken uns daher auf einige allgemeine Bemerkungen. Neben dem Elektrodennstrom von Elektrode zu Elektrode, welcher den wesentlichen Bestandteil des im Erdboden fließenden Stromes bildet, tritt in zweiter Linie der Induktionsstrom, der von dem Leitungssystem im Erdboden induziert wird und gegen den ersteren einen Unterschied von etwa  $90^\circ$  in der Phase besitzt. In dritter Ordnung kommen noch hinzu die Induktionswirkung der einzelnen Stromfäden aufeinander und die kapazitiven Wirkungen; doch sind diese bei den gebräuchlichen niederfrequenten Strömen von zu vernachlässigender Größenordnung.

Der totale magnetische Vektor an einem Punkte  $P$  setzt sich zusammen aus der Summe der Magnetfelder sämtlicher Stromelemente. Da der Stromvektor infolge der Phasenverschiebungen der einzelnen Stromfäden gegeneinander an jedem Punkte des Strömungsfeldes elliptisch polarisiert ist, so ist also der magnetische Vektor ebenfalls elliptisch polarisiert. Die Richtung des totalen magnetischen Vektors ist infolgedessen während einer Phase nicht konstant, welches die bei Feldmessungen bekannte Erscheinung zur Folge hat,

\*) Vgl. W. Heine: Die Einflüsse von Induktion und Kapazität bei geophysikalischen Potentiallinienmessungen mit Wechselstrom. Phys. Zeitschr. 1926, Heft 8. — Derselbe: Elektrische Bodenforschung. Sammlung geophysikalischer Schriften, Berlin 1928, Heft 8. — R. Ambronn: Elektrische Bodenforschung mittels Wechselstrom, Gerl. Beitr. zur Geophys., Leipzig 1928, Heft 1.

daß der Ton in der Minimumlage nicht vollständig verschwindet und ein unscharfes Minimum entsteht.

Die unscharfen Minima machen sich sowohl methodisch als auch messungstechnisch bei den elektromagnetischen Rahmenmessungen bei weitem nicht so hinderlich bemerkbar wie bei den Sondenmessungen des Äquipotentiallinienverfahrens: die Spule läßt sich immer sehr schnell um einen beträchtlichen Winkel hin- und herschwenken, wodurch man das Anschwellen des Tones besser wahrnehmen und infolgedessen die mittlere Minimumlage genauer bestimmen kann, als bei dem Hin- und Hersetzen der Sonden, wobei zudem die Kontakte der Sonden mit dem Erdboden häufig nicht immer gleich gut sind und jedesmal eine Tonunterbrechung eintritt. Nimmt man nun die mittlere Minimumlage als Richtung des totalen magnetischen Vektors an, so trifft dieses nicht mit voller Strenge, sondern nur angenähert zu. Es ist nur die Frage, ob diese Annäherung — dessen sich jeder Fachmann bewußt ist — groß genug ist, um daraus sichere Schlüsse auf die Stromverteilung im Untergrund ziehen zu können. Für die allermeisten Fälle ist diese Frage zu bejahen. Die Phasenverschiebungen sind durchaus nicht von einem solchen Einfluß, daß sie die durch eine Einlagerung guter Leitfähigkeit verursachte Richtungsänderung des totalen magnetischen Vektors verdecken können.

Außer vom Elektrodenstrom rührt der an den einzelnen Meßpunkten gemessene totale magnetische Vektor im wesentlichen noch her von der direkten Wirkung der Zuleitungen zu den Elektroden, d. h. also vom Leitungsstrom, der mit dem Elektrodenstrom in gleicher Phase ist und dessen magnetische Felder sich zu einer Resultierenden zusammensetzen. Der vom Induktionsstrom herrührende magnetische Vektor ist von kleiner Größe und bewirkt die zeitlichen Richtungsschwankungen des totalen magnetischen Vektors, d. h. das unscharfe Minimum. Je größer der totale magnetische Vektor ist, um so weniger tritt die durch den Induktionsstrom verursachte Richtungsschwankung in Erscheinung, d. h. um so schärfer wird das Minimum. Daher rührt auch die bei den elektromagnetischen Feldmessungen bekannte Erscheinung, daß das Minimum im allgemeinen um so schärfer wird, je mehr man sich der Leitung nähert.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die indirekte Wirkung des Leitungsstromes bei den elektromagnetischen Messungen zwar die Genauigkeit der Messungen mehr oder weniger beeinträchtigt, aber nicht in einem solchen Maße, daß die Schlußfolgerungen auf die Stromverteilung im Untergrund dadurch unsicher werden\*). Mit zunehmendem Einfluß der direkten Wirkung des Leitungsstromes wird das Minimum schärfer. Das ist zwar eine Erhöhung der Genauigkeit der einzelnen Geländemessungen, bedeutet aber keine Erhöhung der Genauigkeit, mit welcher der Stromverlauf im Erdboden festgestellt wird.

Wegen des zum großen Teile überwiegenden Einflusses des Leitungsstromes auf die Messungen kommen bei der Anwendung der elektromagnetischen

\*) Für die Äquipotentiallinienmethode bei der Verwendung von Wechselstrom trifft dieses aber nicht in allen Fällen zu.

Methode, sofern sie mit direkter Stromzufuhr arbeitet, nur solche Leitungsführungen in Betracht, welche eine möglichst einfache geometrische Form besitzen. Jede Unregelmäßigkeit in der Leitung, z. B. Unebenheiten im Gelände, Durchhängen, Richtungsänderungen usw., geht in die Messung ein. Da jedoch solche Einflüsse einen mit der Entfernung von der Leitung stetig abnehmenden Charakter besitzen, können sie im allgemeinen, wenn man bei den Schluß-

folgerungen aus dem aufgenommenen Meßbild die Leitungsführung genau beachtet, kaum eine Einlagerung guter Leitfähigkeit verdecken oder vortäuschen. Messungen in der Nähe der Leitungen sind unnötig, da sie für praktische Schlußfolgerungen keinen großen Wert besitzen.

Es läßt sich zeigen, daß eine Einlagerung guter Leitfähigkeit je nach der Form der Leitungsführung verschieden stark in die elektromagnetischen Messungen eingeht. Folgende drei Fälle werden betrachtet:

1. Die Leitung liege in der Elektrodenbasis  $E_1 E_2$ .

2. Die Leitung werde in halbrecteckiger Form um das Stück  $b$  aus der Elektrodenbasis herausgeführt, einmal nach der einen, einmal nach der anderen Seite.

3. Die Leitung wird in der a. a. O. \*) beschrieben Weise verzweigt und der Widerstand der beiden Hälften jeweilig so gegeneinander ausgeglichen, daß sich der Leitungseinfluß auf das Aufnahmegerät bei den Messungen aufhebt.

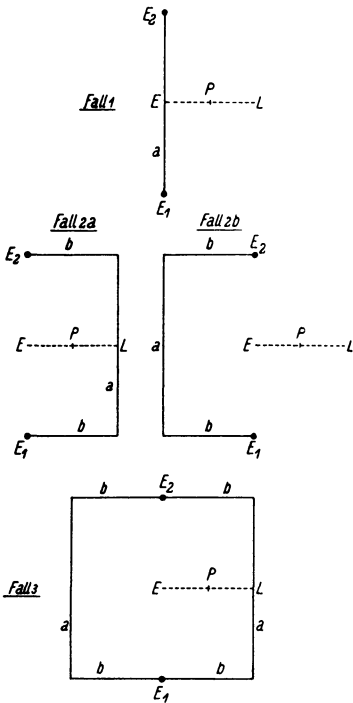


Fig. 3.

Leitung und Meßpunkt werden als in horizontaler Ebene liegend angenommen; der Elektrodenabstand sei in allen Fällen derselbe,  $= a$ . Der Nullpunkt des Koordinatensystems falle mit der Elektrode  $E_1$  zusammen. In Punkte  $P \left( x = +\frac{b}{2}, y = +\frac{a}{2}, z = 0 \right)$  befinde sich eine Einlagerung guter Leitfähigkeit, und zwar denken wir uns, um zahlenmäßig einen einfachen Fall behandeln zu können, eine sehr lange Drahtleitung  $F$  parallel der Elektrodenbasis in der Tiefe  $\frac{a}{60}$ ; durch diesen Draht fließe ein Strom von der Größe  $\frac{i}{30}$

\*) H. Haalck: Ein elektromagnetisches Meßverfahren zur Erforschung des Stromverlaufes eines dem Erdboden mittels zweier Elektroden zugeführten Wechselstromes. Zeitschr. f. Geophys. 1929, Heft 1.

in Richtung des Elektrodenstromes, während der übrige Teil  $\frac{29}{30} i$  des Erdstromes normal verlaufe. Gefragt werde jetzt: In welcher der vier angegebenen Lagen der Leitung — bei sonst vollkommen gleichen Verhältnissen — macht sich die durch diese Einlagerung guter Leitfähigkeit hervorgerufene Störung bei den elektromagnetischen Messungen am besten bemerkbar?

Die Minimumstellung bei der Drehung des Rahmens um seine vertikale Achse ist aus Gründen der Symmetrie in allen Fällen senkrecht zur Elektroden-

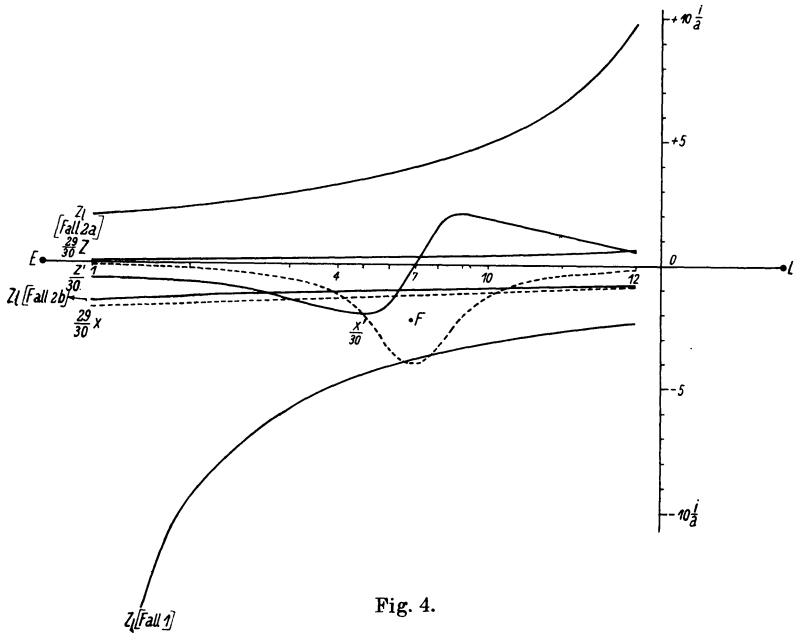


Fig. 4.

basis; die störende Einlagerung macht sich in dem betrachteten Profil  $EL$  nur in der Neigung des Rahmens bemerkbar (d. h.  $\alpha = 90^\circ$ ,  $Y = 0$ ).  $\beta$  bzw.  $\beta'$  seien die Neigungswinkel des Rahmens im Falle des Nichtvorhandenseins bzw. des Vorhandenseins der Einlagerung,  $X'$ ,  $Z'$  seien die Komponenten des magnetischen Vektors der Einlagerung,  $X$ ,  $Z$  diejenigen des Elektroden-,  $X_l Z_l$  die des Leitungsstromes. Dann ist nach Gleichung (1)

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \arctg \left( \frac{Z + Z_l}{X + X_l} \right), \\ \beta' &= \arctg \left( \frac{\frac{29}{30} Z + Z_l + \frac{1}{30} Z'}{\frac{29}{30} X + X_l + \frac{1}{30} X'} \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

$X_l$  ist bei der vorausgesetzten horizontalen Lage von Meßgebiet und Leitungsnetz gleich Null; für  $X$  und  $Z$  werden die in einem praktischen Versuch\*) festgestellten Werte eingesetzt.

Den Verlauf der Werte von  $Z_l$ ,  $\frac{X'}{30}$ ,  $\frac{Z'}{30}$ ,  $\frac{29}{30} X$  und  $\frac{29}{30} Z$  längs des Profils  $EL$  zeigt dann Fig. 4. (Die Kurven  $Z_l$  sind in der Ordinate im Verhältnis 1 : 4 verkleinert aufgetragen.)

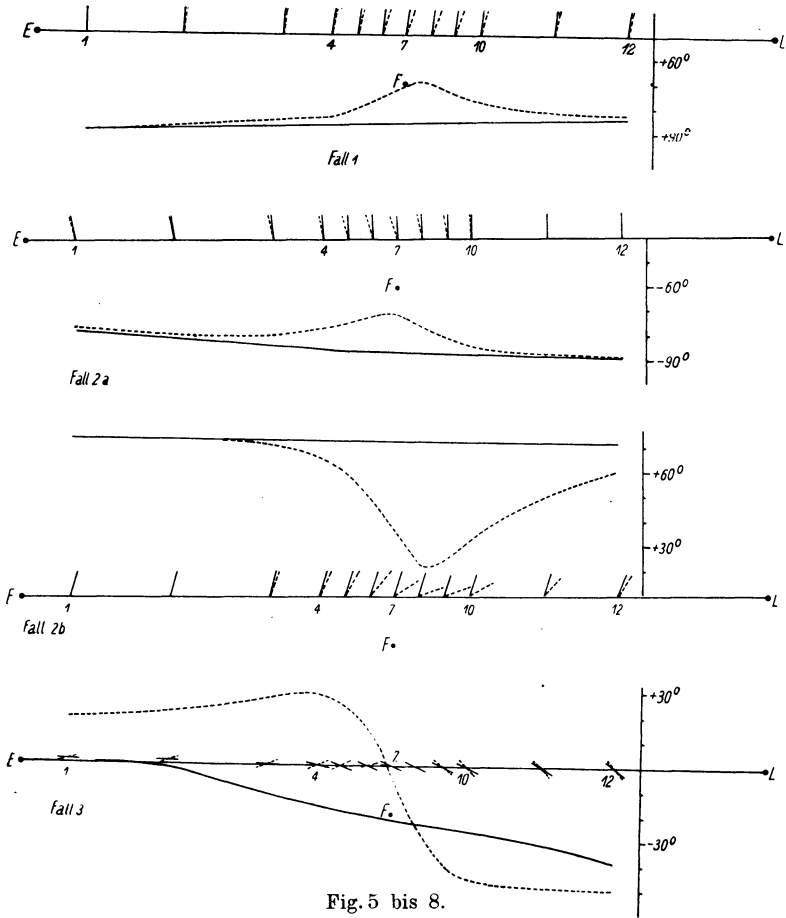


Fig. 5 bis 8.

Mit diesen Werten ergibt sich die Richtung des totalen magnetischen Vektors nach den Formeln (2). Das Ergebnis zeigen die Fig. 5 bis 8 graphisch dargestellt; außerdem ist die Rahmenneigung an den einzelnen

\*) H. Haalek: a. a. O.; daselbst findet sich auch die Berechnung von  $Z_l$  (bzw.  $Z' X'$ ).

Punkten des Profils eingezeichnet, einmal bei ungestörtem Untergrund (ausgezogen) und dann bei Vorhandensein der Einlagerung *F* (gestrichelt).

Die durch die Einlagerung guter Leitfähigkeit verursachte Störung in der Richtung des elektromagnetischen Feldes an der Erdoberfläche (d. h. die Differenz zwischen der größten positiven und der größten negativen Abweichung) beträgt:

Fall 1: 16°; Fall 2a: 15°; Fall 2b: 51°; Fall 3: 65°.

Würde man die Einlagerung in größerer oder kleinerer Entfernung von der Elektrodenbasis bzw. der Leitung oder in anderer Tiefe annehmen, so würden sich die Verhältnisse etwas ändern; doch bleibt folgender Satz allgemein gültig:

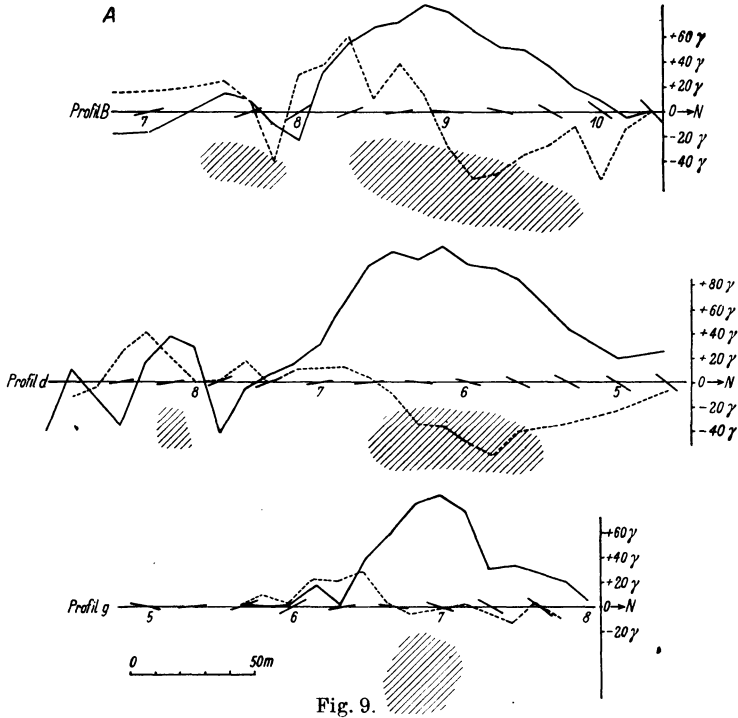


Fig. 9.

Je größer der Einfluß des Leitungsstromes auf die elektromagnetische Messung ist, um so weniger macht sich eine Einlagerung abweichender Leitfähigkeit in den Messungen bemerkbar.

Die Gefahr, daß sich Einlagerungen guter Leitfähigkeit in den Messungen nicht klar genug bemerkbar machen, ist also bei größerem Leitungseinfluß (Fall 1, 2a) sehr viel größer als bei kleinem Leitungseinfluß (Fall 3).

Es besteht kein Zweifel, daß das Ergebnis der theoretischen Untersuchung sich auch in Wirklichkeit an einem Objekt bestätigen würde, wenn die Vermessung nacheinander mit den vier beschriebenen Leitungsanordnungen ausgeführt würde. Solche Versuche liegen zurzeit nicht vor. Doch läßt sich an

praktisch ausgeführten Untersuchungen zeigen, daß bei einer Anordnung des Leitungsnetzes wie im Falle 3 die Störung in der Richtung des totalen magnetischen Vektors durch eine Einlagerung guter Leitfähigkeit tatsächlich eine solche Größe besitzt. Fig. 9 zeigt einige derartige Profile aus einer von der Exploration G. m. b. H. ausgeführten elektrischen Untersuchung.

Die Rahmenneigung an den einzelnen Punkten ist eingezeichnet; der Leitungseinfluß ist nicht ganz vollständig auskompensiert, sondern nimmt nach der rechten Seite hin zu, wenn auch nicht sehr erheblich. Die durch die Einlagerung guter Leitfähigkeit verursachte Richtungsstörung des elektromagnetischen Feldes beträgt etwa 60 bis 70°\*).

Es läßt sich zeigen, daß Größe und Richtung des nur vom Erdstrom herrührenden magnetischen Feldes durch einfache Richtungsmessungen ermittelt werden können, wenn man die Wirkung des Leitungstromes an jedem Meßpunkt als bekannt annimmt.

Aus Gleichung (1) folgt: Werden an den einzelnen Meßpunkten Azimut und Neigung des totalen magnetischen Vektors gemessen: 1. wenn die Leitung eine Lage  $L_1$  einnimmt, 2. wenn die Leitung eine andere Lage  $L_2$  einnimmt, so lassen sich aus diesen beiden gemessenen Richtungen des totalen magnetischen Vektors die Größe und Richtung des allein vom Erdstrom herrührenden Magnetfeldes als Funktion des Leitungseinflusses ausdrücken. Die betreffenden Formeln, welche sich aus (1) ergeben, sind:

$$\left. \begin{aligned} X &= \frac{Z_1 - Z_2 + X_2 \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\sin \alpha_2} - X_1 \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\sin \alpha_1}}{\frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\sin \alpha_1} - \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\sin \alpha_2}}, \\ Y &= \frac{Z_1 - Z_2 + Y_2 \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\cos \alpha_2} - Y_1 \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\cos \alpha_1}}{\frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\cos \alpha_1} - \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\cos \alpha_2}}, \\ Z &= (X + X_1) \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\sin \alpha_1} - Z_1 = (X + X_2) \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\sin \alpha_2} - Z_2, \\ &= (Y + Y_1) \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\cos \alpha_1} - Z_1 = (Y + Y_2) \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\cos \alpha_2} - Z_2. \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

Die Größen  $X_1 X_2 Y_1 Y_2$  sind im allgemeinen — außer bei starken Höhenunterschieden — sehr klein; liegen Beobachtungspunkt und Leitungsnetz in gleicher

\*) Es muß noch bemerkt werden, daß durch Anwendung des unter Fall 3 angegebenen Leitungsausbaues sich der Stromverlauf im Erdboden mit sehr großer Genauigkeit feststellen ließ. In den Figuren sind gleichzeitig die Ergebnisse erdmagnetischer Vertikal- und Horizontalintensitätsmessungen eingetragen, welche längs den in Richtung des magnetischen Meridians liegenden Profilen mit dem Universalvariometer ausgeführt wurden. Die Meßergebnisse lassen deutlich erkennen: Es ist eine Einlagerung guter Leitfähigkeit in geringer Tiefe vorhanden, welche gleichzeitig Ursache der positiven erdmagnetischen Störung ist.



Ebene, so sind sie gleich Null. Die Berechnungen ergeben um so genauere Ergebnisse, in erster Linie, je mehr  $\beta_1$  und  $\beta_2$  voneinander abweichen. Liegt das Untersuchungsgebiet zwischen den Leitungszweigen  $L_1$  und  $L_2$ , so haben  $\beta_1$  und  $\beta_2$  entgegengesetztes Vorzeichen; daraus folgt, daß eine solche Anlage der beiden Leitungen  $L_1$  und  $L_2$  als die günstigste anzusehen ist. Theoretisch ist die Berechnung des Leitungseinflusses für jede beliebige Form der Leitungsführung möglich; praktisch wäre es jedoch zu umständlich, und man muß sich daher schon auf mathematisch besonders einfache Formen der Leitungsführung beschränken.

Der theoretisch einfachste Fall ist derjenige, daß man die Leitung  $L_1$  nach der einen, die Leitung  $L_2$  nach der anderen Seite in halbrechteckiger Form um das Untersuchungsgebiet herumführt. Einige Ergebnisse von Messungen mit solchem Aufbau wurden bereits mitgeteilt\*). Meßgebiete, welche mit dem Leitungsnetz in gleicher Ebene — die freilich nicht unbedingt mit der horizontalen Erdoberfläche zusammenzufallen braucht — liegen, sind im Erzbergbau, dem vornehmlichsten Anwendungsgebiet der elektrischen Bodenerforschungsmethoden, selten. Um den Anwendungsbereich des beschriebenen Verfahrens zu erhöhen, ist es nötig, den Leitungseinfluß sowohl bei anderen Formen als die rechteckige, als auch bei Höhenunterschieden, sowohl in den Meßpunkten als auch in der Leitungsführung, rechnerisch genügend sicher zu erfassen, so daß die Leitungen der jeweiligen Lage und den besonderen Verhältnissen des zu untersuchenden Gebietes angepaßt werden können.

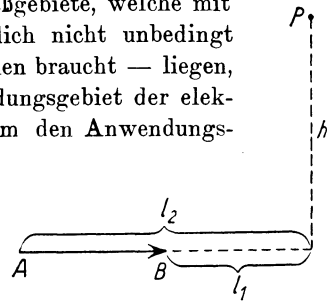


Fig. 10.

Das ist möglich, rechnerisch freilich sehr umständlich. Erforderlich ist nur, daß man die Leitung in einzelne geradlinige Stücke zerlegt und die Wirkung dieser einzelnen Teile auf die einzelnen Meßpunkte berechnet\*\*). Die Berechnung des magnetischen Feldes eines beliebig gelegenen geradlinigen Leitungsstückes im Punkte  $P$  erfolgt nach dem Biot-Savartschen Gesetz (Fig. 10).

Die Feldstärke  $F$  des Leitungsstückes  $l = l_2 - l_1$ , in welcher die Stromstärke  $i$  in der angegebenen Richtung herrscht, ist in  $P$ :

$$F = \frac{i}{h} \left\{ \frac{l_2}{\sqrt{l_2^2 + h^2}} - \frac{l_1}{\sqrt{l_1^2 + h^2}} \right\},$$

wobei  $h$  den senkrechten Abstand von der Leitung bedeutet.  $F$  ist senkrecht zu der durch  $h$  und  $l$  gebildeten Ebene gerichtet, in der Figur positiv nach oben. Sind die Koordinaten des Beobachtungspunktes, des Anfangs- und Endpunktes der Leitung:

$$\begin{aligned} P &: x y z, \\ A &: x_2 y_2 z_2, \\ B &: x_1 y_1 z_1, \end{aligned}$$

\*) H. Haalck: a. a. O.

\*\*) Dafür lassen sich einfache Diagramme herstellen.

so sind die Komponenten des magnetischen Vektors  $F$ , wie sich mit einigen einfachen Beziehungen der analytischen Geometrie des Raumes ableiten läßt:

$$\left. \begin{aligned} X &= F \frac{K_1}{\sqrt{K_1^2 + K_2^2 + K_3^2}}, \\ Y &= F \frac{K_2}{\sqrt{K_1^2 + K_2^2 + K_3^2}}, \\ Z &= F \frac{K_3}{\sqrt{K_1^2 + K_2^2 + K_3^2}}, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

wobei gesetzt ist:

$$\begin{aligned} K_1 &= y_1(z - z_2) + y_2(z_1 - z) + y(z_2 - z_1), \\ K_2 &= x_1(z_2 - z) + x_2(z - z_1) + x(z_1 - z_2), \\ K_3 &= x_1(y - y_2) + x_2(y_1 - y) + x(y_2 - y_1). \end{aligned}$$

Diese Beziehungen stellen die Ausgangsformeln dar für die Berechnung des magnetischen Feldes eines beliebig gelegenen Leitungsstückes in einem beliebig gelegenen Punkte; für viele besondere Fälle, z. B. wenn die Höhenunterschiede im Vergleich zur Entfernung nicht zu groß sind, lassen sie sich erheblich vereinfachen.

Um etwaige nicht scharf genug rechnerisch zu erfassende Unregelmäßigkeiten in der Leitungsführung bis zur Unwesentlichkeit abzuschwächen, ist es vorteilhaft, die Leitung in genügend großem Abstand um das Untersuchungsgebiet herumzuführen. Andererseits ist es, wenn man das magnetische Feld des Leitungsstromes infolge von Geländeunregelmäßigkeiten rechnerisch nicht vollständig erfaßt, nicht von sehr großem Nachteil, da solche Unregelmäßigkeiten — welche nach dem Biot-Savartschen Gesetz stets linear mit der Entfernung eingehen —, wenn man sie bei der geologisch-physikalischen Auswertung beachtet, keine Einlagerung guter Leitfähigkeit verdecken oder vortäuschen können.

### **Bemerkung zu R. Stoppel: Untersuchungen über die lokalen Schwankungen des Erdpotentials.**

Von **F. Linke.**

Die Schlußfolgerungen, welche Frau R. Stoppel\*) aus ihren Beobachtungen gezogen hat, dürfen nicht unwidersprochen bleiben. Daß man mit einem Fadenelektrometer, dessen Gehäuse und Faden mit der Erde verbunden ist, Potentialschwankungen der Erde messen kann, ist natürlich gänzlich ausgeschlossen. Die Ausschläge des Elektrometers kommen auch nur zustande, wenn man ein Elektrometer mit isolierten Schneiden benutzt und die Schneiden mit den beiden Polen einer Batterie verbindet, die isoliert aufgestellt ist. Erdet

\*) Zeitschr. f. Geophys. 4, 372 (1928).

man einen bestimmten Punkt der Batterie, etwa die Mitte, so bleiben die spontanen Aufladungen aus, bis auf sehr kleine Schwankungen, die in jeder Anodenbatterie vor sich gehen. In den Versuchen von Frau Stoppel war aber das Potential der Batterie ganz unbestimmt und abhängig von dem Isolationsvermögen einerseits der Schneiden, andererseits der Isolatoren, auf denen die Batterie ruhte. Die gemessenen Schwankungen sind also Isolationschwankungen, und die gefundene Periodizität ist wahrscheinlich auf die tägliche Schwankung von Temperatur und Feuchtigkeit zurückzuführen.

---

## Mitteilungen.

### Seismische Meldungen im Anschluß an amerikanische Wettertelegramme.

Nach einer Mitteilung des Direktors der Meteorological Office, London werden seit dem 1. Januar 1929 vom Weather Bureau Washington seismische Meldungen ausgegeben. Sie erfolgen im Anschluß an das Wettertelegramm (Angot messages) von Arlington unter Rufsignal N A A auf Welle 74.7 m um 0400 Uhr a. m. mittlere Greenwich-Zeit. Das Institut National Météorologique in Paris wiederholt die seismische Meldung vom Eiffelturm um 0620 Uhr mittlere Greenwich-Zeit.

Die Einzelheiten sind in der nachfolgenden Mitteilung der U. S. Coast and Geodetic Survey enthalten:

The Angot messages will be followed, whenever appropriate, by a message beginning with the word „Seismo“, and then in succession code messages from two stations each headed by their respective names in accordance with the international code for seismological reports.

The information is collected by the U. S. Coast and Geodetic Survey, in co-operation with Science Service, the Jesuit Seismological Association, Canadian stations, and various stations throughout the United States and the Pacific region.

Science Service is a news association, located in Washington, D. C., which, with the co-operation of the National Academy of Sciences and the American Association for the Advancement of Science, interprets scientific news to the public of the United States. The Jesuit Seismological Association is a voluntary organisation of the Jesuit universities of the United States which operate seismographs. Its present head is Dr. James B. Maccelwane, S. J., of the Department of Geophysics of St. Louis University, St. Louis, Missouri.

The Canadian co-operators include the Dominion Observatory at Ottawa, Canada, and the observatory at Victoria, B. C. The stations at Berkeley and Harvard are operated respectively by the University of California and Harvard University. Chicago, Honolulu, San Juan, Sitka, and Tucson are operated by the U. S. Coast and Geodetic Survey. Apia, Samoa, and Wellington, New Zeland, are operated by the Government of New Zealand.

The forwarding of the messages to Europe is made possible through the co-operations of the U. S. Weather Bureau and the U. S. Navy. It is hoped that when conditions make possible the sending and continuous reception of meteorological messages from Europe to the United States arrangements will be made for the addition of earthquake information similar to that which is now being sent to Europe.

It is understood that the messages will be sent only in the case of earthquakes of importance which are felt at numerous stations. Any further details that may arise will be worked out in practice. It is understood that these messages will be sent in every case at 11.00 p. m., Eastern Standard Time, or 4.00 a. m. G. M. T. When Greenwich time is used in the messages, there can be no confusion.

International Code for Seismic Telegrams.

Four groups of five figures-preceded by Seismo Station thus: Seismo Tucson ddaap  
phhmm ssddd D, D, DDD

- dd = day of month,
  - aa = azimuth,
  - pp = nature of phases P and S,
  - hh = hour
  - mm = minutes
  - ss = seconds
- } in G. M. T. for commencement of the  
seismogram (P),
- ddd = S—P in seconds,
  - D, D, = P—P in seconds for near shocks,
  - DDD = distance in kilometers for near shocks,
  - D, D, DDD = distance in kilometers for distant shocks.

**Explanation.**

aa = azimuth.

These figures x10 = degrees from North through East (figures used are 1 to 36).

pp = nature of phases P and S.

First figure refers to P (1 to 4):

- 1 = iP, very clear,
- 2 = P and p both clear,
- 3 = P clear but without impetus,
- 4 = eP badly defined.

Second figure refers to S (5 to 8):

- 5 = iS, S sharp impetus and very clear,
- 6 = clear,
- 7 = badly defined,
- 8 = S uncertain.

Figure 9 in either place means lost in time mark.

**Example.**

20991      50051      33393      04830

— 20th, of month, azimuth not yet determined, iP, iS, P commencing Ohr. 51 min.  
33 sec after midnight, S—P = 393 sec. Distance 4830 km.

**List of Stations Likely to be Used.**

	Latitude	Longitude		Latitude	Longitude
Apia . . . . .	13° 49' S	171° 45' W	Manila . . . . .	14° 35' N	120° 59' E
Berkeley . . . . .	37 52 N	122 16 W	Ottawa . . . . .	45 24 N	75 43 W
Chicago . . . . .	41 47 N	87 37 W	St. Louis . . . . .	38 38 N	90 14 W
Cincinnati . . . . .	39 08 N	84 30 W	San Juan . . . . .	18 23 N	66 07 W
Fordham . . . . .	40 52 N	73 53 W	Sitka . . . . .	57 03 N	135 20 W
Georgetown . . . . .	38 54 N	77 04 W	Tucson . . . . .	32 15 N	110 50 W
Harvard . . . . .	42 23 N	71 07 W	Victoria . . . . .	48 25 N	123 19 W
Honolulu . . . . .	21 18 N	157 49 W	Wellington . . . . .	41 17 S	174 46 E

It is proposed to select two stations, if possible, for which P and S is well determined, which are not too far from the epicenter and which give good angle of intersection. The stations will, accordingly, be selected from the list and selection of these will not mean that there are not good records from other stations.

**Berichtigung.**

Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. IV, Heft 6, 1928,  
S. 262 in der Tabelle lies: Kongsberg—Tönte . . . 227° 57' statt 277° 57'.

## Die Registrierung von Pendelschwingungen mittels kapazitiver Kontakte.

Von **H. Mahnkopf**. — (Mit zwei Abbildungen.)

Es werden Versuche behandelt, die teils in Zikawei und in Paris von P. Lejay, teils am Geodätischen Institut in Potsdam ausgeführt worden sind. Die Versuche zeigen, daß die elektrischen Kontakte in Präzisionspendeluhrn durch verhältnismäßig einfache, mit hochfrequenten, kurzwelligen Schwingungen arbeitende Apparate ersetzt werden können, und daß auch die Schwingungen von Schwerkraftpendeln sich mit Hilfe kapazitiver Kontakte unter Erreichung einer sehr hohen Genauigkeit registrieren lassen.

Den elektrischen Kontakten, insbesondere denjenigen in Pendeluhrn, haften gewisse Mängel an, die sich niemals ganz beseitigen lassen. Man hat daher versucht, sich von den elektrischen Kontakten, wenigstens in gewissen Fällen, vollständig zu befreien, indem man die Bewegung eines Pendels mit Hilfe von hochfrequenten Schwingungen (um den hier nicht angebrachten Ausdruck „Funkentelegraphie“ zu vermeiden) registriert hat. Solche Versuche sind teils von P. Lejay in Zikawei (China) und in Paris, teils am Geodätischen Institut zu Potsdam durchgeführt worden. Lejay berichtet über seine Versuche in den beiden Arbeiten: „Ein Schritt zur Beseitigung der Kontakte in den Präzisionspendeluhrn“<sup>1)</sup> und „Die genaue Bestimmung der Schwingungsdauer eines Pendels. Neue Registriermethoden und Uhrvergleiche größter Genauigkeit ohne Chronographen“<sup>2)</sup>. Die zweite Methode von Lejay sei an Hand der Fig. 1, die im wesentlichen der von Lejay gegebenen Abb. 4<sup>3)</sup> entspricht, kurz erläutert.

Das Pendel  $P$  trägt an seinem unteren Ende einen dünnen Draht  $d$  (etwa 10 mm lang, 0.1 mm dick) und eine kleine Platte  $P_1$  (etwa 10 mm lang, einige Millimeter breit), die elektrisch leitend miteinander verbunden, jedoch vom Pendelkörper isoliert sind. In der Mittellage des in Bewegung gesetzten Pendels  $P$  schwingt  $d$  dicht über einen längeren festen Draht  $A$ ,  $P_1$  dicht über eine feste Platte  $P_2$  hinweg.  $H$  ist ein kleiner radioelektrischer Sender (Heterodynapparat); als „Senderöhre“ kann eine geeignete Rundfunkröhre dienen. Der Draht  $A$  ist die Antenne des Senders. Der Sender ist auf eine Welle zwischen 200 und 600 m abgestimmt. Auf der anderen Seite des Pendels ist der Empfänger mit der Empfängerröhre  $G$  und der „Empfangsantenne“  $E$  aufgestellt.  $E$  verbindet die Platte  $P_3$  direkt mit dem Gitter der Röhre. Der Empfänger ist, wie wir sehen, aperiodisch abgestimmt, damit Schwankungen

der Senderwelle unschädlich gemacht werden. — Das Pendel  $P$  stellt nun bei jeder Halbschwingung eine „kapazitive Brücke“ zwischen den Antennen des Senders und des Empfängers her. Bei jedem Durchgang durch die Mittellage erfolgt ein plötzliches starkes Anschwellen der vom Sender auf den Empfänger übertragenen Energie, und dieser Impuls wird durch den in Fig. 1 angedeuteten Niederfrequenzverstärker noch so weit verstärkt, daß er von einem Oszillographen registriert wird. Bei dieser Registrierung der Pendeldurchgänge erfolgen die Einsätze, wie Lejay gezeigt hat, mit solcher Exaktheit, daß man, eine genügend gute Registriereinrichtung vorausgesetzt, mit dem zehntausendsten Teil der Sekunde noch arbeiten kann.

Wenn mit dieser Einrichtung praktische Messungen gemacht werden sollen, so müssen der Draht  $d$ , die Platten  $P_1$ ,  $P_2$  und das freie Ende der Antenne  $A$  selbstverständlich sorgfältig in feste, unveränderliche Isolierstoffe eingebettet werden, damit Veränderungen der Form und Lage dieser empfindlichen Teile und Änderungen der Schwingungsdauer des Pendels vermieden werden.

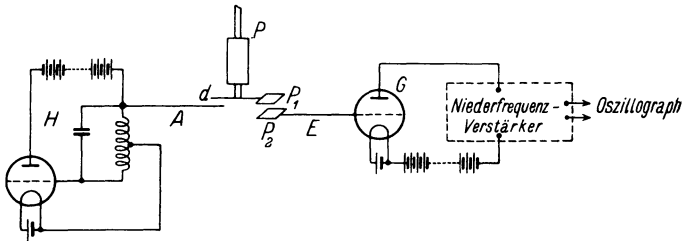


Fig. 1.

Im übrigen ist die Fig. 1 rein schematisch aufzufassen, insbesondere auch die in der Zeichnung gewählte Form des Pendels  $P$ . Wir können für das Folgende voraussetzen, daß es sich um Schwerkraftpendel handelt; bei den astronomischen Pendeln liegen die Verhältnisse durchweg noch etwas günstiger.

Die am Geodätischen Institut zu Potsdam durchgebildete Apparatur weicht von der in Fig. 1 dargestellten Einrichtung wesentlich ab. Das Prinzip der kapazitiven Brücke, das sich als vorzüglich erwiesen hat, und die aperiodische Abstimmung der Empfängerseite wurden von Lejay übernommen. Statt des Heterodynamapparates  $H$ , der in Fig. 1 als Sender dient, wurde jedoch in Potsdam ein Röhrengerät mit Rückkopplung benutzt, und zwar ein gewöhnlicher Audion-Rückkopplungsempfänger mit einer Röhre, in deren Anodenstromkreise die Rückkopplungsspule lag. Es ist bekannt, daß durch Einstellung der Rückkopplung die mit einem solchen Gerät gekoppelte Antenne zu starker Energieausstrahlung gebracht werden kann. Die über die kapazitive Brücke auf das Gitter der Empfängerröhre  $G$  übertragene Energiemenge war so groß, daß ein nach heutiger Auffassung veralteter Zweiröhren-Niederfrequenzverstärker bei weitem ausreichte, die dahintergeschaltete Registriereinrichtung zu betätigen, so daß keine der von Lejay angegebenen und benutzten Verstärkerschaltungen

mehr nötig war. Für die Registrierung der Pendelschwingungen wurde statt des in Paris benutzten Oszillographen in Potsdam ein in den Anodenstromkreis der letzten Verstärkerröhre gelegtes „Telephonrelais“ verwendet. Das ist ein festmontiertes Telephon mit  $4000 \Omega$  Widerstand, das statt der Schallmembran eine starke Blattfeder aus Stahl besitzt, der eine Eigenschwingung von 800 bis 1000 Schwingungen pro Sekunde zukommt. Die günstigste Tonhöhe dieses Resonanzrelais läßt sich mit Hilfe der Rückkopplung des „Senders“ leicht einstellen, und damit ist die Abstimmung des ganzen Systems beendet. In der Notwendigkeit einer solchen Abstimmung liegt ein Nachteil gegenüber der von Lejay benutzten Apparatur, die keine Abstimmung erfordert; dafür ist bei der Potsdamer Anordnung aber die zur Verfügung stehende Energie größer.

Für die Ausführung der Registrierung selbst bieten sich verschiedene Wege dar; z. B. kann auf der Blattfeder des Telephonrelais ein kleiner Spiegel befestigt werden, dessen Schwingungen in bekannter Weise ein Lichtschreiber registriert.

Mit Hilfe der hier beschriebenen Apparatur sind übrigens die in der nachfolgenden Arbeit von H. Schmehl (S. 53) behandelten Versuche über die Rückwirkung der ganzen Apparatur auf die Schwingungszeit des Pendels durchgeführt worden.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß sich aus der Verwendung eines Rückkopplungsempfängers als Sender noch wesentliche Vereinfachungen der ganzen Apparatur ergeben, denn der Sender kann gleichzeitig gewissermaßen wieder als Empfänger benutzt werden. Der Niederfrequenzverstärker nebst dem Registrierapparat wird an den „Sender“ angeschlossen, und die kapazitive Brücke wird mit passend gewählten Stellen eines Hochfrequenzkreises des Systems verbunden. Es gibt viele Möglichkeiten der Ausführung, die von der gewählten Schaltung des „Senders“ abhängen und hier im einzelnen nicht behandelt werden können. Noch weitere Vereinfachungen ergeben sich dann, wenn mit einer Verstimmung eines Hochfrequenzkreises durch das Pendel gearbeitet wird. Eine solche Schaltung, die in Potsdam mit gutem Erfolg angewendet wurde, und die mir sehr einfach zu sein scheint, zeigt Fig. 2. Wir sehen eine einfache Audion-Rückkopplungsschaltung vor uns ( $Q$  Röhre,  $S$  Gitterspule,  $D$  Abstimmkondensator,  $w$  Silitwiderstand,  $k$  Gitterkondensator,  $R$  Rückkopplungsspule,  $T$  Antenne, bei den Versuchen etwa 1 m lang). Die Darstellung des Pendels  $P$  (bei den Versuchen ein an einer Stahlschneide aufgehängter einfacher Messingstab) ist wieder rein schematisch; der dünne Draht  $d$  war bei den Versuchen durch eine an die untere Fläche des Stabpendels angeschliffene Schneide ersetzt.

Diese „Verstimmungs“-Schaltung arbeitet folgendermaßen. Es wird zunächst so abgestimmt, daß nur noch eine geringe Drehung am Kondensator  $D$  erforderlich ist, um die Selbsterregung von ihrem Anfangszustande auf einen hohen Wert zu bringen. Eine geringe Änderung der Kapazität genügt dann, um in einem Telephon die ganze Tonleiter der hörbaren Töne zu erzeugen. In

dem Moment, in dem nun die unten am Pendel angebrachte Schneide über den Draht  $T$  dicht hinwegschwingt, tritt zu der Kapazität  $D$  eine Zusatzkapazität hinzu, die an sich zwar sehr klein ist, auf Grund der vorangegangenen Angaben aber doch eine starke Verstimmung der Abstimmung und eine starke Tonänderung hervorruft. Jetzt wird der Kondensator  $D$  so eingestellt, daß der durch die Einwirkung der Zusatzkapazität ( $P, T$ ) entstehende Ton sich mit dem Eigenton der Blattfeder des Telephonrelais in Resonanz befindet; dann spricht das Telephonrelais bei jedem Hinwegschwingen des Pendels über die Antenne  $A$  an. Das Verfahren lieferte sehr genaue Registrierungen. Die Abstimmung der Apparatur war über Erwarten einfach; z. B. war bei der Einstellung des Kondensators  $D$  (Kapazität 250 cm) die Benutzung der Feinbewegung nicht erforderlich. Eine Nachregulierung war selbst nach mehreren

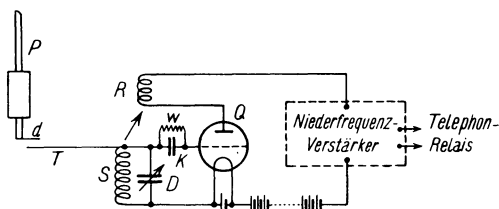


Fig. 2.

Tagen kaum notwendig. Voraussetzung für sicheres Arbeiten der Apparatur sind natürlich stabile Bauart, Konstanz der Batterien und Beseitigung der Kapazitätsempfindlichkeit — Forderungen, die heutzutage leicht zu erfüllen sind. Die benutzte Wellenlänge betrug etwa 500 m. — Übrigens hat auch Lejay bei seiner ersten Methode<sup>1)</sup> mit einer Zusatzkapazität in einem Senderkreise gearbeitet; aber sein Verfahren führt notwendig zur Verwendung kurzweiliger Schwingungen (Wellenlänge normalerweise kleiner als 100 m), die bekanntlich viel schwerer zu handhaben sind als die längeren Wellen, die bei dem hier behandelten Verfahren benutzt werden können.

Die praktische Herstellung der bei den Versuchen in Potsdam benutzten Apparate lag in den Händen des Funkmeisters L. Rost und des Mechanikermeisters W. Ilse.

#### Literatur.

- 1) Deutsche Uhrmacher-Zeitung Nr. 2 und 3, Jahrg. 1928, S. 23—25, 43—44.
- 2) Ebenda Nr. 48 und 52, Jahrg. 1928, S. 899—901, 981—982.
- 3) a. a. O., S. 900.

Potsdam, Geodätisches Institut, den 15. März 1929.



## Die Registrierung der Schwingungen eines Schwerkraftpendels mittels hochfrequenter elektrischer Schwingungen und ihre Rückwirkung auf das Pendel.

Von H. Schmehl, Potsdam.

Durch umfassende Beobachtungen eines Schwerkraftpendels wird der Einfluß einer neuen Registriereinrichtung, die mit hochfrequenten elektrischen Schwingungen und mit kapazitiven Kontakten arbeitet, auf die Schwingungszeit des Schwerkraftpendels untersucht. Es wird experimentell nachgewiesen, daß eine solche Registrierung bei relativen Schwerkraftmessungen gut<sup>1</sup> verwendbar ist. Die Rückwirkung der Registriereinrichtung auf die Pendelschwingungen erweist sich als verschwindend klein.

Bereits im Oktober des Jahres 1928 waren von mir im Geodätischen Institute Pendelbeobachtungen in der Absicht ausgeführt worden, die Rückwirkung einer Pendelregistrierung mittels hochfrequenter elektrischer Schwingungen auf die Pendelbewegung zu studieren. Die von P. Lejay<sup>1)</sup> zu dem gleichen Zweck vorgenommenen Beobachtungen sind zur Klärung der vorliegenden Frage im Hinblick auf die heute verlangte Genauigkeit der relativen Schwerkraftmessungen keineswegs ausreichend; seine letzten Beobachtungen ergaben für ein 0,7-Sekundenpendel eine Änderung der Schwingungszeit des Pendels von  $1^s \cdot 10^{-6}$ ; diesem Werte entspricht eine Änderung der Schwerebeschleunigung von 3 mgal<sup>2)</sup>. Die vorhin erwähnten, im Geodätischen Institut ausgeführten Messungen hatten zum Ergebnis, daß die eingeschaltete Registriereinrichtung die Schwingungszeit eines Halbsekundenpendels um weniger als  $3^s \cdot 10^{-7}$  änderte, d. h. um einen Betrag, der einer Änderung der Schwerebeschleunigung von 1 mgal gleichkommt.

Um zu einem schärferen Ergebnis zu gelangen, setzte ich die Pendelbeobachtungen nach Vornahme einiger instrumenteller Verbesserungen in umfassenderer systematischer Weise im Januar 1929 fort.

**1. Die Apparatur.** Zur Beobachtung diente das neu vergoldete Nickelstahl-Halbsekundenpendel F 3 (Hersteller M. Fechner) in einem Dreipendel-Haubenapparat. Das Pendel besitzt eine gabelförmige Aufhängung und ist mit einer Achatschneide versehen.

Am äußeren Rande der horizontalen Pendellinse wurden zwei kleine Messingwinkel mittels einer sehr dünnen Wachsschicht einander gegenüber befestigt; durch diese Art der Verbindung wurde das Pendel nicht beschädigt. Der erste Messingwinkel trug einen kleinen horizontalen Messingstift, der zweite ein horizontales Messingplättchen.

Zur Registrierung der Pendelschwingungen diente die im Prinzip von P. Lejay konstruierte Einrichtung<sup>1) 2)</sup>. Nach Angabe von H. Mahnkopf<sup>3)</sup> wurde jedoch der Heterodynapparat, den P. Lejay als Sender benutzte, durch einen Audion-Rückkopplungsempfänger ersetzt; statt des von P. Lejay verwendeten Oszillographen wurde ein Telephonrelais eingeschaltet.

Die Antennen der Registriereinrichtung wurden an den Messingstift bzw. an das Messingplättchen in der Weise hingeführt, daß sie durch zwei Durchbohrungen eines Holzringes geleitet wurden, der zwischen Pendelstativ und Pendelhaube eingelegt worden war. Die Enden der Antennen waren mit Justiereinrichtungen versehen, um sie der Pendellinse beliebig nähern zu können.

Der Beobachtungspfeiler im Mittelkeller (Nordkeller) des Geodätischen Institutes war gut stabil. Die Elastizität des gesamten Pendelstativs erzeugte eine Änderung in der Koinzidenzzeit des Pendels von  $10,1^{ms}$ ; dieser Wert wurde aus Amplitudenbeobachtungen mit Hilfe eines zweiten Pendels vor und nach den Koinzidenzzeitbeobachtungen abgeleitet. Eine häufigere Bestimmung des Mitschwingens des Stativs ist absichtlich unterblieben; wie aus der Art des Beobachtungsprogramms hervorgeht, hätte eine solche das Endergebnis der Beobachtungen nicht beeinflussen können, da bei dessen Ableitung lediglich die Annahme zugrunde gelegt wurde, daß sich die Stabilität des Stativs während der Dauer von je fünf Stunden nicht oder linear mit der Zeit änderte.

Als Beobachtungsuhr diente die Sekundenpendeluhr Riefler Nr. 96 mit Nickelstahlpendel und elektrisch betriebenen Aufzug; sie befindet sich in dem Keller des Uhrenhauses des Geodätischen Institutes. Der Stand der Uhr wurde täglich automatisch verglichen mit den Ständen von fünf weiteren Präzisions-Sekundenpendeluhren. Die folgende Tabelle gibt die Stände der Uhr Riefler Nr. 96 um 12<sup>h</sup> M. E. Z.

Tabelle 1. Uhrstände Riefler Nr. 96.

1929	$\Delta u$	1929	$\Delta u$
5. Januar . . . .	+ 57.352 <sup>s</sup>	19. Januar . . . .	+ 51.842 <sup>s</sup>
6. " . . . .	56.971	20. " . . . .	51.475
7. " . . . .	56.599	21. " . . . .	51.062
8. " . . . .	56.188	22. " . . . .	50.702
9. " . . . .	55.810	23. " . . . .	50.317
10. " . . . .	55.397	24. " . . . .	49.928
11. " . . . .	55.014	25. " . . . .	49.547
12. " . . . .	54.582	26. " . . . .	49.169
13. " . . . .	54.186	27. " . . . .	48.792
14. " . . . .	53.789	28. " . . . .	48.433
15. " . . . .	53.398	29. " . . . .	48.098
16. " . . . .	53.028	30. " . . . .	47.757
17. " . . . .	52.642	31. " . . . .	47.418
18. " . . . .	52.264	1. Februar . . . .	47.073

Aus der Tabelle geht hervor, daß der mittlere tägliche Gang der Uhr Riefler Nr. 96 nur geringen Schwankungen unterworfen gewesen ist.

Die Temperatur des Pendels zeigte ein Präzisionsthermometer mit  $\frac{1}{5}$ -Gradeinteilung an, der Luftdruck wurde an einem Quecksilberbarometer abgelesen; die Luftfeuchtigkeit wurde aus den Ablesungen an einem Psychrometer ermittelt.

**2. Die Pendelbeobachtungen.** Die Beobachtungen des Pendels F3 wurden im Nordkeller (Mittelkeller) des Geodätischen Institutes ausgeführt. Das Koinzidenzintervall  $c$  des Pendels wurde 40 mal bestimmt. Das Pendel wurde jedesmal mit einer Amplitude von möglichst 20' losgelassen. Nach etwa 2 bis 3 Minuten wurden 10 aufeinanderfolgende Koinzidenzen mit Hilfe des Koinzidenzapparates beobachtet und nach 60 bis 70 Minuten 10 weitere Koinzidenzen. Aus diesen 20 Koinzidenzmomenten wurde das Koinzidenzintervall  $c$  abgeleitet. Zu Beginn und am Ende jeder Beobachtung wurden die Pendeltemperatur, der Luftdruck, die Lufttemperatur und die Luftfeuchtigkeit ermittelt.

Von den somit skizzierten Beobachtungen wurden stets vier unmittelbar hintereinander ausgeführt in der Art, daß sich Beobachtungen mit eingeschalteter Registriereinrichtung ( $m$ ) in symmetrischer Weise mit Beobachtungen bei ausgeschalteter Registriereinrichtung ( $o$ ) abwechselten. Im einzelnen ist das Beobachtungsprogramm aus der Tabelle 2 ersichtlich.

In der Tabelle bedeuten:

- $c$  das beobachtete Koinzidenzintervall,
  - $a$  die mittlere Amplitude des Pendels,
  - $t$  die Pendeltemperatur,
  - $d$  die relative Luftdichte,
  - $\Delta(a)$  die Reduktion von  $c$  auf die Amplitude 17,0',
  - $\Delta(t)$  " " "  $c$  " " Temperatur 4,00° C,
  - $\Delta(d)$  " " "  $c$  " " relative Luftdichte 1,0000,
  - $\Delta(\Delta^2 u)$  " " "  $c$  " den täglichen Uhgang — 0,400° ,
  - $c_0$  das reduzierte Koinzidenzintervall;
- $$c_0 = c + \Delta(a) + \Delta(t) + \Delta(d) + \Delta(\Delta^2 u).$$

In der letzten Spalte sind die Mittelwerte der bei eingeschalteter Registriereinrichtung ( $m$ ) gewonnenen  $c_0$  und die Mittelwerte der bei ausgeschalteter Registriereinrichtung ( $o$ ) ermittelten  $c_0$  angegeben und je die Differenz dieser Werte im Sinne ( $m$ ) — ( $o$ ).

Die Berechnung der einzelnen Reduktionsgrößen ist in bekannter Weise geschehen <sup>4)</sup>.

Die Reduktionen auf konstante Temperatur und auf konstante relative Luftdichte wurden mittels der Temperaturkonstanten 1,24<sup>ms</sup> und mittels der Luftdichtekonstanten 235,8<sup>ms</sup> ausgeführt <sup>4)</sup>. Diese Konstanten <sup>5)</sup> gelten zwar nur für das Pendel ohne die oben erwähnten für die Registrierung notwendigen kleinen Messingwinkel. Mit Rücksicht auf den Zweck der hier dargestellten Beobachtungen war indessen die Verwendung der gleichen Konstanten

Tabelle 2.

Beobachtungen des Nickelstahl-Halbsekundenpendels F3.

Nr.	Datum 1929 Jan.	Reg.	<i>c</i>	<i>a</i>	<i>t</i>	<i>d</i>	$\Delta(a)$	$\Delta(t)$	$\Delta(d)$	$\Delta(\Delta^2 u)$	<i>c</i> <sub>0</sub>	$\frac{m, o}{m-o}$ 29.9 <sup>s</sup>
			29.9 <sup>s</sup>	+								
			29.9 <sup>s</sup>	+								
1	9 a	<i>o</i>	-6.5 <sup>ms</sup>	16.9'	4.32 <sup>0</sup>	1.0019	-0.1 <sup>ms</sup>	+0.4 <sup>ms</sup>	+0.4 <sup>ms</sup>	-0.1 <sup>ms</sup>	- 5.9 <sup>ms</sup>	-6.8 <sup>ms</sup>
2		<i>m</i>	-8.8	16.2	4.28	1.0016	-0.2	+0.3	+0.4	-0.1	- 8.4	-6.2.
3		<i>m</i>	-5.9	17.4	4.22	1.0015	+0.1	+0.3	+0.4	-0.1	- 5.2	—
4		<i>o</i>	-7.4	17.9	4.20	1.0016	+0.3	+0.2	+0.4	-0.1	- 6.6	-0.5.
5	11 a	<i>m</i>	-6.4	16.6	3.34	0.9980	-0.1	-0.8	-0.5	+0.1	- 7.7	-7.3.
6		<i>o</i>	-5.8	17.1	3.34	0.9982	0.0	-0.8	-0.4	+0.1	- 6.9	-6.8.
7		<i>o</i>	-5.6	17.1	3.32	0.9973	0.0	-0.8	-0.6	+0.2	- 6.8	—
8		<i>m</i>	-5.9	17.8	3.30	0.9969	+0.3	-0.9	-0.7	+0.2	- 7.0	-0.5
9	12 a	<i>o</i>	-5.1	16.7	3.22	0.9957	-0.1	-1.0	-1.0	+0.3	- 6.9	-6.3.
10		<i>m</i>	-4.1	17.7	3.28	0.9949	+0.2	-0.9	-1.2	+0.3	- 5.7	-5.3.
11		<i>m</i>	-5.1	16.8	3.40	0.9942	-0.1	-0.7	-1.4	+0.3	- 7.0	—
12		<i>o</i>	-2.4	18.3	3.48	0.9938	+0.4	-0.6	-1.5	+0.3	- 3.8	-1.0
13	17 p	<i>m</i>	+3.8	16.8	3.80	0.9660	-0.1	-0.2	-8.0	-0.4	- 4.9	-4.2
14		<i>o</i>	+4.7	17.0	3.80	0.9666	0.0	-0.2	-7.9	-0.4	- 3.8	-4.0
15		<i>o</i>	+3.8	17.2	3.80	0.9682	+0.1	-0.2	-7.5	-0.4	- 4.2	—
16		<i>m</i>	+4.3	17.1	3.80	0.9693	0.0	-0.2	-7.2	-0.4	- 3.5	-0.2
17	19 a	<i>o</i>	+0.3	16.7	4.36	0.9739	-0.1	+0.4	-6.2	0.0	- 5.6	-2.5
18		<i>m</i>	+2.3	16.8	4.40	0.9736	-0.1	+0.5	-6.2	-0.1	- 3.6	-2.5
19		<i>m</i>	+4.5	16.6	4.42	0.9736	-0.1	+0.5	-6.2	-0.1	- 1.4	—
20		<i>o</i>	+6.3	17.7	4.48	0.9734	+0.2	+0.6	-6.3	-0.2	+ 0.6	0.0
21	22 a	<i>m</i>	+2.9	15.7	4.40	0.9837	-0.4	+0.5	-3.8	-0.6	- 1.4	-0.4
22		<i>o</i>	+4.2	15.9	4.40	0.9830	-0.3	+0.5	-4.0	-0.6	- 0.2	-0.1
23		<i>o</i>	+4.6	16.1	4.40	0.9821	-0.3	+0.5	-4.2	-0.6	+ 0.0	—
24		<i>m</i>	+5.2	16.4	4.40	0.9817	-0.2	+0.5	-4.3	-0.6	+ 0.6	-0.3
25	23 p	<i>o</i>	+3.6	16.4	4.59	0.9745	-0.2	+0.7	-6.0	-0.3	- 2.2	-0.8.
26		<i>m</i>	+4.9	16.6	4.60	0.9755	-0.1	+0.7	-5.8	-0.3	- 0.6	-1.3
27		<i>m</i>	+4.2	17.3	4.60	0.9756	+0.1	+0.7	-5.8	-0.3	- 1.1	—
28		<i>o</i>	+5.2	17.1	4.61	0.9741	0.0	+0.8	-6.1	-0.3	- 0.4	+0.4.
29	24 p	<i>m</i>	+3.6	16.7	4.60	0.9738	-0.1	+0.7	-6.2	-0.3	- 2.3	-1.2
30		<i>o</i>	+4.7	16.7	4.60	0.9738	-0.1	+0.7	-6.2	-0.3	- 1.2	-1.0.
31		<i>o</i>	+5.0	16.7	4.60	0.9738	-0.1	+0.7	-6.2	-0.3	- 0.9	—
32		<i>m</i>	+5.8	16.8	4.60	0.9738	-0.1	+0.7	-6.2	-0.3	- 0.1	-0.1.
33	25 a	<i>o</i>	+2.0	16.7	4.52	0.9741	-0.1	+0.6	-6.1	-0.4	- 4.0	-1.6
34		<i>m</i>	+4.6	16.9	4.51	0.9741	0.0	+0.6	-6.1	-0.4	- 1.3	-2.3
35		<i>m</i>	+4.1	17.1	4.50	0.9739	0.0	+0.6	-6.2	-0.4	- 1.9	—
36		<i>o</i>	+5.4	17.1	4.50	0.9736	0.0	+0.6	-6.2	-0.4	- 0.6	+0.7
37	29 p	<i>m</i>	-5.7	16.8	4.24	0.9887	-0.1	+0.3	-2.7	-1.2	- 9.4	-9.8.
38		<i>o</i>	-3.8	16.7	4.24	0.9895	-0.1	+0.3	-2.5	-1.2	- 7.3	-8.9
39		<i>o</i>	-7.4	16.9	4.23	0.9905	0.0	+0.3	-2.2	-1.2	-10.5	—
40		<i>m</i>	-7.1	16.7	4.23	0.9908	-0.1	+0.3	-2.2	-1.2	-10.3	-0.9.
Mittel			+0.18 <sup>ms</sup>	16.9'	4.15 <sup>0</sup>	0.9830	-0.04 <sup>ms</sup>	+0.18 <sup>ms</sup>	-4.00 <sup>ms</sup>	-0.30 <sup>ms</sup>	- 3.98 <sup>ms</sup>	-0.25 <sup>ms</sup>

zur Reduktion der Koinzidenzzeiten des wenig veränderten Pendels auf gleiche Verhältnisse durchaus statthaft.

Die Beobachtungen waren von äußeren Verhältnissen sehr begünstigt. Die Temperatur und die Luftfeuchtigkeit im Beobachtungsraum sind hervorragend unveränderlich geblieben. Der Luftdruck ist nur zeitweise etwas größeren Schwankungen unterworfen gewesen. Wie aber aus den Barometerablesungen und aus den Barographenaufzeichnungen hervorgeht, hat sich der Luftdruck während der einzelnen Beobachtungssätze fast linear mit der Zeit geändert.

Daß die in der letzten Tabellenspalte je an erster und je an zweiter Stelle angegebenen reduzierten Koinzidenzzeiten nicht so gut untereinander übereinstimmen, ist neben zufälligen Beobachtungsfehlern auch systematischen Fehlern zuzuschreiben; als Ursachen dieser Fehler kommen unter anderen in Frage: Veränderungen der Elastizität des Pendelstativs, Verwendung ungenauer Temperatur- und Luftdichtekonstanten und ungenauer momentaner Uhgänge zur Reduktion der beobachteten Koinzidenzintervalle auf gleiche Verhältnisse, Veränderungen in dem Aufliegen des Pendels, da dieses nach jedem Beobachtungssatz auf eine Hilfslagerfläche gehoben wurde.

**3. Das Ergebnis der Pendelbeobachtungen.** Das Programm der Pendelbeobachtungen war so angelegt worden, daß die in der letzten Tabellenspalte je an dritter Stelle angegebenen Endwerte als von systematischen Fehlern möglichst weitgehend befreit gelten können. Hierauf deutet auch die zahlenmäßig gute Übereinstimmung der einzelnen Differenzen hin. Der Mittelwert dieser Differenzen ist  $-0,25^{\text{ms}}$ , der mit einem aus der inneren Übereinstimmung der Einzelwerte abgeleiteten mittleren Fehler von  $\pm 0,17^{\text{ms}}$  behaftet ist.

Ist  $g$  die Beschleunigung der Schwere, so gilt allgemein

$$dg = \frac{2g}{c_0(2c_0 - 1)} dc$$

und hier im besonderen

$$dg = 1,12 dc.$$

Auf Grund der mitgeteilten Beobachtungen vermindert also die Registrierung das Koinzidenzintervall um einen Betrag, dem eine Änderung der Schwerebeschleunigung von  $-0,3 \pm 0,2$  mgal entspricht.

Bei den mit  $m$  bezeichneten Beobachtungen ist die Registriereinrichtung dauernd eingeschaltet gewesen; außerdem ist sie absichtlich mit einer weit größeren als notwendigen Energie betrieben worden. Bei der praktischen Verwendung der Registriereinrichtung liegen die Verhältnisse wesentlich günstiger, da dieselbe zu Beginn und am Ende der Pendelbeobachtung jeweils nur kurze Zeit eingeschaltet zu werden braucht.

Es dürfte mithin der Nachweis erbracht sein, daß die Registrierung von Pendeln mittels hochfrequenter Ströme bei relativen Schweremessungen gut verwendbar ist.

**Literatur.**

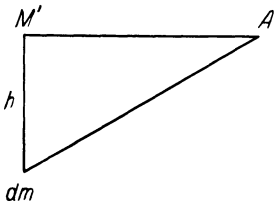
- 1) P. Lejay: Ein Schritt zur Beseitigung der Kontakte in den Präzisions-Pendeluhren. Deutsche Uhrmacher-Zeitung **52**, Heft 2, S. 23—25; Heft 3, S. 43—44 (1928).
- 2) Derselbe: Die genaue Bestimmung der Schwingungsdauer eines Pendels. Neue Registriermethoden und Uhrvergleiche größter Genauigkeit ohne Chronographen. Ebenda **52**, Heft 48, S. 899—901; Heft 52, S. 981—982 (1928).
- 3) H. Mahnkopf: Die Registrierung von Pendelschwingungen mittels kapazitiver Kontakte. Zeitschr. f. Geophys. **5**, Heft 2, S. 49—52 (1929).
- 4) H. Schmehl: Die Reduktion der Koizidenzzeiten von Pendeln zur Berechnung von Schweredifferenzen. Ebenda **5**, Heft 1, S. 1—15 (1929).
- 5) Jahresbericht des Direktors des Kgl. Geodätischen Institutes. Potsdam 1917, S. 24; 1918, S. 26.

Potsdam, Geodätisches Institut, den 15. März 1929.

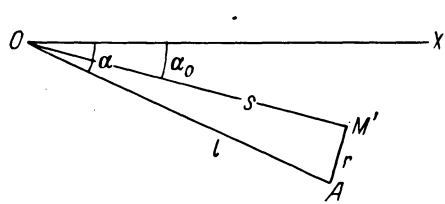
**Interrelation between local gravity anomalies and the derivatives of the potential.**

By **B. Numerov**. — (With 3 Illustrations.)

Let us consider a portion of the Earth's surface as a level plane where the distribution of gravity, or its deviation  $\Delta g$  from a certain normal law of distribution, is supposed to be known. The anomalies  $\Delta g$  may be naturally explained by the unhomogeneity of structure of the nearest layers and depend on the geological structure of the region. Let the element  $dm$  of the disturbing mass lie at a depth  $h$  from the Earth's surface and project on the horizontal



Diag. 1.



Diag. 2.

plane at point  $M'$  (see diagram 1). The gravity anomaly  $\Delta g$  at point  $A$  depending on the element  $dm$  will be equal to:

$$\Delta g = \frac{k^2 h dm}{(h^2 + r^2)^{3/2}} \dots \dots \dots (1)$$

where  $k^2 = 667 \cdot 10^{-10}$  is the gravitational constant and  $r = AM'$ .

We shall consider now (diagram 2) in a horizontal plane a system of polar coordinates with the pole at point  $O$  and the axis  $x$ , directed, e.g., south-

wards. The coordinates of point  $A$  will be denoted by  $l$  and  $\alpha$ , and those of point  $M'$  by  $s$  and  $\alpha_0$ . Let us further consider the integral:

$$J = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\infty \Delta g \cdot dl \dots \dots \dots (2)$$

which we may compute, substituting the anomaly  $\Delta g$  by the expression (1), or

$$\Delta g = \frac{k^2 h dm}{[h^2 + l^2 + s^2 - 2sl \cos(\alpha - \alpha_0)]^{3/2}} \dots \dots \dots (1^*)$$

In fact, we can admit that:

$$\left. \begin{aligned} J &= \frac{k^2 h dm}{2\pi} \int_{\alpha_0}^{\alpha_0 + 2\pi} d\alpha \int_0^\infty \frac{dl}{[h^2 + l^2 + s^2 - 2sl \cos(\alpha - \alpha_0)]^{3/2}} \\ &= \frac{k^2 h dm}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\infty \frac{dl}{(h^2 + l^2 + s^2 - 2sl \cos \alpha)^{3/2}} \\ &= \frac{k^2 h dm}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \left[ \frac{l - s \cos \alpha}{(h^2 + s^2 \sin^2 \alpha)(h^2 + s^2 + l^2 - 2sl \cos \alpha)} \right]_0^\infty \\ &= \frac{k^2 h dm}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\alpha}{h^2 + s^2 \sin^2 \alpha} = \frac{k^2 dm}{\sqrt{h^2 + s^2}} = dV \end{aligned} \right\} \dots \dots (3)$$

By  $dV$  at point  $O$  is denoted the potential of the elementary mass  $dm$ . Summing up with regard to all elements  $dm$  of the disturbing mass we arrive to write a general formula, valid for any arbitrary distribution of the disturbing masses, viz:

$$V = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\infty \Delta g \cdot dl = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Delta g}{l} d\sigma \dots \dots \dots (4)$$

This formula is nothing but a particular case of Stokes\*) and Green's formula, in assuming a certain angle  $\psi$  in that formula to be small, i. e. in admitting that the globe represents a plane surface.

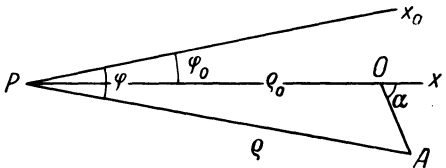
If we seek to obtain the expression of derivatives of the first and second order of the potential, we shall have to fulfil the integration with regard to the area  $d\sigma$ , on the basis of formula (4), starting from the outer pole  $P$ . However before proceeding to the integration let us rewrite the formula (4) in the form:

$$V = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Delta g - \Delta g_0}{l} d\sigma + V' \dots \dots \dots (4^*)$$

---

\*) Helmert: Die mathematischen und physikalischen Theorien der höheren Geodäsie, S. 251.

where  $V'$  is the potential of the flat layer occasioning at all points of the primary plane an anomaly of gravity  $\Delta g_0$ . It is easy to ascertain that all derivatives (except  $\frac{\partial V'}{\partial z}$ ) of the potential



Diag. 3.

$V'$  are equal to zero.

Denoting (diagram 3) the coordinates of points  $O$  and  $A$  with regard to a new pole  $P$  by  $\rho_0$ ,  $\varphi_0$  and  $\rho$ ,  $\varphi$  we get:

$$\frac{1}{l} = [\rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\varphi - \varphi_0)]^{-1/2} \dots \dots \dots (5)$$

and formula (4) may be rewritten

$$V = \frac{1}{2\pi} \int (\Delta g - \Delta g_0) [\rho^2 + x_0^2 + y_0^2 - 2\rho x_0 \cos \varphi - 2\rho y_0 \sin \varphi]^{-1/2} d\sigma + V' (6)$$

in assuming that  $x_0 = \rho_0 \cos \varphi_0$  and  $y_0 = \rho_0 \sin \varphi_0$  are rectangular coordinates of the point  $O$  relatively to pole  $P$ .

Differentiating formula (6) with regard to the parameters  $x$  and  $y$  and supposing further that  $x_0 = y_0 = 0$ , i. e. in admitting that the pole  $P$  coincides with point  $O$ , we obtain the following important formulae:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial x} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos \alpha d\alpha \int_0^\infty (\Delta g - \Delta g_0) \frac{dl}{l}, \\ \frac{\partial V}{\partial y} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin \alpha d\alpha \int_0^\infty (\Delta g - \Delta g_0) \frac{dl}{l}, \end{aligned} \right\} \dots \dots (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (3 \cos^2 \alpha - 1) d\alpha \int_0^\infty (\Delta g - \Delta g_0) \frac{dl}{l^2}, \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (3 \sin^2 \alpha - 1) d\alpha \int_0^\infty (\Delta g - \Delta g_0) \frac{dl}{l^2}, \end{aligned} \right\} \dots \dots (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= \frac{3}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos 2\alpha d\alpha \int_0^\infty (\Delta g - \Delta g_0) \frac{dl}{l^2}, \\ 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} &= \frac{3}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin 2\alpha d\alpha \int_0^\infty (\Delta g - \Delta g_0) \frac{dl}{l^2}. \end{aligned} \right\} \dots \dots (9)$$



Finally on the basis of Laplace's formula, i. e.  $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$ , we have:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\infty (\Delta g - \Delta g_0) \frac{dl}{l^2} \dots \dots \dots (10)$$

The first formula (7) for  $\frac{\partial V}{\partial x}$  has been primarily deduced by F. A. Vening Meinesz\*) on the basis of Stokes general formula.

The formulae (7), (10) enable us to compute the potential and its derivatives, if we know the distribution of gravity over a plane, which may be presented by a part of the Earth's surface. Thus, naturally, without taking into consideration the remotest zones and without extending the integration over the whole globe, we may find only the differences between the derivatives of the potential for contiguous points. Of practical value are the first derivatives of the potential of disturbing masses, which show the deflection of the plumb-line  $U_x$  and  $U_y$  along the axis  $x$  and axis  $y$

$$U_x = \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial x}, \quad U_y = \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial y},$$

the second derivatives  $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$  and  $2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}$  or the so called gradients of curvature, observed by means of a gravitational variometer, and finally  $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$  which cannot be determined with the aid of variometer, but the knowledge of which is extremely important for the interpretation of the gravitational observations.

The possibility of computing the deflection of the plumb-line on basis of gravity anomalies may be of great practical importance especially in remote regions where the topographical surveys are to be based on astronomical observations instead of triangulation. In computing the integrals (7), (8), (9) and (10) some difficulties may arise in integrating in the vicinity of point  $O$  when  $l$  is small. Let the gravity anomaly near point  $O$  be represented by the series:

$$\left. \begin{aligned} \Delta g - \Delta g_0 = & \left( \frac{\partial g}{\partial x} \right)_0 l \cos \alpha + \left( \frac{\partial g}{\partial y} \right)_0 l \sin \alpha + \frac{1}{2} l^2 \cos^2 \alpha \left( \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right)_0 \\ & + \frac{1}{2} l^2 \sin^2 \alpha \left( \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \right)_0 + \frac{1}{2} l^2 \sin 2\alpha \left( \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \right)_0 + \dots \end{aligned} \right\} (11)$$

---

\*) F. A. Vening Meinesz: A formula expressing the deflection of the plumb-line in the gravity anomalies and some formulae for the gravity-field and the gravity potential outside the geoid. Amsterdam 1928.

Inserting this formula in (7) and (10) and integrating with regard to  $l$  within the limits  $0$  and  $l_0$  [the radii of convergence of series (11)] and with regard to  $\alpha$  from  $0$  to  $2\pi$  we find:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial x} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial g}{\partial x} \right)_0 l_0, \\ \frac{\partial V}{\partial y} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial g}{\partial y} \right)_0 l_0, \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= \frac{3}{8} l_0 \left[ \left( \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right)_0 - \left( \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \right)_0 \right], \\ 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} &= \frac{3}{8} l_0 \left( \frac{\partial^2 g}{\partial x \partial y} \right)_0, \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} &= \frac{1}{16} l_0 \left[ 5 \left( \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right)_0 - \left( \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \right)_0 \right], \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} &= \frac{1}{16} l_0 \left[ 5 \left( \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \right)_0 - \left( \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right)_0 \right], \\ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} &= -\frac{1}{4} l_0 \left[ \left( \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right)_0 + \left( \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \right)_0 \right]. \end{aligned} \right\} (12)$$

i. e. in the limits of the circle of radius  $l_0$  the derivatives of the potential are computed according to formulae (12) depending: for the first derivatives of the potential upon the gradient of the variation of gravity,  $\left( \frac{\partial g}{\partial x} \right)_0$  and  $\left( \frac{\partial g}{\partial y} \right)_0$  and for the second derivatives upon their variations.

The further integration for  $l > l_0$  may be fulfilled graphically, namely by means of graphics which are used for the account of the influence of topography on the gravitational observations on the basis of a map with isogams\*).

## Zur Anisotropie der physikalischen Parameter von Gesteinen speziell der magnetischen Suszeptibilität.

Von J. Koenigsberger.

Bei der Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität von Gesteinen nach einer für Feldmessungen geeigneten Methode zeigten kristalline Schiefer eine deutliche magnetische Anisotropie, analog ihrer thermischen, elektrischen, elastischen Anisotropie. Man kann die Anisotropie auch ohne die Annahme anisotroper Träger der magnetischen Induktion, wie es z. B. Pyrrhotit ist, schon durch eine bestimmte Anordnung isotroper oder ungeordneter anisotroper Erzkörner erklären.

Die magnetische Suszeptibilität von Gesteinen in magnetischen Feldern, die nicht viel stärker als das Erdfeld sind, kann, wie a. a. O.\*\*\*) gezeigt wurde, einfach rasch dadurch bestimmt werden, daß man ein Stück des zu untersuchenden Materials mit einer einigermaßen ebenen Fläche in bestimmten kleinen Abstand, z. B. 1.5 cm, von einer an einem Faden aufgehängten Magnetnadel bringt. Man mißt die durch die Anziehung bei paramagnetischen Substanzen oder Abstoßung bei Diamagnetika bewirkte Drehung der Magnetnadel in Skalenteilen. Man

\*) B. Numerov: Die topographische Reduktion bei Drehwaagenbeobachtungen. Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 4, Heft 3 (1928).

\*\*) Zeitschr. f. Phys. 54, 511 (1929).

eicht einmal mit einer Flüssigkeit von bekannter Suszeptibilität, z. B. mit einer Eisenchloridlösung bestimmter Konzentration. Gegebenenfalls sind noch Korrekturen zu berücksichtigen für die endliche Dicke normal zur Grenzfläche, für die Größe der ebenen Grenzfläche, für den eventuell durch die Unebenheit und Wellung der Grenzfläche oder sonst geänderten Abstand der Fläche von der Magnetnadel. Die Korrekturen werden nach allgemein gültigen Kurven bei der Ausrechnung angebracht. Der remanente Magnetismus wird durch Umkehren der Probe (mit zwei Grenzflächen) und Mitteln der Werte eliminiert.

Zu dieser Messung kann man ein dafür geeignetes Vertikal- oder Horizontalvariometer gebrauchen. Derart wurde bei der Ausmessung magnetischer Profile die Suszeptibilität der anstehenden Gesteine bestimmt. Die erforderliche ungefähr ebene Fläche der Gesteinsproben ist oft in der Natur schon vorhanden; sonst schlägt man sie mit dem Hammer zurecht.

Bei diesen Beobachtungen, deren Theorie durch W. Thomsons Spiegelbildmethode gegeben ist, zeigte sich, daß einige, aber nicht alle Gesteine mit Paralleltexur eine deutliche Anisotropie der magnetischen Suszeptibilität aufweisen; maßgebend ist die Richtung der Kraftlinien (Feldstärke) des Spiegelbildes zur Schieferungsebene. Es seien nur einige Beispiele gegeben: 1. Eruptivgneis (sog. Sellagneis; Nalps bei Sedrun, Graubünden, Schweiz)  $\perp$  Schieferungsebene:  $14 \cdot 10^{-6}$ ;  $\parallel$ :  $22 \cdot 10^{-6}$ . 2. Granit mit Paralleltexur (sog. Fibbgranit; Gotthard, Schweiz)  $\perp$ :  $20 \cdot 10^{-6}$ ;  $\parallel$ :  $25 \cdot 10^{-6}$ . 3. Phyllitglimmerschiefer (Perdatsch, Nalps; Graubünden, Schweiz)  $\perp$ :  $80 \cdot 10^{-6}$ ;  $\parallel$ :  $130 \cdot 10^{-6}$ . 4. Biotitglimmerschiefer (V. Tremola; Gotthard, Schweiz)  $\perp$ :  $50 \cdot 10^{-6}$ ;  $\parallel$ :  $100 \cdot 10^{-6}$ .

Die magnetische Anisotropie von Gesteinen in den Gneisgebieten, die vielerorts einen erheblichen Teil der oberen Erdkruste ausmachen, beeinflusst wegen des von 0 bzw.  $90^\circ$  verschiedenen Inklinationswinkels auch bei flacher Lagerung der kristallinen Schiefer die Elemente der erdmagnetischen Kraft, kann allerdings bei den meisten bisher vom Verfasser untersuchten Gesteinen keine größeren Differenzeffekte als etwa  $15\gamma$  oder bei steilem Einfallen in der Deklination etwa eine Minute ergeben. — Änderung des Fallens und Streichens in demselben Gestein können also das Erdfeld, wenn auch wenig, ändern.

Meist ist die magnetische Suszeptibilität in den Richtungen der Schieferungsebene größer als senkrecht dazu. Ähnlich verhält sich bekanntlich die thermische und die elektrische Leitfähigkeit der kristallinen Schiefer; letztere hängt allerdings nicht von dem Gesteinsbestand selbst, sondern von dem Wasser in Hohlräumen (daneben von Graphit und Erzkörnern) ab. Noch nicht untersucht wurde meines Wissens in diesen Fällen, ob das der Anisotropie entsprechende Ellipsoid ein Rotationsellipsoid oder dreiachsig ist, ob also die Gesteine eine flächenförmige Preßbewegung oder überwiegend eine lineare Streckung erfahren haben.

Auch in der Seismik muß sich die erhebliche elastische Anisotropie vieler Gesteine (Kusakabe, Graf, Gamba) bemerkbar machen, welche Frage V. Conrad in seiner Abhandlung über dynamische Geologie an Hand der

Literatur eingehend bespricht\*). Daß die Bebenenergie in der Schieferungsebene sich mit geringerem Verlust fortpflanzt als senkrecht dazu, worauf H. Reich\*\*) hinweist, dürfte weniger auf der oben erwähnten Anisotropie des Elastizitätsmoduls, sondern vor allem auf der Anisotropie der noch nicht gemessenen Größen der nichtmolekularen, makroskopischen, elastischen Nachwirkung und Plastizität zusammengesetzter Materialien, also auf der Anisotropie der Dämpfungskonstante der elastischen Wellen in anisotropen Gesteinen, beruhen. Hiermit könnte teilweise vielleicht auch der von V. Conrad\*\*\*) erschlossene Einfluß der Streichrichtung von Faltegebirgen auf die Periodizität der Erdbeben zusammenhängen. Die eigentliche elastische Anisotropie muß vor allem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit betreffen; sie wird zur Entstehung zusammengehörender Wellensysteme verschiedener Geschwindigkeit Anlaß geben. Solche Doppelwellen sind allerdings noch nicht sicher beobachtet [vgl. Anm. \*)].

Man kann den Einfluß der Gefügeregelung des Gesteins (B. Sander) auf dessen physikalische Eigenschaften einfach erklären, wenn Körner eines anisotropen Minerals vorhanden sind, die bei der Entstehung der Paralleltextur des Gesteins teilweise parallel orientiert werden. In einigen magnetisch anisotropen Gesteinen, z. B. dem Biotitglimmerschiefer (s. oben 4.) kommt der bei niederen Feldstärken sehr stark magnetische und stark anisotrope Pyrrhotit vor. Man könnte dann annehmen, daß die Gefügeregelung als Orientierungsregelung sich auf die kleinen verstreuten Pyrrhotitkörner erstreckt. In anderen Fällen ist aber fast nur Magnetit da, der zwar magnetisch etwas anisotrop ist, aber als reguläres Mineral kaum eine Orientierungsregelung erfahren dürfte. In letzterem Falle bleibt daher nur die Erklärung nach einem Satze von Cl. Maxwell †) übrig: isotrope, aber anisometrische parallel angeordnete Einlagerungen, die also nach einer Richtung größere oder kleinere Dimensionen haben als nach den anderen, z. B. parallel angeordnete Parallelepipede, Zylinder, Platten bewirken in einem isotropen Medium eine Anisotropie der elektrischen Leitfähigkeit. Da die Probleme der stationären Strömung auf die magnetische Induktion sich übertragen lassen, so kann auch durch die Annahme einer linearen oder flächenförmigen Verteilung der kristallographisch ungeordneten Magnetit- oder Pyrrhotitkörner, also durch echte Gefügeregelung, die magnetische Anisotropie eines Gesteins erklärt werden.

Die Feststellung einer magnetischen Anisotropie von Gesteinen wurde mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgeführt, welcher der Verfasser seinen besten Dank aussprechen möchte.

---

\*) V. Conrad: Enzykl. d. mathem. Wissenschaft VI, 1. Bd., Heft 5, S. 405, Teubner, 1925.

\*\*) H. Reich: Beitr. z. Geophys. **17**, 86 (1927).

\*\*\*) V. Conrad: Ebenda **2**, 314 (1926).

†) J. Cl. Maxwell: Treatise I, § 322.

## Über den größten möglichen Schwereunterschied.

Von **Karl Jung**, Potsdam. — (Mit vier Abbildungen.)

Es wird eine für alle vorkommenden Fälle ausreichende Abschätzung für den größten möglichen, von Dichteunterschieden verursachten Schwereunterschied zwischen zwei Stationen  $P_1$  und  $P_3$  abgeleitet. Das Ergebnis wird in Form von übersichtlichen Kurven für den praktischen Gebrauch wiedergegeben.

Bisweilen kommt es vor, daß die auf benachbarten Stationen gemessenen Schwerewerte einen unwahrscheinlich hohen Unterschied haben. Besonders bei sehr kleinen Stationsabständen ist dies der Fall, wenn Ungenauigkeit der Messungen und Reduktionen einen verhältnismäßig großen Teil der gefundenen Schweredifferenz ausmachen können. Für solche Fälle\*) ist es vorteilhaft, Abschätzungsmöglichkeiten für den größten unter den gegebenen Umständen möglichen Schwereunterschied zu besitzen. Eine in den meisten Fällen ausreichende Abschätzung soll im folgenden abgeleitet werden.

1. Schwereunterschiede und ihre Ursachen. Schwereunterschiede an verschiedenen Stationen haben folgende Ursachen:

- a) Geographische Lage auf der rotierenden, abgeplatteten Erdfigur;
- b) verschiedene Meereshöhe der Stationen;
- c) die topographische Gestalt des Geländes;
- d) im Untergrund verborgene Dichteunterschiede.

Die Wirkung a) ist in den bekannten Schwereformeln von Helmert, Berroth, Heiskanen u. a. wiedergegeben und kann berücksichtigt werden. Die Schwereformeln enthalten die Wirkung der Rotation und Abplattung, nach Abzug des ihnen entsprechenden Normalwertes kann die Erde als ruhend und kugelförmig angesehen werden. Die Einflüsse b) und c) werden durch eins der geläufigen Verfahren zur Reduktion auf gleiche Meereshöhe (einschließlich topographische Reduktion) beseitigt. Alsdann bleibt nur noch d) übrig, der Einfluß der im Untergrund verborgenen Dichteunterschiede. Mit ihm allein soll sich im folgenden befaßt werden.

2. Schranken der durch Dichteunterschiede hervorgerufenen Schwereunterschiede. Die Einflüsse a), b), c) seien bereits abgezogen. Was noch an Schwereunterschieden bleibt, hängt außer von den Ungenauigkeiten der Messung nur noch von mehr oder weniger unbekanntem Dichteunterschieden ab. Um die Zuverlässigkeit der Messung zu prüfen, ist es notwendig, den größten möglichen Einfluß der Dichteunterschiede abzuschätzen. Ihre Wirkung ist nämlich nicht unbeschränkt, sie hängt ab von der Stations-

---

\*) Ein Beispiel hierfür wird vom Verfasser in einer späteren Arbeit behandelt werden.

entfernung, von den möglichen Dichteunterschieden und von dem Volumen, in dem die Dichteunterschiede sich ausbreiten, und wächst mit ihnen. Für alle drei bestehen obere Grenzen. Somit können auch die Schwereunterschiede nicht über alle Schranken wachsen. Es gibt größte mögliche Schwereunterschiede.

Ihre Berechnung läßt sich eventuell durch vernünftige Beschränkungen über die Ausdehnung der Dichteunterschiede (z. B. Ausgleichstiefe) vereinfachen.

3. Einfache Abschätzung des größten möglichen, von Dichteunterschieden hervorgerufenen Schwereunterschieds (nur für große Stationsentfernungen). Bei zwei Stationen müssen unter der Station mit größerer Schwere dichtere Gesteine liegen, die unter der anderen Station fehlen. Die einfachste Abschätzung der Wirkung dieser Gesteine erhält man unter der Annahme, daß sich eine horizontale, unendlich ausgedehnte Gesteinsplatte unter der erstgenannten Station befindet, die auf die andere Station nicht einwirkt. Die Wirkung einer solchen mit der Dichte  $\Delta\sigma$  belegten Schicht von der Dicke  $d$  beträgt

$$\Delta g = 2k^2 \cdot \Delta\sigma \cdot \pi \cdot d \quad (k^2 = \text{Gravitationskonstante}).$$

Mit  $k^2 = 6,67 \cdot 10^{-8}$  erhält man

$$\Delta g = 42 \cdot \Delta\sigma \cdot d \text{ Milligal} = 42 \cdot \Delta\sigma \cdot d \cdot 10^{-3} \text{ cgs-Einheiten (} d \text{ in Kilometer).}$$

Bequem ist bei dieser Abschätzung, daß die Stationsentfernung nicht eingeht, und daß sich die Schweredifferenz proportional der Dicke der Gesteinsplatte ergibt. Es ist jedoch klar, daß diese Abschätzung nur sehr bedingt brauchbare Resultate liefert, nämlich nur dann, wenn die der Berechnung zugrunde gelegte Annahme, daß sich die Gesteinsplatte unendlich weit ausdehnt, nicht gar zu einschneidend ist. Da die dichten Massen sich in Wirklichkeit nicht bis unter die Station mit geringerer Schwere erstrecken, kann die Gesteinsplatte strenggenommen nicht als nach allen Richtungen unendlich ausgedehnt angesetzt werden, eine Grenze befindet sich jedenfalls zwischen beiden Stationen. Die vorliegende Abschätzung ist nur dann zulässig, wenn beide Stationen hinreichend weit von dieser Grenze entfernt sind, also nur bei im Verhältnis zur Dicke der wirksamen Schichten sehr großem Stationsabstand. Im allgemeinen ergibt sie viel zu große Beträge und ist gerade für den wichtigen Fall sehr kleiner Stationsabstände nicht einmal der Größenordnung nach richtig.

Es soll im folgenden eine für alle vorkommenden Fälle ausreichende, auch die Krümmung der Erdoberfläche berücksichtigende Abschätzung abgeleitet werden.

4. Ableitung einer für alle vorkommenden Fälle ausreichenden Abschätzung für den größten möglichen, von Dichteunterschieden verursachten Schwereunterschied. Auf der ganzen Erde ist die Schwerkraft mit nur geringen Abweichungen nach dem Erdmittelpunkt gerichtet. Da

die praktisch vorkommenden Störungen die Schwerkraft nur um höchstens einige Minuten ablenken, ist es bei Abschätzungen erlaubt, die Schwerkraft als zum Erdmittelpunkt gerichtet anzunehmen und die Wirkung von Störungsmassen auf die Schwerkraft der Wirkung auf die nach dem Erdmittelpunkt gerichteten Komponente gleichzusetzen.

Es werden (Fig. 1 a) zwei Stationen  $P_1$  und  $P_2$  betrachtet, ihr Abstand auf der Erdoberfläche sei  $2a$ . Bei kleinem Stationsabstand kann  $a$  als Strecke, bei sehr großem Abstand muß  $a$  als Bogen angesehen werden. Die Richtung zum Erdmittelpunkt wird mit  $Z$  bezeichnet.

$O$  sei der Mittelpunkt von  $P_1P_2$ . Durch  $O$  wird die Symmetrieebene zu  $P_1$  und  $P_2$ , senkrecht auf  $P_1P_2$  gelegt. Diese Ebene teilt den unterhalb von  $P_1$  und  $P_2$  befindlichen Raum in zwei Teile. Wird ein beliebiger Punkt des Raumteils unter  $P_2$  mit Masse belegt, so ist deren Wirkung auf die  $Z$ -Komponente der Schwerkraft in  $P_2$  größer als in  $P_1$ . Man erhält also den größten denkbaren Unterschied der  $Z$ -Komponente der Schwerkraft zwischen  $P_1$  und  $P_2$ , wenn der ganze Raumteil unter  $P_2$  mit einer um  $\Delta\sigma$  dichteren Masse belegt ist als der Raumteil unter  $P_1$ . Die gleiche Wirkung erhält man, wenn man unter  $P_1$  gar keine Masse, unter  $P_2$  die Dichte  $\Delta\sigma$  annimmt. Hierbei kann  $\Delta\sigma$  konstant angenommen werden. Sind bei den in der Natur vorkommenden Fällen mehr als zwei verschiedene Dichten, also mehr als ein Dichteunterschied  $\Delta\sigma$  zu berücksichtigen, so ist für  $\Delta\sigma$  der größte der vorhandenen Dichteunterschiede oder ein geeigneter Mittelwert einzusetzen.

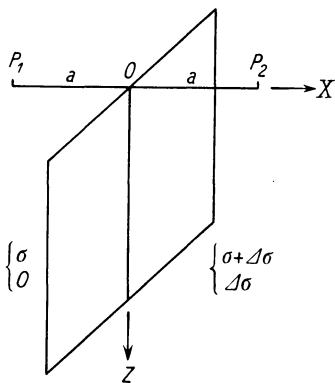


Fig. 1 a.

Aus dem mit  $\Delta\sigma$  belegten Raumteil schneidet das Volumen der Erde eine Halbkugel aus. Der größte mögliche Schwereunterschied zwischen  $P_1$  und  $P_2$  wird also hervorgerufen durch eine Belegung der unter  $P_2$  liegenden Halberde mit dem Dichteunterschied  $\Delta\sigma$ .

Eine solche Massenverteilung ist mit den Beobachtungen nicht verträglich. Sie würde größere Schwereunterschiede und größere Abweichungen der Schwererichtung von der Richtung zum Erdmittelpunkt zur Folge haben als bisher durch Messungen festgestellt sind, auch dürfte sie sich astronomisch, z. B. in täglichen Schwankungen der Mondbewegung, bemerkbar machen. Außerdem kann man eine solche Massenverteilung nicht auf jedes beliebige Stationspaar beziehen.

Bedeutend geringer ist die den tatsächlichen Verhältnissen angetane Gewalt, wenn man annimmt, daß die Massenverteilung in der Erde bis sehr nahe an die Oberfläche kugelsymmetrisch ist und Dichteunterschiede der oben beschriebenen Art nur oberhalb einer bestimmten Tiefe, die höchstens gleich der

isostatischen Ausgleichstiefe anzunehmen ist, vorkommen. Eine solche Massenverteilung ist in Fig. 1 b wiedergegeben (die vordere Hälfte der mit  $\Delta\sigma$  belegten Halbkugelschale ist der plastischeren Darstellung wegen weggelassen). Sie geht immer noch weit über das wirklich Vorhandene hinaus, ist aber zu Abschätzungen wohl zu verwenden.

Nun kann man eine Massenordnung finden, die auf einen Punkt ( $P_I$  in Fig. 1 c) der Erdoberfläche eine Wirkung vom Betrag des Schwereunterschieds zwischen  $P_1$  und  $P_2$  ausübt. Man braucht nur die Punkte  $P_1$  und  $P_2$  mitsamt den auf sie wirkenden Massen längs  $P_1P_2$  so zu verschieben, daß  $P_1$  und  $P_2$  in  $P_I$  zusammenfallen. Hierdurch wird die mit  $\Delta\sigma$  belegte Halbkugelschale in

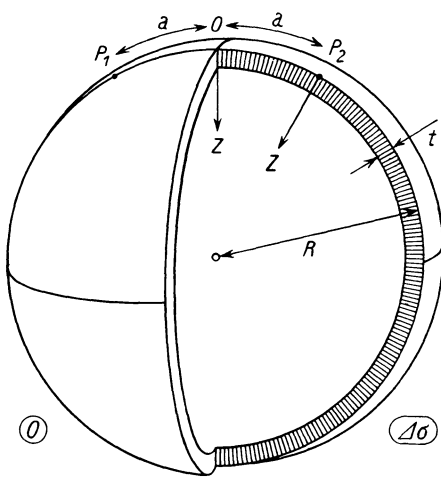


Fig. 1 b.

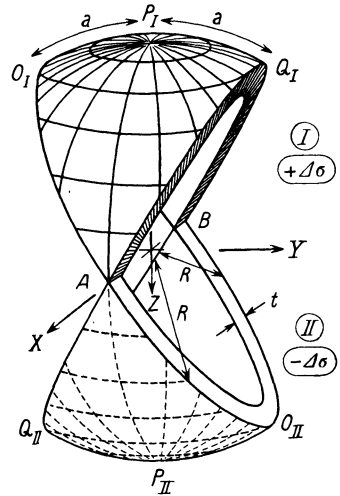


Fig. 1 c.

zwei gleichfalls mit  $\Delta\sigma$  belegte Halbkugelschalen zerlegt. Die eine entspricht der Wirkung auf  $P_2$  und ist von der Ebene  $AO_I B O_{II}$  begrenzt, die andere entspricht der Wirkung auf  $P_1$  und ist begrenzt von  $A Q_I A Q_{II}$ . Diese beiden Halbkugeln wirken auf  $P_I$  wie die ursprüngliche Halbkugelschale auf  $P_2$  und  $P_1$ . Durch Subtraktion der letztgenannten Halbkugelschale von der ersten erhält man die Massenordnung, die auf  $P_I$  eine Wirkung von der Größe des Schwereunterschieds zwischen  $P_1$  und  $P_2$  ausübt. Wie diese Massenordnung aussieht, zeigt Fig. 1 c: die Masse I mit der Dichte  $+\Delta\sigma$ , geformt wie die Schale einer Apfelsinenschnitte, liegt unter dem Punkt  $P_I$ , eine gleich geformte Masse II mit der Dichte  $-\Delta\sigma$  liegt unter seinen Antipoden bei  $P_{II}$ . Die größte Breite von I und II ist  $2a$ .

5. Berechnungen und Ergebnis. Die bei der Berechnung verwandten Koordinatensysteme zeigt Fig. 2. Zu bemerken ist nur, daß der Ursprung der Z-Achse in  $P_{II}$  und nicht im Erdmittelpunkt liegt. Der Erdradius



sei  $R$ , die Dicke der mit  $\pm \Delta\sigma$  belegten Schalen sei  $t$ . Der Abstand von dem Massenelement  $dm$  zum Aufpunkt  $P_I$  wird mit  $e$  bezeichnet.

Dann ist das Schwerepotential:

$$W = k^2 \int \int_{I, -II} \int \frac{dm}{e}$$

und die  $Z$ -Komponente der Schwerkraft.

$$\Delta g = \frac{\partial W}{\partial z} = k^2 \int \int_{I, -II} \int \frac{\xi dm}{e^3}.$$

Zu integrieren ist über  $I$  und  $II$  unter Berücksichtigung des Vorzeichens von  $\Delta\sigma$ .

Es ist praktisch, die Größe  $\varrho' = \frac{\varrho}{R}$

(später entsprechend  $t' = \frac{t}{R}$ ,  $a' = \frac{a}{R}$ ) ein-

zuführen. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} \Delta g &= k^2 \cdot \Delta\sigma \cdot R \int \int_{I, -II} \int \frac{(1 - \varrho' \sin \varphi) \varrho'^2 \cos \varphi}{(1 + \varrho'^2 - 2 \varrho' \sin \varphi)^{3/2}} d\varrho' d\varphi d\lambda \\ &= k^2 \cdot \Delta\sigma \cdot R \int \int_{I, -II} \int J d\varrho' d\varphi d\lambda. \end{aligned}$$

Aus Symmetriegründen kann man viermal über ein Viertel von  $I$  und  $II$  integrieren und erhält somit:

$$\Delta g = 4 k^2 \cdot \Delta\sigma \cdot R \cdot \int \int \int_{(A P_I Q_I, -A P_{II} Q_{II})} J d\varrho' d\varphi d\lambda.$$

Für  $\varrho'$  sind die Integrationsgrenzen  $1 - t'$  und  $1$ . Über  $\varphi$  ist auf dem Meridian  $\lambda = \text{const}$  von der Ebene  $A Q_I B$  bis zum Pol  $P_I$  und von  $P_{II}$  bis zur Ebene  $A Q_{II} B$  zu integrieren. Integrationsgrenzen sind also

für  $I$ :  $\Phi$  und  $\pi/2$ , für  $II$ :  $-\pi/2$  und  $-\Phi$ .

Hierbei ist  $\Phi$  durch die Gleichung der Ebene  $A Q_I B Q_{II}$  bestimmt:

$$\frac{y}{R - z} = \text{tg } a' = \frac{\varrho \cos \Phi \sin \lambda}{\varrho \sin \Phi}, \quad \Phi = \text{arc cotg} \left( \frac{\text{tg } a'}{\sin \lambda} \right).$$

Zum Schluß wird über  $\lambda$  integriert von  $0$  bis  $\pi/2$ .

Somit ist:

$$\Delta g = 4 k^2 \cdot \Delta\sigma \cdot R \int_{\lambda=0}^{\pi/2} \int_{\varrho'=1-t'}^1 \left\{ \int_{\varphi=\Phi}^{\pi/2} J d\varphi - \int_{\varphi=-\pi/2}^{-\Phi} J d\varphi \right\} d\varrho' d\lambda.$$

Zur Durchführung der Integration über  $\varphi$  setzt man  $\sin \varphi = u$ ,  $\cos \varphi d\varphi = du$ . Das unbestimmte Integral ist

$$\int J d\varphi = \int \frac{(1 - \varrho' u) \varrho'^2 du}{(1 + \varrho'^2 - 2 \varrho' u)^{3/2}} = \frac{\varrho'^2 u - \varrho'^3}{\sqrt{1 + \varrho'^2 - 2 \varrho' u}} + \text{Const},$$

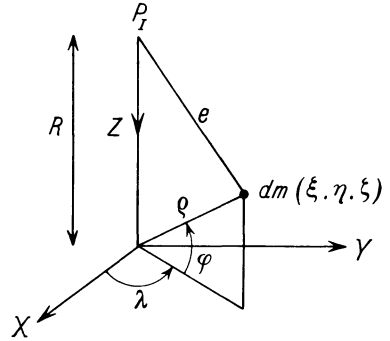


Fig. 2.

und man erhält durch Einsetzen der Grenzen

$$\int_{\varphi=\Phi}^{\pi/2} J d\varphi - \int_{\varphi=-\pi/2}^{-\Phi} J d\varphi = \frac{\varrho'^3 - \varrho'^2 U}{\sqrt{1 + \varrho'^2 - 2\varrho'U}} + \frac{\varrho'^3 + \varrho'^2 U}{\sqrt{1 + \varrho'^2 + 2\varrho'U}},$$

wobei

$$U = \sin \Phi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\operatorname{tg} a'}{\sin \lambda}\right)^2}}.$$

Die Integration über  $\varrho'$  ist ebenfalls elementar möglich. Mit

$$\int \frac{\varrho'^3 d\varrho'}{\sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U}} = \left(\frac{\varrho'^2}{3} \mp \frac{5}{6} U \varrho' + \frac{5}{2} U^2 - \frac{2}{3}\right) \sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U} \\ \pm \left(\frac{3}{2} U - \frac{5}{2} U^3\right) \ln(\pm 2U + 2\varrho' + 2\sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U})$$

und

$$\int \frac{\varrho'^2 U d\varrho'}{\sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U}} = \left(\frac{1}{2} U \varrho' \mp \frac{3}{2} U^2\right) \sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U} \\ + \left(\frac{3}{2} U^2 - \frac{1}{2} U\right) \ln(\pm 2U + 2\varrho' + 2\sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U})$$

ergibt sich nach Einsetzen der Grenzen:

$$\int_{\varrho'=1-t'}^1 \left\{ \int_{\varphi=\Phi}^{\pi/2} J d\varphi - \int_{\varphi=-\pi/2}^{-\Phi} J d\varphi \right\} d\varrho \\ = -\left(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} U - U^2\right) \sqrt{2(1+U)} - \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{3} U - U^2\right) \sqrt{2(1-U)} \\ + (U - U^3) \left[ \ln(1+U) + \sqrt{2(1+U)} \right] - \ln\left((1-U) + \sqrt{2(1-U)}\right) \\ - \left(\frac{(1-t')^2}{3} - \frac{1}{3} U(1-t') + U^2 - \frac{2}{3}\right) \sqrt{1 + (1-t')^2 + 2U(1-t')} \\ - \left(\frac{(1-t')^2}{3} + \frac{1}{3} U(1-t') + U^2 - \frac{2}{3}\right) \sqrt{1 + (1-t')^2 - 2U(1-t')} \\ - (U - U^3) \left[ \ln\left((1+U-t') + \sqrt{1 + (1-t')^2 + 2U(1-t')}\right) \right. \\ \left. - \ln\left((1-U-t') + \sqrt{1 + (1-t')^2 - 2U(1-t')}\right) \right].$$

Die Integration nach  $\lambda$  wird graphisch ausgeführt. Hierzu muß die rechte Seite der obigen Gleichung für verschiedene Wertepaare ( $t'$ ,  $a'$ ) und hinreichend viele Werte von  $\lambda$  berechnet werden. Diese umfangreiche Rechenarbeit läßt sich erheblich abkürzen, wenn man die Wurzeln und die Potenzen von  $1-t'$  nach  $t'$  entwickelt und  $t'$  gegen 1, entsprechend  $t'^2$  gegen  $t'$  und  $t'^2$  gegen 1 streicht. Das kann unbedenklich geschehen, da  $t'$  selbst für die Ausgleichstiefe von etwas über 100 km kleiner als  $\frac{1}{50}$  ist und Genauigkeiten bis auf mehrere

Prozent ausreichen. Zu beachten ist nur, daß  $1-U$  bei kleinen Werten von

$a'$  fast Null werden kann. Deshalb ist  $t'$  nicht ohne vorherige Prüfung gegen  $1 - U$  zu vernachlässigen, und  $\frac{t'^2}{2(1-U)}$  kann nicht stets als kleine Größe angesehen und gestrichen werden.

Führt man diese Vereinfachungen durch, so erhält man:

$$\Delta g = 4k^2 \cdot \Delta \sigma \cdot R \cdot \int_{\lambda=0}^{\pi/2} K d\lambda,$$

$$K = t' \left[ \sqrt{1 + \frac{t'^2}{2(1-U)}} \cdot \frac{2+U}{3} \sqrt{2(1-U)} + \frac{1}{2} (1-U+U^2) \sqrt{2(1+U)} \right] + \left( \frac{1-U}{3} - U^2 \right) \sqrt{2(1-U)} \left[ \left( \sqrt{1 + \frac{t'^2}{2(1-U)}} - 1 \right) - \frac{t'^2}{2\sqrt{1 + \frac{t'^2}{2(1-U)}}} \right] + 2.30 \cdot U(1+U)(1-U) \cdot \log_{(10)} \frac{[(1-U) - t'] + \sqrt{2(1-U)} \cdot \sqrt{1 + \frac{t'^2}{2(1-U)}}}{(1-U) + \sqrt{2(1-U)}}$$

$$U = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\operatorname{tg} a'}{\sin \lambda}\right)^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{a'}{\sin \lambda}\right)^2}} \text{ für kleine Werte von } a'.$$

Für  $t = 100, 10, 1$  km und  $a = 100, 10, 1$  km,  $100$  m wurde die Berechnung von  $K$  für hinreichend viele Werte von  $\lambda$  ( $\frac{1}{2}, 1, 5, 10, 30, 60, 90^\circ$ ) durchgeführt, bei den kleineren Werten von  $\lambda$  auf etwa 5 Proz., bei den größeren Werten von  $\lambda$  auf etwa 10 Proz. genau. Für jedes Wertepaar ( $t, a$ ) wurde eine  $K(\lambda)$ -Kurve gezeichnet, durch Auszählen integriert und das Ergebnis geprüft, indem die Flächen aus Karton ausgeschnitten und auf der Briefwaage gewogen wurden. Aus den so erhaltenen

Werten für  $\int_{\lambda=0}^{\pi/2} K d\lambda$  wurde  $\frac{\Delta g}{\Delta \sigma}$

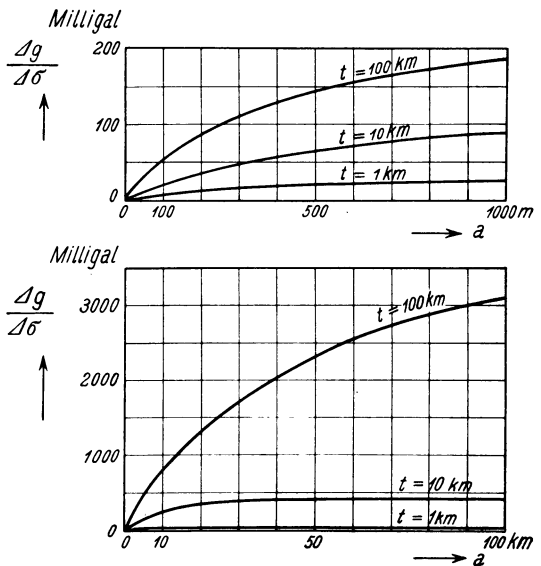


Fig. 3.

unter Annahme von  $k^2 = 6,67 \cdot 10^{-8}$  und  $R = 6370$  km für jedes Wertepaar ( $t, a$ ) berechnet und das Ergebnis schließlich als Kurve (Fig. 3) aufgetragen.

Die Ordinaten der Fig. 3, mit  $\Delta\sigma$  multipliziert, geben also den größten möglichen, von im Untergrund verborgenen Dichteunterschieden verursachten Unterschied der Schwere in  $P_1$  und  $P_2$  an, wobei  $a$  die halbe Entfernung zwischen  $P_1$  und  $P_2$  bedeutet und  $t$  die Tiefe ist, bis zu der der Dichteunterschied  $\Delta\sigma$  vorkommt.

6. Kurze Diskussion des Ergebnisses. Wie eine flüchtige Betrachtung der Kurven (Fig. 3) zeigt, steigt  $\frac{\Delta g}{\Delta\sigma}$  mit wachsendem  $a$  von Null bis zu einem Höchstwert an. Dieser Höchstwert ist etwa  $40 \cdot t$  ( $t$  in Kilometer),

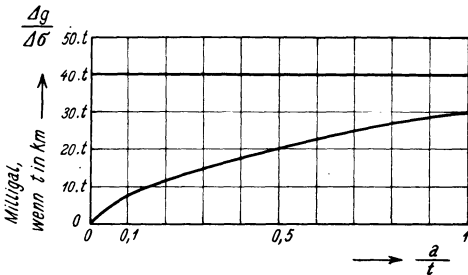


Fig. 4.

also so gut wie gleich dem Werte, den man mittels der einfachen, auf S. 66 gebrachten Abschätzung findet. Wie dort schon gesagt, ist diese Abschätzung nur für große Stationsentfernungen gültig. Bei  $a = t$  ist etwa  $\frac{3}{4}$ , bei  $a = \frac{1}{10} t$  etwa  $\frac{1}{5}$ , bei  $a = \frac{1}{100} t$  etwa  $\frac{1}{20}$  und bei  $a = \frac{1}{1000} t$  etwa  $\frac{1}{100}$  des Höchstbetrages  $\frac{\Delta g}{\Delta\sigma} = 40 t$  ( $t$  in

Kilometer) erreicht (Fig. 4). Größere, von Dichteunterschieden hervorgerufene Schwereunterschiede sind nicht möglich und werden, falls sie beobachtet sind, von Ungenauigkeiten der Messung und der Reduktionen vorgetäuscht, wenn man nicht Annahmen über die Dichteverteilung im Untergrund machen will, die von den bisherigen Erkenntnissen weit abweichen.

Potsdam, Geodätisches Institut, März 1929.

## Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Rahmenmethoden.

Von J. N. Hummel. — (Mit einer Abbildung.)

Das magnetische Feld eines durch den Untergrund gesandten stationären Stromes wird für den Fall untersucht, daß Rotationskörper abweichender Leitfähigkeit im sonst homogenen isotropen Medium eingelagert sind, wobei die Rotationsachse in der Richtung des homogenen Stromfeldes liegt. Es gelingt zu zeigen, daß bei tief unter der Erdoberfläche liegenden Einlagerungen die Störungen im normalen regelmäßigen Magnetfeld an der Oberfläche nahezu gleichzeitig mit den Verzerrungen im zugehörigen Potentiallinienbilde verschwinden.

Wird mittels Elektroden ein künstliches Stromfeld im Erdboden erzeugt, so kann an der Erdoberfläche entweder das Stromfeld selbst, oder aber das magnetische Feld des Stromes vermessen werden. Die Feststellung des Stromverlaufes geschieht vorteilhaft indirekt mit den Potentiallinienmethoden, bei

denen das Potentiallinienbild an der Oberfläche durch Abtasten mit Sonden ermittelt wird. Die Untersuchung des magnetischen Feldes erfolgt mit den Rahmenmethoden, bei denen die magnetische Feldstärke nach Größe, Richtung und Phase mit Hilfe einer Induktionsspule oder eines Rahmens ermittelt wird. In beiden Fällen können die Meßgrößen Aufschluß über die Beschaffenheit des Untergrundes geben. Es fragt sich nun, was diese Verfahren zu leisten vermögen, und mit welchem von beiden man weitergehende Aufschlüsse erlangen kann. Hinsichtlich ihrer Tiefenwirkung soll hier der Versuch unternommen werden, diese Frage zu beantworten.

Über die Art der Aufschlüsse, die jede der beiden Methoden zu geben vermag, läßt sich am besten durch die theoretische Behandlung einiger charakteristischer Sonderfälle ein Bild gewinnen. Die Berechnung des Potentiallinienbildes bei vorgegebener Leitfähigkeitsverteilung und bei vorgegebener Elektrodenanordnung ist auch in vielen Fällen exakt möglich, wie wir dies in früheren Arbeiten zeigen konnten\*). Wir sind deshalb über alle wesentlichen Fragen, die diese Felder betreffen, insbesondere auch über die Tiefenwirkung der hierher gehörenden Verfahren, gut unterrichtet. Dagegen ist die Berechnung des elektromagnetischen Feldes selbst in den einfachsten Fällen nahezu unmöglich. Es ist infolgedessen schon für uns von Wert, wenn es nur gelingt, für Sonderfälle irgendwelche Beziehungen zwischen beiden Feldern zu ermitteln, die es gestatten, sie miteinander zu vergleichen, so daß die weitgehende Kenntnis vom Stromfelde uns auch eine Vorstellung vom zugehörigen Magnetfelde vermitteln kann.

In der Praxis wird aus zweierlei Gründen meist Wechselstrom durch den Boden gesandt. Erstens vermeidet man die Gegenpolarisation, die bei Gleichstrom nur durch besondere Vorrichtungen beseitigt werden kann, und zweitens treten Induktionswirkungen auf, die die Anwendung überaus empfindlicher Meßinstrumente gestatten. Wird Wechselstrom geringer Frequenz verwandt, so sind sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld in jedem Zeitmoment nur wenig von den entsprechenden stationären Feldern verschieden, die vorhanden wären, wenn statt Wechselstrom Gleichstrom benutzt, oder besser, wenn von den Induktionswirkungen der Stromlinien aufeinander abgesehen würde. Dieser Grenzfall, der rechnerisch leichter zu erfassen ist, da man unter anderem von Phasenverschiebungen absehen kann, soll zum Ausgangspunkt unserer Überlegungen gemacht werden.

---

\*) J. N. Hummel: Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienmethoden. Zeitschr. f. Geophys., 4. Jahrg., S. 22—27 (1928). — Derselbe: Untersuchung der Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf geoelektrische Potentiallinienverfahren. Ebenda, S. 67—76. — Derselbe: Beiträge zur geoelektrischen Methode. Ebenda, S. 178—203. — Derselbe: Theoretische Grundlagen für die Auffindung von Störungskörpern usw. Gerlands Beitr. 20, 281—287 (1928). — Derselbe: Untersuchung der Potentialverteilung um verschiedene Störungskörper, die sich in einem an und für sich homogenen Stromfelde befinden. Ebenda 21, 204—214 (1929).

Für den Fall eines im homogenen isotropen leitenden Medium räumlich verteilten stationären Stromes, wie er durch zwei Elektroden bestimmter Form hervorgerufen wird, haben J. Koenigsberger\*) und H. Jensen\*\*) die Berechnung des Magnetfeldes, allerdings mit einigen Vernachlässigungen, durchgeführt. Ihre Untersuchungen, die sich auf regelmäßige ungestörte Felder beziehen, sagen uns nichts über die Störungen des normalen Feldes aus, wie sie durch Einlagerungen abweichender Leitfähigkeit, die sich im stromdurchflossenen Medium befinden, hervorgerufen werden. Solche Störungen aber gerade wollen wir hier untersuchen.

Ohne zunächst auf spezielle Verhältnisse einzugehen, läßt sich ganz allgemein über die Beschaffenheit des elektromagnetischen Feldes folgendes sagen: Hat man es mit einem normalen ungestörten Stromfeld zu tun, so besitzt auch das zugehörige Magnetfeld einen normalen ungestörten Charakter. Wird in das an und für sich regelmäßige Stromfeld ein Störungskörper hereingebracht, der eine vom homogenen isotropen Muttergestein abweichende Leitfähigkeit besitzt, so findet in beiden Feldern eine Störung statt. Ist seine Leitfähigkeit beispielsweise eine bessere, so findet im Störungskörper selbst eine Verdichtung und in seiner Umgebung eine Lichtung der Stromlinien statt. Die größere Dichte in seinem Innern führt nach dem Gesetz von Biot-Savart zu einer Vergrößerung der magnetischen Feldstärke außerhalb seiner Begrenzung, die geringere Stromdichte in dem ihn umgebenden Mantel zu einer Verkleinerung der magnetischen Feldstärke außerhalb des Mantels. Es tritt also im Magnetfelde insgesamt nur eine Differenz beider Wirkungen in Erscheinung, die sich im allgemeinen in einer Änderung der Größe und Richtung der magnetischen Feldstärke äußern wird. Welcher Art diese Änderung ist, ob eine Stärkung oder Schwächung des Feldes eintritt, bzw. wo eine Stärkung und wo eine Schwächung eintritt, dies kann ohne weiteres nicht gesagt werden. Eine völlige Beantwortung dieser Fragen wird ohne sehr verwickelte Rechnungen auch nicht möglich sein. Will man diese vermeiden, so wird man sich mit qualitativen Aussagen begnügen müssen, die auf einer weitgehenden Idealisierung der Verhältnisse durch vereinfachende Annahmen beruhen. Dagegen soll es uns hier für einige Sonderfälle ohne erhebliche Einschränkungen gelingen, zwischen der Größe der Störung im Magnetfelde an der Erdoberfläche und der entsprechenden Störung im Strom- und Potentiallinienbilde einen recht guten Vergleich ziehen zu können, der für die Praxis der Rahmenmethoden, insbesondere für deren Tiefenwirkung von Bedeutung ist.

Wir knüpfen an einen der wenigen Fälle an, für den das elektromagnetische Feld völlig exakt berechnet ist, nämlich an einen unbegrenzten Kreiszyylinder, der von einem Strome parallel zu seiner Achse derart durchflossen

---

\*) J. Koenigsberger: Berechnung des magnetischen Feldes einer Stromquelle im Raum. Phys. Zeitschr. 28, 342 (1927).

\*\*) H. Jensen: Das magnetische Feld einer räumlichen Strömung bei linearer Stromquelle. Ebenda, S. 815—819.

wird, daß die Stromdichte in konzentrischen Schichten des Zylinders denselben Wert besitzt. Die magnetische Permeabilität  $\mu$  sei im ganzen Raume konstant. Die Stromdichte kann eine beliebige Funktion des Abstandes von der Achse sein. Es handelt sich also im allgemeinsten Falle um ein inhomogenes Stromfeld, das als Spezialfall unter anderem ein homogenes Stromfeld enthält. Unter diesen Annahmen, die uns noch einen weiten Spielraum für die Stromverteilung lassen, und auf die die geoelektrischen Verhältnisse insofern gut passen, als man es dort ebenfalls mit räumlichen nicht homogenen Stromfeldern zu tun hat, gewinnt der Ausdruck für die magnetische Feldstärke außerhalb des Zylinders eine recht einfache Form. An ihm lassen sich alle Verhältnisse bequem studieren.

Zur Aufstellung der Gleichungen falle die Zylinderachse mit der  $x$ -Achse eines Koordinatensystems zusammen. Der Radius des Zylinders sei  $R$ , der Abstand eines Aufpunktes von der  $x$ -Achse  $r$ . Ist  $I$  der gesamte durch den Zylinder hindurchgehende Strom,  $i_x$  die Stromdichte und  $q$  der Querschnitt des Zylinders, so ist

$$I = \int i_x \cdot dq.$$

Aus Symmetriegründen hängen das Vektorpotential  $V$  wie auch die magnetische Feldstärke  $\mathfrak{H}$  lediglich von  $r$  ab. Für das Äußere des Zylinders gilt die folgende Beziehung, deren Ableitung wir uns ersparen können\*). Es ist

$$V_x = -2\mu I \cdot \ln r + C,$$

worin  $C$  eine beliebige Konstante ist. Unter Berücksichtigung der Beziehung

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{dV_x}{dr}$$

erhält man für die Feldstärke im Außenraume den Wert

$$\mathfrak{H}_a = \frac{2I}{r}.$$

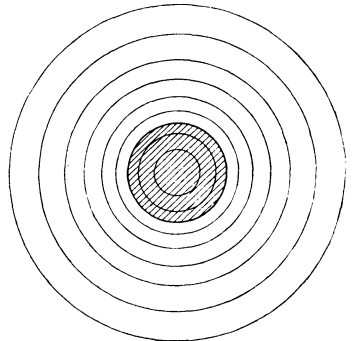


Fig. 1.

Vektorpotential und magnetische Feldstärke sind also im Außenraum völlig unabhängig von der Stromverteilung im Innern des Zylinders, wenn diese nur den obigen Bedingungen genügt. Ob der ganze Strom in der Zylinderachse konzentriert, homogen im Innern verteilt oder eine beliebige Funktion des Abstandes  $r$  ist, immer bleibt die Wirkung des Gesamtstromes auf äußere Punkte die gleiche. Nur im Innern des Zylinders stellen sich Unterschiede ein. Für homogene Stromverteilung gibt die obenstehende Figur, die dem Buche von Drude-König entnommen ist\*\*), das magnetische Kraftfeld wieder. Die Kraft-

\*) P. Drude, W. König: Physik des Äthers, S. 245 u. 246. Stuttgart 1912.

\*\*) Dieselben: Ebenda, S. 247, Fig. 37.

linien sind konzentrische Kreise, wie aus Symmetriegründen folgt. Die magnetische Feldstärke ist an der Oberfläche am größten und nimmt von dort aus sowohl nach dem Innern wie nach dem Äußeren zu allmählich ab. Im Innenraum ist ihr Wert

$$\mathfrak{H}_i = \frac{2 I r}{R^2}.$$

Um nun auf die geoelektrischen Konsequenzen dieser einfachen Beziehungen zu kommen, wollen wir zunächst ein allseits unbegrenztes homogenes Stromfeld annehmen, in das Einlagerungen abweichender Leitfähigkeit, die die Gestalt von Rotationskörpern besitzen sollen, so hineingebracht sind, daß ihre Rotationsachse in die Stromrichtung zu liegen kommt. Es treten dann im Stromfelde Störungen auf, die theoretisch bis ins Unendliche reichen. Das praktisch erkennbare Störungsgebiet ist aber ein begrenztes und von sichtbaren Verzerrungen im Potentiallinienbilde begleitet. Bei kugelförmigen Einlagerungen ist beispielsweise das Potential für den Außenraum durch die Beziehung

$$\varphi = -\frac{i_x}{\sigma_1} x - \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{i_x}{\sigma_1} \cdot \frac{a^3}{r^3} x$$

gegeben, wenn  $\sigma_1$  die Leitfähigkeit des Muttergesteins,  $\sigma_2$  diejenige der Kugel,  $a$  der Radius der Kugel und  $x$  die Projektion von  $r$  auf die  $x$ -Achse sind. Die Störungen nehmen hier mit der dritten Potenz des Abstandes vom Kugelmittelpunkte ab, werden also recht schnell verwindend klein. Hierzu kommt, daß das Muttergestein niemals völlig homogen ist, daß vielmehr überall kleine oder größere Verzerrungen auftreten, die das Hauptstörungsgebiet begrenzen.

Unter diesen speziellen Voraussetzungen besitzt die Stromdichte innerhalb des Störungsgebietes in konzentrischen Schichten aus Symmetriegründen denselben Wert, während der durch das Störungsgebiet hindurchgehende Gesamtstrom gleich dem entsprechenden Strome im homogenen Felde ist. Lediglich seine Verteilung ist nicht mehr homogen, sondern eine verwickelte Funktion des Abstandes  $r$  von der Rotationsachse. Allerdings ist jetzt nicht nur eine einzige Komponente in der Hauptstromrichtung vorhanden, sondern auch solche senkrecht dazu. Sehen wir von diesen vorerst ab, so ergibt sich aus unseren obigen Überlegungen ohne weiteres, daß außerhalb des praktisch begrenzten Störungsgebietes auch jede Störung des magnetischen Feldes praktisch verschwinden muß. Allein die senkrecht auf der Symmetrieachse stehenden Stromkomponenten können noch eine Störung des Magnetfeldes verursachen, die aber weder beträchtlich ist noch einen einfachen Charakter besitzt, so daß sie sich zu Rückschlüssen wenig eignet.

In Annäherung an die in der Praxis wirklich vorliegenden Verhältnisse wollen wir jetzt annehmen, daß wir es mit einem durch eine Ebene begrenzten Halbraum zu tun haben, der parallel der Begrenzungsebene vom homogenen Primärstrom durchflossen wird, und in dem ähnliche Störungskörper in gleicher Weise eingelagert sind. Dann ist das Störungsgebiet nicht mehr symmetrisch



zu der in der Hauptstromrichtung liegenden Achse des Störungskörpers, wie die Berechnung des Potentialflächenbildes lehrt\*). Die Störungen sind auf derjenigen Seite, die der Oberfläche zugewandt ist, größer als auf der abgewandten. Und zwar ist die Dissymmetrie um so größer, je näher das Störungsgebiet an die Oberfläche heranrückt. Erreicht es die Oberfläche praktisch nicht mehr, so ist die Dissymmetrie so gering, daß sie vernachlässigt werden kann. Unsere Überlegungen behalten dann im wesentlichen ihre Gültigkeit bei. Ob aber das Störungsgebiet bis an die Oberfläche heranreicht oder nicht, dafür sind ebenfalls wieder die Verzerrungen im Potentiallinienbilde an der Erdoberfläche ein Maßstab.

Wir gelangen somit zu den beiden folgenden Feststellungen: 1. Sind im Potentiallinienbilde an der Erdoberfläche keine Verzerrungen vorhanden, obwohl im Untergrund Leitfähigkeitsunterschiede bestehen, die von Einlagerungen in Gestalt von Rotationskörpern herrühren, wobei die Rotationsachse in der Stromrichtung liegt, so verschwindet auch im Magnetfelde des Stromes an der Erdoberfläche jede Störung, die Rückschlüsse gestattet. 2. Je größer die Verzerrungen im Potentiallinienbilde sind, um so stärker ist auch bei Leitfähigkeitsunterschieden der geschilderten Art die Störung im zugehörigen Magnetfelde.

Durch diese Sätze gewinnen unsere Untersuchungen über Art und Größe der Verzerrungen des Potentiallinienbildes, die durch verschiedene Rotationskörper hervorgerufen werden, auch für die Größe der Störungen im entsprechenden Magnetfelde Bedeutung. Von der Tiefenwirkung läßt sich sagen, daß sie in beiden Fällen nahezu gleich groß ist, und daß man durch Messung der Größe und Richtung der magnetischen Feldstärke mittels eines Rahmens nicht über erheblich größere Tiefen Aufschluß erlangen kann, als dies durch Potentiallinienmessungen unter der Annahme homogenen Muttergesteins möglich ist.

Diese unsere Feststellungen stehen in schroffem Gegensatz zu der bisher allgemein verbreiteten Meinung, nach der die Rahmenmethoden auch unter den bisherigen Voraussetzungen wegen ihrer erheblich größeren Tiefenwirkung den Potentiallinienmethoden weit überlegen seien. W. Heine, der die herrschende Auffassung am klarsten zum Ausdruck gebracht hat, sagt von der Rahmenmethode\*\*): „daß in stärkerem Maße als bei der Potentiallinienmethode die Stromverhältnisse im Untergrund erfaßt werden. Da besonders die Stromstärke jedes einzelnen Stromfadens des Untergrundes sich in dem magnetischen Vektor an der Oberfläche ausprägt, muß die in Einlagerungen besserer Leitfähigkeit erhöhte Stromdichte an der Oberfläche direkt zur Wirkung kommen. Die Ausmessung des magnetischen Feldes des im Boden fließenden Stromes hat somit hinsichtlich der Erfassung der Untergrundverhältnisse eine größere

\*) J. N. Hummel: Beiträge zur geoelektrischen Methode, a. a. O. S. 73.

\*\*\*) W. Heine: Elektrische Bodenforschung, S. 118. Berlin 1928. — Vgl. auch J. Koenigsberger: Über die Berechnung der Wirkungen von Einlagerungen auf natürliche und künstliche homogene Felder in der Erde. Gerlands Beitr. 18, S. 121, Anm. 1 (1927).

Tiefenwirkung, zumal nach der obigen Formel\*) die Wirkung proportional  $1/r$ , also linear abnimmt, während nach der Maxwellschen Formel\*\*) die Wirkung auf die Potentiallinien mit der dritten Potenz abnimmt“. Dies trifft, wie wir gesehen haben, für tiefer gelegene Störungskörper nicht mehr zu. Die Diskrepanz der Auffassungen ist darauf zurückzuführen, daß man die Lichtung der Stromlinien um gut leitende Störungskörper stets vernachlässigt hat, was allenfalls dann angängig ist, wenn das Störungszentrum sehr nahe der Oberfläche liegt.

Besitzen die Störungskörper nicht die spezielle Form und Lagerung, die wir bisher vorausgesetzt hatten, liegt aber das gesamte Störungsgebiet immer noch völlig unter der Oberfläche, so mögen die Dissymmetrie des Stromlinienbildes sowie diejenigen Komponenten der Stromdichte, die senkrecht auf der Hauptstromrichtung stehen, zu größeren Störungen im magnetischen Felde führen. Doch dürfte die Deutung der Störungen, die auf diese Faktoren zurückzuführen sind, keineswegs einfach sein. Auf jeden Fall bleibt auch dann die Tatsache bestehen, daß die Stärkung des magnetischen Feldes, die auf die Verdichtung der Stromlinien im gut leitenden Störungskörper zurückzuführen ist, gleichzeitig von einer Schwächung begleitet ist, die ihre Ursache in der Lichtung der Stromlinien in der Umgebung der Einlagerung hat. Im großen ganzen kompensieren sich auch hier beide Wirkungen.

Man könnte einwenden, daß die Empfindlichkeit der Vermessung bei beiden Meßverfahren eine verschiedene ist, und daß aus diesem Grunde die Rahmenmethoden einen Vorzug verdienen. Lassen sich doch die Richtungsbestimmungen mit Spule auf vielleicht  $\pm 1/4^{\circ}$  genau ausführen, was mit Sonden nicht möglich ist. Dem steht indessen die Tatsache gegenüber, daß die geoelektrischen Methoden keineswegs an der Unempfindlichkeit der Meßapparate, wie es beispielsweise bei Pendelmessungen der Fall ist, ihre Grenze finden. Die Möglichkeit von Rückschlüssen aus den geoelektrischen Meßgrößen ist bei den hier in Frage kommenden Methoden vielmehr dadurch begrenzt, daß die aufschlußreichen Störungen im Felde an der Erdoberfläche, die ihren Ursprung in einzelnen markanten und interessanten Störungskörpern haben, von solchen verwischt und verdeckt werden, die von zahlreichen anderen Störungsmomenten, wie Geländeunebenheiten, Inhomogenitäten, Anisotropien, Schichtungen usw., herkommen. Die meisten dieser unerwünschten Störungen lassen sich nicht in Rechnung setzen, wie es z. B. bei Drehwaagemessungen durch die Geländereduktion geschieht, da die Ursachen dieser im Gegensatz zu denen jener nicht bekannt sind. Eine größere Empfindlichkeit bei der Vermessung dürfte demnach kaum zu einer größeren Tiefenwirkung führen.

---

\*) Gemeint ist die obige Formel  $\mathfrak{H}_a = \frac{2I}{r}$ .

\*\*) Gemeint ist die obige Formel  $\varphi = -\frac{i_x}{\sigma_1} x - \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{i_x}{\sigma_1} \cdot \frac{a^3}{r^3} x$ .

Liegt das Störungszentrum so nahe der Oberfläche, daß im elektrischen wie im magnetischen Felde merkliche Störungen auftreten, so werden in den meisten Fällen die Rahmenmethoden aus meßtechnischen Gründen eine Reihe von Vorzügen verdienen. Auch mögen die Meßgrößen eine leichtere Deutung zulassen, schnellere Rückschlüsse gestatten und weitergehende Aufschlüsse geben. Wir wollen auf diese Punkte nicht näher eingehen, da uns nur daran lag, die Grenze der Aufschlußmöglichkeit dieser Methoden nach der Tiefe zu umreißen. Lediglich im Hinblick auf dieses Ziel sei noch eine Auffassung kurz gestreift, die verschiedentlich vertreten worden ist. Die Art der Störung des magnetischen Feldes, die in einer Änderung der Richtung und Größe des magnetischen Vektors besteht, kann, wenn die Störungskörper sehr nahe der Oberfläche liegen, qualitativ leicht angegeben werden, indem man eine Reihe vereinfachender Annahmen macht. Derartige Rechnungen sind von Heine\*) und Müller\*\*) durchgeführt worden, die eine Verdichtung der Stromlinien im gut leitenden Störungskörper in Rechnung setzen, die Lichtung in dessen Nachbarschaft aber unberücksichtigt lassen. Dieses Vorgehen mag für manche Zwecke, z. B. für den angestrebten, angebracht sein, es ist aber wohl allgemein nicht zulässig und muß insbesondere, falls der Störungskörper in größerer Tiefe liegt, über die Größenordnung der im Felde an der Oberfläche hervorgerufenen Störungen nach unseren Untersuchungen falsche Vorstellungen erwecken.

Wir kehren jetzt wieder zu dem unbegrenzten Zylinder zurück und nehmen an, daß er von einem Wechselstrom mittlerer Frequenz durchflossen wird, während sein Widerstand gering sein soll. Es treten dann Phasenverschiebungen der Stromfäden gegenüber den angelegten Spannungen auf, die auch zu Phasenverschiebungen der Stromfäden untereinander führen, falls diese verschiedene Leitfähigkeit besitzen. Die verschiedenen Phasen der Stromfäden machen das magnetische Feld elliptisch polarisiert, weshalb für diesen Fall unsere bisherigen Betrachtungen ihre Gültigkeit verlieren.

Befindet sich jetzt ein ähnliches Störungsgebiet, wie wir es bisher vorausgesetzt hatten, im Stromfelde vollständig unter der Oberfläche verborgen, so kann es sich nunmehr trotzdem im magnetischen Felde über der Erdoberfläche verraten, da die oben begründete Kompensation nicht mehr stattfindet. Diejenige magnetische Feldkomponente, die von dem gut leitenden Stromzweig stammt, besitzt eine andere Phase als diejenige, die von den gelichteten Stromlinien herrührt. Beide können sich jetzt nicht mehr aufheben. Eine Analyse des Feldes ist bis zu einem gewissen Grade möglich, weshalb die Tiefenwirkung

---

\*) W. Heine: Die Bestandteile des magnetischen Feldes bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom und seine Beeinflussung durch leitende Einlagerungen. Zeitschr. f. Geophys., 3. Jahrg., S. 293—307 (1927). — Derselbe: Elektrische Bodenforschung, S. 132 ff. Berlin 1928.

\*\*) Max Müller: Ein quantitatives Meßverfahren zur Bestimmung der Tiefe und des Einfallens von Erzgängen von der Oberfläche aus. Gerlands Beitr. 21, 234—269, Nr. 2/3 (1929).

bei Bestimmung dieser Meßgröße eine erheblich größere sein kann. Grundsätzlich gewinnen somit die Phasenverschiebungen einen starken Einfluß auf das magnetische Feld, den die Praxis seit langem erkannt hat, so daß heute Phasenmessungen bei den meisten geoelektrischen Untersuchungen vorgenommen werden. Es ist allerdings zu bemerken, daß bei den mit Elektroden arbeitenden Verfahren die Bestimmung von Phasen und Phasenverschiebungen in den meisten aller Fälle doch nur wenig praktischen Wert besitzt. Dies ist auf verschiedene Gründe zurückzuführen, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

Wir hatten bisher immer homogenes Muttergestein vorausgesetzt. Diese Annahme trifft nun in der Natur insofern nur selten zu, als der Untergrund in der Regel geschichtet ist. Insbesondere befindet sich oft unmittelbar an der Oberfläche eine gut leitende durchfeuchtete Humusschicht, die das elektrische und das magnetische Feld in ganz verschiedener Weise beeinflusst. Während nämlich das Magnetfeld durch diese Schicht verhältnismäßig unberührt bleiben kann, können die Verzerrungen im Potentiallinienbilde an der Erdoberfläche nahezu völlig verwischt werden. Da dann die für homogenes Muttergestein berechnete Tiefenwirkung bei den Potentiallinienverfahren auch nicht annähernd erreicht wird, ist es verständlich, daß man in der Praxis mit dem Rahmen die größeren Erfolge erzielt hat. Immerhin bleibt die für die Rahmenmethoden als äußerste Grenze der Aufschlußmöglichkeiten festgelegte Tiefenwirkung bestehen.

Berlin, den 10. März 1929.

## Die Verteilung der regelmäßigen täglichen Variationen des Erdmagnetismus in Mitteleuropa.

Von G. Nippoldt.

Seitdem in vielen Gegenden Mitteleuropas magnetische Mutungsmessungen angestellt werden, wächst die Nachfrage nach magnetischen Variationen auch für Orte, die weit von erdmagnetischen Observatorien entfernt sind. Um diesem Bedürfnis der Praxis ein für allemal entgegenzukommen, werden nachstehend numerische Formeln gegeben, welche es ermöglichen, aus den Seddiner Variationswerten jene für die gewünschte Örtlichkeit leicht sich selbst ableiten zu können. Der Umstand, daß Seddin bald aufhören wird zu registrieren, macht bei der relativen Nähe des neuen Observatoriums in Niemegek ( $\varphi = 52.1^\circ$ ,  $\lambda = 12.5^\circ$ ) wenig aus, oder kann durch entsprechende Änderung der ersten Konstanten in der [ ] berücksichtigt werden.

Es ist angenommen worden, daß der regelmäßige Gang durch die vier ersten Glieder der Reihe

$$a_1 \cos \omega t + b_1 \sin \omega t + a_2 \cos 2 \omega t + b_2 \sin 2 \omega t \quad \omega = 15^\circ$$

genügend dargestellt werde, denn diese Glieder sind es, welche erfahrungsgemäß Betrag und Charakter dieses Verlaufs vornehmlich bestimmen.  $t$  ist hierin die in Stunden und ihren Dezimalen auszudrückende mittlere Ortszeit des Beobachtungsorts, denn die regelmäßigen Variationen verlaufen natürlich nach wahrer Zeit, an deren Stelle aus praktischen Gründen die mittlere Ortszeit zu treten hat. Störungen richten sich bekanntlich nach Weltzeit, da aber die Verteilung der gestörten Variationen über Europa ohnehin eine Sache des jeweiligen Einzelfalls ist, so lassen sich für Störungsvariationen überhaupt keine Regeln angeben. Da die meisten Beobachtungen nach mittel- oder osteuropäischer Zeit angestellt werden, ist diese vorher in Ortszeit umzuwandeln.

Die geographische Verteilung ist dann derart abgeleitet worden, daß jene der vier Koeffizienten  $a_1, b_1, a_2, b_2$  ermittelt wurde, wobei die Rechnung auf die drei Jahresdrittel getrennt ausgedehnt wurde:

N. S. = Nordsolstitium oder nördlicher Sommer: Mai, Juni, Juli, August;

Aequ. = Aequinoctium: März, April, September, Oktober;

S. S. = Südsolstitium oder südlicher Sommer: Januar, Februar, November, Dezember.

Auf diese Art wurden getrennt die Deklination, die Horizontal- und die Vertikalintensität behandelt, als die drei Größen, welche der Messung im Felde gewöhnlich unterliegen.

Als Ausgangswerte dienten die in Ad. Schmidts Archiv des Erdmagnetismus gegebenen Werte der Amplituden und Phasenwinkel  $c_1, c_2, \alpha_1, \alpha_2$  der anderen Form der Reihe

$$c_1 \sin(\omega t + \alpha_1) + c_2 \sin(2\omega t + \alpha_2)$$

für 1890 bis 1893 (Archiv 1, 52; 2, 38; 3, 32 und 4, 20), die, um die Zufälligkeiten eines Einzeljahrs auszumerzen, gemittelt wurden. Es kamen die folgenden sieben mitteleuropäischen Observatorien in Frage:

Pawlowsk . . . . .	$\varphi = 59^\circ 41'$	$\lambda = 30^\circ 29'$	E. v. Gr.
Potsdam . . . . .	52 23	13 4	"
Greenwich . . . . .	51 29	0 0	"
St. Maur . . . . .	48 49	2 30	"
Perpignan . . . . .	42 42	2 53	"
Tiflis . . . . .	41 43	44 48	"
Lissabon . . . . .	38 43	—9 9	"

Nur innerhalb dieses geographischen Bereichs ist natürlich der Formelsatz zulässig. Die Mitte liegt nahe bei München (40 km in SE), da aber dort nicht mehr alle Elemente beobachtet werden, ist auf Seddin umgerechnet worden. Auch die meisten der anderen Observatorien unserer Reihe sind inzwischen verlegt oder gar eingegangen; es darf aber erwartet werden, daß die geographische Verbreitung der täglichen Variationen damals nicht anders war wie heute.

Für jeden der Koeffizienten gab es so sieben Werte, und deren Verteilung wurde nun nach einfachem linearen Ansatz ausgeglichen. Wer die Potentiallinien des täglichen Feldes betrachtet, sieht natürlich sofort, daß diese lineare Beziehung nicht streng bestehen kann, allein hier handelt es sich um eine rein praktische Aufgabe, wo diese vereinfachende Annahme wohl noch zulässig ist. Es sei noch bemerkt, daß die Zahlen von Ad. Schmidt sich auf die Variationen  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$ ,  $\Delta Z$  bezogen und noch in solche von  $\Delta D^{(c)}$  und  $\Delta H$  bezüglich der horizontalen Elemente umgerechnet werden mußten.

Die so schließlich erhaltenen numerischen Formeln lauten:

N. S.	$\Delta D_{\varphi\lambda}^{(c)} = \Delta D_S^{(c)} + \left[ \begin{array}{l} -2.1' - 0.05' \Delta\varphi + 0.01' \Delta\lambda \\ -3.0 - 0.06 \quad \quad \quad + 0.00 \quad \quad \quad \\ +1.8 - 0.02 \quad \quad \quad - 0.01 \quad \quad \quad \\ +1.8 + 0.02 \quad \quad \quad - 0.01 \quad \quad \quad \end{array} \right] \begin{array}{l} \cos \omega t \\ \sin \omega t \\ \cos 2\omega t \\ \sin 2\omega t \end{array}$	$\pm 0.3'$ 0.1 0.4 0.2
Aequ.	$\Delta D_{\varphi\lambda}^{(c)} = \Delta D_S^{(c)} + \left[ \begin{array}{l} -2.4' - 0.08' \Delta\varphi + 0.02' \Delta\lambda \\ -1.5 + 0.03 \quad \quad \quad + 0.00 \quad \quad \quad \\ +1.3 + 0.01 \quad \quad \quad - 0.01 \quad \quad \quad \\ +1.9 + 0.05 \quad \quad \quad - 0.05 \quad \quad \quad \end{array} \right] \begin{array}{l} \cos \omega t \\ \sin \omega t \\ \cos 2\omega t \\ \sin 2\omega t \end{array}$	$\pm 0.3'$ 0.2 0.2 0.5
S. S.	$\Delta D_{\varphi\lambda}^{(c)} = \Delta D_S^{(c)} + \left[ \begin{array}{l} -1.7' - 0.05' \Delta\varphi + 0.02' \Delta\lambda \\ -0.6 - 0.00 \quad \quad \quad + 0.01 \quad \quad \quad \\ +0.5 + 0.05 \quad \quad \quad - 0.01 \quad \quad \quad \\ +0.9 + 0.01 \quad \quad \quad - 0.01 \quad \quad \quad \end{array} \right] \begin{array}{l} \cos \omega t \\ \sin \omega t \\ \cos 2\omega t \\ \sin 2\omega t \end{array}$	$\pm 0.2'$ 0.0 0.4 0.1
N. S.	$\Delta H_{\varphi\lambda} = \Delta H_S + \left[ \begin{array}{l} +12.5' + 0.63' \Delta\varphi - 0.05' \Delta\lambda \\ -10.3 - 0.42 \quad \quad \quad + 0.11 \quad \quad \quad \\ +5.3 - 0.52 \quad \quad \quad - 0.00 \quad \quad \quad \\ +5.0 + 0.23 \quad \quad \quad - 0.06 \quad \quad \quad \end{array} \right] \begin{array}{l} \cos \omega t \\ \sin \omega t \\ \cos 2\omega t \\ \sin 2\omega t \end{array}$	$\pm 0.8 \gamma$ 1.4 0.2 0.8
Aequ.	$\Delta H_{\varphi\lambda} = \Delta H_S + \left[ \begin{array}{l} +11.8' + 0.54' \Delta\varphi - 0.07' \Delta\lambda \\ -1.8 + 0.13 \quad \quad \quad + 0.06 \quad \quad \quad \\ -5.4 - 0.43 \quad \quad \quad + 0.06 \quad \quad \quad \\ +2.7 + 0.11 \quad \quad \quad - 0.02 \quad \quad \quad \end{array} \right] \begin{array}{l} \cos \omega t \\ \sin \omega t \\ \cos 2\omega t \\ \sin 2\omega t \end{array}$	$\pm 1.3 \gamma$ 2.8 0.6 1.0
S. S.	$\Delta H_{\varphi\lambda} = \Delta H_S + \left[ \begin{array}{l} +4.1' + 0.16' \Delta\varphi - 0.09' \Delta\lambda \\ +1.6 - 0.01 \quad \quad \quad + 0.08 \quad \quad \quad \\ -3.7 - 0.09 \quad \quad \quad + 0.08 \quad \quad \quad \\ +0.3 + 0.04 \quad \quad \quad - 0.01 \quad \quad \quad \end{array} \right] \begin{array}{l} \cos \omega t \\ \sin \omega t \\ \cos 2\omega t \\ \sin 2\omega t \end{array}$	$\pm 0.4 \gamma$ 1.8 0.4 1.0
N. S.	$\Delta Z_{\varphi\lambda} = \Delta Z_S + \left[ \begin{array}{l} +5.0' - 0.42' \Delta\varphi - 0.06' \Delta\lambda \\ -5.2 - 0.30 \quad \quad \quad + 0.07 \quad \quad \quad \\ +7.1 + 0.10 \quad \quad \quad + 0.07 \quad \quad \quad \\ -0.5 - 0.11 \quad \quad \quad - 0.02 \quad \quad \quad \end{array} \right] \begin{array}{l} \cos \omega t \\ \sin \omega t \\ \cos 2\omega t \\ \sin 2\omega t \end{array}$	$\pm 1.0 \gamma$ 1.9 1.7 1.1
Aequ.	$\Delta Z_{\varphi\lambda} = \Delta Z_S + \left[ \begin{array}{l} +1.6' - 0.58' \Delta\varphi - 0.04' \Delta\lambda \\ -5.5 - 0.37 \quad \quad \quad + 0.05 \quad \quad \quad \\ -5.3 + 0.18 \quad \quad \quad + 0.07 \quad \quad \quad \\ -0.7 - 0.10 \quad \quad \quad - 0.02 \quad \quad \quad \end{array} \right] \begin{array}{l} \cos \omega t \\ \sin \omega t \\ \cos 2\omega t \\ \sin 2\omega t \end{array}$	$\pm 1.2 \gamma$ 1.3 1.8 0.9
S. S.	$\Delta Z_{\varphi\lambda} = \Delta Z_S + \left[ \begin{array}{l} +0.2' - 0.31' \Delta\varphi - 0.02' \Delta\lambda \\ -4.1 - 0.10 \quad \quad \quad + 0.00 \quad \quad \quad \\ -2.0 + 0.11 \quad \quad \quad + 0.03 \quad \quad \quad \\ -0.3 - 0.08 \quad \quad \quad - 0.04 \quad \quad \quad \end{array} \right] \begin{array}{l} \cos \omega t \\ \sin \omega t \\ \cos 2\omega t \\ \sin 2\omega t \end{array}$	$\pm 0.9 \gamma$ 1.3 1.6 0.4

$\Delta D^{(0)}$  ist in Bogenminuten in westlicher Zählung gegeben, die Intensitäten in  $\gamma$ . Der Index  $\varphi\lambda$  bedeutet, daß sich die Größe auf die Breite und Länge des gesuchten Orts beziehen. Der Index  $S$  kennzeichnet die mittlere Tagesvariation in Seddin.  $\Delta\varphi$  und  $\Delta\lambda$  sind in Graden auszudrücken und im Sinne  $\varphi - 52.3^{\circ}$ ,  $\lambda - 13.0^{\circ}$  zu bilden. Die ganz rechts stehenden Zahlen geben den mittleren Fehler der Koeffizienten  $a_n b_n$  für einen Ort an. Da man für eine Gegend, wenn sie nicht selbst zu ausgedehnt ist, mit einem mittleren  $\varphi$  und  $\lambda$  auskommen kann, so ist die numerische Rechnung sehr rasch zu erledigen, namentlich wenn man sich für die trigonometrischen Funktionen Hilfstabellen anfertigt, die jene Stunden umfassen, an denen man gemessen hat.

Es ist natürlich unbenommen, die Variationen auf andere Weise aus Beobachtungen mehrerer Observatorien zu errechnen, allein es gibt große Strecken ohne tätige Observatorien. Es ist daher vielleicht nützlich, bekanntzugeben, welche zurzeit noch registrieren. Es sind dies in ganz Europa: Sodankylä, Pawlowsk, Katharinenburg, Rude Skov, Kasan, Eskdalemuir, Stonyhurst, Seddin (später Niemeck), De Bilt, Valencia, Lerwick, Val Joyeux, Odessa, Tiflis, Tortosa, Coimbra, San Fernando, Abinger, Nantes. Wilhelmshaven soll wieder aufgenommen werden, Potsdam hat Mitte 1928 seine Beobachtungen ganz nach Seddin verlegt und wird 1930 sie nach Niemeck verlegen. Kew ist durch Abinger, Greenwich durch Eskdalemuir ersetzt, Uccle bringt nur noch die Deklination, Falmouth ist 1923 nach Lerwick auf den Shetlandsinseln verlegt worden, Swider bei Warschau veröffentlicht noch nicht, München ist in der Verlegung begriffen, O'Gyalla ist eingegangen, Pola veröffentlicht nicht, desgleichen seit langem Athen. Leipzig plant durch Prof. Weickmann ein neues Observatorium in Sachsen, das aber nur nach Bedürfnis registriert; ein weiteres Observatorium für alle drei Elemente plant Prof. Mainka bei Ratibor. Bochum registriert nur Deklination.

---

### **Note regarding the work of the Carnegie from Callao, Peru, to Papeete, Tahiti.**

The non-magnetic yacht Carnegie reported her arrival at Papeete, Tahiti, March 13. Conditions throughout the passage from Callao, Peru, were excellent.

On February 16 the soundings obtained showed depths from 2700 meters to 5400 meters and back to 4100 meters over a distance of 50 miles; the ocean-deep thus revealed was named „Bauer Deep“. Two uncharted submarine ridges were also discovered and rapid slopes of Tatakoto and Amanu islands were determined. On March 8 five hours were spent ashore on Amanu island. The bottom-sample obtained at 2100 meters on March 10 (latitude  $17.6^{\circ}$  south, longitude  $141.9^{\circ}$  west) contained a few fragments of black lava with no trace of ooze, indicating recent volcanic origin.

The work done on this passage included: 63 determinations of magnetic declination and 17 of magnetic intensity and inclination; 17 ocean-stations at

15 of which bottom-samples were obtained; 206 soundings; 35 pilot-balloon flights, one of which was followed to a height of over 6 miles; 9 determinations of evaporation; 4 series of atmospheric-electric observations by eye-readings, each throughout 24 hours; and 23 complete 24-hour photographic elektrograms of potential gradient.

The vessel left Papeete on March 20 for Apia, Western Samoa, where she is due about the end of the month. She will also make a short stop at Pago Pago, American Samoa.

Ino. A. Fleming.

## American Geophysical Union.

The tenth annual meetings of the American Geophysical Union and of its sections will be held in the National Academy and Research Council Building, Washington, D. C., April 25 and 26, 1929. Following the business meeting of the General Assembly of the Union on the afternoon of April 26, the Union will hear the five following general-interest papers presented by the Section of Oceanography, these all being either regarding work in progress or relating to work recently completed: The expedition of the submarine S-21 to the Caribbean Sea and Gulf of Mexico, by C. S. Freeman; Oceanography and the fisheries, by Henry B. Bigelow; The international ice patrol, with special reference to its economic aspects, by Edward H. Smith; The cooperative survey of the Great Lakes, by Charles J. Fish; The work of the Carnegie to date, by W. J. Peters.

The meetings of the six sections will be held on the mornings of April 25 and 26 and the afternoon of April 25. For each Section short business meetings will be followed immediately by progress-reports and scientific papers. The Section of Geodesy (morning April 25) will be devoted to progress-reports and recent developments in gravity and geodetic work in Mexico, Canada, and the United States as follows: Gravity-work in Mexico during the past year, by Pedro C. Sanchez; Gravity-comparisons in Europe and America, by A. H. Miller; The measurement of gravity at sea, by F. E. Wright; Recent developments in time-service methods, by C. B. Watts; Recent developments in geodetic instruments, by D. L. Parkhurst; Geodetic work in Canada during the past year, by Noel Ogilvie; Geodetic computations and investigations, by H. G. Avers; Accomplishments in field geodesy during the year April, 1928, to April, 1929, by William Bowie. The Section of Terrestrial Magnetism and Electricity (morning April 25) will hear a symposium on physical theories of magnetic and electric phenomena including the following papers: The corpuscular-ray theory of aurora, by N. H. Heck; The ultraviolet-light theory of aurora and magnetic storms, by E. O. Hulburt; The atmospheric dynamo-theory of variations in earth-currents and terrestrial magnetism — a review, by O. H. Gish; A tentative theory of the permanent magnetic field of the sun and earth, by Ross Gunn; Echo-sounding of the Kennelly-Heaviside layer, by M. A. Tuve.

The Section of Oceanography (afternoon April 25) will hear the following communications: Oceanography and meteorology, by Charles F. Brooks; Oceanography and littoral geology, by Douglas W. Johnson; The significance of plankton-investigations, by Charles J. Fish; Oceanographic observations in Monterey Bay, California, by Henry B. Bigelow; Recent work on the dynamic oceanography of the North Atlantic, by C. O. Iselin; Echo-sounding, by W. E. Parker. Additional oceanographic papers of general interest in this vast field will be presented as indicated above at the General Assembly on the afternoon of the following day. The Section of Volcanology (afternoon April 25) will hear and discuss the following papers: Volcanic oceanic islands, by H. S. Washington; Volcanoes of Java and Bali, by E. G. Zies; The volcanic history of the San Juan Mountains, Colorado, by E. S. Larsen; Recent eruptions of Kilauea, by T. A. Jaggar.



The Sections of Meteorology and Seismology will hold meetings on the morning of April 26. The first will be devoted to the report of the meteorological division of the Committee on the Physics of the Earth, which will include the following: Introduction, by H. H. Kimball; The origin and composition of the atmosphere, by W. J. Humphreys; Meteorological data and meteorological changes, by C. F. Marvin and A. J. Henry; Solar radiation and its role, by H. H. Kimball; Meteorology of the free atmosphere, by W. R. Gregg; Dynamic meteorology, by Edgar W. Woolard and Hurd C. Willett; Physical basis of weather forecasting, by Carl-Gustaf Rossby and Richard H. Weightman. The scientific program of the Section of Seismology will include: Surface-waves, by J. B. Macelwane; Forces and movements at the earthquake-origin, by H. F. Reid; The velocity of surface-waves, by F. Neumann; The seismicity of the arctic as indicated by instrumental data, by E. A. Hodgson; Earth-vibrations from dynamite blasts, by L. D. Leet.

The scientific sessions are open to persons interested in geophysics, whether members of the Union or not, and all such are cordially invited to attend. These annual meetings are increasingly interesting each year, not only because of the stimulus afforded the study of problems concerned with geophysics but also by reason of the cooperation of the corresponding geophysical organizations of Canada and Mexico which is making for initiation and coordination of geophysical researches depending upon international and national cooperation.

Ino. A. Fleming, General Secretary.

---

## Mitteilungen.

Prof. Dr. **Hugo Hergesell**, Geh. Regierungsrat und Direktor des Aeronautischen Observatoriums Lindenberg, beging am 29. Mai ds. J. seinen 70. Geburtstag. Wenn auch hauptsächlich mit rein meteorologischen und speziell aerologischen Fragen beschäftigt, so gilt Geheimrat Hergesell doch als hervorragender Repräsentant der gesamten Geophysik.

Geboren 1859 in Bromberg und ursprünglich für den Schuldienst ausgebildet und im Schuldienst tätig, wurde Hergesell 1889 Leiter des Meteorologischen Landesdienstes von Elsaß-Lothringen. Die klimatologischen Arbeiten allein füllten das Interesse des Physikers nicht aus. Er erkannte, daß die genaue Kenntnis der freien Atmosphäre notwendig sei, um die Meteorologie zu einer Physik der Atmosphäre zu entwickeln. In unermüdlicher Tätigkeit hat er gemeinsam mit seinen Schülern zunächst die technische Seite der Aerologie gepflegt, dann als Präsident des Internationalen Komitees für wissenschaftliche Luftfahrt für die Verbreitung dieses Forschungszweiges über die ganze Erde erfolgreich gesorgt, insbesondere eine große Reihe von Schiffsexpeditionen zunächst zur Erforschung der Passate, später zur Ergründung der Luftströmungen im Polargebiet organisiert. Da einzelne Schiffsexpeditionen nicht als ausreichend befunden wurden, gründete Hergesell in Teneriffa und auf Spitzbergen Observatorien, an denen nicht nur meteorologische, sondern auch Beobachtungen der Lufterktrizität u. a. m. angestellt wurden. Auch die Gründung der Drachenstation am Bodensee (1908) geht auf Hergesell zurück.

1904 wurde Hergesell als Nachfolger von R. Assmann als Direktor an das Aeronautische Observatorium Lindenberg berufen und hat den geophysikalischen Forschungszweigen hier eine Pflegstätte geschaffen. Lufterktrische Messungen, Strahlungsforschung, insbesondere aber auch die Erforschung der hohen Atmosphäre durch Messung der Ausbreitung von Schallwellen und elektrischen Wellen sind nachhaltig von ihm gefördert worden. Insbesondere hat er nach dem Kriege als Leiter des Flugwetterdienstes des Reichsverkehrsministeriums eine gewaltige Arbeitslast übernommen.

Die deutschen Geophysiker verehren in Hergesell insbesondere auch den großen Organisator und wirksamen Vertreter der deutschen Wissenschaft im Ausland. In der Geophysik besteht zurzeit noch keine internationale Organisation, solange Deutschland

und Rußland außerhalb der geophysikalischen Union stehen. Aber daß das Internationale Meteorologische Komitee nicht in dieser Union aufging, sondern sämtliche Nationen sich für die Erhaltung dieses internationalen Komitees ausgesprochen haben, ist wohl nicht zum wenigsten auf die Achtung zurückzuführen, die Hergesell bei den Fachkollegen des Auslandes genießt. Auch bei den weiteren Verhandlungen in der internationalen Organisationsfrage wird die deutsche Geophysik an Hergesell einen geschickten Vertreter haben.

Die Feier am 29. Mai in Berlin legte Zeugnis von der großen Achtung und Verehrung ab, die Hergesell in allen Kreisen entgegengebracht wird. Das Preuß. Kultusministerium war durch den Herrn Minister selbst, sowie den Ministerialdirektor Prof. Richter und Ministerialrat Dr. v. Rottenburg vertreten. Vom Reichsverkehrsministerium war Herr Ministerialdirigent Brandenburg anwesend, ferner Vertreter des Reichsamtes des Innern und des Reichswehrministeriums. Der Herr Reichspräsident hatte ein äußerst freundliches und anerkennendes Schreiben gesandt. Herr Reichsverkehrsminister betonte in einem ausführlichen Schreiben die Notwendigkeit, den deutschen meteorologischen Dienst unter Wegräumung der verfassungsmäßigen Schwierigkeiten einheitlich zu organisieren. Vom Ausland lagen Glückwunschadressen des Internationalen Meteorologischen Komitees, der Royal Meteorological Society und vieler anderer Gesellschaften vor. Prof. Linke überbrachte die Grüße der Direktoren der Deutschen Meteorologischen Institute, Prof. Weickmann überreichte eine als Sonderheft der von Hergesell redigierten „Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre“ erscheinende Festschrift, zu der 42 Beiträge, davon 21 aus dem Ausland eingegangen waren. Oberreg.-Rat Schwörer sprach den Dank der Notgemeinschaft aus, in welcher Hergesell Vorsitzender des Apparatausschusses ist. Die Bedeutung Hergesells für die Luftfahrt schilderten Major v. Kehler, Oberstleutnant Wagenführ und Kommerzienrat Helmann. Der Vorsitzende der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Herr Prof. Dr. Kohlschütter, überbrachte die Grüße der Geophysiker und schilderte Hergesells Bedeutung für die Geophysik. Von allen Rednern wurde der innige Wunsch zum Ausdruck gebracht, daß dem nunmehr 70jährigen Gelehrten und Organisator seine erstaunliche Frische erhalten bliebe zum Wohle der deutschen geophysikalischen und meteorologischen Forschung.

Linke.

---

### **Preis Ausschreiben der Österreichischen Gesellschaft für Meteorologie.**

Die wissenschaftliche Voraussage des kommenden Wetters konnte sich bisher wesentlich nur auf einen oder wenige Tage beschränken. In den letzten Jahren hat man aber in einzelnen Gebieten der Erde Versuche gemacht, das Wetter auf mehrere Monate vorauszusagen, und zwar auf Grund statistischer Untersuchungen, die hauptsächlich die Beziehungen der Wetterverhältnisse in verschiedenen, voneinander entfernten Gebieten der Erde enthalten. Solche Versuche begannen mit der „Korrelationsmethode“ in Britisch-Indien, fanden dann eine Fortsetzung in Südamerika, in Rußland und teilweise auch in Mitteleuropa.

Die Österreichische Gesellschaft für Meteorologie hält es für sehr nützlich, daß nach einer statistischen Methode Beziehungen von Wetterverhältnissen verschiedener Orte zu verschiedenen Zeiten festgestellt werden. Wenn sich aus solchen Untersuchungen möglicherweise langfristige Voraussagen des Wetters in Österreich ergeben sollten, so wäre damit eine der wichtigsten praktischen Aufgaben der Meteorologie der Lösung näher gebracht.

Die Österreichische Gesellschaft für Meteorologie hat kein Interesse an den Prophezeiungen mancher unwissenschaftlicher Personen, die, ähnlich wie vor etwa 50 Jahren (z. B. Falb, Demtschinsky), dem Publikum ganz unerklärbare Mitteilungen in Kalenderheften usw. übergaben. Sie berücksichtigt nur solche Arbeiten, für deren Resultate eine Prüfung mittels einwandfreier mathematischer Methoden erbracht wird und die sich in das heutige physikalische Weltbild einfügen lassen.

Die Österreichische Gesellschaft für Meteorologie schreibt daher einen Preis im Betrage von 1000 Schilling aus für die beste wissenschaftliche Arbeit, welche eine langfristige Wettervorhersage für Österreich auf Grundlage der Statistik der meteorologischen Vorgänge entweder liefert oder doch teilweise fördert.

Die Arbeiten sind längstens bis zum 1. März 1931 der Österreichischen Gesellschaft für Meteorologie (Wien XIX, Hohe Warte 38) in deutscher Sprache schriftlich (womöglich mit Schreibmaschine) unter Motto (mit Namen und Adresse in geschlossenem Kuvert) vorzulegen. Meteorologisches Beobachtungsmaterial der Erde kann seitens der Österreichischen Gesellschaft für Meteorologie den Bewerbern leihweise übergeben werden.

Als Jury wird ein vom Ausschuß der Österreichischen Gesellschaft für Meteorologie gewähltes Kollegium fungieren.

### Seismological Reports in Code.

The code devised at Strasbourg and adopted by international agreement for the telegraphic transmission of seismological information provides only for the data derived from the seismograms of individual stations. There are occasions however when the sender of a seismological report has already determined the epicentre of an earthquake and wishes to telegraph the coordinates. A simple method of coding this information has been adopted provisionally by the Meteorological Office, London, and by the Coast and Geodetic Survey, Washington.

At the end of the seismological report there will be added the word „epicentre“ and a group of five figures. In this group, the first two figures will give the latitude, the last three the longitude. To indicate whether latitude is north or south and whether longitude is east or west, one of the numbers 2, 4, 6, 8 is to be added to the hundreds digit of the longitude. These four digits are allotted to the quadrants in clockwise order  $\frac{8}{6} \frac{2}{4}$  so that the code reads:

Latitude	Longitude Greenwich	Add to 1st Digit	Range of Longitude Figures	Examples
N	E	2	200 to 380	01 368 1° N 168° E
S	E	4	400 „ 580	36 520 36° S 120° E
S	W	6	600 „ 780	01 779 1° S 179° W
N	W	8	800 „ 980	03 977 3° N 177° W

This provisional addition to the telegraphic code is to be used in the reports from America broadcast from Arlington and repeated from the Eiffel Tower. It is to be understood that the epicentres will be determined from all the information available to the Coast and Geodetic Survey.

The same code will be used in the reports referring to Kew Observatory, broadcast by the Air Ministry, London. The epicentres given in these reports will generally be determined from the seismograms of that Observatory alone, though other early information will be utilised occasionally.

Kew Observatory, Richmond, Surrey, May 2nd 1929.

### Wettbewerb.

Die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin, schreibt einen Wettbewerb für eine wissenschaftliche Arbeit aus. Das Thema lautet: „Untersuchung über den Einfluß des Magnetismus auf Taschenuhren, über Schutzgehäuse und über die Methoden der Entmagnetisierung“. — Durch die Unter-

suchung sind die Ergebnisse der über diesen Gegenstand bereits ausgeführten Arbeiten zu erweitern. Die besondere Beschränkung auf einen Teil des Themas ist zulässig. Die Teilnahme ist offen für jedermann. — Für die beste Arbeit wird ein Preis von 500 RM (fünfhundert Reichsmark) ausgesetzt. Die Arbeiten müssen spätestens am 1. Mai 1930 in einer für den Druck geeigneten Form bei der Gesellschaft für Zeitmesskunde und Uhrentechnik E. V., Berlin C 2, Breite Straße 8—9, eingehen. Es kommen nur solche Arbeiten in Frage, die bisher noch nicht veröffentlicht worden sind. Die Veröffentlichung der preisgekrönten Arbeit (eventuell in gekürzter Form) erfolgt auf Kosten der Gesellschaft. Die Gesellschaft behält sich eine Teilung des Preises vor, falls gleich gute Preisarbeiten eingehen. Die Entscheidung des Preisrichterkollegiums ist endgültig und unanfechtbar. — Auskunft erteilt der Obmann des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft, Prof. Dr. Mahnkopf, Potsdam, Geodätisches Institut. — Preisrichter sind Prof. Dr. Angenheister, Göttingen; Prof. Dr.-Ing. Bock, Hamburg; Prof. Dr. Göpel, Berlin-Charlottenburg; Fabrikbesitzer Otto Lange, Glashütte; Prof. Dr. Mahnkopf, Potsdam. — Die Weiterverbreitung dieser Nachricht ist erwünscht.

### **Diesjährige Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.**

Die VIII. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft wird vom 3. bis 5. Oktober 1929 in Dresden stattfinden. Vom 7. bis 9. Oktober wird ebenda die Deutsch-Österreichische Meteorologische Gesellschaft tagen.

Die örtliche Vorbereitung der Tagung hat dankenswerterweise Herr Prof. Dr. Alt, Direktor der Landeswetterwarte, Dresden-N., Große Meißnerstr. 15, übernommen.

Anträge für die Tagesordnung müssen nach § 6 der Satzungen bis zum 1. Juli an den Vorsitzenden der Gesellschaft eingesandt werden.

Vorträge sollen möglichst bald beim Vorsitzenden angemeldet werden. Die Herren Vortragenden werden entsprechend dem Beschluß der Gesellschaft ersucht, entweder die Vorträge selbst der Geophysikalischen Zeitschrift zum Abdruck zu überlassen oder der Zeitschrift ein Autoreferat vor der Tagung bis zum 31. August zur Verfügung zu stellen.

Als Beweis für das große Interesse, welches die australische Regierung den geophysikalischen Bodenuntersuchungsmethoden entgegenbringt, ist die Verabschiedung des „Geophysical Survey Act 1928“ zu betrachten. Durch dieses Gesetz wird für die Zwecke der Bodenforschung mit geophysikalischen Methoden ein Betrag von 20 000 £ bereitgestellt.

Der wesentliche und weitere Kreise interessierende Inhalt des Gesetzes ist in § 3 bis 5 der Preamble enthalten.

§ 3. (1) The Trust Account shall be a Trust Account for the Purposes of section sixty-two a of the Audit Act 1911—1926.

§ 4. There shall be payable out of the Consolidated Revenue Fund, which is hereby appropriated accordingly, to the credit of the Trust Account, an amount not exceeding Twenty thousand pounds.

§ 5. The moneys standing to the credit of the Trust Account may be applied,

- a) for the purpose of conducting in Australia a comprehensive test of various geophysical methods of prospecting for minerals, metals, oil and water and
- b) to meet such expenditure incurred in the administration of this Act as the Minister approves.

## Der scheinbare spezifische Widerstand.

Von **J. N. Hummel.** — (Mit vier Abbildungen.)

Einige geoelektrische Methoden fußen auf der Bestimmung des „scheinbaren spezifischen Widerstandes“. Der Begriff des scheinbaren spezifischen Widerstandes wird erklärt, verschiedene Wege zu seiner Ermittlung aufgezeigt und die Theorie der betreffenden Aufschlußmethoden entwickelt. Letztere erweisen sich zur Auffindung von Störungskörpern als geeignet; ihr eigentliches Anwendungsgebiet ist aber die Beschreibung des horizontal geschichteten Untergrundes. Die Rechnungen werden für zwei spezielle Fälle durchgeführt und die Ergebnisse diskutiert.

**I. Definition.** Bei denjenigen geoelektrischen Verfahren, bei denen Elektroden zur Felderzeugung verwandt werden, werden Rückschlüsse auf die Beschaffenheit des Untergrundes im allgemeinen aus den Verzerrungen und Störungen eines an und für sich regelmäßigen normalen Feldes gezogen. Um solche Veränderungen von Feldern bekannten Charakters bequem sichtbar machen zu können, bedarf es vielfach nur einfacher qualitativer Richtungsbestimmungen, bei denen empfindliche Nullmethoden zur Anwendung gelangen können. Die Meßtechnik gestaltet sich dann recht einfach, was für die Anwendung dieser Verfahren in der Praxis von großer Bedeutung ist. Zudem gestattet die vermessene Störung eines an und für sich regelmäßigen Feldes meist eine leichte Deutung, die ungefähre Aufschlüsse auch ohne tieferes Eindringen in die Theorie zu liefern vermag. Die sich auf diese Möglichkeiten gründenden Potentiallinien- und Rahmenmethoden finden in erster Linie dann Anwendung, wenn es sich darum handelt, nutzbare Lagerstätten aufzufinden, die für den Bergbau von Wichtigkeit sind. Allenfalls können sie zur Ermittlung der Streichrichtung nichtisotroper Schichten herangezogen werden. Denn nur, wenn sich im homogenen Muttergestein Einlagerungen abweichender Leitfähigkeit befinden, oder wenn dasselbe nichtisotrop ist, sind auffällige Veränderungen in den gemessenen Kurven und Bildern zu erkennen und zu deuten.

Es ist klar, daß diese auf einem so naheliegenden und bestechend einfachen Grundprinzip beruhenden Verfahren, die zugleich imstande sind, praktisch wertvolle Aufgaben unmittelbar zu lösen, als die ersten weite Verbreitung gefunden haben. Sie müssen aber versagen, wenn es sich darum handelt, Schichten abweichender Leitfähigkeit, die der Oberfläche parallel verlaufen oder nur geringe Neigung gegen diese besitzen, im Untergrunde aufzudecken und gar deren Tiefe und Leitfähigkeiten anzugeben. Denn bei einer so beschaffenen Tektonik bleiben die an der Erdoberfläche mittels qualitativer Richtungsbestimmungen aufgenommenen Kurven und Bilder verzerrungsfrei und können selbst bei den größten Leitfähigkeitsunterschieden ein regelmäßiges normales

Aussehen beibehalten. Trotzdem ändert sich gerade unter solchen Bedingungen die Natur der künstlich erzeugten Felder in weiten Grenzen, und ihre Beschaffenheit vermag sehr gut Aufschluß über den Untergrund zu geben. Nur müssen zur Lösung solcher Aufgaben die Bestimmungsstücke der Felder ihrem absoluten Betrage nach quantitativ gemessen werden, was naturgemäß eine schwierigere Meßtechnik und eingehendere theoretische Kenntnisse erfordert. Doch ist es gelungen, Methoden zu entwickeln, die der gestellten Aufgabe in ausgezeichneter Weise gerecht werden. Ihre Eigenart mit ihren speziellen Vorzügen und Nachteilen führt zu eigenen Aufschlußmöglichkeiten und sichert ihnen ihr eigenes Anwendungsgebiet, in dem sie unentbehrlich und unersetzlich bleiben.

Für die Messung kommt in erster Linie der absolute Betrag des Potentialabfalls an der Erdoberfläche längs einer endlichen Strecke in Frage, dessen Größe gerade durch verborgene Schichten erheblich beeinflußt werden kann. Damit soll nicht gesagt sein, daß die Methoden, die sich auf die Messung dieser Größe gründen, nicht auch zur Auffindung und Lokalisierung von Störungskörpern herangezogen werden könnten. Ihr Anwendungsgebiet ist vielmehr, wie wir sehen werden, grundsätzlich ein recht großes, wengleich sie zur Beschreibung des geschichteten Untergrundes am geeignetsten und unentbehrlich sind. Die auf diesem Gebiete ausgearbeiteten Verfahren, die zu den elegantesten und in ihren Grundzügen zu den ältesten der Geoelektrik gehören\*), haben durch ihre Fortentwicklung neuerdings an Bedeutung gewonnen und nach den jüngsten Veröffentlichungen zu recht guten Erfolgen geführt\*\*). Über ihre Theorie ist indessen,

\*) F. Wenner: A methode of measuring earth resistivity. Scientific papers of the Bureau of Standards, Nr. 258, S. 469—478. Washington 1917.

\*\*\*) O. H. Gish und W. J. Rooney: Measurement of the resistivity of large volumes of undisturbed earth. *Terrestrial Magnetism* **30**, Nr. 4, 161—188 (1925) und *Phys. Rev.* **25**, 254 (1925). — O. H. Gish: Improved equipment for measuring earth-current potentials and earth resistivity. *Bull. Nat. Res. Council* **11**, 86—91 (1926). — W. J. Rooney und O. H. Gish: Results of earth-resistivity surveys near Watheroo, Western Australia, and at Ebro, Spain. *Terrestrial Magnetism* **32**, Nr. 2, 49—63 (1927). — W. J. Rooney: Earth-resistivity measurements in the Copper Country Michigan. *Terrestrial Magnetism* **32**, Nr. 3/4, 97—126 (1927). — Derselbe und O. H. Gish: Results of the earth-resistivity surveys in connection with the study of earth-currents at Watheroo, Western Australia and Ebro, Spain. *Phys. Rev.* **2**, 29, 905 (1927). — Prospekt der „Société de Prospection électrique Procédés Schlumberger“, Paris. — F. W. Lee: Measuring the variation of ground resistivity with a megger. *Bur. Min. Techn. Paper* Nr. 440, S. 1—8 (1928). — W. A. Hotchkiss, W. J. Rooney und James Fisher, Earth-resistivity Measurement in the Lake Superior Copper Country. *Technical Publication* Nr. 82, New York, N. Y. 1928. — E. G. Leonardon und Sh. F. Kelly, Some applications of potential methods to structural studies. *Ebenda* Nr. 115. — Warren Weaver: Certain Applications of the Surface Potential Method. *Ebenda* Nr. 121. — Irving B. Crosby und E. G. Leonardon: Electrical Prospecting Applied to Foundation Problems. *Ebenda* Nr. 131. — H. Hunkel: Über den angeblichen geophysikalischen Nachweis von Salzdomen im Oberelsaß. *Zeitschr. f. d. Kali- und Steinsalzindustrie*, sowie das Salinenwesen 1928, S. 366—368 und S. 383—385 und 1929, S. 7—10. — J. B. Crosby und Sh. F. Kelly: Electrical subsoil exploration and the civil engineer. *Engg. News Rec.* **102**, 270—273 (1929). — C. A. Heiland, Geophysical methods of prospecting. *Golden, Colorado* 1929, S. 106—111.

von allgemeinen Bemerkungen abgesehen, nichts veröffentlicht worden, obwohl gerade theoretische Überlegungen zu ihrer Entwicklung geführt haben und bei der Auswertung der Meßergebnisse unumgänglich sind. Die beachtlichen Ergebnisse aus der Praxis rechtfertigen es, diese Lücke auszufüllen und wenigstens die einfachsten Fälle rechnerisch zu erfassen.

Die Theorie der wichtigsten der hierher gehörenden Methoden basiert auf der Bestimmung des durchschnittlichen spezifischen Widerstandes über einem Untergrunde, der vom makroskopischen Standpunkte aus als homogen betrachtet werden kann. Der Ermittlung dieses spezifischen Widerstandes, die auf verschiedene Weisen erfolgen kann, liegt folgender Gedankengang zugrunde: Wird von der Erdoberfläche aus mittels zweier Punktelektroden  $E_1$  und  $E_2$  ein stationärer Strom  $J$  in der Richtung von  $E_1$  nach  $E_2$  durch den homogenen isotropen Untergrund mit der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma$  gesandt, so ist das Potential für den ganzen Raum bekanntlich

$$\varphi = \frac{J}{2\pi\sigma} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

wobei  $r_1$  und  $r_2$  die Abstände des Aufpunktes von den Elektroden sind. Die Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten ist dementsprechend, wenn  $R_1$  und  $R_2$  die Abstände des zweiten Punktes sind,

$$\varphi_1 - \varphi_2 \equiv v = \frac{J}{2\pi\sigma} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{R_2} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{R_1} \right). \quad 4$$

Durch Auflösung nach dem reziproken Wert von  $\sigma$  erhält man hieraus die für jede Elektroden- und Sondenordnung gültige Gleichung

$$\frac{1}{\sigma} \equiv \rho = 2\pi \frac{V}{J} \cdot \frac{1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{R_2} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{R_1}}.$$

Da  $V$ ,  $J$ ,  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $R_1$  und  $R_2$  an der Erdoberfläche gemessen werden können, sind die durchschnittliche spezifische Leitfähigkeit  $\sigma$  oder der durchschnittliche spezifische Widerstand  $\rho$  experimentell bestimmbar. Der Übergangswiderstand, der in hohem Maße von individuellen Besonderheiten der Elektroden und ihrer unmittelbaren Umgebung abhängt und selbst über praktisch homogenen Untergrund von Ort zu Ort verschieden zu sein pflegt, hebt sich in dieser Formel nahezu heraus. Da das Objekt, mit dem man es hierbei zu tun hat, nur bei großer Dimensionierung als homogen betrachtet werden kann, ist dieser Weg, bei dem der Untergrund als Ganzes erfaßt wird, für die Ermittlung eines wohldefinierten durchschnittlichen spezifischen Widerstandes von großer Bedeutung.

Die Anordnung der beiden Meßpunkte in bezug auf die Elektroden ist beliebig. Es ist daher möglich, durch geschickte Wahl derselben entweder eine bequeme Maßtechnik zu erzielen, oder aber der letzten Gleichung ein besonders einfaches Aussehen zu verleihen, was die Deutung der Meßergebnisse

erleichtert. Wir wollen fünf Arbeitsweisen voneinander unterscheiden und nacheinander beschreiben.

1. Nach dem Vorschlage von Wenner, der diese geistreiche Methode ausgearbeitet und zum ersten Male praktisch angewandt hat, legt man die beiden Meßpunkte so zwischen die Elektroden auf deren Verbindungslinie, daß alle vier Punkte auf einer Geraden liegen und jeder von dem ihm benachbarten gleichen Abstand besitzt. Bezeichnet man diesen gemeinsamen Abstand mit  $a$ , so werden  $r_1$  und  $R_2$  je gleich  $a$ ,  $r_2$  und  $R_1$  je gleich  $2a$ , wodurch man für den durchschnittlichen spezifischen Widerstand die einfache Beziehung

$$\varrho = 2\pi a \frac{V}{J}$$

erhält, die sich in ausgezeichneter Weise zu dessen Bestimmung eignet.

2. Man kann auch so verfahren, daß man die beiden Elektroden sehr weit auseinander verlegt, und die Messungen in der Nachbarschaft der einen von beiden vornimmt. Die beiden Meßsonden werden hierbei auf einer Geraden, die durch die ihnen benachbarte Elektrode geht und deren Richtung diesmal ganz beliebig sein kann, derart angeordnet, daß der Abstand der einen Sonde von der nahegelegenen Elektrode wieder doppelt so groß wie der der anderen Sonde ist. Man kann dann von der geringen Wirkung der entfernten Elektrode, die außerhalb des Untersuchungsgebietes liegt und lediglich noch dem Stromtransporte dient, auf das Potential absehen und erhält jetzt für den spezifischen Widerstand, indem man  $r_2$  und  $R_2$  je gleich unendlich setzt, den doppelten Betrag

$$\varrho = 4\pi a \frac{V}{J}.$$

Der Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, daß man bei einer Variation des Abstandes  $a$  beide Elektroden festhalten kann und nur mit den Meßsonden zu wandern hat, was die praktische Vornahme der Messungen erheblich erleichtert. Sein Nachteil beruht auf dem großen Elektrodenabstand, der lange Stromleitungen bedingt, sowie auf der vorgenommenen Vernachlässigung, die Ungenauigkeiten mit sich bringen kann.

3. Will man diese beiden Nachteile vermeiden, ohne auf den Vorteil festliegender Elektroden zu verzichten, so hat man nur die weitabliegende Elektrode näher heranzuverlegen und ihren Einfluß auf das Potential in den Rechnungen zu berücksichtigen. Man gelangt so zu einem dritten Verfahren, bei dem die Sonden wieder vorteilhaft zwischen die Elektroden auf deren Verbindungslinie gelegt werden, und erhält, wenn  $l$  der Elektrodenabstand ist, für  $-l \leq 2a \leq +l$  die etwas unbequemere Gleichung

$$\varrho = 2\pi \frac{V}{J} \cdot \frac{2a(l-a)(l-2a)}{(l-2a)^2 + a^2},$$

die für  $l = 3a$  wieder in die entsprechende obere übergeht.



4. Man kann auch daran denken, die Spannungsdifferenz zwischen der einen Elektrode und einer einzigen Meßsonde, mit der die Nachbarschaft dieser Elektrode abgetastet wird, festzustellen. Wird der Einfluß der anderen Elektrode auf das Potential vernachlässigt, so erhält man die Beziehung

$$\varrho = 2\pi a \frac{V_e - V}{J},$$

in der  $V_e$  die Hälfte der gesamten Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden ist.

5. Wird bei dem letzten Verfahren noch der Einfluß der zweiten Elektrode auf das Potential berücksichtigt, wobei die Meßsonde auf der Elektrodenverbindungsline hin und her bewegt wird, so erhält man für den spezifischen Widerstand die Gleichung

$$\varrho = 2\pi \frac{V_e - V}{J} \cdot \frac{a(l-a)}{l-2a}.$$

Bei allen diesen fünf Verfahren muß man natürlich über einem Untergrund, der im Durchschnitt, d. h. im Verhältnis zur Ausdehnung des Untersuchungsgebietes, homogen und isotrop ist, jedesmal denselben Wert für  $\varrho$  erhalten, wenn der Abstand  $a$  variiert wird. Die Variation von  $a$  hat dann nur die Bedeutung einer Kontrolle darüber, daß tatsächlich ein wohldefinierter spezifischer Widerstand existiert. Ändert sich jedoch hierbei der für  $\varrho$  errechnete Wert, so ist das ein Beweis dafür, daß der Untergrund eben auch vom makroskopischen Standpunkte aus nicht mehr als homogen betrachtet werden kann, daß sich Nichthomogenitäten größeren Maßstabes im Untergrunde befinden müssen. Es ist klar, daß die meßtechnische Bestimmung der Änderung von  $\varrho$  Rückschlüsse über die Art solcher Nichthomogenitäten gestattet. Wir gewinnen damit eine neue geoelektrische Aufschlußmethode, für die allerdings die bisherigen Ableitungen ihre Gültigkeit verlieren, da mit der Annahme eines nichthomogenen Untergrundes auch die bisherigen Voraussetzungen hinfällig geworden sind.

Hat man es nämlich mit nichthomogenem Untergrunde auch im makroskopischen Sinne zu tun, so läßt sich zwar bei Benutzung derselben Gleichungen rein formal ebenso wie über völlig homogenen oder wenigstens durchschnittlich homogenen Untergrund ein entsprechender Wert an Stelle des spezifischen Widerstandes gewinnen, der aber Schwankungen unterworfen ist und damit seine Bedeutung als spezifischer Widerstand verliert. Diese Größe, die nun überhaupt keinen physikalischen Sinn mehr besitzt, sei als der „scheinbare spezifische Widerstand“  $\varrho_s$  bezeichnet. Sein Betrag, der sich im allgemeinen nicht berechnen lassen wird, liegt, wie leicht einzusehen, irgendwo zwischen den Beträgen der wirklichen spezifischen Widerstände. Er ist ebenso wie der durchschnittliche spezifische Widerstand ein mittlerer Wert, dessen Betrag aber nicht wie der jenes konstant bleibt, sondern irgend eine Funktion der wirklichen bzw. der durchschnittlichen spezifischen Widerstandsbeträge ist. Diese, meist recht verwickelte Funktion kann in Sonderfällen angegeben werden. Ihre Er-

mittlung und Diskussion bildet die Grundlage für Rückschlüsse aus den Meßergebnissen der Praxis sowie für die Beurteilung der Anwendungsmöglichkeiten der hierher gehörenden Methoden.

Man könnte daran denken, in diesem allgemeineren Falle die wirklich gemessene Potentialdifferenz mit der errechneten unter Umgehung des spezifischen Widerstandes unmittelbar zu vergleichen und aus der Verschiedenheit beider Größen Schlüsse auf den Untergrund zu ziehen. Dies ist möglich und auch tatsächlich geschehen\*). Hierbei ist aber zu berücksichtigen, daß der Potentialabfall auch über dem Normalfelde keine bestimmte Größe ist, sondern außer mit der Wahl der Meßpunkte zugleich mit dem Elektrodenabstande und der angelegten Spannung schwankt. Es ist anschaulicher und sinnvoller, statt dessen Größen miteinander zu vergleichen, in denen diese wechselnden Faktoren nicht mit eingehen und die dann völlig unabhängig von den speziellen Versuchsbedingungen sind. Solche Größen, die nur noch von der Beschaffenheit des Untergrundes in bezug auf die Elektrodenanordnung abhängen, sind eben der scheinbare spezifische Widerstand, die durchschnittlichen und die wirklichen spezifischen Widerstände.

Das Bindeglied zwischen dem scheinbaren spezifischen Widerstande und den durchschnittlichen spezifischen Widerständen ist die Potentialfunktion des nichthomogenen Untergrundes. Ist diese bekannt, so kann der scheinbare spezifische Widerstand in seiner Abhängigkeit von den durchschnittlichen spezifischen Widerständen angegeben werden. An zwei typischen Beispielen sei dies näher ausgeführt, und zwar erstens für den Fall, daß ein kugelhähnlicher gut leitender Störungskörper im homogenen und isotropen Muttergestein eingelagert ist, und zweitens für den Fall, daß zwei planparallele homogene und isotrope Schichten verschiedener Leitfähigkeit unter der Erdoberfläche liegen.

**II. Aufsuchung von Störungskörpern.** In früheren Arbeiten ist es uns gelungen, die Potentialfunktion für eine ganze Anzahl Fälle, in denen der Untergrund nichthomogen ist, durch einfache analytische Ausdrücke angeben zu können\*\*). Die Nichthomogenität war hierbei auf kompakte Einlagerungen abweichender Leitfähigkeit zurückzuführen, die im homogenen isotropen Muttergestein eingebettet sind. Die für die verschiedenen Körperformen entwickelten Berechnungsweisen lassen sich für unsere Zwecke nutzbar machen und, falls ein endlicher Elektrodenabstand vorausgesetzt war, auch die erhaltenen Ergebnisse. Wir wollen ein Beispiel durchrechnen, für das wir das entsprechende

\*) Warren Weaver: a. a. O.

\*\*\*) J. N. Hummel: Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienmethoden. Zeitschr. f. Geophys. 4, 22—27 (1928). — Derselbe: Untersuchung der Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf geoelektrische Potentiallinienverfahren. Ebenda, S. 67—76. — Derselbe: Beiträge zur geoelektrischen Methode. Ebenda, S. 179—203. — Derselbe: Untersuchung der Potentialverteilung um verschiedene Störungskörper, die sich in einem an und für sich homogenen Stromfelde befinden. Gerlands Beiträge 21, Nr. 2/3, 204—214 (1929).

Potentiallinienbild an der Oberfläche berechnet und aufgezeichnet hatten, so daß sich bequem Vergleiche anstellen lassen\*).

Im homogenen isotropen Muttergestein sei ein sehr gut leitender kugelförmiger Störungskörper bestimmter Form eingebettet (Fig. 1). Die Erzeugung eines Stromfeldes und die Messung des Spannungsabfalles mögen nach dem unter Nr. 3 beschriebenen Verfahren vorgenommen werden, bei dem die Elektroden festliegen, und die Sonden auf deren Verbindungslinie in der angegebenen Weise verschoben werden. Die Anordnung der Elektroden in bezug auf die Lage des Störungskörpers sei die gleiche wie diejenige, die in der erwähnten Arbeit der Konstruktion des Störungskörpers zugrunde gelegt war. Die Mitte ihrer Verbindungslinie liege also über dem Kugelmittelpunkt, während die Länge  $l$  genau wie dort das Vierfache der Tiefe  $h$  des Kugelmittelpunktes betragen möge. Für diesen ganz speziellen Fall hatten wir für die Potentialfunktion die Beziehung

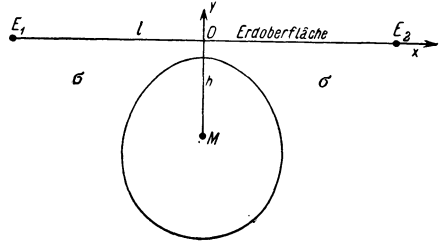


Fig. 1. Sehr gut leitender Störungskörper im homogenen isotropen Muttergestein.

$$\varphi = \frac{J}{2\pi} \varrho \left[ \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{0.2l \cdot x}{r_3^3} \right]$$

gefunden, wobei  $r_3$  der Abstand des Aufpunktes vom Kugelmittelpunkt und  $x$  die Projektion von  $r_3$  auf die Stromrichtung ist. Die Spannung zwischen zwei Meßpunkten der vorgeschriebenen Art ergibt sich demnach zu

$$V = \frac{J}{2\pi} \varrho \left\{ \frac{1}{|2a|} - \frac{1}{|l-a|} + \frac{1}{|l-2a|} + \frac{0.2l \left( a - \frac{l}{2} \right)}{\left[ \left( \frac{l}{4} \right)^2 + \left( a - \frac{l}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} - \frac{0.2l \left( 2a - \frac{l}{2} \right)}{\left[ \left( \frac{l}{4} \right)^2 + \left( 2a - \frac{l}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} \right\}$$

und der scheinbare spezifische Widerstand für  $-l \leq 2a \leq +l$  zu

$$\varrho_s = \varrho \left( 1 + 0.2 \cdot l \left\{ \frac{a - \frac{l}{2}}{\left[ \left( \frac{l}{4} \right)^2 + \left( a - \frac{l}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} - \frac{2a - \frac{l}{2}}{\left[ \left( \frac{l}{4} \right)^2 + \left( 2a - \frac{l}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} \right\} \cdot \frac{2a(l-a)(l-2a)}{(l-2a)^2 + al} \right)$$

\*) J. N. Hummel: Theoretische Grundlagen für die Auffindung von Störungskörpern mittels solcher geoelektrischer Methoden, bei denen zwei punktförmige Elektroden zur Erzeugung eines künstlichen Feldes verwandt werden. Ebenda 20, 281—287 (1928).

Zeichnet man das Verhältnis  $\frac{Q_s}{Q} \equiv u$  in seiner Abhängigkeit von  $\frac{a}{l} \equiv v$  graphisch auf, so erhält man die beistehende Kurve (Fig. 2). Diese zeigt eine recht ausgeprägte Form, was bemerkenswert ist, da die Störungen im entsprechenden Potentiallinienbild nicht als erheblich bezeichnet werden können.

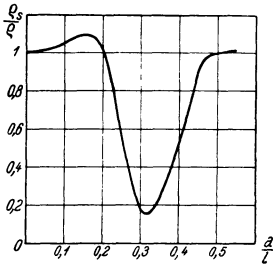


Fig. 2. Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes über dem in Fig. 1 aufgezeichneten Störungskörper.

Der geringste Wert des scheinbaren spezifischen Widerstandes beträgt nur noch etwa 15 bis 16 Proz. vom wirklichen spezifischen Widerstand des Muttergesteins.

Es ist leicht einzusehen, daß diese geoelektrische Methode bei der Auffindung von Störungskörpern gute Dienste zu leisten vermag, besonders von solchen, die sich wie der betrachtete ihrer Form nach nur wenig zur Auffindung mittels Potentiallinien- oder Rahmenmethoden eignen. So groß indessen die Abweichung des scheinbaren spezifischen Widerstandes von dem durchschnittlichen spezifischen Widerstande der allerobersten Bedeckung auch sein mag, eine einfache Deutung gestatten die auf diese Weise über

Störungskörper gewonnenen Kurven nicht, da die bestimmenden Faktoren zu mannigfaltig sind. Solange man über die Beschaffenheit des Untergrundes keine einschränkende Voraussetzungen machen kann, solange sowohl die Form als auch die Ausdehnung, die Leitfähigkeit und die Lagerung sämtlich unbekannt sind, wird selbst aus mehreren aufgenommenen Kurven nicht viel mehr als das Vorhandensein irgend einer Nichthomogenität im Untergrund zu entnehmen sein. Hinzu kommt, daß bei dieser Methode die Abweichungen von den normalen Meßgrößen um so beträchtlicher sind, je ausgedehnter und umfangreicher die Nichthomogenitäten sind. Nun besitzen aber gerade die natürlichen Einlagerungen, wie beispielsweise Adern oder Gänge, meist keinen allzu großen Umfang, weshalb zu deren Auffindung die Potentiallinien- und Rahmenmethoden mit ihrer einfachen Meßtechnik geeigneter sein dürften.

**III. Ermittlung der Tiefe und Leitfähigkeit planparalleler Schichten.** Das eigentliche Anwendungsgebiet der Aufschlußmethoden, die auf der Bestimmung des scheinbaren spezifischen Widerstandes beruhen, ist die Untersuchung des horizontal geschichteten Untergrundes. Hier sind die Indikationen mit Rücksicht auf den Umfang der Nichthomogenität besonders groß und die Deutungsmöglichkeiten wegen der einschränkenden Voraussetzungen über die Beschaffenheit des Untergrundes relativ leicht. Hier versagen fast alle anderen geoelektrischen Methoden, und gerade solche tektonischen Verhältnisse sind in der Natur häufig anzutreffen, ihre Klärung ist von der größten Wichtigkeit. Es ist daher begreiflich, daß reine Geologie, Bergbau und Technik in gleicher Weise ein großes

Interesse an der Bestimmung des scheinbaren spezifischen Widerstandes und an seiner Deutung besitzen.

Die Analyse der gemessenen Kurven ist aus dem Grunde verhältnismäßig einfach, weil bei der auf geologische Tatsachen gegründeten Annahme einer horizontalen Schichtfolge nur noch verhältnismäßig wenig Unbekannte zu ermitteln sind. Der durchschnittliche spezifische Widerstand ist in diesem Falle eine Funktion der Tiefe allein, die es zu ermitteln gilt. Allenfalls kommt noch eine geringe Neigung der Schichtgrenzen in Frage, die aber keine erheblichen Komplikationen mit sich bringt. Die Voraussetzung für die Berechnung des scheinbaren spezifischen Widerstandes ist wieder die Kenntnis der Potentialfunktion, die wir zunächst aufzustellen haben. Diese hat nun nicht mehr das einfache Aussehen, das wir ihr zu geben vermochten, wenn Störungskörper bestimmter Form im homogenen isotropen Muttergestein eingebettet waren, sie wird bei horizontal geschichtetem Untergrund selbst bei weitgehender Idealisierung der Tektonik durch unendliche Reihen dargestellt. Bei deren Ableitung werden wir weniger die mathematisch formale als vielmehr die physikalisch anschauliche Seite in den Vordergrund stellen\*).

Wir behandeln den einfachsten Fall, daß zwei planparallele Schichten im Untergrund vorhanden sind. Die obere werde durch die Erdoberfläche begrenzt, die untere sei nach unten unbegrenzt. Es sind dann im ganzen drei Schichten vorhanden, da der oberhalb der Erdoberfläche gelegene luftegefüllte Raum auch eine Schicht mit der Leitfähigkeit Null darstellt. Der Allgemeinheit halber nehmen wir zunächst an, daß drei homogene isotrope Medien beliebiger Leitfähigkeit durch zwei planparallele Ebenen voneinander getrennt sind und den ganzen Raum erfüllen. In die mittlere Schicht, deren Dicke  $h$  sei, werde ein Quellpunkt mit der Ergiebigkeit  $J/4\pi$  im Abstand  $d$  von der oberen Schicht hereingebracht, und es fragt sich nun, welchen Wert das Potential in jeder der drei Schichten erhält. Zur Unterscheidung versehen wir alle Symbole, die sich auf die untere Schicht beziehen, mit einem Strich, alle diejenigen, die sich auf die obere beziehen, mit zwei Strichen, während diejenigen, die sich auf die mittlere begrenzte Schicht beziehen, ohne Index bleiben sollen.

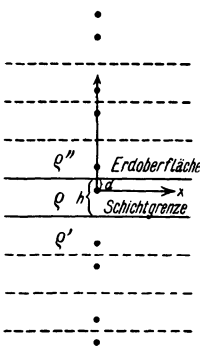
Die Potentialfunktion hat, wenn  $\nu$  die Flächennormale ist, an den Grenz-ebenen ganz allgemein die Bedingungen

$$\sigma^r \frac{\partial \varphi^r}{\partial \nu} = \sigma^s \frac{\partial \varphi^s}{\partial \nu} \quad \text{und} \quad \varphi^r = \varphi^s$$

zu erfüllen. Dies ist nur möglich, wenn jede der beiden Ebenen hinsichtlich der Lage der Quellpunkte Symmetrieebene ist. Beim Vorhandensein einer einzigen Trennungsebene erreicht man dies bekanntlich dadurch, daß man jede wirkliche Quelle an dieser Ebene spiegelt und die Spiegelpunkte als fiktive Quellen in Rechnung setzt. Bei zwei Ebenen kommt man nur dann zum Ziele,

\*) Eine andere Ableitung als die hier gewählte findet sich in: F. Ollendorff, Erdströme, S. 69 ff. Berlin 1928.

wenn die wirklichen Quellen und ihre ersten Spiegelbilder immer wieder ungezählte Male an den beiden Ebenen gespiegelt werden, wobei man jedesmal neue Quellpunkte erhält (Fig. 3). Für das Potential erhält man hierdurch Ausdrücke von der Form



$$\varphi = \frac{q}{4\pi} \sum^m \frac{J_m}{r_m},$$

in denen die Abstände  $r_m$  durch die Lagen des wirklichen und der fiktiven Quellpunkte gegeben sind. Fällt der Mittelpunkt eines Koordinatensystems mit dem wirklichen Quellpunkt zusammen, liegt die  $x$ -Achse den Trennungsebenen parallel, während die  $y$ -Achse senkrecht auf diesen steht, so ist  $r_m^2$  entweder gleich  $x^2 + (y \pm 2nh)^2 + z^2$  oder gleich  $x^2 + (y \pm 2nh - 2d)^2 + z^2$ , wobei  $n$  die Folge der ganzen Zahlen von 0 bis  $\infty$  durchläuft. Die Ergiebigkeit  $J_m/4\pi$  der fiktiven Quellpunkte ist zunächst noch offen, kann aber nunmehr mit Hilfe dieser Ansätze leicht aus den Grenzbedingungen errechnet werden. Setzt man zur Abkürzung die immer wiederkehrenden Quo-

Fig. 3. Spiegelung eines Quellpunktes an zwei planparallelen Schichtgrenzen zwecks Aufstellung der Potentialfunktion.

tienten  $\frac{q' - q}{q' + q} = k_1$  und  $\frac{q'' - q}{q'' + q} = k_2$ , so erhält man für die Potentiale die Gleichungen

$$\varphi = \frac{J}{4\pi} q \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{k_1^n \cdot k_2^n}{\sqrt{x^2 + (y + 2nh)^2 + z^2}} + \frac{k_1^n \cdot k_2^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y - 2nh - 2d)^2 + z^2}} \right] + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{k_1^n \cdot k_2^n}{\sqrt{x^2 + (y - 2nh)^2 + z^2}} + \frac{k_1^n \cdot k_2^{n-1}}{\sqrt{x^2 + (y + 2nh - 2d)^2 + z^2}} \right] \right\},$$

$$\varphi' = \frac{J}{4\pi} q \cdot (1 + k_1) \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{k_1^n \cdot k_2^n}{\sqrt{x^2 + (y - 2nh)^2 + z^2}} + \frac{k_1^n \cdot k_2^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y - 2nh - 2d)^2 + z^2}} \right],$$

$$\varphi'' = \frac{J}{4\pi} q \cdot (1 + k_2) \left[ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_1^n \cdot k_2^n}{\sqrt{x^2 + (y + 2nh)^2 + z^2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_1^n \cdot k_2^{n-1}}{\sqrt{x^2 + (y + 2nh - 2d)^2 + z^2}} \right].$$

Werden  $q'' = \infty$ , also  $k_2 = +1$ , wie es der Wirklichkeit immer entspricht, und  $d = 0$ , was mit Rücksicht auf den weit größeren Elektrodenabstand meist statthaft ist, so vereinfachen sich diese Ausdrücke erheblich. Begnügt man

sich zudem mit dem Werte des Potentials an der Grenze der nichtleitenden Schicht, so erhält man, indem man  $y = 0$  setzt,

$$\varphi_{y=0} \equiv \varphi''_{y=0} = \frac{J}{2\pi} \varrho \left[ \frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_1^n}{\sqrt{x^2 + (2nh)^2 + z^2}} \right].$$

Mit diesem speziellen Falle, der die Lösung des geophysikalischen Problems darstellt, wollen wir uns nunmehr beschäftigen.

Wir fassen zunächst die zuerst beschriebene Methode, die Wenner angegeben hat, ins Auge. Für die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Meßsonden erhält man in diesem Falle

$$V = \frac{J}{2\pi a} \varrho \left\{ 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} k_1^n \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(2n \frac{h}{a}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left(2n \frac{h}{a}\right)^2}} \right] \right\}.$$

Hiernach ergibt sich der scheinbare Widerstand zu

$$\varrho_s = \varrho \left\{ 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} k_1^n \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(2n \frac{h}{a}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left(2n \frac{h}{a}\right)^2}} \right] \right\}.$$

Rückt die eine der beiden Elektroden ins Unendliche, haben wir es also mit dem zweiten der beschriebenen Verfahren zu tun, so erhält man die gleiche Beziehung.

Der scheinbare spezifische Widerstand als Funktion der Basis  $a$  ist unter diesen Bedingungen völlig unabhängig von der örtlichen Aufstellung der gesamten Erreger- und Meßapparatur und allein noch durch die Änderung des durchschnittlichen spezifischen Widerstandes mit der Tiefe bestimmt. Trägt man das Verhältnis  $\frac{\varrho_s}{\varrho} \equiv v$

als Funktion von  $\frac{a}{h} \equiv u$  für verschiedene

Werte von  $\varrho'$  bzw. von  $k_1$  graphisch auf, so erhält man Kurven, die durch die Wahl dieser Koordinaten universellen Charakter besitzen und für jeden spezifischen Widerstandswert des obersten Bodens und für jede Tiefe der unteren Schichtgrenze Gültigkeit besitzen. In der Fig. 4 sind einige Kurven eingezeichnet. Um weitere derartige Kurven bequem berechnen zu können, sind in der umstehenden Tabelle die für jedes  $k_1$  immer wieder

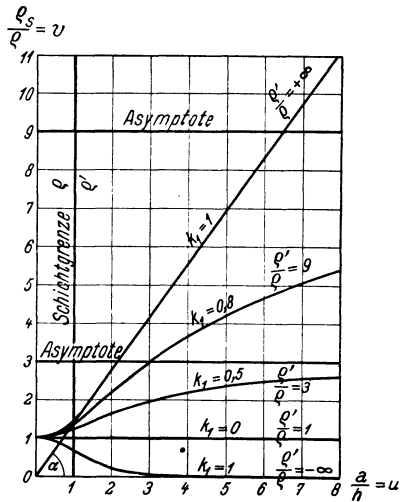


Fig. 4.

Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes über einer der ebenen Erdoberfläche im Abstände  $h$  parallel laufenden Schichtgrenze für verschiedene Widerstandsverhältnisse der beiden aneinandergrenzenden Schichten.

Kurven eingezeichnet. Um weitere derartige Kurven bequem berechnen zu können, sind in der umstehenden Tabelle die für jedes  $k_1$  immer wieder

kehrenden Zahlenwerte der eckigen Klammer für verschiedene Werte von  $2n/u$  zusammengestellt. Dieselben werden uns auch noch in dem allgemeinen Falle, daß mehrere Bedeckungsschichten vorhanden sind, gute Dienste leisten.

$2n/u$	Klammerwert	$2n/u$	Klammerwert	$2n/u$	Klammerwert
0.125	0.493 252	4.75	0.011 982	9.75	0.001 557
0.25	0.474 159	5	0.010 421	10	0.001 446
0.375	0.444 893	5.25	0.009 115	10.25	0.001 345
0.5	0.409 356	5.5	0.008 014	10.5	0.001 253
0.75	0.331 835	5.75	0.007 081	10.75	0.001 167
1	0.259 993	6	0.006 285	11	0.001 093
1.25	0.200 696	6.25	0.005 602	11.25	0.001 023
1.5	0.154 700	6.5	0.005 014	11.5	0.000 959
1.75	0.119 851	6.75	0.004 505	11.75	0.000 900
2	0.093 660	7	0.004 061	12	0.000 846
2.25	0.073 957	7.25	0.003 673	13	0.000 668
2.5	0.059 043	7.5	0.003 332	14	0.000 530
2.75	0.047 657	7.75	0.003 032	15	0.000 437
3	0.038 878	8	0.002 767	16	0.000 361
3.25	0.032 037	8.25	0.002 531	17	0.000 301
3.5	0.026 652	8.5	0.002 322	18	0.000 254
3.75	0.022 369	8.75	0.002 134	19	0.000 216
4	0.018 929	9	0.001 966	20	0.000 186
4.25	0.016 141	9.25	0.001 815	22	0.000 140
4.5	0.013 861	9.5	0.001 680	24	0.000 108

Bei einer Analyse der aufgenommenen Kurven ist die eine Unbekannte, die Tiefe  $h$ , aus dem universellen Maßstabe zu entnehmen, den es zu ermitteln gilt. Die anderen beiden Unbekannten, der spezifische Widerstand der oberen Schicht  $\rho$  und der unteren  $\rho'$ , sind dagegen aus dem eigentümlichen Verlaufe der Kurven zu entnehmen, die fünf charakteristische Punkte besitzen: Den Anfangspunkt bei  $u = 0$ , zwei Punkte größter Krümmung, zwischen beiden einen Wendepunkt und schließlich den unendlich fernen Punkt. Da über die Neigung der Kurve der erste Differentialquotient, über den Wendepunkt der zweite, und über die Punkte größter Krümmung der dritte Auskunft gibt, seien zunächst diese drei Ableitungen mitgeteilt. Es sind

$$\frac{\partial v}{\partial u} \equiv v' = 4 \cdot 4 \frac{1}{u^3} \sum_{n=1}^{\infty} k_1^n \cdot n^2 \left\{ \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{2n}{u} \right)^2 \right]^{3/2}} - \frac{1}{\left[ 4 + \left( \frac{2n}{u} \right)^2 \right]^{3/2}} \right\},$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial u^2} \equiv v'' = 4 \cdot 12 \frac{1}{u^4} \sum_{n=1}^{\infty} k_1^n \cdot n^2 \left\{ \frac{4}{\left[ 4 + \left( \frac{2n}{u} \right)^2 \right]^{5/2}} - \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{2n}{u} \right)^2 \right]^{5/2}} \right\},$$

$$\frac{\partial^3 v}{\partial u^3} \equiv v''' = 4 \cdot 48 \frac{1}{u^5} \sum_{n=1}^{\infty} k_1^n \cdot n^2 \left\{ \frac{1 - \left( \frac{2n}{u} \right)^2}{\left[ 1 + \left( \frac{2n}{u} \right)^2 \right]^{7/2}} - \frac{16 \left[ 1 - \left( \frac{2n}{u} \right)^2 \right]}{\left[ 4 + \left( \frac{2n}{u} \right)^2 \right]^{7/2}} \right\}.$$



Sämtliche Kurven beginnen im Punkte  $u = 0, v = 1$ . Der scheinbare spezifische Widerstand stimmt also bei sehr kleiner Basis mit dem spezifischen Widerstand der obersten Bodenschicht überein. Da auch der erste Differentialquotient in diesem Punkte Null wird, verläuft das erste Kurvenstück der Abszisse parallel. Man erhält dementsprechend selbst bei endlicher Basis  $a$  für den scheinbaren spezifischen Widerstand zunächst einen Wert, der sich nur wenig von dem wirklichen spezifischen Widerstand der oberen Schicht unterscheidet.

Wird  $u = \infty$ , so gewinnt die Kurvengleichung die Form

$$\lim_{u \rightarrow \infty} v = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} k_1^n.$$

Bedenkt man, daß für  $k_1 < +1$  die Summe  $\sum_{n=1}^{\infty} k_1^n = \frac{k_1}{1 - k_1}$  ist, so folgt für den unendlich fernen Punkt  $\varrho_s = \varrho'$ . Diese Beziehung besagt, daß die Wirkung der oberen Schicht völlig verschwindet, wenn die Basis  $a$  im Verhältnis zur Tiefe  $h$  sehr groß wird. Die erste Ableitung wird hier ebenfalls Null, was besagt, daß die Asymptoten der Kurven Parallelen zur  $u$ -Achse sind.

Der Faktor  $k_1$  schwankt zwischen den Werten  $+1$  und  $-1$ . Ist er positiv, der spezifische Widerstand der unteren Schicht also größer als der der oberen, so steigt die Kurve an. Ist er negativ, der spezifische Widerstand der unteren Schicht also geringer als der der oberen, so fällt sie ab. Ist  $k_1 = +1$ , der spezifische Widerstand der unteren Schicht also unendlich groß, so besitzt die Kurve den steilsten Anstieg, ist  $k_1 = -1$ , der spezifische Widerstand der unteren Schicht also Null, so ist der Abfall der Kurve am größten. Die prozentuale Abweichung vom normalen Werte ist für jedes negative  $k_1$  immer größer als für den gleichen positiven Wert. Eine besser leitende Schicht in der Tiefe verrät sich also leichter als eine schlechter leitende, worauf bereits Weaver hingewiesen hat\*). Die Wiedergabe der Kurven in der Fig. 4 läßt andererseits erkennen, in welchem hohem Maße der scheinbare spezifische Widerstand sich trotzdem ändern kann, wenn die untere Schicht schlechter als die obere leitet. Diese Tatsache sichert dem Verfahren einen einzigartigen Anwendungsbereich, da die wenigen geoelektrischen Methoden, die sonst noch der Klärung des horizontal geschichteten Untergrundes dienen, mit Vorteil wohl nur auf gute Leiter angesetzt werden können.

Von besonderer Bedeutung ist der Fall  $k_1 = +1$ , da sich für positives  $k_1$  sämtliche Kurven in ihrem uns interessierenden Teile dieser Grenzkurve stark nähern, wofern nur das Leitfähigkeitsverhältnis einen gewissen Wert, etwa  $1:10$ , überschreitet. In diesem wichtigen Grenzfall läßt sich die Kurvengleichung noch etwas umformen.

\*) Warren Weaver, a. a. O.

Benutzt man die Beziehung

$$\sum_1^{n_2 i} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2n}{u}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left(\frac{2n}{u}\right)^2}} \right] \\ = \frac{1}{2} \sum_1^{n_i} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2n}{u}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2n-1}{u}\right)^2}} \right] + \sum_{n_{i+1}}^{n_2 i} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2n}{u}\right)^2}},$$

die sich ergibt, wenn man aus dem Nenner des zweiten Summanden der linken Seite  $\sqrt{4}$  ausklammert und die einzelnen Glieder geeignet umgruppiert, so gewinnt sie die Form

$$v = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2n}{u}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2n-1}{u}\right)^2}} \right] + 4 \lim_{i \rightarrow \infty} \sum_{n_{i+1}}^{n_2 i} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2n}{u}\right)^2}}.$$

Da ferner

$$\lim_{i \rightarrow \infty} \sum_{n_{i+1}}^{n_2 i} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2n}{u}\right)^2}} = \lim_{i \rightarrow \infty} \sum_{n_{i+1}}^{n_2 i} \frac{u}{2n} = \frac{u}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n(2n-1)} \\ = \frac{u}{2} \ln 2 = \frac{u}{2} \cdot 0.6931475 \dots$$

ist, kann die Kurvengleichung für  $k_1 = +1$  geschrieben werden

$$v = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2n}{u}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2n-1}{u}\right)^2}} \right] + 2u \cdot \ln 2.$$

Für große Werte von  $u$  läßt sich für die Summe noch  $-\frac{1}{2}$  setzen, so daß man dann die Gleichung

$$\lim_{u \rightarrow \infty} v = 2u \cdot \ln 2 = u \cdot 1.386295 \dots$$

erhält. Die Fig. 4 verrät, daß dieser Grenzwert praktisch bereits bei etwa  $u = 1.5$  erreicht ist. Die Kurve fällt von hier ab ziemlich mit ihrer Asymptote zusammen, die eine durch den Nullpunkt gehende Gerade mit dem Neigungswinkel  $\operatorname{tg} \alpha = 1.386295 \dots$  ist. Da alle übrigen Asymptoten der  $u$ -Achse parallel laufen, ändern sie sich also sprunghaft, sobald  $k_1 = +1$  wird. Trotzdem gehen die zugehörigen Kurven stetig ineinander über.

Sämtliche Reihen sind für jeden endlichen Wert von  $u$  konvergent. Nur in dem einzigen Falle, in dem  $k_1 = +1$  und zugleich  $u = \infty$  werden, ist die Reihe divergent. Dies bedeutet, daß der Strom, der einer unbegrenzten planparallelen Platte endlicher Dicke mittels zweier Elektroden zugeführt wird,

dann auf den Wert Null heruntersinkt, wenn der Elektrodenabstand unendlich groß wird. Dies steht im Gegensatz zu dem Falle, in dem das leitende Medium nach drei Richtungen unbegrenzt ist. Tauchen zwei unendlich weit auseinander liegende Elektroden in ein solches Medium ein, so behält der Strom bekanntlich einen endlichen Wert, der durch die angelegte Spannung und den sogenannten Übergangswiderstand nach dem Ohmschen Gesetz bestimmt ist. Auch diese Erscheinung ist übrigens aus der Kurvengleichung zu entnehmen.

Ist  $u = 1$ , so wird  $v$  für  $k_1 = +1$  ziemlich genau 1.5. Der scheinbare spezifische Widerstand ist also, wenn die Basis  $a$  gerade so groß wie die Tiefe  $h$  ist,  $1\frac{1}{2}$  mal so groß wie der spezifische Widerstand der oberen Schicht. Man kann diese Beziehung heranziehen, um umgekehrt bei einer Analyse der aufgenommenen Kurve deren Maßstab und damit die Tiefe der Schichtgrenze zu gewinnen. In diesem Sinne ist die Parallele zur  $v$ -Achse, die wir dem Vorgehen der Praktiker folgend\*) in der Fig. 4 eingezeichnet haben, als Schichtgrenze aufzufassen.

Arbeitet man nach der unter Nr. 4 beschriebenen Methode, also im wesentlichen nur mit einer Elektrode und einer Meßsonde, so erhält man für den scheinbaren spezifischen Widerstand die Beziehung

$$\frac{\rho_s}{\rho} \equiv v = 1 + 2 \sum_{u=1}^{\infty} k_1^n \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2u}{u}\right)^2}}.$$

Die Kurven besitzen jetzt einen wesentlich anderen Verlauf. Nur in den Punkten  $u = 0$  und  $u = \infty$  stimmen sie mit den entsprechenden der Fig. 4 überein. Dazwischen sind sie konkav gegen die Abszisse gekrümmt und steigen bereits im Punkte  $u = 0$  an. Der sofort einsetzende steile Anstieg ist darauf zurückzuführen, daß die untere Schicht das Potential von vornherein schon entscheidend beeinflußt und nicht erst, wenn der Abstand der beiden Meßsonden einen bestimmten Wert überschritten hat. Die Reihen sind nur noch für  $k_1 < +1$  konvergent, für  $k_1 = +1$  dagegen bei jedem Werte von  $u$  divergent. Wir wollen auf weitere Folgerungen nicht eingehen, da diese Modifikation des Verfahrens in der Praxis wohl noch keine Anwendung gefunden hat.

Die Ähnlichkeit aller hier geschilderten geoelektrischen Arbeitsweisen mit der seismischen Aufschlußmethode springt in die Augen. Den Elektroden entsprechen die Sprengpunkte, den elektrischen Meßsonden die Seismographen, der Erhöhung der angelegten elektrischen Spannung entspricht eine Vermehrung der Sprengladung, der elektrischen Leitfähigkeit die Reinheit des Materials. Hier wie dort werden durch Vergrößerung der Basis Kurven gewonnen, deren Verlauf mancherlei Analogien zuläßt und deren Analyse in ähnlicher Weise vornehmlich die Beschreibung des geschichteten Untergrundes zum Ziel hat.

---

\*) E. G. Leonardon, Sherwin F. Kelly und Irving B. Crosby a. a. O.

Während wir in diesem Aufsatz die elektrischen Ergebnisse für den einfachen Fall theoretisch ermittelt haben, daß der sonst homogene Untergrund von einer einzigen planparallelen ebenen Schicht abweichender Leitfähigkeit überdeckt ist, sollen in einer späteren, demnächst erscheinenden Fortsetzung die Rechnungen für zwei solche planparallele Überdeckungsschichten in gleicher Weise durchgeführt werden. Die für diese beiden Sonderfälle errechneten Kurven werden dann eine Analyse fast aller experimentell gefundenen Ergebnisse möglich machen. Für die Erforschung größerer Tiefen ist bei entsprechender Vergrößerung der Basis noch die Krümmung der Erdoberfläche bzw. der Schichtgrenzen in den Rechnungen zu berücksichtigen.

Berlin, den 8. Mai 1929.

---

## Modellversuche mit der Viertelwellenmethode.

Von **J. N. Hummel**. — (Mit drei Abbildungen.)

Die Vorgänge bei der Viertelwellenmethode spielen sich in der Nah- und Zwischenzone einer schwingenden Dipolantenne ab. Daher sind in der Theorie sämtliche drei Glieder der Hertz'schen Strahlungsgleichung für den Dipol zu berücksichtigen. Unter diesem Gesichtspunkt wird die Rückwirkung einer sehr gut leitenden Schicht auf den Sender berechnet. Bei den Modellversuchen werden extrem kurze Wellen nach der Methode von Barkhausen und Kurz erzeugt. Die Rückwirkung einer gut leitenden Schicht auf dem Sendedipol wird experimentell gemessen, und die Kurve des Antennenstromes aufgezeichnet. Werden die bei der Berechnung gemachten vereinfachenden Annahmen bei einem Vergleich berücksichtigt, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis.

**Allgemeines.** Von allen geoelektrischen Methoden ist die Anwendungsmöglichkeit der dynamischen Methoden am meisten umstritten. Dies ist in erster Linie darauf zurückzuführen, daß wohlbekanntes und günstige geologische Verhältnisse, bei denen das Arbeiten mit elektromagnetischen Schwingungen klare und einwandfreie Ergebnisse zu liefern vermag, nur selten vorliegen, und daß infolgedessen derartige Untersuchungen auch nur wenig vorgenommen worden sind. Es liegt daher nahe, zur Klärung der Verhältnisse Modellversuche im Laboratorium vorzunehmen, durch die sowohl die Brauchbarkeit der Methoden geprüft wie auch den Untersuchungen im Gelände vorgearbeitet werden kann. Während nun im Gelände Wellenlängen zwischen etwa 50 bis 300 m angewandt werden, sind im Laboratorium solche zwischen 1 bis 3 m angebracht. Größer dürfen sie nicht sein, wenn man in den gewöhnlich zur Verfügung stehenden Räumen stehende Wellen mit Knoten und Bäuchen herstellen und untersuchen will. Je kleiner sie andererseits sind, um so unbequemer gestaltet sich ihre Vermessung. Wellen dieses Bereichs eignen sich aber in ausgezeichneter Weise für experimentelle Laboratoriumsversuche.

Während man es in der Natur immer mit feststehenden unveränderlichen Verhältnissen zu tun hat, die nur selten für derartige Untersuchungen günstig

sind, kann man sich im Laboratorium die Versuchsbedingungen nach Wunsch gestalten. Abgesehen von dieser rein äußerlichen Erleichterung, die mit allen geophysikalischen Modellmessungen verknüpft ist, besitzen die extrem kurzen Wellen für experimentelle Arbeiten den längeren gegenüber ganz spezielle Vorzüge, die teils auf ihre Natur, teils auf die Eigenart ihrer Erzeugung zurückzuführen sind.

Als prinzipieller Unterschied ist die scharfe Richtwirkung der extrem kurzen Wellen von Bedeutung, durch die unerwünschte Beugungen und Reflexionen ausgeschaltet werden können. Ferner ist der Strahlungswiderstand eines schwingenden Systems und im Zusammenhang, damit dessen ausgesandte Energie bei hohen Frequenzen weit größer als bei niederen, was bei Versuchen erwünscht ist und zu entsprechend kräftigeren Wirkungen führt. Die Absorption extrem kurzer Wellen, die durch ein Medium mit einer gewissen elektrischen Leitfähigkeit hindurchgehen, ist normalerweise erheblich größer als bei den sonst üblichen. Diese an und für sich ungünstige Erscheinung kommt in Fortfall, wenn die Versuche im nichtleitenden Medium, z. B. in Luft, vorgenommen werden. Ein weiterer grundsätzlicher Unterschied bei hochfrequenter Erregung besteht in der Beschaffenheit des elektromagnetischen Feldes in unmittelbarer Nähe des Senders, in der sogenannten Nah- und Zwischenzone, ein Punkt, auf den wir bei der Behandlung der Theorie noch eingehend zu sprechen kommen werden.

Zur Erzeugung ungedämpfter extrem kurzer monochromatischer Wellen haben Barkhausen und Kurz einen Weg gefunden (III, 1). Es ist eine Eigentümlichkeit ihrer Methode, daß die erzeugten Wellen entweder leicht konstant gehalten oder aber in wohldefinierter Weise nach Wunsch variiert werden können. Die Frequenz der Schwingung ist nämlich bei derselben Röhre fast nur durch die Betriebsbedingungen, die Größe der angelegten Spannungen und die Heizstromstärke gegeben, und man kann, wenn diese nur konstant gehalten oder in bestimmter Weise willkürlich verändert werden, mit ganz bestimmten reproduzierbaren Frequenzen rechnen. Die Frequenz ist, mit anderen Worten, eine Funktion von Faktoren, deren Regelung man in der Hand hat. Hierdurch entfällt eine große Schwierigkeit, die es bei längeren Wellen zu überwinden gilt. Denn bei der sonst gebräuchlichen Art der Selbsterregung von Schwingungen ist die Frequenz durch einen Schwingkreis bestimmt, der außerhalb der Röhre liegt, und dessen Kapazität und Selbstinduktion nur mühsam konstant gehalten werden können. Alle Abmessungen und Anordnungen der mit der Röhre verbundenen Leitungen und Apparate sind von Einfluß auf die Frequenz. Schon einer Änderung der Stellung des Beobachters bei der Apparatur kann eine Änderung der Frequenz folgen, die zugleich eine Änderung der ausgesandten Energie nach sich zieht. Weiterhin ist die zur Erzeugung der extrem kurzen Wellen erforderliche Apparatur klein, handlich und billig; die Messungen können bequem in jedem Laboratorium, ja selbst in jeder Wohnung ausgeführt werden. Grundsätzlich kann mit extrem kurzen Wellen die Brauchbarkeit

jeder geoelektrischen Wellenmethode untersucht werden, jedoch hat Verfasser lediglich die sogenannte „Viertelwellenmethode“ geprüft, von der im folgenden ausschließlich die Rede sein soll.

Die Viertelwellenmethode findet dort ihre Anwendung, wo ein schlecht leitendes Medium über einem gut leitenden gelagert ist. Ihr Grundgedanke ist der folgende: Befindet sich an der Erdoberfläche parallel zu ihr eine Dipolantenne, so werden die von dieser ausgesandten Wellen im obersten Medium nur wenig absorbiert, gehen vielmehr zum größten Teil durch dasselbe hindurch und werden an der Trennungsebene der beiden Schichten bis zu einem gewissen Grade reflektiert, wobei stehende Wellen entstehen. Ändert sich das Verhältnis der Tiefe der reflektierenden Schicht zu der Wellenlänge, so kommt die Antenne abwechselnd in einen Wellenknoten und in einen Wellenbauch zu liegen, was zu einem Anschwellen und Abnehmen des Stromes in der Antenne führt. Diese Rückwirkung der reflektierenden Schicht auf den Sender kann leicht gemessen werden. Ein Maximum der Energie in der Antenne ist dann vorhanden, wenn deren Abstand von der reflektierenden Schicht gerade  $(2n + 1) \frac{\lambda}{4}$  beträgt. Nach dieser Beziehung, in der  $n$  eine beliebige ganze Zahl und  $\lambda$  die Wellenlänge bedeuten, hat die Methode ihren Namen erhalten. Wieweit diese Auffassung berechtigt ist, das soll weiter unten theoretisch und experimentell untersucht werden.

Die Ausarbeitung der Methode und der Gedanke, mit ihr das Vorhandensein und die Tiefe eventuell vorhandener gut leitender Schichten im Untergrund nachzuweisen und deren Tiefe zu bestimmen, stammt von Leimbach (I, 1). Die ersten Messungen, die zur Ermittlung der Tiefe von Grundwasser führen sollten, wurden von Kröncke im ehemaligen Deutsch-Südwestafrika ausgeführt (I, 2 und 3). Weitere Messungen nach diesem Verfahren hat Petrowsky vorgenommen (I, 4). An theoretischen Arbeiten ist eine einzige von Petrowsky zu erwähnen (I, 4). Weitere Arbeiten, die sich mit dieser Methode befassen, haben lediglich referierenden Charakter.

Nach der Vorstellung, die der Viertelwellenmethode zugrunde liegt, erhält man Strommaxima und -minima in der Antenne, wenn entweder die Wellenlänge oder aber der Abstand des Senders von der reflektierenden Schicht geändert wird. In beiden Fällen ist der Charakter der Stromschwankung in der Antenne verschieden, weshalb man es eigentlich mit zwei verschiedenen Viertelwellenmethoden zu tun hat. Jedoch besitzen beide wesentliche Züge miteinander gemeinsam, weshalb schon die Untersuchung der einen von beiden wichtige Aufschlüsse zu geben vermag, die für beide Methoden von Bedeutung sind. Im Gelände kommt natürlich nur eine Änderung der Wellenlänge in Frage, wohingegen im Laboratorium auch eine Variation des Abstandes zwischen Sender und leitender Schicht möglich ist. Da der zweite Fall sowohl theoretisch wie praktisch der einfachere ist, wollen wir uns hier nur mit diesem, und zwar zunächst mit seiner Theorie beschäftigen.

**Theoretischer Teil.** Wir gehen von der einfachsten Strahlungsquelle, dem Hertzschen Oszillator, aus, der durch den Abstand  $dl$  zweier wechselnder Ladungen  $q$  charakterisiert ist und sich im nichtleitenden Medium mit der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon = 1$  und der Permeabilität  $\mu = 1$  befinden möge. Liegt die  $z$ -Achse eines Polarkoordinatensystems in Richtung der Verbindungslinie, ist  $\varphi$  der Breiten- und  $\vartheta$  der Höhenwinkel, so können die magnetischen und elektrischen Feldstärken im Abstand  $r$  vom Oszillator durch die drei Gleichungen

$$\begin{aligned}\mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{\sin \vartheta}{r} \left[ \frac{f'}{r} + \frac{f''}{c} \right] t - \frac{r}{c}, \\ \mathfrak{E}_\vartheta &= -\frac{\sin \vartheta}{r} \left[ \frac{c^2 f}{r^2} + \frac{c f'}{r} + f'' \right] t - \frac{r}{c}, \\ \mathfrak{E}_r &= -2 \frac{\cos \vartheta}{r} \left[ \frac{c^2 f}{r^2} + \frac{c f'}{r} \right] t - \frac{r}{c}\end{aligned}$$

dargestellt werden (II, 9). Hierin bedeuten  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $f$  eine Funktion des Arguments  $\left( t - \frac{r}{c} \right)$ , die durch die Änderung der Punktladungen bestimmt ist. Ist diese Änderung eine harmonische, ist also z. B.  $q = q_0 \sin wt$ , so nehmen die drei Gleichungen das folgende Aussehen an. Es ist

$$\begin{aligned}\mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{\sin \vartheta}{r} \left[ \frac{q_0 w}{r} \cos wt - \frac{q_0 w^2}{c} \sin wt \right], \\ \mathfrak{E}_\vartheta &= -\frac{\sin \vartheta}{r} \left[ \frac{c^2 q_0}{r^2} \sin wt + \frac{c q_0 w}{r} \cos wt - q_0 w^2 \sin wt \right], \\ \mathfrak{E}_r &= -2 \frac{\cos \vartheta}{r} \left[ \frac{c^2 q_0}{r^2} \sin wt + \frac{q_0 c w}{r} \cos wt \right].\end{aligned}$$

Sie setzen sich aus zwei bzw. drei Gliedern zusammen, die eine anschauliche Deutung gestatten. Dasjenige Glied, das die Funktion  $f$  selbst enthält, gibt die statische Wirkung des Dipols, die mit der dritten Potenz der Entfernung abnimmt. Seine Amplitude ist durch die Ladung und den Abstand bestimmt, aber unabhängig von der Frequenz. Ist  $r$  sehr klein, so besitzt dieses Glied von allen drei Gliedern den größten Wert. Dasjenige Glied dagegen, das die erste Ableitung der Funktion  $f$ , also  $f'$ , enthält, gibt die induktive Wirkung des Dipols, die sich auf größere Entfernung erstreckt. Ist  $r$  sehr groß, so treten diese beiden Glieder gegenüber demjenigen zurück, das  $f''$  enthält. Wir haben dann diejenigen Wellen, deren Amplitude proportional mit der Entfernung abnimmt, und die in der drahtlosen Fernmeldetechnik eine so große Rolle spielen. In der Nachbarschaft des Senders überwiegen die ersten beiden Glieder. Der Betrag jedes dieser beiden ist im Abstand  $\lambda/2\pi$  auf die Größe der Radiofeldstärke gesunken. Der hierdurch gekennzeichnete Bereich ist sowohl von der Ladung des Dipols als auch von der Stromstärke in der Antenne

unabhängig, er ist lediglich durch die Frequenz bestimmt. Die Erstreckung der Nah- und Zwischenzone kann also direkt auf die Frequenz bezogen werden. Dieser Umstand ist den Modellversuchen, bei denen eine Änderung sämtlicher Faktoren im gleichen Verhältnis erwünscht ist, günstig.

Etwa bis zum Abstand einer halben Wellenlänge sind die beiden Glieder, die die statische und induktive Wirkung des Dipols geben, von großer Bedeutung und können keinesfalls vernachlässigt werden. Dies ist aber gerade der Bereich, mit dem man es bei der Viertelwellenmethode zu tun hat, weshalb die bisher hierüber entwickelten Vorstellungen, die diese beiden Glieder unberücksichtigt gelassen haben, den wirklichen Verhältnissen nicht gerecht werden können. Wir wollen hier die Theorie der Viertelwellenmethode unter Berücksichtigung der für die Nah- und Zwischenzone charakteristischen Verhältnisse entwickeln.

Es sei die Feldstärke in der Äquatorialebene untersucht. Setzt man  $\vartheta = 90^\circ$ , also  $\sin \vartheta = 1$ , so erhält man für die Feldstärke

$$\mathfrak{E} = -\frac{q_0 l}{r} \left[ \frac{c^2 \sin w \left( t - \frac{r}{c} \right)}{r^2} + \frac{c w \cos w \left( t - \frac{r}{c} \right)}{r} - w^2 \sin w \left( t - \frac{r}{c} \right) \right].$$

Faßt man das erste und dritte Glied, die beide die gleiche Periode und Phase besitzen, zusammen, so erhält man

$$\mathfrak{E} = -\frac{q_0 l}{r} \left[ \left( \frac{c^2}{r^2} - w^2 \right) \sin w \left( t - \frac{r}{c} \right) + \frac{c w}{r} \cos w \left( t - \frac{r}{c} \right) \right].$$

Diese Gleichung ist vom Typus  $A \cdot \sin \alpha + B \cdot \cos \alpha$ . Setzt man  $\frac{r}{\lambda} = x$  und

$w = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ , so gewinnt sie die Form

$$\mathfrak{E} = -\frac{q_0 l c^2}{\lambda^3 x} \left[ \left( \frac{1}{x^2} - 4\pi^2 \right) \sin 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) + \frac{2\pi}{x} \cos 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) \right]$$

oder

$$-\mathfrak{E} \frac{\lambda^3}{q_0 l c^2} \equiv -F' = \frac{1}{x} \left[ \left( \frac{1}{x^2} - 4\pi^2 \right) \sin 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) + \frac{2\pi}{x} \cos 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) \right].$$

Dadurch, daß  $x$  als Funktion von  $\lambda$  auf der Abszisse eines Koordinatensystems auftragen wird, erhält man eine Welle, die zwar mit der scheinbaren Geschwindigkeit  $c/\lambda$  fortschreitet, aber ihrem Charakter nach von der Frequenz bzw. der Wellenlänge unabhängig ist. Trägt man die neueingeführte Größe  $F'$  auf der Ordinate auf, so ist auch die Größe der Amplitude von der Frequenz unabhängig, nur der zeitliche Verlauf der Kurve ist noch durch die Frequenz bestimmt. Der Effektivwert von  $F'$  ergibt sich zu

$$F'_{\text{eff}} = \frac{1}{x} \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{1}{x^2} - 4\pi^2 \right)^2 + \frac{4\pi^2}{x^2} \right]}.$$



Die entsprechende Kurve ist nunmehr von jeder individuellen Konstante unabhängig, indem auch die Frequenz in Fortfall kommt. Ihr Verlauf läßt erkennen, in welcher Weise sich die Feldstärke in der Nah- und Zwischenzone ändert. Man kann die Kurve mit derjenigen vergleichen, die man erhalten würde, wenn nur das dritte Glied, die Radiowelle, vorhanden wäre. Fig. 1, in der beide Kurven aufgezeichnet sind, verrät, daß beide nahezu übereinstimmen (II, 12). Erst in unmittelbarer Nähe vom Sender steigt die wirkliche Kurve infolge der statischen Wirkung sehr stark an. Sie kann leicht experimentell gemessen werden, da man es hierbei mit Effektivwerten zu tun hat. Im Abstand  $\lambda/2\pi$  kreuzen sich beide Kurven. Ihre zufällige Ähnlichkeit hat dazu beigetragen, daß man der Nah- und Zwischenzone nicht die genügende Beachtung geschenkt hat. Die Übereinstimmung beider Kurven hört nämlich sofort auf, sobald Reflexionen eintreten, die zur Entstehung stehender Wellen führen. Die dann vorliegenden Verhältnisse wollen wir nunmehr untersuchen.

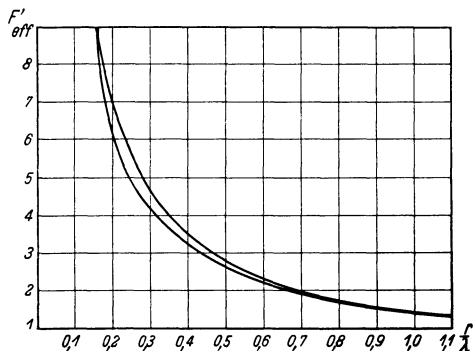


Fig. 1.

Wir nehmen der Einfachheit halber an, der Dipol liege mit seiner Achse einer unendlich gut leitenden unbegrenzten Platte parallel. Die vom Dipol ausgesandten Wellen

werden an dieser Platte reflektiert. Zur Berechnung sei die Platte durch einen zweiten virtuellen Dipol ersetzt, der das Spiegelbild des reellen ist, und dessen Moment das umgekehrte Vorzeichen besitzt wie das jenes. Dann ist in der Plattenebene das Potential aus mathematischen Gründen Null, wie es auch physikalisch durch die unendlich große Leitfähigkeit bedingt wird, und die Verhältnisse auf derjenigen Seite der Spiegelebene, auf der der reelle Dipol liegt, sind in beiden Fällen die gleichen. Durch die Annahme zweier Dipole gelangt man zur Überlagerung zweier Wellenzüge auf ihrer Verbindungslinie. Bezieht man deren Länge  $2r_1$  wieder auf die Wellenlänge durch die Beziehung  $d = \frac{r_1}{\lambda}$ , so läßt sich auf dieser Strecke die elektrische Feldstärke durch die Gleichung

$$\begin{aligned}
 -F &= -F' + F'' = \frac{1}{x} \left[ \left( \frac{1}{x^2} - 4\pi^2 \right) \sin 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2\pi}{x} \cos 2\pi \left( \frac{c}{\lambda} t - x \right) \right] \\
 &\quad - \frac{1}{2d-x} \left\{ \left[ \frac{1}{(2d-x)^2} - 4\pi^2 \right] \sin 2\pi \left[ \frac{c}{\lambda} t - (2d-x) \right] \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2\pi}{2d-x} \cos 2\pi \left[ \frac{c}{\lambda} t - (2d-x) \right] \right\}
 \end{aligned}$$

darstellen. Es bilden sich bis zu einem gewissen Grade stehende Wellen aus. Der Effektivwert ist jetzt durch die Beziehung

$$F_{\text{eff}}^2 = \frac{A^2 + A'^2 + B^2 + B'^2}{2} - (AA' + BB') \cos 2\alpha - (AB' - A'B) \sin 2\alpha$$

gegeben, in der zur Abkürzung die Buchstaben  $A = \frac{1}{x} \left( \frac{1}{x^2} - 4\pi^2 \right)$ ,  $B = \frac{2\pi}{x^2}$ ,

$A' = \frac{1}{2d-x} \left[ \frac{1}{(2d-x)^2} - 4\pi^2 \right]$ ,  $B' = \frac{2\pi}{(2d-x)^2}$  und  $\alpha = 2\pi(d-x)$

eingeführt sind. Bei festgehaltenem Abstand  $d$  erhält man eine Kurve, die sich von der ursprünglichen dadurch unterscheidet, daß sich ihr Maxima und Minima überlagern. Ist der Abstand  $d$  in bezug auf die Wellenlänge nicht zu klein, so sind diese Schwankungen in der Kurve deutlich erkennbar. Das Feld erhält einen wellenförmigen Charakter, der von Bergmann u. a. experimentell bestimmt werden konnte (II, 5, III, 5).

Variiert man den Abstand  $d$  der leitenden Platte vom Dipol, so erhält man in einem festgehaltenen Punkte  $x = a$  Maxima und Minima der elektrischen Feldstärke bzw. der Größe  $-F$ .

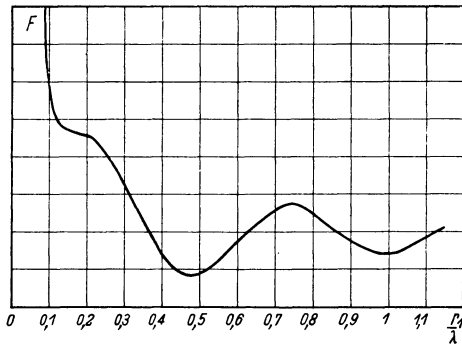


Fig. 2.

Uns interessieren besonders die Änderungen, die man an der Stelle des reellen Dipols, also für  $a = 0$ , erhält. Nun ist bei den Voraussetzungen, die wir gemacht haben, für  $a = 0$  die Feldstärke immer unendlich groß, so daß Schwankungen nicht erkennbar sind. Setzt man aber  $a = \epsilon$  oder gibt den beiden Ladungen des Dipols einen endlichen Abstand voneinander, so erhält man auch für die Feldstärke einen endlichen Wert, der mit der Änderung des Abstandes  $d$  schwankt. Trägt man  $d$  auf der Abszisse und  $-F$  auf der Ordinate eines Koordinatensystems auf, so erhält man die obenstehende Kurve (Fig. 2).

Wir haben bei dieser Betrachtung die Rückwirkung des einen Dipols auf den anderen vernachlässigt. Dies ist nicht statthaft, wenn der Abstand zwischen beiden gering wird. Da man es aber in der Praxis doch nicht mit idealen Dipolen zu tun hat, sondern eher mit Abrahamschen stabförmigen Erregern, entfernt sich die berechnete Kurve für kleine Werte von  $a$  ohnedies von der wirklichen. In Entfernungen, die groß gegen die Abmessungen eines solchen Senders sind, muß die Übereinstimmung aber eine vollkommene sein. Doch auch in Abständen, mit denen wir es bei der Viertelwellenmethode zu tun haben, sind die Verschiedenheiten gering. Da

man sich die endliche Antenne aus Dipolen zusammengesetzt denken kann, läßt sich grundsätzlich die Rechnung auch für endliche Abmessungen des schwingenden Leiters durchführen, wie dies Abraham an ähnlichen Problemen gezeigt hat.

**Experimenteller Teil.** Wir gehen jetzt zur Beschreibung der Modellversuche über. Zur Erzeugung der Schwingungen wurden sogenannte Schott-Elektronenröhren, und zwar solche vom Typus *M* verwandt. Die Schaltung stimmte im wesentlichen mit derjenigen von Barkhausen und Kurz überein (III, 1). Ans Gitter wurde in Ermangelung einer Batterie die Wechselspannung des Lichtnetzes von etwa 220 Volt gelegt oder eine intermittierte Gleichspannung, die von einem Generator stammte, der sekundär bis zu 230 Volt bei 50 Perioden hergab. Den Heizstrom lieferte eine Akkumulatorenbatterie von 12 Volt, die eine verhältnismäßig große Kapazität besaß, um Stromschwankungen nach Möglichkeit auszuschalten. Zwei parallel gelegte Vorschaltwiderstände verschiedener Größe gestatteten eine empfindliche Einregulierung des Stromes. Zur Ersparung einer weiteren Spannungsquelle wurde die Anode mit dem negativen Pole der Heizung verbunden, wobei die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Anode im Mittel ziemlich 6 Volt betrug. Die Antennen wurden zunächst versuchsweise an die Anode und an den negativen Pol der Heizung, und dann auch, wie üblich, an die Anode und an das Gitter gelegt, und zwar so, daß sie horizontal und zueinander parallel lagen. Ihre Länge konnte zwischen 15 bis 40 cm variiert werden. Die ganze Apparatur war etwa zwei Meter über dem Fußboden frei befestigt, um eine Beeinflussung durch unerwünschte Reflexionen möglichst auszuschließen. In den Heizkreis war ein Präzisionsamperemeter von Hartmann & Braun gelegt, während die ans Gitter angelegte Spannung durch ein Hitzdrahtinstrument von Siemens & Halske gemessen wurde, das zwei Bereiche, einen bis 100 Volt und einen zweiten bis 250 Volt, besaß. In dem Anodenkreis befand sich ein Instrument der Firma Gossen, ein sogenannter Mavometer, dessen Bereich durch einen Vorschaltwiderstand auf 50 mA gebracht war. Durch zwei eingefügte Schalter konnten beide Stromquellen getrennt ein- und ausgeschaltet werden.

Als Empfänger diente eine dem Sendedipol entsprechende Antenne, in deren Strombauch ein Detektor mit einem parallel zu ihm liegenden Mavometer eingeschaltet war. Dieses Instrument, das hier ohne Vorschaltwiderstand gebraucht wurde, zeigte 2 mA maximal und  $4 \cdot 10^{-6}$  Amp./sec an. Seine Empfindlichkeit reichte für den vorliegenden Zweck aus, da die Messungen in geringer Entfernung vom Sender vorgenommen wurden. Auch seine Genauigkeit mit  $0.2^\circ$  war genügend, da in der Hauptsache nur die Änderung der Stromstärke und nicht ihr absoluter Betrag von Wichtigkeit war.

Zur Bestimmung der Wellenlänge waren vorübergehend zwei parallele Drähte, sogenannte Lecherdrähte, induktiv mit den Sendeantennen gekoppelt. Ihr Abstand voneinander betrug 10 cm, ihre Länge 6 m.

Zur Prüfung der Apparatur wurde zunächst die Intensität verglichen, die das Feld in der Umgebung des Senders besaß, wenn die Antennen das eine Mal an Gitter und Anode, das andere Mal an Anode und Kathode angebracht waren. Es zeigte sich, daß die ausgestrahlte Energie größer war, wenn die Antennen, wie üblich, an Gitter und Anode befestigt waren. Ebenso wurde die Intensität gemessen, die sich erzielen ließ, wenn Wechselspannung und wenn intermittierende Gleichspannung an das Gitter gelegt wurde. Es zeigte sich, daß die ausgesandte Energie bei intermittierender Gleichspannung merklich größer war, weshalb denn auch diese bei den weiteren Versuchen verwandt wurde.

Hierauf wurde die Wellenlänge mit Hilfe des Lecherschen Drahtsystems in bekannter Weise untersucht. Ihr jeweiliger Wert, der mit den Betriebsdaten schwankte, ließ eine gute Übereinstimmung mit der von Barkhausen u. a. gefundenen Abhängigkeit erkennen (III, 1, 6, 8). Die kürzere Welle, von der Scheibe berichtet (III, 7), wurde durch Abstimmung der Antenne auf die längere Welle unterdrückt. Zu beachten war, daß Messungen immer erst dann vorgenommen werden konnten, wenn die Röhre eine geraume Weile, mindestens 20 min, in Tätigkeit gesetzt war. Dann erst hatte sich ein stationärer Zustand in der Röhre eingestellt, der für reproduzierbare Meßergebnisse selbstverständliche Voraussetzung ist. Für die nun folgenden eigentlichen Messungen, bei denen die Wellen an leitenden Medien reflektiert werden, wurde das Lechersystem wieder entfernt.

Wie schon erwähnt, wurde bei den Modellversuchen mit der Viertelwellenmethode so verfahren, daß nicht die Wellenlänge, sondern der Abstand der reflektierenden Schicht vom Sender variiert wurde. Dadurch, daß alle Betriebsdaten konstant gehalten wurden, konnte mit einer ganz bestimmten unveränderlichen, genau definierten Welle gearbeitet werden. Bei einem Gitterpotential von 182 Volt und einer Heizstromstärke von 1.13 Amp. betrug ihre Länge nach der vorangegangenen Bestimmung mittels des Lechersystems etwa 1.11 m. Die so festgelegte Wellenlänge wurde durch keine äußeren Einflüsse, auch nicht durch eine geringe Änderung der Antennenkapazität, die mit dem Nähern und Entfernen einer leitenden Platte verbunden war, geändert, da durch eine Verstimmung der Antenne lediglich die Intensität der ausgesandten Energie Schwankungen erfuhr.

Um ein Bild davon zu gewinnen, welche Wirkung durch Reflexionen an leitenden Schichten günstigstenfalls zu erzielen ist, wählen wir in Übereinstimmung mit unseren theoretischen Untersuchungen eine möglichst gut leitende und möglichst ausgedehnte ebene Schicht, bei der die reflektierte Energie ihren größten Betrag besitzt. Zur Anwendung gelangte eine 2 mm starke Aluminiumplatte mit etwas über 2 qm Fläche, die parallel der Antenne verschiebbar angeordnet wurde. Dann entstehen stehende Wellen, wie wiederholt nachgewiesen worden ist. Die Rückwirkung auf den Sender besteht in einer Änderung des Antennenstromes, der an- oder abschwilt, je nachdem ob die Antenne in einen Wellenbauch oder -knoten zu liegen kommt. Diese Rückwirkung kann bei den sonst üblichen Apparaturen, bei denen die Frequenz kleiner und der Antennen-

strom stärker ist, einfach mittels eines in den Antennenkreis gelegten Instrumentes gemessen werden. Dies ist hier natürlich nicht möglich, da der verhältnismäßig große innere Widerstand des Meßinstrumentes die schnellen Schwingungen in der Antenne vernichten würde. Wir müssen daher eine andere Wirkung als Indikator benutzen. Sehr gut eignet sich hierzu die Änderung des Anodenstromes, der bei dieser Schaltungsweise negativ ist. Die Zu- und Abnahme des Antennenstromes führt nämlich zu einer Stärkung bzw. Schwächung sowohl der Schwingungen in der Röhre als auch des Anodenstromes. Wenn beide auch nicht proportional zu sein brauchen, so ist doch der Ausschlag des im Anodenkreise liegenden Instrumentes ein empfindlicher Indikator für die zu messende Rückwirkung. Auch im Gitterkreise treten ganz entsprechende Schwankungen auf, die in gleicher Weise als Indikator benutzt werden können.

Wird nun der Abstand zwischen Sender und reflektierender Wand geändert, so bemerkt man ein Schwanken des Ausschlages im Anodenamperemeter. In

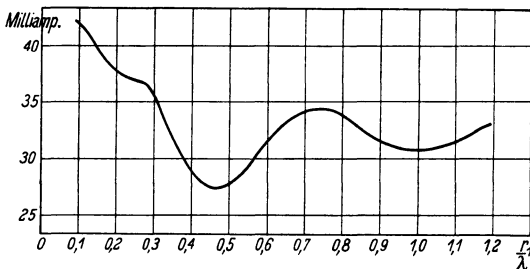


Fig. 3.

der Praxis wurde so verfahren, daß die Aluminiumplatte hin und her bewegt und der Sender stehengelassen wurde, um Erschütterungen der Röhre zu vermeiden. Der Mittelpunkt der Platte blieb hierbei immer auf der Mittelsenkrechten der Dipolantenne, so daß die Anordnung möglichst symmetrisch war.

Die Ausschläge des Anodeninstrumentes, die man beim Annähern und Entfernen der Platte erhielt, wurden auf der Ordinate, und der jeweils zugehörige Abstand zwischen Platte und Sender auf der Abszisse eines Koordinatensystems aufgetragen. Fig. 3 zeigt die Kurve, die auf diese Weise erhalten wurde. Berücksichtigt man die eben besprochene Abhängigkeit des Anodenstromes vom Antennenstrom, so gibt diese Kurve zugleich die Schwankung des Antennenstromes mit der Verschiebung der reflektierenden Platte. Sind die Dimensionen passend gewählt, so stimmt sie recht gut mit derjenigen Kurve überein, die wir theoretisch für die negative Feldstärke ermittelt hatten (Fig. 2). Die Abweichung in unmittelbarer Nähe des Senders ist auf die bereits erwähnten Gründe zurückzuführen, daß unser Sender kein idealer Dipol ist, daß wir in der Theorie die Rückwirkung beider Dipole aufeinander vernachlässigt hatten, was bei geringem Abstände nicht mehr angängig ist, daß die Schwankungen des Antennenstromes den Ausschlägen des Anodeninstrumentes nicht genau

proportional zu sein brauchen, und daß das Heranbringen der Platte an die Sendeantennen eine gewisse kapazitive Verstimmung des Antennenkreises erzeugt. Ein weiterer Umstand, den wir bei der Theorie vernachlässigt hatten, und dessen Wirkung sich auf die ganze Kurve erstreckt, ist das Auftreten geringer Oberschwingungen, das zu einer Verschiebung der Maxima vom Sender fort nach den Minima hin führt (II, 4), die in der experimentell gemessenen Kurve allerdings nur wenig zu erkennen ist. Das schnellere Abklingen dieser Kurve in größerer Entfernung ist auf die endlichen Abmessungen der reflektierenden Platte zurückzuführen, die in einiger Entfernung vom Sender nicht mehr als unbegrenzt betrachtet werden kann. Es ist zu bemerken, daß die gefundene Kurve nicht etwa aus Mittelwerten zusammengestellt ist, vielmehr von einer einzigen Meßreihe stammt und sehr leicht reproduzierbar war.

Es wurde noch ein zweiter Versuch gemacht, bei dem statt der gut leitenden Platte ein mit gewöhnlichem Leitungswasser gefüllter Glastrog verwandt wurde, dessen größte, der Antenne parallel liegende Seite  $30 \times 22$  qcm betrug. In diesem Falle konnten Maxima und Minima nicht mehr beobachtet werden, was auch mit Rücksicht auf die geringe Leitfähigkeit des Wassers und die kleinen Gefäßdimensionen kaum zu erwarten war. Die Versuche mußten hiermit aus äußeren Gründen abgebrochen werden.

**Folgerungen für die Praxis.** Wie die Theorie lehrt, ist der Charakter der Schwankungen des Antennenstromes unabhängig von dem Absolutwert der Frequenz. Die gefundenen Kurven behalten also auch, wie bereits betont, für geringe Frequenzen und lange Wellen ihre Gültigkeit. Allerdings sind bei niederen Frequenzen die Amplituden erheblich geringer, weshalb dann auch die Stromschwankungen in der Antenne weit weniger ausgeprägt sein werden.

Wird nicht der Abstand zwischen Sender und reflektierender Schicht, sondern statt dessen die Frequenz variiert, wie es die Arbeiten im Gelände erfordern, so wird die Rückwirkung auf den Antennenstrom naturgemäß einen anderen Charakter besitzen. Trotzdem sind auch hierfür unsere Untersuchungen nicht ohne Bedeutung. Zunächst gibt uns die befriedigende Übereinstimmung der Theorie mit der Praxis, die wir feststellen konnten, die Zuversicht, daß eine theoretische Behandlung der Viertelwellenmethode zweiter Art nach den hier aufgezeigten Gesichtspunkten ebenfalls mit dem experimentellen Befund im Einklang stehen wird. Unmittelbar ist unseren Ergebnissen zu entnehmen, daß es wenig vorteilhaft ist, das erste Maximum aufzusuchen, da dieses noch stark durch die in der Nah- und Zwischenzone auftretenden Erscheinungen verwischt werden wird. Das bedeutet eine Umstellung bei der Wahl der Wellenlänge, die beim Aufsuchen des ersten Minimum nur halb so groß sein darf, wie bei der Einstellung auf das erste Maximum. Arbeitet man nicht gerade über Eisbedeckungen, so ist im Gelände noch die Dielektrizitätskonstante der obersten Schichten in Rechnung zu setzen, die zu einer Änderung der Wellenlänge führt, während die Frequenz natürlich immer unverändert bleibt.

Hinsichtlich der Größe des Effektes läßt sich ganz allgemein sagen, daß bei den Untersuchungen im Gelände auch bei günstigen geologischen Verhältnissen die Situation weit ungünstiger sein wird, als bei Messungen im Laboratorium, wie wir dies eingangs bereits begründet hatten. Nur in besonders günstigen Fällen wird es möglich sein, Schichten besserer Leitfähigkeit mittels dieser Methode nachweisen zu können. Empfindlicher ist zweifellos das Verfahren, mit einem gesonderten Empfänger an der Oberfläche entlang zu wandern, wobei die Empfangsintensität durch die Interferenz zweier Wellenzüge Schwankungen erleiden kann. Modellversuche nach diesem Prinzip, bei dem auch im Gelände die Frequenz konstant gehalten wird, sind recht verlockend und dürften sehr aufschlußreich sein.

Eine unmittelbare Verwendung der extrem kurzen Wellen unter Tage mag in besonderen Fällen erfolgversprechend sein. Voraussetzung ist bei solchen Untersuchungen, daß das Muttergestein sehr trocken ist, da bei derartig hohen Frequenzen die Absorption der Wellen einen außerordentlich großen Wert besitzen kann.

### Literaturzusammenstellung.

#### I. Die Viertelwellenmethode.

1. G. Leimbach: Verfahren zur Aufsuchung leitender Flächen (z. B. Wasser und Erz) mittels elektrischer Wellen. D. R. P. Nr. 273 339, 26. III. 1913.
2. Heinrich Löwy: Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern. Phys. Zeitschr. **20**, 416—420 (1919).
3. H. Kröncke: Über das Aufsuchen von Wasser mit elektrischen Wellen. Physik-Büchlein, Stuttgart 1925, S. 64—71.
4. A. Petrowsky: Radio in Ore Prospecting. Bull. of the Inst. of Prakt. Geophysics, Leningrad 1925, S. 135—152. — Derselbe: Theory of the return method. Ebenda, S. 143—176 (1926).
5. Rothe: Der Kurzwellensender im Dienste der Bodenerforschung, speziell als Indikator für Grundwasservorkommen. Der Deutsche Rundfunk **5**, Nr. 17, 1174—1176 (1927).

#### II. Das Feld in der Nah- und Zwischenzone.

1. H. Hertz: Die Kräfte elektrischer Schwingungen, behandelt nach der Maxwell'schen Theorie. Wied. Ann. **36**, 1—22 (1889). — Derselbe: Über Strahlen elektrischer Kraft. Ebenda, S. 769—783. — Derselbe: Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft. Leipzig 1894, S. 147.
2. M. Abraham: Die elektrischen Schwingungen um einen stabförmigen Leiter, behandelt nach der Maxwell'schen Theorie. Ann. Phys. u. Chem. **66**, 435 (1898). — Derselbe: Elektrische Schwingungen in einem frei endigenden Draht. Ann. Phys. **2**, 32 (1900). — Derselbe: Die Strahlung von Antennensystemen. Jahrb. d. Drahtl. Tel. u. Tel. **14**, 146 (1919).
3. F. Hack: Das elektromagnetische Feld in der Umgebung eines linearen Oszillators. Ann. Phys. **14**, 539 (1904).
4. P. Casper: Über die Kreisgebiete im elektromagnetischen Feld eines Hertz'schen und eines Abrahamschen Erregers. Diss. Gießen 1916 u. Ann. Phys. **51**, 649 (1918) u. Jahrb. d. Drahtl. Tel. u. Tel. **13**, 221 (1918).
5. L. Bergmann: Messungen im Strahlungsfelde eines Hertz'schen und eines Abrahamschen ungedämpften Erregers. Ann. Phys. **67**, 13—42 (1922).

6. Abraham-Föppl: Theorie der Elektrizität. Leipzig-Berlin 1923, S. 322 ff.
7. G. Grimsen: Strahlungsuntersuchungen an horizontalen Sendedrähten, die in einer höheren Harmonischen erregt sind. Diss. Halle u. Elektr. Nachr. Techn. **3**, 361—376, 1926.
8. Franz Ollendorff: Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik. Berlin 1926, S. 483 ff.
9. R. Rüdenberg: Aussendung und Empfang elektrischer Wellen. Berlin 1926, S. 6.
10. Max Dieckmann: Verfahren zur Ermittlung der wirksamen Höhe von Antennen und des Empfangswertes einer Anlage unter Mitbenutzung des Biot-Savartschen Feldes in unmittelbarer Antennennähe. Jahrb. d. drahtl. Tel. u. Tel. **31**, 65—72 (1928).
11. G. Gresky: Die Wirkungsweise von Reflektoren bei kurzen elektrischen Wellen. Jahrb. d. drahtl. Tel. u. Tel. **32**, 149—162 (1928).
12. A. Gothe: Über Drahtreflektoren. Elektr. Nachr. Techn. **5**, 427—430 (1928).
13. K. Kohl: Über kurze ungedämpfte elektrische Wellen. Zeitschr. f. techn. Phys. **9**, 472—475 (1928).

### III. Die Erzeugung extrem kurzer Wellen und Versuche mit denselben.

1. H. Barkhausen und K. Kurz: Die kürzesten, mit Vakuumröhren herstellbaren Wellen. Phys. Zeitschr. **21**, 1—6 (1920).
2. O. Schriever: Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten. Ann. d. Phys. **63**, 645—673, Nr. 7 (1920).
3. L. Nettelton: Characteristics of a short wave oscillator at very low pressures. Proc. Nat. Acad. Amer. **8**, 353—357, Nr. 12 (1922).
4. E. W. B. Gill und J. H. Morrell: Short Electric Waves obtained by Valves. Phil. Mag. **44**, Nr. 259, S. 161—178 (1922, Juli). — Dieselben: Short Electric Waves obtained by the use of secondary emission. Phil. Mag. **49**, 369—379, Nr. 290 (1925).
5. W. Kopp: Untersuchung stehender elektromagnetischer Wellen mit ungedämpfter Erregung. Ann. d. Phys. **72**, 525—548 (1923).
6. Cl. Schäfer und J. Merzkirch: Experimentelle Untersuchungen über die Beugung ungedämpfter elektrischer Wellen an dielektrischen Zylindern und über die Eigenschwingungen dielektrischer Zylinder. ZS. f. Phys. **13**, 166—194 (1923).
7. W. Pagliarulo: Theorie of oscillating electric circuit. Phys. Rev. **23**, 300 (1924).
8. A. Scheibe: Untersuchungen über die Erzeugung sehr kleiner Wellen mit Glühkathodenröhren nach Barkhausen und Kurz. Ann. d. Phys. **73**, 54—88, Nr. 1/2 (1924). — Derselbe: Parallelschaltung von Senderöhren zur Erzeugung intensiver kurzer Wellen. Jahrb. d. drahtl. Tel. u. Tel. **27**, 1—7, Nr. 1 (1926). — Derselbe: Elektronenschwingungen nach H. Barkhausen und K. Kurz. Taschenbuch der drahtl. Tel. u. Tel. S. 993—997. Berlin 1927.
9. Cl. Schäfer und K. Wilmsen: Über die elektrischen und magnetischen Eigenschwingungen dielektrischer und metallischer Kugeln. ZS. f. Phys. **24**, 345—354, Nr. 5/6 (1924).
10. F. Tank: Sur les oscillations de Barkhausen. Arch. sc. phys. et nat. **6**, 320—321 (1924, Sept./Okt.).
11. G. Breit: A method of producing short waves length oscillations in electron tubes. Journ. of Soc. Americ. **9**, 708—722 (1924). — Derselbe: A singular case of electron tube oscillations. Phys. Rev. **23**, 300, Nr. 2 (1924); Journ. Franklin Inst. **197**, 355—358, Nr. 3 (1924).
12. R. Bock: Über die Dielektrizitätskonstante und den Absorptionskoeffizienten von Glycerin. ZS. f. Phys. **31**, 534—543, Nr. 7 (1925).
13. J. Sahanek: Theorie der Erzeugung von sehr kurzen elektromagnetischen Wellen mittels Elektronenröhren. Phys. Zeitschr. **26**, 368—376, Nr. 10 (1925).
14. M. T. Grechowa: Ein Elektronenrohrgenerator kurzer elektrischer Wellen. ZS. f. Phys. **35**, 50—58, Nr. 1 (1925). — Derselbe: Über den Einfluß der Restgase auf die Schwingungen eines kurzwelligen Röhrgenerators. ZS. f. Phys. **35**, 59—69, Nr. 1



(1925). — Derselbe: Weitere Untersuchungen mit dem Zweiröhren- und Vierröhren-generator kurzer elektrischer Wellen. ZS. f. Phys. **38**, 621—634, Nr. 8 (1926).

15. N. Kapzow: Über die kurzwelligen Schwingungen von Quecksilberdampf enthaltenen Elektronenröhren. ZS. f. Phys. **35**, 129—154, Nr. 2 (1925). — Derselbe: Über elektrische Schwingungen kurzer Wellen, die mittels einer Quecksilberdampf enthaltenen Elektronenröhre erzeugt werden. Journ. d. Russ. phys. u. chem. Ges., phys. Teil **56**, 639—649, Nr. 5/6 (1924). Russisch. — Derselbe: Über die Bewegung der Elektronen in einer Elektronenröhre bei der Erzeugung von kurzwelligen Schwingungen nach Barkhausen und Kurz. ZS. f. Phys. **49**, 395—427 (1928).

16. E. Schiltknecht und F. Tank: Sur l'obtention d'ondes électriques courtes. C. R. Séance Soc. suisse de phys. Zürich 1925; Arch. sc. phys. et nat. **7**, 215—217 (1925, Mai/Juni).

17. Alexander Marcus: Experiments with standing electromagnetic waves produced by means of a short wave electron tube oscillator. Phys. Rev. **27**, 250, Nr. 2 (1926).

18. E. Pierret: Sur les oscillations de Barkhausen obtenues avec des lampes francaises. C. R. **184**, 1428—1430, Nr. 24 (1927).

19. Karl Kohl: Über kurze ungedämpfte Wellen. Phys. Zeitschr. **28**, 732—734 (1927); Ann. d. Phys. **85**, 1—62, Nr. 1 (1928). — Über ungedämpfte elektrische Ultrakurzwellen mit Demonstrationen. ZS. f. Techn. Phys. **10**, 107, Nr. 3.

20. S. J. Zilitinkewitsch: Die Elektroneneigenschwingungen innerhalb der Ein-gitterröhre. Arch. f. Elektrot. **15**, 470—489, Nr. 5 (1926).

21. N. Kapzow und S. Gwosdower: Über die verschiedenen Schwingungsarten, die von einer Elektronenröhre in der Schaltung von Barkhausen und Kurz erzeugt werden. ZS. f. Phys. **45**, 114—134 (1927).

22. Willi Wechsung: Die Erzeugung sehr kurzer Wellen mit Wechselspannung nach der Methode von Barkhausen und Kurz. ZS. f. Hochfrequenztechnik **32**, 15—18 (1928).

23. H. E. Hollmann: Telefonie auf extrem kurzen Wellen. Elekt. Nachr. Techn. **5**, 269—275 (1928). — Derselbe: Über den Mechanismus von Elektronenschwingungen. Ann. d. Phys. **86**, 129—188, Nr. 9 (1928). — Derselbe: Ein Röhrenoszillator für sehr kurze ungedämpfte Wellen. Ann. d. Phys. **86**, 1062—1070, Nr. 16. — Derselbe: Zusammenfassender Bericht. Die Erzeugung kürzester elektrischer Wellen mit Elektronenröhren. Jahrb. d. drahtl. Tel. u. Tel. **33**, 27—30 ff. (1929).

24. O. Pfetscher: Über die Erregung sehr schneller elektrischer Schwingungen in der Dreielektrodenröhre. Phys. Zeitschr. **29**, 449—478 (1929).

25. H. Hornung: Messung an Kurzwellenröhren. Ann. d. Phys. **1**, 417—456, Nr. 4 (1929).

26. M. Forro: Experimentelle Untersuchungen über die Barkhausen-Kurtzchen Schwingungen in magnetischen Feldern. Ann. d. Phys. **1**, 513—528, Nr. 4 (1929).

Berlin, den 11. April 1929.

---

## Bemerkungen zur Ableitung des größten möglichen Schwereunterschieds.

Von **Karl Jung**, Potsdam. — (Mit einer Abbildung.)

Zu den Ausführungen auf S. 67 und 68 in diesem Band dieser Zeitschrift (Heft 2) sind vielleicht folgende nachträgliche Bemerkungen angebracht.

Um den größten möglichen, von im Untergrund verborgenen Dichteunterschieden hervorgerufenen Schwereunterschied in den Stationen  $P_1$  und  $P_2$  zu berechnen (s. Fig. 1 a, S. 67), wurde der Raum unter  $P_1 P_2$  von der durch die Mitte  $O$  von  $P_1 P_2$  gelegten Symmetrieebene in zwei Teile zerlegt. Massen, die sich unter  $P_1$  befinden, wirken auf die Schwere in  $P_1$  stärker ein als auf die Schwere in  $P_2$ , bei unter  $P_2$  befindlichen Massen ist es umgekehrt.

Im Falle der Fig. 1 a, wenn  $P_1$  und  $P_2$  so nahe beieinander liegen, daß  $P_1 P_2$  als Gerade angesehen werden kann und die Schwererichtungen in  $P_1$  und  $P_2$  so gut wie einander parallel sind, bedarf dies weiter keines besonderen Beweises.

Im allgemeineren Falle, wenn  $P_1$  und  $P_2$  so weit auseinander liegen, daß die Krümmung der Erdoberfläche nicht mehr vernachlässigt werden kann (Fig. 1 b, S. 68), trennt die Symmetrieebene durch  $O$  gleichfalls Raunteile mit Massenpunkten, die auf  $P_1$  stärker wirken, von Raunteilen mit Punkten, die auf  $P_2$  stärker wirken. Dies ist aus Symmetriegründen selbstverständlich. Weniger selbstverständlich jedoch ist, daß es außer der Symmetrieebene durch  $O$  innerhalb der Erdkugel keine weitere Fläche gibt, die Raunteile von der angegebenen Art trennt. Hierzu sei der Beweis nachgeholt.

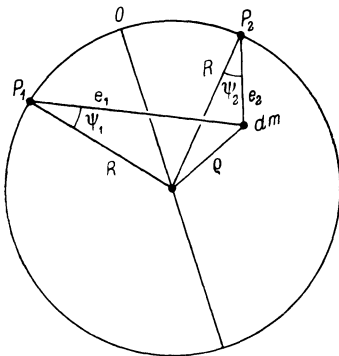


Fig. 1.

Der Abstand des Massenpunktes  $dm$  von  $P_1$  und  $P_2$  sei  $e_1$  bzw.  $e_2$  (siehe Fig. 1), der Abstand vom Erdmittelpunkt sei  $\rho$ ,  $R$  sei der Erdradius,  $\psi_1$  und  $\psi_2$  seien die Winkel, die  $e_1$  und  $e_2$  mit den zum Mittelpunkt gerichteten Schwerkräften in  $P_1$  und  $P_2$  bilden. Dann ist die Wirkung von  $dm$  auf  $P_1$  und  $P_2$  proportional  $\frac{\cos \psi_1}{e_1^2}$  und  $\frac{\cos \psi_2}{e_2^2}$ . Der Raumteil, in dem  $dm$  stärker auf  $P_1$  wirkt, wird von dem Raumteil mit der größeren Wirkung auf  $P_2$  durch Flächen getrennt, für deren Punkte die Wirkungen auf  $P_1$  und  $P_2$  gleich sind. Es sind also die Punkte zu suchen, die die Gleichung

$$\frac{\cos \psi_1}{e_1^2} - \frac{\cos \psi_2}{e_2^2} = 0 \dots \dots \dots (1)$$

erfüllen.

Jedem Punkt entsprechen bestimmte Werte von  $e_1$ ,  $e_2$  und  $\varrho$ . Diese Zuordnung ist nicht ganz eindeutig, da jeweils der in bezug auf die Großkreisebene  $P_1 O P_2$  symmetrische Punkt dieselben Koordinaten  $(e_1, e_2, \varrho)$  hat, ein Umstand, der aus Symmetriegründen unbedenklich ist. Mit

$$\varrho^2 = R^2 + e_1^2 - 2 R e_1 \cos \psi_1 \quad \text{und}$$

$$\varrho^2 = R^2 + e_2^2 - 2 R e_2 \cos \psi_2$$

ergibt sich aus (1):

$$\frac{R^2 + e_1^2 - \varrho^2}{2 R e_1^3} - \frac{R^2 + e_2^2 - \varrho^2}{2 R e_2^3} = 0 \quad \dots \dots \dots (2)$$

und hieraus erhält man nach einfachen Umformungen:

$$(e_2 - e_1) [(R^2 - \varrho^2)(e_1^2 + e_2^2 + e_1 e_2) + e_1^2 e_2^2] = 0 \quad \dots \dots (3)$$

Man sieht sofort: eine der Lösungen ist die Symmetrieebene durch  $O$ ,  $e_1 = e_2$ . Weitere Lösungen sind bestimmt durch

$$(R^2 - \varrho^2)(e_1^2 + e_2^2 + e_1 e_2) + e_1^2 e_2^2 = 0 \quad \dots \dots \dots (4)$$

und die Bedingung, daß die Punkte innerhalb der Erdkugel oder auf der Erdoberfläche liegen. Außer der Gleichung (4) müssen demnach die Bedingungen  $R^2 - \varrho^2 \geq 0$ ,  $e_1 \geq 0$ ,  $e_2 \geq 0$  erfüllt sein.

Diesen Bedingungen entsprechen nur die Punkte  $P_1$  und  $P_2$  mit den Koordinaten  $\varrho = R$ ,  $e_1 = 0$ ,  $e_2 = \overline{P_1 P_2}$  und  $\varrho = R$ ,  $e_1 = \overline{P_1 P_2}$ ,  $e_2 = 0$ . Weitere reelle Wertetripel  $(e_1, e_2, \varrho)$ , die (4) und den Bedingungen genügen, existieren nicht.

Somit ist tatsächlich die Symmetrieebene durch  $O$  die einzige Fläche, die im Innern der Erdkugel Raumteile mit auf  $P_1$  stärker wirkenden Massenpunkten von Raumteilen mit auf  $P_2$  stärker wirkenden Punkten trennt, und die im weiteren betrachtete Massenordnung gibt tatsächlich den größten möglichen Schwereunterschied.

Außerhalb der Erdkugel, wenn  $\varrho > R$ , existieren reelle Lösungen von (4). Ehe man untersucht, ob gemessene Schwereunterschiede wirklich vorliegen können, ist deshalb die topographische Reduktion und die Reduktion auf gleiches Niveau vorzunehmen.



## Neue Ergebnisse der Eisseismik.

Von **H. Mothes**, Göttingen. — (Mit dreizehn Abbildungen.)

Im Juli und August 1928 wurden auf dem Hintereisferner (Oetztaler Alpen) durch Sprengungen seismische Wellen künstlich ausgelöst und in Entfernungen von 180 bis 600 m mit einem Vertikalseismographen optisch registriert. Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Wellen wurden als Mittel zahlreicher Einzelmessungen folgende Werte gefunden:  $V_I$  im Zungeneis = 3600 m/sec,  $V_I$  im Firn = 3140 m/sec,  $V_{II}$  im Zungeneis = 1690 m/sec,  $V_{II}$  im Firn = 1350 m/sec. In 25 Fällen konnten Reflexionen longitudinaler Wellen an der unteren Grenzfläche des Eises registriert werden, die zur Eisdickenbestimmung dienten. Die Realität der Reflexionen konnte durch das Laufzeitkurven-Schaubild gestützt werden, sowie durch den Nachweis, daß die longitudinalen Reflexionswellen der totalen Reflexion unterliegen. Diese Ergebnisse konnten bei erneuten eisseismischen Arbeiten im März 1929 auf dem Konkordia-Platz (Aletschgletscher) bestätigt und erweitert werden.

**I. Untersuchungen auf dem Hintereisferner (Österreich).** Vorbemerkungen. Unterstützt von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft wurden im Juli und August 1928 auf dem Hintereisferner der Oetztaler Alpen seismische Arbeiten vorgenommen, die als Fortsetzung und Ergänzung der im August und September 1926 ausgeführten Untersuchungen anzusehen sind (siehe „Seismische Dickenmessungen von Gletschereis“. Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. III, Heft 4, S. 121—134).

Von der dort geschilderten praktischen Durchführung der seismischen Arbeiten bin ich auch 1928 nicht wesentlich abgewichen. So kann ich mich jetzt darauf beschränken, zusammenfassend zu sagen, daß durch Detonation von Sicherheitssprengstoff — in an der Gletscheroberfläche erbohrten Löchern — elastische Erschütterungswellen ausgelöst und in geeigneten Abständen mit einem Wiechertschen Feldvertikalseismographen optisch registriert wurden.

Das damals so störend empfundene durch Eintauen hervorgerufene Absinken der Instrumente konnte jetzt auf ein erträgliches Minimum herabgemindert werden durch Aufstellen der Apparate und Registrierinstrumente auf etwa 2 cm dicke Siluminplatten, die den Gewichtsdruck der Last auf größere Eisflächen verteilen.

Fig. 1 ist als Ausschnitt aus der Tafel VI der Abhandlung von H. Hess: „Der Hintereisferner 1893—1922“ [Zeitschr. f. Gletscherkunde **13** (1923—1924)] entnommen und stellt den durch besondere Verfahren (siehe S. 166 und 167 genannter Abhandlung) rekonstruierten mutmaßlichen Isohypsenverlauf des eisfreien Hintereistales dar. Die Zeltstandorte, an denen Seismogramme zur Aufzeichnung kamen, sind durch das Zeichen  $\odot$  kenntlich gemacht. Die Schußlinie, d. h. die Verbindungsgerade von Sprengstellen und Zeltstandorten ist dort strichpunktiert eingetragen.

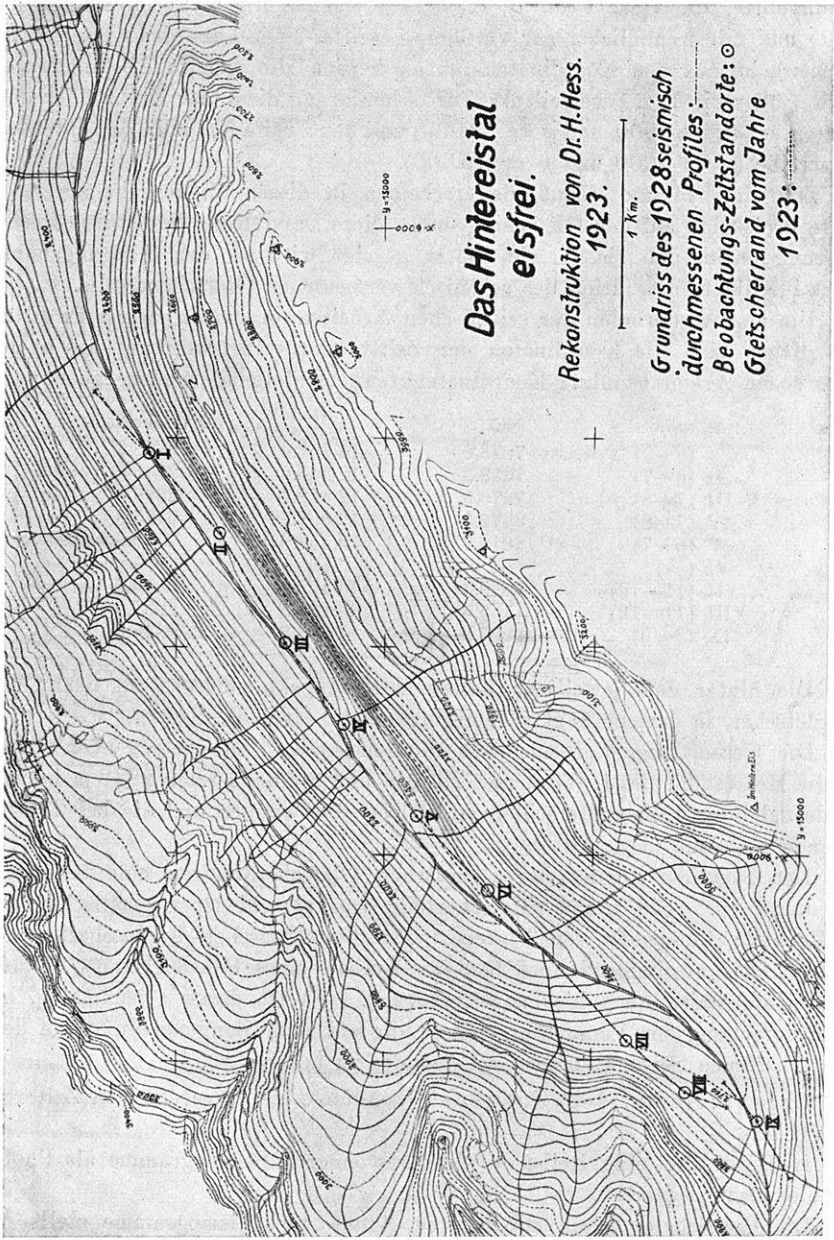


Fig. 1.

Bei dieser Konstruktion wurde ausgegangen von den Koordinaten der Zeltstandorte, die Herr Prof. H. Hess aus eigenhändigen Vermessungen ableitete und mir freundlichst zur Verfügung stellte. Die Lage des Koordinatensystems geht aus den Koordinatenkreuzen hervor, die sich in Abständen von je 1 km über die Fig. 1 verteilen. Zur Orientierung dient das Kreuz über dem Figurentext ( $x = 6000$  und  $y = 13000$ ) und das zweite Kreuz in der untersten Kreuzreihe ( $x = 9000$  und  $y = 15000$ ).

Zeltstandorte und Schußlinie erscheinen in dieser Wiedergabe als senkrechte Projektion auf den Gletschergrund. Diese Darstellung findet ihre Rechtfertigung darin, daß sie — wie später gezeigt wird — den Ausgangspunkt bildet für die Konstruktion des seismisch vermessenen Gletscherprofils.

Um ein Wiederholen der seismischen Arbeiten in dem gleichen Profil zu ermöglichen, sind die Koordinaten der Zeltstandorte in bezug auf das in der Hess'schen Arbeit benutzte Koordinatenkreuz nachfolgend wiedergegeben:

Zeltort	X	Y	Z (Meereshöhe)
I (8—9)	7078.6	11 867.0	2602.4
II (6—7)	7458.3	12 208.6	2645.0
III (7—8)	7979.5	12 518.6	2699.6
IV (7—8)	8372.3	12 807.7	2725.3
V (6—7)	8811.7	13 156.6	2770.6
VI (—)	—	—	—
VII (11—12)	9899.4	14 170.1	2870.8
VIII (11—12)	10 155.6	14 456.5	2937.0
IX (8—9)	10 297.2	14 806.8	2948.0

Die hinter dem jeweiligen Zeltstandort eingeklammerte Zahl nennt den Teilgletscher, in dem er liegt (Einteilungsprinzip siehe H. Hess).

Die Gesamtlänge der seismisch durchmessenen Linie betrug etwa 5 km. Da die Meereshöhe des I. Standortes 2602 m und die des letzten 2948 m betrug, wurde dabei ein Höhenunterschied von 346 m überwunden und die bei 2900 m liegende Firnlinie überschritten.

Der Firnlinie kommt bei seismischen Gletscherarbeiten eine besondere Bedeutung zu. Sie trennt Gletscherteile von verschiedener elastischer Beschaffenheit: Zungeneis von Firneis. Da die elastischen Eigenschaften des Untergrundes bestimmend sind für den Aufbau eines Seismogramms, kommt dieser Unterschied auch hier zum Ausdruck. Es ist daher zweckmäßig, bei der Besprechung der Versuchsergebnisse die auf dem Zungeneis und auf dem Firn erhaltenen Seismogramme nacheinander zu besprechen.

Ergebnisse auf dem Zungeneis konnten erzielt werden von Zeltort I bis VII aus.

In Fig. 2 sind eine Reihe der dort gewonnenen Seismogramme als Photographie wiedergegeben.

Die gestrichelte Linie am unteren Rande der Seismogramme stellt die Zeitmarkierung dar. Sie wurde durch Ablenden eines Lichtstrahles durch eine an einer Blattfeder schwingenden Masse erzeugt. Da die Schwingungs-

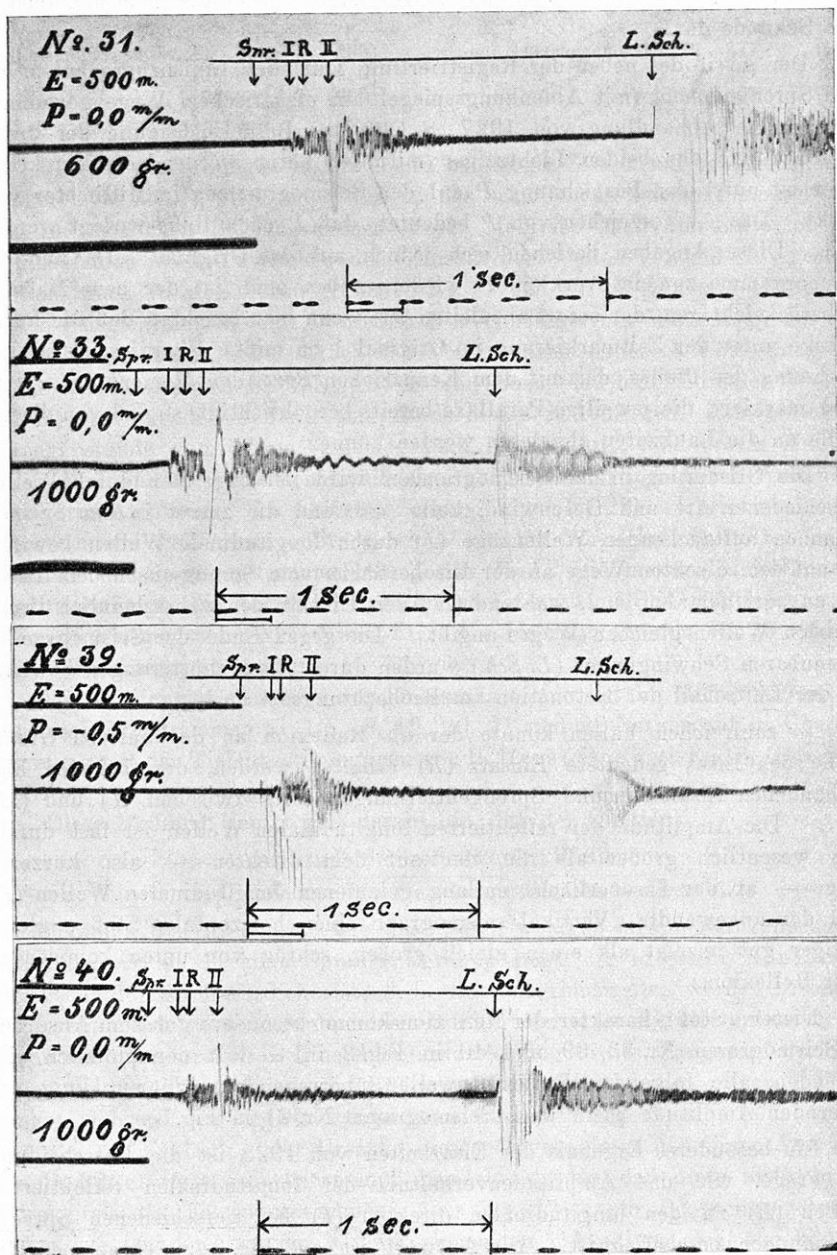


Fig. 2. Seismogramme vom Hintereisferner. Reflexionen.

dauer dieses Zeitpendels  $\frac{1}{5}$  Sekunde betrug, stellen je fünf Striche und Lücken eine Sekunde dar.

Der Abriß des neben der Registrierlinie laufenden Linienzuges entspricht dem Sprengmoment (mit Ablenkungsspiegel auf elektrischem Wege gewonnen, siehe meine Abhandlung von 1927, S. 126) bei Berücksichtigung der durch die Parallaxe der beiden Lichtzeiger mitunter nötig werdenden Korrektur. Diese ist unter der Bezeichnung *P* auf den Seismogrammen in Millimeter vermerkt. Das — Vorzeichen von *P* bedeutet, daß *P* nach links verlegt werden muß. Diese Angaben beziehen sich jedoch auf das Original. Da nun die Seismogramme zumeist verkleinert wiedergegeben sind, ist der neue Maßstab zu berücksichtigen, der sofort abzuleiten ist, wenn man beachtet, daß die kurze Strecke unter der Zeitmarkierung im Original 1 cm mißt. Überdies ist bei der Zeichnung des Pfeiles, der mit dem Kennzeichen *Sprg.* den Moment der Sprengung markiert, die jeweilige Parallaxe bereits berücksichtigt, so daß von diesem Pfeile an die Laufzeiten abgelesen werden können.

Die Gliederung in den Seismogrammen wird hervorgerufen durch Wellen verschiedener Art und Geschwindigkeit. So sind die zuerst in den Seismogrammen auftauchenden Wellenzüge (*I*) durch longitudinale Wellen bewirkt, die auf dem direkten Wege an der Eisoberfläche vom Spreng- nach dem Beobachtungsort gelaufen sind, während (*II*) den Einsatz der wahrscheinlich transversalen Wellen gleichen Weges angibt. Die gegen Ende der Seismogramme erkennbaren Schwingungen (*L. Sch.*) wurden durch Eiserschütterungen bewirkt, die der Luftschall der Detonation am Beobachtungsort auslöste.

In zahlreichen Fällen konnte der als Reflexion an der unteren Grenzfläche des Eises gedeutete Einsatz (*R*) erhalten werden, der bei den hier vorhandenen Eisdicken und Sprengentfernungen stets zwischen (*I*) und (*II*) liegt. Die Amplitude der reflektierten longitudinalen Wellen ist fast durchweg wesentlich größer als die, der auf dem direkten — also kürzeren Wege — an der Eisoberfläche entlang gelaufenen longitudinalen Wellen (*I*), weil der angewandte „Vertikal“seismograph einen horizontalen Stoß ungleich weniger gut anzeigt als einen gleich großen, schräg von unten kommenden einer Reflexion.

Dieser „Stoß“ charakter der Reflexion kommt besonders gut zum Ausdruck im Seismogramm Nr. 33, 39 und 40 in Fig. 2 in Gestalt der plötzlich einsetzenden, alle folgenden Reflexionswellen überragenden und nur kurz andauernden Amplitude (siehe auch Seismogramm Nr. 21 in Fig. 3).

Ein besonderes Ergebnis der Eisarbeiten von 1928 ist die Entscheidung der Frage, wie das Amplitudenverhältnis der longitudinalen reflektierten Wellen (*R*) zu den longitudinalen direkten (*I*) bei verschiedenen Sprengentfernungen beschaffen ist. Die Antwort ist aus Fig. 3 zu entnehmen, die Seismogramme ein und derselben Beobachtungsstation II, aber in verschiedenen Abständen vom Sprengort erhalten, wiedergibt.



Die Sprengentfernungen betragen:

		m	g			m	g
bei Seismogramm Nr. 11		300	(250)	bei Seismogramm Nr. 22		377	(300)
"	"	17 300	(250)	"	"	21 407	(350)
"	"	23 347	(250)	"	"	10 407	(300)
"	"	18 375	(300)	"	"	19 447	(400)

Die den Entfernungen in Klammern beigefügte Zahl nennt die Sprengstoffmenge (Dynamon I), die zur Gewinnung des betreffenden Seismogramms diente.

In sämtlichen Seismogrammen dieser Meßreihe muß die Reflexion der longitudinalen Wellen zwischen dem Einsatz der Wellen (*I*) und (*II*) gesucht werden, auch in den Seismogrammen Nr. 11 und Nr. 17 (300 m). In diesen beiden Seismogrammen fehlt in diesem Kurvenbereich ein Wellenzug, der sich als Reflexion deuten ließe. Auch bei dem in nächst größerer Entfernung von 347 m aufgenommenen Bild (Nr. 23) ist von einem den longitudinalen Wellenzug (*I*) überragenden Reflexionsamplitude nichts zu bemerken. Erst bei einem Sprengabstände von 375 m (Seismogramm Nr. 18) tritt zum ersten Male in dieser Meßreihe die Reflexion zweifelsfrei auf, aber nur als kurzes Wellenbild geringerer Amplitude. Im nächsten Seismogramm (Nr. 22) erscheint sie bereits mit bedeutend größerer Amplitude, trotz gleicher Sprengladung. Der Unterschied in der Sprengentfernung betrug nur 2 m! Die maximalen Reflexionsamplituden zeigen die Aufzeichnungen der nächst größeren Sprengentfernung von 407 m in Seismogramm Nr. 10 und 21, denn im Seismogramm Nr. 19 sind sie bereits nicht mehr so markant.

Die Eisdicke in dem hier durchmessenen Gebiet ist im Mittel 215 m, wie aus den Seismogrammen Nr. 10, 18, 19, 20, 21 und 22 hervorgeht in Übereinstimmung mit den Tiefenbestimmungen von H. Hess (siehe auch Fig. 6, Gletscherprofil).

Diese Meßreihe deutet also darauf hin, daß der Quotient:

$$\frac{\text{Amplitude der reflektierten Wellen}}{\text{Amplitude der direkten longitudinalen Wellen}}$$

ein Maximum besitzt, das — wie aus diesen wenigen Messungen zunächst zu entnehmen ist — in einer Sprengentfernung liegt, die in erster Annäherung gleich der doppelten Eisdicke ist; d. h. die Reflexionswellen werden besonders stark registriert, wenn sie unter einem Winkel von etwa  $R/2$  die untere Grenzfläche des Eises treffen. Eine Absolutdarstellung dieses Ganges in „ $\mu$ “ war leider nicht möglich, da die Vergrößerung des Seismographen wegen der Neigungen während der Registrierungen nicht konstant blieb.

Bei der Erklärung der Ursache dieses Ganges folge ich einer Anregung von B. Brockamp. Zunächst muß bemerkt werden, daß diese nicht in Zufälligkeiten des Felsenuntergrundes oder des Eises am Beobachtungsort zu suchen ist; denn auch aus den in der vorliegenden Abhandlung nicht abgebildeten Kurven des Standortes I kann ersehen werden, daß Seismogramme kleinerer Sprengentfernungen geringere Werte des Amplitudenverhältnisses aufweisen.

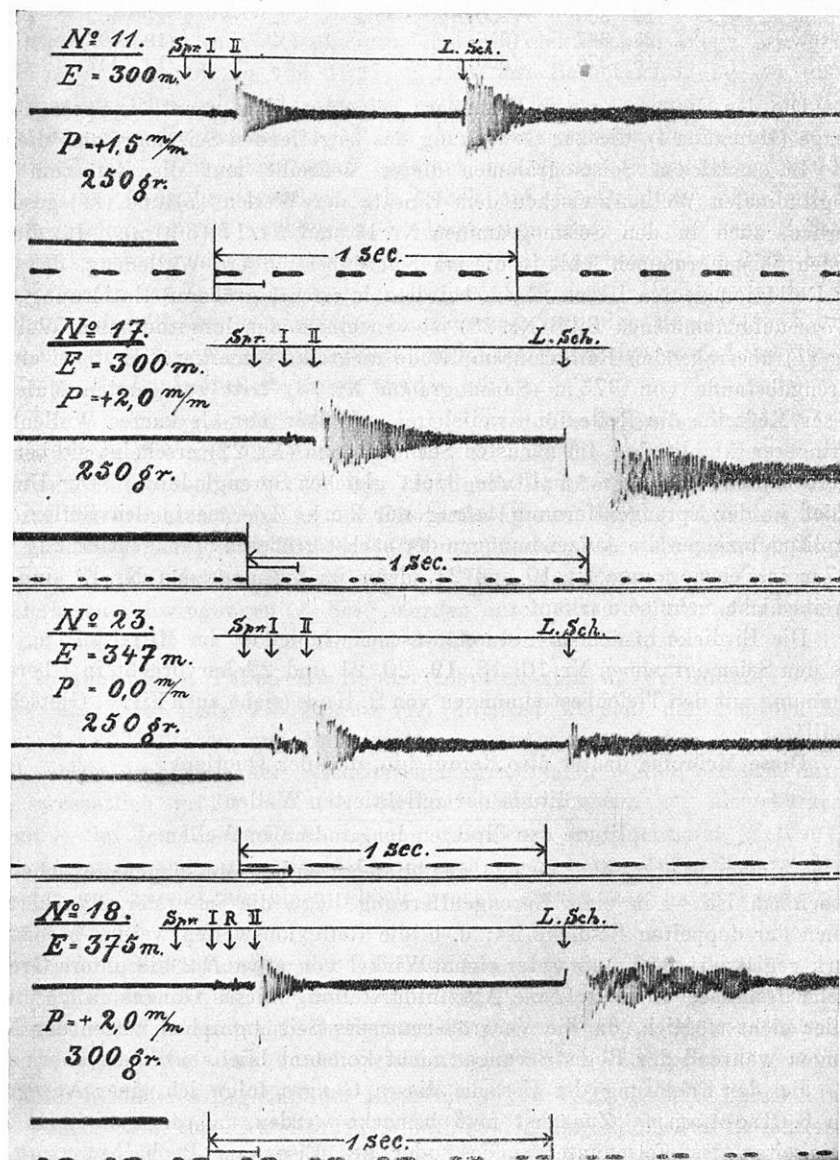


Fig. 3. Seismogramme vom Hintereisferner. Totalreflexion.

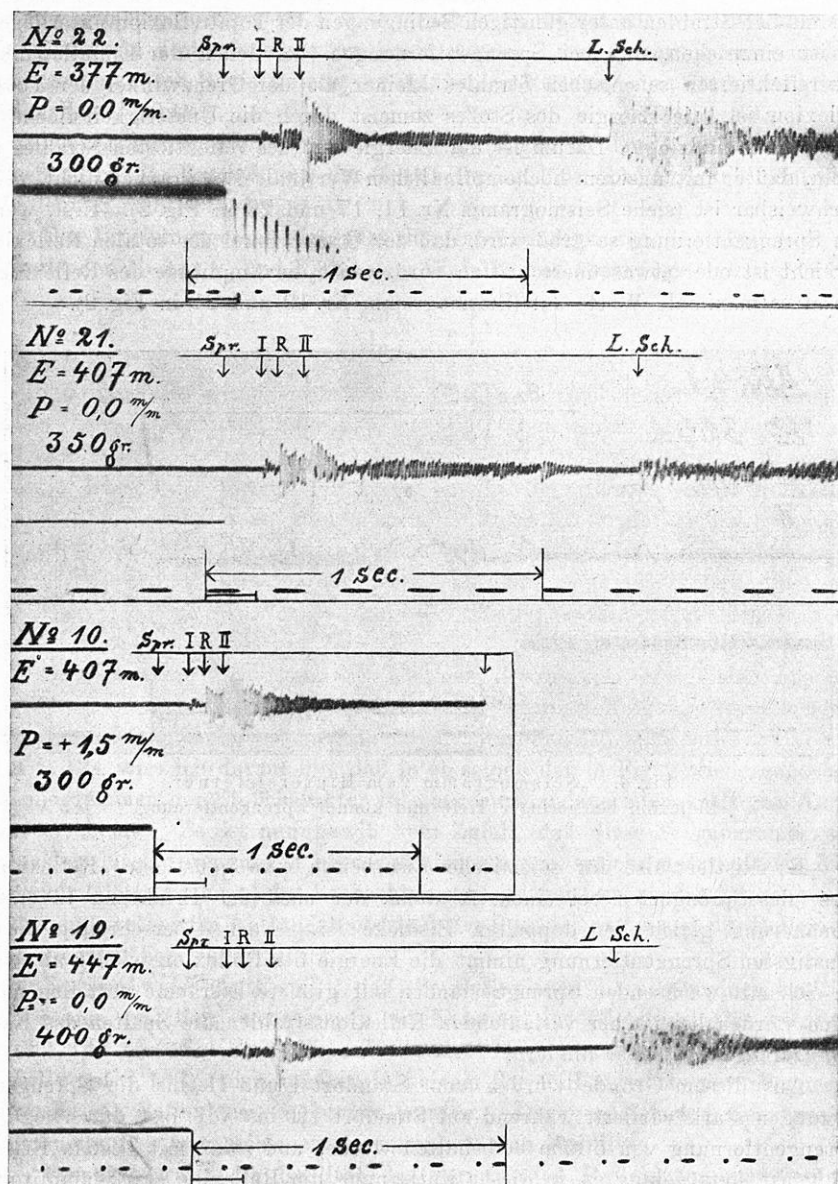


Fig. 3a. Seismogramme vom Hintereisferner. Totalreflexion.

Vielmehr liegt dieser Erscheinung eine physikalische Gesetzmäßigkeit zugrunde: Die eben besprochenen Ergebnisse zwingen zu dem Schlusse, daß die seismischen Strahlen unter günstigen Bedingungen der Totalreflexion unterliegen. So ist einzusehen, daß bei Sprengentfernungen, bei denen der Einfallswinkel des reflektierten seismischen Strahles kleiner als der Grenzwinkel der Totalreflexion ist, die Energie des Stoßes zumeist durch die Unstetigkeitsfläche in den Felsen eindringt. Darum ist der Energiewert des reflektierten Strahles so klein, daß er mit unserem hochempfindlichen Vertikalseismographen nicht mehr nachweisbar ist (siehe Seismogramm Nr. 11, 17 und 23 in Fig. 2). Erst, wenn die Sprengentfernung so groß wird, daß der Grenzwinkel der totalen Reflexion erreicht ist oder etwas überschritten wird, weist die Amplitude des Reflexionsansatzes maximale Werte auf (Seismogramm Nr. 10 und 21 in Fig. 2).

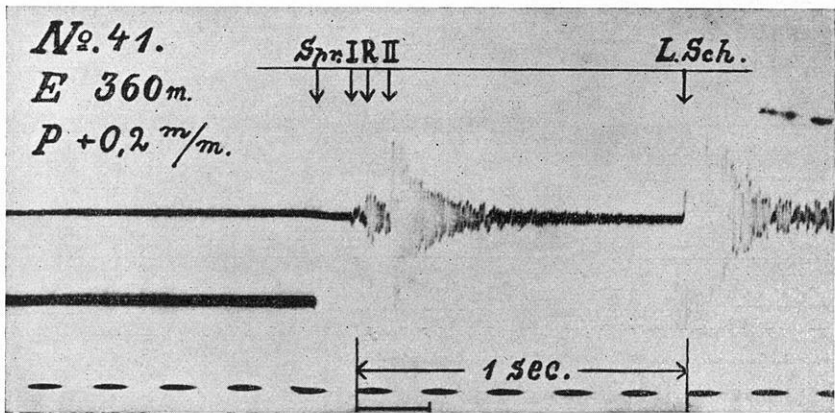


Fig. 4. „Seismogramm vom Hintereisferner.  
Reflexion bei geringer Tiefe und kleiner Sprengentfernung.“

Es existiert also für seismische Eisarbeiten eine günstigste „Reflexionslage“ des Sprengortes bei einem Abstand, der nach der Erfahrung in erster Annäherung gleich der doppelten Eisdicke ist. Nach Überschreiten dieser günstigsten Sprengentfernung nimmt die Energie der Reflexion wieder ab, weil sie sich mit wachsenden Sprengabständen auf größere Eisräume verteilen muß. Auch werden bei flacher verlaufenden Reflexionsstrahlen die Spalten des Eises den Durchgang stärker hindern.

Aus diesem Grunde wurden vom Standort I und II aus die Sprengentfernungen stark variiert, während auf Standort III bis VII fast durchweg die Sprengentfernung von 500 m beibehalten wurde, und zwar mit bestem Erfolg, denn fast stets gelang es, in dieser Entfernung die Reflexion stark-amplitudig zu erfassen. Dagegen genügte bei Standort VII, an dem die Eisdicke wieder geringer ist (unter 190 m), eine Sprengentfernung von nur 360 m, um die Reflexion stark ausgeprägt zu erhalten (siehe Seismogramm Nr. 41 in Fig. 4).

Zu Beginn von Eisdickenmessungen mit seismischen Methoden auf Gletschern, über deren Eismächtigkeit noch keine Anhaltspunkte vorliegen, muß durch eine Reihe planmäßig erfolglicher Registrierungen in verschiedenen Abständen erst die günstigste Reflexionslage ermittelt werden, um später jeden einzelnen Sprengschuß durch Registrierung der maximalen Reflexionsamplituden möglichst rationell auszunutzen.

Die Erklärung des oben besprochenen Ganges in den Amplitudenverhältnissen durch die Erscheinung der Totalreflexion läßt sich auch durch folgende Überlegung rechtfertigen:

Das Brechungsgesetz verbindet die Geschwindigkeiten der Wellen in den betreffenden Medien  $V_1$  und  $V_2$  mit dem Einfallswinkel  $i_1$  und  $i_2$ :

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{V_1}{V_2}.$$

Da im Falle der Totalreflexion  $\sin i_2 = 1$  und ferner  $V_1$  bekannt ist (3600 m/sec), ist sofort  $V_2$  angebar, wenn der Grenzwinkel der totalen Reflexion und damit  $\sin i_1$  genau genug feststellbar ist. Nimmt man an, wozu die Erfahrung drängt, daß im Standort II bei der Sprengentfernung 407 m der Grenzwinkel der Totalreflexion gerade erreicht wurde, so ergibt sich — die Tiefe aus der Gesamtheit der Messungen als bekannt (215 m) vorausgesetzt —  $i_1 = 43^\circ$ . Daraus folgt für die Geschwindigkeit  $v_2$  der im Felsen unter dem Gletscher gelaufenen Wellen 5300 m/sec. Dieser Wert steht im Einklang mit den Angaben der seismischen Literatur.

Bemerkenswert ist, daß die bei der Berechnung der Tiefen aus den Reflexionen vernachlässigte, verhältnismäßig geringe Neigung des Gletscherbettes im Charakter der Seismogramme mitunter deutlich zum Ausdruck kommt. Auf S. 124 wies ich darauf hin, daß in einzelnen der in Fig. 2 wiedergegebenen Seismogrammen der Stoßcharakter in einer kurz andauernden kräftigen Amplitude erscheint. Es ist nun gewiß kein Zufall, daß diese Seismogramme ausnahmslos durch Sprengungen hervorgerufen wurden, welche unterhalb (in Richtung zur Gletscherzunge) des Beobachtungsortes lagen, während bei Sprengungen in den entsprechenden Abständen oberhalb des Registrierortes sich der Reflexionsstoß nicht so bemerkbar macht.

Es wurde also festgestellt, daß die Reflexionen im allgemeinen kräftiger und reiner ausfallen, wenn gegen die Neigung des Gletscherbettes gesprengt wird. Das bestätigt auch die auf Standort II gewonnene Beobachtung (siehe Tabelle auf S. 137); hier konnten in keinem der fünf aufwärts vorgenommenen Sprengungen Reflexionen registriert werden. Dagegen lieferten die gegen die Boden­neigung vorgenommenen Sprengungen gute Resultate.

Ferner beweist die Realität der registrierten Reflexionen das Laufzeitkurven-Schaubild Fig. 5.

Parallelität der unteren und oberen Grenzfläche vorausgesetzt, folgt aus theoretischen Gründen für die Laufzeitkurve der reflektierten Wellen — wenn

die Sprengentfernung von 0 bis  $x$  m anwächst —, ein Hyperbelast, dessen Scheitel auf der  $Y$ -Zeitachse die Zeit markiert, die die Reflexion zur senkrechten Durchheilung der doppelten Schichtdicke braucht. Mit wachsendem  $X$  nähert sich der Hyperbelzweig asymptotisch der Laufzeitkurve ( $L_{IZ}$ ) der longitudinalen

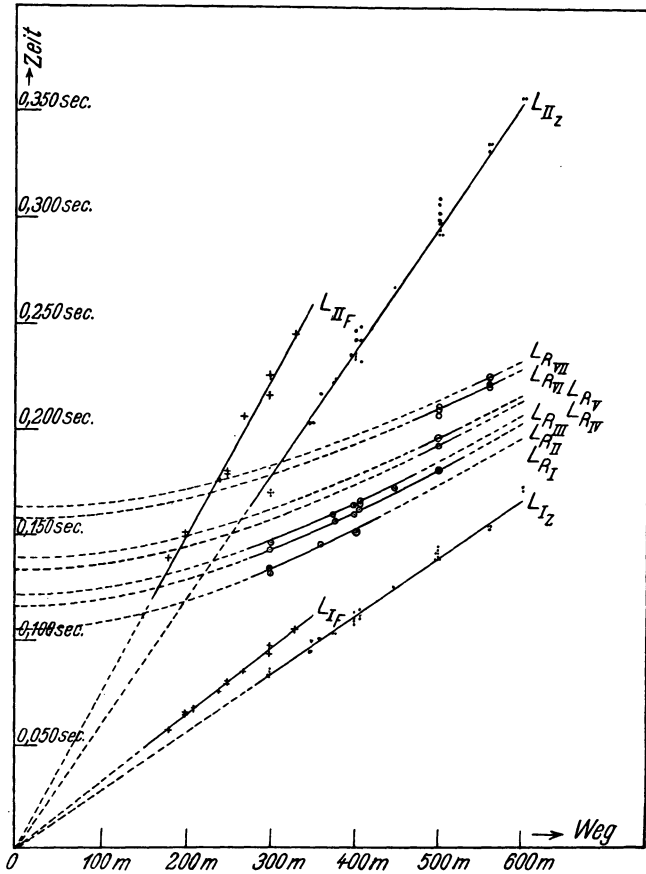


Fig. 5. Laufzeitkurven der Untersuchungen vom Hintereisferner

- $L_{IZ}$ : Laufzeitkurve der I. Wellen im Zungeneis,  
 $L_{II_Z}$ : " " II. " " " "  
 $L_{I_F}$ : " " I. " " Firn,  
 $L_{II_F}$ : " " II. " " " "  
 $L_{R_I} - L_{R_{VII}}$ : " " refl. I. Wellen im Zungeneis.

Wellen im Zungeneis. Wie leicht einzusehen ist, bedingt jede Schichtdicke eine besondere Laufzeitkurve der Reflexionen, deren Scheitel sich mit wachsender Schichtdicke, von der  $X$ -Achse entfernt. Da die in dem durchmessenen Profil gefundenen Eisdicken sehr voneinander abweichen — sie liegen zwischen

190 und 290 m —, lassen sich die Laufzeiten nur durch eine Kurvenschar darstellen.

Um das Schaubild nicht zu sehr zu verwirren, habe ich die Seismogramme nach Tiefengruppen zusammenzufassen versucht:

Gruppe I:		Nr. 3	189 m			
		" 4	184 "			
		" 5	187 "			
		" 41	189 "			
		Mittel: 187 m				
Gruppe II:	Nr. 7	207 m		Nr. 22	211 m	
	" 9	209 "		" 39	206 "	
	" 21	209 "		" 40	206 "	
		Mittel: 208 m				
Gruppe III:	Nr. 6	217 m		Nr. 18	219 m	
	" 8	216 "		" 19	214 "	
	" 10	216 "		" 20	219 "	
		Mittel: 217 m				
Gruppe IV:	Nr. 31	239 m		Gruppe VI:	Nr. 28	276 m
	Mittel: 239 m				" 29	284 "
					" 33	286 "
Gruppe V:	Nr. 30	249 m			" 34	285 "
	" 38	249 "			" 35	285 "
	Mittel: 249 m				Mittel: 283 m	
	Gruppe VII:	Nr. 36	293 m			
		Mittel: 293 m.				

Für die mittlere Tiefe jeder der sieben Gruppen wurde die Laufzeitkurve berechnet und mit dem Index  $L_{R_I}$  bis  $L_{R_{VII}}$  gekennzeichnet in das Schaubild der Fig. 5 eingetragen, ebenso die Einzelwerte der Laufzeiten ( $\odot$ ), die sich dank ihres guten Anschmiegens an die berechneten Laufzeitkurven unzweideutig als Laufzeiten reflektierter longitudinaler Wellen erweisen.

Die geradlinigen, wahrscheinlich in den Koordinatenanfangspunkt mündenden Laufzeitkurven der longitudinalen und transversalen direkten Wellen für Gletscherzungeneis sind ebenfalls durch Punkte dort eingetragen ( $L_{I_Z}$  und  $L_{II_Z}$ ). Ihnen entsprechen folgende Mittelwerte der Geschwindigkeiten:

$$V_{\text{long.}} = 3600 \text{ m/sec}$$

$$V_{\text{transv.}} = 1690 \text{ "}$$

Um von den zufälligen Fehlern der Einzelbeobachtungen tunlichst frei zu werden, ließ ich in die Berechnung der Eistiefe aus den Laufzeiten der reflektierten Wellen die mittlere Geschwindigkeit der longitudinalen direkten Wellen mit 3600 m/sec eingehen. Aus einfachen geometrischen Beziehungen folgt aus dem rechtwinkligen Dreieck, in dem der halbe Weg der reflektierten

Wellen ( $s_R$ ) Hypotenuse ist, während die eine Kathete durch die halbe Sprengentfernung  $s_I$  und die andere durch die gesuchte Tiefe  $T_X$  dargestellt wird:

$$T_X = \sqrt{s_R^2 - s_I^2}.$$

So gewonnene Tiefenwerte dienen zur Konstruktion des in Fig. 6 wiedergegebenen Profilschnittes. Dabei wurde folgender Weg eingeschlagen: Unter Benutzung der senkrechten Projektion des durchmessenen Weges auf den

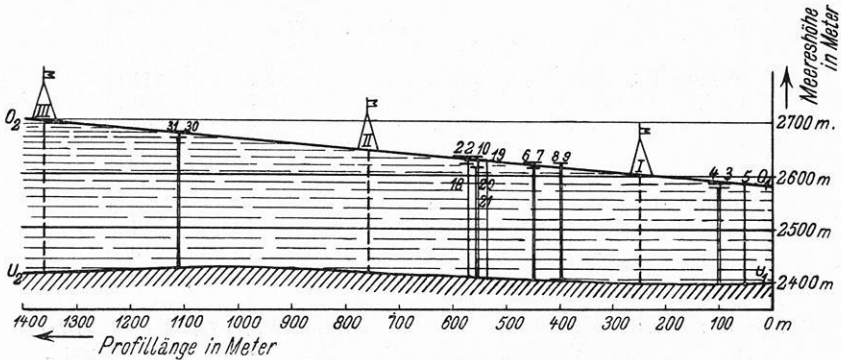


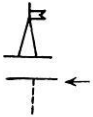
Fig. 6. Gletscherprofil vom Hintereisferner.



Untere Begrenzung des Gletschers nach Berechnungen von H. Hess konstruiert.



Obere Begrenzung des Gletschers vom August 1928, nach Theodolitmessungen angenähert.



Standorte des Seismographenzeltes.

Höhe der Standorte des Seismographenzeltes mit dem Theodoliten eingemessen.



Höhe der oberen Begrenzung des Gletschers, aus den Seismogrammen abgeleitet. Die so berechnete Schichtdicke des Eises ist dargestellt durch die ausgezogenen vertikalen Strecken, die auf der nach Berechnungen von H. Hess konstruierten unteren Begrenzungslinie fußen. Die ihnen beigefügten Zahlen nennen die Nummern der Ausgangsseismogramme.

Grund des eisfreien Hintereisales (siehe Fig. 1 und die oben angegebene Abhandlung von H. Hess) wurde damit begonnen, den vertikalen Schnitt der unteren Grenzfläche des Gletschereises zu konstruieren und in Fig. 6 als anschräftigte Linie ( $U_1 - U_2$ ) einzutragen, ebenso die senkrechte Projektion der Zeltstandorte auf diese Linie. (Wesentlich sind dabei die Schnittpunkte der Schußlinie mit entsprechenden Isohypsen.) Die Dicke der Eisschicht unterhalb der Zeltstandorte ist bekannt: die untere Grenzfläche berechnet von H. Hess, die Oberfläche trigonometrisch eingemessen und die Koordinaten berechnet. Die daraus resultierende Eisdicke senkrecht unter den Beobachtungs-



orten ist durch Strecken gestrichelt markiert. Der Oberflächenschnitt des Eises ist durch die Verbindungsstrecken der Zeltstandorte angenähert und mit  $O_1 - O_2$  gekennzeichnet.

Die errechneten Tiefen sind durch ausgezogene Strecken, die auf der von H. Hess berechneten unteren Begrenzung ( $U_1 - U_2$ ) des Eises fußen, in das Profil aufgenommen und die Nummern der Ausgangsgeisdiagramme ihnen beigefügt.

Die Übereinstimmung der so auf verschiedenen Wegen gefundenen Tiefen beweist zugleich die Richtigkeit der bei der Ableitung der Eisdicke aus den

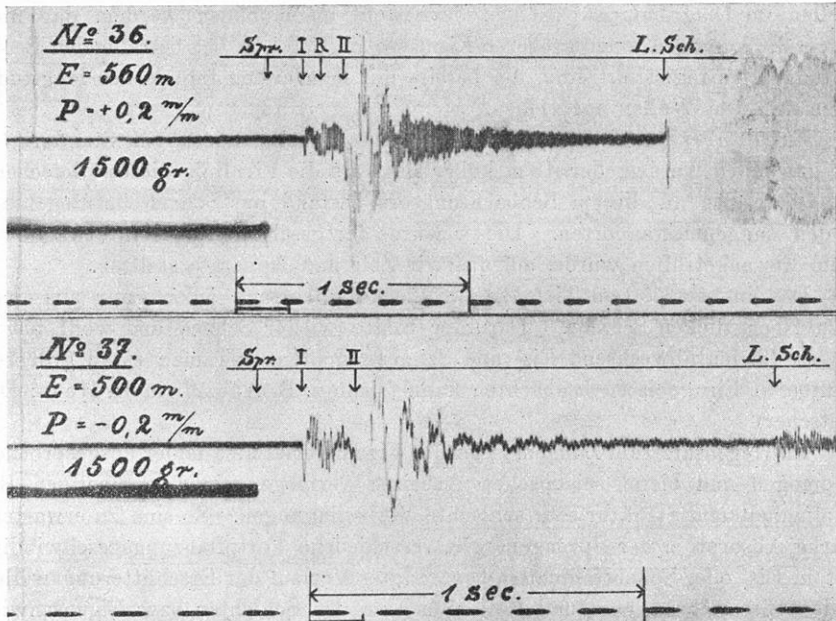


Fig. 7. Seismogramme vom Hintereisferner. Eigenschwingungen.

Reflexionseinsätzen der Seismogramme gemachten Annahme, daß die Geschwindigkeit der longitudinalen reflektierten Wellen in ihrem ganzen Verlauf — also auch nahe dem Eisgrund — konstant bleibt, d. h., daß die elastische Beschaffenheit des Gletscherzungeeises sich bis zu den tiefsten Schichten nicht merklich ändert.

Ich habe mich darauf beschränkt, hier nur das unterhalb des Standortes III liegende Stück des Profils wiederzugeben, da oberhalb von III die Sprengungen in zu großen Abständen erfolgten und so die daraus abgeleiteten Tiefen zur Konstruktion eines Profils nicht dicht genug liegen. Wie eine Nachprüfung an Hand der hier veröffentlichten Daten beweisen kann, stimmen auch die dort erhaltenen Tiefen mit den berechneten befriedigend überein.

Reflexionen der transversalen Wellen konnten in den Seismogrammen nicht mit Sicherheit gefunden werden. Wenn sie vorhanden sind, tauchen sie in der durch die direkten transversalen Wellen ausgelösten starken Eisbewegung unter.

Als Abschluß der Besprechung der Zungeneisergebnisse sei noch auf eine Erscheinung hingewiesen, die an Hand der Fig. 7 erörtert werden möge.

Hier sind zwei Seismogramme als Beispiel einer Kurvengruppe dargestellt, in der ganz im Gegensatz zu allen übrigen Seismogrammen Schwingungen einer verhältnismäßig längeren Periode scharf hervortreten, denen die normalen Wellenzüge überlagert sind. Da sie unmittelbar mit den longitudinalen direkten Wellen im Diagramm auftauchen, darf wohl angenommen werden, daß hier Eigenschwingungen einer größeren Eismasse im Bereiche des betreffenden Beobachtungsortes registriert sind, die bereits mit dem ersten Impuls der longitudinalen direkten Wellen auftauchen.

Ergebnisse auf dem Firneis konnten insbesondere von Standort IX aus gewonnen werden, der 48 m höher liegt als die Firnlinie dieses Gletschers. Die Oberfläche an diesem Beobachtungsort bestand aus Schnee im Gegensatz zu den Zungeneisstandorten. Dieser wurde fortgeschaufelt, bis in etwa 50 cm Tiefe Eis angetroffen wurde, auf das wir Zelt und Apparate stellten.

Das in etwa 50 cm Tiefe angetroffene Eis bestand jedoch nur aus einer etwa 10 cm dicken Schicht. Darunter folgte wieder Schnee und wohl bis in größere Tiefen abwechselnd Eis- und Schneeschichten, wie man es an größeren Spalten in Firngebieten beobachten kann (siehe z. B. Abb. 25 in H. Hess: Die Gletscher).

Im Gegensatz zum Zungeneis ist das Firnmaterial also leider ausgesprochen inhomogen und bietet seismischen Arbeiten vermöge seiner ungünstigen Beschaffenheit und Struktur sehr schlechte Vorbedingungen. So sind zu erwarten: Starke Absorption der Sprengenergie, verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Eis- oder Schneeschichten, bevorzugter Verlauf der Erschütterungswellen in den Eisschichten, eventuell Reflexionen an den Schichten bzw. Eigenschwingungen von Schichten.

So waren mit recht für den Firn anders aufgebaute Seismogramme zu erwarten — und wurden auch erhalten —, wie in Fig. 8 zu erkennen ist.

Im Gegensatz zu den Zungeneisseismogrammen ist ihre Gliederung tatsächlich nicht so klar und einheitlich. Besonders fällt beispielsweise auf, daß bei den kleineren Sprengentfernungen, Seismogramm Nr. 46, 48, 53 und 54, die Bewegung der I., also longitudinalen Wellen mit recht großen Amplituden erfolgt, so daß der Einsatz der (II.) Wellen nur mit Mühe zu bemerken ist. Man beachte, daß dagegen in den Zungeneisseismogrammen das Amplitudenverhältnis der II. zu den I. Wellen durchweg recht erheblich war, ja oft mehr als 10 : 1 betrug (siehe Seismogramm Nr. 21 und 22 in Fig. 3). Dieses starke Ansprechen des Vertikalseismographen auf diese an sich longitudinale Wellenart im Firngebiet kann dadurch erklärt werden, daß diese vertikale Schwingungen

der ganzen Eisschicht auslösen. Bei größeren Sprengentfernungen, siehe Seismogramm Nr. 47, 55, 56 und 57, tritt diese Bewegung im Bereich der longitudinalen Wellen gegenüber den transversalen wieder zurück. Infolge der dämpfenden Wirkung der Schneemassen, in die die Eisschicht eingebettet lag, gelangten

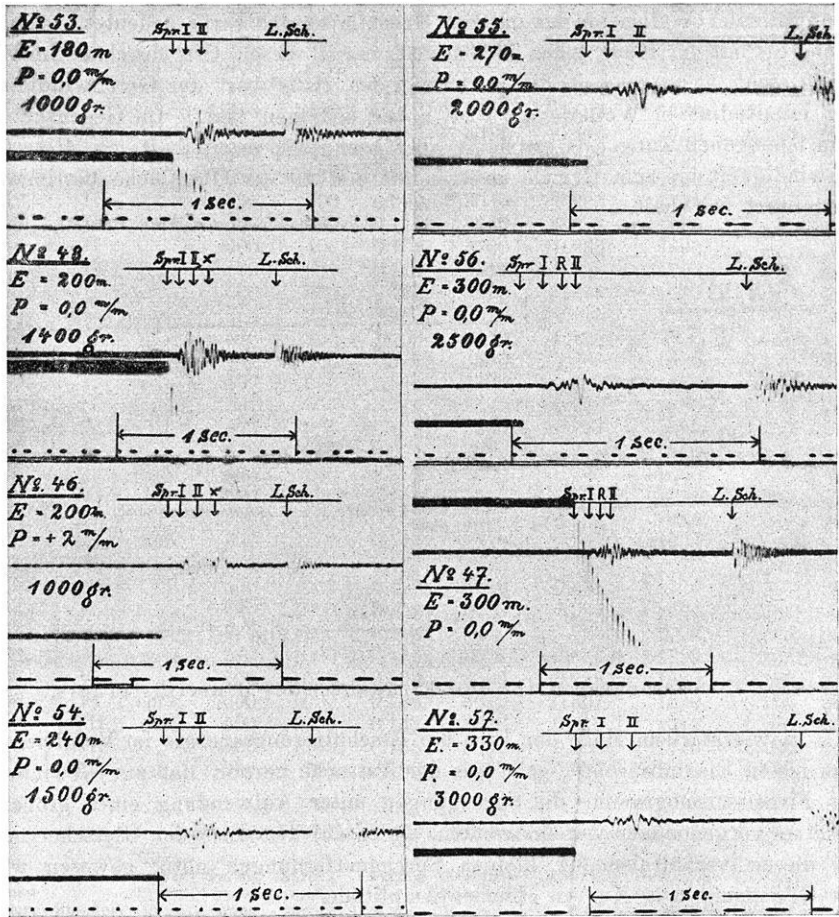


Fig. 8. Seismogramme aus dem Firngebiet des Hintereisferners.

diese vertikalen Schichtschwingungen nicht mehr merklich bis in diese Entfernungen. Bemerkenswert sei, daß auch die II. Wellen hier sehr stark abgedämpft wurden (vgl. die entsprechenden Aufzeichnungen in den Zungeneisseismogrammen).

Ebenso kann der Einfluß des inhomogenen Firnmateri als aus Seismogramm Nr. 46 und 48 entnommen werden, denn hier tauchen Einsätze (mit X gekennzeichnet) auf, für die eine sichere Erklärung der Ursache schwer möglich ist.

Es erscheint z. B. ausgeschlossen, daß sich hier longitudinale oder transversale Wellen bemerkbar machen, die einmal an der unteren Grenzfläche des Firns reflektiert wurden. Sie würden zu Tiefen führen, die in diesem Bereich nicht möglich sind.

Dagegen führt der Einsatz *R* in Seismogramm Nr. 56 und 47, als Reflexion longitudinaler Wellen an der unteren Grenzfläche des Firns gedeutet, zu einer Tiefe, die mit der Hess'schen Tiefenschätzung an diesem Orte durchaus im Einklang steht, wenn man in die Rechnung den Mittelwert der Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen von 3140 m/sec eingehen läßt. Im Gegensatz zu dem homogenen Zungeneis erscheint aber hier sehr zweifelhaft, ob diese Geschwindigkeit bis zum Grunde unverändert den an der Oberfläche bestimmten Mittelwert beibehält.

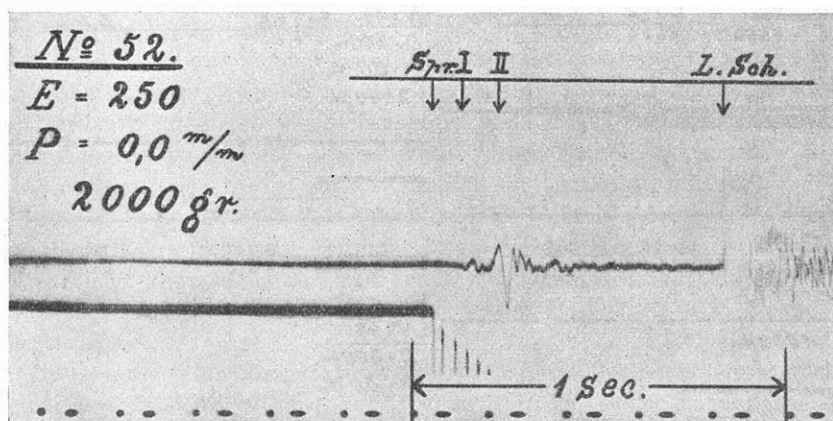


Fig. 9. Seismogramm aus dem Firngebiet des Hintereisfirners.

In wie starkem Maße der Firn die Erschütterungsenergie im Vergleich zu dem festen Eise absorbiert, geht aus der Tatsache hervor, daß zur Gewinnung der Firneiseseismogramme die Sprengungen unter Aufwendung eines größeren Besatzes vorgenommen werden mußten, als es auf dem Eise der Gletscherzunge bei diesen verhältnismäßig kleinen Sprengentfernungen nötig gewesen wäre zur Gewinnung von Kurven gleicher Amplitude.

Bei allen Seismogrammen in Fig. 8 lag der Sprengort oberhalb — also gipfelwärts — vom Beobachtungsort. In Fig. 9 dagegen ist als Beispiel ein Seismogramm einer Sprengung wiedergegeben, die abwärts — also in Richtung auf die Gletscherzunge — stattfand. Auch hier zeigt ein Vergleich — etwa mit Seismogramm Nr. 54 — wieder verschiedenartigen Aufbau der Diagramme. Offenbar war die Zusammensetzung des Firns oberhalb und unterhalb des Zeltortes verschieden.

Um einen besseren Vergleich der Eis- und Firnergebnisse zu ermöglichen, ist das Laufzeitkurven-Schaubild der Firnergebnisse mit dem der Eisergebnisse

Zusammenstellung der Zungenergebnisse.

Seismo- gramm	Standort	Richtung zur Sprengung	Spreng-	Spreng-	Laufzeit	Geschwin-	Laufzeit	Geschwin-	Laufzeit	Eis- dicke
			entfernung	stoff- menge	der I. Wellen	digkeit der I. Wellen	der II. Wellen	digkeit der II. Wellen	der refl. Wellen	
Nr.			m	g	sec	m/sec	sec	m/sec	sec	m
3	I	abw.	300	250	0.086	3490	0.182	1650	0.134	189
4	I	"	300	250	0.083	3610	0.171	1750	0.132	184
5	I	"	400	250	0.113	3540	0.243	1650	0.152	187
6	I	aufw.	400	300	—	—	0.235	1700	0.164	217
7	I	"	400	300	0.109	3670	0.234	1710	0.160	207
8	I	"	300	250	0.082	3660	0.169	1780	0.146	216
9	I	"	300	250	0.083	3610	0.170	1760	0.143	216
10	II	abw.	407	300	0.111	3670	0.232	1750	0.165	216
11	II	"	300	250	0.085	3530	0.170	1760	—	—
12	II	"	350	300	0.099	3540	0.203	1720	—	—
13	II	aufw.	400	400	0.110	3640	0.247	1620	—	—
14	II	"	400	400	0.108	3700	0.236	1690	—	—
15	II	"	600	500	0.171	3510	0.358	1680	—	—
16	II	"	600	500	0.172	3490	0.358	1680	—	—
17	II	abw.	300	250	0.083	3610	0.170	1760	—	—
18	II	"	375	300	0.103	3640	0.222	1690	0.160	219
19	II	"	447	400	0.125	3580	0.268	1670	0.172	214
20	II	"	407	350	0.110	3700	0.249	1630	0.166	219
21	II	"	407	350	0.115	3540	0.242	1680	0.162	209
22	II	"	377	300	0.103	3660	0.224	1680	0.157	211
23	II	"	347	250	0.094	3690	0.203	1710	—	—
26	II	aufw.	400	300	0.111	3600	0.243	1650	—	—
28	III	"	500	500	0.141	3550	0.295	1690	0.207	276
29	III	"	500	500	0.138	3620	0.298	1680	0.210	284
30	III	abw.	500	600	0.144	3470	0.303	1650	0.196	249
31	III	"	500	600	0.141	3550	0.299	1670	0.192	239
33	IV	"	500	1000	0.138	3620	0.291	1720	0.211	286
34	IV	aufw.	560	1000	0.152	3680	0.332	1690	0.222	285
35	IV	"	560	1500	0.154	3640	0.326	1720	0.225	293
36	V	abw.	560	1500	0.154	3640	0.326	1720	—	—
37	VI	"	500	1500	0.139	3600	0.298	1680	0.196	249
38	VI	aufw.	500	1000	0.138	3620	0.307	1630	0.196	249
39	VII	abw.	500	1000	0.142	3520	0.310	1610	0.180	206
40	VII	"	500	1000	0.135	3700	0.293	1710	0.180	206
41	VII	"	360	700	0.100	3600	0.217	1660	0.145	189

Zusammenstellung der Firneisergebnisse.

Seismo- gramm	Standort	Richtung zur Sprengung	Spreng-	Spreng-	Laufzeit	Geschwin-	Laufzeit	Geschwin-	Laufzeit	Eis- dicke
			entfernung	stoff- menge	der I. Wellen	digkeit der I. Wellen	der II. Wellen	digkeit der II. Wellen	der refl. Wellen	
Nr.			m	g	sec	m/sec	sec	m/sec	sec	m
45	VIII	seitw.	210	2000	0.067	3130	0.143	1470	—	—
46	IX	aufw.	200	1000	0.064	3120	0.158	1270	—	—
47	IX	"	300	2000	0.093	3230	0.216	1390	0.159	195
48	IX	"	200	1400	0.064	3120	0.151	1320	—	—
50	IX	abw.	200	1000	0.065	3080	0.149	1340	—	—
51	IX	"	250	1500	0.080	3120	0.180	1390	—	—
52	IX	"	250	2000	0.079	3160	0.179	1400	—	—
53	IX	aufw.	180	1000	0.057	3160	0.139	1280	—	—
54	IX	"	240	1500	0.075	3200	0.175	1370	—	—
55	IX	"	270	2000	0.085	3180	0.206	1310	—	—
56	IX	"	300	2500	0.097	3090	0.226	1330	0.166	209
57	IX	"	330	3000	0.105	3140	0.245	1350	—	—

in Fig. 5 vereinigt. Die Firneinzelergebnisse sind durch das Zeichen + gekennzeichnet. Die Laufzeitkurven liegen oberhalb der Eislaufzeitkurven und die Mittelwerte der Geschwindigkeiten sind entsprechend geringer.

$$\begin{aligned} V_{\text{long.}} &= 3140 \text{ m/sec} \\ V_{\text{transv.}} &= 1350 \text{ " } \end{aligned}$$

Das Verhältnis der Geschwindigkeit von I und II ergibt sich zu: 0.43 gegen 0.47 im Zungeneis. In vorstehender Tabelle sind die Gesamtergebnisse zusammengestellt.

## II. Untersuchungen auf dem Konkordia Platz (Gr. Aletschgletscher).

Dank der bereitwilligen Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft konnten die eisseismischen Untersuchungen im März 1929 auf einen anderen Gletscher ausgedehnt werden. Infolge des tatkräftigen Entgegenkommens des Präsidenten der Schweizer naturforschenden Gesellschaft, Herrn Prof. Hess, Zürich, sowie der freundlichen Vergünstigungen der Jungfrau-bahngesellschaft war es möglich, den großen Aletschgletscher zu wählen.

Die Untersuchungen sind in Gemeinschaft mit den Herren Dr. Loewe, Dr. Sorge, Mechaniker F. Lenke und Bergführer Steuri ausgeführt.

Als besonderes Arbeitsgebiet wurde der Konkordiaplatz ausersehen, der als Vereinigungsgebiet mehrerer großer Eisströme besonderes Interesse verdient. Zur genaueren Orientierung über die Lage des Beobachtungsortes und der Schußlinien sei auf Fig. 10 verwiesen, die einen Ausschnitt aus der Karte der Eidgenössischen Landestopographie Bern: Finsteraarhorngebiet, 1 : 50 000, darstellt.

Der Beobachtungsort ist durch das Zeichen ● kenntlich gemacht. Er befand sich in einer Meereshöhe von etwa 2790 m am Zusammenfluß des Jungfrau- und des Großen Aletschfirns, dem Kranzberg vorgelagert.

Das Beobachtungszelt stand in einer eigens zu diesem Zwecke ausgehobenen Schneehöhle, damit die Apparate auf festem Eise aufgestellt werden konnten. Diese bot gleichzeitig besten Schutz gegen Stürme.

Bemerkt sei, daß die Höhe der Schneedecke über dem Eise je nach der Lage 280 bis 360 cm maß. Die Schneeoberfläche war fest verharscht. Aber auch im Innern war der Schnee fest, so daß die zu den Sprengstellen führenden Schächte senkrechte, ebene Wände haben konnten.

Da ein Versetzen des Zelttes wegen dieser hohen Schneelage mit besonderen Schwierigkeiten und Zeitverlusten verbunden gewesen wäre, variierten wir nur die Sprengstellen. Vom Zelte aus gesehen wurden in fünf verschiedenen Richtungen Schüsse vorgenommen. Die Schußlinien sind unter der Bezeichnung I bis V in Fig. 10 aufgenommen und die Sprengstellen durch das Zeichen × kenntlich gemacht.

Die Registrierungen wurden mit dem bereits auf dem Hintereisferner benutzten Vertikalseismographen vorgenommen. Von der oben geschilderten praktischen Durchführung der Untersuchungen bin ich diesmal nur insofern ab-

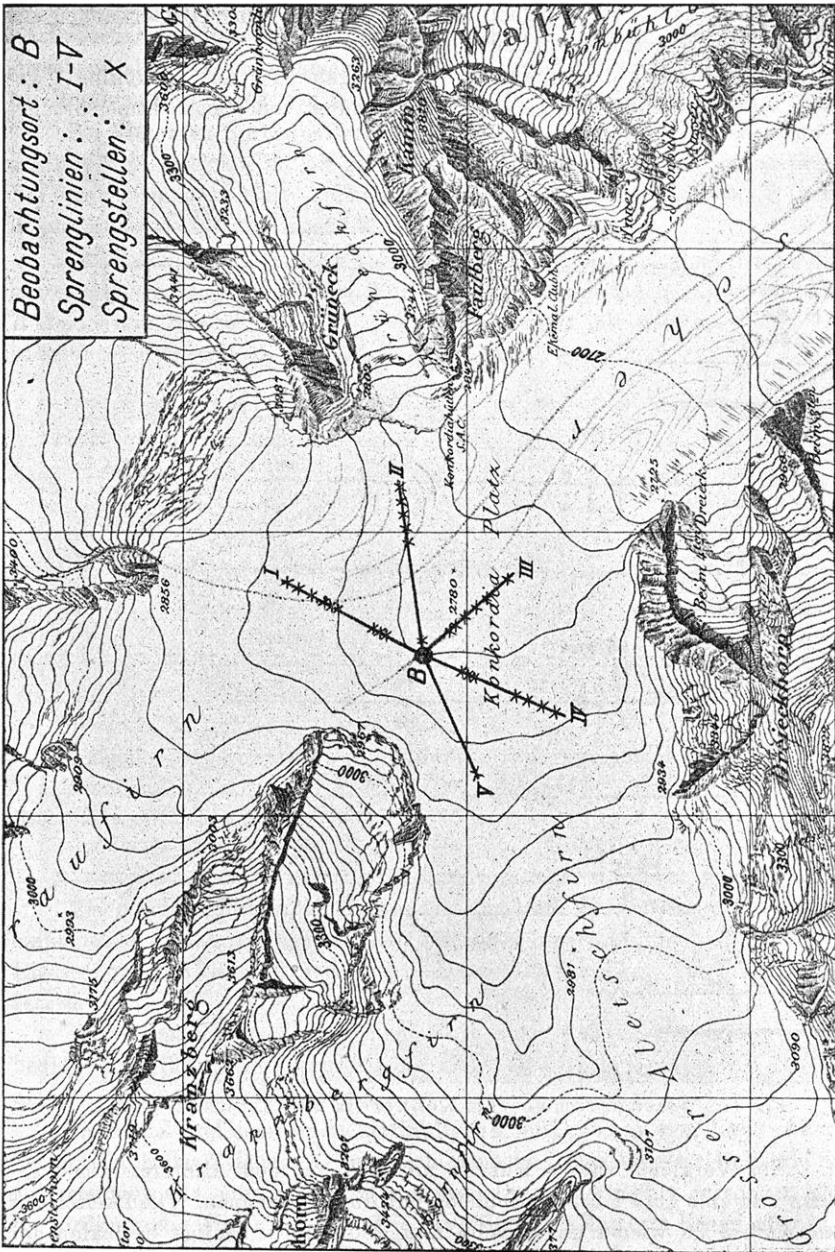


Fig. 10. Orientierungskarte für die seismischen Arbeiten auf dem Kongordia Platz.  
(Maßstab der Originalkarte 1: 50 000, 1/10 verkleinert.)

gewichen, als die brisantere Amongelatine als Sprengstoff mit bestem Erfolg zur Verwendung kam. So kann ich nach diesen allgemeinen Bemerkungen zur Besprechung der Versuchsergebnisse übergehen.

Fig. 11 stellt eine photographische Wiedergabe der auf Schußlinie I gewonnenen Seismogramme dar nach der Entfernung vom Beobachtungsort ge-

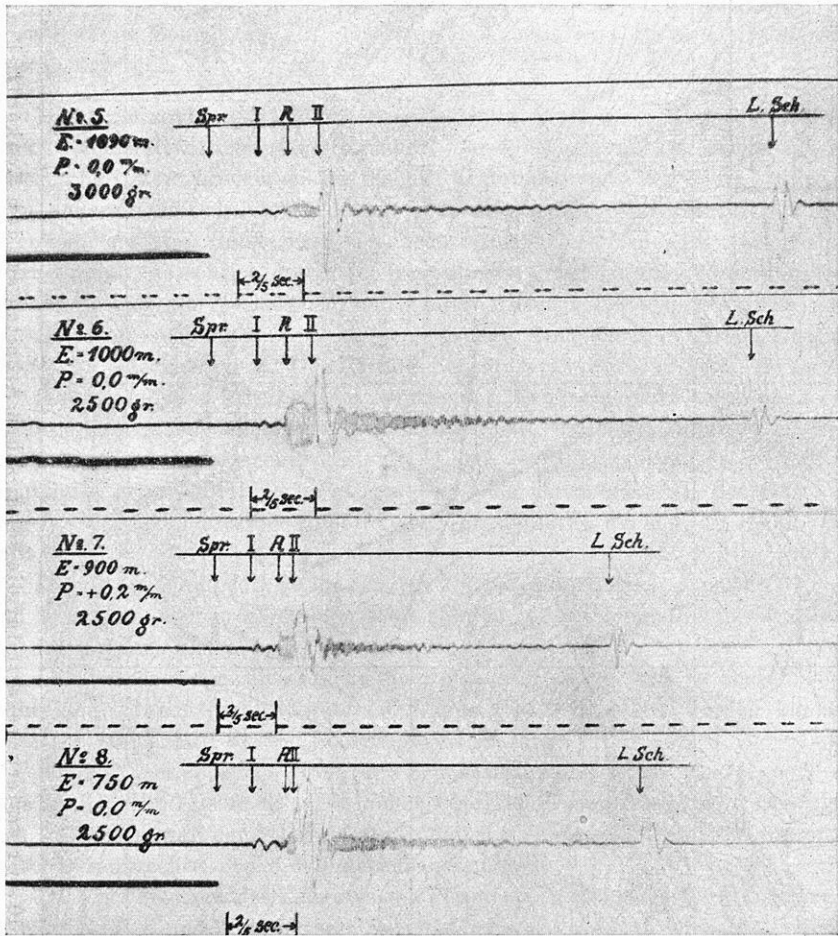


Fig. 11. Seismogramme vom Konkordia Platz. Reflexionen.

ordnet. Ein Vergleich dieser Kurven mit den auf dem Hintereisferner gewonnenen läßt eine gute Übereinstimmung mit diesen erkennen. Die Dreiteilung in ihrem Aufbau ist wieder unverkennbar, und die als einmalige Reflexion der longitudinalen Wellen an der unteren Grenzfläche gedeuteten Wellen R treten markant in Erscheinung. Mit Rücksicht auf die zu erwartende größere Eis-



dicke wurden die Sprengentfernungen von vornherein verhältnismäßig groß angenommen: 700 bis 1200 m. In der Tat erscheinen die Reflexionen auch jetzt wieder in dem Kurvenbereich zwischen Einsatz I und Einsatz II, entsprechend den Seismogrammen geringerer Eismächtigkeit vom Hintereisferner bei Sprengentfernungen von 300 bis über 500 m.

Bei kleineren Sprengentfernungen würden die II. Wellen eher am Beobachtungsort eintreffen als die reflektierten, und letztere kaum nachweisbar sein. Bei dem Seismogramm der kleinsten Entfernung dieser Meßreihe Nr. 8 in Fig. 11 liegen Einsatz II und Einsatz *R* nahe beieinander.

Diese Meßreihe bestätigt zugleich die erstmalig auf dem Hintereisferner gewonnene Erfahrung, daß das Verhältnis der Amplituden der ersten und der *R* Wellen ein Maximum besitzt. Das Seismogramm mit dem maximalen Amplitudenverhältnis stellt Nr. 6 dar.

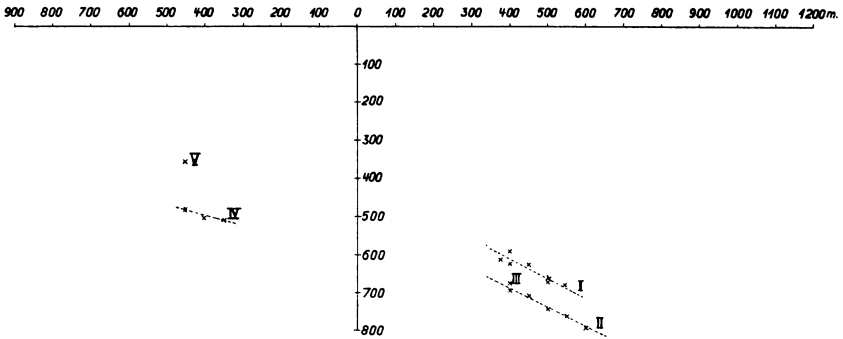


Fig. 12. Schematische Profildarstellung der ermessenen Tiefen vom Konkordia Platz.

Beobachtungsort: Koordinaten-Nullpunkt. Sprengabstand in Meter: Abszisse. Tiefe in Meter: Ordinate. Berechnete Tiefen: ×. Mittlere Tiefenlinien: - - - - -.

Bei der Berechnung der Tiefen aus den Reflexionen wurde wieder die vereinfachende Annahme gemacht, daß die obere und die untere Grenzfläche des Eises annähernd parallel verlaufen. Dabei ist für  $V_{\text{long}}$  jetzt 3570 m/sec zu setzen.

Das Ergebnis der Auswertung lehrt aber, daß in diesem Falle die Vorbedingungen für diese Voraussetzung nicht erfüllt sind, siehe Fig. 12. Es ist also nur eine erste Annäherung.

In Fig. 12 sind in einem rechtwinkligen Koordinatensystem die so gewonnenen Tiefen durch das Zeichen × kenntlich gemacht. Die Abszisse stellt die Sprengentfernungen dar, vom Zeltort *O* aus nach links und rechts gerechnet, während die Ordinate die Tiefen angibt. Die jeweiligen Tiefenwerte liegen also in dieser Darstellung senkrecht unter der Mitte der Sprengentfernung. Die Tiefen der Schußlinien I, II und III sind rechts abgetragen, die nahezu entgegengesetzt

von I und II im Aletschfirnzufuß gemessenen Tiefen IV und V links. Durch die Tiefenwerte je einer Schußlinie ist eine Mittellinie gezeichnet. Das sehr geringe Gefälle auf dem Konkordia Platz konnte dabei unberücksichtigt bleiben.

Zunächst ist zu bemerken, daß die Tiefenwerte unter den Schußlinien I und II auf ein starkes Gefälle der unteren Grenzfläche deuten, das, vom Beobachtungsort aus gerechnet, mit wachsender Entfernung zu größeren Tiefen führt. Dagegen deuten die Tiefenwerte der Schußlinie IV auf ein geringeres Gefälle hin, bei dem die tieferen Werte nun dem Sprengorte näher liegen. Die größten Tiefen befinden sich unter der Schußlinie II, die geringsten unter V. Auch Schußlinie IV weist geringere Tiefen auf.

Ein Blick auf Fig. 10 lehrt, daß dieser Befund im Einklang steht mit der vermutlichen eisfreien Talform des Konkordia Platzes. Es ist zu erwarten, daß die Talfurche des Jungfraufirns sich über den Konkordia Platz erstreckt, um schließlich in die Talfurche des Großen Aletschgletschers einzumünden. Die Lage der Tiefenwerte unter der Schußlinie I und II weist darauf hin, daß dieses Tal unter dem Konkordia Platz sogar recht stark ausgeprägt sein muß. Die tiefste Stelle der Talfurche dürfte noch nicht erfaßt sein, die Tiefenwerte liegen vielmehr noch alle auf dem westlichen Hange. Dagegen liefern die der Schußlinien IV und V Stichproben für die Tiefe des Aletschfirntales, das erheblich geringere Tiefen aufzuweisen scheint als das eben besprochene Tal: Jungfraufirn—Großer Aletschgletscher.

Zwecks genauerer Rekonstruktion der verdeckten Talform müßte der Auftauchwinkel der reflektierten Wellen bekannt sein. Es würde sich daher empfehlen, in Zukunft gleichzeitig Messungen mit einem Horizontalseismographen und einem Vertikalseismographen auszuführen, aus deren Aufzeichnungen sich dieser Winkel berechnen läßt.

Wie auf S. 141 bemerkt ist, konnten auch auf dem Konkordia Platz Anzeichen dafür gefunden werden, daß die reflektierten longitudinalen Wellen Totalreflexion aufweisen. Bei verhältnismäßig kleinen Sprengentfernungen durchsetzt die zur unteren Grenzfläche hinabtauchende Energie zumeist diese und nur ein Bruchteil kommt zur Reflexion. Dank der recht großen Eisdicke nahe dem Beobachtungsort würde die Reflexion in ein ruhiges Gebiet des Seismogramms fallen, nämlich zwischen den II. Wellen und dem Luftschall zu suchen sein bei Sprengungen in 300 m bis über 400 m Abstand. Solche Sprengungen wurden zur Entscheidung dieser Frage zahlreich vorgenommen, aber eine Reflexion longitudinaler Wellen konnte nicht gefunden werden, obwohl sie in dem verhältnismäßig ruhigen Kurvenstück leicht bemerkbar sein müßte. Tatsächlich scheint also bei Nahsprengungen die Reflexionsenergie die untere Grenzfläche des Eises so stark zu durchsetzen, daß der reflektierte Rest nicht mehr nachweisbar ist.

Schließlich ist noch in Fig. 13 das Laufzeitkurven-Schaubild der Schweizer Ergebnisse wiedergegeben, das nunmehr bis zu Laufwegen von 1200 m erweitert werden konnte.

Die Mittelwerte der Geschwindigkeiten der direkten Wellen weichen nur um etwa 1 bzw. etwa 2 Proz. von den auf dem Hintereiserner 1928 gewonnenen ab und betragen:

Geschwindigkeit der I. Wellen . . . . . 3570 m/sec  
 " " II. " . . . . . 1670 "  
 Verhältnis der Geschwindigkeiten II und I ist 0.47.

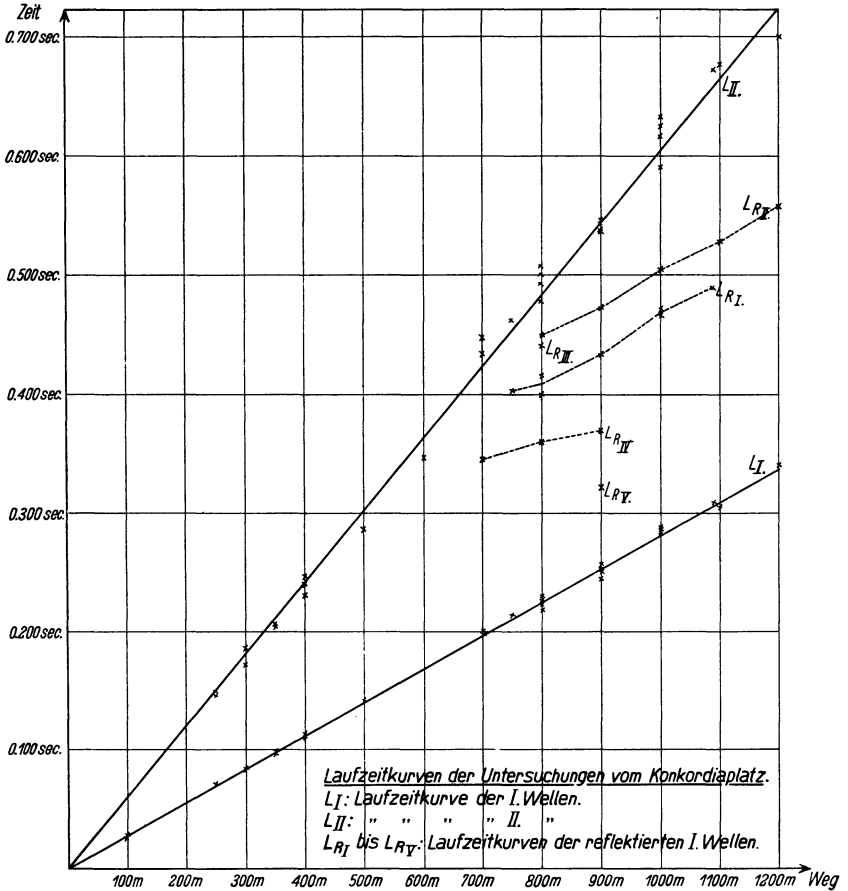


Fig.13. Laufzeitkurven der Untersuchungen vom Konkordia Platz.

Die Laufzeitwerte der reflektierten Wellen sind wieder durch das Zeichen × gekennzeichnet und die einer gleichen Schußlinie durch gestrichelte Strecken verbunden. Diese letzteren können selbstverständlich nicht den Anspruch erheben, Laufzeitkurven im Sinne der in Fig. 5 mit  $L_{RI}$  bis  $L_{RVI}$  markierten Kurven darzustellen.

Das gesamte Ergebnis ist schließlich in nachfolgender Tabelle zusammengestellt. Bemerkte sei nochmals, daß die dort angegebenen Tiefen Annäherungswerte sind.

Zusammenstellung der Ergebnisse vom Konkordia Platz.

Seismo- gramm	Schuß- linie	Spreng- entfer- nung	Spreng- stoff- menge	Laufzeit der I. Wellen	Geschwin- digkeit der I. Wellen	Laufzeit der II. Wellen	Geschwin- digkeit der II. Wellen	Laufzeit der ref. Wellen	Eis- dicke
Nr.		m	g	sec	m/sec	sec	m/sec	sec	m
0	I	800	5000	0.222	3600	0.492	1630	0.415	624
1	I	700	2500	0.194	3610	0.400	1750	—	—
2	I	800	3000	0.225	3560	0.500	1600	0.400	591
4	I	1000	5000	0.286	3500	0.623	1600	0.465	660
5	I	1090	3000	0.309	3530	0.671	1620	0.488	679
6	I	1000	2500	0.282	3550	0.615	1630	0.470	674
7	I	900	2500	0.250	3600	0.540	1670	0.432	626
8	I	750	2500	0.213	3520	0.461	1630	0.402	613
9	II	1200	2500	0.340	3530	0.692	1730	0.557	792
10	II	1100	2500	0.305	3610	0.675	1630	0.527	763
11	II	1000	2500	—	—	0.589	1700	0.503	746
12	II	900	2500	0.252	3570	0.545	1650	0.471	710
13	II	800	2500	0.218	3670	0.477	1680	0.449	694
14	II	100	80	0.028	3570	—	—	—	—
15	II	100	300	0.027	3700	—	—	—	—
16	II	100	500	0.027	3700	—	—	—	—
19	III	800	2500	0.229	3490	0.507	1580	0.440	676
21	III	300	800	0.084	3570	0.171	1750	—	—
22	IV	1000	3000	—	—	0.632	1580	—	—
23	IV	900	3000	0.257	3500	0.536	1680	0.369	480
24	IV	800	2500	—	—	0.494	1620	0.359	501
25	IV	700	2500	0.198	3540	0.414	1690	0.345	507
26	V	900	2500	0.244	3690	0.542	1660	0.321	355
27	I	400	800	—	—	0.246	1630	—	—
28	I	350	600	0.098	3570	0.203	1720	—	—
29	I	300	400	0.084	3570	0.186	1610	—	—
30	IV	400	800	0.111	3600	0.240	1670	—	—
31	IV	350	600	0.100	3500	0.205	1710	—	—
32	IV	300	500	0.084	3570	0.171	1750	—	—
34	III	600	2000	—	—	0.346	1730	—	—
35	III	500	1100	0.142	3520	0.286	1750	—	—
36	III	400	600	0.113	3540	0.230	1740	—	—
38	III	250	200	0.071	3520	0.149	1680	—	—
39	III	250	800	0.071	3520	0.146	1710	—	—

Meinen aufrichtigen Dank spreche ich gern an dieser Stelle aus: Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die die Kosten des Unternehmens trug, Herrn Prof. Dr. G. Angenheister und Herrn Prof. Dr. W. Meinardus, die in freundlicher Weise mit Rat und Tat die Arbeit sehr förderten, Herrn Prof. Dr. H. Hess, der unter gefährlichen Umständen das Einmessen der Zeltstandorte auf Eis und Firn selbst unternahm, sowie schließlich, aber nicht zuletzt Herrn Mechaniker F. Lenke, der auch in schwierigen Lagen durch sicheres Arbeiten sehr zum Gelingen des Unternehmens beitrug.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, im März 1929.

## Erhöhung der Beobachtungsgenauigkeit bei relativen Pendelmessungen.

(Vorgetragen am 26. Mai 1929 auf der Gauvereinstagung der Physikal. Ges. in Jena.)

Es werden zwei einfache photographische Registriermethoden angegeben, mit denen man die Schwingungsdauerdifferenzen von verschiedenen Pendeln innerhalb kurzer Beobachtungszeiten auf einige Einheiten in  $10^{-8}$  sec sicher bestimmen kann.

### I. Registrierung von Pendelschwingungen.

Von O. Meisser. — (Mit drei Abbildungen.)

Die bisherige Meßgenauigkeit der Schwere bei relativen Pendelmessungen beträgt ungefähr  $1 \cdot 10^{-3} \text{ cm sec}^{-2}$ . Um relative Schweremessungen weitgehend für geophysikalische Aufschließungsarbeiten nutzbringend anwenden zu können, reicht für viele Fälle die obige Meßgenauigkeit nicht aus. Ich will diese Tatsache an einem einfachen Beispiel zeigen. Die Schweredifferenz  $\Delta g$  über einer unendlich breiten und langen Platte (siehe Fig. 1) beträgt

$$\Delta g = k(\sigma_2 - \sigma_1) \left\{ d(\pi - 2\alpha_2) - 2h(\alpha_1 - \alpha_2) - 2x \ln \frac{r_2}{r_1} \right\},$$

wobei  $k$  die Gravitationskonstante,  $\sigma_i$  das spezifische Gewicht der einzelnen Schichten,  $h$  die Tiefe der Platte und  $d$  die Plattendicke bedeutet. Der Koordinatenursprung  $O$  liegt über dem Plattenrand. Die Kurven für  $\Delta g$  sind in

$$x = 0, \quad \Delta g_0 = k(\sigma_2 - \sigma_1) \cdot \pi d,$$

$$x = \infty, \quad \Delta g_\infty = 2k(\sigma_2 - \sigma_1) \pi d$$

unabhängig von der Tiefe  $h$  der Platte. Unter Zugrundelegung

einer Meßgenauigkeit von  $0.001 \text{ cm sec}^{-2}$  ergeben sich bei einer Dichtedifferenz  $(\sigma_2 - \sigma_1)$  folgende Werte für die Schichtdicken:

$\Delta \sigma$ . .	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.75	1.0	2.0
$d$ in m .	477.5	238.7	119.4	79.6	59.7	47.8	31.8	23.9	11.9

Die Tabelle zeigt deutlich, daß für kleine Dichteunterschiede die meisten Probleme sich mit relativen Pendelmessungen nicht hinreichend genau behandeln lassen. Um den praktischen Anforderungen gerecht zu werden, ohne dabei die Grenzen der relativen Pendelmessungen zu überschreiten, die durch die physikalischen Korrekturen gegeben sind, ist eine Erhöhung der Genauigkeit in  $\Delta g$

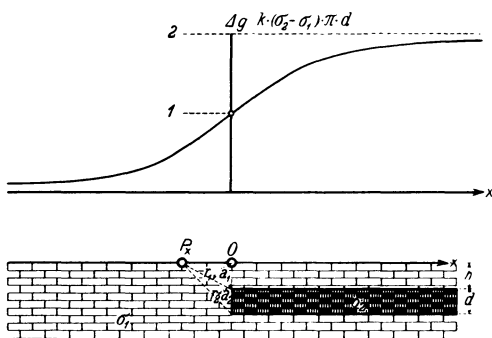


Fig. 1.

auf  $2 \cdot 10^{-4} \text{ cm sec}^{-2}$  anzustreben. Auch bei der Kombination der Pendelmessungen mit den anderen Verfahren der angewandten Geophysik ist diese größere Genauigkeit erforderlich. Schließlich möchte ich noch darauf hinweisen, daß es auch sehr erwünscht ist, die Genauigkeit der relativen Schwingungsdauerbeobachtung bei Pendeluntersuchungen mehr durch eine gesteigerte physikalische Beobachtungsgenauigkeit zu verbessern, als nur mittels Häufung der Beobachtungen. Aus diesen Erwägungen heraus ergibt sich die Forderung, die Genauigkeit der bisherigen Pendelmessungen zu verfeinern.

Die erste Bedingung, die für die Erreichung einer größeren Genauigkeit in Betracht kommt, ist, die Beobachtungsmethode der Schwingungsdauerdifferenzen zu verbessern. Die Meßgenauigkeit des Sterneckschen Koinzidenz-

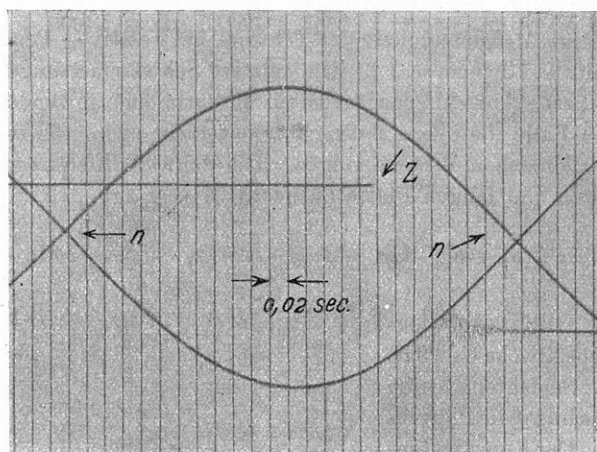


Fig. 2.

$n$  = Nullmarke,  $Z$  = Zeitsignalmarke.

verfahrens bei visueller Beobachtung in praktisch kurzen Zeiträumen ist für unsere Untersuchungen nicht ausreichend. Außerdem soll für beide Pendelstationen stets das gleiche momentane Zeitzeichen für die Auswertung herangezogen werden, so daß der Gang der drahtlosen Sekundenmarken und kleine Unregelmäßigkeiten im Senden der Zeitpunkte sich bei der Auswertung für die obige Genauigkeit herausheben. Aus diesem Grunde wird die Registrierung der Pendelschwingungen selbst vorgenommen. Um bei Halbsekundenpendeln innerhalb 40 bis 60 Minuten die vorgeschriebene Genauigkeit von 2 bis  $4 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$  zu erhalten, muß man den Anfang bzw. das Ende einer einzelnen Halbperiode ( $0.5 \text{ sec}$ ) auf etwa  $2 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$  genau zu einem drahtlosen Zeichen bestimmen können. Die experimentelle Anordnung ist sehr einfach. Die Pendelschwingung wird optisch registriert. Von einer 4-Volteinfadenlampe ( $0.5 \text{ Amp}$ . Verbrauch) fällt das Licht auf den Pendelspiegel, vor dem sich eine chromatisch und sphärisch gut korrigierte Linse befindet. Das reflektierte Bild wird von

dem bereits beschriebenen Registrierapparat\*) mit einer Papiergeschwindigkeit von 15 bis 20 cm aufgezeichnet. Obwohl man bei einem Abstand Spiegel-Film = 2m noch mit etwa  $\frac{30 \text{ cm Papier}}{\text{sec}}$  arbeiten kann, habe ich die obige Geschwindigkeit bei den Versuchen beibehalten. Der Nullpunkt der Pendelkurve (siehe Fig. 2) *N* wird durch eine Marke vor dem photographischen Papier ausgeblendet. Ist der eingezeichnete Nullpunkt um einige Prozent unsymmetrisch, so läßt sich wegen der Dämpfung der Kurve leicht die entsprechende Schwingungsdauerkorrektur berechnen. Die Registrierung wird stets über einige Sekunden erstreckt, so daß man eine mehrfache Kontrolle hat. Fig. 2 zeigt einen Ausschnitt aus einer solchen Registrierung von zwei gegeneinander

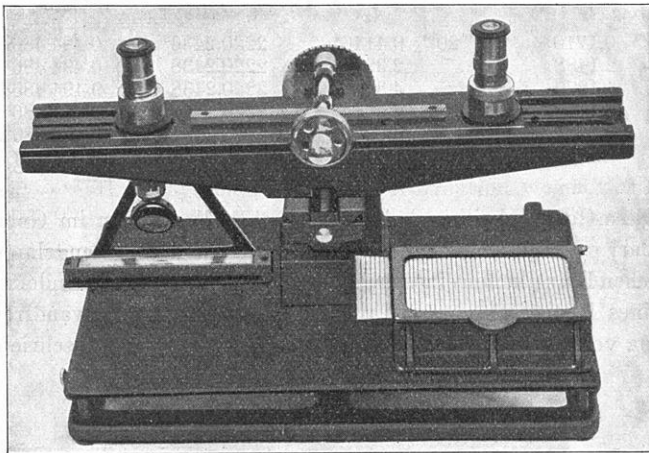


Fig. 3. Größe 1:5.

schwingenden Pendeln. Die Zeitmarkierung *Z* ist hier mit einem Pendelkontakt vorgenommen. Die Hauptsache für die Auswertung ist eine sehr große Regelmäßigkeit der Papiergeschwindigkeit, ein sicherer Zeitmarkenschreiber und eine scharfe Abbildung. Die Einzelheiten des Registrierapparates sind bereits früher beschrieben. Für die relative Konstanz der 50-periodigen Stimmgabel gebe ich die Anzahl der Strichintervalle für 10sec an:

Zeit	Strichintervalle	Zeit	Strichintervalle
8 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> 0.0 — 2.0 <sup>s</sup>	100.05	9 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 0.0 — 2.0 <sup>s</sup>	100.02
<i>t</i> <sub>1</sub> 2.0 — 4.0	100.10	<i>t</i> <sub>2</sub> 2.0 — 4.0	100.00
4.0 — 6.0	100.04	4.0 — 6.0	100.06
6.0 — 8.0	100.06	6.0 — 8.0	100.04
Mittel für 2 sec . .	100.06	Mittel für 2 sec . .	100.03

\*) O. Meisser und H. Martin: Diese Zeitschr. 2, 269—271 (1926); O. Meisser: Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veröffentl. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. (herausgegeben vom Direktor O. Hecker), Jena 1929.

Da stets eine Interpolation der Zeitmarken nur über ein Intervall  $< 0.25$  sec stattfindet, ist der Zeitmarkenfehler durch die Stimmgabelmarken zu vernachlässigen. Bei einer Filmgeschwindigkeit von 15 cm wird ein Einsatz der Sekundensignale ( $Z$ ) und der Pendelnullpunkte ( $N$ ) auf etwa 0.02 mm mittels Komparators (siehe Fig. 3) genau vermessen, so daß man  $2 \cdot 10^{-4}$  sec bequem erreicht. Die Abbildung der Kurven und Zeitmarken mittels eines Aggregats von drei Zylinderlinsen ist entsprechend scharf, um diese Ausmeßgenauigkeit zu gestatten. In der folgenden Tabelle gebe ich die gemessenen Werte für ein Pendel ohne jede Korrektion, nur um zu zeigen, daß sich selbst mit einem guten Uhrkontakt diese Genauigkeit erreichen läßt und die Apparatur einwandfrei arbeitet.

Invarpendel  $A$ , 14. Mai 1929.

Nulldurchgang	$t_1$		$t_2$	$t_2 - t_1 = 4490 \cdot T_A$	$T_A$
8 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup>	0.1710 <sup>s</sup>	9 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>	0.4146 <sup>s</sup>	2220.2436 <sup>s</sup>	0.494 486 33 <sup>s</sup>
	2.1488		2.3926	2220.2438	0.494 486 37
	4.1270		4.3708	2220.2438	0.494 486 37
	6.1050		6.3484	2220.2434	0.494 486 28
	8.0834		8.3268	2220.2434	0.494 486 28
					0.494 486 33 $\pm 2 \cdot 10^{-5}$

Um diese Genauigkeit auch bei praktischen Messungen im Gelände auszunutzen, bedarf es noch eingehender Verbesserungen an dem Pendelapparat selbst. Die technischen Einzelheiten eines neuen Pendelapparates mit besonders invariablen Pendeln, eines Registrierapparates und einer Anlage für einwandfreie Parallelregistrierung von drahtlosen Zeitmarken sollen später näher beschrieben werden.

## II. Das photographische Koinzidenzverfahren.

Von **H. Martin**. — (Mit drei Abbildungen.)

Das Bestreben, die bisherige Meßgenauigkeit zu steigern, führte dazu, auch die Beobachtungsgenauigkeit der Koinzidenzen zu verbessern. Die Methode wurde provisorisch mit der folgenden Versuchsanordnung erprobt (siehe Fig. 1).

Der Glühfaden einer Einfadenlampe von 4 Volt wurde mit Hilfe einer Linse auf einen verstellbaren Spalt  $Sp$  abgebildet. Von diesem Spalt fiel das Licht auf den Pendelspiegel und von da durch die Zylinderlinse  $ZL$  auf die photographische Platte  $Pl$ . Diese wurde an einem Ausmeßmikroskop befestigt und konnte mit dessen Spindel senkrecht zur Schwingungsebene des Spaltbildes fortbewegt werden. Die Bewegung besorgte das Uhrwerk eines alten Telegraphenapparates. Der Spiegel  $S$  wurde durch einen Telephonklappmagnet abgelenkt, der mit Hilfe eines Pendelkontaktes betrieben wurde. Außerdem betätigte der Klappmagnet noch einen Kontakt, so daß die Lampe nur dann brannte, wenn der Pendelkontakt geöffnet wurde. Somit wurden die Schließungsblitze ausgeschaltet, und die Aufnahme der Koinzidenzen ging voll-



kommen automatisch vor sich. Fig. 2 zeigt eine mit der beschriebenen Apparatur aufgenommene Platte.

Zum Ausmessen der Platten wurde ein Heckersches Ausmeßmikroskop verwendet, wie es zum Auswerten von Drehwaagenplatten benutzt wird.

Die Kurve der Koinzidenzen ist eine Sinuskurve, deren halbe Periode ein Koinzidenzintervall ist. Aus drei bis vier symmetrisch zum Nullpunkt liegen-

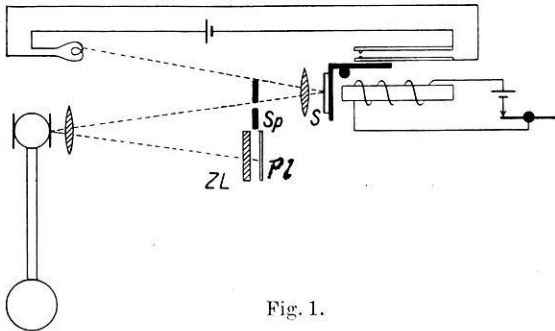


Fig. 1.

den Blitzen — evtl. bringt man noch eine Korrektion wegen der kleinen Abweichung von Sinuskurve und Tangente an, wenn das Koinzidenzintervall klein ist — konstruiert man nach dem Verfahren von Berger\*) die Tangenten. Die Meßgenauigkeit beim Ausmessen der Platten ist im allgemeinen  $\pm 0.01$  mm.

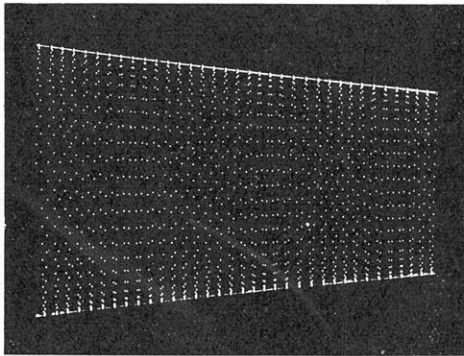


Fig. 2.

Wir müssen hier die Ausmeßgenauigkeit auf  $\pm 0.03$  mm ansetzen, da die Ränder der photographierten Blitze noch nicht exakt scharf erhalten werden konnten. In dem unten folgenden Beispiel betrug der Abstand zwischen zwei Blitzen am Anfang 2.4 und am Ende 1.5 mm, d. h. es entsprach im Mittel einer Sekunde ein Millimeter. Der Fehler bei der Bestimmung eines Koinzidenzintervalls betrug also  $\pm 0.03$  sec.

\*) Zeitschr. f. Instrkde. 48, 373 (1928).

Den Nullpunkt der Kurve erhält man am besten als den Mittelpunkt von zwei Schnittpunkten zweier Tangenten, wie aus Fig. 3 hervorgeht.

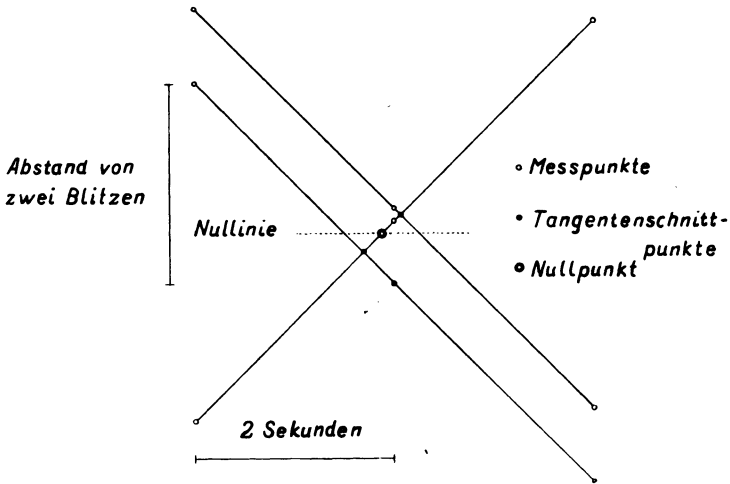


Fig. 3.

Wegen der Länge der photographierten Lichtblitze ist es ratsam, die Amplitude aus dem Abstand zweier Koinzidenzmomente zu ermitteln. Ist die Kurve der Koinzidenzmomente gegeben durch

$$y = A \sin \alpha t \dots \dots \dots (1)$$

und hat ein um  $\lambda$  sec später folgender Blitz die Ordinate

$$y = A \sin \alpha (t + \lambda) \dots \dots \dots (2)$$

dann erhält man für  $y = 0$  bzw.  $y_\lambda = 0$  für  $\lambda = 2$  und für  $y = y_\lambda$  bei  $\lambda = 4$  für die Amplitude

$$A = \frac{y}{\sin \frac{2\pi\lambda}{T}}$$

Daß die Methode tatsächlich die oben angegebene Genauigkeit liefert, zeigt die folgende Meßreihe:

Invarpendel C, 17. Mai 1929.

			50 c	c	Amp.-Korr.	c <sub>0</sub>
20 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 6.92 <sup>s</sup>	20 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup> 33.77 <sup>s</sup>		2246.85	44.9370	0.0192	44.9178 sec
	59 18.71		2246.83	44.9366	0.0189	44.9177 "
22 36.82	21 0 3.65		2246.83	44.9366	0.0186	44.9180 "
23 21.75		48.59	2246.84	44.9368	0.0184	44.9184 "
24 6.69	1 33.53		2246.84	44.9368	0.0181	44.9187 "
	2 18.46		2246.81	44.9362	0.0178	44.9184 "
25 36.61	3 3.39		2246.78	44.9356	0.0175	44.9181 "
26 21.54		48.32	2246.78	44.9356	0.0172	44.9184 "
27 6.47	4 33.25		2246.78	44.9356	0.0170	44.9186 "
	5 18.18		2246.75	44.9350	0.0167	44.9183 "
						44.9182 sec

Als mittleren Fehler des Mittelwertes erhalten wir aus der letzten Spalte für  $dc = \pm 0.0001$  sec. Als Fehler in der Schwingungsdauer bekommen wir bei einem Koinzidenzintervall von 45 sec für  $dT$  somit einen Fehler von  $\pm 1.2 \cdot 10^{-8}$  sec, was in  $dg$  einem Fehler  $< 0.1$  mgal entspricht. Dabei war die volle Empfindlichkeit der Methode noch gar nicht ausgenutzt, da der Abstand Spalt-Pendelspiegel und Pendelspiegel-photographische Platte nur 83 cm betrug.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung.

---

## Bericht über den jetzigen Stand der Untersuchungen über die durchdringende Höhenstrahlung.

Von K. Wölken.

Im Nachstehenden soll über die Ergebnisse einiger neuerer Arbeiten über die durchdringende Höhenstrahlung berichtet werden. Seit dem Erscheinen der letzten zusammenfassenden Darstellungen<sup>1)</sup> über diesen Gegenstand sind sehr wesentliche Fortschritte erzielt.

**I. Natur der durchdringenden Höhenstrahlung.** Bis vor kurzem war man noch allgemein geneigt, die durchdringende Höhenstrahlung als Ultra- $\gamma$ -Strahlung zu betrachten. Nach den Versuchen von Bothe und Kolhörster<sup>2)</sup> ist die Möglichkeit einer Korpuskularstrahlung wieder mehr in den Vordergrund gerückt. Bothe und Kolhörster untersuchten die Höhenstrahlung mit Hilfe des Elektronenzählrohres nach Geiger und Müller<sup>3)</sup>. Dies besteht aus einem Metallrohr, das durch zwei isolierende Stopfen verschlossen ist, und in dem ein Draht mit einer dünnen Isolierhaut (z. B. Oxydschicht) axial gespannt ist. Die Dimensionen des Rohres variieren: Durchmesser etwa  $\frac{1}{2}$  bis 3 cm; Länge 1 oder mehrere Dezimeter. An Draht und Rohr wird eine Spannung gelegt, die über der Durchbruchsspannung bei blankem Draht ohne Isolierschicht liegt. Wird durch eine äußere Strahlung aus dem Metallmantel ein Sekundärelektron ausgelöst, so erfolgt eine Entladung, die aber sofort wieder durch die Wirkung der Isolierhaut in einer bisher noch nicht genügend geklärten Weise abgebremst wird. Es gelingt so, für jedes im Metallrohr ausgelöste Elektron in der Registriervorrichtung einen Impuls zu erhalten. Als auslösende Strahlung wirkt außer der Höhenstrahlung die  $\gamma$ -Strahlung der radioaktiven Beimengungen in der Umgebung (Rohrwände, Luft, Boden, Zimmerwände).

Zur Trennung beider wird meistens die Koinzidenzmethode benutzt, d. h. es wird die Anzahl der gleichzeitigen Impulse gezählt, die von zwei benachbarten, aber getrennt aufgestellten Zählrohren verursacht werden. Als gleichzeitig werden Impulse bezeichnet, die innerhalb 0.01 sec erfolgen. Als Ursache solcher Koinzidenzen neben den anderen zeitlich verschiedenen Impulsen der beiden

Zählrohre wird ein durch die primäre Strahlung ausgelöstes Elektron hoher Geschwindigkeit angesehen, das beide Zählrohre durchsetzt. Nach einem Vortrag des Herrn Bothe, gelegentlich der Physikalischen Vortragswoche an der Eidgen. Techn. Hochschule in Zürich im Juli dieses Jahres, zeigten sich bei Versuchen im Staßfurter Steinsalzwerk bei einer Reststrahlung von 5.5 Impulsen pro Minute in jedem der beiden Zählrohre überhaupt keine Koinzidenzen mehr. Elektronen, die durch die sehr kurzwelligen RaC- $\gamma$ -Strahlen ausgelöst werden, veranlassen nach Bothe und Kolhörster gleichfalls Koinzidenzen in benachbarten Zählrohren. Beim Einschalten dünner Al-Folien bis zu 1 mm Dicke als Absorber zwischen die Zählrohre nimmt die Koinzidenzzahl ab, und zwar so, wie es das bekannte Durchdringungsvermögen solcher Sekundärelektronen verlangt. Die Messungen mit Höhenstrahlung als Primärstrahlung ergaben, daß beim Zwischenschalten eines 4.1 cm dicken Goldblockes noch keine merkliche Abnahme der Anzahl der Koinzidenzen eintritt, wenn (bei Beobachtungen im Erdgeschoß) nur der durch 100 cm Beton + Panzer von 6 cm Pb + 5 cm Fe stark gefilterte harte Anteil der Höhenstrahlung als Strahlungsquelle dient. Wird jedoch im Freien die durch die Luft und Rohrwand nur schwach gefilterte Höhenstrahlung untersucht, so ergibt sich aus der Abnahme

der Koinzidenzzahl ein Absorptionskoeffizient  $\frac{\mu}{\rho} = (3.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ,

der nicht wesentlich von demjenigen abweicht, der mit Ionisationskammern für die Höhenstrahlung selbst gemessen wurde. Es zeigen also die durch die Höhenstrahlung ausgelösten Sekundärelektronen annähernd das gleiche Durchdringungsvermögen, wie die Primärstrahlung, so daß nach Bothe und Kolhörster kein Grund vorliegt, die durchdringende Höhenstrahlung nicht selbst als Korpuskularstrahlung zu betrachten. Die Autoren kommen zu dem Schlusse, „daß die Höhenstrahlung, wenigstens soweit sie sich in den bisher beobachteten Erscheinungen äußert, keine  $\gamma$ -Strahlung, sondern eine Korpuskularstrahlung ist“. Von Bothe und Kolhörster wurde mit der Koinzidenzmethode auch die Richtung der Höhenstrahlung untersucht, bei Anordnung der Zählrohre vertikal übereinander ergab sich etwa die dreifache Anzahl von Koinzidenzen, wie bei horizontaler Aufstellung nebeneinander. Der Hauptanteil der Strahlung kommt also von oben.

Zur Ansicht, daß durch die Höhenstrahlung Elektronen mit extrem hoher Geschwindigkeit ausgelöst werden, kommt Skobelzyn<sup>4)</sup>. Zur Untersuchung von Comptonelektronen, die durch Ra- $\gamma$ -Strahlen ausgelöst werden, wurden 613 Wilsonaufnahmen in einem magnetischen Felde von 1500 Gauß gemacht. Unter diesen fanden sich 32 „geradlinige“ Elektronenbahnen, die nicht von der bekannten  $\gamma$ -Strahlquelle verursacht sein konnten. Die Ionisierungsstärke dieser  $\beta$ -Strahlen außerordentlich hoher Geschwindigkeit (die Elektronen wurden in einem Felde von 1500 Gauß nicht merklich abgelenkt) wird auf ungefähr 1  $J$  geschätzt. Die Schätzung erfolgt durch Vergleich mit der bekannten Wirkung der  $\gamma$ -Strahlung des RaC. Das entspricht der Größenordnung nach der Ionisierung durch durchdringende Höhenstrahlung im Meeresniveau. Die Ge-

schwindigkeit dieser Elektronen muß nach Skobelzyn in den weitaus meisten Fällen mindestens  $15 \cdot 10^6$  Volt entsprechen. Da es sich um stereoskopische Aufnahmen handelt, konnte auch die Richtungsverteilung untersucht werden. Die vertikale Richtung erscheint bevorzugt. Besonders bemerkenswert ist folgendes: Unter 27 Aufnahmen mit „geradlinigen“ Bahnen findet sich dreimal der Fall, daß zwei- und einmal sogar drei dieser Bahnen von derselben Stelle außerhalb der Nebelkammer auszugehen scheinen und sie innerhalb von 0.02 bis 0.03 sec, das ist die Zeit, in der die Nebelkammer wirksam ist, durchsetzen. In einer neuen Arbeit von Auger und Skobelzyn<sup>5)</sup> wird diese Erscheinung durch den Comptoneffekt erklärt: Im Falle einer äußerst harten  $\gamma$ -Strahlung bleiben sowohl das gestreute Quant, als auch das Elektron in Richtung des primären Strahls, so daß bei Wiederholung des Streuprozesses schon zwei Elektronen in fast gleicher Richtung fliegen. Eine  $\beta$ -Strahlung als Primärstrahlung könne das relativ häufige Vorkommen solcher Mehrfachbahnen in Richtung des Primärstrahls nicht erklären. Die Wahrscheinlichkeit der Auslösung eines Sekundärelektrons in Richtung des Primärstrahls ist für  $\beta$ -Strahlung wesentlich geringer als für  $\gamma$ -Strahlung. Daher schließen Auger und Skobelzyn im Gegensatz zu Bothe und Kolhörster auf eine  $\gamma$ -Natur der Höhenstrahlung.

Rein theoretische Überlegungen führen A. K. Das<sup>6)</sup> zu der Ansicht, daß, im Falle einer korpuskularen Natur der Höhenstrahlung, diese nur aus Wasserstoffkernen von etwa 0.7 der Lichtgeschwindigkeit bestehen könne.

**II. Absorption.** Messungen von E. Regener<sup>7)</sup> ergaben einen noch viel härteren Anteil der durchdringenden Höhenstrahlung, als bisher bekannt war. Regener maß die Abnahme der Ionisation in einer Stahlbombe von 1 cm Wandstärke beim Versenken in den Bodensee bis zu 230 m Wassertiefe und fand von 78 m Tiefe an bis 230 m nur noch eine äußerst harte Komponente der Strahlung vor, die einem Absorptionskoeffizienten  $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  entspricht. Für den Fall, daß man die Formel von Klein-Nishina anwenden darf, ergibt sich nach Regener die Wellenlänge der zugeordneten  $\gamma$ -Strahlung zu  $0.6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ . Ein Elektron, das von außen kommend die Atmosphäre und außerdem noch 230 m Wasser durchsetzen soll, müßte also eine Geschwindigkeit besitzen, die rund  $2.4 \cdot 10^{10}$  Volt entspricht.

Eine Theorie der Absorption, die besonders die beobachteten Erscheinungen beim Übergang von einem Absorptionsmaterial zu einem anderen mit sehr verschiedener Dichte erklärt<sup>8)</sup>, ist für äußerst harte  $\gamma$ -Strahlung von Millikan<sup>9)</sup> und Hoffmann<sup>10)</sup> ausgearbeitet worden. Von E. Steinke<sup>16)</sup> und Myssowki und Tuwim<sup>8)</sup> wird dieser Gegenstand theoretisch und experimentell eingehend behandelt. Hoffmann hat beim Einfügen eines 12 cm starken Aluminiumpanzers in einen 20 cm starken Bleipanzer eine Erhöhung der Ionisation gemessen, die er durch weiche Streustrahlung erklärt, die im Aluminium entsteht. Auch Messungen von Geiger mit einem Elektronenzählrohr, dessen Wandung zur Hälfte aus Blei, zur Hälfte aus Aluminium bestand, zeigten eine Zunahme der

Zahl der Impulse um etwa 6 bis 7 Proz. (die Absorption in der Bleihälfte des Zählrohrs ist hiergegen gering), wenn die Aluminiumhälfte oben war und zwar nur, wenn die weichen Anteile der durchdringenden Höhenstrahlung noch vorhanden waren (nach einem Vortrag von Herrn Geiger in Zürich). Wie sich der Absorptionsvorgang bei einer Korpuskularstrahlung mit dem Durchdringungsvermögen der Höhenstrahlung abspielt, ist bisher nicht geklärt.

An Hand des aus längeren Meßreihen mit der Hoffmannschen Apparatur in Muottas Muraigl gewonnenen Materials<sup>11)</sup> wird von F. Lindholm der Barometereffekt näher untersucht<sup>12)</sup>. Die sehr empfindliche Hoffmannsche Apparatur besteht aus einer Ionisationskammer aus Stahl von etwa 1 cm Wandstärke und 50 Liter Inhalt, mit besonders geformten Elektroden, die eine niedrige Sättigungsspannung gestatten. Der mittlere Wert des Ionisationsstromes wird durch einen konstanten Strom kompensiert und die verbleibenden Schwankungen des Ionisationsstromes mit einem Hoffmannschen Quantenelektrometer registriert. Der Ionisationsstrom wird hierzu der einen Belegung einer Kapazität (etwa 1000 cm) zugeführt, der anderen ein gleich großer Kompensationsstrom aus einer Batterie. Dieser wird von einem Schleifkontakt, welcher automatisch auf einer Widerstandswalze entlang fährt, abgenommen. Die aus dem Barometereffekt abgeleiteten Werte für den Absorptionskoeffizienten  $\frac{\mu}{\rho}$  sind für die einzelnen Beobachtungsperioden verschieden. Sie liegen zwischen 5.3 und  $2.2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

Für die einzelnen Beobachtungsperioden zeigen sich deutlich starke Unterschiede; die Schwächung, welche die Ionisation durch eine gleiche Druckzunahme (gleiche zusätzliche absorbierende Masse) erfährt, ist im Winter etwas größer als im Sommer. Lindholm schließt daraus, daß es nicht nur auf die zusätzliche absorbierende Luftmasse ankomme, sondern auch auf die „Verteilung innerhalb der Masse“.

(Siehe Tabelle S. 157/158.)

**III. Zeitliche Änderungen.** A. Sternzeitperiode. Schwankungen der Intensität der durchdringenden Höhenstrahlung sind von allen Autoren beobachtet worden, doch gehen die Angaben über die Größe der Schwankungen und ihren zeitlichen Verlauf noch sehr weit auseinander. Eine sternzeitliche Periode der Art, wie sie von Kolhörster und von Salis zuerst beobachtet wurde, ist nur dann gefunden worden, wenn mit der Kolhörsterschen Apparatur ohne Panzerung in großen Seehöhen gearbeitet wurde, und auch dann nicht von allen Beobachtern. Eine ausführliche Arbeit von A. Corlin<sup>13)</sup> behandelt statistisch die bis Ende 1927 von den verschiedensten Autoren gemessenen Werte. Corlin kommt darin zum Schlusse, daß eine sternzeitliche Periode vorhanden sei.

Zur weiteren Untersuchung dieser Frage konnte ich in Fortsetzung der Büttnerschen Arbeiten, Registrierungen mit der Kolhörsterschen Apparatur (Eigenstrahlung im Salzbergwerk 1.10 J) in verschiedenen Seehöhen (Göttingen

270 m, Alpen 3370 m) vornehmen. Eine tägliche Schwankung konnte festgestellt werden. Ihre Amplitude in Prozent des mittleren Wertes der Höhenstrahlung betrug in 270 m Höhe im Pb-Panzer von 8.8 cm 23 Proz.; ohne Panzer dagegen nur 13 Proz.; in 3370 m Höhe auf einem Gletscher ohne Panzer 21 Proz.; im Eis, allseitig umschlossen von mindestens 300 cm Wandstärke 13 Proz. Ob diese Schwankungen oder ein Teil derselben nach Ortszeit oder Sternzeit abläuft, konnte aus diesen Messungen noch nicht entschieden werden.

Eine große Reihe neuer Beobachtungen, welche mit verbesserten Methoden über jeweils mehrere Wochen geführt wurden, konnten keine Abhängigkeit der Schwankungen von der Sternzeit aufweisen. So haben Hess und Mathias<sup>14)</sup> auf dem Sonnblick (3100 m) und in Tirol aus Registrierbeobachtungen mit der Kolhörsterschen Anordnung in 7.2 cm starken Fe-Panzer keine sternzeitliche Periode gefunden. J. Clay<sup>15)</sup>, der mit Kolhörster-Ionisationskammern in Bandoeng auf Java gemessen hat, fand ebenfalls keine Abhängigkeit der Schwankungen von der Sternzeit, zu dem gleichen Ergebnis führen sehr sorgfältige und genaue Messungen von Hoffmann und Lindholm<sup>11) 12)</sup> mit der Hoffmannschen Apparatur in Muottas Muraigl (2456 m). Neue Messungen von Geiger (Vortrag, Zürich) mit drei Zählrohren über drei Tage ergaben bei starker Panzerung keine Schwankungen, sondern eine sehr gute Konstanz der Zahl der Impulse pro Viertelstunde.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß die Frage nach einer sternzeitlichen Periode der Intensitätsschwankungen der durchdringenden Höhenstrahlung noch nicht vollständig geklärt ist, es scheint jedoch nach den bisherigen Ergebnissen einigermaßen gesichert zu sein, daß der harte Anteil keine derartige Periode aufweist.

B. Zeitliche Änderungen anderer Art. Die Beziehungen der Intensität der Höhenstrahlung zu meteorologischen Faktoren sind bei den Messungen in Muottas Muraigl im Pb-Panzer, der nach oben offen war, untersucht worden<sup>11) 12)</sup>, dabei ergab sich eine tägliche Periode mit einem Minimum in den frühen Morgenstunden (4 bis 5<sup>h</sup>) und einem Maximum am Nachmittag (16<sup>h</sup>) bei einer maximalen Amplitude von etwa 2 Proz.; außerdem eine jährliche Periode von etwa 3 Proz. maximaler Amplitude (Maximum im Winter, Minimum im Sommer). Zur Sicherung dieser Beobachtungen soll jedoch noch weiteres Material gewonnen werden. Der Barometereffekt ist, wie schon erwähnt, im Winter größer als im Sommer, er beträgt im Mittel 5 Proz. für 10 mm Hg, und 4.3 Proz. für 10 mm Hg bei allseitiger Panzerung mit 10 cm Blei. Während eines Gewitters, das von einem Hagelschauer begleitet war, zeigte sich — auch nach Reduktion auf konstanten Luftdruck — eine starke Zunahme der Ionisation. Bezüglich einiger anderer meteorologischer Zusammenhänge, zu deren Sicherung aber noch weiteres Material nötig erscheint, sei auf die zitierten Arbeiten<sup>11) 12)</sup> verwiesen.

Es zeigte sich in den Registrierkurven der Hoffmannschen Apparatur immer eine gewisse kleine allgemeine Unruhe, die hin und wieder von ein-

zelen größeren Ionisationsstößen überlagert wurde. Zur Klärung dieser Erscheinungen stellte Hoffmann zwei seiner Apparate nebeneinander auf, deren Ionisationsströme durch die gleiche Walze kompensiert wurden. Über die ersten Ergebnisse mit dieser Anordnung berichtete Hoffmann auf der Züricher Tagung. Die Unruhe verschwand erst bei einer Aufstellung im Staßfurter Steinsalzbergwerk, die vor jeglicher Strahlung geschützt war. Bei Bestrahlung mit Ra- $\gamma$ -Strahlen zeigte sich dort wieder eine gewisse Unruhe, nach Hoffmann ist die Ursache hierfür im Ionisationsvorgang selbst zu suchen. Die erwähnten vereinzelt Ionisationsstöße traten nicht gleichzeitig in beiden Apparaten auf. Nach Hoffmann besteht vielleicht die Möglichkeit, diese Stöße durch Atomzertrümmerung und dadurch entstandene H-Strahlen in der Ionisationskammer selbst zu erklären. Die Versuche sind noch nicht abgeschlossen.

Eine deutliche Abhängigkeit der Intensität der Höhenstrahlung von der Ortszeit in enger Verbindung mit anderen luftelektrischen Elementen (Potentialgefälle, Leitfähigkeit, Erdladung) ist von J. Clay auf Java beobachtet worden<sup>15)</sup>. Ein Minimum der Ionisation findet sich um 8<sup>h</sup> Ortszeit, ein sehr schwaches Maximum um etwa 18 bis 19<sup>h</sup>. Die Amplitude des Minimums ist ohne Panzerung etwa 15 Proz. (Mittelwert etwa 1.5 *J*), bei Aufstellung des Apparates zwischen zwei Bleiwänden bis zu 80 Proz. (Mittelwert 0.4 bis 0.5 *J*). J. Clay findet auch eine Abhängigkeit der Intensität von der geographischen Breite. Auf einer Reise von Leiden (52° nördl. Breite) bis Batavia (6° südl. Breite) sind von ihm in einem 8 cm starken Bleipanzer

In Leiden . . . . .	1.49 <i>J</i>
„ der Straße von Messina . . . . .	1.25 „
Zwischen Messina und Port Said . . . . .	0.97 „
„ Singapore und Batavia . . . . .	0.82 „

und neun Zwischenwerte gemessen worden. Millikan und Cameron<sup>9)</sup> konnten keine Abhängigkeit von der Breite feststellen. Clay vermutet, daß die Ursache der zeitlichen und örtlichen Änderung der durchdringenden Höhenstrahlung ihren Sitz in der oberen Atmosphäre habe. Nach einer Mitteilung von Bothe auf der Tagung in Zürich besteht neuerdings die Absicht, mit Zählrohren eine genaue Untersuchung über eine Abhängigkeit von der magnetischen Breite zu unternehmen. Falls die Höhenstrahlung eine Korpuskularstrahlung ist, wie Bothe und Kolhörster annehmen, so müßte sich der ablenkende Einfluß des erdmagnetischen Kraftfeldes trotz seiner geringen Stärke (in bezug auf die extrem hohe Geschwindigkeit der Korpuskeln) doch wegen seiner großen Ausdehnung bemerkbar machen, ebenso wie beim Polarlicht.

Die bisher gemessene Intensität der Höhenstrahlung reicht, falls sie aus Elektronen besteht, bei weitem nicht zur Deckung der Zerstreung der negativen Oberflächenladung der Erde infolge des luftelektrischen Vertikalleitungsstromes aus; noch weniger zur Erklärung des endlichen Wertes des Ringintegrals der erdmagnetischen Kraft.



Tabelle der scheinbaren Massenabsorptionskoeffizienten der durchdringenden Höhenstrahlung.  
 Die Angaben bis zum Querstrich sind entnommen aus K. Büttner: „Die durchdringende Strahlung“. Handbuch der Experimentalphysik (Wien-Harms) **25**, 1 (Geophysik), 503.

Es bedeutet  $J$  die Intensität der Strahlung vor dem Eintritt in den Absorber,  $\downarrow$  = Annahme senkrecht von oben kommender Strahlung;  $\swarrow$  = Annahme allseitig einfallender Strahlung.

Höhe in km	$J$	Richtung	$\mu/(\rho \cdot 10^3)$	Gemessen von	Berechnet von	Bemerkungen
9.3-0	-	$\downarrow$	5.8	{ Kolhörster [Hess, v. Schweidler Büttner, Clay]	R. Seeliger	Abb. d. Naturf. Gesellsch. Halle, Nr. 4, 1914. Elster-Geitel-Festschrift 1915, S. 411. München. Ber. 1918, S. 1.
9.3-0	-	$\swarrow$	3.8	"	Linke	Meteorol. Zeitschr. <b>33</b> , 157 u. 510 (1916).
[9.3-0	-	-	3.6	"	Millikan	(Millikan u. Otis: Phys. Rev. <b>27</b> , 645 (1926). Millikan u. Cameron: ebenda <b>28</b> , 851 (1926). Barometereffekt, Zeitschr. f. Phys. <b>45</b> , 588 (1927). ebenda <b>39</b> , 146 (1926). ebenda <b>42</b> , 570 (1927).
4.5-0	-	$\swarrow$	2.5-1.5	Millikan	Millikan	
2.8	7.0	$\swarrow$	4	Büttner	-	
0	?	$\swarrow$	4	Myssowski u. Tuwim	-	
0	0.6	$\swarrow$	6.6	Steinke	-	
5.3-1.1	17.7	$\downarrow$	4.6	Wöleken	-	Flugzeug, 13. u. 14. Sept. 1928.
4.1-3.5	6.6	$\downarrow$	5.0	v. Salis	-	Zeitschr. f. Phys. <b>50</b> , 793 (1928). ( $J$ in 0.3 km Höhe = 1.0 $\bar{U}$ ) aus Pb-Fanzmessungen extrapoliert, = 1.75 $\bar{U}$ ) ohne Panzer, mit 8.8 cm Pb-Grundplatte direkt gemessen.
3.4-0.3	3.2	$\downarrow$	3.6 (I) 1.9 (II)	Wöleken	-	Wien. Ber. (2a) <b>5/6</b> , 327 (1928). Zeitschr. f. Phys. <b>48</b> , 647 (1928).
3.1-0.4	4.3	$\downarrow$	3.9	Hess u. Mathias	-	$\mu_{Pb} = 0.025 \text{ cm}^{-1}$ .
2.5-0	4.0	$\swarrow$	2.2	Steinke	-	$\mu_{Pb} = 0.043 \text{ cm}^{-1}$ . Ebenda.
2.5	4.0	$\swarrow$	3.8	"	-	
2.5	2.3 <sub>6</sub>	$\downarrow$	4.8	Hoffmann u. Lindholm	-	Barometereffekt, Gerl. Beitr. <b>20</b> , 12 (1928) u. <b>22</b> , 141 (1929). 2. bis 17. Jan. 1928.
2.5	2.3	$\downarrow$	3.2	"	-	ebenda. 18. bis 31. Jan. 1928.
2.5	2.4	$\downarrow$	5.4	"	-	28. Febr. bis 6. März 1928.
2.5	2.3	$\downarrow$	4.0	"	-	16. Juni bis 19. Juli 1928.
2.5	2.3	$\downarrow$	2.2	"	-	22. bis 28. Okt. 1928.
2.5	2.3	$\downarrow$	3.7	F. Lindholm	-	20. bis 30. Jan. u. 5. bis 8. Febr. 1929 nach brieflicher Mitteilung.
2.5	1.8	$\downarrow$	2.5	"	-	8. bis 17. Febr. 1929. 9 cm Pb allseitig nach briefl. Mittel.
0.3	2.3	$\downarrow$	4.3	Wöleken	-	Barometereffekt, 20 bis 26 Nov. 1927, ungepanzert, 10 cm Fe Grundplatte.
0	$\mu J$ pro mm Hg = 0.7 Proz.			Myssowski u. Tuwim	-	Zeitschr. f. Phys. <b>50</b> , 273 (1928).

Schirmsubstanz: Wasser, Eis.

Höhe km	J	Rich- tung	$\mu/q \cdot 10^3$	Bestimmung der Eigenstrahlung	Versenktiefe	Gemessen von	Bemerkungen
3.5	4.8	↘	2.7	Eishöhle	4.5-9.7 m Eis	Kolhörster u. v. Salis	Berlin. Ber. 1923, S. 375.
3.5	10.5	↘	3.4	Salzbergwerk u. Eishöhle mit Pb-Panzer	5.6 m "	Büttner	Zeitschr. f. Geophys. 8, 161 (1927).
2.8	7.2	↘	2.2		2-6.5 m "		
2.3	—	↘	1.6	Eishöhle	1.5-3 m "	Kolhörster u. v. Salis	Berlin. Ber. 1923, S. 375.
0	2	↘	2.2	5 m Wasser	1-5 m Wasser		
0	?	↘	3.6 ± 0.2	10 m "	2.5-10 m "	Myssowski u. Tuwim	Zeitschr. f. Phys. 35, 299 (1925); 86, 615 (1926).
0	?	↘	2.8 ± 0.2	10 m "	2.5-10 m "		
0	1.9	↘	2.4 ± 0.1	Salzbergwerk und 8.5 m Wasser	1-8.5 m "	Büttner	Zeitschr. f. Geophys. 8, 161 (1927).
4.5-0	—	↘	2.5-1.0	5-50 m Wasser	5-50 m "	Millikan	Phys. Rev. 28, 851 (1926); 81, 163 (1928); Nature 121, 19 (1928).

3.4	3.2	↘	2.6	Salzbergwerk	3 m Eis	Wölcken	September 1927, Gletscher im Montblanc-Gebiet.
3.1	4.3	↘	2.1	—	0-10 m "	Hess u. Mathias	Wiener Ber. (2a) 5/6, 327 (1928).
0	?	↘	0.30-0.31	aus der Absorptionskurve extrapoliert	32.4-78.6 m Wasser	Regener	Regener: Naturw. 17, 183 (1929).
0	?	↘	0.18	"	78.6-230.8 m "	"	Derselbe: ebenda.

Schirmsubstanz: Stoffe höherer Ordnungszahl.

Höhe km	Überlagernd außer Luft	J	$\mu/q \cdot 10^3$	Art der Panzerung	Ort	Gemessen von	Bemerkungen
5.5	—	14	9.5 ± 1.2	0-2 cm Pb alleseitig	Flugzeug	Büttner	Zeitschr. f. Geophys. 8, 236 (1927). Ebenda.
4.1	—	23	11 ± 2.7	"	"	"	"
4.0	—	12	13	"	"	Clay	Proc. Amsterd. 80, 1265 (1927).
3.5	—	10.5	12.4 ± 1	"	auf Gletscher	Büttner	Zeitschr. f. Geophys. 8, 161 (1927).
3.0	—	10	10	"	Flugzeug	Clay	Proc. Amsterd. 80, 1265 (1927).
2.8	—	7.2	9.0 ± 1.5	"	auf Gletscher	Büttner	Zeitschr. f. Geophys. 8, 161 (1927). Ebenda.
2.3	—	6.0	6.3 ± 2	"	Vertikalstrahlen	Steinke	Zeitschr. f. Phys. 42, 570 (1927).
0	—	1.9	6.2	"	im See	Büttner	Zeitschr. f. Geophys. 8, 161 (1927). Ebenda.
0	3.3 m H <sub>2</sub> O	3.6	7.1 ± 2	"	" im See	"	"
3.5	5.0 m H <sub>2</sub> O	1.9	5.0 ± 1	"	"	"	"
0	2-8 m H <sub>2</sub> O	1.9	2.7 ± 1	"	"	"	"
3.5	3 cm Pb	6.8	7.5	3-5 cm Pb alleseitig	auf Gletscher	"	"
0	20 cm Pb	1	0.5	20-60 cm Pb	Pb alleseitig	Steinke	Zeitschr. f. Geophys. 8, 161 (1927). Zeitschr. f. Phys. 42, 570 (1927).

3.1	—	6.4	8.0	7.2 cm Fe-Deckel in 7.2 cm Fe-Panzer eingefügt	Hochgebirge	Hess u. Mathias	Wiener Ber. (2a), S. 327 (1928).
0.4	—	1.9	4.5	Sternwarte Graz	"	Ebenda.	"
0	—	—	9.2 ± 0.5	0-50 cm Pb	↘	Myssowski u. Tuwim	Zeitschr. f. Phys. 50, 273 (1928).
0	—	—	3.6 ± 0.5	4.1 cm Au zwischen zwei Zählrohren	—	Bothe u. Kolhörster	Koinzidenzmethode, Naturw. 17, 271 (1929).
2.5 u. 0	Pb bzw. Fe	—	{ $\mu_1/\rho = 0.37$ $\mu_2/\rho = 4.4$ }	Richtungsmessungen in Pb- u. Fe-Panzern	Meeresniveau u. Hochgebirge	Steinke	Versuch der Darstellung durch zwei Komponenten, Zeitschr. f. Phys. 48, 647 (1928).
0.8	11 cm Pb	0.6	1.5	11-34 cm Pb alleseitig	Bandoeng, Java	Clay	unter Annahme $\nu$ aus von Clay angegebenen Worten gerechnet.
0.3	6.6 cm Pb	0.8	2.2	8.8 cm Pb unten, 6.6-8.8 cm Pb alleseitig	Holzhaus	Wölcken	Mai 1928.
0.3	6.6 cm Pb	0.6	1.4	Mauerwerk + 6.6-8.8 cm Pb alleseitig	Kellerraum	"	"
0	80 cm Pb	—	2.0 ± 0.2	> 80 cm Pb	↘	Myssowski u. Tuwim	Zeitschr. f. Phys. 50, 273 (1928).

### Literatur.

- 1) Neuere zusammenfassende Arbeiten: A. Wigand: Phys. Zeitschr. **25**, 445 (1924); W. Kolhörster: „Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre“. Probleme d. kosm. Phys. 1924; K. Büttner: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 153 (1926); St. Meyer und E. Schweidler: Radioaktivität 1927; V. F. Hess: „Die elektrische Leitfähigkeit in der Atmosphäre und ihre Ursachen“, 1926; G. Angenheister: „Atmosphärische Elektrizität“, Handbuch d. Physik (Geiger-Scheel) Bd. XIV, Kap. 9; R. A. Millikan: Nature **121**, 19 (1928); H. Benndorf und V. F. Hess: Kapitel Lufterlektrizität in Müller-Pouillet's Lehrbuch d. Physik, Bd. V, 1, Physik der Erde, S. 572 (1928); K. Büttner: „Die durchdringende Strahlung“ im Handbuch d. Experimentalphysik (Wien-Harms), Bd. 25, Geophysik, 1. Teil, S. 479 (1928); W. Kolhörster: Naturw. **17**, 17, 279 (1929).
- 2) W. Kolhörster: Ebenda **16**, 1044 (1928); W. Bothe und W. Kolhörster: Naturw. **16**, 1045 (1928) und **17**, 271 (1929).
- 3) Geiger und Müller: Phys. Zeitschr. **29**, 839 (1928).
- 4) Skobelzyn: Zeitschr. f. Phys. **54**, 686 (1929).
- 5) Auger und Skobelzyn: C. R. Séance du tier Juillet, p. 55 (1929).
- 6) A. K. Das: Naturw. **17**, 543 (1929).
- 7) E. Regener: Ebenda, S. 183.
- 8) Myssowski und Tuwim: Zeitschr. f. Phys. **50**, 273 (1928).
- 9) R. A. Millikan: Phys. Rev. **28**, 851 (1926).
- 10) G. Hoffmann: Ann. d. Phys. **82**, 415 (1927).
- 11) Derselbe und F. Lindholm: Gerl. Beitr. **20**, 12 (1928).
- 12) F. Lindholm: Ebenda **22**, 141 (1929).
- 13) A. Corlin: Zeitschr. f. Phys. **50**, 808 (1928).
- 14) V. F. Hess und O. Mathias: Wiener Ber. (2a) Nr. 5/6, S. 327 (1928).
- 15) J. Clay: Koninkl. Akad. Amsterd. Proc. Vol. XXX, 9/10, 1927; XXXI, 10, 1928.
- 16) E. Steinke, Zeitschr. f. Phys. **48**, 647 (1928).
- 17) G. v. Salis: Ebenda **50**, 793 (1928).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juli 1929.

## Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen.

Durchgeführt vom **Geophysikalischen Institut**  
der **Universität Göttingen** (1925—1929). **E. Wiechert**†. (Mit zwei Abbildungen.)

Zu den von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft unterstützten Arbeiten gehörig.

Im nachfolgenden ist das gesamte Material über seismische Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen aus der Zeit von 1925 bis Anfang 1929 zur Aufstellung der Laufzeitkurve der ersten Einsätze verwendet. Die Organisation dieser Arbeiten wurde von Geheimrat Wiechert unternommen zum Zwecke des Studiums der obersten Erdrinde; ihre Durchführung wurde durch die weitgehende Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften ermöglicht. In zwei Veröffentlichungen (Untersuchungen der Erdrinde mit dem Seismometer unter Benutzung künstlicher Erdbeben; Nachricht. d. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen, Mathem.-Physikal. Klasse, 1923. — Untersuchung der Erdrinde mit Hilfe von Sprengungen; Geolog. Rundschau, Bd. 17, Heft 5, 1926) und auf der Tagung der Geophysikalischen Gesellschaft in Düsseldorf 1926 hat Wiechert bereits über den damaligen Stand dieser Arbeiten berichtet. Seine Erkrankung hinderte ihn, sie selbst zum Abschluß zu bringen. Nach seinem Tode wurden diese Beobachtungen fortgesetzt. Das von 1925 bis Anfang 1929 gesammelte

Tabelle 1.

Stationen Sprengort—Beobachtungsort	Ent- fernung $\Delta$ km	Laufzeiten			$P_2 - P_3$ sec
		$P_1$ sec	$P_2$ sec	$P_3$ sec	
* 1. Steinau—Breitenbach . . . . .	4.8	0.9			
* 2. Treysa (Landsburg bei Schlier- bach)—Todenhausen . . . . .	5.95	3.5	1.76		
* 3. Gräfenburg—Elliehausen . . . . .	6.6	1.9			
* 4. Treysa (Landsburg bei Schlier- bach)—Marienrode . . . . .	9.25		2.39		
* 5. Elgershausen—Ehrsten . . . . .	12.1		2.91		
* 6. Steinau—Kauppen . . . . .	12.7	2.3			
7. Hoher Hagen—Göttingen . . . . .	16.0	4.5	3.9		
* 8. Elgershausen—Schachten . . . . .	16.3		3.62		
9. Elgershausen—Immenhausen . . . . .	19.5		4.5		
* 10. Elgershausen—Göttingen . . . . .	50.2		9.8		
11. Holzhausen—Göttingen . . . . .	52.3		9.9		
12. Großenritte—Göttingen . . . . .	53.5		10.5		
13. Oberaula—Göttingen . . . . .	82.5		14.7	14.0	0.7
* 14. Treysa (Landsburg bei Schlier- bach)—Göttingen . . . . .	83.25		15.02	14.5	etwa 0.5
15. Großenritte—Grund . . . . .	88.3		15.8		
* 16. Steinau—Kammerbach . . . . .	105.8		18.7	17.7	1.0—1.1
* 17. Immenreuth—Jena . . . . .	112.0		20.6	19.2	1.4
18. Seiferts—Göttingen . . . . .	112.5		20.57	19.3	1.3
19. Großenritte—Büchenberg . . . . .	116.5		20.6	19.8	> 0.8
20. Bischofsheim—Göttingen . . . . .	123.3				1.0
* 21. Steinau—Göttingen . . . . .	137.4		24.6		
22. Morlesau—Göttingen . . . . .	157.5		27.7	25.8	1.9
23. Jüterbog—Göttingen . . . . .	215.0		37.2		
24. Seiferts—Flechtingen . . . . .	217.1		35.9		
* 25. Immenreuth—Göttingen . . . . .	229.5		39.3	35.8	3.5

Kurze Bemerkungen über den Untergrund am Spreng- und Beobachtungsort.

Sprengort	Beobachtungsort
1. Basalt auf Buntsandstein	Basalt (auf Buntsandstein)
2. Basalt auf Buntsandstein	Basalt auf Tertiär
3. Basalt auf Buntsandstein	Muschelkalk
4. Basalt auf Buntsandstein	Basalt auf Tertiär
5. Basalt auf Tertiär	Buntsandstein
6. Basalt auf Buntsandstein	Basalt (auf Buntsandstein)
7. Basalt auf Muschelkalk	Muschelkalk
8. Basalt auf Tertiär	Buntsandstein
9. Basalt auf Tertiär	Buntsandstein
10. Basalt auf Tertiär	Muschelkalk
11. Basalt auf Tertiär	Muschelkalk
12. Basalt auf Tertiär	Muschelkalk
13. Basalt auf Buntsandstein	Muschelkalk
14. Basalt auf Buntsandstein	Muschelkalk
15. Basalt auf Tertiär	Karbon
16. Basalt auf Buntsandstein	Zechstein
17. Basalt auf Keuper	Buntsandstein
18. Basalt auf Buntsandstein	Muschelkalk
19. Basalt auf Tertiär	Devon
20. Basalt auf Buntsandstein	Muschelkalk
21. Basalt auf Buntsandstein	Muschelkalk
22. Basalt auf Muschelkalk	Muschelkalk
23. Diluvium	Muschelkalk
24. Basalt auf Buntsandstein	Porphyry
25. Basalt auf Keuper	Muschelkalk

Material folgt hier. Die mit \* versehenen Daten entstammen Beobachtungen, die nach seinem Tode angestellt wurden\*). Die benutzten Instrumente sind von Geheimrat Wiechert gebaut. Bei der weiteren Durchführung der Arbeiten wurden sie teilweise nach den gewonnenen Erfahrungen von B. Brockamp geändert und ergänzt.

An der Beobachtung der Sprengungen beteiligten sich unter Wiecherts Leitung die Herren: Prof. Dr. Angenheister, Mechaniker Berbig, Dr. Brand, cand. Brockamp, Dr. Büttner, cand. Gerecke, Dr. Jung, Dr. Kantzenbach, cand. Korte, Dr. Krumbach, Dr. Kühnhold, Mechaniker Lenke, Dr. Lotze, Dr. Mothes, Dr. Rellensmann, Dr. Röpke, Dr. Schminke, Dr. Schnell, Dr. Trappe, cand. Wölcken.

Nach dem Tode von Herrn Geheimrat Wiechert nahmen an den Beobachtungen teil: Mechaniker Berbig, cand. Brockamp, cand. Korte, Mechaniker Lenke, stud. Massmeyer, Dr. Mothes, Mechaniker Riehn, Mechaniker Roth, Dr. Schnell, Dr. Witte, cand. Wölcken. Die Organisation der Arbeiten lag nach dem Tode von Geheimrat Wiechert in Händen von B. Brockamp. Die vorstehende Zusammenstellung des Materials wurde von B. Brockamp und K. Wölcken besorgt.

Für die geologischen Bemerkungen an der Sprengstelle bedeutet „Basalt auf Buntsandstein“, daß in der Nähe des Basalts Buntsandstein auftritt. Da unsere Untersuchungen sich nicht auf die unmittelbare Nähe des Sprengortes erstrecken, ist der den Basalt häufig umgebende tertiäre Saum (Sande usw.), dem dann der Basalt vielfach unmittelbar aufliegt, wegen seiner meistens geringen Ausdehnung in der Aufführung nicht berücksichtigt.

Bei der Angabe der Laufzeit wurde die Genauigkeit jeder einzelnen Beobachtung (Schärfe des Einsatzes, Zeitdienst) in der Weise berücksichtigt, daß die auf die zweite Dezimale angegebenen Zeiten auf  $\pm 0.03$  sec, die auf die erste Dezimale angegebenen auf  $\pm 0.2$  sec sicher sind.

In Fig. 1 sind an Hand des Beobachtungsmaterials die Laufzeitkurven für verschiedene zusammengehörige Wellen gezeichnet. Die obere „Gerade“ stellt die Laufzeitkurve für die longitudinalen Wellen  $P_2$ , die den größten Teil ihres Weges durch das „Grundgebirge“ zurückgelegt haben, dar; diese wird von einer flacher verlaufenden „Geraden“  $P_3$  geschnitten. Sie gehört zu longitudinalen Wellen, die mit höherer Geschwindigkeit als  $P_2$  durch eine Schicht unter dem „Grundgebirge“ laufen. In Fig. 1a sind in größerem Maßstabe die Laufzeitkurven für kleinere Entfernungen bis 20 km zur Bestimmung der Tiefenlage des „Grundgebirges“ gezeichnet. Hier bedeuten  $P_1$  die nur durch das Deckgebirge gelaufenen Wellen,  $P_2$  wie oben die auch durch das „Grundgebirge“ gelaufenen. Wie der Vergleich von Fig. 1a mit Fig. 1 zeigt, ist  $P_3$  in Fig. 1a identisch mit dem Teil von  $P_2$  in Fig. 1, der zwischen  $\mathcal{A} = 0$  und  $\mathcal{A} = 20$  km liegt.

Im folgenden werden diese Laufzeitkurven als „Göttinger Laufzeitkurven aus Sprengungen“ bezeichnet werden.

\*) Nr. 17 nach Aufzeichnungen des 17-Tonnen-Horizontalseismographen in Jena.

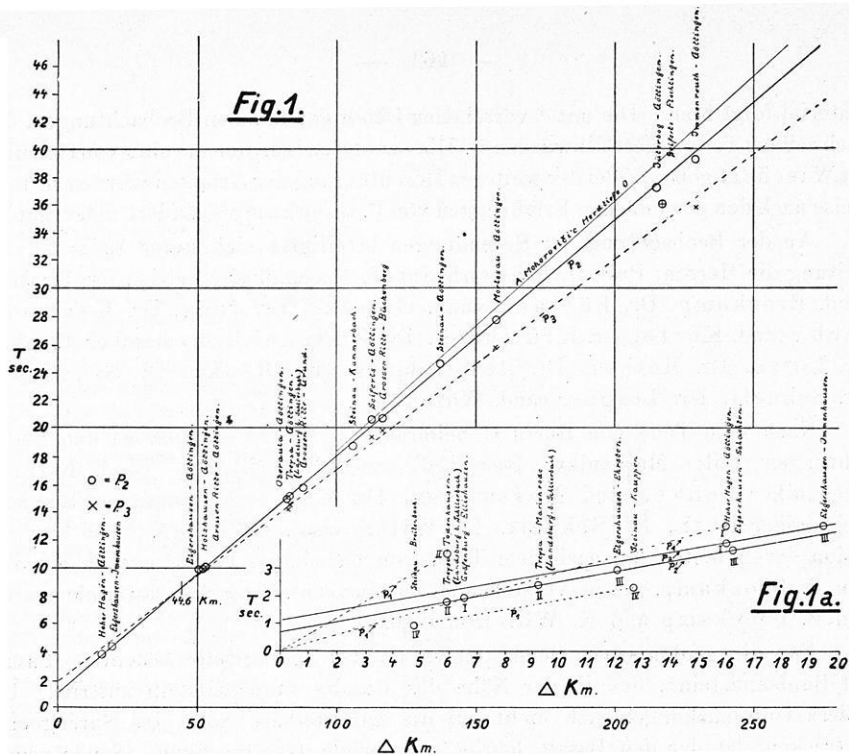


Fig. 1 und 1a. Göttinger Laufzeitkurven aus Sprengungen.



Fig. 2.

## Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen.

(Gehörig zu den „Forschungsarbeiten über Sprengungen,  
unterstützt von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft“.)

Von **B. Brockamp** und **K. Wöleken**. — (Mit drei Abbildungen).

Es werden die Göttinger Laufzeitkurven für longitudinale Wellen erörtert, die Geschwindigkeiten dieser Wellen in einigen Schichten berechnet und die Tiefe dieser Schichten angegeben.

**I. Apparatur.** Für den Zeitdienst bei den Beobachtungen der Sprengungen wurden Lautsprechersysteme verwendet. Die Bewegung der Feder im Magnetfeld des Lautsprechers wurde auf einen Spiegel übertragen, so daß die von einem Sender gegebenen Zeichen photographisch aufgezeichnet wurden [B. Brockamp: Zeitschr. f. Geophys., Heft 7/8, S. 404 (1928)]. Die Festlegung des Sprengmoments erfolgt nach Möglichkeit so, daß durch die Explosion der Sprengmasse der Ruhestrom in einem Kabel unterbrochen wird. Hierdurch schnellte eine mit einem Spiegelchen versehene Feder, die vorher von einem kleinen Elektromagnet angezogen wurde, zurück. Diese Ablenkung erfolgt so schnell, daß die Verzögerung bei der für unsere Untersuchungen erforderlichen Genauigkeit nicht berücksichtigt zu werden braucht. Des weiteren befindet sich an der Sprengstation immer ein kleines Vertikalseismometer. In den Fällen, in denen wir die Ablenkung nicht durch den Schuß legen können, erfolgt die Bestimmung des Sprengmoments auf Grund der Angaben dieses Seismometers und der jeweiligen Entfernung vom Sprengherd (meist etwa 100 m).

Es standen an Apparaten zur Verfügung:

1. Am Sprengort: Ablenkung, 1 kleines Vertikaltorsionsseismometer, 1 neugebautes kleines Horizontaltorsionsseismometer (Vergrößerung  $V$  variabel von etwa 300 bis 1000).

2. An den näheren Feldstationen bis 20 km: 1 Vertikalseismometer,  $V$  etwa 40 000; 1 Vertikalseismometer,  $V$  etwa 50 000; 1 Horizontalseismometer,  $V$  etwa 50 000.

3. In Göttingen und für weit entfernte Feldstationen. 17 000-kg-Horizontalpendel (mit optischer Registrierung,  $V$  etwa 20 000 bis 40 000); 1 Vertikalseismometer,  $V$  bis 2 Mill.; 1 Vertikalseismometer,  $V$  etwa 500 000.

Lichtschreiber: Für die Sprengstelle mit einer Registriergeschwindigkeit von 7 cm/sec, für die übrigen Stationen mit einer Registriergeschwindigkeit von 3 cm/sec.

Alle Stationen sind mit Radioempfangsanlagen für die Zeitübertragung versehen. Im Institut befindet sich eine Sendeanlage; bei größeren Entfernungen konnten wir andere, stärkere Sender benutzen. Sicherheitshalber hat jede Station

noch ein Chronometer zur Verfügung. Genauigkeit der Zeitangabe bei drahtlosem Zeitdienst  $\pm 0.03$  sec, bei Chronometerangabe  $\pm 0.2$  sec. Die Entfernungen sind nach der Wiechertschen Formel (Zeitschr. f. Geophys. I, 177) berechnet. Die Sprengmassen betragen von 1500 bis 8150 kg, Sicherheitssprengstoff verschiedener Art (Ammonit, Chloratit), die Entfernungen bis 230 km.

## II. Geschwindigkeit der Longitudinalwellen in verschiedenen Tiefen.

Geschwindigkeit  $v_2$  der Longitudinalwellen  $P_2$ . Aus der Geradlinigkeit der Laufzeitkurve für  $P_2$  (Fig. 1 der vorstehenden Arbeit: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen) von 16 bis 200 km liegt es nahe, zu folgern, daß die Wellen vorwiegend in einer Schicht mit nahezu konstanter Geschwindigkeit  $v_2$  laufen. Diese Schicht möchte Wiechert als das varistische Grundgebirge deuten (Geolog. Rundsch. 1926, Heft 5). Soweit die Abweichungen von der Geraden nicht durch ungenaue Zeitangabe bedingt sind, beruhen sie wohl hauptsächlich auf der örtlichen geologischen Verschiedenheit des Deckgebirges (Wechsel der Mächtigkeit und der Art des Gesteins). Die Laufzeitkurve für  $P_2$  schneidet bei Rückverlängerung die Zeitachse bei 1.1 sec. Es ist dieses dadurch bedingt, daß die Schicht, die die Wellen  $P_2$  leitet, in einiger Tiefe unter der Oberfläche liegt. Bei weiteren Folgerungen für diese Schicht, die im nachstehenden in Anlehnung an Wiechert kurz als „Grundgebirge“ bezeichnet werden soll, muß die Mächtigkeit des Deckgebirges immer berücksichtigt werden. In grober Annäherung kann dies dadurch geschehen, daß 1.1 sec als mittlere Laufzeit im Deckgebirge von den Laufzeiten für  $P_2$  abgezogen wird. Es ergibt sich dann für  $v_2$ :

Tabelle I.

Stationen Sprengort—Beobachtungsort	$\Delta$ km	$v_2$ km/sec	Stationen Sprengort—Beobachtungsort	$\Delta$ km	$v_2$ km/sec
Hoher Hagen—Göttingen . .	16.0	5.72	Steinau—Kammerbach . .	105.8	6.01
Elgershausen—Immenhausen	19.5	5.73	Immenreuth—Jena . . .	112.0	5.75
Elgershausen—Göttingen . .	50.2	5.77	Seiferts—Göttingen . . .	112.5	5.78
Holzhausen—Göttingen . . .	52.3	5.94	Großenritte—Büchenberg .	116.5	5.97
Großenritte—Göttingen . . .	53.5	5.69	Steinau—Göttingen . . .	137.4	5.85
Oberaula—Göttingen . . . .	82.5	6.04	Morlesau—Göttingen . . .	157.5	5.92
Treysa—Göttingen . . . . .	83.25	5.98	Jüterbog—Göttingen . . .	215.0	5.96
(Landsburg b. Schlierbach)			Seiferts—Flechtingen . . .	217.1	6.24
Großenritte—Grund . . . . .	88.3	6.01	Immenreuth—Göttingen .	229.5	6.01

Diese Werte von  $v_2$  zeigen anscheinend einen Gang mit der Entfernung, der durch das tiefere Eintauchen der Strahlen bedingt sein könnte. Als Mittel aus sämtlichen Beobachtungen ergibt sich  $v_2 = 5.90$  km/sec. Berücksichtigen wir den stark abweichenden Wert von Flechtingen nicht — der Einsatz ist infolge starker Unruhe in den Kurven nicht sicher zu erkennen —, so ist der Mittelwert von  $v_2 = 5.88$  km/sec. Einen Wert für  $v_2$  zwischen den Punkten 1 und 2 eines Profils erhält man aus  $v_2 = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{T_2 - T_1}$ . Es ergeben sich hierbei



für  $v_2$  in den einzelnen Richtungen voneinander abweichende Werte, wie Tabelle 2 zeigt.

Tabelle 2.

Stationen	$d_2 - d_1$ km	$T_2 - T_1$ sec	$v_2$ km/sec
1. Grund-Büchenberg (Harz) . .	28.2	4.8	5.88
2. Göttingen-Jena . . . . .	117.5	18.7	6.28
3. Immenreuth-Seiferts . . . . .	117.0	18.7	6.26
4. Immenreuth-Morlesau . . . . .	72.0	11.6	6.21
5. Morlesau-Seiferts . . . . .	45.0	7.1	6.34
6. Steinau-Oberaula . . . . .	54.9	9.9	5.55
7. Göttingen-Kammerbach . . . . .	31.6	5.9	5.36
8. Treysa-Elgershausen . . . . .	33.05	5.22	6.34
9. Treysa-Hoher Hagen . . . . .	67.25	11.12	6.05
10. Elgershausen-Hoher Hagen . . . . .	34.2	5.9	5.80
11. Immenhausen-Göttingen . . . . .	30.7	5.3	5.80

Diese Werte von  $v_2$  für einzelne Gegenden sollten die lokale geologische Verschiedenheit des „Grundgebirges“ wiedergeben. Man würde also schon bei dieser Art der Geschwindigkeitsbestimmung größere geologische Einheiten im „Grundgebirge“ unterscheiden können. Wir wollen aber auch gleich auf die Schwächen dieser Methode hinweisen. Für sie ist eine sehr zuverlässige Zeit-

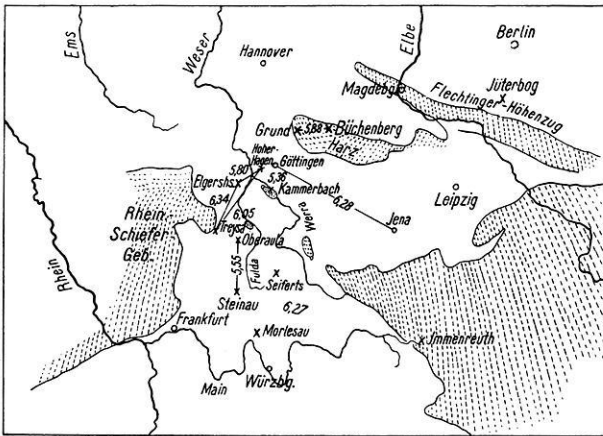



Fig. 1. Geschwindigkeit  $v_2$  im „Grundgebirge“ verschiedener Gebiete.

 Altes Gebirge.

angabe erforderlich, da die Fehler der Zeitangabe des Einsatzes bei je zwei Stationen, für deren Entfernung nach obiger Art die Geschwindigkeit bestimmt werden soll, den Wert für  $v_2$  stark beeinflussen. Des weiteren müßte die Bedingung erfüllt sein, daß die Zeiten, welche die  $P_2$ -Wellen zum Durchlaufen des Deckgebirges brauchen, nahezu gleich sind, eine Bedingung, die in unseren Fällen nur selten ganz erfüllt sein dürfte.

Der für Göttingen–Jena gefundene Wert 6.26 km/sec ist nicht ganz sicher. Aus Jena stand uns die Aufzeichnung des rußschreibenden 17 000-kg-Horizontalpendels, die uns freundlichst von der Reichsanstalt für Erdbebenforschung überlassen wurde, zur Verfügung. Bei dieser Horizontalkomponente ist nur ein Auftauchen zu erwarten, das bei der Vergrößerung von 2000 nur schwach ist. Die Einsatzzeit ist deshalb für  $P_2$  weniger genau anzugeben. Der geringe Wert für  $v_2$  auf der Strecke Göttingen–Kammerbach, 5.36 km/sec, rührt vielleicht daher, daß die Station Kammerbach im Zechstein steht, und so infolge des Fehlens der Trias, die in Göttingen am Aufbau des Deckgebirges noch mitbeteiligt ist, gegenüber Göttingen eine frühe Einsatzzeit für  $P_2$  hat, daß also die Laufzeitdifferenz Göttingen–Kammerbach zu groß wird und  $v_2$  zu klein. Die anderen Werte für  $v_3$  scheinen reell zu sein und die Geschwindigkeiten im „Grundgebirge“ der verschiedenen Gegend darzustellen. So führen die Daten der Sprengungen Immenreuth–Morlesau–Seiferts im Gebiet Immenreuth–Morlesau–Seiferts auf den hohen mittleren Wert von 6.27 km/sec; für den Harz, der ganz aus altem Gebirge besteht, ist  $v_2 = 5.88$  km/sec. Besondere Beachtung verdienen noch die Werte der Gegend Treysa, Elgershausen, Hoher Hagen, Göttingen. Die Werte sind für Treysa–Elgershausen 6.34 km/sec, Treysa–Hoher Hagen 6.05 km/sec, Elgershausen–Hoher Hagen 5.80 km/sec. In dem Gebiet Treysa–Elgerhausen müßte sich auf weite Erstreckungen hin Material mit hoher Geschwindigkeit (Granit?) am Aufbau des „Grundgebirges“ beteiligen. Der Wert Elgershausen–Hoher Hagen liegt bei 5.80 km/sec; der Wert für Treysa–Hoher Hagen von 6.05 km/sec stellt also keinen für jedes Stück des Gebietes Treysa–Hoher Hagen gültigen Wert dar, sondern nur einen Mittelwert über das ganze Gebiet hin. In der Übersichtskarte (Fig. 1 c) sind die Geschwindigkeiten für die einzelnen Gegenden eingetragen. Auf die Geschwindigkeitsverteilung im Gebiet Treysa–Elgershausen–Göttingen kommen wir unten noch einmal zurück. Der Wert von  $v_2$  für das „Grundgebirge“ in seiner Gesamtheit — die lokale geologische Verschiedenheit im „Grundgebirge“ spielt eine wohl zu beachtende Rolle — liegt nahe bei 5.90 km/sec.

Tabelle 3. Laufzeiten und Geschwindigkeiten für  $P_3$ , Differenzen  $P_2 - P_3$ .

Sprengort—Beobachtungsort	$\Delta$ km	$P_3$ sec	$v_3$ km/sec	$P_2 - P_3$ sec
Oberaula–Göttingen . . . . .	82.5	14.0	6.87	<b>0.7</b>
Treysa (Landsburg b. Schlierbach)–Göttingen . . . . .	83.25	14.5	6.7	etwa 0.5
Steinau–Kammerbach . . . . .	105.8	17.7	6.7	1.0–1.1
Immenreuth–Jena . . . . .	112.0	19.2	6.5	1.4
Seiferts–Göttingen . . . . .	112.5	19.3	6.5	<b>1.3</b>
Großenritte–Büchenberg . . . . .	116.5	19.8	6.55	> 0.8
Bischofsheim–Göttingen . . . . .	123.3	—	—	1.0
Morlesau–Göttingen . . . . .	157.5	25.8	6.6	1.9
Immenreuth–Göttingen . . . . .	229.5	35.8	6.79	<b>3.5</b>
Oppau–Göttingen . . . . .	250.7	—	—	4.0

Geschwindigkeit  $v_3$  der Longitudinalwellen  $P_3$ . In Tabelle 3 sind für die Voreinsätze  $P_3$ , auf die schon Wiechert in der erwähnten Arbeit hinweist, die Entfernungen, die Laufzeiten, die Zeitdifferenzen  $P_2 - P_3$  sowie die Geschwindigkeiten  $v_3$  aufgeführt. In dieser Zusammenstellung sind drei Angaben, die auf besonders gut ausgebildete Einsätze zurückgehen, im Druck hervorgehoben. (Über die Verwertung der Oppau-Explosion siehe Bemerkung am Schluß.)

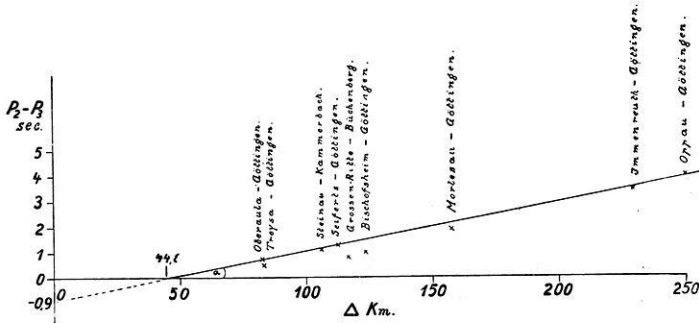


Fig. 2.  
 $P_2 - P_3$  in Abhängigkeit von  $\Delta$ .

Eine durch die drei sichersten  $P_3$ -Punkte gelegte Gerade (in Fig. 1 der vorstehenden Arbeit: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen gestrichelt gezeichnet) führt zu einer Geschwindigkeit  $v_3 = 6.72$  km/sec.

In Fig. 2 ist  $P_2 - P_3$  als Funktion von  $\Delta$  dargestellt. Für sie konnten außer den Kurven mit sicherer Zeitangabe auch die benutzt werden, bei denen wegen des Fehlens der Sprengzeit keine Laufzeitangabe möglich war, da es ja nur auf die Zeitdifferenz  $P_2 - P_3$  ankommt. Die als besonders sicher angegebenen drei Punkte liegen recht gut auf einer Geraden. Alle von dieser Geraden abweichenden Punkte liegen unterhalb; vielleicht ist bei diesen die Sprengmasse so gering gewesen, daß der erste Einsatz von  $P_3$  nicht scharf einsetzt, sondern allmählich auftaucht.

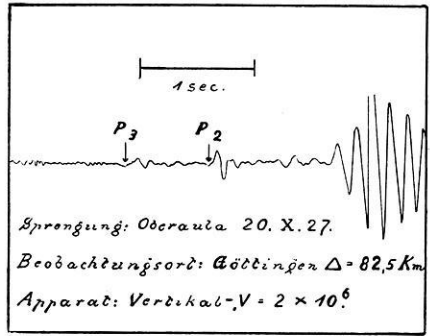


Fig. 3.

Aus Entfernungen um 52 km liegt eine ganze Reihe von einwandfreien Kurven mit scharfem und großem Einsatz für  $P_2$  vor. In allen diesen Diagrammen läßt sich  $P_3$  noch nicht vor  $P_2$  erkennen. In 82.5 km Entfernung tritt  $P_3$  vor  $P_2$  auf, und zwar schon um 0.7 sec früher, wie dieses das Diagramm der Sprengung Oberaula zeigt (Fig. 3).

Nach Fig. 2 ist in einer Entfernung von etwa 45 km  $P_2 - P_3 = 0$ ; es schneiden sich also bei  $\Delta = 45$  km,  $T = 8.7$  sec, die Laufzeitkurven für  $P_2$  und

$P_3$ . Die  $v_3$ -Gerade, bis zur Zeitachse verlängert, schneidet diese bei 2.0 sec (Fig. 1 der vorstehenden Arbeit: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen). Für die Berechnung von  $v_3$  ist vom Schnittpunkt der  $P_2$ - mit der  $P_3$ -Geraden ( $\mathcal{A} = 45$  km,  $T = 8.7$  sec; Fig. 1 der vorstehenden Arbeit: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen) ausgegangen.  $\mathcal{A}'$  ist die vom Schnittpunkt gerechnete Entfernung  $\mathcal{A} - 45$ ;  $T'$  die Laufzeit  $T - 8.7$ . Es ist dann

$$\frac{T'_2 - T'_3}{\mathcal{A}'} = \frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_3},$$

nach Fig. 2 ist  $\tan \alpha = \frac{T'_2 - T'_3}{\mathcal{A}'}$ ; für  $\tan \alpha = 0.02$  ergibt sich  $v_3 = 6.7$  km/sec.

Der Maximalwert für  $v_3$  liegt nach Tabelle 3 bei 6.9 km/sec, die Rechnung ergibt 6.7 km/sec, so daß  $v_3$  zwischen 6.7 und 6.9 km/sec liegen dürfte.

**III. Tiefe  $h$  einiger wellenleitender Schichten.** Über die Tiefe des „Grundgebirges“ an verschiedenen Stellen lassen sich da einigermaßen sichere Angaben machen, wo Profile von geringen Entfernungen an bis genügend weit über den Schnittpunkt  $\mathcal{A}^S$  der Laufzeitkurven  $P_1$  mit  $P_3$  vorliegen. Bei allen Betrachtungen haben wir horizontale Grenzflächen zwischen den einzelnen wellenleitenden Schichten, die in sich verschiedenste geologische Struktur haben mögen, angenommen. Die Tiefen sind berechnet für das „Grundgebirge“ und die  $P_3$ -Schicht nach den Formeln

$$\text{I. } h = \frac{\mathcal{A}^S}{2} \frac{v_2 - v_1}{v_2} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{unter der Annahme senkrechten Auftauchens der} \\ \text{Strahlen,} \end{array} \right.$$

$$\text{II. } h = \frac{\mathcal{A}^S}{2} \sqrt{\frac{v_2 - v_1}{v_2 + v_1}}, \quad \text{unter der Annahme schrägen Auftauchens.}$$

In den Formeln bedeutet  $\mathcal{A}^S$  die Entfernung, in der sich die Laufzeitkurven schneiden,  $v_1, v_2$  bzw.  $v_2, v_3$  die Geschwindigkeiten in den zugehörigen Schichten.

Profil I (Fig. 1 a der vorstehenden Arbeit: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen). Hoher Hagen-Göttingen (Leinetal). In den Diagrammen von den in Göttingen registrierten Sprengungen auf dem Hohen Hagen,  $\mathcal{A} = 16$  km, tritt 0.59 sec nach  $P_2$  ein deutlicher Einsatz auf, der den oberflächlich gelaufenen Wellen  $P_1$  mit der Geschwindigkeit  $v_1 = 3.56$  km/sec zugeordnet wird. Bei  $\mathcal{A} = 6.6$  km des nur wenig abweichenden Profils Gräfenburg-Elliehausen rührt der erste Einsatz von diesen Wellen her,  $v_1 = 3.48$  km/sec.

Die Verbindungslinie der  $P_1$ -Punkte geht auf der einen Seite durch den Koordinatenanfang, schneidet auf der anderen Seite die für die Göttinger Gegend gültige  $P_3$ -Kurve bei  $\mathcal{A}^S = 9.5$  km. Die mittlere Tiefe  $h$  des „Grundgebirges“ für das Profil 1 ergibt sich unter der Annahme, daß  $v_1$  in dem Gebiete Hoher Hagen-Göttingen bei 3.5 km/sec liegt, nach Formel I zu 1.9 km/sec, nach Formel II zu 2.3 bis 2.5 km. Diese Zahlenwerte stehen in guter Überein-

stimmung mit der von Wiechert für das Göttinger Gebiet angenommenen Tiefenlage des „Grundgebirges“ von etwa 2 km (Geolog. Rundsch., Bd. 17).

Profil II (Fig. 1 a der vorstehenden Arbeit: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen). Treysa (Landsburg bei Schlierbach)—Todenhausen—Marienrode (Hessische Senke)—Göttingen. Für Profil 2 liegt die Laufzeitkurve  $P'_2$  fast parallel zur großen Laufzeitkurve  $P_2$  und um 0.4 sec tiefer; das „Grundgebirge“ ist an dieser Stelle in sehr viel geringerer Tiefe zu erwarten als bei Profil I. Wenn wir im Diagramm von Todenhausen den zweiten Einsatz, 1.76 sec nach  $P_2$ , als von den oberflächlich gelaufenen longitudinalen Wellen herrührend annehmen, so ergibt sich  $v_1$  zu 1.67 km/sec.

$h$  liegt dann nach Formel I bei 0.68 km, nach Formel II bei 0.75 km. Übernehmen wir jedoch für  $v_1$  den Wert aus Profil 1, so führt das auf einen Schnittpunkt in  $\mathcal{A}^S = 6.5$  km. Die dem Sprengherd nächste Station des Profils 2 (Todenhausen,  $\mathcal{A} = 5.95$  km) liegt aber schon mit ihrem ersten Einsatz auf der  $P'_2$ -Laufzeitkurve, so daß die Annahme  $v_1 = 3.5$  km/sec nicht haltbar ist. Todenhausen als Einmündungspunkt angenommen, führt auf  $v = 3.4$  km/sec,  $h = 1.5 \pm 0.1$  km.

Profil III (Fig. 1 a der vorstehenden Arbeit: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen). Elgershausen—Ehrsten—Schachten—Immenhausen—Göttingen. Profil III liegt in der Verlängerung von Profil II. Während bis zur Station Immenhausen alle Stationen ( $\mathcal{A}$  bis 16.3 km) Werte für die  $P'_2$ -Laufzeitkurve liefern (siehe Profil II), liegt Immenhausen,  $\mathcal{A} = 19.5$  km, auf der Hauptkurve  $P_2$ . Es muß sich hier Material mit hoher Geschwindigkeit neben solchem von niedrigerer Geschwindigkeit in nahezu gleichem Niveau befinden.

In guter Übereinstimmung mit diesem Befund stehen die verschiedenen Geschwindigkeiten für  $P_2$  in dem Gebiet Treysa, Elgershausen, Hoher Hagen, Göttingen (Tabelle 2, Nr. 8 bis 11). Während auf der Strecke Treysa—Elgershausen die hohe Geschwindigkeit von 6.34 km/sec herrscht, ist die Geschwindigkeit von Elgershausen zum Hohen Hagen und von Immenhausen nach Göttingen nur 5.80 km/sec. Auch dieses Ergebnis legt nahe, in der Gegend Elgershausen einen Materialwechsel im „Grundgebirge“ anzunehmen.

Profil IV (Fig. 1 a der vorstehenden Arbeit: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen). Steinau—Breitenbach—Kauppen—Kammerbach—Göttingen. Die Stationen Steinau, Breitenbach und Kauppen liegen auf der gleichen, ziemlich zusammenhängenden Basaltdecke, die dem Buntsandstein aufliegt. Die ersten Einsätze auf den Diagrammen dieser Stationen ergeben für Steinau—Breitenbach  $v_1 = 5.3$  km/sec, für Steinau—Kauppen  $v_1 = 5.5$  km/sec, bei Quotientbildung  $\frac{\mathcal{A}_2 - \mathcal{A}_1}{T_2 - T_1}$  ergibt sich  $v_{\text{Basalt}} = 5.6$  km/sec als Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen im Basalt dieser Gegend. Für die Mächtigkeitsbestimmung der Basaltdecke liegt nicht genügend Material vor.

Tiefenbestimmung der  $P_3$  zugeordneten Schicht. Wie aus dem Absatz über die Bestimmung von  $v_3$  ersichtlich, liegen für  $P_3$  wenig gute Werte vor. Nehmen wir für  $v_2$  5.9 km/sec, für  $v_3$  6.7 bis 6.9 km/sec und den Schnittpunkt der Laufzeitkurven  $P_2$  und  $P_3$  bei 45 km an, so führt das zu einer Tiefe für die die  $P_3$ -Wellen leitende Schicht nach Formel I von etwa 6 km. Nach Formel II zu 8 bis 9 km unter der Oberfläche. Die Tiefe der  $P_3$  Schicht dürfte sich im untersuchten Gebiet etwa bei 8 km  $\mp$  2 km befinden. Lokale Abweichungen von dieser Tiefe erscheinen als durchaus möglich.

Die Laufzeitkurve für  $P_2$  ist bis zu 200 km auf Grund des vorliegenden Materials als geradlinig anzusehen. Systematische Abweichungen, hervorgerufen durch das tiefere Eintauchen der Strahlen bei großen Entfernungen, sind so außerordentlich gering, daß sie durch die geologisch bedingten Abweichungen vollständig verdeckt werden. Über das Verhalten der Laufzeitkurve für größere Entfernungen als 200 km können wir noch nichts Endgültiges aussagen. Die Laufzeiten für Jüterbog, 215 km, sowie für Immenreuth, 229,5 km, liegen unterhalb der Geraden; Jüterbog um 0.2 sec und Immenreuth um 0.6 sec. Dem Wert von Flechtingen möchten wir nicht zu großes Gewicht beilegen, da die Kurve starke Unruhe aufweist, in der Einsätze nicht sicher anzugeben sind; es ist nicht einmal zu entscheiden, ob der angegebene Wert zu  $P_2$  oder zu  $P_3$  gehört.

Die von verschiedenen Autoren angegebenen Werte der Laufzeiten für die Oppau-Explosion lassen sich nicht ohne weiteres mit unseren Ergebnissen in Einklang bringen. Die Zeitdifferenz von 4.0 sec zwischen dem ersten und zweiten Einsatz für eine Entfernung von 250.7 km (Göttingen) ist indessen in guter Übereinstimmung mit unseren Werten für  $P_2$ — $P_3$ . Die auf Grund von Nahbeben von A. Mohorovičić für die Herdtiefe 0 angegebenen Laufzeiten (Gutenberg, Lehrbuch usw., S. 278) führen zu einem steileren Verlauf der Kurve, als wir sie an Hand unseres Beobachtungsmaterials erhalten haben (Fig. 1 der vorstehenden Arbeit: Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen).

Es lag nahe, für das Gebiet Hessen, für das eine Reihe von seismischen Beobachtungen vorlag, diese mit den aus magnetischer und gravimetrischer Vermessung herrührenden Daten zu vergleichen und zu prüfen, ob ein Zusammenhang besteht zwischen den magnetischen Anomalien, den gravimetrischen und seismischen Werten, und ob sich in ihnen der Bau des verdeckten „Grundgebirges“ ausprägte. An neueren magnetischen Arbeiten sind über dies Gebiet vorhanden: „Die erdmagnetische Landesaufnahme von Hessen“ (von Schering und Nippoldt, Darmstadt 1923) und „Magnetische Untersuchungen im Habichtswald bei Kassel als Ergänzung der geologischen Kartierungen“ (von K. Krahnann: Zeitschrift für praktische Geologie 1926, Heft 1). Das Arbeitsgebiet von Schering und Nippoldt war hauptsächlich das südliche Gebiet von Hessen. Die von ihnen gezeichneten Karten der Isogonen, Isoklinen, Isodynamen zeigen unter anderem den überaus starken magnetischen Einfluß der Basaltvorkommen von Hessen (Vogelsberg), die in ihren Wirkungen eventuelle Störungen im tieferen „Grundgebirge“ vollständig verdecken. Die Arbeit von Krahnann

befäßt sich überhaupt nur mit einem Basaltvorkommen bei Kassel und fällt deshalb auch für unsere Betrachtungen aus. — Gegenüber den magnetischen Messungen zeigen die gravimetrischen (Born: Beziehungen zwischen Schwerezustand und geologischer Struktur Deutschlands, Leipzig 1925) keine Abhängigkeit von dem Basaltvorkommen — wohl wegen der geringen Mächtigkeit der Basaltdecken und weil sich in ihnen vielfach leichte Tuffe befinden, die die Attraktionswirkung des schweren Basalts herabsetzen. Aber auch die gravimetrischen Daten lassen ebenso wie die magnetischen keinen Zusammenhang mit unseren seismischen Werten erkennen.

Zur Klärung des Verlaufs der  $P_2$ - und  $P_3$ -Kurve über 200 km hinaus, für genaue geologische Aufschlüsse im Deck- und Grundgebirge, ferner für das Vorhandensein und die Tiefenlage weiterer Unstetigkeitsflächen, sind Sprengungen mit sehr großen Sprengladungen, die ein Beobachten bis in weite Entfernungen (etwa 500 km) sicherstellen, erforderlich. Für die  $P_3$ -Einsätze zeigten sich schon häufig die bisherigen Sprengladungen als zu gering. Weitere Voreinsätze, von Wellen herrührend, die durch tiefere Schichten gelaufen sind, dürften, wenn nicht sehr große Sprengmassen zur Verfügung stehen, nur in den seltensten Fällen zu erkennen sein. In Verfolg dieser Arbeiten würde sich über die Nahbebenseismik ein Anschluß an die große Seismik ergeben.

---

## Mitteilungen.

### Vorläufige Zeiteinteilung

der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Dresden 1929.

- Mittwoch, den 2. Oktober** 19<sup>h</sup>. Begrüßungsabend in der Trinkstube der Stadtverordneten, Rathaus, Ratsweinkeller.
- Donnerstag, den 3. Oktober** 9—11<sup>h</sup>. Vorstandssitzung im Senatssitzungszimmer der alten Technischen Hochschule.  
11—13<sup>h</sup>. Eröffnung und 1. wissenschaftliche Sitzung.  
15—18<sup>h</sup>. 2. wissenschaftliche Sitzung.
- Freitag, den 4. Oktober** 9—12<sup>30</sup><sup>h</sup>. 3. wissenschaftliche Sitzung.  
14<sup>30</sup>—16<sup>h</sup>. Geschäftssitzung.  
16—18<sup>h</sup>. 4. wissenschaftliche Sitzung.
- Sonntag, den 5. Oktober** 9—12<sup>h</sup>. 5. wissenschaftliche Sitzung.  
14<sup>h</sup>. Fahrt nach der Bastei in der Sächsischen Schweiz.

Die Sitzungen finden statt in der alten Technischen Hochschule, Hörsaal 77, in der Nähe des Hauptbahnhofes.

Die Stadtverwaltung ist bereit, für die Fahrt nach der Bastei Autobusse gegen geringe Fahrkosten oder umsonst zur Verfügung zu stellen.

Anträge zur Geschäftssitzung sind satzungsgemäß bis zum 1. Juli beim Vorsitzenden Prof. Dr. E. Kohlschütter, Potsdam, Geodätisches Institut, einzureichen.

Vortragsanmeldungen werden baldmöglichst ebendahin erbeten.

Zur Vorausbestellung von Unterkunft empfiehlt es sich, sich acht Tage vor Eintreffen in Dresden mit Herrn Prof. Alt, Direktor der Sächsischen Landeswetterwarte, Dresden-N. 6, Große Meißnerstr. 15, in Verbindung zu setzen.

Es stehen Hotels und Privatquartiere zur Verfügung zum Preise von 3 bis 4.50 *RM* pro 1 Bett und 6 bis 9 *RM* für 2 Betten. Besondere Wünsche wären anzugeben.

Auf die Zimmerpreise kommt ein Zuschlag von 5 bis 10 Proz. des Zimmerpreises für die erste Nacht für den Verkehrsverein. Bei Vorauszahlung des Preises für die erste Nacht an die Geschäftsstelle wird die Quartierkarte umgehend übersandt.

Auch andere Anfragen werden gerne von der Geschäftsstelle beantwortet.

## Neuerscheinungen.

### Geologie, Bewegung und Konstitution der Erde, Tektonik, Schwere.

„Données Numériques De Physique Du Globe“ rédigées par Ch. Maurain, C.-E. Brazier, L. Eblé, H. Labrousse, Ed. Salles. Extrait du Vol. VI. des Tables Annuelles de Constantes (1923—1924). VII und 60 S. Paris, Gauthier-Villars et Co., 1928. Preis geh. 34 fr., geb. 50 fr.

I. Forme du globe. Densité, Pesanteur.

II. Seismologie.

III. Magnétisme terrestre.

IV. Electricité atmosphérique.

V. Aurores polaires.

VI. Radioactivité.

VII. Radiation solaire, atmosphérique et terrestre.

VIII. Météorologie.

„Mitteilungen der Badischen Geologischen Landesanstalt“. Herausgegeben im Auftrage des Finanzministeriums. X. Bd., 1. Heft, 233 S. mit 17 Tafeln und 13 Textabb. Freiburg i. B., Verlagsbuchhandlung Herder & Co., 1928. Preis geh. *RM* 15.—.

Aus dem Inhalt: Hasemann, W.: Geologie und Tektonik der Umgebung von Eberbach im Odenwald. Holst, Dr. H.: Drehwaagemessungen im Schauinsland bei Freiburg i. Br. und ihre geologische Auswertung.

„Verhandlungen der in Riga vom 20. bis 23. Mai 1927 abgehaltenen dritten Tagung der Baltischen Geodätischen Kommission“, redigiert von Generalsekretär Ilmari Bonsdorff. 159 S. mit 10 Fig. Helsinki, Kirjapeino-Oy. Sana, 1928.

Aus dem Inhalt: Die erdmagnetischen Messungen in Estland. Kohlschütter, E.: Über Pendelformen. Der neue Pendelapparat des Preußischen Geodätischen Instituts. Ein Verfahren, das Mitschwingen eines Einpendelstatives aus den Schwingungszeiten zweier Pendel zu bestimmen. Schmehl, H.: Über ein einfaches „Koinzidenzverfahren“, zwei Schwerkraftpendel mit einer vorgegebenen Phasendifferenz in Bewegung zu setzen. Chantelou, J. F.: Die Längenbestimmungen der dänischen Gradmessung. Messung der Grundlinien. Ausgleichung des Netzes. Verbindung der Längen der Landeszentralen. Schweremessungen. Die magnetischen Messungen. Beschlüsse über die gemeinsamen Messungen.

Meyermann, B.: „Die Schwankungen unseres Zeitmaßes“. 21 S. mit 4 Abb. aus: Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, herausgegeben von der Schriftleitung der „Naturwissenschaften“. Bd. VII, S. 92—113. Berlin, Julius Springer, 1928.

Dacqué, Edgar: „Geologie. I. Teil: Allgemeine Geologie“. 3. verbesserte Aufl. 124 S. mit 73 Fig. und 1 Übersichtstabelle. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1927. (Sammlung Göschen, Bd. 13.) Preis *RM* 1.50.

Einleitung und Inhalt der Geologie.

I. Der Erdkörper als Ganzes und sein frühester Zustand.

II. Das Material der Erdkruste und das zwischenlagernde Wasser.

III. Zerfall und Entstehung der Gesteine durch Wasser und Verwitterung.

IV. Die Gestaltung des Erdreliefs und Landschaftsbildes durch Wasser und Wind.

V. Die Gestaltung der Erdrinde durch Bodenbewegung, Vulkanismus und Gebirgsbildung.

Anhang.



- Schaffer, F. X.: „Grundzüge der Geologie“. VI u. 215 S. mit 1 Tafel, 1 Karte u. 232 Abb. im Text. Leipzig und Wien, Franz Deuticke, 1928. Preis geh. RM 8.—, geb. 10.—.
- A. Allgemeine Geologie. Dynamische Geologie.
- I. Die Erde und ihre Kraftquellen.
  - II. Die vulkanischen Erscheinungen.
  - III. Das Wirken der Kräfte der Erdoberfläche.
  - IV. Die Störungen der Erdrinde.
- B. Historische Geologie, Geschichte der Erde, Formationskunde.
- Geologischer Bau und Erdgeschichte von Österreich.
- Sieberg, August: „Geologische Einführung in die Geophysik“ (für Studierende der Naturwissenschaften, des Ingenieurwesens und des Bergbaues, sowie zum Selbststudium). X und 374 S. mit 260 Abb. im Text und 1 farbigen Karte. Jena, Gustav Fischer, 1927. Preis geb. RM 19.
- Einleitung.
- I. Der Erdplanet.
  - II. Innerer Aufbau und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers.
  - III. Die Stellung der Erde im Weltganzen und der Entwicklungsgang.
  - IV. Die irdische Schwere.
  - V. Die erdmagnetischen und verwandte Erscheinungen.
  - VI. Die magnetischen Vorgänge.
  - VII. Die tektonischen Vorgänge.
  - VIII. Die seismischen Vorgänge.
  - IX. Die Erdbeben.
- Müller-Ponilleys: „Lehrbuch der Physik“. 11. Aufl., V. Bd., 1. Hälfte Physik der der Erde, Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1928, enthält im IX. Kapitel: Mechanik und Thermodynamik des Erdkörpers, S. 662 bis 827 unter anderem:
- Gutenberg: Die Entwicklung der Erde.  
Wiechert†: Theorie der Schwerkraft; Geoid.  
Gutenberg: Beobachtungen über Schwere und Isostasie.  
Derselbe: Bewegungen der Erdachse und Polwanderungen.  
Derselbe: Gezeiten des Erdkörpers.  
Wiechert†: Geodäsie.  
Gutenberg: Die Gestalt der Erde.  
Derselbe: Die Dichte der Erde und der Druck im Erdinnern.  
Derselbe: Die elastischen Konstanten im Erdinnern.  
Derselbe: Der Aufbau der Erde.
- Jeffreys, H.: „The Earth, its Origin, History and Physical Constitution“. 2. Aufl. XI u. 346 S. mit 16 Fig. u. 3 Tafeln. Cambridge, University Press, 1929. Preis 20 sh.
- Introduction.
- I. The Nebular Hypothesis of Laplace.
  - II. The Tidal Theory of the Origin of the Solar System.
  - III. The Origin of the Moon.
  - IV. The Resisting Medium.
  - V. The Age of the Earth.
  - VI. Seismology: General Considerations and Structure of the Upper Layers.
  - VII. Seismology: The Earth's Interior.
  - VIII. The Thermal History of the Earth.
  - IX. The Equations of Motion of an Elastic Solid with Initial Stress.
  - X. The Bending of the Earth's Crust by the Weight of Mountain.
  - XI. The Theory of Isostasy.
  - XII. The Figures of the Earth and Moon.
  - XIII. The Variation of Latitude and the Bodily Tide.
  - XIV. Tidal Friction.
  - XV. The Origin of the Earth's Surface Features.
- Appendix:
- The Planetesimal Hypothesis. Jeans's Theory. The Relation of Mathematical Physics to Geology. Theories of Climatic Variation. Empirical Periodicities.
- Kober, L.: „Der Bau der Erde, eine Einführung in die Geotektonik“. 2. Aufl. II und 500 S., 138 Abb. und 2 Tafeln. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1928. Preis RM 27.60.

I. Die Erde; Grundprinzipien der vertikalen und horizontalen Gliederung und der geschichtlichen Entwicklung. II. Das Material; die Gesteine in ihrer gesetzmäßigen Verknüpfung mit den Elementen der Erdkruste. III. Die Bewegungen und IV. Gebirgsbildung; Analyse der typischen gebirgsbildenden Vorgänge innerhalb der einzelnen Rindenelemente. V. und VI. Einzelanalyse der Kontinente. VII. Analyse der ozeanischen Becken. VIII. Bau der Erde; Morphologische und tektonische Zusammenfassung, Überblick über die Schwerkverhältnisse. IX. Meere und Kontinente; Überblick über die Theorien über die Ursachen des Gegensatzes beider (Permanenz, Kontinentalverschiebungen, Orogentheorie usw.). X. Gesetze und Theorien; Überblick über die Ansichten betreffs der treibenden Kräfte der Gebirgsbildung.

Staub, R.: „Der Bewegungsmechanismus der Erde, dargelegt am Bau der irdischen Gebirgssysteme“. VIII und 270 S. mit 44 Textfig. und 1 Erdkarte. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1928. Preis geh. RM 18.—, geb. 20.50.

Einleitung. Einige allgemeine Begriffe. Die bisherigen Anschauungen über den Verlauf und die Gliederung der alpinen Gebirge und deren Entstehung.

I. Das alpine Kettensystem der Erde.

A. Die alpinen Leitlinien der Alten Welt.

B. Die alpinen Leitlinien Amerikas und der Antarktis.

II. Das Gesamtbild der jungen Gebirge der Erde und der alpine Bewegungsmechanismus.

III. Die Ursachen des alpinen Bewegungsmechanismus der Erde.

1. Die Entstehung der pazifischen Masse.

2. Die Deutung der kontinentalen Verschiebungen.

IV. Der voralpine Bewegungsmechanismus der Erde.

Hierbei besprochen: Das Auseinandertreten der Kontinente und die Entstehung der Geosynklinalen.

Zusammenfassung.

Kober, L.: „Das Werden der Alpen, eine erdgeschichtliche Einführung“. 86 S. mit 24 Abb. im Text und 3 Tafeln. Karlsruhe, Verlag G. Braun, 1927. Preis geh. RM 3.90, geb. 4.50.

Die Uralpen. Das Grauwackenmeer. Die Alpen der Steinkohlenzeit. Das Kalkalpenmeer. Die werdenden Alpen. Die Alpen im Eiszeitalter. Die Westalpen. Das Tauernfenster. Die Ostalpen. Die Dinariden. Das alpine Problem.

Cloos, Hans: „Bau und Bewegung der Gebirge in Nordamerika, Skandinavien und Mitteleuropa“. VIII und S. 242—327 mit 16 Abb. und 6 Tafeln (Fortschritte der Geologie und Paläontologie. Bd. VII, Heft 21.) Berlin, Gebr. Borntraeger, 1928. Preis RM 14.—.

Van Waterschoot van der Gracht et al.: „Theory of Continental Drift—A Symposium“, published by the American Association of Petroleum Geologists. 240 S. mit 29 Fig. im Text. Tulsa, Oklahoma, 1928, from Thomas Murby & Co., 1 Fleet Lane, London, E. C. 4. Preis 15 sh.

Van Waterschoot van der Gracht: „The Problem of Continental Drift“.

Bailey Willis: „Continental Drift“. Rollin T. Chamberlin: „Some of the Objections to Wegener's Theory“. John Joly: „Continental Movement“.

G. A. F. Molengraaff: „Wegener's Continental Drift“. I. W. Gregory: „Wegener's Hypothesis“.

Alfred Wegener: „Two Notes Concerning My Theory of Continental Drift“.

Charles Schuchert: „The Hypothesis of Continental Displacement“.

Chester R. Longwell: „Some Physical Tests of the Displacement Hypothesis“.

Frank Bursley Taylor: „Sliding Continents and Tidal Rotational Forces“.

William Bowie: „Comments on the Wegener Hypothesis“.

David White: „Discussion of Floating Continents“.

Joseph T. Singewald: „Discussion of Wegener Theory“.

Edward W. Berry: „Comments on the Wegener Hypothesis“.

Van Waterschoot van der Gracht: „Remarks regarding the Papers Offered by the other Contributors to the Symposium“.

Wegener, A.: „Die Entstehung der Kontinente und Ozeane“. X und 231 S. mit 63 Abb. 4. umgearbeitete Aufl. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1929. (Die Wissenschaft, herausgegeben von Prof. Dr. W. Westphal, Bd. 66.) Preis geh. RM 10.—, geb. 12.—.

I. Geschichtliche Vorbemerkungen.

II. Das Wesen der Verschiebungstheorie und ihr Verhältnis zu den bisher herrschenden Vorstellungen über die Änderungen der Erdoberfläche in geologischen Zeiten.

- III. Geodätische Argumente.
  - IV. Geophysikalische Argumente.
  - V. Geologische Argumente.
  - VI. Paläontologische und biologische Argumente.
  - VII. Paläoklimatische Argumente.
  - VIII. Grundsätzliches über Kontinentverschiebungen und Polwanderungen.
  - IX. Die verschiebenden Kräfte.
  - X. Ergänzende Bemerkungen über die Sialsphäre.
  - XI. Ergänzende Bemerkungen über die Tiefseeböden.
- Pressel, K.: „Experimentelle Methode der Vorausbestimmung der Gesteinstemperatur im Innern eines Gebirgsmassivs“. 58 S. mit 12 + 11 Abb., 4 Tafeln und 15 Zahlentafeln. München und Berlin, Verlag von R. Oldenbourg, 1928. Preis geh. *RM* 10.—.
- Einleitung. Elektrische experimentelle Methode der Vorausbestimmung der Gesteinstemperatur im Innern eines Gebirgsmassivs.
- I. Überblick über die Methode und Ergebnisse derselben bei ihrer Anwendung auf die Tunnelgebiete des Simplon und des Gotthard.
  - II. Einzelheiten der Versuchseinrichtung und Versuchsdurchführung.
- Anhang: Kurvenmesser von Pressel und Riefler.
- Schmiedel, O.: „Das Alter der Erde nach dem Abkühlungsprozeß“. 70 S. mit 12 Abb. Berlin, Ferd. Dummler Verlag, 1927. Preis geh. *RM* 4.—.
- 1. Geophysikalische und geographische Einzelheiten als Grundlagen der Untersuchung.
  - 2. Die Wärmeentwicklung durch Zusammenziehung aus dem Nebelzustand.
  - 3. Die Abkühlung des Erdkörpers.
  - 4. Die Wirkung der ungleichmäßigen Abkühlung der Oberfläche.
  - 5. Die aus dem Temperaturgefälle an der Oberfläche folgende Zeit der Meeresbildung.
  - 6. Der Wärmeersatz durch die der Abkühlung entsprechende Erdkontraktion.
  - 7. Die Zeitdauer der Rindenbildung.
- Meyer, St. und Schweidler, E.: „Radioaktivität“. 2. vermehrte u. teilweise umgearb. Aufl. Leipzig-Berlin, B. G. Teubner, 1927. VII. Kapitel: „Die Radioaktivität in Geophysik und kosmischer Physik“, S. 546—624.
- 1. Die Radioaktivität der Mineralien und Gesteine.
  - 2. Radioaktivität und Erdwärme.
  - 3. Bestimmung des Alters von Mineralien und Gesteinen.
  - 4. Die Radioaktivität der Gewässer.
  - 5. Die Radioaktivität der Atmosphäre.
  - 6. Die Radioaktivität der Bodenluft.
  - 7. Die Ionisierung in geschlossenen Gefäßen und die durchdringende Strahlung.
  - 8. Der Anteil der radioaktiven Strahlungen an der Ionisation der Atmosphäre.
  - 9. Kosmische Radioaktivität.
- Kirsch, G.: „Geologie und Radioaktivität, die radioaktiven Vorgänge als geologische Uhren und geophysikalische Energiequellen“. VIII und 214 S. mit 48 Abb. und 31 Tabellen. Wien und Berlin, Verlag von Julius Springer, 1928. Preis geh. *RM* 16.—, geb. 17.60.
- Einleitung: Kurzer Abriss der Radioaktivität.
- I. Die Verbreitung der radioaktiven Substanzen.
  - II. Die radioaktiven Stoffe als Energiequellen.
  - III. Die Radioaktivität als selbstregistrierende Uhr.
- Zusammenfassung.
- Anhang: I. Helium.
- II. Verfärbungshöfe.
- Literaturverzeichnis.
- Bowie, W.: „Isostasy“. XIV und 275 S. mit 39 Fig. New York, E. P. Dutton & Co. Preis Dollar 5.—.
- I. The Development of the Isostatic Theory.
  - II. Quantitative Test of Isostatic Theory.
  - III. Assumptions Underlying Computations of Isostatic Effect.
  - IV. Isostatic Condition of Earth's Crust under various Classes of Terrain.
  - V. Some Geodetic and Geophysical Deductions from the Proof of Isostasy.

VI. Some Phases of Isostatic Adjustment.

VII. The Influence of Isostasy on Geological Deductions.

VIII. Processes Involved in Crustal and Subcrustal Movements.

IX. Proposed Theory, in Harmony with Isostasy, to Account for Major Changes in the Elevation of the Earth's Surface.

Hecker, O. und Meisser, O.: „Irdische Schwere“. 33 S. mit 44 Fig. aus: Handbuch der Physikalischen und Technischen Mechanik, herausgegeben von F. Auerbach und W. Hort. Bd. II, Lief. 1, S. 148—181. Leipzig, Johann Ambrosius Barth, 1928.

I. Niveauflächen und Schwerkraft.

II. Die experimentelle Bestimmung der Schwerkraft.

III. Mittlere Erddichte und Gravitationskonstante.

Berroth, A.: „Schweremessungen“. 70 S. mit 46 Abb. aus: Handbuch der Physik, herausg. von H. Geiger u. K. Scheel. Bd. II, S. 416—486. Berlin, Jul. Springer, 1928.

a) Bestimmung des Schwerfeldes der Erde im allgemeinen.

b) Messung der Richtung der Schwere.

c) Messung der Intensität der Schwerkraft mit Hilfe von Pendeln.

d) Messung der Gradienten der Schwere (Drehwaage).

e) Störungen der Schwerkraft durch Sonne und Mond.

f) Verschiedene weitere Zusammenhänge mit der Schwerkraft.

Pesonen, U.: „Relative Bestimmungen der Schwerkraft auf den Dreieckspunkten der südfinnischen Triangulation in den Jahren 1924—1925“. 129 S. mit 2 Fig. Helsinki 1927. (Veröffentl. des Finnischen Geodätischen Instituts Nr. 9.)

1. Historische Einleitung.

2. Die Apparate.

3. Beobachtungsmethode.

4. Bei den Berechnungen verwandte Formeln.

5. Konstantenbestimmungen.

6. Bestimmung des Schwereunterschiedes: Sternwarte — Physikalisches Laboratorium Helsinki 1924.

7. Feldbeobachtungen 1924.

8. Der Schwereunterschied zwischen der alten und neuen Vergleichsstation in Helsinki.

9. Feldbeobachtungen 1925.

10. Ableitung der Schwerkraft.

Wilhelm, Johannes: „Beitrag zur Bewertung der verschiedenen Schwerestörungen“. 50 S. (Abhandl. d. Preuß. Geolog. Landesanst., herausgeb. von der Preuß. Geolog. Landesanst., Heft 110.) Im Vertrieb bei der Preuß. Geolog. Landesanst., 1928.

Vorbemerkungen. Gesicherte Forschungsergebnisse. Die Hypothese von Pratt und Airy. Die Grenzen der Untersuchungsmethode. Die Reduktionsverfahren. Die geologische Bewertung der Schwerestörungen. Zusammenfassung. Literaturverzeichnis.

Pautsch, Dr. F.: „Methods of Applied Geophysics for the Exploration of Oil, Ores and other useful Deposits“. 82 S. mit 50 Fig. Houston, Texas, 1927. Bezug für Deutschland: R. Pautsch, Harburg-Wilhelmsburg 4. Preis geh. RM 5.—.

I. Methods and Tasks of Applied Geophysics.

II. The Gravitational Method, Torsion Balance, Its Theory and Application.

III. The Seismic and Acoustic Methods.

Principles of Theoretical and Practical Seismology.

IV. The Magnetic Method, Theory and Instruments.

V. The Electric Methods.

VI. The Radioactive Methods.

Heiland, C. A.: „Geophysical Methods of Prospecting, Principles and Recent Successes“. 163 S. mit 66 Fig. Golden, Colorado, 1929. (Quarterly of the Colorado School of Mines, No. 1, Vol. XXIV.) Preis 1 Dollar.

Aus dem Inhalt: Introduction. Significance of geophysical prospecting. Possibilities and limitations. Classification of Geophysical Methods. Gravity Methods. Magnetic Method. Radioactive Methods. Geothermal Measurements. Seismic Method. Electrical Methods. Underground Geophysical Prospecting. Depth Reached with Geophysical Methods. Cost of Geophysical Work. Statistical Section:

I. List of consulting geophysical companies and consulting geophysicists.

II. List of manufacturers of geophysical instruments.

H. Witte.

## Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen.

Von Carl Störmer, Oslo. — (Mit 13 Abbildungen.)

In einer langen Reihe von Nordlichtphotogrammen wird die eigentümliche und interessante Erscheinung der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen vorgeführt. Bis zu der Grenze ihres Vorkommens, in einer Entfernung von 1700 bis 2300 km vom Berührungspunkt der Sonnenstrahlen mit der Erdoberfläche, liegen sie vorwiegend in dem sonnenbelichteten Teil der Atmosphäre. Ihre Fußpunkte folgen vorwiegend der Grenzlinie des Erdschattens, und ihre Gipfel erreichen oft die Höhe von 800 bis 1000 km. Nahe der Grenze ihres Vorkommens kann es geschehen, daß die Nordlichtstrahlen geteilt sind, d. h. daß sie, durch einen dunklen Zwischenraum getrennt, mit einem Teil im Sonnenschein und mit einem Teil im Finstern liegen. Im Gegensatz zu diesen Strahlen befinden sich die Fußpunkte der gewöhnlichen Nordlichtstrahlen im finstern Teil der Atmosphäre etwa 100 km, und ihre Gipfel etwa 300 bis 400 km über der Erde. Das Spektrum der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen unterscheidet sich vom Spektrum der gewöhnlichen Nordlichter im Erdschatten insofern, als die grüne Nordlichtlinie  $5577 \text{ \AA}$  wesentlich schwächer ist als die Stickstofflinien  $4278 \text{ \AA}$  und  $3914 \text{ \AA}$ .

1. Merkwürdiges Nordlicht am 8. September 1926. In Gerlands Beiträgen zur Geophysik\*) habe ich seinerzeit einen ausführlichen Bericht über eine merkwürdige Nordlichterscheinung am Abend des 8. September 1926 veröffentlicht. Das Nordlicht trat am Westhimmel auf und hatte die Form einer Strahlendraperie oder Strahlenreihe von außergewöhnlicher Farbe, violett bis grauviolett. Es gelang, eine Reihe von guten Aufnahmen gleichzeitig von zwei Stationen aus zu machen, und die Berechnung der Höhe und Lage zeigte, daß die Strahlenreihe in der außergewöhnlichen Höhe von 300 bis 500 km über Shetland lag. Der Umstand, daß sich das Nordlicht vom Horizont im Westen aus bis zu einer gewissen Höhe erstreckte, ohne über den ganzen Himmel zu reichen, brachte mich auf den Gedanken, daß es in der höheren Atmosphäre vielleicht im Sonnenschein läge. Die Berechnung der Lage der einzelnen Strahlen im Verhältnis zum Erdschatten bestätigte diese Annahme. Im großen ganzen lag das Nordlicht im sonnenbeleuchteten Teil der Atmosphäre, nur einige Strahlen reichten bis in den Erdschatten hinein, waren aber von den höheren Strahlen durch dunkle Zwischenräume getrennt; sie machten den Eindruck, als ob sie die Fortsetzung gewisser Strahlen nach unten wären, und zwar in der Weise, als ob die Strahlen zuerst im Sonnenlicht leuchteten, dann erloschen und abermals aufleuchteten, wenn sie ein Stück in den Erdschatten eingedrungen waren\*\*).

\*) On an Aurora Curtain of Violet-gray Colour Situated at a High Altitude Photographed on September 8th 1926; l. c. Bd. XVII, H. 2, 1927.

\*\*\*) Wir werden auf diese Erscheinung noch zurückkommen.

Die Fig. 1 zeigt sämtliche Strahlen dieses Nordlichtes, aufs neue sehr sorgfältig ausgemessen und in ihrer Lage zum Erdschatten berechnet und aufgezichnet. Die Figur stellt einen Vertikalschnitt durch die Erde dar, und zwar geht der Schnitt durch den Mittelpunkt der Erde und den der Sonne, und die berührende Gerade bezeichnet die Grenze zwischen dem sonnenbelichteten und dem finsternen Teil der Atmosphäre. Die Lage jedes parallaktisch berechneten Punktes eines Nordlichtstrahls in Beziehung zum Erdschatten ist durch einen kleinen schwarzen Kreis angegeben. An jedem Strahl sind zwei Punkte berechnet, und der Strahl setzt sich so weit nach unten und oben fort, wie es die photographischen Aufnahmen zeigen. Durch Pfeile wird angedeutet, wenn ein Strahl über das photographische Feld hinausreicht, so daß Fußpunkt

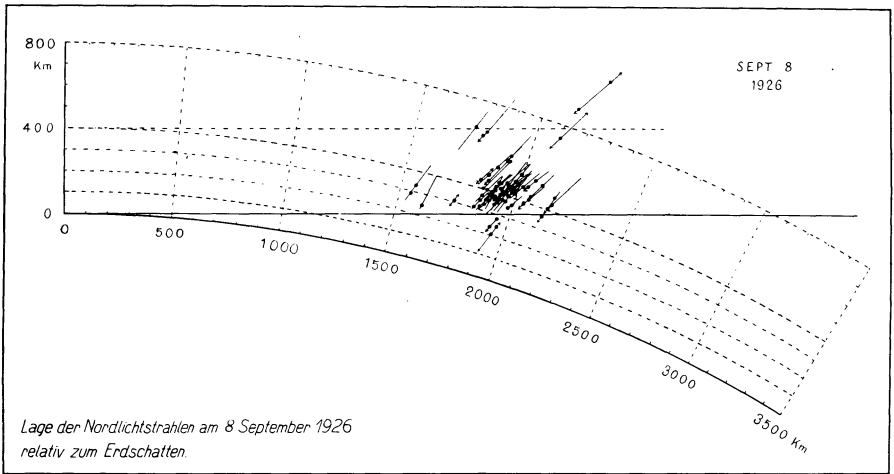


Fig. 1.

oder Gipfel nicht zu sehen ist. Wie man sieht, liegen die Strahlen vorwiegend in der sonnenbelichteten Atmosphäre. Oben rechts ist auch die ganz ungewöhnliche, bis zu 1000 km hohe oder noch höhere Lage des die ganze Erscheinung abschließenden, diffusen, strahlenartigen und lilaviolett gefärbten Nordlichtes wiedergegeben.

2. Die Höhe und Lage der Nordlichtstrahlen am 22. bis 23. März 1920 und am 13. bis 14. Mai 1921. Die merkwürdige Tatsache der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen vom 8. September 1926 veranlaßte mich ganz natürlich, die in den Jahren 1911 bis 1922 im südlichen Norwegen aufgenommenen und ausgemessenen hohen Nordlichtstrahlen\*) einer ähnlichen Untersuchung zu unterwerfen.

\*) Résultats des mesures photogrammétriques des aurores boréales observées dans la Norvège méridionale de 1911 à 1922, § 20, Geofysiske Publikationer Bd. IV, No. 7, Oslo 1926.

Eine Berechnung der Lage sämtlicher parallaktisch gemessenen Nordlichtstrahlen in Beziehung zum Erdschatten\*) zeigte nun, daß die höchsten Strahlen vorwiegend im Sonnenlichte lagen. Besonders schön tritt diese Tatsache bei den Strahlen vom 22. bis 23. März 1920 und 13. bis 14. Mai 1921 hervor, wo die Nordlichter auch von gewaltigen magnetischen Stürmen begleitet waren.

Über die Lage der Strahlen in Beziehung zum Erdschatten ist in „Nature“\*\*) berichtet worden. Die dort wiedergegebene Figur von der Lage sämtlicher Strahlen der beiden obenerwähnten Nordlichtnächte war unmittelbar aus den bereits veröffentlichten Höhenmessungen abgeleitet worden. Doch ließ der unregelmäßige Verlauf einiger Strahlen eine erneute Ausmessung der Platten wünschenswert erscheinen, weshalb mein Assistent Herr Wesøe und ich sämtliche zweifelhafte Fällen aufs neue behandelten. Die Ergebnisse sind der Fig. 2

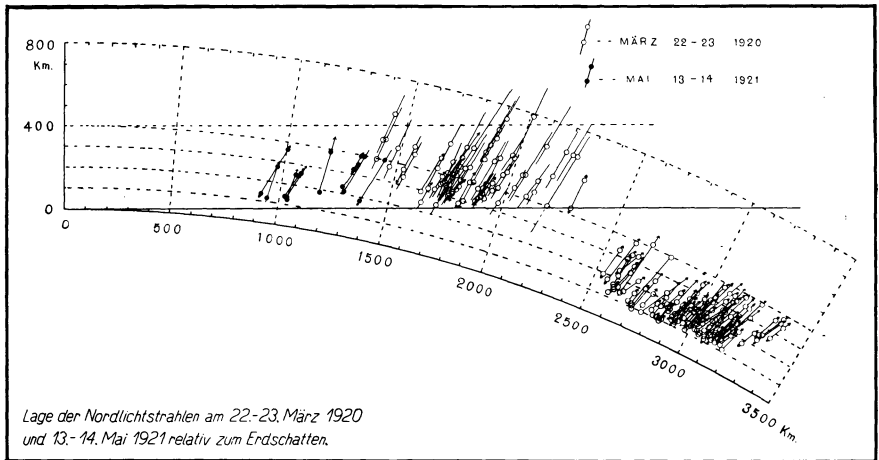


Fig. 2.

zu entnehmen. Die Punkte des Nordlichtes vom 22. bis 23. März sind hier durch kleine Kreise, die des Nordlichtes vom 13. bis 14. Mai durch schwarze volle Kreise angegeben. Sehr sorgfältig sind die Fußpunkte und Gipfel der Strahlen ausgemessen; durch Pfeile wird angedeutet, wenn ein Strahl über das photographische Feld hinausreicht, so daß Fußpunkt oder Gipfel nicht zu sehen ist.

Man bemerkt hier die ganz auffallende Tatsache, daß die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen nur sehr wenig in den Erdschatten eindringen; sie liegen, was insbesondere die Messungen der Nordlichtstrahlen vom 22. bis 23. März bezeugen, teilweise doppelt so hoch als die Strahlen im Erdschatten. Der Übergang von den sonnenbelichteten zu den nicht sonnenbelichteten Strahlen liegt ziemlich weit, etwa 2300 km, vom Berührungspunkt der Sonnenstrahlen mit der Erdoberfläche entfernt.

\*) An effect of sunlight on the altitude of aurora rays. Nature, September 3, 1927.

\*\*) The distribution in space of the sunlit aurora rays; l. c. January 19, 1929.

Nahe der Übergangsstelle erscheint, wie am 8. September 1926, ein geteilter Nordlichtstrahl, der mit einem oberen Teil im Sonnenlicht und einem unteren im Erdschatten liegt. Man erkennt auf der Originalaufnahme deutlich diese durch einen lichtschwächeren Teil verbundenen beiden Teile.

Mein Kollege Professor Krogness hat die Vermutung ausgesprochen\*), daß der Strahlungsdruck der Sonne die oberen Teile der Atmosphäre wie einen kleinen Kometenschwanz wegdrücke und dann Korpuskularstrahlen, die diesen Schwanz treffen, die hohen sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen erzeugten. Ob diese Auffassung richtig ist, werden wir, wenn wir im folgenden weitere Fälle sonnenbelichteter Nordlichtstrahlen näher untersucht haben, besser beurteilen können und werden dann auf diese Frage zurückkommen.

3. Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen am 15. bis 16. Oktober 1926. Seit der Veröffentlichung der Arbeiten über sämtliche von 1911 bis 1922 im südlichen Norwegen gemachten Nordlichtaufnahmen\*\*) ist ein großes Material neuer Aufnahmen für die Höhenbestimmungen gesammelt worden\*\*\*). Unter diesen Nordlichtphotogrammen finden sich auch viele Aufnahmen von sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen. Interessant wäre es nun zu untersuchen, ob die Erscheinungen, die wir jetzt an den Nordlichtern vom 22. bis 23. März 1920 und 13. bis 14. Mai 1921 kennen gelernt haben, auch für die nach 1922 beobachteten Nordlichter Gültigkeit haben oder nicht.

Dank eines Beitrages aus der Stiftung „Nansenfondet“ ist es möglich gewesen, die erforderlichen Ausmessungen und Berechnungen vorzunehmen. Die Platten sind von meinem Assistenten Herrn Wesøe und mir ausgemessen und dann von Wesøe nach den aus meinen Abhandlungen bekannten Methoden †) ausgerechnet worden.

Wir geben zunächst die Ergebnisse des am 15. Oktober 1926 gesammelten Materials wieder. An diesem Tage trat in Oslo ein über den ganzen Himmel sich erstreckendes und von einem gewaltigen magnetischen Sturm begleitetes außerordentlich prachtvolles Nordlicht auf.

Fig. 3 zeigt die Höhe und Lage in Beziehung zum Erdschatten. Diese Figur spricht nicht zugunsten der von Krogness ausgesprochenen Hypothese. Der „Schwanz“ ist nicht ausgebildet, es scheint vielmehr nur eine allgemeine Erhöhung und Verlängerung der Nordlichtstrahlen im Sonnenlichte stattzufinden,

---

\*) The distribution in space of the sunlit aurora rays. Nature, January 19, 1929.

\*\*) Résultats des mesures photogrammétriques des aurores boréales observées dans la Norvège méridionale de 1911 à 1922. Geofysiske Publikationer Bd. IV, No. 7.

\*\*\*) Vom Jahre 1922 an im südlichen Norwegen aufgenommene Nordlichtphotogramme. Ztschr. f. Geophysik, Jahrg. 4, H. 6.

†) S. insbesondere: Bericht über eine Expedition nach Bossekop zwecks photographischer Aufnahmen und Höhenmessungen von Nordlichtern. Videnskabselskabets Skrifter 1911, Christiania (Oslo), sowie: Rapport sur une expédition d'aurores boréales à Bossekop et Store Korsnes pendant le printemps de l'année 1913. Geofysiske Publikationer, Bd. I, No. 5.



und zwar mit einem in etwa 2000 km Entfernung vom Berührungspunkt der Sonnenstrahlen ziemlich plötzlich eintretenden Übergang zu tiefen und kurzen Strahlen. Die Nordlichtstrahlen, die sich in einer Entfernung von 4000 bis 4500 km von diesem Punkt befinden, liegen bedeutend tiefer als die sonnenbelichteten Strahlen und sind auch kürzer.

Die Aufnahmen dieser Nacht wären viel besser geworden, wenn mir damals die Erscheinung der sonnenbelichteten Strahlen bekannt gewesen wäre. Dann hätte ich nämlich vorwiegend nach Sonnenuntergang Strahlen im Westen oder vor Sonnenaufgang im Osten photographieren lassen.

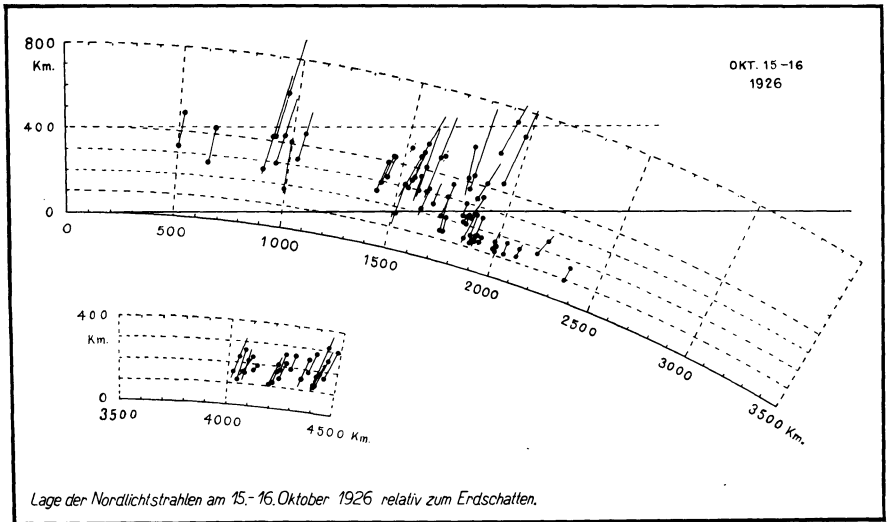


Fig. 3.

4. Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen im Jahre 1928. Viel besser vorbereitet war ich am 26. August 1928. Das Nordlicht dauerte die ganze Nacht hindurch, und die vier Stationen Oslo, Oscarsborg, Kongsberg und Tönte waren in Tätigkeit. Leider stellten wir die Beobachtungen etwas zu früh ein; nach zwei Uhr morgens, als ich in meine Wohnung zurückgekehrt war, strahlte das Nordlicht gegen die Dämmerung im Norden hin mit sehr hohen blauvioletten Strahlen von neuem auf.

Es wurde aber doch ein ziemlich großes Material sonnenbelichteter Strahlen gesammelt; die Lage dieser Strahlen ist auf der Fig. 4 zu sehen. Die wenigen Strahlen, die nicht sonnenbelichtet sind, liegen wesentlich tiefer.

Die Ergebnisse der Nacht vom 18. bis 19. September desselben Jahres sind der Fig. 5 zu entnehmen. Diesmal ist der Schwanz besser entwickelt, jedenfalls enden die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen nahe der Grenzlinie zwischen der sonnenbelichteten und der finsternen Atmosphäre. Hierbei ist, wie am 22. bis 23. März 1920, bemerkenswert die große Höhe der Fußpunkte der-

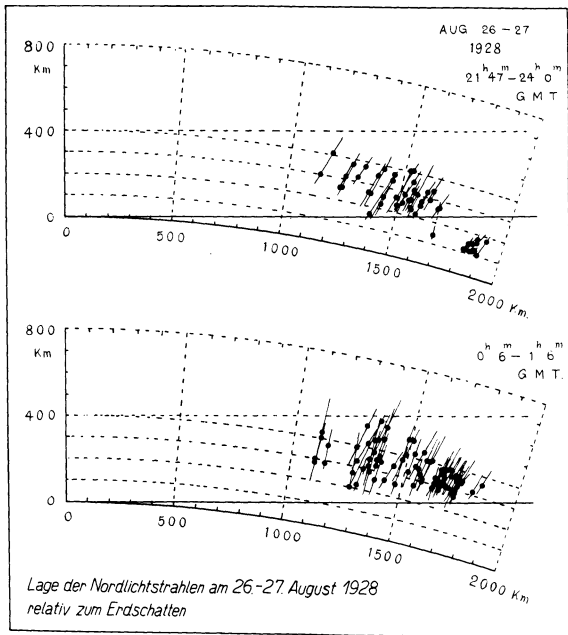


Fig. 4.

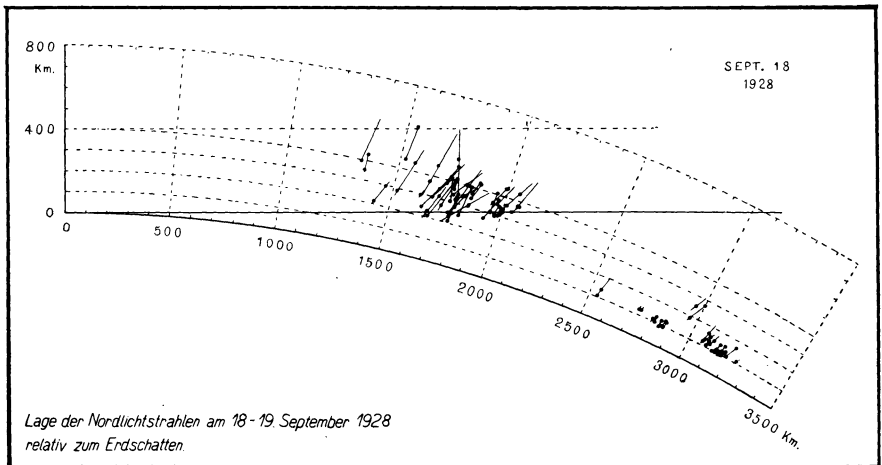


Fig. 5.

jenigen sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen, die am weitesten entfernt vom Berührungspunkt der Sonnenstrahlen mit der Erdoberfläche liegen \*).

Die in der Finsternis liegenden Strahlen sind viel kürzer und reichen im allgemeinen hinab bis zu einem Niveau von etwa 100 km.

5. Die Ergebnisse der Nacht vom 15. bis 16. März 1929. Die wichtigsten Beobachtungen über sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen wurden in der Nacht vom 15. bis 16. März 1929 gemacht. Da dieses Nordlicht von besonderem Interesse ist, wollen wir darüber etwas ausführlicher berichten \*\*).

Am 15. März benachrichtigte mich das staatliche Telegraphenamtsamt, daß das Telegraphieren durch Erdströme gestört werde. Da somit aller Wahrscheinlichkeit nach abends ein Nordlicht erscheinen würde, alarmierte ich meine Nordlichtstationen, so daß sie bei Einbruch der Dämmerung alle bereitstanden. Auf der Hauptstation, der Osloer Sternwarte, leitete ich die Arbeit selbst und verteilte diese unter meine Assistenten in der Weise, daß die Herren Wesøe und Tveter das Photographieren der Nordlichter besorgten und Fräulein Jahr die Zeiten und Beobachtungen niederschrieb. Zudem wurden von Herrn Ingenieur Moxnes Versuche mit zwei soeben fertiggestellten kleinen Spektrographen gemacht, auf die wir später zurückkommen werden. Die Hauptstation stand in ununterbrochen telephonischer Verbindung mit den anderen Stationen, Oscarsborg, Kongsberg und Tömte, so daß die Aufnahmen von zwei, drei oder vier Stationen aus gleichzeitig erfolgten. In Oscarsborg arbeitete Herr Hafnor, in Kongsberg Herr Busengdal und in Tömte der wohlbekannte antarktische Forscher Carsten Borchgrevink.

Mit Hilfe des geradsichtigen, lichtstarken Taschenspektroskops von Lord Rayleigh \*\*\*) konnte ich im Norden einen Nordlichtbogen entdecken, lange bevor er dem unbewaffneten Auge sichtbar war.

Sowie das Nordlicht und die Sterne sichtbar wurden, nahm das Photographieren seinen Anfang; zur ausschließlichen Benutzung kamen die Platten Sonia EW von Herzog, Bremen. In den ersten fünf Stunden wurden gewöhnliche niedrige Nordlichter im Erdschatten aufgenommen. Als ich dann etwas nach Mitternacht (örtliche Zeit) gezwungen war, nach Haus zu gehen, bat ich die Herren Wesøe und Tveter, bis zur Morgendämmerung auszuhalten und besonders auf das etwaige Erscheinen sonnenbelichteter Nordlichtstrahlen zu achten. Ihre Geduld wurde reichlich belohnt. Drei Stunden vor Sonnenaufgang erschienen plötzlich im Nordosten blasse, grauviolette Nordlichtstrahlen, die sich allmählich über den ganzen Nordhimmel hin entwickelten und etwa eine Stunde lang dauerten. In Oscarsborg hatte sich der Himmel inzwischen

---

\*) S. auch: Auroral work in southern Norway since 1922. Terrestrial magnetism and atmospheric electricity, December 1928.

\*\*) S. auch: New evidence of the action of sunlight in aurora rays. Nature, June 8, 1909.

\*\*\*) S. Rayleigh: On visual observations of the aurora line in the spectrum of the sky of night. Gerlands Beiträge zur Geophysik 19, 292—297.

bewölkt, aber von den Stationen Oslo, Kongsberg und Tömtö aus konnten gleichzeitig eine ganze Reihe wohlgelungener Aufnahmen gemacht werden. In dieser Nacht kam auch das Spektrum der Strahlen zur Aufnahme.

Im ganzen wurden gleichzeitig 14 wohlgelungene Aufnahmen von zwei Stationen, 38 von drei Stationen und 12 von vier Stationen aus gemacht. Die Ausmessungen und Berechnungen der Platten sind von meinem Assistenten Wesöe und mir ausgeführt worden; die Ergebnisse sind auf der Fig. 6 veranschaulicht. Die sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen befinden sich links (schwarze Punkte). Ihre Fußpunkte und Gipfel sind sehr sorgfältig ausgemessen, und die Höhen sind sehr zuverlässig; meist sind sie gleichzeitig von drei Stationen aus — mit den großen Basislinien Oslo-Tömtö 46.68 km, Oslo-Kongsberg 65.70 km und Kongsberg-Tömtö 105.14 km — photographiert worden.

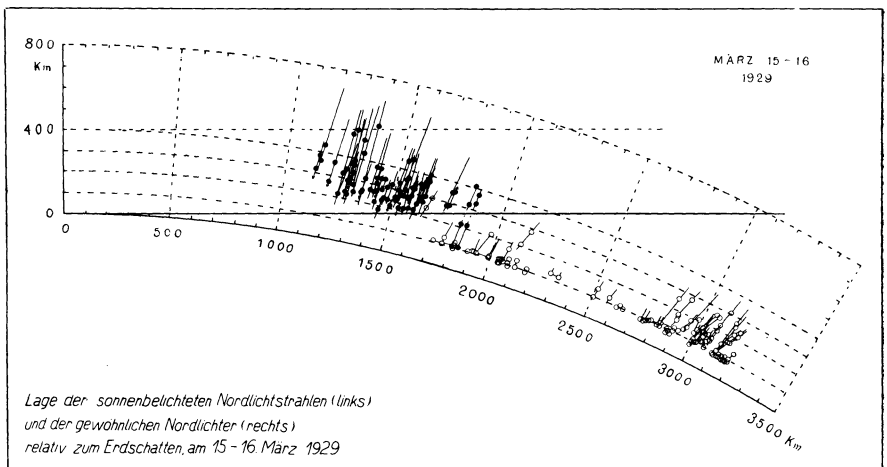


Fig. 6.

Wo Gipfel oder Fußpunkt außerhalb des photographischen Feldes liegt, ist dies durch einen Pfeil angedeutet. Die Strahlen lagen durchschnittlich sehr weit nordwärts, einige z. B. im Zenit über Tromsö oder dem nördlichen Finnland. Die Fußpunkte der Strahlen haben augenscheinlich das Bestreben, der Grenzlinie zwischen sonnenbelichteter Atmosphäre und Erdschatten zu folgen.

Auf derselben Figur sind rechts auch Höhe und Lage der anderen gewöhnlichen Nordlichter im Verhältnis zum Erdschatten wiedergegeben. Diese Nordlichter, deren Aufnahmen in den ersten fünf Stunden der Arbeit erfolgten, hatten die gewöhnliche gelbgrüne Nordlichtfarbe und bestanden teils aus Bogen, Draperien und strahlenförmigen Bändern, teils aus Strahlen, die aber alle auf einem Niveau von 100 bis 350 km lagen, mit Ausnahme eines einzigen schwachen Strahles, der offenbar sonnenbelichtet war und seine Lage zwischen den späteren

sonnenbelichteten Strahlen hatte. Die untere Grenze dieser gewöhnlichen Nordlichter im Erdschatten war nahezu 80 km über der Erde.

Dieser prägnante Unterschied zwischen sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen und gewöhnlichen, im Erdschatten liegenden Nordlichtern kommt hier besonders gut zum Ausdruck, weil von beiden noch gute Spektrogramme genommen wurden, auf die wir unten zurückkommen werden.

Noch eine, früher erwähnte, ganz merkwürdige Erscheinung wurde in dieser Nacht zum erstenmal sicher festgestellt: einige der Strahlen waren zweiteilig, d. h. der eine Teil lag im Sonnenlicht und der andere im Schatten, und beide Teile waren durch einen dunklen Zwischenraum voneinander getrennt. Solche Strahlen sieht man auf der Fig. 6, nahezu 1800 km vom Berührungspunkt der Sonnenstrahlen mit der Erde entfernt. Besonders schön ist diese Erscheinung auf der Fig. 7, den drei, um 3<sup>h</sup> 16<sup>m</sup> 29<sup>s</sup> G.M.Z. gleichzeitig gemachten Aufnahmen der Strahlen

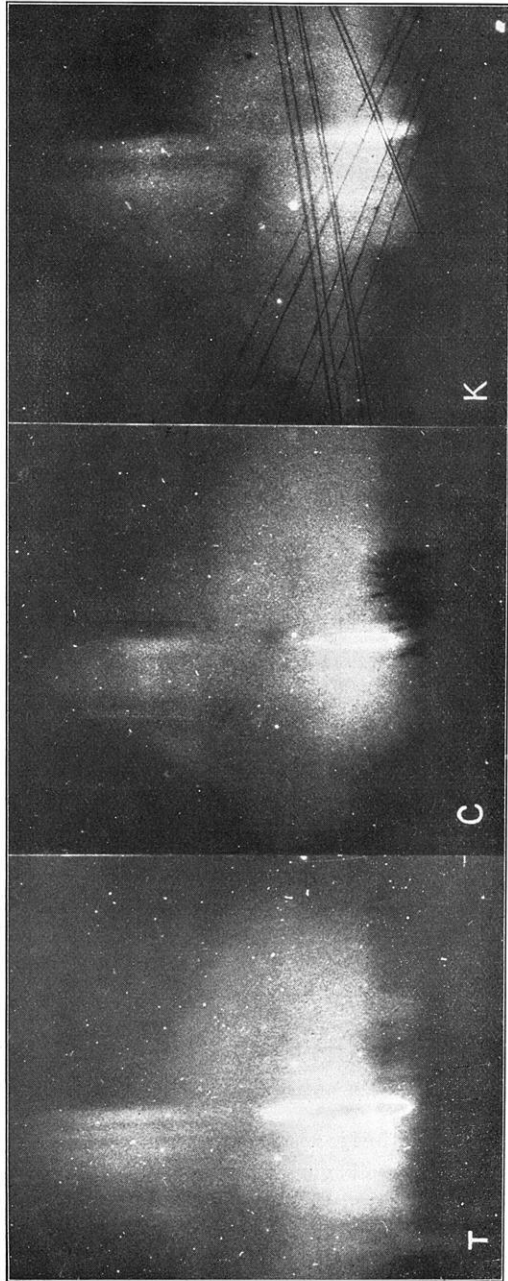


Fig. 7. Geteilter Nordlichtstrahl am 15. bis 16. März 1929, von drei Stationen gleichzeitig aufgenommen. Hintergrund das Sternbild Auriga.

wiedergegeben. Die von Tönte, Oslo und Kongsberg aus aufgenommenen Bilder sind durch T, C und K bezeichnet. Auf diesen Bildern ist das Sternbild Auriga mit dem Stern Capella deutlich zu unterscheiden.

Auf der Fig. 8 ist die jeweilige Lage von 6 Punkten des lichtstärksten Strahles rechts angegeben, und die Berechnungen ergaben hier folgende Höhen:

Basislinie	Punkt 1	Punkt 2	Punkt 3	Punkt 4	Punkt 5	Punkt 6
Oslo—Tönte . . . . .	—	161	202	314	363	—
Oslo—Kongsberg . . . . .	—	151	211	323	368	—
Kongsberg—Tönte . . . . .	100	157	214	316	361	409

Der Fußpunkt des oberen Teiles hatte ungefähr die Höhe von 296 km und der Gipfel des unteren Teiles von etwa 223 km. Die Höhe des Erdschattens an der Stelle des Strahles ist zu etwa 275 km berechnet.

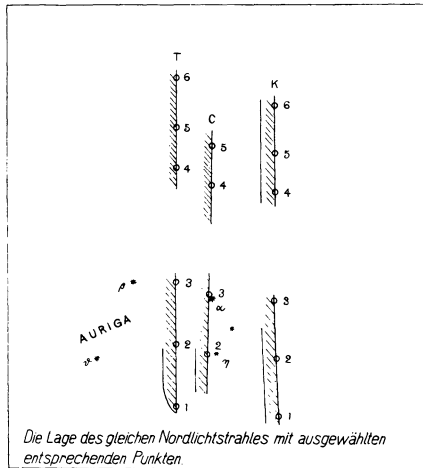


Fig. 8.

Hieraus läßt sich schließen: Die Korpuskularstrahlen, die durch ihr Eindringen in die Atmosphäre diesen Nordlichtstrahl erzeugten, erregten zunächst das Leuchten der sonnenbelichteten Atmosphäre; — dieses Leuchten erlosch beim Eintritt in den Erdschatten, trat aber wiederum in die Erscheinung, wo die größere Dichte der Atmosphäre abermals die Lichterregung durch die Korpuskularstrahlen zuließ.

6. Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen vom 16. bis 17. April 1929. Auch in der Nacht vom 16. zum 17. April bot sich uns eine ausgezeichnete Gelegenheit, sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen beobachten zu können. Abermals ging mir vom Telegraphenamte der Bescheid zu, daß Erdströme das Telegraphieren störten. Sämtliche Nordlichtstationen wurden in Bereitschaft gestellt, und in dieser Nacht wurde eine große Menge von Photogrammen, etwa

70, von allen vier Stationen aus gleichzeitig aufgenommen. Zur ausschließlichen Benutzung kamen auch diesmal die Platten Sonia EW. Es traten nur blasse, grauviolette, sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen, keine andern Nordlichterscheinungen auf. Die Fig. 9 stellt die Ergebnisse dar; die Messungen sind diesmal besonders genau ausgeführt worden mit sehr zuverlässigen Höhenangaben der Fußpunkte und Gipfel.

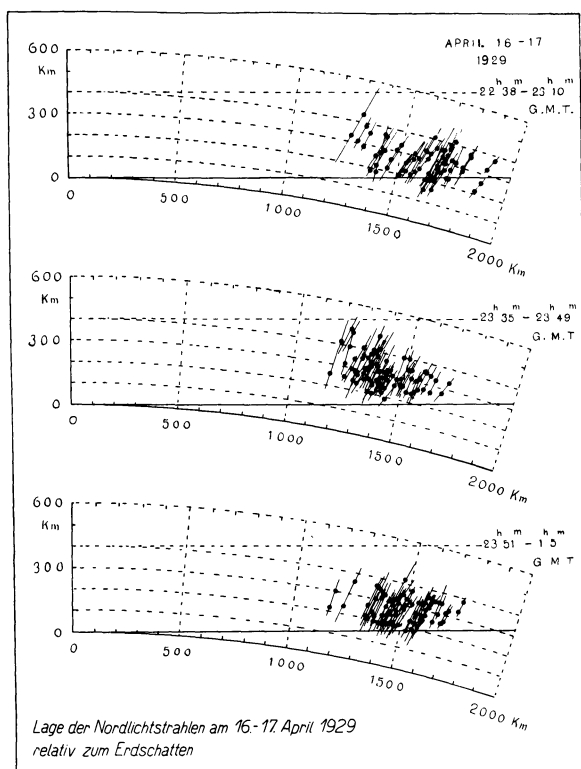


Fig. 9.

Die Figur ist den andern ähnlich, nur daß die Strahlen hier etwas öfter in den Erdschatten eindringen; aber die meisten Strahlen liegen vollständig im Sonnenlicht. Auch in dieser Nacht nahm Ingenieur Moxnes ein Spektrum der Strahlen, worüber wir unten berichten werden.

7. Das Spektrum der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen verglichen mit dem Spektrum des gewöhnlichen Nordlichtes im Erdschatten. Die große Höhe und die eigentümliche Farbe der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen machten es höchst wünschenswert, ihr Spektrum zu erhalten. In einer kurzen Mitteilung über die blaue Nordlichtkrone am Morgen des

23. März 1920\*) habe ich bereits das im Taschenspektroskop betrachtete eigentümliche Spektrum dieser Krone, die unzweifelhaft aus sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen bestand, erwähnt. Ich sah damals mehrere blaue und violette Linien, gegen die die gewöhnliche gelbgrüne Nordlichtlinie verhältnismäßig schwach hervortrat.

Um objektive Beweise dieser Tatsache zu erhalten, beschloß ich im letzten Winter, kleine Spektrographen anfertigen zu lassen, um gleichzeitig mit den photographischen Höhenmessungen auch die Spektre zu erhalten. Mir standen bereits einige kleine, sehr lichtstarke Kinoobjekte zur Verfügung sowie ein Prisma, womit in Bossekop\*\*) sehr gute Objektivprismaaufnahmen gemacht worden waren; zudem hatte ich durch Lord Rayleigh ein geradsichtiges Evershed-Prisma derselben Art bekommen, wie er es braucht\*\*\*), um die Nordlichtlinie des Nachthimmels visuell zu beobachten.

Ich hatte das Glück, mir den Beistand des Herrn Ingenieur Moxnes am Physikalischen Institut der Universität in Oslo zu sichern, und mit seiner Hilfe wurden nun zwei kleine lichtstarke Spektrographen verfertigt, wovon der eine mit geradsichtigem Prisma im Februar 1929, der andere, viel lichtstärkere, aber mit geringerer Dispersion, Anfang März fertig wurde.

Der bereits oben erwähnte Versuch am 15. März brachte sehr interessante Ergebnisse; mit dem zweiten, lichtstarken Spektrographen erzielten wir zwei gute Spektre.

Das erste wurde durch etwa fünfständiges Exponieren auf sämtliche niedrige Nordlichter, wie Bogen, Bänder, Draperien, gewonnen; die Ergebnisse der gleichzeitigen Höhen- und Lagenmessungen sind auf der Fig. 6, rechts, zu sehen. Das Spektrum ist auf der Fig. 10 und der Fig. 13, Nr. 1, wiedergegeben, und zwar mit den Helium-Vergleichsspektre auf jeder Seite. Näheres hierüber im Bericht von Herrn Moxnes.

Das zweite ist ausschließlich das der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen; Belichtungszeit etwa eine Stunde. Die Ergebnisse der Höhen- und Lagenmessungen dieser Strahlen sind der Fig. 6, links, zu entnehmen (schwarze Punkte). Da Herr Moxnes bereits gegangen war, wurde das Helium-Vergleichsspektrum durch die Herren Wesøe und Tveter exponiert; diese Spektre sind, da die Belichtungszeit zu lange gewählt wurde, überexponiert. Fig. 11 und Fig. 13, Nr. 2, zeigen das Spektrum dieser sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen. Um die

---

\*) Nogle fotografier av nordlyskronen om morgenen 23 mars 1920 taget fra Bygdø ved Kristiania, Nordisk astronomisk tidsskrift 1920, Bd. 1, No. 4; sowie Résultats des mesures photogrammétriques des aurores boréales observées dans la Norvège méridionale de 1911 à 1922. Geofysiske Publikationer Bd. IV, No. 7, S. 48.

\*\*) Rapport sur une expédition d'aurores boréales à Bossekop et Store Korsnes pendant le printemps de l'année 1913. Geofysiske Publikationer, Bd. I, No. 5, S. 38 und 156.

\*\*\*) On visual observations of the aurora line in the spectrum of the sky of night. Gerlands Beiträge zur Geophysik, 19, 292—297.



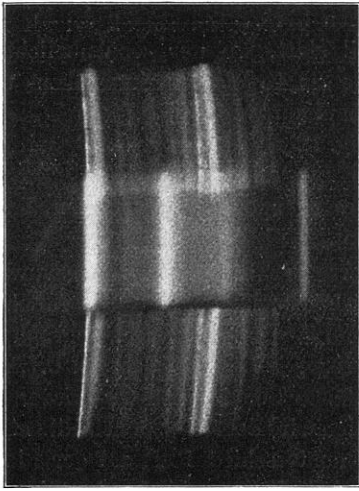


Fig. 10. Spektrum vom gewöhnlichen Nordlicht im Erdschatten am 15. bis 16. März 1929. Vergleichsspektrum vom Helium.

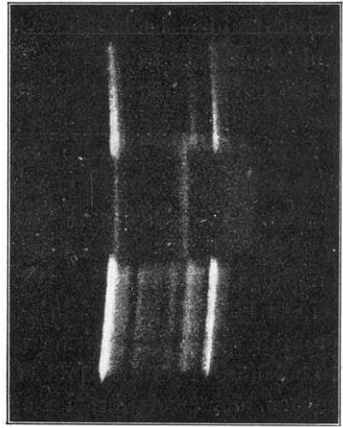


Fig. 12. Spektrum von sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen am 16. bis 17. April 1929.

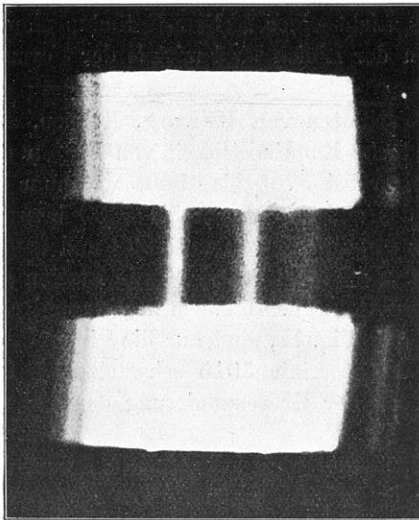


Fig. 11 a.

Spektrum von sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen am 15. bis 16. März 1929. Vergleichsspektrum vom Helium überexponiert.

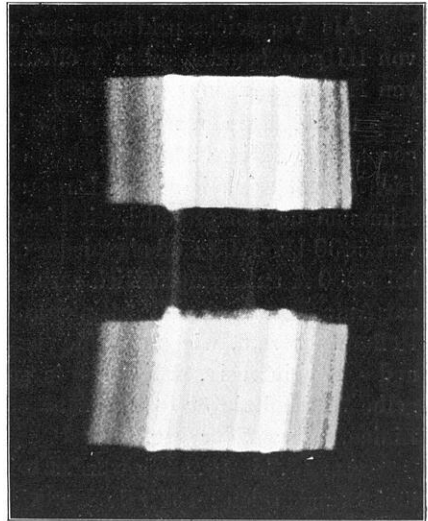


Fig. 11 b.

Dasselbe Spektrum, dunkler kopiert, so daß die Linien des Vergleichsspektrums sichtbar sind.

Linien der Vergleichsspektren erkennbar zu machen, ist der Fig. 11 eine dunklere Kopie beigelegt. Siehe den Moxnesschen Bericht.

Der nächste Versuch fand am 16. April statt, wo nur sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen beobachtet wurden, und dessen Ergebnisse der Höhen- und Lagenbestimmungen durch die Fig. 9 veranschaulicht werden. Das durch Herrn Moxnes aufgenommene Spektrum ist auf Fig. 12 und Fig. 13, Nr. 3, wiedergegeben.

Herr Moxnes hat die Spektren ausgemessen und photometriert und mir darüber folgenden Bericht gegeben.

„Bei den Nordlichtuntersuchungen des Herrn Professor C. Störmer wurden, um gleichzeitig mit den Höhenmessungen auch das Spektrum des Nordlichtes aufzunehmen, zwei kleine Spektrographen benutzt. Der eine Spektrograph ist mit einem kleinen, geradsichtigen Evershed-Prisma mit der Dispersion 0.1, der andere mit einem 60°-Prisma mit der Basislänge 80 mm und der Dispersion 0.016 bei 5000 Å versehen [als Maß der Dispersion wird der Abstand in Millimetern angegeben, der zwei Linsen vom Wellenlängenunterschied 10 Å auf der Platte einnimmt\*). Die Linien der Spektrographen sind photographische Anastigmaten vom Öffnungsverhältnis F:1.5 und F:2 und Brennweite 50 bis 60 mm.

Der Spektrograph mit dem Evershed-Prisma ist etwas lichtschwach und nur bis etwa 4200 Å lichtdurchlässig. Der andere mit dem 60°-Prisma gibt bei mäßig starkem Nordlicht schon nach einer Stunde ein gutes Spektrum der stärksten Nordlichtlinien 5577, 4278, 3914.

Als Vergleichsspektrum wurde das Licht einer Helium-Entladungslampe von Hilger benutzt. Die Wellenlängen der Linien sind mittels der Formeln von Hartmann ausgerechnet\*\*).

Die Spektren wurden auf Sonia-EW-Platten von Herzog, Bremen, aufgenommen. Diese Platten haben eine starke Empfindlichkeit von Beginn der Lichtdurchlässigkeit des Spektrographen an bei 3700 bis 4900, wo dann ein Minimum der Empfindlichkeit eintritt, das zwischen 5000 bis 5300 besteht; von 5400 bis 5700 sind sie wieder ebenso empfindlich wie vor 4900 und fangen bei 5800 Å an unempfindlich zu werden. Deshalb eignen sich die Platten gut zur Aufnahme der Nordlichtlinien 5577, 4278, 3914. In einem kurz exponierten Heliumspektrum, wie im Vergleichsspektrum Fig. 12, sind nur die Linien 3889 und 4471 intensiv, während die sonst starke Linie 5015 schwach ist. Die gelbe Heliumlinie 5876 erscheint erst nach der Überexponierung der anderen Linien, wie auf der Fig. 11a.

Am 15. bis 16. März wurden beide Spektrographen aufgestellt und zunächst fünf Stunden lang auf alle Nordlichter exponiert. Dann wurden die Platten ausgewechselt, und zwei Stunden später, als die hohen sonnenbelichteten Strahlen erschienen, erfolgte die erneute einstündige Exponierung.

---

\*) Handbuch der Experimentalphysik Bd. XXI, S. 215 u. 360.

\*\*) Ebenda S. 360.

Der lichtschwache Spektrograph mit dem Evershed-Prisma zeigte in der ersten Aufnahme nur die eine Linie 5577, in der zweiten Aufnahme überhaupt keine Linien. Der lichtstarke Spektrograph ergab in der ersten Aufnahme ein Spektrum mit den Linien 5577, 4278, 3914 und ein diffuses Band bei 4700 bis 4600 Å. Die zweite Aufnahme der sonnenbelichteten Strahlen zeigt dieselben Linien, die Linie 5577 ist aber, im Vergleich zu den anderen Linien, bedeutend schwächer als in der ersten Aufnahme des nicht sonnenbelichteten Nordlichtes. Die Spaltweite war 0.14 mm, und die Linien sind ziemlich breit.

Am 16. bis 17. April wurde mit dem lichtstarken Spektrographen ein neues Spektrum der sonnenbelichteten Strahlen aufgenommen. In dieser Nacht erschienen keine niedrigliegenden Nordlichter. In diesem Spektrum ist nur eine schwache Spur der Linie 5577 zu sehen, während die Linien 4278 und 3914 intensiv sind. Diesmal war die Spaltweite 0.04 mm.

In der Tabelle sind die ausgerechneten Wellenlängen zusammen mit den von Vegard gefundenen Mittelwerten derselben Linien angeführt; unten ist eine Schätzung der relativen Intensitäten angegeben. Die Ausrechnungen der Wellenlängen sind, besonders in den ersten beiden Aufnahmen, etwas ungenau, und zwar wegen der zur Erreichung eines möglichst intensiven Spektrums benutzten großen Spaltweite. Außerdem ist das Vergleichsspektrum ein wenig doppelt, da der kleine Lichtfleck der Heliumlampe den Kollimator nicht ganz mit Licht ausfüllte. In der letzten Aufnahme sind die beiden Spektren ziemlich scharf. Die drei angegebenen Linien sind sehr typisch, und es besteht kein Zweifel, daß sie mit den zu oberst stehenden Mittelwerten übereinstimmen.

Vegards Mittelwerte der Wellenlängen		5577.2	4277.8	3913.9	} Hb. d. experim. Physik XXV 1, S. 447
Gemessene Wellenlängen	15. März	5573			
	15. März	5566	4262	3907	60°-Prisma
	16. April	5570	4265	3909	"
	17. April		4273	3912	"
Geschätzte Intensitäten nicht sonnenbelichteter Strahlen	15./16. März	5	8	10	"
Geschätzte Intensitäten sonnenbelichteter Strahlen	16. März	1	8	10	"
Geschätzte Intensitäten sonnenbelichteter Strahlen	17. April	sehr schwach	8	10	"

Auf den beigegeführten Registrierungen eines Moll-Photometers ist der Unterschied in der Verteilung der relativen Intensitäten deutlich zu sehen.

Auf der Fig. 13 sind Spektrogramme mit korrespondierenden Registrierungen eines Moll-Photometers zu sehen. Nr. 1 ist das eines gewöhnlichen niedrigen Nordlichtes, Nr. 2 das von sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen und Nr. 3 das von ebensolchen am 17. April.

Bei den Aufnahmen vom 15. bis 16. März sind die experimentellen Bedingungen dieselben. Doch sind die sonnenbelichteten Strahlen viel schmaler als die übrigen Nordlichter, und es mag sein, daß sie den Kollimator des Spektrographen nicht ganz mit Licht ausgefüllt haben, obgleich sie immer in breiten Sammlungen auftraten und lange Zeit ruhig am Himmel standen. Dieser Um-

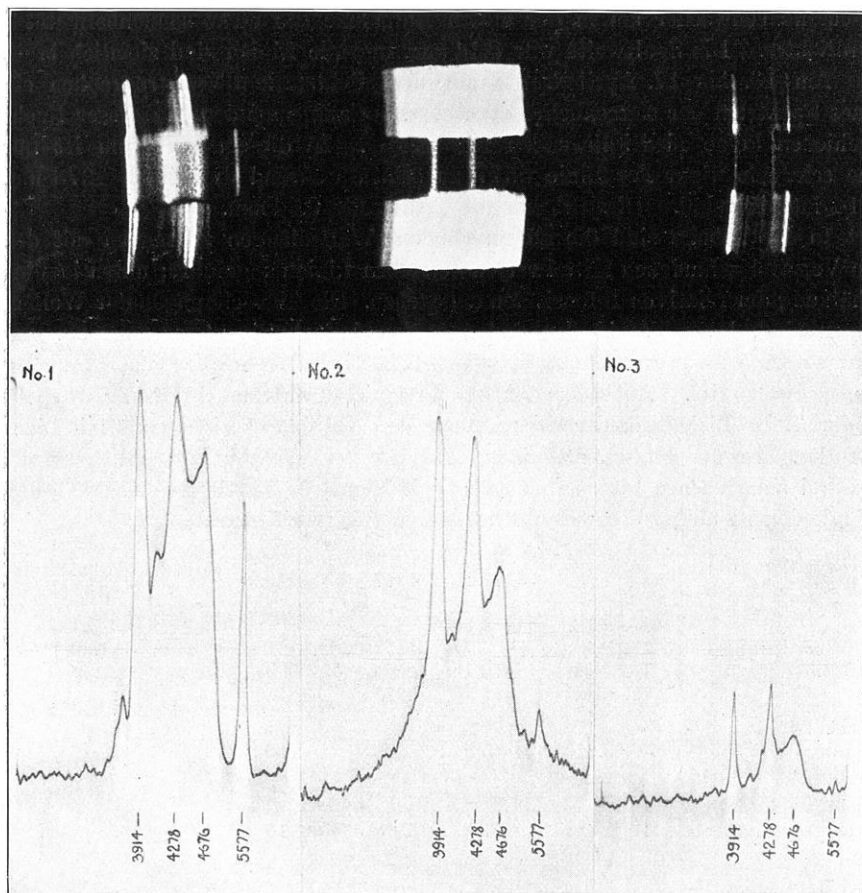


Fig. 13. Die gleichen Spektre mit entsprechenden Registrierungen eines Moll-Photometers.

stand der Nichtausfüllung des Kollimators mit Licht kann aber nicht für den großen Unterschied in der Intensität der Linie 5577 verantwortlich gemacht werden. Die Linien sind gleichmäßig ausgebildet und tragen keine Merkmale einer flackernden Lichtquelle. Bei diesen ersten Versuchen wurde vor dem Spektrographen kein Kondensator benutzt, da dieser die Lichtstärke herabgesetzt haben würde.“

N. H. Moxnes.

8. Zusammenfassung der Ergebnisse. Zurückblickend können wir die gewonnenen Ergebnisse folgendermaßen zusammenfassen:

Treten Nordlichtstrahlen in der sonnenbelichteten Atmosphäre auf, so sind sie viel länger und höher als die Nordlichtstrahlen im Erdschatten. Bis zu einem Abstand von 1700 bis 2300 km vom Berührungspunkt der Sonnenstrahlen mit der Erdoberfläche liegen sie in voller Ausdehnung vorwiegend im Sonnenschein. Sehr oft befinden sich die Fußpunkte der Strahlen ganz in der Nähe der Grenzlinie von sonnenbelichteter und finsterner Atmosphäre. Die höchsten Gipfel reichen in eine Höhe von 800 bis 1000 km. Der Übergang von sonnenbelichteten zu nicht sonnenbelichteten Strahlen erfolgt ziemlich plötzlich in der Entfernung von etwa 1700 bis 2300 km vom obenerwähnten Berührungspunkt. Es kommt vor, daß der Nordlichtstrahl in der Übergangsschicht aus zwei Teilen besteht, einem oberen sonnenbelichteten und einem unteren im Finstern liegenden, der hinab bis zu 100 km dringen kann; diese Teile sind durch einen dunklen Zwischenraum voneinander getrennt. Im Gegensatz zu den sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen liegen die nicht sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen tief, denn ihre Fußpunkte liegen nur 100 km und ihre Gipfel 300 bis 400 km über der Erde.

Das Spektrum der sonnenbelichteten Nordlichtstrahlen weicht von dem des gewöhnlichen Nordlichtes tieferer Lage insofern ab, als die Intensität der grünen Nordlichtlinie  $5577 \text{ \AA}$  im Vergleich zu den beiden Stickstofflinien  $4278 \text{ \AA}$  und  $3914 \text{ \AA}$  erheblich geringer ist. Auch sind diese Strahlen blau bis violett oder grau violett.

Es wäre wohl verfrüht, aus diesen Tatsachen bestimmte Schlüsse auf die obere Atmosphäre ziehen zu wollen. Ob die Vermutung von Professor Krogness, daß der Lichtdruck die obere Atmosphäre hinwegdrücke (s. § 2) richtig sei, ist zweifelhaft. Nach der Fig. 2 hat es zwar den Anschein, als werde die Atmosphäre vom Lichtdruck weggetrieben, aber die anderen Figuren erwecken mehr den Eindruck, als werde die ganze Atmosphäre von der Wirkung der Sonnenstrahlen emporgehoben und senke sich ziemlich schnell abwärts, sobald der Erdschatten eine Höhe von etwa 300 km erreicht hat. Es dürfte dies wohl eine Folge der starken Ionisierung sein, von deren Existenz ja bereits vor vielen Jahren die Theorie des Kennelly-Heaviside-Niveaus Kunde gab.

Daß auch die Sonnenstrahlen, und zwar vor allem die ultravioletten, einen unmittelbaren Einfluß auf die Lichtwirkung der eindringenden Korpuskularstrahlen haben, ist ersichtlich erstens aus der Tatsache, daß die Fußpunkte eine ausgeprägte Neigung haben, der Grenzlinie zwischen Sonnenlicht und Finsternis zu folgen, zweitens aus der Erscheinung der zweiteiligen Strahlen am 15. bis 16. März 1929.

Diese Hebung der oberen Atmosphäre durch das Sonnenlicht ist auch von Vegard\*) geltend gemacht worden.

\*) Das Nordlichtspektrum und die Konstitution der oberen Atmosphärenschicht. Zeitschr. f. Physik B. 16, H. 5—6.

Es sieht auch so aus, als ob die Energie der vom Außenraum eindringenden Korpuskularstrahlen vollständig in der sonnenbelichteten Atmosphäre absorbiert werde, wenn die Sonnenbeleuchtung etwa 200 km tief in der Atmosphäre liegt. Wenn aber nur die über 300 km liegenden Schichten beleuchtet sind, so wird nur ein Teil der Energie verbraucht, und der Nordlichtstrahl kann wieder aufleuchten, wenn er ein Stück in den Erdschatten eingedrungen ist. Wenn schließlich nur die Schichten höher als etwa 400 km beleuchtet sind, so hat das keine merkbare Wirkung auf die Energieabsorption der Korpuskularstrahlen. Sie dringen dann bis zu einem Niveau von 100 km ein.

Es gibt hier für die Physiker und Astrophysiker interessante Probleme zu lösen. Besonders beachtenswert ist die Tatsache, daß der ionisierte Stickstoff, wie das Spektrum erzählt, so hoch emporsteigt, und ferner die Tatsache, daß die grüne Nordlichtlinie, die nach den neueren Untersuchungen wohl dem Sauerstoff angehört, in diesen großen Höhen wesentlich schwächer ist als in der gewöhnlichen Nordlichtregion.

Dröbak, im Juli 1929.

---

## Über die Stratosphärentemperatur und die Strahlungsbedingungen der oberen Atmosphäre.

Von **R. Mügge**. — (Mit elf Abbildungen.)

§1. Die Stratosphäre als Zone des Strahlungsgleichgewichts nach Emden. Die Beobachtungen und die atmosphärische Rückstrahlung. Simpsons Arbeiten über die totale Ausstrahlung. Durch die Untersuchungen von Humphreys und Gold, sehr eingehend dann durch die grundlegende Arbeit von R. Emden<sup>1)</sup>, welcher die Schwarzschildschen Gleichungen für die vertikalen Strahlungsströme auf die Atmosphäre anwandte, gelang eine befriedigende Erklärung für die Erscheinungen der Stratosphäre. Die Rechnung ergibt sowohl die annähernde Temperaturkonstanz mit der Höhe als auch Temperaturen selbst, die den in Europa beobachteten mittleren Werten entsprechen: — 55° bis — 60° C. Die Theorie liefert überdies eine Erklärung für das Zustandekommen eines vertikalen Temperaturgradienten überhaupt, sowie eine obere Grenze für das Auftreten der thermodynamisch bedingten Temperaturgradienten, d. h. für die Höhe der Troposphäre. Die oben angeführte Temperatur des Strahlungsgleichgewichts, ein Ergebnis der Rechnung, ergibt sich dabei in weitem Maße unabhängig von den vereinfachenden Annahmen über die Absorption und Emission der Strahlung, insbesondere auch von der Einteilung des gesamten Spektrums in zwei als grau zu betrachtende Spektralbezirke. Ist  $T$  die Temperatur in Celsiusgraden,  $\Theta$  identisch mit der Funktion  $\Theta = \sigma \cdot T^4$ ,

wo  $\sigma$  die bekannte Konstante des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes:  $\sigma = 8.15 \cdot 10^{-11}$  g cal/min cm<sup>2</sup>; ist ferner  $m$  die von oben gerechnete strahlende Masse der Atmosphäre,  $a_1$  der Absorptionskoeffizient einer kurzwelligen, wesentlich im Sonnenlicht enthaltenen Strahlung, und  $a_2$  die gleiche Größe für eine langwellige als grau geltende Strahlung, so ergibt sich aus den Schwarzschildischen Ansätzen des Strahlungsgleichgewichts:

$$\Theta = \frac{J}{2} \left[ 1 + \frac{a_2}{a_1} + \left( \frac{a_1}{a_2} - \frac{a_2}{a_1} \right) \cdot e^{-a_1 \cdot m} \right] \dots \dots \dots (1)$$

Hier bedeutet  $J$  den für Tag und Nacht sowie die Erde als Ganzes gemittelten Wert der Sonnenzustrahlung, unter Einrechnung der Albedo. Da das Sonnenlicht durch die Atmosphäre bzw. durch den in ihr enthaltenen Wasserdampf sehr schwach, die von der Erdoberfläche und der Atmosphäre ausgesandte langwellige Wärmestrahlung aber sehr stark absorbiert wird, so ist  $a_1/a_2 = \epsilon$  eine kleine Zahl. Für gegen 0 strebendes  $m$ , also hohe Lagen der Atmosphäre, ergibt sich

$$\Theta_{(m=0)} = \frac{J}{2} [1 + \epsilon] \dots \dots \dots (2)$$

je kleiner also  $\epsilon$ , um so geringer auch  $\Theta$ , für  $\epsilon = 0$  erhalten wir als minimales  $\Theta$  des Strahlungsgleichgewichts

$$\Theta = \frac{J}{2} \dots \dots \dots (2a)$$

Rechnen wir die mittlere Solarkonstante zu rund 2 gcal/min cm<sup>2</sup> und die mittlere Energiealbedo der Erde zu 40 Proz., so ist

$$J = \frac{2}{4} \cdot (1 - 40 \text{ Proz.}) = 0.30 \text{ gcal/min cm}^2 \dots \dots \dots (3)$$

Hieraus folgt nach (2a):  $\Theta = 0.15$  oder  $T = -60^\circ \text{ C}$ . Erst wenn das Verhältnis  $a_1/a_2 = \epsilon$  die Zahl 0.1 wesentlich überschreitet, steigt auch die Temperatur am oberen Ende der Atmosphäre erheblich an, ein Ergebnis der Theorie, das für die oberhalb 30 km Höhe gemutmaßten hohen Temperaturen unserer Atmosphäre sehr wesentlich ist.

So gut nun die hier skizzierte Emdensche Theorie die mittleren Verhältnisse der Erdatmosphäre wiedergibt, so schwierig wird ihre Anwendung auf die Atmosphäre im einzelnen. Theoretisch erlauben die Schwarzschildischen Ansätze die Berechnung der Strahlungsströme für jede beliebige Stelle der Atmosphäre, sobald die Verteilung der Temperaturen und der strahlenden Massen  $m$  bekannt ist. Für letztere kann man zunächst in erster Annäherung die Verteilung des in der Atmosphäre enthaltenen Wasserdampfes einsetzen, die wir aus der am Boden gemessenen Dampfmenge  $\bar{w}$  gemäß der Süringschen Formel über die Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe berechnen können. Wir setzen also:

$$w_h = \bar{w} \cdot 10^{-\frac{h}{5}} \dots \dots \dots (4)$$

vernachlässigen also die zwischen Dampfmenge und Dampfdruck auftretenden Faktoren und nehmen an, daß die strahlende Masse  $m$  der Dampfmenge  $w$  proportional sei. Als erster nahm Hergesell die obige Aufgabe einer Berechnung der Strahlungsströme für Batavia und Lindenberg in Angriff<sup>2)</sup>, aber die einfache Anwendung der Theorie ergab so große Widersprüche, daß Hergesell zu einer, wenn auch geringen Abänderung des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes ge- nötigt war.

Hergesell hat hier allerdings eine Annahme Emdens beibehalten, die zweifellos weder für Lindenberg noch Batavia richtig ist, und die auch Emden in seiner Arbeit ausdrücklich nur für die Erde als Ganzes gemacht hat, nämlich die Gleichheit von Ein- und Ausstrahlung am oberen Rande der Atmosphäre. Hält man diese Annahme für jede beliebige Stelle der Atmosphäre aufrecht, so müßten wir ganz entsprechend der Formel (2) die höchsten Temperaturen des Strahlungsgleichgewichts in den Gebieten größter Zustrahlung  $J$ , also am Äquator oder in hohen Breiten während des Sommerhalbjahres finden. Dem wider- sprechen nun die Beobachtungen durchaus, die bekanntlich gerade den umgekehrten Verlauf der Stratosphärentemperatur vom Äquator nach den Polen hin zeigen. Noch größere Bedeutung gewinnt die hier beobachtete Gesetzmäßigkeit dadurch, daß sie nicht nur über der Erde als Ganzem, sondern auch bei den unperi- odischen Temperaturschwankungen höherer Breiten sehr deutlich ausgeprägt ist. Sehr mit Recht vermutet man in diesen Schwankungen der Stratosphärentem- peratur den Sitz der oberen Druckwellen; das Problem abnorm tiefer oder abnorm hoher Temperaturen in hohen Schichten wird damit auch für die prak- tische Meteorologie von großer Bedeutung.

Nun wissen wir allerdings, daß durch die atmosphärische Zirkulation, also durch die in der Troposphäre sich abspielenden thermodynamischen Witterungs- vorgänge, ein Teil der in warmen Gegenden zugeführten kurzwelligen Strahlung in andere Gebiete geringerer Strahlungszufuhr überführt wird. Erst hier gelangt diese Energie nach mannigfachen entropievermehrenden Umwandlungen als lang- wellige Wärmestrahlung in den Weltenraum zurück. Es liegt nahe, diese Vorgänge mit jener merkwürdigen Gesetzmäßigkeit: „Je wärmer unten, desto kälter oben“, in Verbindung zu bringen. In der Tat erlaubt die Schwarzschildsche Betrachtung des Strahlungsgleichgewichts auch ohne die Bedingung der Gleichheit von Ein- und Ausstrahlung eine Berechnung der Strahlungstemperaturen. Bezeichnet  $R$  den Unterschied zwischen dem auf- und dem absteigenden langwelligen Energiestrome, wobei innerhalb der Zone des Strahlungsgleichgewichts  $R$  eine Konstante, also unabhängig von  $m$  oder von der Höhe ist, so wird jetzt:

$$\Theta = \frac{J}{2} [1 + \epsilon] + \frac{R}{2} \dots \dots \dots (2b)$$

Ist  $A$  der langwellige absteigende Energiestrom,  $B$  der von unten aufsteigende, so gilt nach obiger Definition:

$$R = B - (A + J) \dots \dots \dots (5)$$



Nun ist mit großer Annäherung die abwärts gehende langwellige Strahlung in den hohen Schichten, die uns hier interessieren, schon sehr klein, da die oberhalb der Troposphärenengrenze liegenden strahlenden Massen sehr gering sind. In Annäherung ist also in hohen Schichten  $R = B - J$ , d. h. nach (2b) also: Die Stratosphärentemperatur hängt wesentlich von dem gesamten nach oben gehenden langwelligen Energiestrom  $B$  ab, der die oberen für die Sonnenstrahlung sehr durchlässigen Schichten zu heizen hat. In sehr grober Annäherung gilt:

$$\Theta_s = \frac{B^S}{2} \dots \dots \dots (2c)$$

wo  $B^S$  der Wert des Stromes  $B$  in der Stratosphäre ist. Auf diese Beziehung zwischen der totalen Ausstrahlung und der Stratosphärentemperatur  $T_s$  habe ich bereits in einigen früheren Arbeiten hingewiesen. Veranlaßt waren diese Arbeiten durch die Schwierigkeiten, welchen die Erklärung namentlich der tiefen Temperaturen, die wir über den Tropen oder über den warmen Luftkörpern der Hochdruckgebiete unserer Breiten beobachten, begegnet.

Für letztere gibt es allerdings eine einfache Erklärung, welche nach dem Bekanntwerden des über dem Äquator angetroffenen Kaltluftkörpers, analog der Theorie der Polarfront, entwickelt wurde. Diese Erklärung ist heute unter der Bezeichnung „äquatoriales System“ bei allen Meteorologen verbreitet. Wie mir scheint, hat man bei dieser Anschauung allerdings gar nicht beachtet, daß man sich in der Regel jene tiefen Temperaturen über der äquatorialen Zone rein dynamisch zustande kommend denkt, d. h. durch das Emporstrudeln der am Boden übermäßig erhitzten Luftmassen. Es ist aber sehr fraglich, ob solche durch Expansion gekühlte Luft bei ihrer Verlagerung in höhere Breiten zu einem wesentlichen Druckanstieg führen kann, da sie gegenüber der verdrängten Luft nur einen ganz geringen Dichteüberschuß aufweisen könnte. Derart durch Emporsteigen gebildete Kaltluftmassen sind eben grundsätzlich verschieden von den Kaltluftkissen polarer Hochdruckgebiete, wo die durch Ausstrahlung erkaltenden Massen unter Ansaugung weiterer Luft aus den über sie hinweggehenden Strömungen an Dichte gewinnen und damit auch einen wachsenden Trieb zur Ausbreitung erfahren. Sobald wir uns die äquatoriale Kaltluft der Höhe ähnlich, d. h. durch Strahlung oder vielmehr durch einen Mangel an langwelliger Rückstrahlung entstehen denken, sind ähnliche Vorgänge wie an den Grenzen der Polarluft durchaus zu erwarten. Aber genau wie die gemäßigten Breiten im Winter durch die überwiegende Ausstrahlung selbständige Kältehochs entwickeln können, auch ohne anhaltende Polarluftzufuhr, wäre dann auch die Bildung selbständiger Hochdruckgebiete in hohen Schichten der gemäßigten Zone möglich, sobald die Rückstrahlungsverhältnisse ähnlich denen der Tropen oder Subtropen werden.

Entscheidend für die Notwendigkeit, diese Frage zu untersuchen, ist aber meines Erachtens die Unmöglichkeit der oben erwähnten rein dynamischen Erklärung. Die zur Abkühlung führenden aufwärts gerichteten Bewegungen,

etwa in den Gipfeln der tropischen Gewitterwolken, könnten nur als Trägheitsbewegungen ungeheuren Ausmaßes aufgefaßt werden. Es ist leicht auszurechnen, daß die dazu benötigten Vertikalgeschwindigkeiten unwahrscheinlich hoch sind. F. Linke<sup>3)</sup> hat kürzlich in einer Arbeit über „Die Vertikalbewegung isolierter Luftmassen“ Formeln entwickelt, die wir auf dieses Problem ohne weiteres anwenden können. Denn sei beispielsweise die durch Strahlung in der äquatorialen Atmosphäre herrschende Temperatur  $-60^{\circ}\text{C}$ , so würde bei einem weiteren Trägheitsauftrieb der Luft die Kondensationswärme keinen irgendwie zu berücksichtigenden Einfluß mehr hervorbringen. Bedeutet  $c$  die Vertikalgeschwindigkeit der Luft, ist  $\gamma$  der adiabatische und  $\alpha$  der zufällig vorhandene Gradient, sei ferner  $h$  die Höhe in Metern und  $g$  die Schwerebeschleunigung, so ergibt sich bei der Temperatur  $T_0$  nach Linke:

$$c = h \cdot \sqrt{\frac{2g}{3T_0}(\gamma - \alpha)} \dots \dots \dots (6)$$

Diese Formel ist aus der bekannten Auftriebsgleichung

$$\frac{d^2 h}{dt^2} = g \cdot \frac{T' - T}{T}$$

abgeleitet. Dringt die aufsteigende Luftmasse in eine Stratosphäre von der Temperatur  $T_0 = -60^{\circ}\text{C} = 213^{\circ}\text{abs.}$ , so wird, da  $\alpha = 0$  und  $\gamma = 0.0098$ ,

$$h = 57.8 \cdot c.$$

Die erreichte Höhe ist also der Geschwindigkeit proportional, und zwar wird zur Erreichung einer Höhe von 2 km, also einer weiteren adiabatischen Abkühlung auf  $-80^{\circ}\text{C}$ , eine Geschwindigkeit von rund 35 m/sec, zu einer Abkühlung auf  $-90^{\circ}\text{C}$  von rund 52 m/sec benötigt. Dabei sind in dieser Rechnung Reibungsvorgänge noch nicht berücksichtigt, außerdem müßten diese Bewegungen, die ja nur in Begleitung gewaltiger Cumulonimben auftreten könnten, noch beträchtliche Mengen von Eis- oder Hagelkörnern mitheben. Dies alles erscheint unmöglich, wenn nicht vorher auf andere Weise ein schon annähernd adiabatischer Gradient vorhanden ist. Man könnte vielleicht denken, daß der Vorgang des Eindringens sehr allmählich stattfindet, indem die in einzelnen Strudeln emporsteigende und abgekühlte Luft sich ausbreitet und so eine Schicht mit annähernd adiabatischem Gradienten erzeugt, die dem nächsten von unten kommenden Luftstrom das weitere Eindringen erleichtert. Dagegen muß aber der nun überall einsetzende starke Abtrieb wirken, und es ist ja auch aus den Beobachtungen hoher Gewitterwolken bekannt, daß in ihrer Umgebung heftige absteigende Bewegungen vorhanden sind.

Auch ein langsames Aufgleiten der Luftmassen nach der äquatorialen Zone hin, etwa als eine Folge der Erdrotation, kann für eine derart große Bewegung gegen den thermischen Abtrieb nicht in Frage kommen, überdies ist bei ostwestlicher Luftbewegung, wie sie gewöhnlich über der äquatorialen Zone angenommen wird, die Vertikalkomponente der ablenkenden Kraft abwärts gerichtet.

Da ihr Hauptanteil proportional mit  $\cos^2 \varphi$  geht<sup>6)</sup>, ist sie übrigens hier mit der Breite nur sehr schwach veränderlich.

Umgekehrt führt die Auffassung, daß es sich bei der beobachteten Temperaturverteilung in hohen Schichten um einen Strahlungseffekt handelt, zu meteorologisch befriedigenden Zahlen über den Wärmeaustausch zwischen verschiedenen Breiten. Das Ergebnis dieser in meiner vorhin erwähnten Arbeit gemachten Untersuchung ist in der Fig. 1 zusammengestellt. Wie die Figur zeigt, sind für die Berechnung äquatoriale Stratosphärentemperaturen von etwa 190° abs., polare von 227° maßgebend gewesen, wobei die einzelnen Zahlwerte aus einer einfachen Sinusfunktion:

$$\Theta_{\varphi}^0 = \alpha + \beta \cdot \sin \varphi \dots \dots \dots (7)$$

berechnet wurden.  $\alpha$  und  $\beta$  sind beide sehr nahe der Zahl 0.105. Aus den erwähnten Temperaturen für Äquator und Pol folgen Werte der totalen Rückstrahlung  $B_{\varphi}^0$  von rund 0.22 bzw. 0.40 gcal/min cm<sup>2</sup>.

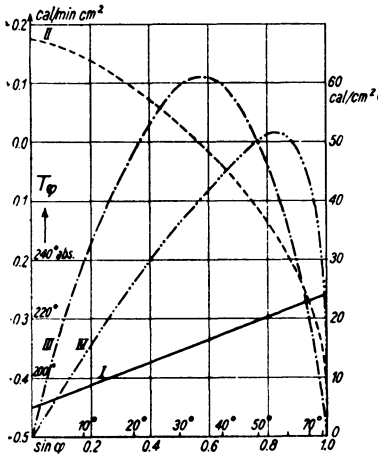


Fig. 1.

- I. Stratosphärentemperatur  $T_{\varphi}$ .
- II. Wärmemenge  $R_{\varphi}$ , welche pro Minute einer Troposphärensäule von 1 cm<sup>2</sup> Querschnitt entzogen ( $R_{\varphi} > 0$ ) oder zugeführt wird ( $R_{\varphi} < 0$ ).
- III. Wärmemenge  $\frac{\overline{R_{\varphi}}}{10^3 \cdot \pi}$ , welche pro Minute den Parallelkreis in der Breite  $\varphi$  überschreitet.
- IV. Stromdichte  $S_{\varphi}$ , welche pro Minute in der Breite  $\varphi$  durch einen vertikalstehenden Quadratzentimeter strömt.

§ 2. G. C. Simpsons Untersuchungen über die totale Ausstrahlung. Bei den erwähnten Überlegungen kam es mir im wesentlichen auf die Größe  $R$  und die daraus folgende Energiezirkulation an, wobei die Stratosphärentemperatur  $T_S$  gewissermaßen als vorgegeben angenommen wurde. Demgegenüber hat neuerdings G. C. Simpson<sup>6)</sup>, veranlaßt durch meine damaligen Rechnungen, die Frage des Rückstromes als direktes Strahlungsproblem behandelt. Ausgehend von der bekannten Verteilung des Wasserdampfes in verschiedenen Breiten fragt er: Ist es möglich, daß trotz der Anhäufung großer strahlender Massen am Äquator die dortige Rückstrahlung besonders kleine Werte (0.22 gcal/min cm<sup>2</sup>) annimmt, umgekehrt in polaren Gegenden so große Werte bis zu

0.4 cal aus der dortigen dampfarmen Atmosphäre in den Weltenraum ausgesandt werden? Diese Fragestellung ist sehr berechtigt, und Simpson kommt zu dem Resultat, daß das von mir aus der Stratosphärentemperatur geschlossene Resultat über die Rückstrahlung unmöglich richtig sein kann. Er findet, daß zwar durch die ungleiche Verteilung des Wasserdampfes eine sehr weitgehende Gleichverteilung der Ausstrahlung gegenüber der ungleichen Zustrahlung eintritt, daß aber immer noch die polare Rückstrahlung kleiner sein muß als die Ausstrahlung mittlerer oder niederer Breiten. Simpson nimmt daher als „ungestörte Stratosphärentemperatur“ etwa 220° abs. über der ganzen Erde an, die beobachteten Werte aus dem unteren Teil der Stratosphäre, die ich benutzt habe, sind seiner Ansicht nach „gestört“ durch die Vorgänge der Konvektion und der Dynamik. Simpson stützt diese Auffassung auch durch die Tatsache, daß fast überall die höchsten Beobachtungen wieder ein Ansteigen der Temperatur mit zunehmender Höhe anzeigen. Man darf jedoch nicht vergessen, daß alle Angaben der Registrierapparate oberhalb 20 km infolge der einsetzenden Strahlungsfälschungen sehr ungewiß sind. Überdies kann das Wiederansteigen der Temperatur auch ganz anderen Gründen, nämlich dem mit der Höhe zunehmenden Ozongehalt der Luft und der damit wachsenden kurzwelligen Absorption, zugeschrieben werden (vgl. S. 195).

Hinsichtlich der Erklärung der beobachteten Temperaturverteilung kommt Simpson, wie erwähnt, zu einem durchaus negativen Ergebnis, aber dennoch erscheint mir ein Resultat seiner Betrachtung sehr bemerkenswert: nämlich die stark ausgeprägte Gleichverteilung der Rückstrahlung, die auf der Kompensation von Absorption und Emission beruht. Insbesondere wird die Absorption der von der Erde ausgehenden Schwarzstrahlung in den hohen dampfarmen Breiten sehr gering, und wir haben hier also eine grundsätzliche Möglichkeit, die merkwürdige Temperaturverteilung in der Höhe längs eines Meridians durch die Strahlung zu erklären. Wie die Simpsonsche Überlegung zeigt, genügen die einfachen von Emden benutzten Annahmen mit einem einzigen als grau angesehenen Spektralbereich im langwelligen Gebiet hierfür noch nicht. In einem Referat über die Simpsonsche Arbeit<sup>7)</sup> habe ich darauf hingewiesen, daß hinsichtlich der Rückstrahlung zwei Anteile getrennt zu behandeln sind, nämlich einmal die von der Atmosphäre, d. h. vom Wasserdampf selbst nach oben gehende Strahlung, gewissermaßen die „Eigenstrahlung der Atmosphäre“, und zweitens die als schwarz anzusehende Erdstrahlung. Denn es ist von vornherein anzunehmen, daß die in dem Wasserdampf selbst erzeugte Eigenstrahlung ungleich stärker absorbiert wird als die alle Wellenlängen enthaltende Erdstrahlung. In der Tat zeigten mir genauere Rechnungen, daß das Problem mit Hilfe einer solchen Zweiteilung einer grundsätzlichen Lösung zugänglich ist. Noch vor dem Abschluß dieser Untersuchungen erschien nun eine zweite Arbeit Simpsons<sup>8)</sup>, in welcher er die Ergebnisse seiner ersten Untersuchung widerruft und das Problem der Rückstrahlung unter neuen, sehr viel eingehenderen Annahmen entwickelt. Die langwellige Temperaturstrahlung,

die von der Erde und der Atmosphäre ausgesandt wird, und die in der Tat für die Temperaturen unterhalb etwaiger Ozonschichten ausschlaggebend ist, teilt er jetzt in drei verschiedene Strahlungsgattungen, die wir etwa mit den Worten bezeichnen können:

1. von der Atmosphäre total absorbiert,
2. " " " halb durchgelassen,
3. " " " ganz durchgelassen.

Diese Einteilung ist in der Tat, wie wir im folgenden sehen werden, sehr zweckmäßig. Auf die Einzelheiten dieser sehr interessanten Untersuchung werden wir noch zurückkommen. Hinsichtlich des hier interessierenden Problems der Stratosphärentemperatur oder vielmehr der Rückstrahlung kommt Simpson auch jetzt wieder zu einem negativen Resultat, indem auch diese genauere Betrachtungsweise wieder eine fast völlige Gleichverteilung der über der Erde in den Weltenraum zurückgehenden Strahlung ergibt. Der Verfasser schließt daher mit den drei noch nicht gelösten Fragen:

1. Warum nimmt die Stratosphärentemperatur nicht mit der Höhe ab?
2. Warum nimmt die Stratosphärentemperatur mit zunehmender Breite zu?
3. Warum liegt die Basis der Stratosphäre in niedrigen Breiten höher als in polaren?

Verzichtet man auf eine dynamische Erklärung tiefer Stratosphärentemperaturen, so bilden die Fragen 2 und 3 nur ein einziges Problem, eben jenes, das auch der Gegenstand dieser Untersuchung sein soll.

§ 3. Die Schwarzschild'schen Strahlungsgleichungen und die Gegenstrahlung der Atmosphäre. Vergleich mit den Ångström'schen Messungen und den Laboratoriumsuntersuchungen der Amerikaner. Zur Abschätzung der die Atmosphäre in vertikaler Richtung durchsetzenden Strahlungsströme bedienen wir uns der Schwarzschild'schen Gleichungen. Nennen wir  $A$  den abwärts gehenden,  $B$  den aufsteigenden Energiestrom,  $m$  die von oben her gezählte strahlende Masse und  $a$  den Absorptionskoeffizienten der Masseneinheit, so gilt für einen grau strahlenden Körper:

$$dA = -a \cdot A \cdot dm + a \cdot \Theta \cdot dm \dots \dots \dots (8)$$

und

$$dB = a \cdot B \cdot dm - a \cdot \Theta \cdot dm \dots \dots \dots (9)$$

Für einen Stoff mit selektivem Absorptionsspektrum, wie es beispielsweise der Wasserdampf besitzt, sind diese Gleichungen in obiger Form nicht anwendbar, oder doch nur für einen ganz schmalen Wellenbereich, innerhalb dessen wir den Koeffizienten  $a$  als konstant ansehen dürfen. Um nun die Rechnung nicht allzu kompliziert zu machen, zerlegen wir das ganze langwellige Spektrum zunächst in drei als grau angesehene Anteile. Wir können uns dies an der

Fig. 2, die ein von Hettner<sup>9)</sup> aufgenommenes Absorptionsspektrum des Wasserdampfes in etwas schematischer Weise wiedergibt, verdeutlichen. Der schwarz angelegte Teil der Figur enthält die Wellengruppe, die auch schon von sehr dünnen Schichten des atmosphärischen Wasserdampfes fast völlig absorbiert wird (die Wellengruppen brauchen nicht in einem Stück zusammenzuhängen). In bezug auf diesen Bereich strahlt der Dampf also ähnlich wie ein schwarzer Körper. In entsprechender Weise fassen wir die Wellengruppen des gestrichelten Anteils der Figur zu einer halb durchgelassenen, und den Rest zu einer völlig durchgelassenen Strahlung zusammen. Die weiß bzw. schwarz durch die Figur gezogene Linie zeigt die Energieverteilung des mit einer Temperatur von +20°C schwarz strahlenden Körpers. Die von dieser Linie umschlossene Fläche entspricht also einer Energie von  $\Theta = \sigma \cdot 293^4$

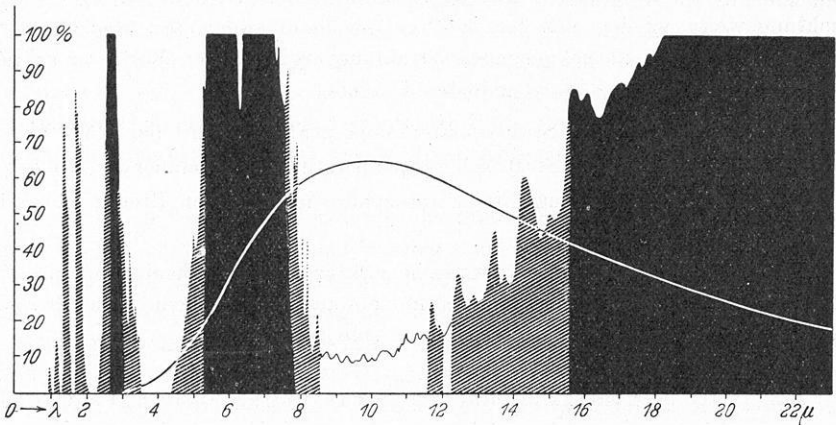


Fig. 2. Mittlere Absorption durch eine Dampfmenge äquivalent 0.4 g H<sub>2</sub>O. Energieverteilung einer Schwarzstrahlung bei 20°C. Abszisse: Wellenlänge λ.

= 0.597 gcal/min cm<sup>2</sup>. Vergleicht man mit dieser Gesamtfläche die innerhalb der Kurve liegenden schwarzen bzw. gestrichelten oder weißen Anteile der Figur, so zeigt sich, daß die sich beinahe schwarz verhaltende Strahlung etwa 50 Proz. der Strahlung eines vollkommen schwarzen Körpers ausmacht, die beiden anderen Anteile je etwa 25 Proz. Wir werden später noch weitere Methoden zur Abschätzung dieser Anteile kennenlernen.

Für jeden der so definierten Spektralbereiche schreiben wir nun die Schwarzschild'schen Ansätze in folgender Form:

$$\left. \begin{aligned} dA_1 &= -a_1 \cdot A_1 \cdot dm + q_1 \cdot a_1 \cdot \Theta \cdot dm \\ dA_2 &= -a_2 \cdot A_2 \cdot dm + q_2 \cdot a_2 \cdot \Theta \cdot dm \\ dA_3 &= -a_3 \cdot A_3 \cdot dm + q_3 \cdot a_3 \cdot \Theta \cdot dm \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8a)$$

und entsprechend:

$$dB_1 = a_1 \cdot B_1 \cdot dm - q_1 \cdot a_1 \cdot \Theta \cdot dm \text{ usw. } \dots \dots \dots (9a)$$

Hier sind nach obigem die Größen  $q_1$  schätzungsweise 0.50,  $q_2$  und  $q_3$  etwa 0.25. Durch Integration ergibt sich aus der allgemeinen Gleichung

$$dA = -a \cdot A \cdot dm + q \cdot a \cdot \Theta \cdot dm:$$

$$[e^{a \cdot m} \cdot A]_0^m = a \cdot q \cdot \int_{x=0}^{x=m} \Theta e^{ax} dx \dots \dots \dots (10)$$

oder

$$A_{(m)} = A_0 \cdot e^{-a \cdot m} + a \cdot q \cdot e^{-a \cdot m} \cdot \int_{x=0}^{x=m} \Theta \cdot e^{ax} dx.$$

Da es sich hier um langwellige Strahlungsbereiche handelt, die an der oberen Grenze der Atmosphäre verschwindend klein in den absteigenden Strömen  $A$  sind, so wird  $A_0$  verschwindend klein, und wir haben:

$$A_{(m)} = a \cdot q \cdot e^{-a \cdot m} \cdot \int_{x=0}^{x=m} \Theta \cdot e^{ax} \cdot dx \dots \dots \dots (10a)$$

Die entsprechende Integration der Gleichung (9) ergibt für den aufsteigenden Strom  $B$ :

$$e^{-a \cdot m} \cdot B - B_0 = -a \cdot q \cdot \int_{x=0}^{x=m} \Theta e^{-ax} \cdot dx \dots \dots \dots (11)$$

oder

$$B_{(m)} = B_0 \cdot e^{a \cdot m} - a \cdot q \cdot e^{a \cdot m} \int_{x=0}^{x=m} \Theta e^{-ax} \cdot dx \dots \dots \dots (11a)$$

Hier ist  $B_0$  die schon erörterte Größe der Rückstrahlung am oberen Rande der Atmosphäre. Da sie für unsere Untersuchung eine besonders wichtige Rolle spielt, drücken wir sie zweckmäßig durch den Strom  $B_m$  und dessen Anfangswert am Boden  $B_{(\bar{m})} = \bar{B}$  aus: Es wird

$$\bar{B} = B_0 \cdot e^{a \cdot \bar{m}} - a \cdot q \cdot e^{a \cdot \bar{m}} \cdot \int_{x=0}^{x=\bar{m}} \Theta \cdot e^{-ax} \cdot dx$$

und daraus

$$B_0 = \bar{B} \cdot e^{-a \cdot \bar{m}} + a \cdot q \cdot \int_{x=0}^{x=\bar{m}} \Theta \cdot e^{-ax} \cdot dx \dots \dots \dots (11b)$$

Setzen wir noch  $B_0$  in die Gleichung (11 a) ein, so ergibt sich für eine beliebige Höhenlage  $m$ :

$$\left. \begin{aligned} B_{(m)} &= \bar{B} \cdot e^{a(m-\bar{m})} + a \cdot q \cdot e^{a \cdot m} \cdot \int_{x=0}^{x=\bar{m}} \Theta e^{-ax} dx - a \cdot q \cdot e^{a \cdot m} \int_{x=0}^{x=m} \Theta e^{-ax} dx \\ &= \bar{B} \cdot e^{a(m-\bar{m})} + a \cdot q \cdot e^{a \cdot m} \cdot \int_{x=m}^{x=\bar{m}} \Theta \cdot e^{-ax} \cdot dx. \end{aligned} \right\} (11c)$$

Die Gleichungen (11b) und (11c) zeigen schon sehr deutlich die beiden von der Erd- und der Atmosphärenstrahlung herrührenden Anteile des Stromes  $B$ , doch soll auf diesen erst im folgenden Abschnitt näher eingegangen werden.

Die Formel (10a) liefert uns für  $m = \bar{m}$  am Boden die als Gegenstrahlung bezeichnete Strahlung der Atmosphäre, und zwar gesondert für jede der obigen Wellengruppen; die Summe aller  $A$  ergibt die gesamte Gegenstrahlung. Zur Berechnung des Ausdrucks (10a) führt man zweckmäßig die Funktion

$$y = e^{a(x-m)}, \quad dy = a \cdot e^{a(x-m)} \cdot dx$$

ein, es wird dann

$$A_{(m)} = q \cdot \int_{\substack{y=1 \\ x=0}}^{x=m} \Theta \cdot dy \dots \dots \dots (10b)$$

$x$  ist also der laufende Wert der Variablen  $m$ . Zur numerischen Bestimmung dieses Integrals, in das ja die gesamte vertikale Temperaturverteilung an jeder beliebigen Stelle der Erdoberfläche eingeht, sind einige graphische Hilfstafeln angefertigt. Die erste enthält eine Skalendarstellung der Funktion  $\Theta = \sigma \cdot T^4$ , die  $\Theta$  für Celsiusgrade zwischen  $+30^\circ\text{C}$  und  $-85^\circ\text{C}$  bis auf drei Dezimalen abzulesen gestattet. Das große Nomogramm II enthält eine Darstellung der Werte  $\Theta$  und der strahlenden Massen für verschiedene Breiten und bis zu Höhen von 20 km. Mit seiner Hilfe ist es leicht möglich, unter allen nur denkbaren Annahmen über die Größe der strahlenden Masse  $m$  die Funktion  $\Theta = \Theta(y)$ , wo  $y = e^{-a(x-m)}$ , graphisch darzustellen und dann mechanisch zu integrieren.

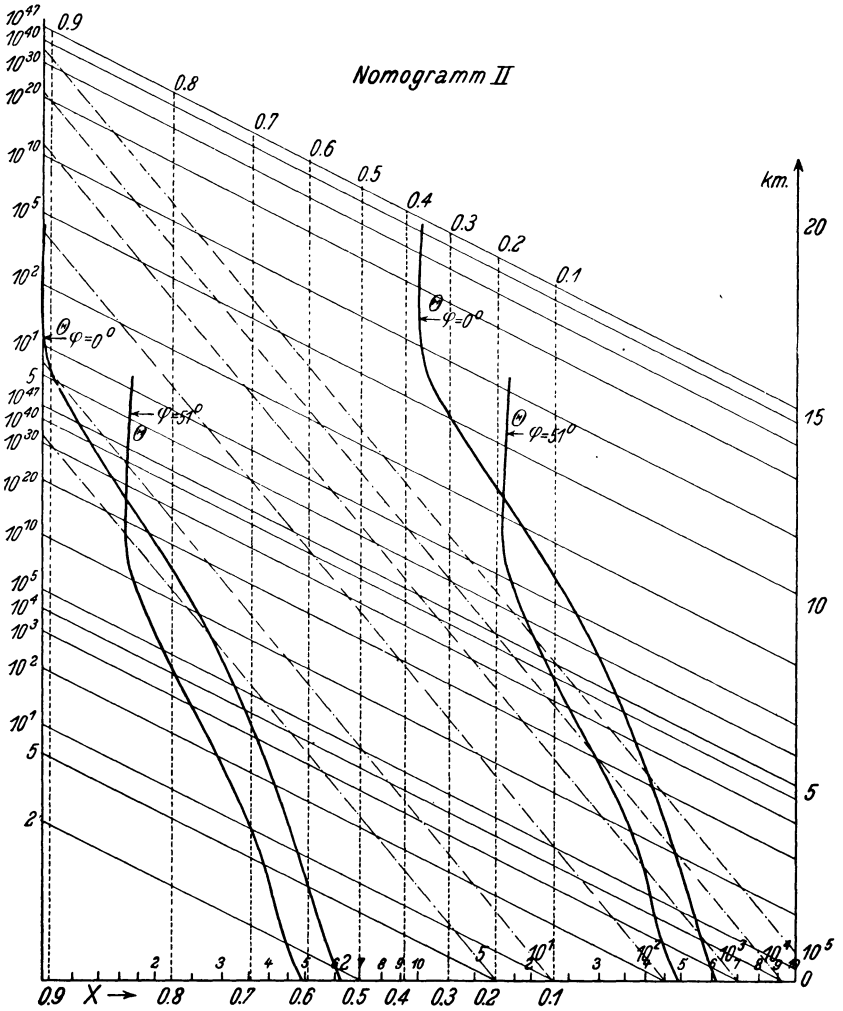
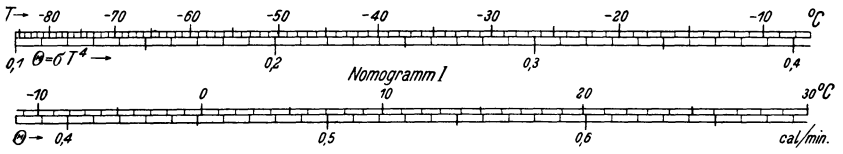
Zur Charakterisierung der strahlenden Masse  $m$  haben wir bisher die Größe  $m$  oder, genauer gesagt, die Funktion  $e^{a \cdot m}$  bzw.  $e^{-a \cdot m}$  benutzt. Dies ist bequem für die mathematische Behandlung obiger Differentialgleichungen, bei den numerischen Betrachtungen ist es jedoch bequemer, die strahlende Masse als Potenz der Zahl 10 auszudrücken. Wir setzen daher

$$e^{a \cdot m} = 10^w, \quad e^{-a \cdot m} = 10^{-w} \dots \dots \dots (12)$$

wobei der Buchstabe  $w$  darauf hindeutet, daß die strahlende Masse in erster Annäherung dem atmosphärischen Gehalt an Wasserdampf proportional ist. Die einzelnen Faktoren  $a_1$ ,  $a_2$  und  $a_3$  sowie die Zahlwerte  $m$  interessieren uns in der Tat nur wenig, vielmehr ist es der Ausdruck  $e^{-a \cdot m} = 10^{-w}$ , der uns ein anschauliches Maß der Absorptionsfähigkeit oder Strahlungsfähigkeit einer gewissen Menge atmosphärisch gelösten Wasserdampfes vermittelt. Setzen wir beispielsweise an irgendeiner Stelle der Erde die gesamte strahlende Masse der Atmosphäre  $\bar{w} = 3$ , so bedeutet dies nach obigen Definitionen:

$$e^{-a \cdot \bar{m}} = 10^{-\bar{w}} = 10^{-3}.$$





Von einer Strahlung, die zu der durch den Absorptionskoeffizienten  $a$  gekennzeichneten Wellengruppe gehört, würde also beim Durchgang durch die ganze Atmosphäre nur ein Tausendstel noch durchkommen. Auch die strahlenden Massen  $\bar{w}$  sind für die verschiedenen Wellengruppen verschieden, wir bezeichnen sie entsprechend den Koeffizienten  $a$  mit den Indizes 1, 2 und 3.

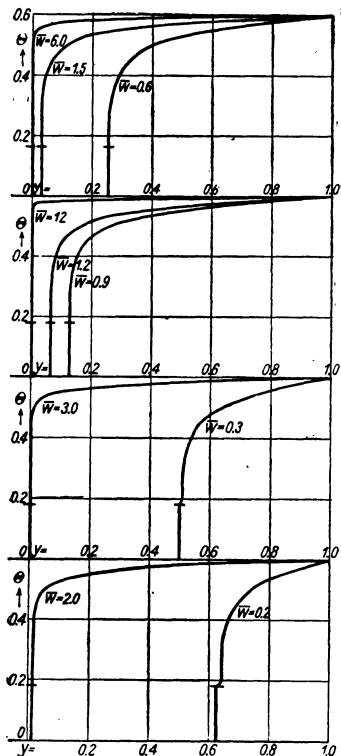


Fig. 3. Darstellung der Größe:  $\theta = \sigma \cdot T^4$ , als Funktion der Variablen  $y = e^{a(m-x)} = 10^{\bar{w}-w}$ . Die  $\theta$ -Werte entsprechen der Temperaturverteilung unter  $34^\circ$  Breite.  $T$  (am Boden) =  $20^\circ$  C,  $\bar{\sigma} = 0.599$ . Die von den Kurven umschlossenen Flächen ergeben die Gegenstrahlung:

$$\bar{A} = E_A = \int_{y=10^{-\bar{w}}}^{y=1} \theta \cdot dy$$

am Erdboden für verschiedene Werte des  $\bar{w}$ .

strahlenden Massen wenden wir uns nunmehr zu dem Ergebnis der auf S. 204 beschriebenen numerischen Auswertung des Integrals:

$$A_{(m)} = q \cdot \int_{y=e^{-a \cdot m}}^{y=1} \Theta \cdot dy \quad \text{oder der Gegenstrahlung} \quad \bar{A} = q \cdot \int_{y=e^{-a \cdot \bar{m}}}^{y=1} \Theta \cdot dy \quad (10b)$$

Da es sich in dieser Arbeit zunächst um eine auf die ganze Erde bezügliche Untersuchung handelt, soll für die Abhängigkeit der strahlenden Masse  $w$  von der Höhe dasselbe einfache Gesetz angenommen werden, das wir auf S. 195 für den in der Atmosphäre enthaltenen Wasserdampf hingeschrieben haben:

$$w_h = \bar{w} \cdot 10^{-\frac{h}{5}} \quad (h \text{ in Kilometern}) \quad \dots \quad (13)$$

In niedrigen und mittleren Breiten gibt diese Formel die beobachteten Verhältnisse bis annähernd zur Stratosphärengrenze richtig wieder, in hohen Breiten und für große Höhen werden die damit errechneten Dampfmengen wahrscheinlich erheblich zu klein. Auch von der Berücksichtigung des Kohlendioxids als strahlendes und absorbierendes Medium soll zunächst abgesehen werden, obwohl dieses zweifellos einen gewissen, wenn auch nicht sehr wesentlichen Anteil an den Strahlungsvorgängen hat. Die Berechtigung zu dieser Vernachlässigung gibt uns der Umstand, daß es uns hier vorwiegend auf die Verschiedenheit der Strahlungsbedingungen in verschiedenen Breiten ankommt, welche, wie wir schon im ersten Abschnitt betont haben, wesentlich nur auf der ungleichartigen Verteilung des Wasserdampfes beruhen kann. Die in allen Breiten in ziemlich gleicher Menge vorhandene Kohlensäure kann aber zu diesen Verschiedenheiten nicht viel beitragen.

Nach diesen allgemeinen Bemerkungen hinsichtlich unserer Annahmen über die

Der Faktor  $q$  ist zunächst nicht berücksichtigt ( $q = 1$ ), es ergibt sich dann aus den  $\Theta$ -Kurven der Fig. 3 die folgende kleine Tabelle:

	$y=1$ $\int \Theta \cdot dy$		$y=1$ $\int \Theta \cdot dy$
$e^{a \cdot \bar{m}} = 10^{\bar{w}}$	$y = e^{-a \bar{m}}$	$e^{a \cdot \bar{m}} = 10^{\bar{w}}$	$y = e^{-a \bar{m}}$
$\bar{w} = 0.2$	0.190	$\bar{w} = 1.5$	0.540
$\bar{w} = 0.3$	0.259	$\bar{w} = 2.0$	0.564
$\bar{w} = 0.6$	0.398	$\bar{w} = 3.0$	0.575
$\bar{w} = 0.9$	0.475	$\bar{w} = 6.0$	0.588
$\bar{w} = 1.2$	0.516	$\bar{w} = 12.0$	0.590

Die einzelnen Kurven der Fig. 3 zeigen nun sehr deutlich, in welcher Weise sich die verschiedenen Höhenlagen ( $\Theta$ -Verteilung) an dem Integralwert  $\bar{A}$  beteiligen. Der kleine wagerechte Strich bedeutet den Anfangspunkt der  $\Theta$ -Kurve,

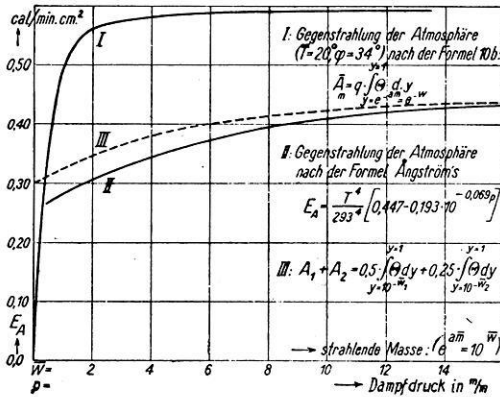


Fig. 4.

er entspricht also ungefähr der eigentlichen Stratosphären- oder genauer der oberen Randtemperatur der Atmosphäre, wenn wir von den Schichten oberhalb 20 km zunächst absehen. Wichtig ist, daß die eigentliche Stratosphäre sich an dem Integralwert nur im Falle sehr kleiner strahlenden Masse  $\bar{w}$  ( $\bar{w} < 0.6$ ) beteiligt, so daß das Ergebnis von den etwaigen Fehlern der Gleichung (13) für große Höhen unabhängig ist.

In Fig. 4 ist aus den Werten der Tabelle die Kurve I gezeichnet, sie stellt die Gegenstrahlung einer grau strahlenden (Dampf-)Atmosphäre am Erdboden dar für beliebige Werte der strahlenden Masse  $\bar{w}$  zwischen 0 und 15, wobei diese Graustrahlung gleichmäßig über das ganze Spektrum verteilt ist ( $q = 1$ ). Etwa vom Werte  $\bar{w} = 10$  an ist diese Gegenstrahlung sehr genau durch den Temperaturwert am unteren Rande dieser Atmosphäre gegeben, die Atmosphäre verhält sich dann als Ganzes annähernd wie ein schwarzer Körper. In die Figur ist nun zum Vergleich die beobachtete Gegenstrahlung II eingetragen,

die nach zahlreichen Beobachtungen an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche durch die von A. Ångström<sup>10)</sup> angegebene Formel darstellbar ist:

$$E_A = \frac{T^4}{293^4} [0.447 - 0.193 \cdot 10^{-0.069 \cdot p}] \text{ gcal/min cm}^2 \dots (14)$$

Hier bedeutet  $p$  den Dampfdruck in Millimeter Quecksilber. Für eine Atmosphäre mit der Bodentemperatur  $T = 20^\circ \text{C}$ , wie wir sie etwa unter  $34^\circ$  Breite haben, wird der erste Faktor in Gleichung (14) gleich 1, die dort beobachtete Temperaturverteilung ist daher auch den Darstellungen in der Fig. 3 zugrunde gelegt. Die Werte der Gegenstrahlung nach Kurve I in Fig. 4 beziehen sich somit ebenfalls auf eine solche Atmosphäre. Während nun diese Kurve, wie es theoretisch sein muß, bei verschwindender strahlender Masse  $\bar{w}$  gegen 0 geht, zeigt die Beobachtungskurve nach Ångström auch für ganz kleine Dampfdrucke noch sehr erhebliche Strahlungswerte. Nach Gleichung (14) beträgt die Gegenstrahlung einer „vollkommen trockenen Atmosphäre“ von der Bodentemperatur  $T = 20^\circ \text{C}$  noch

$$E_A = 0.447 - 0.193 = 0.254 \text{ gcal/min cm}^2.$$

Ein Teil dieser Strahlung kann auf der Wirkung des Kohlendioxyds und anderer zur Atmosphäre gehörender Bestandteile beruhen, im wesentlichen wird jedoch die Beobachtungskurve an ihrem linken Ende ebenfalls einen recht steilen Abfall aufweisen, dessen beobachtungsmäßige Festlegung erst bei Dampfdrucken unterhalb 0.4 mm gelingen kann. Durch Messungen auf hohen Bergen<sup>10)</sup> in Höhen über 4000 m, und überdies in dem trockenen Klima Kaliforniens, und neuerdings durch Messungen der Gegenstrahlung im Freiballon<sup>11)</sup> hat Ångström die Kurve bis etwa 0.4 mm Dampfdruck festlegen können. Ihr Verlauf deutet nun, wie auch Ångström selbst ausführt, auf das Vorhandensein einer in der Tat fast schwarz strahlenden Wellengruppe in der Atmosphäre, deren Energieanteil etwa 50 Proz. der Strahlung des theoretisch schwarzen Körpers ausmacht. Auch der Abfall unserer Gegenstrahlungskurve:

$$A = q \cdot \int_{y=e^{-a\bar{m}}}^{y=1} \Theta \cdot dy$$

drängt sich auf einen beliebig schmalen Raum zusammen, wenn wir nur eine genügend starke Maßstabsverzerrung vornehmen. Entspricht z. B. einem Dampfdruck  $p = 12 \text{ mm}$  für diese Wellengruppe eine strahlende Masse  $\bar{w} = 1000$ , und nehmen wir an, daß in dieser Gruppe 1 die Hälfte der Energie eines schwarzen Körpers gestrahlt wird, so wird das Integral ( $q = 0.5$ )

$$\bar{A}_1 = 0.5 \cdot \int_{y=10^{-1000}}^{y=1} \Theta \cdot dy$$

durch die Fläche unter der geraden Linie der Fig. 5 dargestellt. Praktisch ist dann für alle am Boden vorkommenden Dampfdrucke und auch bis zu

großen Höhen hinauf die von oben kommende Strahlung einfach durch die Gleichung

$$\bar{A}_1 = \frac{\bar{\theta}}{2}$$

wiedergegeben. Umgekehrt können wir auch den gekrümmten Teil der Ängströmschen Kurve wiedergeben, wenn wir eine andere Wellengruppe mit kleiner strahlender Masse betrachten. Die punktierte Linie der Fig. 5 ist wieder eine Verzerrung unserer ursprünglichen Linie I in Fig. 4, und zwar ist  $q = 0.25$  gesetzt und die dem Dampfdruck  $p = 12$  mm entsprechende strahlende Masse  $\bar{w}$  gleich 1.2 angenommen worden. Die Ordinaten der ursprünglichen Kurve sind also mit ein Viertel, die Abszissen mit ein Zehntel multipliziert worden. Die Summe beider Ordinaten ergibt die gestrichelte Linie, die auch in Fig. 4 als Kurve III nochmals eingetragen ist. Wir sehen, daß die Annäherung an die beob-

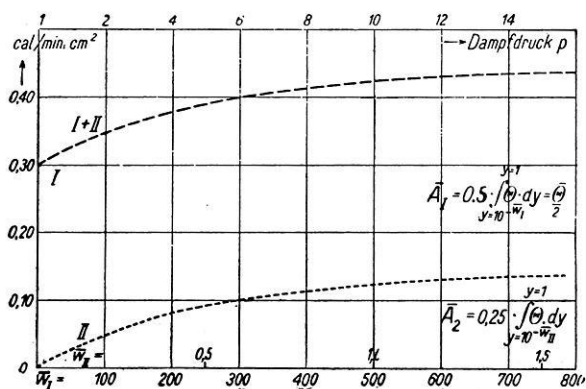


Fig. 5.

achtete Kurve schon eine recht beträchtliche ist. Durch Annahme noch weiterer Wellengruppen und geeignete Wahl der Faktoren  $q$  kann man die Annäherung natürlich beliebig weit treiben, was aber für diese Untersuchung, die nur das Wesentliche der Strahlungsbedingungen betrifft, zunächst wenig Wert hat. Da die Summe aller Faktoren  $q$  für die verschiedenen Wellengruppen 1 sein muß, haben wir eine dritte Wellengruppe anzunehmen, deren Teilstrahlungsfaktor  $q_3$  ebenfalls gleich 0.25 zu setzen ist. Für unsere zunächst nur schematische Betrachtung wollen wir entsprechend den auf S. 201 gemachten Bemerkungen diese Strahlung als vollkommen durchlässig annehmen, für sie ist also  $w = \bar{w} = 0$  in allen Breiten und in allen Höhen, daher auch

$$A_3 = \bar{A}_3 = 0.$$

Der Zusammenhang dieser Überlegungen mit dem in Fig. 2 wiedergegebenen Absorptionsspektrum ist ohne weiteres klar. Neuerdings haben nun die Amerikaner mit prinzipiell ähnlichen Anordnungen wie seinerzeit Rubens und Aschkinass und später Hettner das Absorptionsspektrum des Dampfes

untersucht. Infolge der Anwendung ungleich größerer und besserer Apparaturen haben sie einen wesentlichen Fortschritt erreichen können. Besonders vorteilhaft unterscheiden sich diese Messungen, die von Fowle<sup>12)</sup> in den Smithsonian Collections zusammengestellt sind, von den früheren dadurch, daß gewöhnliche feuchte Luft durchstrahlt wurde, an Stelle eines Dampfrohres bei Hettner, das mit heißem gesättigten Dampf beschickt wurde. Die Annäherung an die wirklichen Verhältnisse ist also eine wesentlich bessere. Durch mehrfache Spiegelung der durchgesandten Strahlung an großen Spiegeln gelang es Fowle, die durchstrahlte Dampfmenge bis auf eine Menge äquivalent 0.26 cm Wasserniederschlag zu steigern. Fowle gibt am Ende seiner Abhandlung eine Tabelle, in der aus den Absorptionszahlen für die einzelnen Wellenlängen mittlere Absorptionskoeffizienten berechnet sind. In der letzten Kolonne sind Werte für wirklich atmosphärische Dampfmen gen (für eine Dampfmasse äquivalent 3 cm Niederschlag) angegeben, die Fowle durch Messungen der Sonnenstrahlung bei verschiedenen Zenitabständen der Sonne gewonnen hat. Mit den aus der direkten Laboratoriumsuntersuchung gewonnenen Zahlen können diese Werte wohl nicht ohne weiteres verglichen werden, da gerade bei den schwach absorbierten Wellenlängen schwer zu entscheiden ist, ob sie wirklich im Sonnenlicht enthalten sind oder nicht doch einer atmosphärischen Strahlung entstammen. Fowle kommt so mit Hilfe dieser „geophysikalischen Messungen“ ebenfalls zu dem Schlusse, daß entsprechend den von uns früher erörterten Annahmen eine die Atmosphäre bzw. den Wasserdampf völlig durchdringende Wellengruppe im langwelligen Gebiet vorhanden ist, die er zu 25 Proz. der Strahlung eines schwarzen Körpers schätzt, wenn die Dampfmenge bis auf den hohen Wert von 3 cm Niederschlag gesteigert wird; 3 cm ist etwa jene Dampfmenge, die wir in der Gesamtatmosphäre unter 30° Breite beobachten. Man ersieht diese Absorption aus den mittleren Absorptionskoeffizienten am Schluß der folgenden Tabelle:

Tabelle 1.

Wellenbereich in $\mu$	Prozentuale Absorption nach Fowle für eine Dampfmenge äquivalent			
	0.003 cm Proz.	0.03 cm Proz.	0.3 cm Proz.	3 cm Wasser Proz.
4—5	15	45	70	95
5—6	16	43	66	95
6—7	45	85	95	100
7—8	13	42	85	100
8—9	0	2	40	50
9—10	0	0	0	15
10—11	0	0	5	40
11—12	0	0	4	10
12—13	0	0	13	20
13—16	100	100	100	100
16—20	(90)	100	100	100
20—30	(70)	(80)	(90)	100
30—40	(100)	(100)	(100)	100
Hieraus als mittlere Absorptionskoeffizienten:				
3—60	49	57	66	75 Proz.
Im Mittel durchgelassene Energie also:				
	51	43	34	25 Proz.

Es ist nun nicht schwer, aus diesen Zahlen die Werte der strahlenden Masse für jede Wellengruppe zu berechnen. Von allen Gruppen insgesamt werden durch 0.003 cm Wasser in Dampfform 51 Proz. durchgelassen. Seien nun  $w_1, w_2, w_3$  die dieser Dampfmenge entsprechenden strahlenden Massen, so muß gelten:

$$q_1 \cdot 10^{-w_1} + q_2 \cdot 10^{-w_2} + q_3 \cdot 10^{-w_3} = 0.51 \dots \dots (15)$$

Dabei haben wir den in jedem Gliede auftretenden Faktor  $S$  der Gesamtstrahlung bereits weggehoben. Entsprechend können wir für die strahlenden Massen  $10 \cdot w_1, 10 \cdot w_2, 10 \cdot w_3$  eine Gleichung aufstellen, die die mittlere Durchlässigkeit von 0.03 cm Dampf wiedergibt, dann ebenso für 100  $w$  und 1000  $w$ . Die vier Gleichungen enthalten sechs Unbekannte:  $q_1, q_2, q_3$  und  $w_1, w_2$  und  $w_3$ . Wir setzen

$$10^{-w_1} = \alpha_1, \quad 10^{-w_2} = \alpha_2, \quad 10^{-w_3} = \alpha_3,$$

ferner wollen wir entsprechend unseren früheren Betrachtungen die strahlende Masse der Atmosphäre für die Gruppe 3 selbst bei beliebig großen Dampfmen gen gleich Null setzen, was ja mit den Fowleschen Messungen im Einklang steht. Unter Beachtung der für die große Dampfmenge 3 cm angegebenen mittleren Durchlässigkeit von 25 Proz. wollen wir den Anteil dieser durchdringenden Strahlung an der Gesamtenergie zu 24 Proz. annehmen, es ergeben sich dann die folgenden vier Gleichungen mit den vier Unbekannten  $q_1, q_2$  und  $\alpha_1, \alpha_2$ :

$$q_1 + q_2 + 0.24 = 1.00 \dots \dots \dots (15a)$$

$$q_1 \cdot \alpha_1 + q_2 \cdot \alpha_2 + 0.24 = 0.51 \dots \dots \dots (15b)$$

$$q_1 \cdot \alpha_1^{10} + q_2 \cdot \alpha_2^{10} + 0.24 = 0.34 \dots \dots \dots (15c)$$

$$q_1 \cdot \alpha_1^{100} + q_2 \cdot \alpha_2^{100} + 0.24 = 0.25 \dots \dots \dots (15d)$$

entsprechend den mittleren Durchlässigkeiten der vorhin aufgeschriebenen Tabelle. Durch geeignete Umformung erhält man hieraus für die Unbekannten  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  die beiden Gleichungen

$$0 = \alpha_1^{10} (0.76 \alpha_2 - 0.27) + \alpha_1 (0.19 - 0.76 \alpha_2^{10}) + 0.27 \alpha_2^{10} - 0.19 \alpha_2$$

und

$$0 = \alpha_1^{100} (0.76 \alpha_2 - 0.27) + \alpha_1 (0.10 - 0.76 \alpha_2^{100}) + 0.27 \alpha_2^{100} - 0.10 \alpha_2.$$

Da die Strahlung der Wellengruppe 1 sehr viel stärker absorbiert wird als die der Gruppe 2, so ist

$$\alpha_1 = 10^{-\bar{w}_1} = e^{-a_1 \bar{m}} \quad \text{sehr viel kleiner als} \quad \alpha_2 = 10^{-\bar{w}_2} = e^{-a_2 \bar{m}},$$

so daß wir in Annäherung schreiben können:

$$\alpha_1 = \frac{0.19 \cdot \alpha_2 - 0.27 \cdot \alpha_2^{10}}{0.19 - 0.76 \cdot \alpha_2^{10}} = \frac{\alpha_2 - 1.4210 \cdot \alpha_2^{10}}{1 - 4 \cdot \alpha_2^{10}}$$

und

$$\alpha_1 = \frac{0.10 \cdot \alpha_2 - 0.27 \cdot \alpha_2^{100}}{0.10 - 0.76 \cdot \alpha_2^{100}} = \frac{\alpha_2 - 2.7 \cdot \alpha_2^{100}}{1 - 7.6 \cdot \alpha_2^{100}}.$$

Die Lösungsmöglichkeiten dieser Gleichungen werden durch die Bedingungen eingeschränkt, daß sowohl  $\alpha_1$  als auch  $\alpha_2$  reell und positiv, außerdem aber im Intervall 0 bis 1 gelegen sein müssen. Die graphische Lösung obiger zwei Ausdrücke ergab folgende Lösungswerte:

$$\alpha_1 = 0.121 \quad \text{und} \quad \alpha_2 = 0.9929.$$

Hieraus ergeben sich mit Hilfe der Gleichungen (15) sofort die Strahlungsanteile:

$$q_1 = 0.54, \quad q_2 = 0.22 \quad \text{und} \quad \text{laut Annahme} \quad q_3 = 0.24.$$

Dies steht in befriedigender Übereinstimmung mit dem Ergebnis, das wir an Hand der empirischen Gegenstrahlungskurve von Ångström erhalten haben.  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  beziehen sich auf eine Dampfmenge von 0.003 cm Niederschlag. Wir berechnen die entsprechenden Faktoren für die Dampfmengen, die wir unter rund  $34^\circ$  Breite bei einem Dampfdruck von  $p = 12$  mm Quecksilber beobachten. Diese beträgt etwa 2.4 cm Niederschlag, also rund 800 mal soviel. Aus obigen Werten ergäbe sich mithin für die strahlenden Massen der beiden Wellengruppen:

$$10^{-\bar{w}_1} = 0.121^{800} = 10^{-733.6} \quad \text{und} \quad 10^{-\bar{w}_2} = 0.9929^{800} = 10^{-2.48}$$

$p = 12 \text{ mm} \qquad \qquad \qquad p = 12 \text{ mm}$

Die strahlende Masse  $\bar{w}_1$  der Atmosphäre für die Strahlung der Gruppe 1 ist also in der Tat so groß, daß in allen Breiten und auch bis zu Höhen nahe der Stratosphärenengrenze schon in dünnen Schichten fast völlige Absorption eintritt. Die von oben kommende Strahlung dieser Art kann also nach S. 209 durch den halben Wert der Temperaturstrahlung wiedergegeben werden. Hinsichtlich der halb durchgelassenen Strahlung (Gruppe 2) ergibt sich für die subtropische Atmosphäre ein  $\bar{w}_2$ , das doppelt so groß ist, als wir es aus der empirischen Kurve, allerdings nur roh, gefolgert haben. Wie wir im folgenden Abschnitt sehen werden, kommt es hier nicht so sehr auf einen Absolutwert des  $\bar{w}$  als auf die Größenordnung an, innerhalb deren sich das  $\bar{w}_2$  in verschiedenen Breiten verändert.

§ 4. Die aufwärts gehende Strahlung  $B$ . Nachdem wir uns mit Hilfe der Gegenstrahlung über die Größenordnung der strahlenden Massen ein Bild gemacht haben, können wir nunmehr an die Erörterung der Rückstrahlung und damit an die für die Stratosphärentemperatur maßgebenden Bedingungen herangehen. Wir knüpfen unmittelbar an die Gleichungen (11) des vorigen Abschnittes an:

$$B_0 = \bar{B} \cdot e^{-a\bar{m}} + a \cdot q \cdot \int_{x=0}^{x=\bar{m}} \Theta \cdot e^{-ax} \cdot dx \dots \dots \dots (11b)$$

( $x$  ist der Wert der Variablen  $m$  unter dem Integral)

$$B_m = \bar{B} \cdot e^{-a(m-\bar{m})} + a \cdot q \cdot e^{a \cdot m} \cdot \int_{x=m}^{x=\bar{m}} \Theta \cdot e^{-a \cdot x} \cdot dx \dots \dots \dots (11c)$$



Genau wie früher führen wir zur Durchführung der mechanischen Integration eine Hilfsfunktion  $y$  ein, die diesmal durch die Formel

$$y = e^{a(m-x)}, \quad dy = -a \cdot e^{a(m-x)} \cdot dx \dots \dots \dots (16)$$

definiert ist. Durch das zweite Integralglied der Gleichung (11) wird ein Mittelwert

$$[\Theta] = -q \cdot \int_{x=m}^{y=1} \Theta \cdot dy = q \cdot \int_{y=1}^{y=e^{a(m-\bar{m})}} \Theta \cdot dy = q \cdot \int_{y=10^{\bar{w}-\bar{w}}}^{y=1} \Theta \cdot dy \dots \dots \dots (17)$$

definiert, der den von der Atmosphäre selbst herrührenden Anteil der Rückstrahlung, die „Eigenstrahlung der Atmosphäre“, darstellt. Wir betrachten

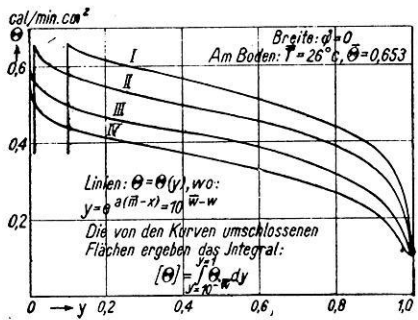


Fig. 6 a.

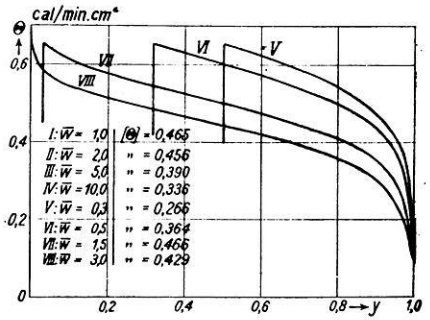


Fig. 6 b.

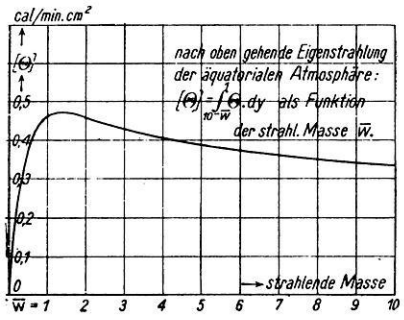


Fig. 7.

zunächst diese Eigenstrahlung an der oberen Grenze der Atmosphäre ( $m = 0$ ) mit Hilfe der in Fig. 6 gezeichneten  $\Theta$ -Linien. Die graphische Integration der Kurven ergibt dann nach (17) das  $[\Theta]$ , und zwar für eine äquatoriale Temperaturverteilung und unter verschiedenen Annahmen über die Größe der strahlenden Masse  $\bar{w}$  am Boden. Die so ermittelten Werte  $[\Theta]$  gelten zunächst wieder für  $q = 1$ . Die Fig. 6 und 7 zeigen sehr deutlich das von Simpson in seiner

ersten Arbeit aufgeworfene Problem, wie klein überhaupt die Rückstrahlung der Atmosphäre werden kann. Tragen wir uns die mit Hilfe der Fig. 6 gewonnenen Integralwerte  $[\Theta]_{m=0}$  als Funktion der Variablen  $\bar{w}$  auf (Fig. 7), so zeigt  $[\Theta]_0$  zunächst mit wachsendem  $\bar{w}$  ein steiles Ansteigen und erreicht bei etwa einer strahlenden Masse der Gesamtatmosphäre:

$$e^{a \cdot \bar{m}} = 10\bar{w} = 10^{1.5},$$

ein Maximum. Danach sinkt es bei weiterer Zunahme der strahlenden Masse stetig ab. Die Eigenstrahlung wird dann, sich mehr und mehr schwarz verhaltend, immer weniger durch die Temperaturverteilung der unteren Schichten beeinflusst, schließlich ist, ähnlich wie im Falle der Gegenstrahlung, der aus der Atmosphäre zurückkehrende Energiestrom praktisch nur durch die Strahlung der obersten Schichten, also deren Temperatur allein, bestimmt.

Für die Strahlung der Wellengruppe 1, wo wir ein  $\bar{w} = 735$  bei einem Dampfdruck von etwa 12 mm am Boden gefunden hatten, wird daher der Rückstrom  $B$  um so geringer sein, je tiefer die oberen Schichten unterhalb der Stratosphärengrenze temperiert sind. Selbst in Gegenden mit arktischen Temperaturverhältnissen, wo an der Erdoberfläche der Dampfdruck bis auf wenige Millimeter zurückgeht, behält das  $\bar{w}$  noch den hohen Wert von rund 150. In 10 km Höhe, in der nach Gleichung (13) die Dampfmenge auf den hundertsten Teil zurückgegangen sein müßte, wäre  $\bar{w} = 1.5$ , ein Wert, der aber zweifellos noch erheblich zu klein ist. Denn gerade in arktischen Breiten mit den dort vorhandenen Inversionen und Isothermien ist die durch die Süringsche Formel wiedergegebene Abnahme des Dampfdruckes erheblich zu stark. Die Werte der zur Gruppe 1 gehörigen Rückstrahlung sind also sicherlich in hohen Breiten erheblich größer als in niedrigen Breiten, aber diese Tatsache stellt sich zunächst nicht als eine mögliche Ursache für die Verteilung der Stratosphärentemperatur heraus, sondern umgekehrt als eine Folge der vorhandenen Temperaturverteilung. Die durch das erste Glied in (11) ausgedrückte, vom Erdboden ausgehende Strahlung dieser Wellengruppe wird schon in den untersten Schichten vollständig absorbiert, sie kann daher in keiner Breite zu dem Gesamtwert des Rückstromes  $B_0$  etwas beitragen.

Sehr interessant ist nun das Verhalten der Atmosphäre gegenüber der Wellengruppe 2, die von der Atmosphäre teilweise absorbiert wird (halb durchlässige Atmosphäre). Für eine subtropische Atmosphäre (Dampfdruck  $p = 12$  mm) hatten wir im vorigen Abschnitt gefunden, daß für diese Wellen die strahlende Masse zwischen den Zahlen  $w = 1.2$  und  $2.4$  gelegen sein muß. Im Mittel wollen wir zunächst die runde Zahl  $w = 2.0$  für diese Atmosphäre einsetzen. Zur Abschätzung der ausgestrahlten Energie  $B_0$  in verschiedenen Breiten brauchen wir nun die Kenntnis der entsprechenden Verhältnisse auch unter anderen Breiten, die graphische Integration, die wir in den Fig. 6 und 7 für eine äquatoriale Atmosphäre durchgeführt haben, ist daher in ganz derselben Weise auch für eine geographische Breite von  $51^\circ$  in der Fig. 8 vorge-

nommen. Die Abhängigkeit des  $[\Theta]$  von der strahlenden Masse  $\bar{w}$  zeigt hier einen ganz ähnlichen Verlauf wie im ersten Fall, insbesondere liegt das Maximum der Rückstrahlung wieder beim fast gleichen Wert des Arguments:

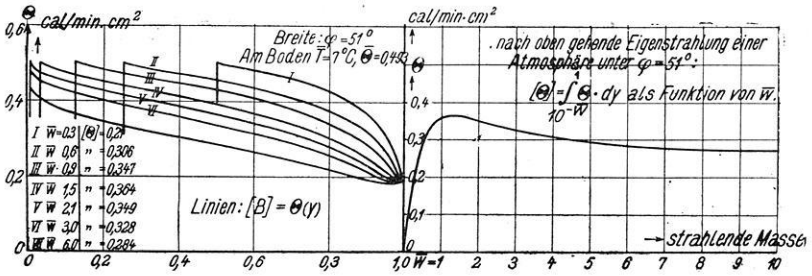


Fig. 8.

$\bar{w} = 1.5$ . Ähnlich wie bei der abwärts gehenden Gegenstrahlung verhalten sich die Absolutwerte des  $[\Theta]$  zu den entsprechenden Werten am Äquator annähernd wie die Bodenwerte:  $\overline{\Theta}_{\varphi = 51^\circ} : \overline{\Theta}_{\varphi = 0}$ . Diese Proportionalität gilt

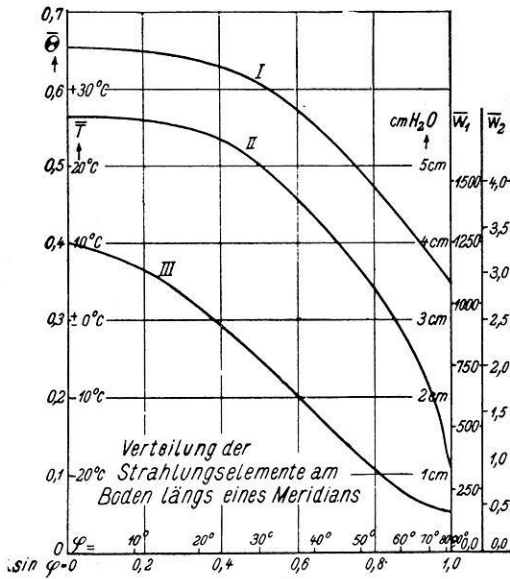


Fig. 9.

jedoch nur im ersten Teil der Kurve bis etwa zum Werte  $w = 3.0$ , darüber hinaus macht sich der Einfluß der oberen Schichten stärker bemerkbar, so daß mit wachsendem  $\bar{w}$  die Rückstrahlung der höheren Breiten, die ja in der Höhe wärmer sind als die niedrigen, auch die größere Rückstrahlung bekommen; dies haben wir bereits bei der stark absorbierten Strahlung der Gruppe 1 erörtert.

Die drei Kurven der Fig. 9 enthalten nun die Temperatur-, Dampfmengen- und ferner die  $\bar{\Theta}$ -Verteilung längs eines Meridians, wobei die Dampfmengen in cm Niederschlag angegeben sind. Als Abszisse ist dabei nicht der Winkel, sondern dessen Sinus aufgetragen, um die für die Erde als Ganzes geltenden Werte, z. B. die gesamte von der Erdoberfläche ausgehende Schwarzstrahlung, aus der Figur entnehmen zu können.

Setzen wir zunächst in Annäherung Dampfmenge und Dampfdruck proportional, so zeigt die Kurve III auch die Verteilung der strahlenden Masse  $\bar{w}$ , wofür eine zweite Doppelskala am rechten Rande der Figur angeschrieben ist. Sie ist so gewählt, daß der Dampfmenge 2.4 cm, die etwa unter 30° Breite bei einem Bodendampfdruck von  $p = 12$  mm auftritt, die strahlenden Massen  $\bar{w}_2 = 2.0$  und  $\bar{w}_1 = 750$  entsprechen. Mit Hilfe der Figur wurden nach den früher angegebenen graphischen Methoden die Werte  $[\Theta]_2$  berechnet, und zwar für die Werte  $\sin \varphi = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$  und  $1.0$ . Für die gleichen Werte wurden die vom Erdboden ausgehende Schwarzstrahlung und der Faktor  $e^{-\alpha_2 \bar{m}} = 10^{-\bar{w}_2}$  berechnet. Die Summe der Eigenstrahlung  $[\Theta]_2$  und des Produktes  $\bar{\Theta} \cdot 10^{-\bar{w}_2}$  ergibt nach Gleichung (11 c) die Gesamtausstrahlung  $B_2$  in der Wellengruppe 2, zunächst ohne Berücksichtigung des Faktors  $q_2$ . In der folgenden Tabelle, die einen Überblick über die in Frage stehenden Größen gewährt, gibt die letzte Spalte die effektive Ausstrahlung im Bereich der Gruppe 2 für  $q_2 = 0.25$ .

Tabelle 2.

$\varphi$	$\sin \varphi$	$\bar{w}_2$	$10^{-\bar{w}_2}$	$\bar{\Theta}_2$	$10^{-\bar{w}_2} \cdot \bar{\Theta} = \frac{\bar{B}_2}{q_2}$	$[\Theta]_2$	$\bar{\Theta} \cdot 10^{-\bar{w}_2} + [\Theta]_2 = \frac{B_2(w=0)}{q_2}$	$B_2(w=0)$
0°	0.0	3.34	0.000 46	0.653	0.000 30	0.420	0.4203	0.105
12	0.2	3.02	0.000 95	0.650	0.000 62	0.427	0.428	0.107
24	0.4	2.42	0.003 80	0.631	0.002 40	0.426	0.428	0.107
37	0.6	1.60	0.025 12	0.573	0.014 40	0.413	0.427	0.107
54	0.8	0.85	0.141 30	0.472	0.066 75	0.350	0.420	0.105
(90)	1.0	0.17	0.676 00	0.335	0.227 00	0.195	0.418	0.104)

Hinsichtlich der vertikalen Temperaturverteilung in arktischen Gegenden wissen wir noch viel zu wenig, als daß wir mit einiger Sicherheit eine Berechnung des  $[\Theta]_2$  durchführen könnten, die oben eingeklammerte Reihe ist das Ergebnis einer graphischen Extrapolation, die mit Hilfe der Messungen unter 60° Breite (in Pawlowsk) und 68° Breite (Kiruna) ausgeführt wurde. Als wesentliches Ergebnis der Tabelle folgt eine fast vollkommene Gleichverteilung der Rückstrahlung  $(B_2)_{w=0}$  über alle Breitenzonen. Nur gegen den Pol hin zeigt sich ein kleiner, aber unbedeutender Abfall. Diese Unabhängigkeit der insgesamt ausgestrahlten Energie der in halb durchgehenden Wellengruppe von der geographischen Breite entsteht durch die Kompensation der beiden Summanden des  $B_2(w=0) = \bar{B}_2 + \frac{[\Theta]_2}{q_2}$ . Während  $[\Theta]_2$  mit wachsender Breite immer mehr

abnimmt, steigt der von der geringen Dampfmenge durchgelassene Teil der Erdstrahlung rasch an, ohne jedoch  $[\Theta]_2$  überkompensieren zu können. Diese sehr eigenartigen Verhältnisse sind bereits von G. C. Simpson in der ersten in der Einleitung erwähnten Abhandlung besprochen worden. Die fast völlige Kompensation erweist sich dabei als in weitem Maße unabhängig von dem Ausgangswert des  $\bar{w}_2$  am Äquator oder unter  $30^\circ$  Breite. Auch wenn wir die strahlende Masse  $\bar{w}_2$ , die der subtropischen Dampfmenge 2.4 cm entspricht, nicht 2.0, sondern beispielsweise 1.0 oder 3.0 gesetzt hätten, würden wir fast ganz das gleiche Ergebnis bekommen haben. Gerade deswegen folgerte ja Simpson auch, daß unmöglich am Pol die Rückstrahlung größer und demgemäß die eigentlichen Stratosphärentemperaturen höher sein könnten als am Äquator.

Wir wissen von der Betrachtung der Ausstrahlung der Wellengruppe 1 her (vgl. S. 214), daß der hier sich ergebende Kompensationseffekt bei weiter wachsendem Wert der strahlenden Masse, mit anderen Worten, für die weichere langwellige Strahlung, verschwindet; die Größe  $(B_1)_{m=0}$  nimmt mit wachsender Breite zu, wenngleich dies mehr als eine Folge als eine Ursache der Temperaturverteilung in hohen Lagen der Atmosphäre erscheint. Bevor wir aber auf die Wirkung der gesamten Ausstrahlung aller Wellengruppen und ihre Einwirkung auf die Stratosphärentemperatur eingehen, soll hier noch eine andere sehr wesentliche Eigenschaft der aufwärts gehenden Strahlung  $B_2$  besprochen werden.

Die obige Unabhängigkeit des  $B_2(m=0)$  gilt nämlich nur für die im Mittel in der Erdatmosphäre herrschenden Verhältnisse. Denken wir uns aber einmal den Fall, daß in einer Atmosphäre der gemäßigten Zone vom Wassergehalt 1.5 cm Niederschlag, wie wir sie in der warmen Jahreszeit oft in Europa haben, weitere Feuchtigkeitsanreicherung bei steigenden Temperaturen eintritt, während die Unterlage, die wir uns als Wasserfläche denken wollen, ihre Temperatur beibehält. Nach Fig. 9 ist die strahlende Masse  $\bar{w}_2 = 1.2$ , und nach Fig. 8 tritt zunächst eine Steigerung des  $[\Theta]_2$  ein, da Temperaturverteilung und Zunahme des  $\bar{w}_2$  in gleichem Sinne wirken. Nach Überschreiten des Wertes  $\bar{w}_2 = 1.5$  gelangen wir jedoch auf den absteigenden Teil der  $[\Theta]$ -Kurve, zumal wenn bei dem Vorgang nur die unteren Schichten an Wärme und Feuchtigkeit zunehmen. Das nunmehr abnehmende  $[\Theta]_2$  bedingt aber Strahlungsabkühlung in oberen Schichten, verbunden mit einem Höherrücken der Stratosphärenengrenze. Im Mittel finden wir den kritischen Wert der strahlenden Masse von 1.5 bei einer Breite von  $40^\circ$ . Südlich dieser Breite führt Zunahme der Dampfmenge zu einer Verminderung, nördlich zunächst zu einer Steigerung der herausgehenden Eigenstrahlung  $[\Theta]_2$ . Die Einwirkung auf die Strahlungstemperaturen der oberen Schichten kann aber nur dann erfolgen, wenn nicht gleichzeitig die oben beschriebene Kompensation eintritt, wenn also die Unterlage den Erwärmungsvorgängen, welche die etwaige Vermehrung der Dampfmen gen bedingen, nur langsam folgt, also insbesondere auf den Meeresflächen. Zu Zeiten fortschreitender Erwärmung ist daher die Ausbildung

stratosphärischer Abkühlung und daraus entstehender Druckanstiege auf den Meeren, von Süden nach Norden fortschreitend, zu erwarten. Sie beruht auf der Verringerung der Eigenstrahlung  $[\Theta]_2$ . Andererseits kann diese gleichbleiben und das von der Erdstrahlung herrührende Glied  $\bar{\Theta}_2 \cdot 10^{-\bar{w}_2}$  sich vermindern, wenn nämlich bei warm und feucht bleibender Atmosphäre eine stark erkaltende Unterlage vorhanden ist. Die geeigneten Vorbedingungen finden sich also über Festlandmassen im Spätsommer und Herbst. Auch die von Hanzlik<sup>13)</sup> beschriebene oftmalige Umwandlung kalter und rasch beweglicher Hochdruckgebiete in warme und hoch reichende Antizyklonen muß in diesem Zusammenhang genannt werden. Hier ist die zur Erkaltung der oberen Schichten notwendige Feuchtigkeitsanreicherung in den unteren Schichten eine dem Prognostiker und auch sonst als Wetterregel wohlbekannte Erscheinung: Die Stabilisierung einer rasch entwickelten Schönwetterlage tritt immer erst dann ein, wenn die anfängliche große Durchsichtigkeit der Luft schnell wieder verschwindet. Bleibt diese Trübung aus, so kann bald mit neuer Verschlechterung gerechnet werden.

Noch eine dritte Beobachtung aus der Praxis des Wetterdienstes verdient hier angeführt zu werden: Zuweilen beobachtet man auf der Rückseite eines Tiefdruckgebietes, also im Gebiet einer ausgesprochen kalten Luftmasse polarer Herkunft, wo in der Regel Druckanstieg herrscht, einen langsamen, aber immer mehr um sich greifenden und sich durchsetzenden Barometerfall. Diese Erscheinung tritt namentlich im Hochsommer bei zunächst ganz heiterem Wetter und ausgezeichneter Sicht ein, das östlich liegende und scheinbar schon absterbende Tief wird dabei rückläufig und gewinnt wieder an Energie. Auch dieser Vorgang kann nur auf Druckänderungen in großen Höhen zurückgeführt werden, da in den unteren Schichten, bis über 5 km hinauf, die Entwicklung mit Abkühlung verbunden ist (Kälterückfall Ende Juni). In der Tat kann die Kompensation des Ausdrucks

$$B_2 = \bar{\Theta} \cdot 10^{-\bar{w}_2} + [\Theta]_2$$

(m = 0)

gerade im Frühsommer bei starker Einstrahlung und demgemäß hohem  $\bar{\Theta}$  gestört werden, wenn infolge polarer Luftzufuhr die Feuchtigkeitsanreicherung hiermit nicht gleichen Schritt hält.

Die Entstehung örtlicher oberer Druckwellen wird durch diese eigenartige Kompensation zwischen Erd- und Eigenstrahlung der Atmosphäre also durchaus plausibel gemacht. Andererseits macht aber die im Mittel über alle Breiten ganz gleichmäßig wirkende Kompensation das Problem der allgemeinen Temperaturverteilung längs der Stratosphärengrenze zunächst keiner befriedigenden Lösung zugänglich, da nur die stark absorbierte Strahlung  $B_1$  eine Zunahme mit wachsender geographischer Breite zeigt. Im letzten Abschnitt, wo wir auf die gleichzeitige Wirkung beider nach oben gehender Energieströme  $B_1$  und  $B_2$  hinsichtlich der Temperaturen des Strahlungsgleichgewichts eingehen

wollen, werden wir erkennen, daß diese Zunahme des  $B_1$  nicht bloß eine Folge der oberen Temperaturverteilung ist, sondern auch durch die Verhältnisse der unteren Schichten verursacht wird.

§ 5. Einfluß der Bewölkung auf die nach oben gehenden Energieströme. Die Rückstrahlung  $B_3$  und die gesamte Ausstrahlung. G. C. Simpson hat in seiner zweiten Arbeit hinsichtlich der Bewölkungseinwirkung auf die Strahlung folgende plausible Annahmen gemacht:

Eine auch nur einigermaßen dicke Wolkenschicht absorbiert alle von unten kommende Strahlung langwelliger Natur total, nach oben strahlt sie demgemäß in diesem Gebiet wie ein schwarzer Körper mit der Temperatur ihrer Oberfläche. Diese Annahme ist nicht nur theoretisch gestützt, sondern auch durch Messung der Strahlung im Ballon über Nebelflächen bestätigt worden. Unter Benutzung dieser Annahmen kommen wir hinsichtlich unserer verschiedenen Wellengruppen zu folgenden Ergebnissen:

Die nach oben gehende Strahlung der stark absorbierten Wellengruppe 1 wird praktisch durch das Vorhandensein einer Wolkenschicht in der Atmosphäre nicht geändert. In der Tat sind auch oberhalb hoher Wolkenschichten die dort befindlichen strahlenden Massen  $w_1$  so groß, daß alle auf S. 214 f. gemachten Folgerungen unverändert bleiben. Auch in einer bewölkten Atmosphäre bleibt also der in hohen Schichten auftretende Energiestrom  $B_1$  wesentlich nur bestimmt durch die Temperatur der allernächsten Umgebung unterhalb der betrachteten Höhenlage.

Hinsichtlich des Energiestromes  $B_2$  haben wir, ähnlich wie im Falle der unbewölkten Atmosphäre, zwei verschiedene Anteile zu betrachten, nämlich die von der Wolkenoberfläche selbst ausgehende Strahlung  $E^{(N)}$  und die Eigenstrahlung der darüber befindlichen Atmosphäre. Die erstere ergibt sich in der Höhenlage  $m$  bzw.  $w$  durch den Ausdruck

$$E^{(N)} = q_2 \cdot \Theta^{(N)} \cdot 10^{-(w_2^{(N)} - w_2)} = q_2 \cdot \Theta^{(N)} \cdot e^{-a_2 \cdot (m^{(N)} - m)} \dots (18)$$

Hier bedeutet  $\Theta^{(N)}$  die Temperaturstrahlung der Wolkenoberfläche,  $m^{(N)}$  bzw.  $w^{(N)}$  die dort vorhandene strahlende Masse, gezählt von der oberen Grenze der Atmosphäre her. Da  $\Theta^{(N)}$  in der Troposphäre mit der Höhe abnimmt, der Faktor  $10^{-(w_2^{(N)} - w_2)}$  aber mit der Höhe wächst, tritt wieder eine Kompensation ein, so daß die von der Wolkenschicht ausgehende Strahlung  $E^{(N)}$  in einer gewissen Höhe ein Maximum erreicht. Mit zunehmender Breite verlagert sich dieses Maximum mehr und mehr nach den unteren Schichten. Zu der Wolkenstrahlung  $E^{(N)}$  tritt dann die oberhalb gebildete Eigenstrahlung der Atmosphäre:

$$[\Theta]_3^{(N)} = q_2 \cdot \int_{y = e^{a_2 \cdot (m - m^{(N)})}}^{y = 1} \Theta \cdot dy = q_2 \cdot \int_{y = 10^{w_2 - w_2^{(N)}}}^{y = 1} \Theta \cdot dy \dots (19)$$

Wie früher schreiben wir für den gesamten Energiestrom  $B_2^{(N)}$ , der aus der bewölkten Atmosphäre nach oben geht ( $m = w_2 = 0$ ):

$$B_2^{(N)} = E^{(N)} + [\Theta]_2^{(N)} \dots \dots \dots (20)$$

( $m = 0$ )

In der Fig. 10 zeigen die unteren Kurven die Wolkenstrahlung  $E^{(N)}$  als Funktion der Höhe  $h$  und für verschiedene Werte der geographischen Breite  $\varphi$ .

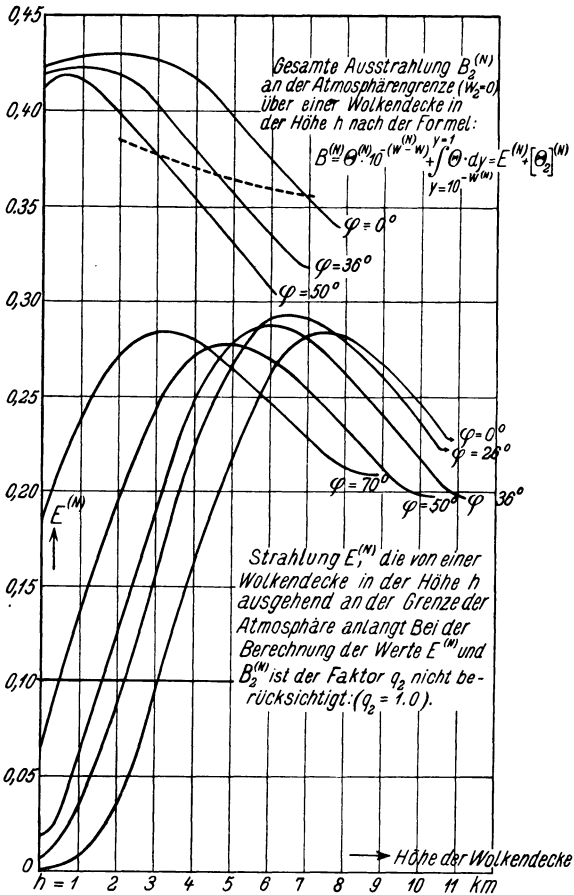


Fig. 10.

Da die Temperatur- und Dampfverteilung der obersten Schichten auf den Faktor  $10^{-(w_2^{(N)} - w_2)}$  nur wenig Einfluß hat, so ergibt sich das Maximum in allen Breiten zu ziemlich dem gleichen Wert. Für den Wert der Abszisse  $h = 0$  ist der Ausgangswert der Kurven durch das Produkt  $\Theta \cdot 10^{-w}$  gegeben ( $w = 0$ ,  $w^{(N)} = \bar{w}$ ), das wir aus der fünften Kolonne der Tabelle 2 bereits kennen. Für



die Breiten  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\varphi = 36^\circ$  und  $\varphi = 50^\circ$  sind die Werte  $[\Theta]_2^{(N)}$  ebenfalls für einige Höhen berechnet. Mit ihrer Hilfe ergibt sich die Summe  $B_2^{(N)} = E^{(N)} + [\Theta]_2^{(N)}$ , welche durch die oberen Linien der Fig. 10 als Funktion der Höhe dargestellt ist. Die aus der wolkenfreien Atmosphäre schon bekannte Kompensation zeigt sich auch hier wieder in hohem Maße wirksam. Solange die absorbierende und strahlende Wolkenschicht eine gewisse Höhe nicht überschreitet, strahlt auch die bewölkte Atmosphäre in den Weltraum ungefähr den gleichen Energiebetrag von  $q_2 \cdot 0.41 \text{ gcal/min cm}^2$  wie die unbewölkte; und wieder ist dies Ergebnis in weitem Maße unabhängig von der geographischen Breite. Die kritische Höhe, bis zu der dies Ergebnis gilt, liegt am Äquator etwa bei 4 km und sinkt nach den Polen zu ab. Übersteigen die Wolktoberflächen diese Höhe, so tritt eine rasche Verminderung der nach oben gehenden Rückstrahlung ein. Nun liegt in der Tat die mittlere Höhe der ausgebreiteten Schichtwolken (altostratus), auf die es hier im wesentlichen ankommt, höher als diese kritische Höhenlage. Die mittlere Höhe dieser Wolken ist durch die gestrichelte Linie der Figur angegeben, und man kann aus ihrer Lage folgende wichtige Schlußfolgerungen ziehen:

1. Hinsichtlich der Wellengruppe 2 ist in allen Breiten, bis auf die polaren Gebiete, die Rückstrahlung einer bewölkten Atmosphäre um etwa  $q_2 \cdot 0.05$  bis  $q_2 \cdot 0.1 \text{ gcal/min cm}^2$  geringer als die einer Atmosphäre bei heiterem Himmel; der Unterschied wird um so größer, je höher hinauf die wirksamen Wolkenschichten sich ausdehnen.

2. Da die mittlere Bewölkung vom Äquator nach höheren Breiten hin abnimmt, so muß, im Mittel aus bewölkter und wolkenfreier Atmosphäre, die gesamte Rückstrahlung  $B_2$  mit zunehmender Breite zunehmen.

( $m = 0$ )

3. In arktischen Breiten liegen ausgebreitete Wolkenschichten meist oberhalb einer ausgedehnten Inversion oder Isothermie, die Temperatur der dort vorhandenen Wolkoberflächen ist also nur wenig geringer, zuweilen sogar höher, als die im Mittel am Erdboden auftretenden Temperaturen. In diesen Breiten wird also die Rückstrahlung der bewölkten Atmosphäre die der unbewölkten zunächst noch übersteigen, wodurch wiederum im Mittel über wolkenfreie und bedeckte Gegenden die gesamte Rückstrahlung nach hohen Breiten hin einen, wenn auch geringen Zuwachs erfährt.

Insgesamt erleidet also die beschriebene und fast vollkommene Gleichverteilung der Rückstrahlung  $B_2$  eine geringe Störung zugunsten der höheren Breiten. Diese Begünstigung nimmt zu mit der Stärke und der Höhe der mittleren Bewölkung. Auf die Verschiedenheiten der Rückstrahlung, die sich hieraus für Hoch- und Tiefdruckgebiete, sowie für deren einzelne Sektoren ergeben, soll in dieser Arbeit noch nicht näher eingegangen werden.

Wäre keine Bewölkung vorhanden, so könnten wir die bisher gar nicht betrachtete Strahlung der Wellengruppe 3, die „ganz durchlässige Strahlung“,

auch weiterhin völlig vernachlässigen. Denn zu dem uns hier vorwiegend interessierenden Problem der oberen Temperaturverteilung kann ja diese Strahlung in keiner Weise irgendwie beitragen. Da diese Strahlung nur am Erdboden bzw. an den annähernd schwarz strahlenden Wolkenoberflächen entsteht, so muß der Betrag der davon herrührenden Rückstrahlung am größten sein im Gebiet höchster Bodentemperaturen, also am Äquator. Dies ist wichtig zu beachten, wenn wir, wie es Simpson in der mehrfach erwähnten Arbeit getan hat, eine Gesamtbilanz der von der Erde in den Weltenraum zurückgesandten Strahlungsenergie aufstellen wollen. Simpson kommt zu dem Ergebnis, daß diese Gesamtenergie im Mittel der wolkenfreien und bewölkten Räume über alle Breiten gleichmäßig verteilt ist. Da nun die ganz und gar durchgelassene Strahlung  $B_3$ , die vom Äquator zum Pol hin abnimmt, in diesem Gesamtergebnis mit enthalten ist, so hat also auch Simpson das Resultat erhalten, daß die für die obere Temperaturverteilung maßgebenden Energieströme vom Äquator zum Pol hin an Intensität zunehmen. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Zahlen für die strahlenden Massen in den einzelnen Wellengruppen bleibt auch im Gesamtergebnis noch ein geringes Anwachsen der totalen Rückstrahlung mit zunehmender Breite übrig. Denken wir uns unter starker Vereinfachung die Atmosphäre überall im Mittel zur Hälfte bewölkt, und zwar in allen Breiten mit einer Wolkendecke in der gleichen Temperaturhöhenlage von  $-15^{\circ}\text{C}$ , also auch überall im Gebiet gleicher strahlender Masse  $w_3^{(N)}$ , so wird der Betrag der gar nicht absorbierten Rückstrahlung  $B_3$  sich aus einem unter jeder Breite gleich großen Wolkenanteil

$$B_3^{(N)} = E_3^{(N)} = \frac{1}{2} \cdot q_3 \cdot \overline{\Theta}^{(N)}_{T=-15^{\circ}\text{C}} = 0.5 \cdot 0.25 \cdot 0.36 \text{ gcal/min cm}^2 = 0.045$$

zusammensetzen mit dem von der Bodenstrahlung herrührenden Glied

$$B_3 = \overline{E}_3 = \frac{1}{2} \cdot q_3 \cdot \overline{\Theta}_\varphi = \frac{\overline{\Theta}_\varphi}{8}$$

Für die Werte  $\sin \varphi = 0.2, 0.4$  usw. sind die Werte  $B_{1(m=0)}$ ,  $B_{2(m=0)}$ ,  $B_3$  und  $B_3^{(N)}$  zusammengestellt; die kleinen Unterschiede zwischen  $B_2$  und  $B_3^{(N)}$  können bei dieser nur als Strahlungsbilanz gedachten Übersicht vernachlässigt werden. Es ergibt sich folgende kleine Tabelle, in welcher die Faktoren  $q_1$ ,  $q_2$  und  $q_3$  bereits berücksichtigt sind:

Tabelle 3.

	$\varphi = 0^{\circ}$ $\sin \varphi = 0.0$	$12^{\circ}$ 0.2	$24^{\circ}$ 0.4	$37^{\circ}$ 0.6	$54^{\circ}$ 0.8	$90^{\circ}$ 1.0
Stark absorbierte Strahlung $B_1$	0.110	0.126	0.142	0.158	0.174	0.190
Schwach absorbierte Strahlung $B_2$	0.105	0.105	0.105	0.105	0.105	0.105
Durchgelassene Strahlung $B_3$ (von d. Erdoberfl.)	0.083	0.082	0.075	0.067	0.058	0.043
" " $B_3^{(N)}$ (von d. Wolken)	0.045	0.045	0.045	0.045	0.045	0.045
Summe . . .	0.343	0.358	0.367	0.375	0.382	0.383

Denken wir uns die einzelnen Werte der Tabelle als Kurvenzug aufgetragen, so ergibt der von den Kurven umschlossene Flächeninhalt den für die Erde als Ganzes geltenden Mittelwert der betreffenden Strahlung. Die insgesamt in den Weltenraum zurückkehrende Strahlung  $B$  ergibt sich danach zu  $0.369 \text{ gcal/min cm}^2$ . Nach unseren in der Einleitung angestellten Betrachtungen über den mittleren Wert der Solarkonstante und die mittlere Albedo der Erde ist dieser Wert um etwa 20 Prozent zu hoch; denn die dort angegebene Albedo von rund 40 Prozent würde nur eine mittlere Rückstrahlung von  $0.30 \text{ gcal/min cm}^2$  zulassen. Will man die allerdings unsicheren Schätzungen der Albedo als richtig ansehen, so bleibt nichts übrig, als die Beträge der Wellengruppe 3, welche die ganz durchgelassene Strahlung darstellen, zugunsten der absorbierten Strahlungsgattungen zu kürzen. In der Tat kann man die zur Gruppe 3 gehörige Strahlung, die nach obiger Tabelle mehr als ein Drittel der gesamten langwelligen Rückstrahlung ausmacht, in diesem Sinne auch zur Albedo der Erde rechnen, da die in ihr enthaltenen Energiemengen für den Wärmehaushalt der Erde verloren sind. Für die in dieser Arbeit erörterten Probleme der allgemeinen Temperaturverteilung in der Atmosphäre, soweit diese auf Strahlungseinflüsse zurückgeführt werden müssen, ist dies aber eine Frage untergeordneter Bedeutung. Wichtiger ist dagegen die folgende Überlegung: Je durchlässiger die Atmosphäre für die Strahlung einer bestimmten Wellenlänge oder Wellengruppe ist, um so mehr ist hinsichtlich der die Atmosphäre verlassenden Rückstrahlung die warme äquatoriale und subtropische Zone bevorzugt, um so schlechter arbeitet aber auch die atmosphärische Wärmemaschine, und desto geringer ist der Anteil, den die Strahlungsvorgänge dieser Wellengruppe zur allgemeinen Zirkulation beitragen. Wie die Fig. 2 zeigt, liegt das Hauptdurchlässigkeitsgebiet für lange Wellen beim Wasserdampf in der Umgebung der Wellenlänge  $10 \mu$ . Es ist ein merkwürdiges Zusammentreffen, daß die Temperaturen der Erdoberfläche und der Atmosphäre gerade für die gleichen Wellenlängen nach dem Planckschen Strahlungsgesetz den Hauptanteil der gestrahlten Energie bedingen. Würde die Atmosphäre einen Bestandteil enthalten, der im Gebiete von  $10 \mu$  gut absorbiert, wie es beispielsweise bei dem in hohen Schichten vorhandenen Ozon der Fall ist, so würden nicht so sehr die Temperaturen der unteren Troposphäre eine Änderung erfahren, als vielmehr die Stärke der allgemeinen Zirkulation und, auf dem Umweg über diese, die Temperaturen in der Höhe.

§ 6. Die Temperaturen des Strahlungsgleichgewichts unter der gleichzeitigen Wirkung der Energieströme  $B_1$  und  $B_2$ . Der „Energieüberschuß“ der Rückstrahlung  $B_1$ . In unserer bisherigen Betrachtung haben wir mit Hilfe der Messungen der Gegenstrahlung und den Laboratoriumsuntersuchungen am Wasserdampf gewisse Maßzahlen für die Absorptionsfähigkeit der Atmosphäre gefunden, die wir als die strahlenden Massen  $w_1$ ,  $w_2$  und  $w_3$  bezeichnet haben. An Hand dieser Maßzahlen haben wir dann eine Übersicht

über die Verteilung der in den Weltenraum gehenden Strahlungsströme erhalten, wobei von dem obersten Teil der Atmosphäre und den dortigen besonderen Verhältnissen abgesehen wurde. Neben einer im Mittel sehr ausgeglichenen und nur schwach absorbierten Strahlung  $B_2$ , deren Gleichverteilung aber auf einer sehr eigenartigen Kompensation beruht und daher leicht der Anlaß zu Störungen im Strahlungshaushalt der oberen Schichten werden kann, zeigt der Energiestrom  $B_1$ , der zweifellos den innigsten Zusammenhang mit der oberen Temperaturverteilung hat, ein gleichmäßiges Anwachsen von niedrigen nach höheren Breiten. Dieses Anwachsen erscheint aber, wie schon früher ausgesprochen, zunächst nur als eine Folge eben jener höheren Temperaturen in der Substratosphäre hoher Breiten gegenüber den Temperaturen der äquatorialen Zone. Es ist zunächst nicht einzusehen, daß diese das Verhalten des Stromes  $B_1$  bedingende Temperaturverteilung eine Folge der Strahlungsverhältnisse sein muß. Um uns hierin einen Einblick zu verschaffen, gehen wir nochmals von den Schwarzschild'schen Ansätzen der Strahlungsbetrachtung aus, wobei wir uns aber, im Gegensatz zu Emden, nur auf die Einwirkung der stark absorbierten Strahlung der Wellengruppe 1 und auf die schwach absorbierte Strahlung 2 beschränken. Von dem direkten Einfluß der Sonnenstrahlung, ausgenommen wieder die Schichten oberhalb 20 km Höhe, können wir absehen. Zwar wird ein Teil der kurzwelligigen Sonnenenergie ohne die Umformung am Erdboden von der Atmosphäre direkt aufgenommen, jedoch vorwiegend in den untersten wasserdampfreichen Schichten. Für die Betrachtung der Zone zwischen 8 und 20 km Höhe ist es belanglos, woher die hier maßgebenden Energieströme ihre Energie haben, ob infolge direkter Absorption oder aus den thermodynamischen Prozessen der allgemeinen Zirkulation.

In Anlehnung an die Gleichungen (8) und (9) von S. 201 schreiben wir also:

$$dA = - a_1 \cdot A_1 \cdot dm - a_2 \cdot A_2 \cdot dm + q_1 \cdot a_1 \cdot \Theta \cdot dm + q_2 \cdot a_2 \cdot \Theta \cdot dm, \quad (21)$$

$$dB = + a_1 \cdot B_1 \cdot dm + a_2 \cdot B_2 \cdot dm - q_1 \cdot a_1 \cdot \Theta \cdot dm - q_2 \cdot a_2 \cdot \Theta \cdot dm. \quad (22)$$

Führen wir die Bedingung des Strahlungsgleichgewichts ein, so gilt

$$dA = dB,$$

und es ergibt sich die Energiebilanz

$$2 \cdot (q_1 \cdot a_1 + q_2 \cdot a_2) \cdot \Theta = a_1 \cdot (A_1 + B_1) + a_2 \cdot (A_2 + B_2). \quad (22a)$$

Wir setzen das Verhältnis  $a_1 : a_2 = \varepsilon$ . Da  $a_2$  sehr viel kleiner als  $a_1$ , wird  $\varepsilon$  eine große Zahl.

$$2 \cdot (\varepsilon \cdot q_1 + q_2) \cdot \Theta = \varepsilon \cdot (A_1 + B_1) + (A_2 + B_2). \quad (22b)$$

Die von Emden aus den Gleichungen (21) und (22) abgeleitete Entwicklung, die unter Annahme einer im langwelligen Gebiet nur grau strahlenden Atmosphäre zu einem expliziten Ausdruck für die Temperatur des Strahlungsgleich-

gewichts führt, ist im Falle verschiedener Wellengruppen nicht durchführbar. Wir wollen aber annehmen, daß für die hier betrachteten Schichten eines der von ihm erhaltenen Resultate auch im Falle mehrerer Wellengruppen wenigstens in Annäherung erhalten bleibt, nämlich die ungefähre Konstanz der Strahlungstemperatur mit der Höhe. Die abwärts gehenden Strahlungsströme  $A_1$  und  $A_2$  nehmen dann folgende einfache Form an:

$$A = q \cdot \int_{y=e^{-a \cdot m}}^{y=1} \Theta \cdot dy \dots \dots \dots (23)$$

wo  $y = e^{a(x-m)}$  (vgl. S. 204), und für mit der Höhe oder mit der Variablen  $m$  konstante Temperatur:

$$A_1 = q_1 \cdot \Theta \cdot \int_{y=e^{-a_1 m}}^{y=1} dy = q_1 \cdot \Theta \cdot (1 - e^{-a_1 \cdot m}) \dots \dots \dots (23a)$$

und ebenso:

$$A = q_2 \cdot \Theta \cdot \int_{y=e^{-a_2 \cdot m}}^{y=1} dy = q_2 \cdot \Theta \cdot (1 - e^{-a_2 \cdot m}).$$

Setzen wir dies in (22) ein, so ergibt sich

$$\Theta [\varepsilon \cdot q_1 + q_2 + \varepsilon \cdot q_1 \cdot e^{-a_1 \cdot m} + q_2 \cdot e^{-a_2 m}] = \varepsilon \cdot B_1 + B_2 \dots (24)$$

Nun wissen wir aus unseren früheren Erörterungen über den Rückstrom  $B_1$ , daß dieser in jeder Höhenlage in großer Annäherung durch die Temperatur unterhalb der betrachteten Höhenlage und die dort herrschende Temperatur selbst bestimmt ist. Der Anteil, den die tieferen und erheblich wärmeren Schichten zu dem Strome  $B_1$  liefern, ist zwar verschwindend gering, aber stets ist doch  $B_1$  ein wenig größer als das Produkt aus dem Faktor  $q_1$  und der in der betrachteten Höhenlage beobachteten Temperaturstrahlung  $\Theta$ . Wir können also den Strom  $B_1$  in folgender Form schreiben:

$$B_1 = q_1 \cdot (\Theta + \Delta \Theta) \dots \dots \dots (25)$$

in der wir die Größe  $\Delta \Theta$  als „den Energieüberschuß“ des Energiestromes  $B_1$  bezeichnen wollen. Führen wir diesen Begriff in die Gleichung (24) ein, so ergibt sich

$$\Theta [q_2 + \varepsilon \cdot q_1 \cdot e^{-a_1 m} + q_2 \cdot e^{-a_2 m}] = \varepsilon q_1 \Delta \Theta + B_2 \dots (26)$$

oder

$$\Theta = \frac{\varepsilon \cdot q_1 \cdot \Delta \Theta + B_2}{\varepsilon \cdot q_1 \cdot e^{-a_1 m} + q_2(1 + e^{-a_2 m})} \dots \dots \dots (27)$$

Neben der schwach absorbierten Rückstrahlung  $B_2$ , die sich im Mittel über alle Breiten ziemlich gleichmäßig verteilt, ist also der Temperaturüberschuß  $\Delta \Theta$  für die Einstellung der Strahlungstemperaturen eine wichtige Größe.  $\Delta \Theta$  ist zwar absolut klein, enthält aber gerade die vom Wasserdampf stark bevorzugten Wellen, was in dem großen Zahlenfaktor  $\varepsilon \cdot q_1$  gegenüber  $B_2$  zum Ausdruck

kommt. Nun ist nach unseren im vierten Abschnitt angestellten Überlegungen der Überschuß  $\mathcal{A}\Theta$  von der Größe der strahlenden Masse  $w$  abhängig, und zwar wird, wie aus der in Fig. 7 gezeichneten Kurve ersichtlich ist,  $\mathcal{A}\Theta$  klein mit zunehmendem  $w$ . Für die Temperatur des Strahlungsgleichgewichts bedeutet dies nach (27 a) ebenfalls eine Verminderung mit wachsendem  $w$ , also mit abnehmender Breite. Denn je größer in einer Atmosphäre mit nach oben abnehmenden Temperaturen die strahlenden Massen bestimmter Gattung sind, um so kleiner wird für eine bestimmte durch irgendein  $w$  gekennzeichnete Höhe der Energiebetrag, den diese Atmosphäre noch zur Erwärmung höherer Schichten beisteuert. Simpsons Resultat seiner ersten Arbeit, daß die Größe der strahlenden Massen, also der Wert der Maßzahlen  $w$ , und ebenso auch deren Anordnung in der Atmosphäre in weiten Grenzen ohne Einfluß auf den Betrag des in den Weltenraum zurückkehrenden Strahlungsstromes bleibt, ist ganz richtig, aber dieses Resultat darf keineswegs auf die Strahlungstemperaturen der oberen Schichten ausgedehnt werden. Beispielsweise tritt bei einer Verdoppelung der in der Atmosphäre enthaltenen Dampfmengen nur eine sehr geringe Veränderung der in den Weltenraum zurückkehrenden langwelligen Strahlungsströme ein, wohl aber erhebliche Änderung der als Energieüberschuß definierten Größe  $\mathcal{A}\Theta$  und damit auch der  $\Theta$ -Werte in den oberen Schichten selbst.

Zu einer auch quantitativ befriedigenden Ausrechnung dieser oberen Temperaturverteilung genügen aber die in dieser Arbeit gemachten Annahmen über die Strahlungsgruppen noch nicht. An und für sich könnte man die Gl. (27) zu einer derartigen Berechnung benutzen, wenn nämlich für einen gewissen Bereich des  $m$  der Zusammenhang des  $\mathcal{A}\Theta$  mit  $m$  derart ist, daß die Formel (27 a) ein von  $m$  unabhängiges, konstantes  $\Theta$  liefert. Denn diese Bedingung muß nach der auf S. 225 durchgeführten Ableitung annähernd erfüllt sein. Wie man leicht durch eine Ablesung der Skalen in Fig. 9 für die Größen  $w_1$  und  $w_2$  (S. 216) findet, wird bei unseren bisherigen Annahmen das Verhältnis  $\frac{a_1}{a_2} = \varepsilon$  gleich 375. Setzen wir diese Zahl und die Größen  $q_1 = 0.5$  und  $q_2 = 0.25$  in die Gleichung (27) ein, so ergibt sich

$$\Theta = \frac{187.5 \cdot \mathcal{A}\Theta + B_2}{187.5 \cdot 10^{-w_1} + q_2 (1 + 10^{-w_2})} \dots \dots \dots (27a)$$

Es ist nun nicht möglich, unter plausiblen Annahmen über die Größe der strahlenden Masse  $w$  an der Stratosphären Grenze zu  $\Theta$ -Werten zu kommen, die die obige Bedingung ungefährr Konstanz erfüllen und gleichzeitig den Temperaturbeobachtungen in der Stratosphäre entsprechen.

In der Tat ist eine solche Übereinstimmung aber auch nicht mit diesen Zahlwerten zu erwarten. Wir haben in dieser Arbeit die mit dem Index 1 bezeichnete Strahlungsgruppe mit der Bezeichnung „fast total absorbiert“ versehen, da die strahlenden Massen  $w$ , für diese Gruppe jedenfalls sehr groß sind. Eine wirklich vollkommen, auch schon in beliebig dünnen Schichten, absorbierte

Strahlung würde aber überhaupt keinen Energieüberschuß nach oben liefern können. Für eine derartige Strahlung gilt an jeder beliebigen Stelle der Atmosphäre  $A_{\odot} = 0$  und  $B = q \cdot \Theta$ . Da ein großer Teil der nach oben gehenden Strahlung vom Wasserdampf selbst erzeugt wird, wird tatsächlich ein beträchtlicher Anteil einer derartigen in bezug auf den Wasserdampf schwarzen Strahlung vorhanden sein, aber diese Eigenstrahlung kann dann für die Temperaturen des Strahlungsgleichgewichts ebensowenig beitragen wie die ganz durchgelassene Strahlung unserer Wellengruppe 3. Wollen wir also nach obiger Formel eine Berechnung der Strahlungstemperaturen vornehmen, müßten wir nicht drei, sondern vier Wellengruppen unterscheiden, von denen wir eine vom Wasserdampf total absorbierte und eine andere von ihm völlig durchgelassene Gruppe bei der Berechnung nicht zu berücksichtigen brauchen. Wohl aber müssen wir ihre Anteile an der Gesamtstrahlung, also die  $q$  kennen. Die beiden anderen Anteile werden zum Teil absorbiert, zum Teil durchgelassen, aber in ganz verschieden starkem Grade.

Bei einer derartigen Erweiterung der Untersuchung ergibt sich dann eine Abhängigkeit der Größe  $A_{\odot}$  vom Temperaturgradienten in der Troposphäre, die auf den Zusammenhang der Strahlung mit der Thermodynamik führt. Hierauf soll in einer späteren Untersuchung eingegangen werden.

#### Literatur.

- 1) R. Emden: Über Strahlungsgleichgewicht und atmosphärische Strahlung. Sitzungsber. der Bayerischen Akademie d. Wissenschaften 1913.
- 2) H. Hergesell: Die Strahlung der Atmosphäre unter Zugrundelegung der Lindenbergers Temperatur- und Feuchtigkeitsmessungen. Die Arbeiten d. Preuß. aeronaut. Observatoriums Lindenberg, Bd. 13 (1919).
- 3) F. Linke: Zur Vertikalbewegung isolierter Luftmassen. Meteorol. Zeitschr. 1928, Heft 7, S. 255.
- 4) F. M. Exner: Dynamische Meteorologie 1925, S. 47f.
- 5) Ebenda S. 30f.
- 6) G. C. Simpson: Some studies in terrestrial radiation. Memoirs of the Royal met. Soc., Vol. II, Nr. 16.
- 7) Referat: Met. Zeitschr. 1928.
- 8) Further studies in terrestrial radiation by G. C. Simpson. Memoirs of the Royal met. Soc., Vol. III, Nr. 21.
- 9) G. Hettner: Über das Absorptionsspektrum des Wasserdampfes. Ann. d. Phys., 4. Folge, 55, 476 (1918).
- 10) A. Ångström: Über die Gegenstrahlung der Atmosphäre. Meteorol. Zeitschr. 33, Heft 12, S. 529 (1916).
- 11) Derselbe: Messung der nächtlichen Ausstrahlung im Ballon. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., 14 (1928).
- 12) F. E. Fowle: Water-Vapor Transparency to low-temperature radiation. Smiths. miscell. coll., Vol. 68, Nr. 8.
- 13) St. Hanzlik: Die räumliche Verteilung der meteorologischen Elemente in den Antizyklonen. Denkschr. der Wiener Akad. 84, 163. Derselbe: ebenda 88, 67.

## Der scheinbare spezifische Widerstand bei vier planparallelen Schichten.

Von J. N. Hummel. — (Mit fünf Abbildungen.)

Der scheinbare spezifische Widerstand wird für den Fall, daß der homogene Untergrund von zwei planparallelen Schichten beliebiger Leitfähigkeit und beliebiger Dicke überdeckt ist, exakt berechnet. Die gewonnenen Formeln werden für einige Sonderfälle ausgewertet und die entsprechenden Kurven aufgezeichnet. Ein graphisches Verfahren wird angegeben, das die Auffindung solcher Kurven für beliebig viele planparallele Schichten mit genügender Annäherung gestattet.

In einer früheren Arbeit\*) haben wir den Begriff des scheinbaren spezifischen Widerstandes geklärt, auf seine Bedeutung für die Erforschung des Untergrundes hingewiesen und die theoretischen Grundlagen derjenigen geoelektrischen Methoden gegeben, die sich auf seine Ermittlung gründen. Wir haben zur Veranschaulichung seine Werte für einige Sonderfälle exakt berechnet, sowie die entsprechenden Kurven aufgezeichnet und diskutiert. In derselben Arbeit haben wir ferner darauf hingewiesen und die Gründe hierfür auseinandergesetzt, warum die Ermittlung des scheinbaren spezifischen Widerstandes vor allem über horizontal geschichtetem Untergrund wertvolle Aufschlüsse zu liefern vermag. Es gelang uns, die Kurven für den unter dieser Annahme tektonisch einfachsten Fall zeichnen zu können, daß der sonst homogene Untergrund von einer planparallelen Schicht abweichender Leitfähigkeit überdeckt ist. Allerdings werden in der Natur die Verhältnisse selten so einfach liegen. Es ist deshalb für die Praxis von Wert, die Rechnungen wenigstens noch für den nächst einfachen Fall durchzuführen, daß zwei solche Überdeckungsschichten vorhanden sind. Das soll die Aufgabe dieses Aufsatzes sein.

Bei einer so beschaffenen Tektonik hat man es im ganzen mit vier verschiedenen Schichten zu tun, indem der oberhalb der Erdoberfläche befindliche Luftraum auch eine Schicht mit unendlich großem Widerstand darstellt. Die beiden dann innen gelegenen Schichten besitzen eine endliche Dicke, während die äußeren je einen Halbraum erfüllen. Der Allgemeinheit halber sei zunächst angenommen, daß alle vier Schichten beliebigen Widerstand haben. Zur Unterscheidung seien die auf die verschiedenen Schichten bezüglichen Symbole mit verschiedenen Indizes versehen, und zwar der Reihe nach wie folgt\*\*): Die äußere Schicht, die die Atmosphäre darstellt, mit dem Index 0, die anschließende begrenzte Schicht, die die oberste Bedeckung repräsentiert, bleibe ohne Index, während die nächste begrenzte Schicht den Index 1 und die unterste unbegrenzte Schicht den Index 2 erhalten soll (Fig. 1). Der wirkliche spezifische Widerstand sei durchweg mit  $\rho$ , die Schichtdicke mit  $h$  und das Potential mit  $\varphi$  bezeichnet.

\*) J. N. Hummel: Der scheinbare spezifische Widerstand. Zeitschr. f. Geophys. 5, 89, Nr. 3/4.

\*\*\*) Die gewählte Symbolik stimmt nicht mit der des früheren Aufsatzes überein.



Um den scheinbaren spezifischen Widerstand angeben zu können, ist zunächst wieder die Aufstellung der Potentialfunktion erforderlich. Hierzu kann man wie in dem früher behandelten Falle so vorgehen, daß man durch sinn-gemäße Spiegelung der Quellpunkte die drei Trennungsebenen zu Spie-gel-ebenen macht. Man erhält dann eine vielfache Unendlichkeit von fiktiven Quell-punkten. Die Rechnungen werden erheblich umfangreicher als bei drei Schichten, bleiben aber doch elementar. Zudem liegen ihnen die gleichen anschaulichen Vorstellungen wie dort zugrunde. Zur Abkürzung seien in ihnen die immer wiederkehrenden Quotienten

$$\frac{\varrho_0 - \varrho}{\varrho_0 + \varrho} = k_0, \quad \frac{\varrho_1 - \varrho}{\varrho_1 + \varrho} = k, \quad \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2 + \varrho_1} = k_1 \text{ gesetzt.}$$

Wir gehen von einem einzigen Quellpunkt aus, der in einer der beiden innen gelegenen Schichten be-findlich ist, beispielsweise, um die Ideen zu fixieren, in der oberen, also in derjenigen, die von der allerersten Erdbedeckung gebildet wird und ohne Index bleiben soll. Sein Abstand von der Erdoberfläche sei  $d$ . Er falle mit dem Mittelpunkt eines Koordinatensystems zusammen, dessen  $x$ -Achse die Richtung der Trennungs-ebenen besitzt und dessen  $y$ -Achse senkrecht auf diesen steht. Man erhält dann auf dem gleichem Wege, wie früher, für die Potentiale Summen, deren Glieder sich in folgender Weise gruppieren lassen:

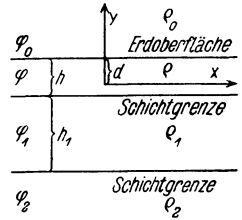


Fig. 1. Schema der ange-nommenen Tektonek: Zwei Bedeckungsschichten belie-biger Leitfähigkeit und Dicke über homogenen Untergrund.

$$\begin{aligned} \varphi_0 = & \frac{J}{4\pi} \varrho (1+k_0) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k^n \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y+2nh)^2 + z^2}} + \frac{k^{n+1} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y+2(n+1)h-2d]^2 + z^2}} \right\} \\ & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1+k_0)(1-k^2) k_1 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{(n+1) k^n \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y+2h_1-2(n+1)h-2d]^2 + z^2}} \right. \\ & \quad \left. + \frac{(n+1) k^n \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y+2h_1+2(n+1)h]^2 + z^2}} \right\} \\ & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1+k_0)(1-k^2) k_1^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ \frac{n(n+1)}{2} (1-k^2) - (n+1) k^2 \right] k^{n-1} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y+4h_1+2(n+1)h-2d]^2 + z^2}} \right. \\ & \quad \left. + \frac{\left[ \frac{(n+1)n}{2} (1-k^2) - (n+1) k^2 \right] k^{n-1} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y+4h_1+2(n+1)h]^2 + z^2}} \right\} \\ & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1+k_0)(1-k^2) k_1^3 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ (1-k^2)^2 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)m}{2} - (1-k^2)n(n+1)k^2 + (n+1)k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y+6h_1+2(n+1)h-2d]^2 + z^2}} \right. \\ & \quad \left. + \frac{\left[ (1-k^2)^2 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)m}{2} - (1-k^2)n(n+1)k^2 + (n+1)k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y+6h_1+2(n+1)h]^2 + z^2}} \right\} \\ & \dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \varphi = & \frac{J}{4\pi} \varrho \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k^{n+1} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y + 2(n+1)h - 2d]^2 + z^2}} + \frac{k^n \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y + 2nh)^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k^{n+1} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y - 2(n+1)h]^2 + z^2}} + \frac{k^n \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y - 2nh - 2d)^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1 - k^2) k_1 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{(n+1) k^n \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y + 2h_1 + 2(n+1)h - 2d]^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{(n+1) k^n \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y + 2h_1 + 2(n+1)h]^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1 - k^2) k_1 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{(n+1) k^n \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y - 2h_1 - 2(n+1)h]^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{(n+1) k^n \cdot k_0^{n+2}}{\sqrt{x^2 + [y - 2h_1 - 2(n+1)h - 2d]^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1 - k^2) k_1^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ (1 - k^2) \frac{n(n+1)}{2} - (n+1)k^2 \right] k^{n-1} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y + 4h_1 + 2(n+1)h - 2d]^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{\left[ (1 - k^2) \frac{n(n+1)}{2} - (n+1)k^2 \right] k^{n-1} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y + 4h_1 + 2(n+1)h]^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1 - k^2) k_1^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ (1 - k^2) \frac{n(n+1)}{2} - (n+1)k^2 \right] k^{n-1} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y - 4h_1 - 2(n+1)h]^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{\left[ (1 - k^2) \frac{n(n+1)}{2} - (n+1)k^2 \right] k^{n-1} \cdot k_0^{n+2}}{\sqrt{x^2 + [y - 4h_1 - 2(n+1)h - 2d]^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1 - k^2) k_1^3 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ (1 - k^2)^2 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)m}{2} - (1 - k^2)^2 n(n+1)k^2 + (n+1)k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y + 6h_1 + 2(n+1)h - 2d]^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{\left[ (1 - k^2)^2 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)m}{2} - (1 - k^2)^2 n(n+1)k^2 + (n+1)k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y + 6h_1 + 2(n+1)h]^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1 - k^2) k_1^3 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ (1 - k^2)^2 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)m}{2} - (1 - k^2)^2 n(n+1)k^2 + (n+1)k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y - 6h_1 - 2(n+1)h]^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{\left[ (1 - k^2)^2 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)m}{2} - (1 - k^2)^2 n(n+1)k^2 + (n+1)k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^{n+2}}{\sqrt{x^2 + [y - 6h_1 - 2(n+1)h - 2d]^2 + z^2}} \right\} \\
 & \dots
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \varphi_1 = & \frac{J}{4\pi} \varrho(1+k) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k^n \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y-2nh)^2 + z^2}} + \frac{k^n \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y-2nh-2d)^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho(1+k) k_1 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k^n \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y+2h_1+2(n+1)h-2d]^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{k^n \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y+2h_1+2(n+1)h]^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho(1+k) k_1 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{[(1-k^2)n-k^2]k^{n-1} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y-2h_1-2nh]^2 + z^2}} + \frac{[(1-k^2)n-k^2]k^{n-1} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y-2h_1-2nh-2d]^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho(1+k) k_1^3 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{[(1-k^2)n-k^2]k^{n-1} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y+4h_1+2(n+1)h-2d]^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{[(1-k^2)n-k^2]k^{n-1} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y+4h_1+2(n+1)h]^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho(1+k) k_1^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ \frac{(1-k^2)^2(n-1)n}{2} - (1-k^2)2nk^2 + k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y-4h_1-2nh)^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{\left[ \frac{(1-k^2)^2(n-1)n}{2} - (1-k^2)2nk^2 + k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y-4h_1-2nh-2d)^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho(1+k) k_1^3 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ \frac{(1-k^2)^2(n-1)n}{2} - (1-k^2)2nk^2 + k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y+6h_1+2(n+1)h-2d]^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{\left[ \frac{(1-k^2)^2(n-1)n}{2} - (1-k^2)2nk^2 + k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y+6h_1+2(n+1)h]^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho(1+k) k_1^3 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ \frac{(1-k^2)^3 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)(m-2)}{2} - 3(1-k^2)^2 \frac{(n-1)n}{2} k^2 + 3n(1-k^2)k^4 + k^6 \right] k^{n-3} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y-6h_1-2nh)^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{\left[ \frac{(1-k^2)^3 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)(m-2)}{2} - 3(1-k^2)^2 \frac{(n-1)n}{2} k^2 + 3n(1-k^2)k^4 + k^6 \right] k^{n-3} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y-6h_1-2nh-2d)^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho(1+k) k_1^4 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ \frac{(1-k^2)^3 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)(m-2)}{2} - 3(1-k^2)^2 \frac{(n-1)n}{2} k^2 + 3n(1-k^2)k^4 + k^6 \right] k^{n-3} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + [y+8h_1+2(n+1)h-2d]^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{\left[ \frac{(1-k^2)^3 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)(m-2)}{2} - 3(1-k^2)^2 \frac{(n-1)n}{2} k^2 + 3n(1-k^2)k^4 + k^6 \right] k^{n-3} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + [y+8h_1+2(n+1)h]^2 + z^2}} \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \varphi_2 = & \frac{J}{4\pi} \varrho (1+k)(1+k_1) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k^n \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y-2nh)^2 + z^2}} + \frac{k^n \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y-2nh-2d)^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1+k)(1+k_1) k_1 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{[(1-k^2)n-k^2] k^{n-1} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y-2h_1-2nh)^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{[(1-k^2)n-k^2] k^{n-1} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y-2h_1-2nh-2d)^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1+k)(1+k_1) k_1^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ (1-k^2)^2 \frac{(n-1)n}{2} - (1-k^2) 2nk^2 + k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y-4h_1-2nh)^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{\left[ (1-k^2)^2 \frac{(n-1)n}{2} - (1-k^2) 2nk^2 + k^4 \right] k^{n-2} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y-4h_1-2nh-2d)^2 + z^2}} \right\} \\
 & + \frac{J}{4\pi} \varrho (1+k)(1+k_1) k_1^3 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\left[ (1-k^2)^3 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)(m-2)}{2} - 3(1-k^2) \frac{(n-1)n}{2} k^2 + 3n(1-k^2)k^4 + k^6 \right] k^{n-3} \cdot k_0^n}{\sqrt{x^2 + (y-6h_1-2nh)^2 + z^2}} \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{\left[ (1-k^2)^3 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)(m-2)}{2} - 3(1-k^2) \frac{(n-1)n}{2} k^2 + 3n(1-k^2)k^4 + k^6 \right] k^{n-3} \cdot k_0^{n+1}}{\sqrt{x^2 + (y-6h_1-2nh-2d)^2 + z^2}} \right\} \\
 & \dots
 \end{aligned}$$

Diese vier Ausdrücke genügen der Laplaceschen Gleichung. Daß sie auch die Grenzbedingungen an den Trennungsebenen  $\varphi_r = \varphi_s, \frac{1}{\varrho_r} \cdot \frac{\partial \varphi_r}{\partial y} = \frac{1}{\varrho_s} \cdot \frac{\partial \varphi_s}{\partial y}$  erfüllen, läßt sich am besten rückwärts durch Differentiation erweisen.

Für die Ermittlung des scheinbaren spezifischen Widerstandes von der Erdoberfläche aus interessiert lediglich der Ausdruck von  $\varphi$  für  $y = 0$ . Dieser läßt sich noch vereinfachen, wenn man in Anlehnung an die in Wirklichkeit vorliegenden Verhältnisse  $k_0 = +1$  und  $d = 0$  setzt. Man erhält dann

$$\begin{aligned}
 \varphi_{y=0} = & \frac{J}{\pi} \varrho \left( \frac{1}{2\sqrt{x^2 + z^2}} + \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k^{n-1}}{\sqrt{x^2 + [2(n+1)h]^2 + z^2}} \right. \right. \\
 & + (1-k^2) k_1 \frac{(n+1)k^n}{\sqrt{x^2 + [2h_1 + 2(n+1)h]^2 + z^2}} + (1-k^2) k_1^2 \frac{\left[ (1-k^2)^{\frac{n(n+1)}{2}} - (n+1)k^2 \right] k^{n-1}}{\sqrt{x^2 + [4h_1 + 2(n+1)h]^2 + z^2}} \\
 & \left. \left. + (1-k^2) k_1^3 \frac{\left[ (1-k^2)^2 \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)m}{2} - (1-k^2)n(n+1)k^2 + (n+1)k^4 \right] k^{n-2}}{\sqrt{x^2 + [6h_1 + 2(n+1)h]^2 + z^2}} + \dots \right\} \right).
 \end{aligned}$$

Legt man der experimentellen Erzeugung und Messung des Potentialabfalls die Wennersche Elektroden- und Sondenanordnung zugrunde, bei der die beiden Meßpunkte so zwischen den beiden Elektroden auf deren Verbindungslinie angeordnet sind, daß alle vier Punkte auf einer Geraden liegen und jeder einzelne von den ihm benachbarten den gleichen Abstand  $a$  besitzt, so ergibt sich der scheinbare spezifische Widerstand, bezogen auf den wirklichen spezifischen Widerstand der obersten Erdschicht, zu

$$\begin{aligned} \frac{\varrho_s}{\varrho} = & 1 + 4 \sum_{n=0}^{\infty} k^{n+1} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ 2(n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[ 2(n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} \right\} \\ & + 4(1-k^2) k_1 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) k^n \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ 2 \frac{h_1}{a} + 2(n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[ 2 \frac{h_1}{a} + 2(n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} \right\} \\ & + 4(1-k^2) k_1^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{n(n+1)}{2} (1-k^2) - (n+1) k^2 \right] k^{n-1} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ 4 \frac{h_1}{a} + 2(n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} \right. \\ & \left. - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[ 4 \frac{h_1}{a} + 2(n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} \right\} + 4(1-k^2) k_1^3 \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \sum_{m=0}^n \frac{(m-1)m}{2} (1-k^2)^2 - n(n+1)(1-k^2) k^2 \right. \\ & \left. + (n+1) k^4 \right] k^{n-2} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ 6 \frac{h_1}{a} + 2(n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[ 6 \frac{h_1}{a} + 2(n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} \right\} + \\ & \dots \end{aligned}$$

Diese Formel bildet den Ausgangspunkt für alle spezielleren Untersuchungen. Zur zahlenmäßigen Auswertung kann man sich derselben Daten bedienen, die wir in der ersten Arbeit in einer Tabelle zusammengestellt hatten\*) und die auch hier immer wiederkehren.

Wir untersuchen zunächst den Sonderfall, daß die unterste unbegrenzte Schicht verschwindend geringe Leitfähigkeit besitzt und die beiden Bedeckungsschichten die gleiche Dicke haben sollen, daß also  $k_1 = +1$  und  $h_1 = h$  sind. Unter diesen Voraussetzungen erhält man für den scheinbaren spezifischen Widerstand die besonders einfache Gleichung

$$\begin{aligned} \frac{\varrho_s}{\varrho} = & 1 + 4k \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ 2(2n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[ 2(2n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} \right\} \\ & + 4 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ 4(n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[ 4(n+1) \frac{h}{a} \right]^2}} \right\}, \end{aligned}$$

\*) Heft 3/4 dieses Jahrganges, S. 100.

die nur noch zwei Summen enthält. Ihre Richtigkeit läßt sich an zwei Grenzfällen prüfen. Wird nämlich einmal  $\varrho_1 = \varrho$ , also  $k = 0$ , so erhält man den scheinbaren spezifischen Widerstand über einer einzigen Schichtbedeckung von der Dicke  $2h$ , dessen Wert uns bereits aus der ersten Arbeit bekannt ist. Und wird andererseits  $\varrho_1 = \infty$ , also  $k = +1$ , so ergibt sich der gleiche Wert, wie man ihn auch unmittelbar über einer einzigen Schichtbedeckung von der Dicke  $h$  erhalten würde.

Wird an dieser Gleichung eine kleine Umformung vorgenommen und zur Abkürzung noch  $\frac{\varrho_s}{\varrho} \equiv v$ , sowie  $\frac{a}{h} \equiv u$  gesetzt, so läßt sie sich schreiben:

$$v = 1 + 4k \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ \frac{2(2n+1)}{u} \right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left[ \frac{2(2n+1)}{u} \right]^2}} \right\} + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ \frac{4(n+1)}{u} \right]^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ \frac{2(2n+1)}{u} \right]^2}} \right\} + 2u \cdot \ln 2.$$

Wird hierin  $u$  sehr groß, so konvergiert die erste Summe gegen  $\frac{1}{2} u \cdot \ln 2$  und die zweite gegen  $-\frac{1}{2}$ . Die Gleichung geht in diesem Grenzfalle über in

$$\lim_{u \rightarrow \infty} v = 1 + 4k \frac{1}{2} u \cdot \ln 2 - 1 + 2u \cdot \ln 2$$

oder in

$$\lim_{u \rightarrow \infty} \varrho_s = \frac{2}{\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{\varrho'}} 2u \cdot \ln 2.$$

Man erkennt, daß die Asymptoten sämtlicher Kurven durch den Nullpunkt gehen.

In dieser letzten Grenzform enthält die Gleichung noch ein interessantes Gesetz. Bezeichnet man den scheinbaren spezifischen Widerstand über einer einzigen Schichtbedeckung, die die Dicke  $h$  und den wirklichen spezifischen Widerstand  $\varrho$  besitzt, für einen Augenblick mit  $\varrho'_s$  und den scheinbaren spezifischen Widerstand über einer ebensolchen Schichtbedeckung, die aber den wirklichen spezifischen Widerstand  $\varrho_1$  besitzt, mit  $\varrho''_s$ , so läßt sich der obigen Gleichung für den scheinbaren spezifischen Widerstand über beide Schichtbedeckungen die Form geben

$$\frac{2}{\varrho_s} = \frac{1}{\varrho'_s} + \frac{1}{\varrho''_s}.$$

Es gilt also für den scheinbaren spezifischen Widerstand über zwei Schichtbedeckungen bei großer Basis der Erreger- und Meßapparatur das Kirchhoffsche Gesetz für parallel geschaltete Widerstände. Dieses Gesetz läßt sich auch noch

auf den Fall mehrerer Schichtbedeckungen mit beliebigen Dicken sinngemäß verallgemeinern. Immer kann man sich nämlich die verschiedenen Bedeckungsschichten durch eine einzige ersetzt denken, deren Widerstand sich nach dem Kirchhoffschen Gesetz für parallel geschaltete Widerstände aus den Einzelwiderständen zusammensetzt. Berechnet man den scheinbaren spezifischen Widerstand unter Zugrundelegung des so ermittelten mittleren spezifischen Widerstandes einer einzigen Schichtbedeckung, so erhält man zu der wahren Kurve eine Schmiegunskurve, die bei großer Basis asymptotisch in jene einmündet. Da die wahre Kurve für den scheinbaren spezifischen Widerstand gerade in dem Teile, in dem beide nahezu gleich verlaufen, weit schwieriger zu berechnen ist als ihre Schmiegunskurve, kann man durch Zeichnung dieser die Ermittlung jener erleichtern. Darüber hinaus eröffnet sich die Möglichkeit, beim Vorhandensein einer größeren Anzahl von Schichten die dann sehr schwer zu berechnende Kurve überhaupt aus den Schmiegunskurven, durch graphische Interpolation zu gewinnen, indem man lediglich die letzteren aus den mitgeteilten Formeln berechnet. Dieses Verfahren ist auch noch angängig bei einem Untergrund, dessen Leitfähigkeit sich stetig, z. B. proportional mit der Tiefe ändert, wie in einem besonderen Aufsatz ausgeführt werden soll.

Da bei der Ermittlung der Kurvenfortsetzung mehrere Schichtbedeckungen an der Oberfläche durch eine einzige mit dem entsprechenden durchschnittlichen Widerstand ersetzt werden können, ist der Verlauf der Kurven in genügender Entfernung vom Anfangspunkt fast ganz unabhängig von der speziellen Beschaffenheit dieser oberen Schichten. Die ganze oberste Schichtenfolge geht dort nur noch mit ihren durchschnittlichen Eigenschaften ein. Diese Tatsache verleiht dem Verfahren eine durch nichts begrenzte Tiefenwirkung. Die Erscheinung der Abschirmung durch gute oder schlechte Leiter, die bei allen anderen geoelektrischen Methoden von so großer Bedeutung für deren Wirkungsradius ist, kommt bei diesem Aufschlußverfahren in Fortfall.

Die Kurven, die sich für den scheinbaren spezifischen Widerstand unter den vereinfachenden Annahmen ergeben, sind für verschiedene Widerstandsverhältnisse der beiden Bedeckungsschichten, d. h. für verschiedene Werte von  $k$ , in der Fig. 2 wiedergegeben. In das Diagramm sind zugleich die Asymptoten der Kurven eingezeichnet, und die Abstände, in denen die Basis gleich der Tiefe einer der Schichtgrenzen ist, durch Parallelen zur Ordinate markiert. Für eine Analyse der Kurven ist die Lage des Kurvenminimums im Verhältnis zu diesen Linien von Wichtigkeit. Man erkennt aus dem Diagramm, daß der tiefste Kurvenpunkt wandert, und daß zwischen beiden charakteristischen Stellen keine einfachen Beziehungen bestehen. Eine genaue Analyse der Kurven kann sich nur auf deren gesamten Verlauf gründen.

Wir kehren jetzt wieder zu dem allgemeinen Fall zurück, dessen Auswertung mit etwas mühseligere Rechnungen verbunden ist. Doch wollen wir auch hierfür einige Sonderfälle durchrechnen und durch Illustrationen veranschaulichen.

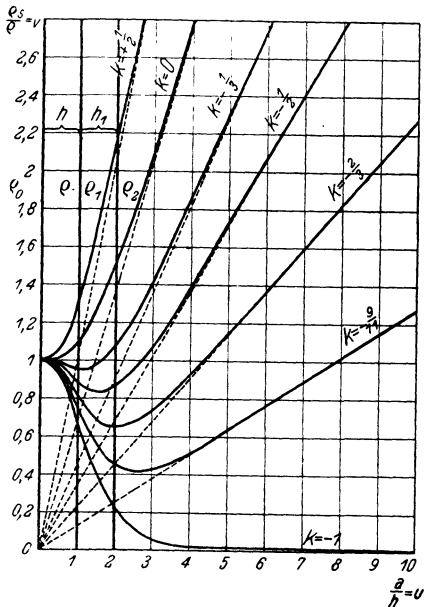


Fig. 2. Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes bei nicht leitendem Untergrund ( $\rho_3 = \infty$ ) und wechselndem Widerstandsverhältnis der beiden Bedeckungsschichten.

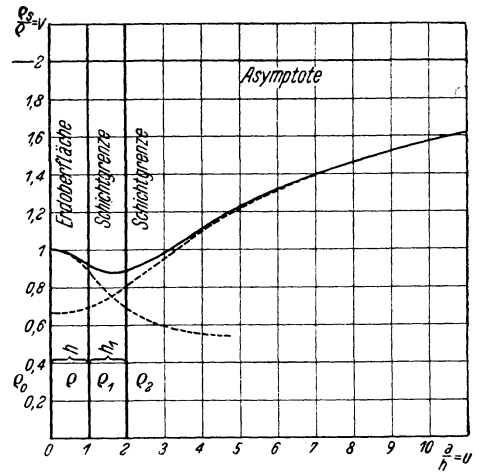


Fig. 3. Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes für den Fall  $h_1 = h$  und  $\rho_0 : \rho_1 : \rho_2 = \infty : 1 : 0.5 : 2$ .

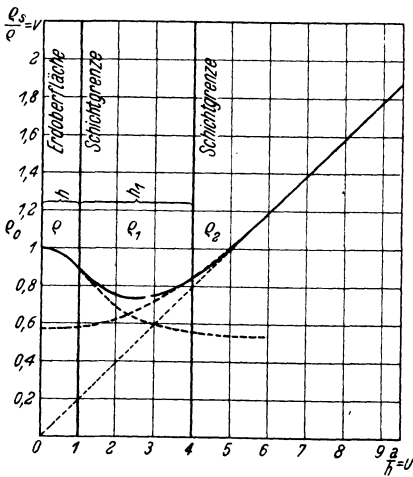


Fig. 4. Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes für den Fall  $h_1 = 3h$  und  $\rho_0 : \rho_1 : \rho_2 = \infty : 1 : 0.5 : \infty$ .

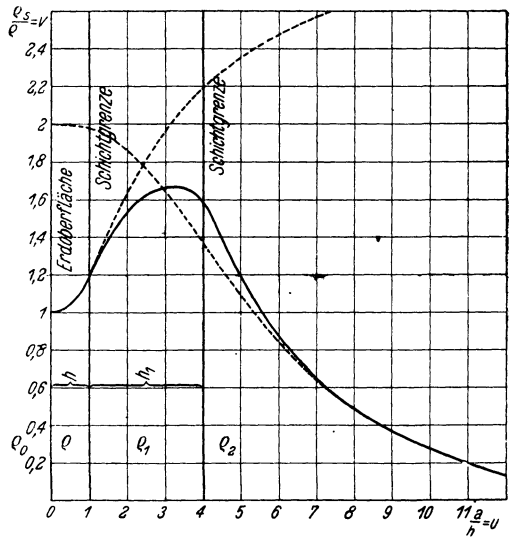


Fig. 5. Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes für den Fall  $h_1 = 3h$  und  $\rho_0 : \rho_1 : \rho_2 = \infty : 1 : 3 : 0$ .



Zunächst sei eine Kurve gegeben für den Fall, daß die beiden Bedeckungsschichten wieder die gleiche Dicke besitzen, der Widerstand der untersten Schicht aber diesmal endlich bleibt. Ist z. B.  $k_1 = \frac{3}{5}$  und  $k = -\frac{1}{3}$ , so erhält man unter den sonst gleichen Bedingungen  $k_0 = +1$ ,  $h_1 = h$  die in der Fig. 3 wiedergegebene Kurve. Die Asymptote verläuft diesmal parallel der Abszisse. Die Schmiegunskurven sind gestrichelt eingezeichnet. Sie lassen erkennen, wie mit ihrer Hilfe die wahre Kurve näherungsweise konstruiert werden könnte. Natürlich lassen sich auch umgekehrt aus der wahren Kurve die zugehörigen Schmiegunskurven näherungsweise herleiten, deren Kenntnis die Analyse wesentlich erleichtert.

Wir zeigen jetzt noch zwei Kurven für den Fall, daß die untere der beiden Bedeckungsschichten dreimal so dick ist wie die obere, unmittelbar unter der Erdoberfläche befindliche. Es ist also diesmal  $h_1 = 3h$  und  $k_0$  natürlich wieder  $+1$ , während  $k$  und  $k_1$  das eine Mal bzw.  $-\frac{1}{3}$  und  $+1$ , das andere Mal bzw.  $+\frac{1}{2}$  und  $-1$  sein sollen. Man erhält dann die in den Fig. 4 und 5 wiedergegebenen Kurven. Die Schmiegunskurven, die ebenso wie die durch den Nullpunkt gehende Asymptote auf Grund des Kirchhoffschen Gesetzes ermittelt sind, sind wieder gestrichelt eingezeichnet.

Die verschiedenen Proben verraten, daß der scheinbare spezifische Widerstand ein ausgezeichnete Indikator bei der Beschreibung des horizontal geschichteten Untergrundes ist. Seine Deutung erfordert allerdings große Erfahrung und weitgehende theoretische Kenntnisse. Es ist deshalb von Wert, daß eine exakte Lösung der hierher gehörenden Probleme möglich ist. Eine Verallgemeinerung der in diesem Aufsatz vorgenommenen Rechnungen auf mehr als zwei Bedeckungsschichten bietet grundsätzlich keine Schwierigkeiten mehr, kompliziert aber die Rechnungen ganz erheblich, weshalb sich hierfür das oben angegebene graphische Näherungsverfahren empfehlen dürfte.

Das Anwendungsgebiet aller Aufschlußmethoden, die sich auf die Bestimmung des scheinbaren spezifischen Widerstandes bzw. auf die Messung des absoluten Potentialabfalls gründen, ist wie bereits früher betont, ein wesentlich anderes wie das derjenigen, die sich auf qualitative Richtungsbestimmungen des Potentials- oder Stromverlaufes stützen. Das Potentialflächenbild kann nämlich durch langgestreckte besser leitende, in der Stromrichtung liegende nadel-förmige Einlagerungen oder durch schlechter leitende, senkrecht zur Stromrichtung befindliche Scheiben ganz erheblich gestört werden, auch wenn deren Masse verschwindend gering ist, wohingegen auf dasselbe Bild bei Außerachtlassung der Flächendichte ausgedehnte horizontal liegende mächtige Schichten ganz ohne Einfluß bleiben können. Auf der anderen Seite unterliegt die Größe der Änderung des absoluten Potentialabfalls, das ist die Dichte der

Potentialflächen, gerade den umgekehrten Bedingungen. Wir können prägnant sagen: Für die Anwendung der Potentiallinien- und Rahmenmethoden ist die Form und Lagerung der Nichthomogenitäten ausschlaggebend, für die Bestimmung des scheinbaren spezifischen Widerstandes deren Masse. In beiden Fällen bestimmt bei extrem günstigen Bedingungen das Leitfähigkeitsverhältnis die Stärke der Abweichungen von den normalen Meßgrößen über homogenen Boden.

#### Literatur.

Die Veröffentlichungen über den Gegenstand sind bereits in dem ersten Aufsatz im Heft 3/4 dieses Jahrganges auf S. 90 zusammengefaßt. Es ist noch nachzutragen:

Burton Mc Collum and K. H. Logan: Practical Applications of the Earth-current Meter. Technol. Pap. Bur. of Stand. **21**, 683—727, Nr. 351 (1927).

O. H. Gish: Depths of Ground-Water and other Subsurface Features Indicated by Earth-Resistivity Surveys. Terrestr. Magn. **33**, Nr. 3, 129—148 (1928).

Berlin, den 27. Juli 1929.

---

## Zur Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße.

Von **Karl Jung**, Potsdam. — (Mit elf Abbildungen.)

Diese Arbeit ist eine Ergänzung der unter ähnlichem Titel im dritten Bande dieser Zeitschrift (1927) erschienenen Veröffentlichung des Verfassers. Es werden Methoden zur Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfach geformter Einbettungen aus den mit der Eötvösschen Drehwaage gemessenen Größen, dem Gradienten und der Krümmungsgröße, abgeleitet. Vorausgesetzt wird die Kenntnis des Dichteunterschieds der Einbettung gegen ihre Umgebung. Die Methoden betreffen nur sogenannte „zweidimensionale“ Einbettungen, d. h. Einbettungen, die die Gestalt eines horizontal gelagerten, sehr langgestreckten Zylinders oder Prismas haben. Behandelt werden die Einbettung mit senkrecht gestelltem rechteckigen Querschnitt, die senkrechte Verwerfung, symmetrische Antiklinalen und Synklinalen. Näherungsformeln für kleine Böschungswinkel bei schiefen Stufen, Antiklinalen und Synklinalen bringt der letzte Abschnitt. Ein Beispiel führt aus, bis zu welchen Winkeln man den Böschungswinkel als klein annehmen kann (bei vorsichtiger Anwendung der Krümmungsgröße bis zu etwa 15°).

In einer unter ähnlichem Titel im dritten Bande (1927) dieser Zeitschrift erschienenen Veröffentlichung hat der Verfasser Methoden abgeleitet, um auf teils graphischem, teils rechnerischem Wege die Lage und Ausdehnung von Einbettungen mit bestimmter, einfacher Gestalt aus dem mit der Eötvösschen Drehwaage gemessenen Verlauf von Gradient und Krümmungsgröße zu bestimmen. Voraussetzung war die Kenntnis des Dichteunterschieds der Einbettung gegen ihre Umgebung. Die Methoden betrafen mit einer einzigen Ausnahme nur sogenannte „zweidimensionale“ Einbettungsformen, d. h. horizontal gelagerte, in einer der horizontalen Richtungen (der *Y*-Richtung) unendlich ausgedehnte Massen, deren Wirkung sich in zwei Dimensionen (der *X*- und *Z*-Dimension) beschreiben läßt. Diese Vereinfachung ist in der Praxis üblich und führt meist

zu brauchbaren Resultaten, besonders bei langgestreckten Einbettungen. Jedoch ist bei Verwendung der Krümmungsgröße Vorsicht geboten. Der Gradient ist gegen Abweichungen von der langgestreckten Form der „zweidimensionalen“ Einbettungen viel weniger empfindlich: er gibt oft noch im extremen Gegenteil, bei rotationsförmigen Massen mit senkrechter Achse (Fig. 1), brauchbare Abschätzungen, während die Anwendung der für die langgestreckten Massen abgeleiteten Methoden auf die Krümmungsgröße nicht mehr zulässig ist.

Den Anwendungen der vom Verfasser abgeleiteten Methoden setzt die Natur insofern Grenzen, als nur in wenigen Fällen die schwerstörenden Massen einfache Formen haben, die mit denen hinreichend übereinstimmen, für die die Methoden abgeleitet sind. Ihre Anwendung ist vielfach vorteilhaft, wenn nur eine ungefähre Abschätzung von Lage und Ausdehnung der Störungsmassen gesucht wird, eventuell als erste Annäherung zur Grundlage genauerer Bestimmungen, oder wenn die Zahl der Drehwaagestationen zu gering ist, um die

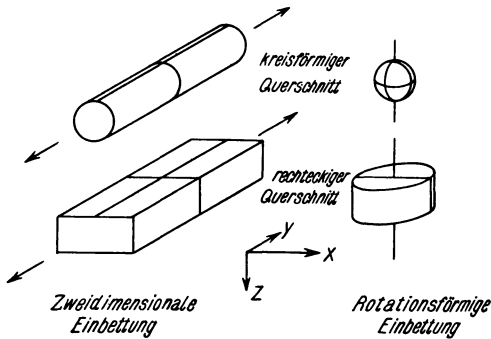


Fig. 1.

Feststellung von Einzelheiten zu ermöglichen. Innerhalb dieser Grenzen erlauben sie die Einbettungen auf direktem Wege, ohne zu probieren, ohne große Rechnung und großen Zeitaufwand zu finden. Wie bei vielen ähnlichen Aufgaben hängt auch hier die Wahl der Methode ebenso sehr von dem Geschmack, der Ausbildung, der Erfahrung und Routine des Beobachters ab wie von der Zweckmäßigkeit der verschiedenen konkurrierenden Verfahren.

Im folgenden sollen zur Ergänzung der bereits veröffentlichten Methoden neue Methoden zur Bestimmung von Lage und Ausdehnung bestimmter Massenformen abgeleitet werden:

- A. Zur Bestimmung rechteckiger Querschnitte aus dem Gradienten allein.
- B. Zur Bestimmung von senkrechten Verwerfungen aus Gradient und Krümmungsgröße.
- C. Zur Bestimmung symmetrischer Antiklinalen und Synklinalen aus Gradient und Krümmungsgröße.
- D. Spezielle Methoden für kleine Böschungswinkel bei in geringer Tiefe gelegenen schiefen Stufen, Antiklinalen und Synklinalen.

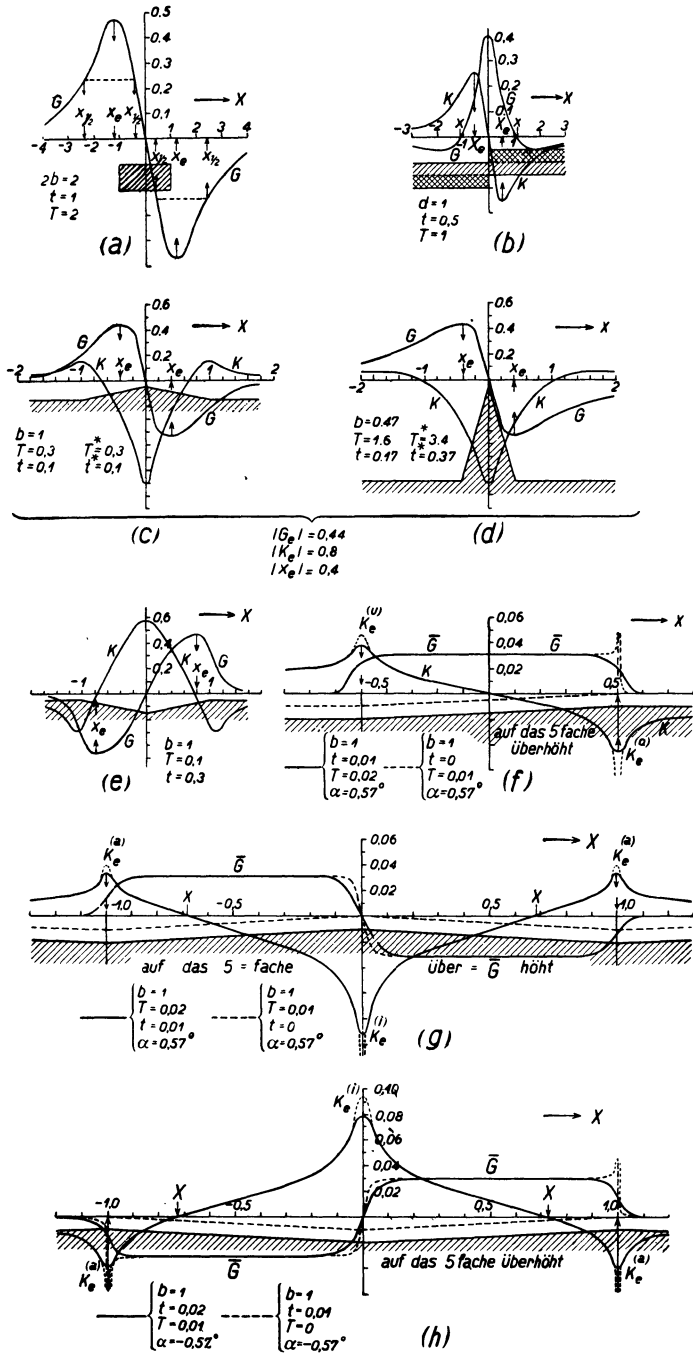


Fig. 2.

Der Koordinatenanfang wird in jedem Falle geeignet gewählt. Die Z-Achse weist senkrecht nach unten, der Querschnitt liegt in der XZ-Ebene. Die Bezeichnungen sind dieselben wie in der früheren Arbeit. Es ist

$\gamma$ : die Gravitationskonstante  $\left( = \frac{200}{3} \cdot 10^{-9} \text{ CGS-Einheiten} \right)$ ,

$\sigma$ : der Dichteunterschied der Einbettung gegen ihre Umgebung,

$K = \frac{1}{2\gamma\sigma} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{1}{2\gamma\sigma} \cdot \left( \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)$ , durch  $2\gamma\sigma$  dividierte Krümmungsgröße,

$G = \frac{1}{2\gamma\sigma} \cdot \frac{\partial^3 U}{\partial x \partial z^2}$ , durch  $2\gamma\sigma$  dividierter Gradient,

$K_e, G_e$ : Extremwerte von  $K$  und  $G$ ,

$X_e, x_e$ : Abszissen von  $K_e$  und  $G_e$ ,

$X, x$ : Abszissen der Punkte, wo  $K$  und  $G$  durch Null gehen,

$x_{1,2}$ : Abszisse des Punktes, in dem  $G = \frac{1}{3} G_e$ ,

$t, T$ : verschiedene die Einbettungsform charakterisierende Tiefen,

$r_m$ : Entfernungen vom Aufpunkt zu den Ecken geradlinig begrenzter Querschnitte,

$\varphi_m$ : Winkel, unter denen die Begrenzungslinien vom Aufpunkt aus erscheinen,

$R, \Phi$ : Spezialwerte von  $r$  und  $\varphi$ ,

$\alpha$ : Böschungswinkel der Antiklinalen und Synklinalen.

Der Gradient kann bei den „zweidimensionalen“ Einbettungen nur parallel zum Querschnitt, d. h. parallel zur X-Achse gerichtet sein.  $G$  ist positiv, wenn die Schwere in Richtung positiver X-Werte wächst, der Gradientenpfeil in diese Richtung weist; wächst die Schwere in Richtung negativer X-Werte, so ist  $G$  negativ. Die Krümmungsgröße kann parallel zum Querschnitt und zur Streichrichtung, d. h. parallel zur X-Richtung und zur Y-Richtung sein. Im ersten Falle ist  $K$  positiv, im zweiten negativ.

Fig. 2 gibt eine Übersicht über die im folgenden zu betrachtenden Einbettungsformen und ihre Wirkung auf Gradient und Krümmungsgröße.

A. Die Bestimmung von rechteckigen Querschnitten aus dem Gradienten allein (Fig. 2a, Diagramm 4). Einbettungen mit senkrecht gestelltem rechteckigen Querschnitt sind in der Natur nicht häufig. Jedoch mag der rechteckige Querschnitt bisweilen als Annäherung für horstartige und wannenartige Massenformen zu betrachten sein. Ist man zu dieser sehr rohen Annäherung gezwungen, so liegt dies oft daran, daß die Beobachtungsergebnisse zu lückenhaft oder unsicher sind, um genauere Schlüsse zuzulassen. Erfahrungsgemäß läßt sich die Krümmungsgröße dann nicht immer einwandfrei feststellen, und es ist deshalb angebracht, eine Methode abzuleiten, die nur auf dem Gradienten beruht.

Die Bezeichnungen und die Lage des Koordinatensystems erklären Fig. 2a und Fig. 3.

Über der Mitte des Querschnitts geht der Gradient durch Null. Zur Bestimmung der drei Unbekannten, der Tiefen  $t$  und  $T$  und der Breite  $2b$ , eignen sich am besten das Maximum  $|G_e|$  des Gradienten, die Abszisse  $|x_e|$  dieses Maximums und die Abszisse  $|x_{1/2}|$ , wo  $|G| = \frac{1}{2} |G_e|$ . Es gibt zwei Abszissen  $|x_{1/2}|$ , eine größer und eine kleiner als  $|x_e|$ . Beide können in gleicher Weise zur Bestimmung des Querschnitts herangezogen werden.

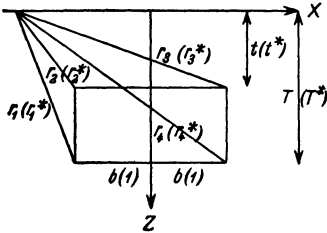


Fig. 3.

Nach Gleichung (2) auf S. 269 im dritten Bande dieser Zeitschrift (1927) ist

$$G = \ln \frac{r_1 \cdot r_3}{r_2 \cdot r_4} \dots \dots (1)$$

Um die Bestimmung der geometrischen Gestalt des Querschnitts von der Bestimmung der wahren Größe zu trennen, werden die Größen  $r_1^* = \frac{r_1}{b}$ ,  $r_2^* = \frac{r_2}{b}, \dots$ , entsprechend  $t^* = \frac{t}{b}$ ,  $T^* = \frac{T}{b}$ , ( $b^* = 1$ ), eingeführt. Hiermit ist

$$G = \ln \frac{r_1^* \cdot r_3^*}{r_2^* \cdot r_4^*} \dots \dots \dots (1a)$$

Nach Formel (5) auf S. 271 im dritten Bande dieser Zeitschrift ist

$$x_e^{*2} = \frac{1}{6} (-(T^{*2} + t^{*2} - 2) + \sqrt{T^{*4} + t^{*4} + 14 T^* t^* + 8 T^{*2} + 8 t^{*2} + 16}), (2)$$

$$G_e = G(x_e^*) \dots \dots \dots (3)$$

$|x_{1/2}^*|$  erhält man durch den Ansatz

$$2 G(x_{1/2}^*) = G_e, \left( \frac{r_1^* \cdot r_3^*}{r_2^* \cdot r_4^*} \right)_{x^* = x_{1/2}^*} = \left( \frac{r_1^* \cdot r_3^*}{r_2^* \cdot r_4^*} \right)_{x^* = x_e^*} = e^{G_e} = A.$$

Hieraus berechnet man auf elementare Weise

$$x_{1/2}^{*4} + x_{1/2}^{*2} \cdot (T^{*2} + t^{*2} - 2) - x_{1/2}^* \cdot 2 \frac{1 + A}{1 - A} (T^{*2} - t^{*2}) + (T^{*2} t^{*2} + T^{*2} + t^{*2} + 1) = 0 \dots \dots \dots (4)$$

Aus (2), (3), (4) werden zu hinreichend vielen Wertepaaren  $(T^*, t^*)$  die Werte von  $|G_e^*|$  und  $\left| \frac{x_{1/2}^*}{x_e^*} \right|$  berechnet, wobei für  $\left| \frac{x_{1/2}^*}{x_e^*} \right|$  jedesmal zwei Werte, einer größer als 1 und einer kleiner als 1, herauskommen. Die Zusammenhänge zwischen  $T^*, t^*$  und  $|G_e|$ ,  $\left| \frac{x_{1/2}^*}{x_e^*} \right|$  werden in Diagramme (Fig. 4a, b) eingetragen. Aus diesen Diagrammen kann man die zu den mit der Drehwaage ge-

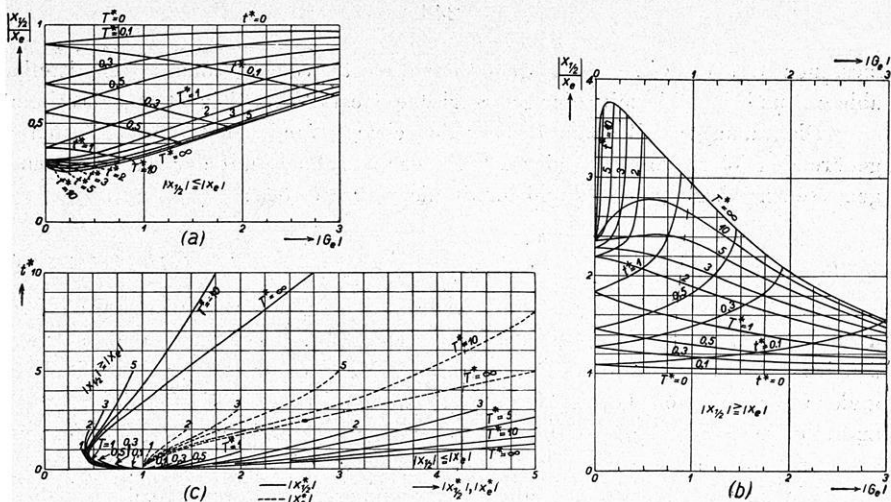


Fig. 4.

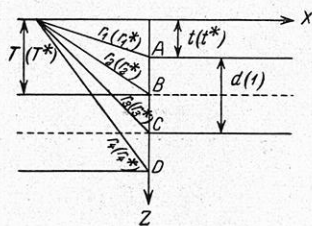


Fig. 6.

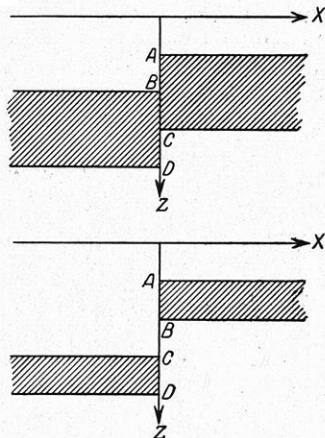


Fig. 5.

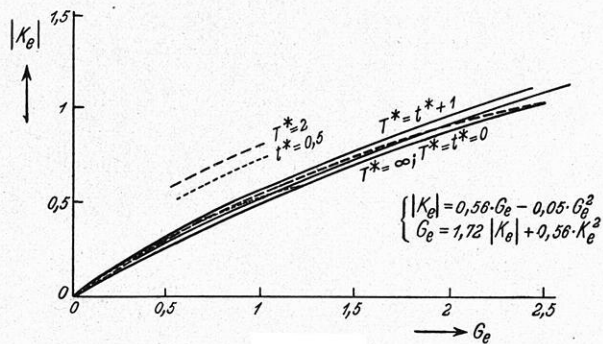


Fig. 7.

messenen Größen  $G_e, x_e, x_{1/2}$  gehörenden Werte von  $T^*$  und  $t^*$  unmittelbar ablesen und hat hiermit die geometrische Gestalt der Einbettung bestimmt.

Diagramm 4c gibt nun den zu den eben gefundenen Größen  $T^*$  und  $t^*$  gehörenden Wert von  $x_e^*$  (oder  $x_{1/2}^*$ ). Der Vergleich mit der entsprechenden gemessenen Abszisse gibt  $b$  und damit die wahre Größe:

$$b = \frac{x_e}{x_e^*} \left( = \frac{x_{1/2}}{x_{1/2}^*} \right), \quad T = b \cdot T^*, \quad t = b \cdot t^* \dots \dots \dots (5)$$

B. Die Bestimmung von senkrechten Verwerfungen aus Gradient und Krümmungsgröße (Fig. 2b, Diagramme 8). Die Aufgabe ist zweideutig: den beiden in Fig. 5 aufgezeichneten Massenanordnungen entspricht der gleiche Verlauf von Gradient und Krümmungsgröße. Die beiden Massenanordnungen sind für die Drehwaage äquivalent, und es kann ohne Zuhilfenahme anderer Beobachtungen nicht zwischen ihnen entschieden werden.

Die im folgenden gebrauchten Bezeichnungen sind aus Fig. 6 und 2b ersichtlich. Der Koordinatenanfang befindet sich über der Verwerfung; hier hat der Gradient ein Extremum  $G_e$ , und die Krümmungsgröße geht durch Null. Außer  $G_e$  finden das Extremum  $K_e$  der Krümmungsgröße, seine Abszisse  $X_e$  und die Abszisse  $x$ , wo der Gradient durch Null geht, Verwendung.

Durch zweimalige Anwendung der bekannten Formeln für die senkrechte Stufe [z. B. diese Zeitschrift 3, 267 (1927)] erhält man

$$G = \ln \frac{r_2 \cdot r_3}{r_1 \cdot r_4}, \quad K = \varphi_1 - \varphi_2 \dots \dots \dots (6)$$

Zur Bestimmung der geometrischen Verhältnisse werden die Größen  $r_1^* = \frac{r_1}{d}$ ,

$r_2^* = \frac{r_2}{d}, \dots, T^* = \frac{T}{d}, t^* = \frac{t}{d}, (d^* = 1)$  eingeführt:

$$\left. \begin{aligned} G &= \ln \frac{r_2^* \cdot r_3^*}{r_1^* \cdot r_4^*}, \\ K &= \varphi_1 - \varphi_2 = \arctg \frac{T^*}{x^*} - \arctg \frac{t^*}{x^*} - \arctg \frac{T^* + 1}{x^*} + \arctg \frac{t^* + 1}{x^*}. \end{aligned} \right\} (6a)$$

Es liegt nahe, ein Diagramm zu zeichnen, das die Beziehungen zwischen  $T^*, t^*$  und  $G_e, |K_e|$  wiedergibt, um mit diesem Diagramm  $T^*$  und  $t^*$  aus  $G_e$  und  $|K_e|$  zu bestimmen. Dieser theoretisch so einfache Weg ist für die praktische Ausführung ungünstig. Berechnet man nämlich zu hinreichend vielen Wertepaaren ( $T^*, t^*$ ) die entsprechenden Beträge von  $G_e$  und  $|K_e|$  und trägt danach die Kurvenscharen  $T^* = \text{const}$  und  $t^* = \text{const}$  in ein rechtwinkliges Koordinatensystem ( $G_e, |K_e|$ ) ein (Fig. 7), so überdecken diese Kurvenscharen einen schmalen Streifen, der in dem in Betracht kommenden Bereich die Parabel

$$\left. \begin{aligned} |K_e| &= 0.56 G_e - 0.05 G_e^2 \\ G_e &= 1.72 |K_e| + 0.56 K_e^2 \end{aligned} \right\} (7)$$



recht eng umschließt. Jede der Kurvenscharen überdeckt diesen Streifen doppelt; zur Veranschaulichung sind die Kurven  $T^* = 2$  und  $t^* = 0,5$  in den Streifen eingezeichnet. Wenn auch theoretisch  $|K_e|$  nicht aus  $G_e$  allein und  $G_e$  nicht aus  $|K_e|$  allein berechnet werden kann, so ist die Beziehung (7) doch mit einer den praktischen Arbeiten entsprechenden Genauigkeit erfüllt,  $G_e$  und  $|K_e|$  können nicht als voneinander unabhängige Größen zur Bestimmung von  $T^*$  und  $t^*$  angesehen werden. Man kann nur entweder  $G_e$  oder  $|K_e|$  verwenden. Die Beziehungen (7) können als Kontrolle dienen, ob eine senkrechte Verwerfung wenigstens angenähert vorliegt.

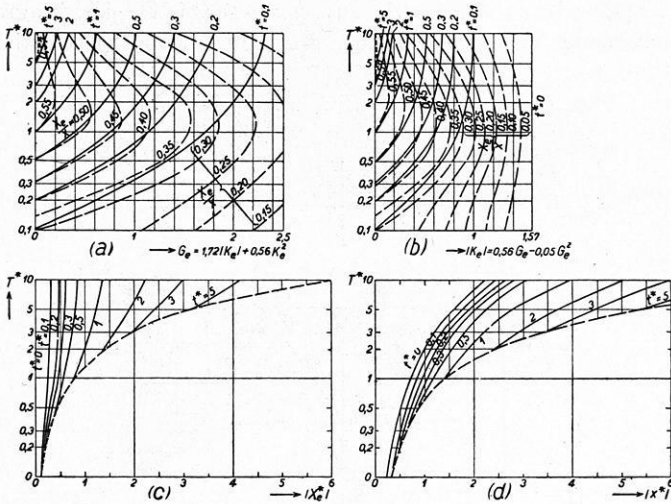


Fig. 8.

Man bestimmt  $T^*$  und  $t^*$  aus  $G_e$  oder  $|K_e|$  und  $\left| \frac{X_e}{x} \right| = \left| \frac{X_e^*}{x^*} \right|$ . Man findet aus den Gleichungen (6a):

$$X_e^{*2} = \frac{1}{6} (- (T^{*2} + t^{*2} + T^* + t^* + 1) + \sqrt{12 T^* t^* (T^* t^* + T^* + t^* + 1) + (T^{*2} + t^{*2} + T^* + t^* + 1)^2}) \quad (8)$$

$$x^{*2} = T^* t^* + \frac{T^* + t^*}{2} \dots \dots \dots (9)$$

$$G_e = \ln \frac{T^* (t^* + 1)}{t^* (T^* + 1)} \dots \dots \dots (10)$$

$$K_e = K (X_e^*) \dots \dots \dots (11)$$

Hiernach werden die Diagramme 8a, b gezeichnet, aus denen  $T^*$  und  $t^*$  abgelesen werden, wobei  $G_e$  und  $\left| \frac{X_e}{x} \right|$  bzw.  $|K_e|$  und  $\left| \frac{X_e}{x} \right|$  bekannt sind.  $T^*$  und  $t^*$  bestimmen die geometrischen Verhältnisse der Verwerfung. Aus dem Dia-

gramm 8c oder d wird sodann der zu dem eben gefundenen Wertepaar  $(T^*, t^*)$  gehörende Wert von  $|X_e^*|$  oder  $|x^*|$  abgelesen, und man erhält die wahre Größe nach den Formeln

$$d = \frac{X_e}{X_e^*} \left( = \frac{x}{x^*} \right), \quad T = d \cdot T^*, \quad t = d \cdot t^* \dots \dots \dots (12)$$

Die Zweideutigkeit der Lösung ist auch aus den Diagrammen 8a, b zu erkennen.

C. Die Bestimmung von symmetrischen Antiklinalen und Synklinalen aus Gradient und Krümmungsgröße (Fig. 2c, d, e; Diagramme 10). Bei der Bestimmung von symmetrischen Antiklinalen und Synklinalen werden

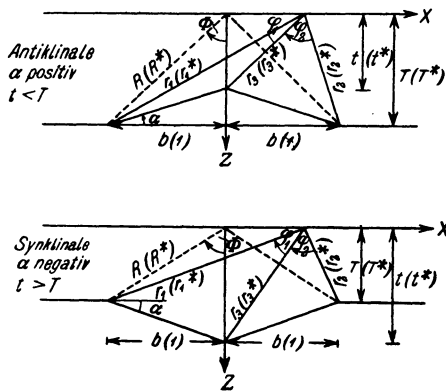


Fig. 9.

die Extreme  $G_e$  und  $K_e$  und die Abszisse  $x_e$  von  $G_e$  verwendet. Das Hauptextremum  $K_e$  der Krümmungsgröße befindet sich genau über dem Grat der Antiklinale und der größten Tiefe der Synklinale. Dort geht  $G$  durch Null.

Fig. 2c und d zeigen, daß bei Antiklinalen nicht nur eine einzige Massen-anordnung zu bestimmten Werten von  $G_e$ ,  $K_e$  und  $x_e$  gehört, und aus Diagramm 10 läßt sich erkennen, daß gerade zwei verschiedene Antiklinalen aus denselben Werten dieser Bestimmungsstücke gefunden werden. Diesmal sind, strenggenommen, die beiden Lösungen nicht äquivalent, denn der übrige Verlauf von Gradient und Krümmungsgröße ist in beiden Fällen nicht derselbe. Jedoch sind die Unterschiede oft so gering, daß man allein aus Gradient und Krümmungsgröße kaum endgültig entscheiden kann. Auch hier müssen anderweitige Beobachtungen, wohl meist geologischer Art, aus-helfen.

Bei Synklinalen liegt eine solche Zweideutigkeit nicht vor.

Der Koordinatenanfang wird in die Symmetrieebene gelegt. Die Be-zeichnungen zeigt Fig. 9.

Durch zweimalige Anwendung der Formeln für die schiefe Stufe [z. B. diese Zeitschrift 3, 273 (1927)] findet man

$$\left. \begin{aligned} G &= \sin \alpha \left( \sin \alpha \cdot \ln \frac{r_1}{r_2} + \cos \alpha \cdot (\varphi_1 - \varphi_2) \right), \\ K &= \sin \alpha \left( \sin \alpha \cdot (\varphi_1 + \varphi_2) - \cos \alpha \cdot \ln \frac{r_1 r_2}{r_3} \right). \end{aligned} \right\} \dots (13)$$

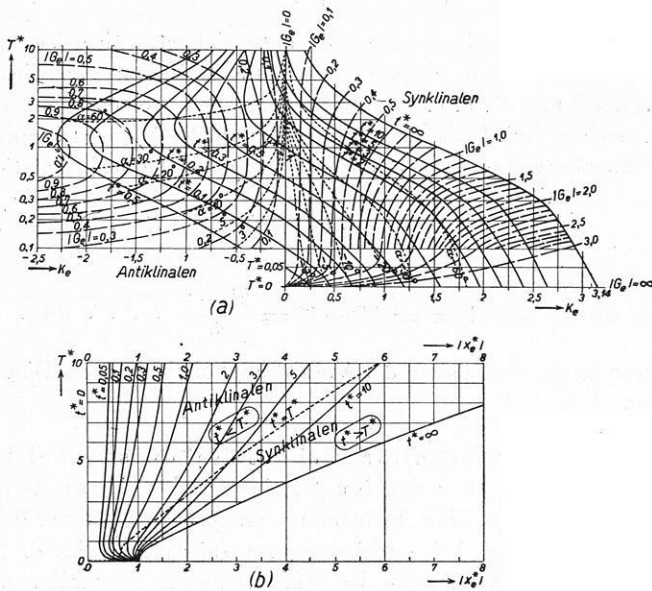


Fig. 10.

Durch Einführen der Größen  $r_1^* = \frac{r_1}{b}$ ,  $r_2^* = \frac{r_2}{b}$ ,  $r_3^* = \frac{r_3}{b}$ ,  $T^* = \frac{T}{b}$

$t^* = \frac{t}{b}$ , ( $b^* = 1$ ) ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} G &= \frac{T^* - t^*}{(T^* - t^*)^2 + 1} \left[ (T^* - t^*) \cdot \ln \frac{(x^* + 1)^2 + T^{*2}}{(x^* - 1)^2 + T^{*2}} \right. \\ &\quad \left. + \left( 2 \operatorname{arctg} \frac{t^*}{x^*} - \operatorname{arctg} \frac{T^*}{x^* + 1} - \operatorname{arctg} \frac{T^*}{x^* - 1} \right) \right], \\ K &= \frac{T^* - t^*}{(T^* - t^*)^2 + 1} \left[ (T^* - t^*) \cdot \left( \pi - \operatorname{arctg} \frac{T^*}{x^* + 1} - \operatorname{arctg} \frac{T^*}{x^* - 1} \right) \right. \\ &\quad \left. - \ln \frac{\sqrt{(x^* + 1)^2 + T^{*2}} \cdot \sqrt{(x^* - 1)^2 + T^{*2}}}{x^{*2} + t^{*2}} \right]. \end{aligned} \right\} (13a)$$

Bei Antiklinalen ist  $\alpha$  positiv,  $t^*$  kleiner als  $T^*$ , bei Synklinalen ist  $\alpha$  negativ,  $t^*$  größer als  $T^*$ .

Aus (13 a) erhält man  $x_e^*$ ,  $G_e$ ,  $K_e$ :

$$x_e^* = \pm \sqrt{\frac{t^* R^{*3}}{2 T^* + t^*}} \dots \dots \dots (14)$$

$$G_e = G(x_e^*) \dots \dots \dots (15)$$

$$K_e = K(0) = \frac{T^* - t^*}{(T^* - t^*)^2 + 1} \left( (T^* - t^*) \cdot 2 \Phi - \ln \frac{R^{*3}}{t^{*2}} \right) \dots (16)$$

Nun werden hieraus die Diagramme 10a, b gezeichnet. Ihre Verwendung ist dieselbe wie in den schon betrachteten Fällen: Diagramm a dient zur Bestimmung von  $T^*$  und  $t^*$ , d. h. zur Bestimmung der geometrischen Gestalt der Einbettung, sodann wird zu dem Wertepaar  $(T^*, t^*)$  aus Diagramm b die Abszisse  $x_e^*$  abgelesen, und man erhält die wahre Größe nach den Formeln

$$b = \frac{x_e}{x_e^*}, \quad T = b \cdot T^*, \quad t = b \cdot t^* \dots \dots \dots (17)$$

Ferner ist

$$\text{tg } \alpha = T^* - t^* = \frac{T - t}{b} \dots \dots \dots (18)$$

Einige Kurven  $\alpha = \text{const}$  sind der Vollständigkeit wegen in Diagramm 10a eingezeichnet.

D. Spezielle Methoden für kleine Böschungswinkel bei in geringer Tiefe gelegenen schiefen Stufen, Antiklinalen und Synklinalen (Fig. 2f, g, h). Bei kleinem Böschungswinkel  $\alpha$  treten besondere Verhältnisse auf, sowohl bei schiefen Stufen [diese Zeitschr. 3, 272—275; Fig. 3 e, f, S. 264 (1927)] als auch bei Antiklinalen und Synklinalen. Liegen diese Einbettungen nahe der Oberfläche, so ist der Gradient über lange Strecken praktisch konstant, und es ist nicht möglich, die Abszisse  $x_e$  (bzw.  $x_{ma}$ ) des Gradientenextremums so genau festzustellen, wie es zur Ermittlung der wahren Größe der Einbettung nötig wäre.

Die Fig. 2f, g, h zeigen den Verlauf von  $K$  und  $G$  über solchen flach ansteigenden schiefen Stufen, Antiklinalen und Synklinalen. Der Böschungswinkel ist  $\alpha = 0^\circ, 34.5' = 0.57^\circ$ , einer Steigung 1:100 entsprechend. Die Länge  $b$  jedes Anstiegs ist gleich 1 angenommen. Bei der durchgezogenen Kurve führt der Anstieg von der Tiefe 0.02 zur Tiefe 0.01, bei der gestrichelten Kurve von 0.01 zur Oberfläche. Die gestrichelte Kurve weicht nur in der Gegend der Extreme merkbar von der durchgezogenen ab, nur in diesen Gegenden, über Anfang und Ende der Steigungen, ist der Verlauf von Gradient und Krümmungsgröße bei gleicher Neigung und gleicher horizontaler Erstreckung gegen die Tiefe empfindlich. Sind die Extreme, was in der Praxis besonders für die außen liegenden zutrifft, nicht mehr vermessen worden oder nur unsicher bekannt, so ist ein zuverlässiger Schluß auf die Tiefe nicht möglich. Die Querschnitte der Einbettungen sind in den Fig. 2f, g, h auf das 5fache über-

hört eingezeichnet. Die gestrichelte Querschnittsbegrenzung entspricht der gestrichelten Kurve.

Der kleine Winkel  $\alpha$  läßt in den Ausdrücken für  $K$  und  $G$  verschiedene Vereinfachungen zu. Hierdurch wird es möglich, den Böschungswinkel aus dem nahezu konstanten Wert des Gradienten, die horizontale Erstreckung  $b$  der Steigungen aus der Lage der Extreme der Krümmungsgröße oder der Abszisse, wo die Krümmungsgröße durch Null geht, und die Tiefe aus den Extremwerten der Krümmungsgröße getrennt voneinander zu bestimmen.

Die Gleichungen für die schiefe Stufe sind in dieser Zeitschrift 3, 273 angegeben und lauten:

$$\left. \begin{aligned} G &= \sin \alpha \left( \sin \alpha \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} + \cos \alpha \cdot \varphi \right), \\ K &= \sin \alpha \left( \sin \alpha \cdot \varphi - \cos \alpha \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \right). \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (19)$$

Die Bezeichnungen sind in Fig. 11 angegeben.

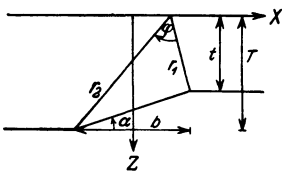


Fig. 11.

Da  $\alpha$  klein ist, ist hinreichend genau  $\sin \alpha = \alpha$ ,  $\cos \alpha = 1$ , und man hat somit für die schiefe Stufe

$$\left. \begin{aligned} G &= \alpha \left( \alpha \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} + \varphi \right), \\ K &= \alpha \left( \alpha \cdot \varphi - \ln \frac{r_2}{r_1} \right), \end{aligned} \right\} \dots \dots (20 a)$$

für Antiklinalen und Synklinalen

$$\left. \begin{aligned} G &= \alpha \left( \alpha \cdot \ln \frac{r_1}{r_2} + (\varphi_1 - \varphi_2) \right), \\ K &= \alpha \left( \alpha (\varphi_1 + \varphi_2) - \ln \frac{r_1 r_2}{r_3^2} \right), \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (20 b)$$

wobei  $\alpha$  für Antiklinalen positiv, für Synklinalen negativ ist.

Zur Bestimmung von  $\alpha$  dient der fast konstante Wert von  $G$ . Wo  $G$  konstant,  $= \bar{G}$  ist, kann man bei der oberflächennahen schiefen Stufe  $r_1$  näherungsweise gleich  $r_2$ ,  $\ln \frac{r_2}{r_1}$  also gleich Null annehmen; und bei oberflächen-

nahen Antiklinalen und Synklinalen ist  $r_1$  etwa  $3 r_2$  oder  $1/3 r_2$ ,  $\ln \frac{r_1}{r_2}$  also von der Größenordnung 1.  $\varphi$  bei der schiefen Stufe und  $|\varphi_1 - \varphi_2|$  bei Antiklinalen und Synklinalen sind dann ungefähr gleich  $\pi$ . Es verschwinden also in den Gleichungen für  $G$  die mit kleinem  $\alpha$  multiplizierten Logarithmen im Vergleich zu den Winkeln. Somit ergibt sich

$$\begin{aligned} \bar{G} &= \alpha \varphi \approx \alpha \pi \dots \dots \dots (21 a) \\ |\bar{G}| &= |\alpha (\varphi_1 - \varphi_2)| \approx |\alpha \pi| \dots \dots \dots (21 b) \end{aligned}$$

Für dicht unter der Oberfläche gelegene schiefe Stufen, Antiklinalen und Synklinalen erhält man also kleine Winkel  $\alpha$  nach den einfachen Formeln

$$|\alpha| \text{ im Bogenmaß} = |\sin \alpha| = |\operatorname{tg} \alpha| = \frac{|\bar{G}|}{\pi} \dots \dots \dots (22)$$

$$|\alpha| \text{ in Grad} = 18 |\bar{G}| \dots \dots \dots (23)$$

Wie die Fig. 2 f, g, h zeigen, fallen die Extreme der Krümmungsgröße mit Anfang und Ende der Steigungen zusammen. Es ist also  $b$  gleich dem Abstand benachbarter Extreme der Krümmungsgröße.

Vielfach, besonders bei ausgedehnten Antiklinalen und Synklinalen, kommt es vor, daß gar nicht bis zu den äußeren Extremen der Krümmungsgröße vermessen wird, oder daß diese wegen der Nachbarschaft anderer Einbettungen nicht sauber genug festgestellt werden können. Dann kann bei Antiklinalen und Synklinalen die Abszisse  $X$ , wo die Krümmungsgröße durch Null geht, zur Bestimmung von  $b$  dienen, sie ist bei kleinem Winkel  $\alpha$  verhältnismäßig zuverlässig aufzufinden.

Im Punkte  $X$  ist nahezu  $r_1 = b + X$ ,  $r_2 = b - X$ ,  $r_3 = X$ . Ferner ist  $\varphi_1 + \varphi_2 \approx \pi$ , und man hat somit nach (20 b)

$$|(K)_X| = \left| \alpha \left( \alpha \pi - \ln \frac{b^2 - X^2}{X^2} \right) \right| \dots \dots \dots (24)$$

und wegen  $(K)_X = 0$

$$\alpha \pi = \ln \frac{b^2 - X^2}{X^2} \dots \dots \dots (25)$$

Demnach ist

$$\frac{b^2 - X^2}{X^2} = e^{\alpha \pi} = 10^{\frac{\alpha \pi}{2.3}} \equiv 10^{\pm \frac{|\bar{G}|}{2.3}} = N \dots \dots \dots (26)$$

wobei für Antiklinalen das positive, für Synklinalen das negative Vorzeichen gilt. Durch Auflösen nach  $b$  erhält man die Gebrauchsformeln

$$b = X \cdot \sqrt{1 + N}, \quad N = \begin{cases} \text{Numerus von } \frac{|\bar{G}|}{2.3} \text{ für Antiklinalen,} \\ \text{Numerus von } -\frac{|\bar{G}|}{2.3} \text{ für Synklinalen.} \end{cases} \quad (27)$$

$N$  ist der Briggsche Numerus und wird aus der Logarithmentafel oder mit dem Rechenschieber abgelesen.

Rohe Abschätzungen für die Tiefe erhält man aus den Extremen der Krümmungsgröße.

Bei oberflächennahen flachen schiefen Stufen befinden sich die Extreme  $K_e$  über ( $u$ ) dem unteren, ( $o$ ) dem oberen Ende des Anstiegs. In diesen Fällen ist hinreichend genau

$$(u) \quad \varphi = \frac{\pi}{2}, \quad r_2 = T, \quad r_1 = b,$$

$$(o) \quad \varphi = \frac{\pi}{2}, \quad r_2 = b, \quad r_1 = t,$$

und dies führt durch Einsetzen in (20 a) unter Vernachlässigung des mit  $\alpha$  multiplizierten Gliedes in der Klammer zu den ausreichenden Näherungsformeln

$$\left. \begin{aligned} (u) \quad \log_{(10)} \frac{T}{b} &= -\frac{25}{\alpha^0} \cdot K_e^{(u)} = -1.4 \cdot \frac{K_e^{(u)}}{|\bar{G}|}, \\ (o) \quad \log_{(10)} \frac{t}{b} &= \frac{25}{\alpha^0} \cdot K_e^{(o)} = 1.4 \cdot \frac{K_e^{(o)}}{|\bar{G}|}, \end{aligned} \right\} \dots \dots (28)$$

wobei  $\alpha$  in Grad anzugeben ist.

Die Extreme  $K_e$  befinden sich bei oberflächennahen Antiklinalen und Synklinalen (*i*) innen über der höchsten oder tiefsten Stelle der Einbettung und (*a*) außen über dem Ende des Anstiegs. In diesen Fällen ist

$$\begin{aligned} (i) \quad \varphi_1 + \varphi_2 &= \pi, & r_1 &= b, & r_2 &= b, & r_3 &= t, \\ (a) \quad \varphi_1 + \varphi_2 &= \pi, & r_{1(2)} &= 2b, & r_{2(1)} &= T, & r_3 &= b, \end{aligned}$$

und man erhält durch Einsetzen in (20 b) auf gleiche Weise wie oben

$$\left. \begin{aligned} (i) \quad \log_{(10)} \frac{t}{b} &= \frac{12.5}{\alpha^0} \cdot K_e^{(i)} = 0.7 \cdot \frac{K_e^{(i)}}{|\bar{G}|}, \\ (a) \quad \log_{(10)} \frac{2T}{b} &= -\frac{25}{\alpha^0} \cdot K_e^{(a)} = -1.4 \cdot \frac{K_e^{(a)}}{|\bar{G}|}. \end{aligned} \right\} \dots \dots (29)$$

Auch hier ist  $\alpha$  in Grad anzugeben.  $\alpha$  ist bei Antiklinalen positiv, bei Synklinalen negativ. Übrigens erhält man, wie es ja sein muß, für die Tiefen positive Werte.

Die nur für kleine Winkel abgeleiteten Näherungsformeln können zum Teil noch in sehr weitem Bereich, bei recht großen Böschungswinkeln, mit Erfolg benutzt werden. Zuerst versagen die auf der Krümmungsgröße beruhenden Bestimmungen der größeren Tiefe, zuletzt versagt die Formel zur Bestimmung von  $\alpha$  aus  $\bar{G}$ . Natürlich ist Voraussetzung, daß die Einbettungen dicht unter der Oberfläche liegen.

Die Fig. 3 f auf S. 264 im dritten Bande dieser Zeitschrift zeigt eine schiefe Stufe mit den Abmessungen  $\alpha = 15^\circ$ ,  $\frac{T}{b} = 0.38$ ,  $\frac{t}{b} = 0.075$ . Bei dieser Einbettung ist  $\bar{G} = 0.65$ ,  $K_e = 0.38$ . Nach den für kleines  $\alpha$  abgeleiteten Methoden ergibt sich  $b$  um etwa 20 Proz. zu groß, für  $\alpha$  erhält man  $12^\circ$ ,  $\frac{T}{b}$  wird 0.16 und  $\frac{t}{b}$  wird 0.064. Hierbei muß man als wirklich falsch nur die größere Tiefe  $T$  ansehen. Da andererseits auch  $T$  aus  $t$ ,  $\alpha$  und  $b$  berechnet werden kann, ist selbst bei dem schon recht großen Winkel  $\alpha$  von  $15^\circ$  eine in vielen Fällen ausreichende Bestimmung nach den einfachen Methoden für kleinen Böschungswinkel möglich. Viel weiter darf man freilich kaum gehen.

Die Genauigkeit der Drehwaage ist im günstigsten Falle 1 Eötvös-Einheit  $= 10^{-9} \text{ sec}^{-2}$ . Böschungswinkel, die kleineren Gradienten entsprechen, können nicht mehr festgestellt werden. Der kleinste bei einer Genauigkeit von  $n$  Eötvös-Einheiten noch festzustellende Winkel  $\alpha$  ist außer von  $n$  auch vom Dichteunterschied  $\sigma$  abhängig, er beträgt  $\frac{18 n}{2 \gamma \sigma}$  Grad. Folgende Wertetripel  $\sigma, \bar{G}, \alpha$  entsprechen einem Gradienten von 1 Eötvös-Einheit:

$\sigma$	$\bar{G}$	$\alpha$
1.0	0.0075	0.125 <sup>0</sup>
0.8	0.0094	0.156
0.6	0.0125	0.207
0.4	0.0188	0.312
0.2	0.0374	0.622

Also gibt die rechte Spalte die kleinsten noch festzustellenden Böschungswinkel an. Eine einigermaßen zuverlässige Bestimmung von  $b$  und den Tiefen  $t$  und  $T$  ist in diesen Fällen kaum möglich, auch die Bestimmung von  $\alpha$  kann dann keinen Anspruch auf Genauigkeit machen. Hier ist man an der Grenze der Leistungsfähigkeit der Drehwaage angelangt.

#### Literatur.

K. Jung: Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße. Zeitschr. f. Geophys. **3**, 257—280 (1927).

P. Nikiforov: Physical Principles of the Gravitational Method of Prospecting (russisch, z. T. mit engl. Auszug). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Leningrad.

O. Meisser: Ermittlung der Tiefe von schwerestörenden Massen mittels der Drehwaage. Zeitschr. f. Geophys. **1**, 32—35 (1925).

J. Koenigsberger: Zur geophysikalischen gravimetrischen Landesuntersuchung und über die Tiefenlage der störenden Massen. Zeitschr. f. prakt. Geol. **35**, 65—80 (1927).

J. A. A. Mekel: Theorie van het tektonisch-gravimetrisch Onderzoek. Diss. Delft, 1928; gedr. bei J. Waltman jr., Delft.

H. Shaw: Interpretation of Gravitational Anomalies. 64 S. Amer. Inst. of Mining and Metallurgic Engineers, Techn. Publ. No. 178 (1929).

Potsdam, Geodätisches Institut, August 1929.

---

### Note regarding the movements of the Carnegie since leaving Papeete, Tahiti.

The non-magnetic ship Carnegie left Yokohama on June 24; she is due at San Francisco about July 29. Since the last report in Zeitschr. f. Geophys. the vessel was at Pago Pago, American Samoa, April 1 to 5, and at Apia, Western Samoa, from April 6 to 20. Passing close to Wake Island May 11, the vessel arrived at Guam May 20. Departure was taken for Yokohama May 25.



The oceanographic observations are constantly developing new bottom features; among these was the discovery of a new deep which was named "Fleming Deep" by Captain Ault, the maximum depth recorded being 8650 meters at 23.8° north latitude and 144.1° east longitude. While in Western Samoa and in Japan the magnetic standards of the Apia and Kakioka observatories were compared with those of the Carnegie.

Exercises commemorative of the twenty-fifth anniversary of the research activities of the Carnegie Institution of Washington are to be held on board the Carnegie in San Francisco Harbor, August 26, 27 and 28, just before her departure late in August for Hawaii, Samoa and New Zealand.

Ino. A. Fleming, Assistant Director.

---

## **Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,**

Dresden, 3. bis 5. Oktober 1929.

### **Bemerkungen zum Neuseelandbeben vom 16. Juni 1929.**

Von V. Conrad, Wien.

Mit Hilfe eines einfachen Approximierungsverfahrens wird gezeigt, daß die Möglichkeit besteht, eine Herddistanz ausfindig zu machen, die ein Optimum der Übereinstimmung zwischen den beobachteten Einsatzzeiten und der Gesamtheit der auf Grund der vorliegenden Laufzeitkurven errechneten ergibt. Die Möglichkeit, eine solche Distanz in der hier mitgeteilten Weise zu finden, spricht für die Richtigkeit der Annahmen über die Konstitution der Erde, die den errechneten Laufzeiten zugrunde liegen und so Weg und Geschwindigkeit der Wellenstrahlen bestimmen.

Das von der Wiener Erdbebenstation in allen drei Komponenten schön verzeichnete Diagramm des im Titel erwähnten Bebens gab mir den Anlaß, einmal zu untersuchen, wie weit die Gesamtheit der erst kürzlich von B. Gutenberg veröffentlichten „Frankfurter Laufzeitkurven“ sich mit einer mittleren Epizentraldistanz in Einklang bringen lassen. Namentlich die durch den Kern gebrochenen, dann eventuell noch reflektierten Wechselwellen verdienen dabei besonderes Interesse.

Vor allem wurde eine Ausmessung aller in den Diagrammen bemerkbaren Einsätze vorgenommen. Auf Grund der Gutenbergschen Laufzeit Tabellen \*) wurden die Zeitdifferenzen von zehn verschiedenen Wellen gegen den Pn-Einsatz gebildet. Ebenso wurden die Zeitdifferenzen des ersten im Vertikal-diagramm beobachteten Einsatzes gegen die übrigen beobachteten Einsätze errechnet. Als eine erste Versuchsdistanz diente ein Wert von 160°. Nun

---

\*) B. Gutenberg, Handbuch der Geophysik 6, 215—217, Borntraeger, Berlin, in Korrektur vorliegend.

wurden die aus den Laufzeitkurven gewonnenen Zeitdifferenzen neben jene aus den beobachteten hingeschrieben, die gegen die gerechneten die kleinste Differenz aufwiesen. Die dann gebildeten Differenzen „beobachtet — gerechnet“ wurden als „Fehler“ aufgefaßt und der mittlere Fehler berechnet. Die Zeitdifferenzkurven zeigen natürlich ganz verschiedene Empfindlichkeit gegen eine Variation der Distanz, je nach dem Neigungswinkel, den die verschiedenen Laufzeitkurven gegen die Pn-Kurven haben. Es mußten daher Umrechnungsfaktoren von Sekunden in Kilometer eingeführt werden, so daß die Fehler in Kilometern, bzw. in Bogengraden des größten Kreises angebar waren. Von zwei zu zwei Grad fortschreitend, wurden dann für Versuchsdistanzen bis zu  $\Delta = 170^\circ$  die mittleren Fehler berechnet. Die kleine Tabelle zeigt in der ersten Zeile die Versuchsdistanzen in Bogengraden, in der zweiten die mittleren Fehler in Kilometern. Wie aus der Tabelle 1 zu ersehen ist, sinkt der mittlere Fehler von

Tabelle 1.

Versuchsdistanz $\Delta^\circ$ . . . . .	160	162	164	165	166	168	170
Mittlerer Fehler in km . . . . .	$\pm 173$	113	121	107	113	123	133

$160^\circ$  bis  $165^\circ$  (dieser Wert wurde zur Probe noch nachträglich gerechnet) zu einem wohl ausgesprochenen Minimum herab, um bei wachsender Distanz wieder anzusteigen.

Es ergibt sich so aus dieser Methode, daß die Herdentfernung von  $165^\circ$  oder etwas kleiner den kleinsten mittleren Fehler gegen die Gesamtheit der gerechneten Einsätze aufweist. Es mag noch bemerkt werden, daß diese Herdentfernung mit den in den Tagesblättern gemeldeten makroseismischen Erscheinungen sicherlich nicht im Widerspruch steht. Der Herd dürfte sich in rund 200 km in der Gegend der Cookstraße unterhalb des Ozeanbodens befinden. Die Cookstraße selbst wird von A. Sieberg ebenso wie von F. de Montessus de Ballore als Weltbebenherd bezeichnet. Eine wirkliche Prüfung der gewonnenen Distanzbestimmung wird natürlich erst möglich sein, wenn genügende mikroseismische Daten vorliegen werden.

Der Berechnung der Wechselwellen, die durch den Kern durchgegangen sind, liegen in erster Linie bestimmte Anschauungen über den inneren Aufbau der Erde zugrunde, und die Rechnungsergebnisse dürften nicht allzusehr an Hand der Beobachtungen modifiziert worden sein. Wenn nun gezeigt wurde, daß es mit Hilfe einer einfachen rechnerischen Approximierung möglich ist, die objektiv beobachteten Einsätze des Diagramms mit der Gesamtheit der gerechneten in Einklang zu bringen, so dürfte diese Tatsache die der Rechnung der Laufzeitkurven zugrunde liegenden Annahmen über die Konstitution der Erde stützen.

Objektiverweise muß jedoch hervorgehoben werden, daß es sich oft um Einsätze von sehr geringer Intensität handelt, die freilich bei genügender Vertrautheit mit den Diagrammen auch bei unbeeinflusster genauer Durchsicht aufgefunden werden können. Bei der Identifizierung der Einsätze auf Grund der gefundenen Herddistanz bleiben dann manchmal noch kräftige Einsätze unerklärt.

## Die magnetische Aufnahme der Ostsee mit dem eisenfreien Schiff „Cecilie“.

Von M. Grotewahl.

Durch die Carnegie Institution wird auf Veranlassung von L. A. Bauer mittels der „Carnegie“ das Weltmeer magnetisch aufgenommen. Da die Carnegie die Ostsee nicht vermißt, ist der estnische Staat dankenswerterweise an diese Aufgabe herangegangen. Die Ostsee ist nächst der Hudsonbai das am stärksten gestörte Binnenmeer, ist also wissenschaftlich von ganz besonderem Interesse. Auch für die Ostsee-Schiffahrt ist die Kenntnis der Deklination unbedingt notwendig. Unter von Gernets Leitung wurde 1923 die „Cecilie“ erbaut, ein Segelschiff, das theoretisch nahezu, praktisch vollkommen eisenfrei ist. Auch Schiffsausrüstung, Ausrüstung und Bekleidung der Besatzung mußten eisenfrei sein. Gemessen werden die Deklination, Horizontal- und (im Gegensatz zur „Carnegie“, die die Inklination mißt) Vertikalintensität. Die Messungen sind relativ. Die Anschlußmessungen wurden im Frühjahr und Herbst auf einer Halbinsel nördlich von Hapsal gemacht, in nächster Nähe des Ankerplatzes der „Cecilie“. Das Instrumentarium besteht aus:

1. einem Plathschen Kompaß zur Messung der Deklination,
2. dem sich auch unter schwierigen Umständen als sehr brauchbar erwiesenen Biddlingmeyerschen Doppelkompaß (für Messung von H.) und
3. zur Messung von Z. ein extra konstruiertes Vertikalgerät, bei dem ein um eine horizontale Achse schwingendes Nadelsystem durch senkrecht Heranbewegen eines Magneten rechtwinklich zu diesem eingestellt wird (umgebauter russischer Vertikaldeflektor).

Die Genauigkeit der Messungen in See ist naturgemäß geringer als an Land (bei den Anschlußmessungen). Sie betrug jedoch bei  $D$  mit dem Diopter  $\pm 5.7'$ , mit dem Schattenstift  $\pm 3.5'$ . Beim Biddlingmeyerschen Doppelkompaß ist die durchschnittliche innere Genauigkeit  $\pm 33$ . Der Deflektor ergab bei einem durchschnittlichen Fehler von  $\pm 32$  einen größten von  $\pm 96$ .

Die Messung der Vertikalkraft ist besonders zweckmäßig, um Lage und Tiefe der Störung zu ermitteln. Der vermessene Teil der Ostsee ist mit einem Netz von Stationen überdeckt worden, die etwa 15 sm auseinander liegen. In Störungsgebieten sind sie näher aneinander gelegt worden, so z. B. im Moon-sund durchschnittlich 5 sm. Die „Cecilie“ hat seither bereits in jedem Jahr Vermessungen ausgeführt. Die magnetischen Karten der Ostsee, vor allem des Finnischen, Bottnischen und Rigaschen Meerbusens, sind schon jetzt wesentlich erweitert worden.

Mitteilung aus dem geologisch-mineralogischen Institut der Universität Köln.

## **Geophysikalische Feldmessung mit niederfrequenten Wechselströmen.**

Von **Max Müller.** — (Mit zwei Abbildungen.)

Geophysikalische Forschungsarbeiten,  
ausgeführt mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

Bei der Erforschung der obersten Schichten des Erdinnern mittels elektromagnetischer Meßmethoden wurden bisher mittelfrequente Wechselströme von 400 bis 500 Perioden verwandt. Ihre Anwendung hat aber bekanntlich den Nachteil, daß infolge des Einflusses der vom magnetischen Wechselfeld im Boden induzierten Sekundärströme eine Abweichung des Strömungsverlaufes vom stationären erfolgt, welche mit der Höhe der Stromfrequenz und der Leitfähigkeit zunimmt und eine Abplattung der Stromlinien in Richtung auf die Strömungsbasis und eine entsprechende Verringerung der Einengungstiefe der Ströme bedingt. Ist das Strömungsfeld auch noch kapazitiv belastet, so treten neben den Leitungsströmen Verschiebungsströme auf, welche gegen die ersteren in der Phase verschoben sind.

Um diesen Schwierigkeiten zu begegnen, werden im Vortrag des Verfassers geophysikalische Feldmessungen mit niederfrequenten Wechselströmen von nur 50 Perioden beschrieben, deren Verlauf nur wenig von demjenigen einer stationären Strömung abweicht.

Im ersten Teil des Vortrages werden die Ergebnisse elektrischer Feldmessungen, welche über der Meggener Baryt-Pyritlagerstätte im Sauerland durchgeführt wurden, behandelt. Der niederfrequente Wechselstrom wurde bei diesen Versuchen ohne Zwischenschaltung eines Maschinenaggregates direkt aus dem Lichtleitungsnetz entnommen und über einen Transformator den beiden Erdungspunkten des Strömungsfeldes zugeführt. Durch Messung von Leistung, Strom und Spannung im Primär- und Sekundärkreis dieses Transformators gelingt es leicht, sein Phasendiagramm zu ermitteln und die Phase der Lichtleitungsströme gegen die Erdströme zu bestimmen. Um das Auftreten von Oberschwingungen zu vermeiden, wurden die Dimensionen und die Anzapfungen des Transformators so gewählt, daß im Primärkreis desselben kein Widerstand erforderlich war. Die Sonden an den Erdungspunkten bestanden aus Metallplatten von etwa 2 qm Querschnitt.

Das Empfangsgerät bestand aus Induktionsrahmen, Verstärker und Gleichrichter mit Galvanometer. Eine ganz besondere Sorgfalt wurde auf die genaue Einstellung des Induktionsrahmens verwandt. Hierzu wurde ein einem Theodoliten grundsätzlich nachgebildetes Instrument entwickelt, welches Vertikal-

und Horizontalwinkel unabhängig voneinander zu bestimmen gestattete. Eine Gesamtansicht zeigt die Figur 1. Auf einem mit Fußstellschrauben versehenen Dreifuß erhebt sich eine Hohlachse, an welcher rechtwinklig zur Achsenmittellinie eine mit Gradeinteilung versehene Kreisplatte angebracht ist. In der Hohlachse dreht sich eine Metallachse, welche ebenfalls eine Kreisplatte trägt und an welcher senkrecht zur Achsenlinie zur Abmessung des Horizontal-

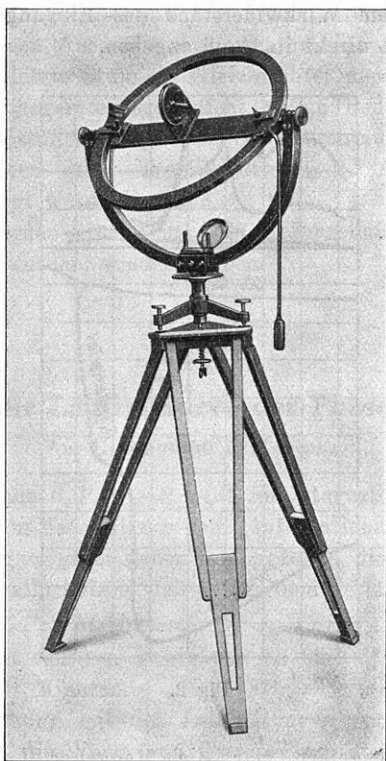


Fig. 1.

winkels ein Zeiger mit Nonius angebracht ist. Auf der Platte selbst erhebt sich eine halbkreisförmige Tragstütze aus Holz, welche an ihren oberen Enden die Lager der Horizontalachse des Induktionsrahmens trägt. Zur Senkrechstellung der Vertikalachse dient eine auf der horizontalen Spulennachse angebrachte Winkellibelle, welche mit den Fußstellschrauben zum Einspielen gebracht werden muß. Die Ablesung der Vertikalwinkel der Spule erfolgt ebenfalls mit Winkellibelle. Mittels zweier Klemmschrauben kann die Spule in jeder Lage arretiert werden. Der ganze Apparat steht auf einem zerlegbaren Holzstativ, welches oben eine horizontale Platte trägt.

Der Verstärker war ein zweistufiger Gegentaktverstärker. Zur Messung der verstärkten Wechselströme wurde im Sekundärkreis des Ausgangstransformators eine Elektronenröhre, deren Gitter und Anode zusammen verbunden waren, mit einem Galvanometer in Reihe geschaltet. Im Bedarfsfalle wurde zur Verstärkung der gleichgerichteten Ströme noch eine besondere Elektronenröhre verwandt, deren Anodenstrompulsationen mittels Kompensationskreis und Galvanometer gemessen wurden. Bei bekannter Windungsfläche des Induktionsrahmens und bekanntem Wirkwiderstand des Eingangskreises läßt sich die magnetische Feldstärke direkt in Gauß angeben.

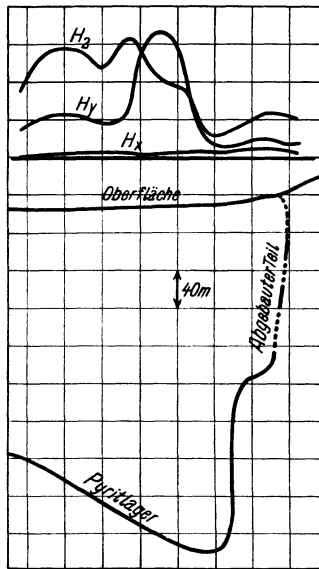


Fig. 2.

Das Untersuchungsgebiet war die Meggener Lagerstätte. Das dem Schichtungsverband normal eingelagerte Vorkommen besteht im engeren Untersuchungsgebiet aus einem 4 m mächtigen, gleichmäßig zusammengesetzten Schwefelkies. Das Profil der Lagerstätte ist aus der Figur 2 zu ersehen. Der Schwefelkies ist in diesem Profil bis zu einer Tiefe von 160 m abgebaut.

Die Strömungsbasis lag annähernd parallel zum Streichen des Lagers. Gemessen wurden drei zueinander senkrechte Komponenten des Magnetfeldes der Strömung, die Vertikalkomponente und die beiden Horizontalkomponenten parallel und senkrecht zur Strömungsbasis. Das Ergebnis der Messungen ist in der Figur 2 dargestellt. Die Einflüsse der Zuleitungen zu den Elektroden sind in diesen Kurven unter Berücksichtigung der Kuppierung des Geländes und der Neigung der Strömungsbasis bereits eliminiert.

Im zweiten Teil des Vortrages werden Versuche über den Einfluß der Anisotropie der Medien auf die Verteilung von niederfrequenten Wechselströmen beschrieben, welche vom Verfasser zurzeit im bergischen Land durchgeführt werden. Als Generator dient ein Schwingaudion, welches durch ein Netzanschlußgerät gespeist wird und eine Schwingungsleistung von 10 Watt liefert. Die Stromfrequenz kann zwischen 50 und 500 Perioden beliebig variiert werden. Die Empfindlichkeit des Empfangsgerätes wurde bei diesen Versuchen auf  $10^{-8}$  Gauß gesteigert. Es besteht aus einem dreistufigen Niederfrequenzverstärker, hinter dessen Ausgangstransformator eine Löwe-Dreifachröhre geschaltet wurde, deren letzte Stufe als Gleichrichter diente. Die hohe Empfindlichkeit dieses Empfangsgerätes ermöglicht es, im Bedarfsfalle auch mit sehr kleinen Schwingungsleistungen von 2 bis 3 Watt auszukommen, welche in bekannter Weise mit einem durch Trockenbatterie und Akkumulator gespeisten Röhrengenerator erzeugt werden können.

Zum Schlusse werden eine Reihe von Meßergebnissen, welche mit dieser Apparatur gewonnen wurden, wiedergegeben.

---

## Über die Laufzeitkurve der Phase $\overline{S_c P_c S}$ .

Von I. Lehmann in Kopenhagen.

Die Phasendifferenz  $\overline{S_c P_c S} - P$  wird im Intervalle von 85 bis 95° untersucht mit Benutzung von Material, das dem „International Summary“ entnommen wird. Es werden nur ganz große Beben herangezogen, die so viele Beobachtungen im betrachteten Intervalle liefern, daß es aus dem Verlaufe der S-Phase hervorgeht, ob es sich um  $\overline{S_c P_c S}$  handelt.

$\overline{S_c P_c S} - P$  ändert sich nur wenig von 86 bis 95° und der Mittelwert der Beobachtungen ist  $10\frac{1}{2}$  Minuten.

Die Übereinstimmung mit der Laufzeitkurve von Gutenberg ist sehr befriedigend, während die Werte von Turner um etwa 20° niedriger liegen.

Indem man  $\overline{S_c P_c S} - P$  bei jedem Beben für sich betrachtet, ersieht man, daß die Beben unter sich systematisch abweichen. Die Fehlerquellen, die sich sonst bei der Untersuchung von Laufzeitkurven geltend machen, gehen hier nicht ein, indem  $\overline{S_c P_c S} - P$  von der Epizentralzeit unabhängig ist und auch nicht stark von Fehlern in der Bestimmung des Epizentrums beeinflußt wird, da die Phasendifferenz im betrachteten Intervalle fast konstant ist.

Es ist dann mit Sicherheit festgestellt, daß Abweichungen im Verlaufe der verschiedenen Beben vorkommen, die sehr bedeutend sein können; die Mittelwerte von  $\overline{S_c P_c S} - P$  weichen bei den einzelnen Beben im allgemeinen bis auf etwa 10° vom Gesamtmittel ab; in zwei besonderen Fällen betragen die Abweichungen etwa 50°.

---

## Mitteilungen.

### American Geophysical Union.

The officers of the American Geophysical Union and of its Sections, following the elections at the tenth annual meeting of the Union, April 25 and 26, 1929, whose three-year terms are effective from July 1, 1929, are as follows:

Union: Wm. Bowie, Chairman; L. H. Adams, Vice-Chairman; (J. A. Fleming, as General Secretary continues through June 30, 1931).

Section of Geodesy: W. D. Lambert, Chairman; L. J. Briggs, Vice-Chairman; H. G. Avers, Secretary, to fill the unexpired term of W. D. Lambert from July 1, 1929 to June 30, 1931.

Section of Seismology: N. H. Heck, Chairman; F. Wenner, Vice-Chairman: (F. Neumann continues as Secretary of the Section through June 30, 1931).

Section of Meteorology: G. W. Littlehales, Chairman; W. R. Gregg, Vice-Chairman; O. H. Gish, Secretary.

Section of Terrestrial Magnetism and Electricity: D. L. Hazard, Chairman; L. W. Austin, Vice-Chairman; H. W. Fisk, Secretary.

Section of Oceanography: A. H. Clark, Chairman; H. B. Bigelow, Vice-Chairman; H. A. Marmer, Secretary.

Section of Volcanology: A. L. Day, Chairman; R. L. Daly, Vice-Chairman; C. N. Fenner, Secretary.

Ino. A. Fleming, General Secretary.

---

### Berichtigungen.

Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. V, Heft 2, 1929:

Es ist auf S. 59 in der Formel (3) in der 3. Zeile ein Wurzelzeichen vergessen worden. Lies:

$$\frac{k^2 h \, d m}{2 \pi} \int_0^{2 \pi} d \alpha \left[ \frac{l - s \cdot \cos \alpha}{(h^2 + s^2 \sin^2 \alpha) \cdot \sqrt{h^2 + s^2 + l^2 - 2 s \cdot l \cos \alpha}} \right]_0^{\infty}$$

Auf S. 61 heißt in der Formel (11) das letzte Glied:  $+\frac{1}{2} l^2 \sin 2 \alpha \left( \frac{\partial^2 g}{\partial x \partial y} \right)_0$ .



## Gravity Observations in the Solikamsk and Berezniaky Districts in the Northern Urals in 1926 and 1927.

By **B. Numerov**. — (With four Illustrations.)

The gravity survey north of Solikamsk City was first undertaken in 1926 to the purpose of securing the underground salt relief among the known bore-holes.

In 1926, a party under S. E. Alexandrov, with one variometer (large model Bamberg-Schweydar, No. 90) executed the survey of an area of about 6 sq. km, within the area of bore-holes Nos. 1, 2, 3, 4, 5 (s. fig. 1). From 25/VII to 11/X a total of 109 were secured, irregularly situated over the area, scattered along the roads and single meadows in wood, at some places very marshy. For this reason the estimation of the effect of topographical masses was hampered to a considerable degree.

In fig. 1 are given the vectors of gravity variations and isogams drawn (lines of equal gravity anomaly) from an arbitrary zero through every 0.0002 cm, obtained by means of numerical integrating of gradient values observed. Gravity is increasing from south to north. It would be natural to presume, with increasing gravity an increase of thickness of the overlying clays and sands; whereas the gravity minimum must correspond to maximal approach of salt to the day surface, the density of salt being lower than that of overlaying clays and sands.

In 1927, the survey began early in spring, when the snow cover in the wood was still over 1 m thick. An area has been surveyed of about 10 sq. km south of Solikamsk within the area of the bor-holes Nos. 6, 7, 8. A party under N. N. Samsonov secured with the variometer No. 90 from 5/IV to 6/IX, 253 points on a terrain strongly cut and at some places covered with thick wood. The estimation of topographical masses was performed according to new formulae\*), worked out to the purpose of estimating the arbitrary relief. In fig. 2 are given the vectors of gravity variations and isogams drawn through 0.0001 cm, starting from arbitrary zero.

The second and third parties investigated in 1927 the region of Berezniaky near Ussolye City. The party under S. E. Alexandrov executed the survey

\*) B. Numerov: Reduction of observations with gravity variometer for topography. Bull. Astr. Inst. 1927, No. 17 (Russian).

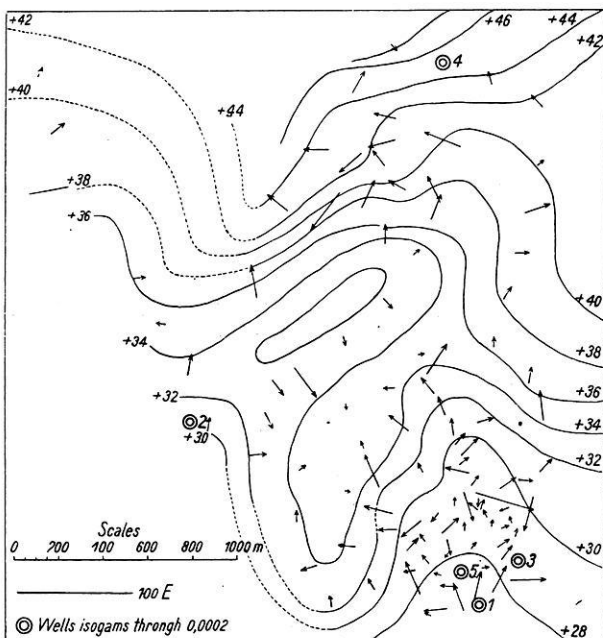


fig. 1. Results of gravity observations near Solikamsk in 1926.

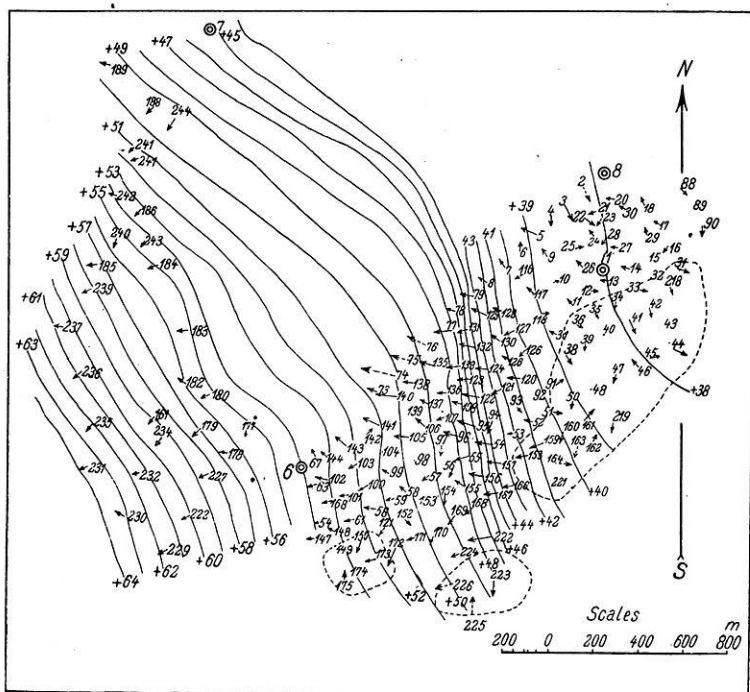


fig. 2. Results of gravity observations near Solikamsk in 1927.

of the northern portion of the area about 16 sq. km. From 4/VII to 16/X, 180 stations were secured with the little Bamberg variometer No. 533.

The party under S. P. Poletaiev worked on a more southern area of 15 sq. km and obtained 156 stations with variometer No. 45.

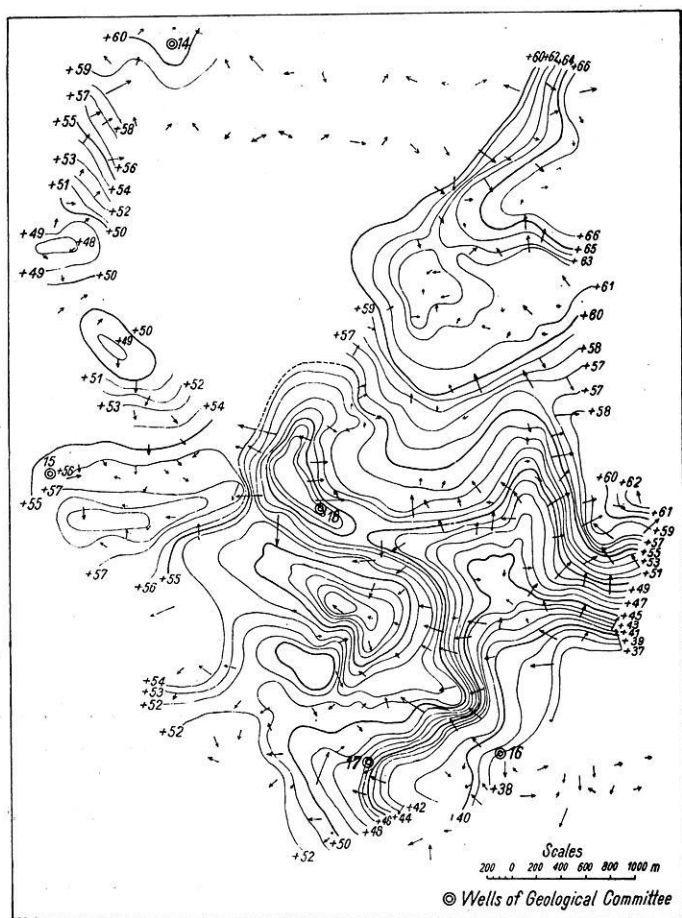


fig. 3. Results of gravity works near Solikamsk (Ussolye) in 1927.

Fig. 3 shows the combined results of the work of both parties. On this area borings Nos. 14, 15, 16, 17 and 18 are situated.

The gravity survey in the above three regions was executed by areas. Some modifications were introduced in 1927 by the party under S. E. Alexandrov which were due to wide marshes. The survey was carried out in single chains of triangles, like triangulation network. Each triangle was plotted separately,

thus the gravity transport was carried out under control along the whole chain, after which the entire chain of triangles was plotted.

To establish the connection between the depth of the salt-bearing mass and the gravity anomalies one has to confront the results of borings with anomalies  $\Delta g$  by single regions. In Table 1, are given the depths  $h$  of the salt-bearing mass and marks of  $\Delta g$  taken from the plans 1, 2 and 3.

Table 1.

No. of borings	Depth of salt $h^m$	$\Delta g \cdot 10^4$	$h - h_0$	$\Delta g - \Delta g_0$	( $h$ )	$\epsilon^m$	
1	212	27	-22	-4.8	194	+18	$\Delta g \cdot 10^4 = 0.139 h$ $h^m = 7.19 \Delta g$
2	220	31	-14	-0.8	223	-3	
3	209	29	-25	-2.8	209	0	
4	329	45	+95	+13.2	324	+5	$\Delta g \cdot 10^4 = 0.144 h$ $h^m = 6.94 \Delta g$
5	200	27	-34	-4.8	194	+6	
6	368	54	70.5	10.25	375	-7	
7	307	45	9.5	1.25	313	-6	$\Delta g \cdot 10^4 = 0.159 h$ $h^m = 6.29 \Delta g$
8	271	38	-26.5	-5.75	264	+7	
11	244	38	-53.5	-5.75	264	-20	
12	177	—	—	—	—	—	$\Delta g \cdot 10^4 = 0.159 h$ $h^m = 6.29 \Delta g$
14	386	61	84.6	11.2	384	+2	
15	320	55	18.6	5.2	346	-26	
16	238	38	-63.4	-11.8	239	-1	
17	281	47	-20.4	-2.8	296	-15	
18	282	48	-19.4	-1.8	302	-20	

The close connection between gravity anomalies and the depth of salt is directly appearing from the above Table. The maximal anomaly corresponds to sinking of salt and the minimal to rising. This dependency is graphically shown in fig. 4. We can state that the relation between  $\Delta g$  and  $h$  is of the simplest aspect:

$$\Delta g = a + bh \dots \dots \dots (1)$$

or, that the gravity anomaly and the depth are linearly connected\*), the coefficient  $a$  being dependent upon the accepted zero in the isogam marks and the coefficient  $b$ , on account of theoretical formula of attraction of an infinite layer, can be put as equal to

$$b = 2\pi K^2 \delta = 42 \cdot 10^{-8} \delta (\text{C.G.S.}) \dots \dots \dots (2)$$

where  $K^2 = 667 \cdot 10^{-10}$  (C.G.S.) is constant of attraction and  $\delta$  the difference of density of two rocks, in the given case of clay and salt. Solving for each district a system of equations of the form (1) with two unknown quantities  $a$  and  $b$ , we find the searched numerical dependence between  $\Delta g$  and  $h$ , thus, by the gravity anomaly  $\Delta g$  in the given locality, we can compute the depth of salt  $h$ . In Table 1 are given computed depth values ( $h$ ) by single districts, and finally discrepancies  $\epsilon = h - (h)$  which characterize the accuracy of

\*) B. Numerov: Results of gravimetric observations on Shuvalovo Lake in winter 1927 and 1928.

computation of the salt depth based upon the data of gravity survey. From confronting of single discrepancies we can compute the average quadratic error of determination of the salt depth, namely  $\varepsilon = \pm 12$  m. None of the 14 borings is contrary to evidence furnished by gravity survey, which is the best argument in favour of application of gravitational method of prospecting in the Solikamsk District.

It is very important to point out, that the coefficient  $b$  connected on account of formula (2) with difference of densities  $\delta$ , is almost equal for all the three districts and yields for density difference numbers  $\delta = 0.33$ ;  $\delta = 0.34$  and  $\delta = 0.38$  or in average the density of salt is on 0.35 lower than that of overlaying rocks. The stability of the coefficient  $b$  throughout the whole area enables us to compute the salt depth but from the evidence or one single boring. However, we must bear in mind that the sphere of action of a given boring is limited, because the gravity variation at great distance will not only occur on account of variation of salt depth, but it depends upon "deep geology", which in exceptional cases only can be estimated by means of pendulum observations, the use of formula (1) being thus possible in limited areas only.

A natural continuation of the above works would be the gravity survey along the railway from Berezniaky to Solikamsk. The result of such survey would be a map in isogams, which, as is seen from experience, can be with certainty recognized as the underground salt relief.

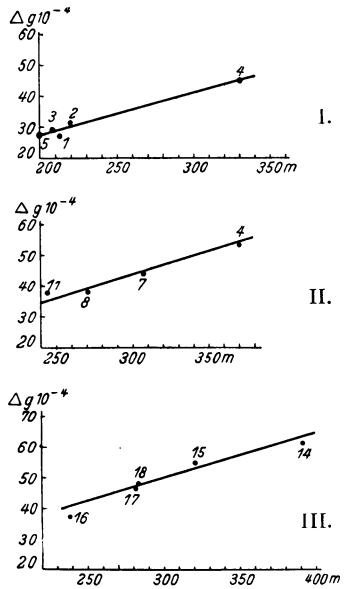


fig. 4.

Depence between the anomaly of gravity  $\Delta g$  ( $0.0001 \text{ cm sec}^{-2}$ ) and the depth of salt  $h$  (meters): Figures at the points are numbers of the wells.

I. North of Solikamsk. II. South of Solikamsk. III. Near Berezniaky.

## Results of Gravity Observations of 1928 near Lake Baskunchak.

By B. Numerov. — (With one Illustration.)

With the development in recent years of geophysical methods for the investigation of the inner structure of the nearest strata of the earth, special attention has been given to gravity observations: the determination of gravity by means of pendulums and the study of certain qualities of the potential of

attraction with the aid of the Eötvös torsion-balance. Up to the present we judged of gravity anomalies (departures from the normal law of distribution) all over the surface of the European and Asiatic part of the Union by a small number of gravitational points (to 1921 about 500), mostly some tens and hundreds of kilometers apart\*). Till late there was no clear conception about the distribution of the gravity anomaly and it was believed that a general survey of every 100 or 50 km will be entirely sufficient to define the

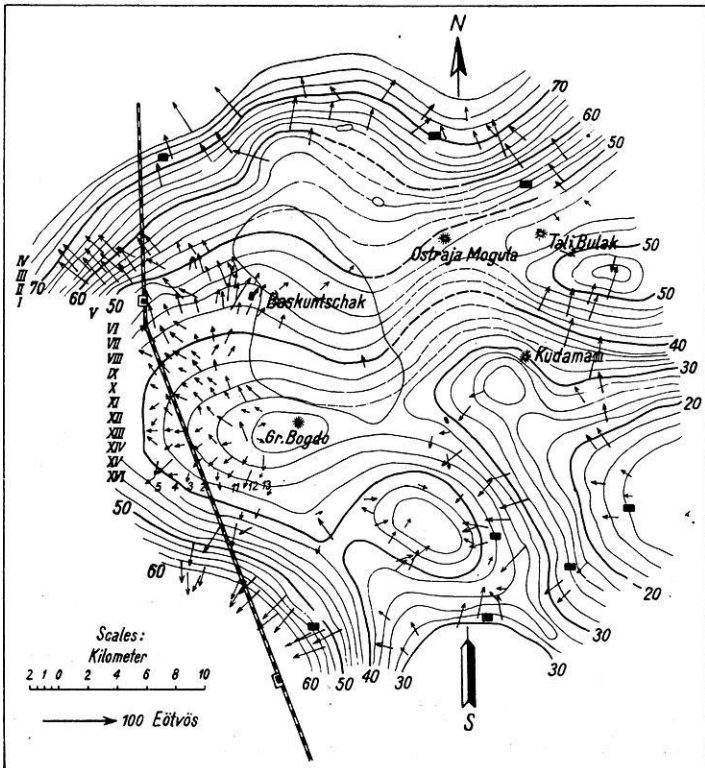


fig. 1. Anomaly of gravity near Lake Baskunchak 1928.

general character of the distribution of gravity. But a whole set of works of the last decade, when geologists and industrial undertakings began to take interest in gravity observations and these were limited to small areas or profiles, disclosed a complex picture in the rate of the gravity anomaly, which by no means may be detected by a small number of points widely apart.

\*) Catalogue of gravitational points compiled in 1921 by P. I. Savkjevich and A. M. Gishitsky upon the request of Astro-Geodetical Institute (now Astronomical) and published by the Russian Astronomical Society.

Therefore the publication of hitherto obtained results of gravity distribution in different regions becomes of great importance. The present paper contains the data of gravity observations near Lake Baskunchak, situated 250 km to the North of Astrakan. The country around the lake is a level step, stretching for many hundreds of kilometers. The observations were conducted under the auspices of the Geological Committee\*) upon request of the Baskunchak Salt Trust and embraced an area of about 1600 square kilometers. In total, 268 points were obtained with two small torsion-balances of system Schweydar-Bamberg (No. 533 and 562). The points were situated 500 m apart, but when it appeared that we have to deal with a region of strong anomaly, steadily developing over a vast area, we started a route survey, spacing the points from 3 to 5 km. In fig. 1 the vectors of gravitational variation  $\frac{\partial g}{\partial s}$  showing the value and direction of the greatest change in a horizontal plane of the given point, are marked by arrows. The vector of variation of gravity  $\frac{\partial g}{\partial s}$  demonstrates the behavior of heavy or light masses, underlying the surface of the earth. The heavy masses rise in the direction of the vector. Presuming the upper surface of the heavy masses to represent a plane with an inclination  $\varepsilon$  we may write, that the vector of gravitation is equal to:

$$\frac{\partial g}{\partial s} = 2\pi k^2 \delta \varepsilon, \quad M = 419 E \cdot \delta \cdot \varepsilon \cdot M^{**}) \dots \dots \dots (1)$$

where  $\delta$  is the difference of densities,  $k^2 = 667 \cdot 10^{-10}$  (C. G. S.) — the constant of attraction, and value

$$M = 1 - \frac{3}{2} \frac{J}{(l^2 + J^2)^{1/2}} + \frac{1}{2} \frac{J}{(l^2 + J^2)^{3/2}} \dots \dots \dots (2)$$

depends on  $J$  — the height of torsion-balance above the stratum and the radius  $l$  of stratum.

Issuing from an arbitrary zero, the values of gravity for all points of observation were found by means of numerical integration and isogams or lines of equal gravitational anomalies drawn through  $2\gamma^{***}$ .

Remarking on the map thus obtained, we see some maxima and minima, the greatest difference in the anomaly reaching  $60\gamma''$  and the greatest gradient of anomaly variation amounting to  $8\gamma$  in the South on 1 km.

\*) On the suggestion of the geologists V. K. Katulsky, P. I. Preobrashensky, Semikhatov the task was executed by N. N. Samsonov, T. N. Bogoslovsky, V. N. Numerova, V. N. Stepanova, under the general leadership of B. V. Numerov.

\*\*\*)  $\gamma = 0.001 \text{ cm sec}^{-2}$  and  $E = 10^{-9}$  (C. G. S.).

\*\*\*\*) B. V. Numerov: Reduction of observations with gravitational variometer for topography. Bull. of Astr. Inst. 1927, No. 17.

The lake lies in the region of minimum, though the principal minimum is situated outside the plan in south-eastern direction. From S-West, North and Northeast we have the maximum zone, surrounding the lake like a ring and stretching farther.

The observed anomaly cannot be explained by corrections for isostasy and depends entirely on the geological structure of the nearest earth strata (to 10 km in thickness). Supposing we have to deal with a simple case of a contact surface, dividing less dense surface masses from deeper and more dense masses, the gravity anomaly  $\Delta g$  and depth  $h$  to contact surface are related by the approximate correlation:

$$\Delta g = a + bh = a + 2\pi k^2 \delta h = a + 40\gamma \delta h_{\text{km}},$$

where  $a$  is a certain adopted mark for the isogam.

Thus to explain the observed anomaly of  $60\gamma$  at a difference in densities  $\delta = 0.5$  we must have a depression and an uplift in the underground relief  $h$  within the limits to 3 km. With other words, we must accept that near Buskunchak we are dealing with a great dislocation of masses, capped with sediments of later deposition.

In conclusion, we would like to draw attention to the necessity of pursuing gravitational works and of widening the area, but this, of course, is connected with the problem of a general gravitational survey, which should be conducted by means of pendulums, the details to be perfected by torsion-balances.

Unfortunately the problem as to a general survey has not yet been settled and we can only accidentally and on small areas look into the complex picture of gravity distribution, which, aside of a deep geophysical interest possesses an ever growing practical value.

---

## Results of the General Gravity Survey in the Emba District.

By **B. Numerov**. — (With one Illustration.)

The paper contains the results of the general gravity survey executed within the area of petroliferous deposits Dossor and Iskiné, Emba District, near the northeast coast of the Caspian Sea\*).

---

\*) The gravity observations in the Emba District began since 1925. In 1925 profiles were drawn by the Geological Committee at Dossor (18 stations) and Iskiné (26 stations). In 1926, the Trust Emba-Oil carried out the investigation of an area of 325 sq. km at Novobogatinsk (541 stations) and drew 2 profiles at Karaton<sup>1</sup>) (249 stations) and one at Akat-Kulé (30 stations). Finally, in 1928 an area of 6 sq. km was surveyed at Bek-Bek (61 stations), about 2 sq. km at Baychoonas (22 stations) and a route survey executed between Dossor, Iskiné and Baychoonas (62 stations).



The observations were carried out by the gravimetric party of the Trust Emba-Oil with four large variometers Bamberg-Schweydar and a Bamberg pendulum. In 1927, an area has been surveyed at Iskiné, encircling the gravity minimum. Another large minimum was investigated in 1928, near Dossor. In the same year an area of about 1.5000 sq. km between Dossor, Iskiné and Baychoonas was covered by the route survey. The first essay of a rapid route survey with stations through every 3, or even 5 km, under conditions of gravity anomaly in the Emba-District proved to be successful,

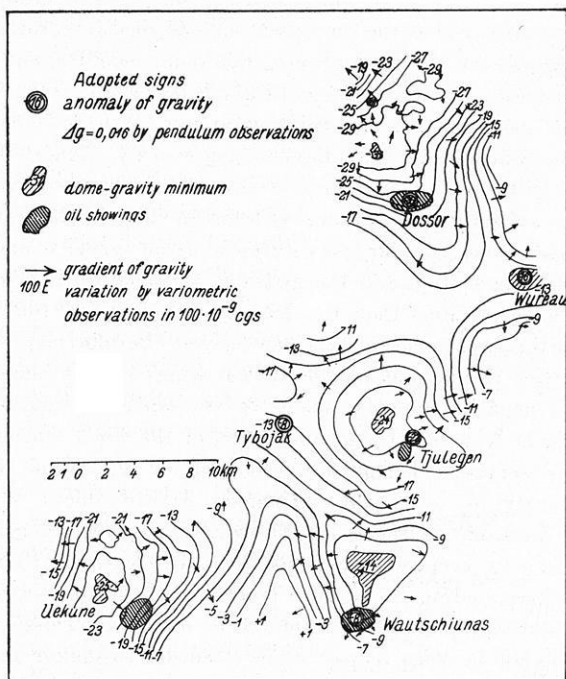


fig. 1. Anomaly of gravity in the Emba region near Dossor, 1928.

and the maximum number of stations (62) allowed to trace a series of intermediate gravity minima (domes) between the main minima at Dossor and Iskiné.

On the attached map are given the summarized results of observations of 1927 and 1928, the portions of the plan near Iskiné and Dossor being taken from the detailed plans of investigations in those regions. Arrows point out to vectors of gravity variations in the horizontal plane. Isogams (lines of equal anomaly) secured by numerical integrating of gradients in the horizontal plane are drawn through  $2\gamma^*$ . At points marked with circlets gravity

\*)  $\gamma = 0.001 \text{ cm sec}^{-2}$ .

1) (10 stations.) In 1927 an area of 122 sq. km at Iskiné (455 stations), an area of 52 sq. km at Karaton.

anomalies are given, obtained by means of pendulums. Isogams are drawn in such way as to satisfy, in average, all absolute marks of gravity anomalies secured by pendulum observations at 5 points, Dossor, Bursay, Baychoonas, Tulughen and Tubuyak.

Discrepancies between gravity anomalies obtained from variometric evidence and from pendulum observations are as follows: Dossor  $2\gamma$ ; Bursay  $0\gamma$ ; Baychoonas  $+2\gamma$ ; Tulughen  $1\gamma$ ; Tubuyak  $+5\gamma$ ; or  $\pm 2\gamma$  in average, which are to be entirely explained as inaccuracy of pendulum observations, or errors of numerical integrating. The region near Tubuyak, in the vicinity of pendulum station is not trustworthy from the standpoint of numerical integrating of gradients.

On the map we see the first gravity minimum near Dossor  $-31\gamma$ . The next minimum is near Bursay  $-16\gamma$ , 14 km from Dossor. This dome was so far unknown to geologists. The third minimum is near Tulughen  $-24\gamma$ , 15 km from Bursay; the 4th near Baychoonas  $-14\gamma$ , 12 km from Tulughen, and finally, the fifth one near Iskiné  $-25\gamma$ , 19 km from Baychoonas. The largest positive anomaly was observed between Baychoonas and Iskiné, no less than  $+8\gamma$ . Thus the largest discrepancies of gravity anomalies in the area investigated reach  $40\gamma$ , and the gradient of variation is  $5\gamma$  to 1 km.

It is worth mentioning that the gravity minimum in the Emba District corresponds to the upheaval of ancient rocks (Permotrias) which display petroliflic properties throughout on one of the wings of the dome.

The largest negative anomaly seems to correspond to greatest proximity of salt. In fact, at Novobogatinsk, northwest of the town Guriev, an anomaly of  $-44\gamma$  was observed, whereas the salt was at the depth of 80 m. At Dossor the anomaly of  $-31\gamma$  corresponded to salt depth of about 400 m, and finally at Karaton, southeast of Dossor, a positive anomaly of  $+20\gamma$  is being observed with cretaceous deposits over 400 m thick. The geologically known domes corresponding to gravity minima are of complicate constitution, surrounded by faulting, with a few exploitable oil fields (Dossor) in exclusive cases. Would it not be wise to pay more attention to sunken and less broken domes which cannot be discovered by a superficial geological reconnaissance, yet might be found in the result of a general gravity survey?

The periodical distribution of gravity anomalies is particularly characteristic for the northeastern coast of the Caspian Sea, or even for whole of the Caspian region as is shown by gravimetrical observations in the Lower Emba District, near Karaton and Karachungul, as well as in the North, near the Baskunchak Lake.

The results obtained permit to draw the conclusion that the general gravimetrical survey of the Caspian region must consist in: 1. a route survey with variometers through large intervals; 2. pendulum observations at discovered points of gravity minima and in order to control the numerical integrating of observations with variometer, as well as to classify the domes and, finally 3. a study of more interesting areas, from practical standpoint. Gravimetrical investigations in the Emba District ought to be carried out according to the above plan.

## Results of Gravitational Observations in the region of Grosny in 1928.

By **B. Numerov.** — (With three Illustrations.)

Upon the proposal of the Grosny Oil Trust the Astronomical Institute effected in the fall of 1928 determinations of the force of gravity in 14 points north of the Tersky Ridge in the vicinity of the town Grosny.

Simultaneously the gravitation section of the Trust undertook a set of profile determinations with the aid of torsion-balances. The profil was started from village Nikolaevskaya, 30 km north, passing then to the South, towards Tersky Ridge and continuing over Tersky Ridge to Sunshensky Ridge. Their purpose was to fix the method of interpretation of the gravitational observations to detect the possible anticline fold sunk in the sediments north of Tersky Ridge.

The works with torsion-balance were started in the field on April 28th and closed October 18th. To June 15th two small Bamberg torsion-balances No. 543 and No. 544 were in action, from June 15th two new ones — No 562 and No. 563 — were added. In the total 802 points and 60 reobserved ones were obtained, the torsion-balance No. 543 giving 261 points, No. 544 = 243 points, No. 562 = 172 points and No. 563 = 186 points. The observations were conducted along the profile in two parallel lines and points 500 to 250 m apart were selected. The

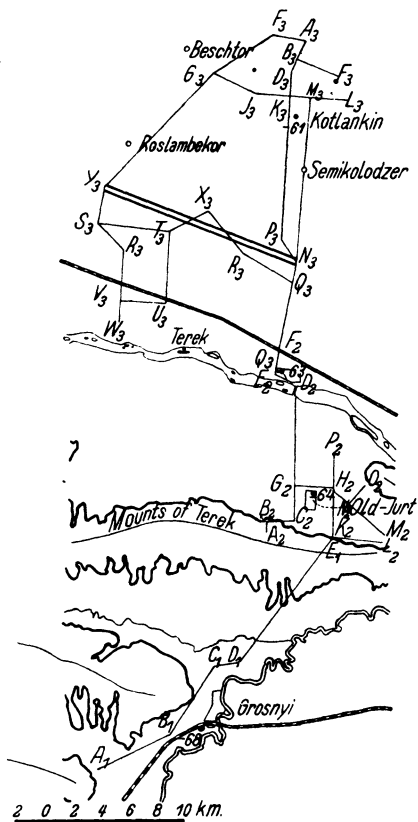


fig. 1. Scheme of gravity works in Grosny region 1928. Anomaly of gravity by pendulum observations in  $0.001 \text{ cm sec}^{-2}$ .

total length of the completed profile reached about 200 km. The schematic map (see fig. 1) shows the direction of the profile and the pendulum points determined by the Astronomical Institute in the region of the variometric works. A great negative anomaly in the points mentioned is expressed in  $0.001 \text{ cm sec}^{-2}$ .

‡ The observations with torsion-balance included at each point several repeated cycles in 5 or 3 azimuths. The topographic reduction was calculated within a circle of meters radius by formulae of B. V. Numerov\*).

The torsion-balance was installed on a possibly level ground in a special hut, covered by a tent to protect the instrument from the effect of the sun. The balance itself was kept in a warm wrapper.

North of river Terek is a level step, cut by dunes and therefore little convenient for mounting the torsion-balances. In this district the vectors of gravitational variation were small (in mean 6.10) and had mostly an accidental disposition. Only near Terek prevailed northern directions and in the vicinity of farm Kotlankin — southern ones, with fact demonstrated a maximum of gravitation in the center of the district. South of the river Terek there is also a level plateau gradually mounting towards the apparent fold of Tersky Ridge, which is about 200 m high. With the approach to the ridge all vectors points to the South thus indicating the uplift of the fold and of the strata underlying the sediments. The vectors increase considerably in ascending Tersky Ridge and grow small at the pass. In descending the southern slope they take a direction northwards indicating thus the sinking of the fold of ridge. In the vicinity of Grosny the vectors distinctly mark the sunken fold among the new and old oil settlements, and finally at the end of the profile they change their direction, following the lift of the fold of Sunshensky Ridge. We are thus justified to state that the apparent folds stretching on under the sediments are indicated by the torsion-balance and are based upon the difference in densities of the sediments (determined 1.5) the tertiary depositions (2.1) and more ancient strata (2.6).

The curvature gradients behave in better agreement, than the vector of gravity variations, the former marking everywhere the direction of the uplift of heavy masses under the sediments. Only when crossing the Tersky Ridge the curvature gradients reach immense anomalous values. Owing to the difficulty of calculating the topographic relief, their investigation here seems rather superfluous. Especially peculiar is the spot near river Terek at the ascent of the terrace about 60 m above Terek. Here we are dealing with a kind of fault phenomenon and the curvature gradients show characteristics of a sharp change in direction on 90°. Similar sharp changes in curvature are observed in some places near Tersky and Bragunsky Ridges, which fact is probably in connexion with disturbances in the underground structure.

The enormous material obtained, should naturally be presented in a summary condition, as only slight anomaly was detected, especially northwards of river Terek. Our aim was to plot the curves of gravitational variations along the profiles. To this end we built curves of the gradients mean ones of both apparatus along the profiles and integrated curves of gravitation force (of an

---

\*) See Bulletin of Astronomical Institute, No. 17.

arbitrary zero) by individual profiles, particularly by the principal meridional profile from town Grosny to farm Kotlankin; 60 km in length (see fig. 2).

The problem arises as to the accuracy of the obtained curve of gravitation when integrating along a profile of this length. Moreover the vectors showed changes of accidental character in certain districts. Supposing about  $N = 400$  points were made use of and denoting by  $\varepsilon$  the mean error of one gradient, we can write that the error of difference in gravity force at the sides of the profile reaches a value of  $\frac{\varepsilon S}{\sqrt{2N}} = 2 \cdot 10^5 \varepsilon$  or at  $\varepsilon = \pm 2 \cdot 10^{-9}$  we have a mean error of gravitation difference  $\pm 0.0004 \text{ cm sec}^{-2}$ , with other words, the curve will be correct to  $0.001 \text{ cm sec}^{-2}$ . This was confirmed by pendulum

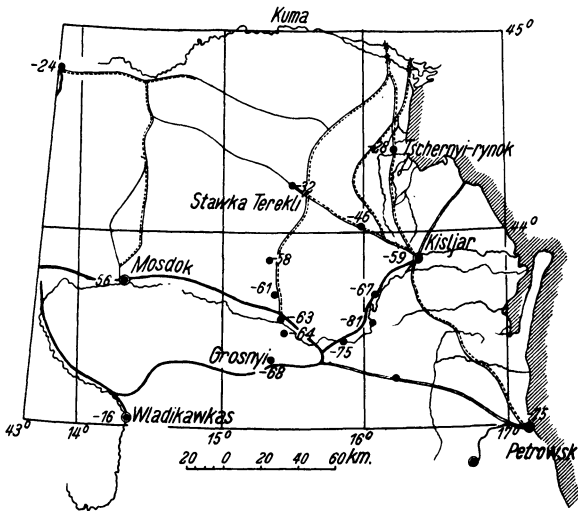


fig. 2. Gravitational observations in the region of Grosny in 1928.  
Lenght E. Leningrad.

observations. In fact, Table 2 (p.275) of results of pendulum observations and the results of variometric observations (see fig.2) gives us and shows that the difference in the variometric data (result of numerical integration) and the pendulum observations does not exceed  $0.002 \text{ cm}$ , i. e. it lies within the limits of pendulum observation errors. These considerations lead us to give more credit to the curve of gravitational anomaly, built along the meridional profile.

Table 1 of anomalies of gravitation in  $0.001 \text{ cm sec}^{-2}$ .

Point	Data of		Difference
	Variometer	Pendulum	
Grosny . . . . .	— 68	— 68	0
Stary Jurt . . . . .	— 66	— 64	— 2
Nikolaevskaya . . . . .	— 63	— 63	0
Kotlankin . . . . .	— 60	— 61	+ 1

Remarking upon the obtained curve, we notice, that the first maximum in gravitation corresponds to the sunken fold of Grosny Ridge. We could, of course, have a much larger maximum should we have crossed the ridge itself. The second and largest maximum is above the Tersky Ridge. Finally the third maximum is indicated near farm Kotlankin (Semikolodezkaya). A cursory glance at the curve discloses a general increase of gravity force from South to North. This general tendency towards an increase of gravitation is supported by pendulum observations (see fig. 3). Table 2 gives the results of pendulum observations obtained by the Astronomical Institute.

In fig. 3 we actually see that in the region Hasav Jurt is the deepest minimum of gravitation ( $-0.081$ ). Beginning with this region the gravity force grows in all directions. It is natural to suppose that the largest negative anomaly in Grosny region depends upon the condition of crystalline strata, forming in the district of Grosny and Petrovsk a deep valley, abruptly rising towards the principal ridge and smoothly dropping towards Astrakan and

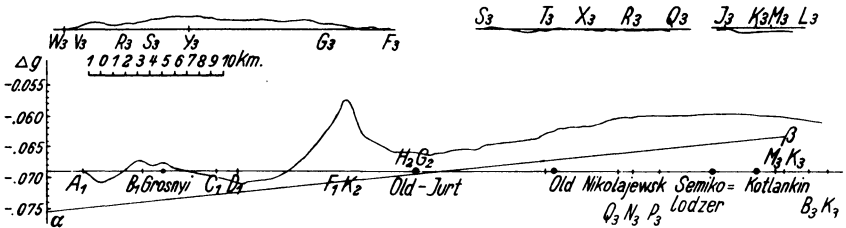


fig. 3. Gravity curves along profiles in Grosny region 1928.

Stavropol. On the canvas of this anomaly slight periodical variations in gravity force may be observed, depending on the folds of tertiary depositions (Tersky Ridge and other).

Therefore in order to solve the problem in connexion with the detection of the buried anticline north of Tersky Ridge the observed curve of gravity ought to be corrected for the influence of "deep geology", utilizing for this purpose the pendulum observations along the profile — Grosny — farm Kamishev. In fact, the pendulum observations shows in the region of the meridional profile a gradual increase of gravity, about 0.000 18 cm a kilometer. This systematic increase clearly marked in the variometric curve as well and which may be connected with the behavior of the crystalline rocks, ought to be excluded of the results of variometric observations. Then the local periodical variations of gravity related to the folds of tertiary deposits will show off more sharply.

To exclude the systematic increase of gravity force (see fig. 2) a new axis  $\alpha\beta$  has been drawn with regard to which the periodical variations are better marked. We can note with a sufficient degree of accuracy the maximum of gravity north of the railway-line, at about 6 km. This maximum, similar to

that of Grosny, is less sharp, than the maximum above the Tersky Ridge. It trails and may be accounted for by a very smooth buried fold. It would be of value to continue the variometric observations along the profile, north of farm Kotlankin to gain certitude.

Table 2. Results of pendulum observations in North Caucasus, in the region of Grozny in 1928:

Point	$\varphi$	$\lambda$ from Gr.	$\lambda$ in meters	$g$ observed	$\Delta_1 g$	$\gamma_0$	$\Delta g$
1. Farm Nikolaevskaya . . .	43° 32'	45° 47'	+ 54	980.403	+ 17	980.483	- 63
2. " Kotlankin . . . . .	43 42	45 46	+ 60	980.418	+ 19	980.498	- 61
3. " Kamyszow . . . . .	43 52	45 45	+ 56	980.438	+ 19	980.513	- 58
4. Hausing Terekli . . . . .	44 12	45 49	+ 28	980.501	+ 9	980.543	- 32
5. " Jankiszi . . . . .	44 0	46 21	- 14	980.483	- 4	980.525	- 46
6. Tcheray Rynok . . . . .	44 24	46 33	- 18	980.539	- 6	980.561	- 28
7. Kizlar . . . . .	43 51	46 43	- 9	980.456	- 3	980.512	- 59
8. Farm Kurdukovskaja . . . . .	43 42	46 27	+ 2	980.430	+ 1	980.498	- 67
9. " Novo Gladkowskaja . . . . .	43 32	46 22	+ 8	980.400	+ 2	980.483	- 81
10. " Novo Szedrinskaja . . . . .	43 29	46 6	+ 27	980.395	+ 8	980.478	- 75
11. Stary Jourt . . . . .	43 27	45 47	+ 100	980.381	+ 31	980.476	- 64
12. Grozny . . . . .	43 18	45 41	+ 125	980.355	+ 39	980.462	- 68
13. Mozdok . . . . .	43 45	44 39	+ 129	980.407	+ 40	980.503	- 56
14. Prikumsk . . . . .	44 49	44 11	+ 119	980.538	+ 37	980.599	- 24

The alterations in gravity along other profiles do not show noticeable maxima and minima, except profile which confirms the existance of a gravity anticline, parallel to Tersky Ridge.

When interpreting the observations in Grosny region, we ought to reckon with two sharp limits in the underground structure. On one hand we should consider the limit between the sediments and tertiary deposits having a difference in density about 0.5 and between the tertiary deposits and the more ancient strata with a difference in density not less, than 0.5 on other ones.

As by all evidence the tertiary deposits and the ancient strata are lying in discordance, we can venture to separate these two chief influences by combining the variometric and pendulum observations. This forms the base the interpretation of gravitational observations of 1928 is built upon. If we charge the periodic gravitational changes (after exclusion of the general change) to the account of the alteration in the relief of tertiary deposits, we may figure that with the increase of gravity on  $0.001 \text{ cm sec}^{-2}$  the depth of tertiary deposits will grow less by a value of about 50 m.

The results obtained prove once more the great importance of pendulum observations not only for the general geophysical problem, but also for purely utilitarian purposes of geological survey. Therefore it seems appropriate to draw attention to the organisation of a general gravitational survey and in the first place: in North Caucasus, Circum-Caspian region and Donetsky Basin.

## Results of Gravimetric Observations on Shuvalovo Lake in Winter 1927 and 1928.

By **R. Numerov.** — (With three Illustrations.)

The question of applying to the study of the geological constitution of the Earth gravity observations with the Eötvös torsion-balance was not seldom subjected to criticism and doubt. The doubts were particularly great with the geologists who were accustomed to see but in drill boring a trustworthy and certain means of investigation\*).

This circumstance induced the writer to undertake in winter 1927 and 1928 some experimental investigations on the Shuvalovo Lake near Leningrad, to the purpose of proving the value of the gravitational method of prospecting, the possibility of reconstructing the bottom relief after the data furnished by the gravity survey alone. As control, soundings were carried out — a kind of boring.

In 1927 the work was carried out at the expenses of the Emba-Oil Trust which is always readily supporting the scientific research work, in the just opinion, that applied achievements are possible only with the development of scientific knowledge. In 1928 the work was continued by the Geological Committee on a larger scale.

Analogous work was performed in 1923 by Dr. Holst on the Titi Lake in Black-Forest [Schwarzwald]\*\*). The results were not very persuasive, in my opinion, because of insufficient accuracy of the variometer constructed by the Institute for Applied Geophysics in Freiburg and, in particular, for want of topographic survey.

The 1st Shuvalovo Lake is situated 15 km north of Leningrad, near the Finland Railway. The lake is lying in a valley and has an area of 1 sq. km. The eastern coast is 15 m high, the western lower. The bottom is covered with sand and silt: its relief (see fig. 1) shows a depression of 13 m in the western and southern portion, in the middle part a sand-bank at about 1 m depth.

The first series of observations was carried out from 9th February to 3rd March 1927. 59 points were secured regularly situated through every 50 m over almost the whole area of the lake. The observations were carried out with large variometer Bamberg-Schweydar No. 92 by V. M. Oseretski with

---

\*) The new physical methods of prospecting are characteristic for yielding indirect evidence on geological constitution, in connection with rock properties, such as different density, different magnetic and electric permeability.

\*\*\*) Über Gravitationsmessungen mit der Drehwaage auf dem Eise. Zeitschr. f. Geophys. 1.



several collaborators, some of them having for the first time to deal with field work with a torsion-balance.

The second series of observations has performed 13th Dec. 1927/4th March 1928, with little Bamberg variometer No. 533 that yielded 127 stations and 8 control points and later (from No. 169, Table 2) with No. 544 which secured

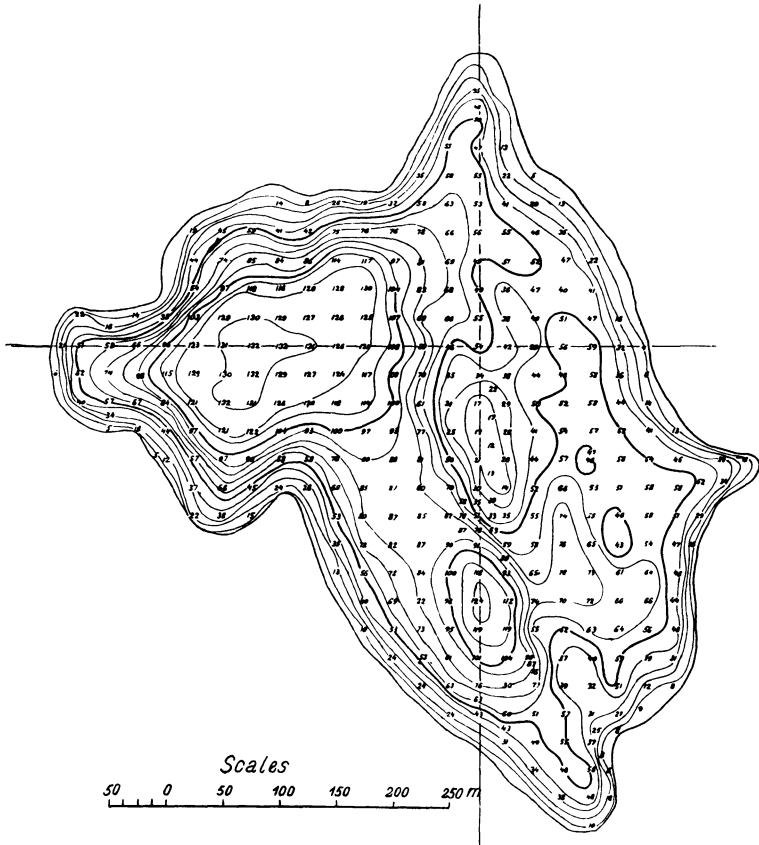


fig. 1. Gravity observations on Shuvalovo Lake 1927-28.  
Isobaths in decimeters.

62 stations and 3 control ones. The second series of observations was carried out to the purpose of rendering those of the first series more accurate and complete. In the SE quadrant the topographical survey was repeated through every 25 m, and in some cases even through 12.5 m. On the remaining area of the lake, the survey was executed through every 50 m, the instruments being installed in the intervals between the points of observations of the 1st series of 1927. The observations were carried out by S. I. Alexeiev under collabo-

Table 1. Results of Observations on the Shuvalovo Lake,  
9 February—3 March 1927.

Nos.	Co-ordinates		Mean day tempera- ture $t^{\circ}$	$2V_{xy}$	$V_{\Delta}$	$R$	$\lambda$	$V_{xz}$	$V_{yz}$	$H$ meters	$\Delta g \cdot 10^5$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$
	$x$	$y$											
1*	- 4	0	- 30	-23	+12	26	1490	- 3	-37	5.6	96	-10	- 3
2*	- 2	0		-10	+22	24	168	+ 2	-59	4.9	94	-16	-10
3	0	0	- 2	+29	+24	38	25	+26	+ 3	5.4	100	- 7	- 4
4	+ 2	0		-10	+31	32	171	+27	- 1	1.7	114	-14	- 6
5	+ 4	0		-13	+18	22	162	- 2	-25	2.1	116	-10	- 7
6	+ 6	0	- 8	+29	-11	31	56	-61	-88	5.1	113	+ 4	0
7	+ 8	0		+27	-14	30	59	-16	- 6	11.8	86	+15	0
8	+10	0		+13	-23	26	76	+28	+10	11.9	90	+20	+ 2
9	0	- 2		+ 2	+ 7	8	9	+ 3	- 2	3.9	107	- 9	- 7
10*	0	+ 4	- 8	- 6	- 7	9	109	+10	-17	12.1	66	- 3	- 3
11*	0	+ 6		-12	+20	23	164	- 3	-14	13.1	59	- 4	- 3
12*	0	+ 8		-10	+ 9	14	156	0	- 3	13.2	56	- 7	- 2
13*	0	+10		-38	+21	43	149	-15	+27	12.3	70	+ 2	+11
14*	0	+12	- 6	+21	+114	116	5	-83	+34	6.6	86	-17	+ 4
15*	0	+14		+42	+14	44	36	- 9	+38	5.1	104	- 5	-21
16*	+ 2	+12		-18	+71	73	172	+75	+17	6.7	84	-16	+ 2
17*	+ 2	+ 8		- 6	+12	14	167	+24	- 9	13.1	61	- 3	0
18*	+ 4	+ 8	- 4	-26	- 5	26	129	+76	-40	9.0	85	- 2	+ 4
19*	+ 8	+ 4		+10	-30	31	81	+32	+38	5.6	106	0	0
20*	+ 6	+ 4		+38	-23	44	61	+18	+25	8.0	94	+ 1	0
21*	+ 4	+ 4		+50	-18	52	55	+19	+ 2	9.0	84	- 3	- 3
22*	+ 2	+ 4	- 8	+29	- 3	30	48	+23	-17	11.4	74	+ 1	- 1
23*	0	+ 2		-31	+16	35	149	+ 5	-59	8.9	86	- 1	0
24*	- 2	+ 8		- 4	+ 5	7	163	-29	+10	11.9	64	- 6	+ 2
25*	- 4	+ 8	- 8	-14	-46	48	98	-49	-10	5.9	84	-20	- 1
26*	- 2	+10		+11	-29	31	79	-45	+74	5.4	85	-22	- 1
27*	- 4	+ 4	-12	-10	+53	54	174	-81	-32	7.6	83	-12	- 1
28*	- 4	+ 6		+17	+33	38	14	-66	+27	4.2	81	-33	-14
29*	- 4	+ 2		-64	+12	64	141	-18	-23	7.2	89	- 8	0
30*	- 2	+ 4	-15	-18	+ 7	19	145	- 1	-17	13.0	63	- 1	0
31*	- 6	0		-11	-82	83	94	+ 2	-55	5.4	96	-11	- 1
32*	- 4	- 2		+12	+ 6	14	33	-25	-30	4.4	112	- 1	+ 5
33*	- 4	- 4	-18	+20	-14	25	62	-31	-67	1.0	138	+ 6	+13
34*	- 2	- 4		+21	-24	32	70	-28	-53	4.1	124	+ 9	+10
35	+ 2	- 2		+35	-24	43	62	+ 7	+12	5.0	112	+ 2	0
36	+ 2	- 4	-19	+38	-66	76	75	+ 6	-20	5.8	114	+ 9	+ 3
37	+ 2	- 6		+30	-26	39	66	-29	-58	1.4	134	+ 4	+ 1
38	+ 4	- 6		+39	+ 6	39	40	- 2	-26	5.4	126	+19	+ 7
39	+ 6	- 6		-26	+ 6	26	142	+ 9	+ 1	5.6	130	+24	+10
40	+ 6	- 4	-24	- 9	+ 3	10	44	-13	-56	5.5	118	+11	+ 1
41	+ 6	- 2		-28	+ 6	28	140	-10	+30	5.5	112	+ 5	- 2
42	+12	- 6		-25	+12	28	148	+46	- 9	1.2	148	+17	+ 2
43	+10	- 4		+23	- 4	23	50	+36	- 2	6.3	129	+27	+10
44	+12	- 4		-34	+ 4	34	138	+13	+22	3.2	141	+21	+ 7
45	+12	0	- 8	+ 8	-17	19	77	+50	+ 4	7.6	109	+14	0
46	+14	- 2		+34	-38	51	69	+35	+10	4.9	121	+11	- 5
47*	+10	+ 2		+ 6	- 4	8	64	+30	+26	7.3	99	+ 2	- 6
48*	+ 8	+ 2		+47	-11	48	52	+ 8	+27	8.4	89	- 1	- 9
49	+ 8	- 2	- 3	-42	+49	64	160	- 8	-15	6.5	102	+ 1	-10
50	+ 8	- 4		+17	- 6	18	54	- 4	-41	7.3	114	+ 7	+ 2

Nos.	Co-ordinates		Mean day tempera- ture $t^0$	$2 V_{xy}$	$V_{\Delta}$	$R$	$\lambda$	$V_{xz}$	$V_{yz}$	$H$ meters	$\Delta g \cdot 10^5$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$
	$x$	$y$											
51	+ 8	- 6		-37	-46	59	109 <sup>0</sup>	-15	- 8	6.4	127	+25	+ 8
52	+ 4	- 4	- 1 <sup>0</sup>	-14	- 1	14	133	- 2	-24	4.6	115	+ 3	- 4
53	+ 4	- 2		+ 6	- 8	10	71	- 5	+38	4.4	113	0	- 3
54*	+ 6	+ 2		+34	- 3	34	48	-15	- 8	8.5	91	+ 1	- 4
55*	+ 4	+ 2	- 1	+64	-20	67	54	-11	-32	8.1	95	+ 3	+ 1
56*	+ 2	+ 2		+14	-25	29	75	+ 3	-71	6.1	96	- 7	- 5
57*	+ 2	+ 6	1	+15	+46	49	9	+33	- 7	12.0	64	- 6	- 4
58*	+ 4	+ 6		+41	+22	46	31	+50	+20	5.8	89	-16	- 9
59*	+ 2	+10	1	+31	+23	38	27	+46	+44	12.1	69	0	+ 1

Table 2. Results of Observations on the Shuvalovo Lake  
13 December 1927 — 4 March 1928.

Nos.	Co-ordinates		Mean day tempera- ture $t^0$	$2 V_{xy}$	$V_{\Delta}$	$R$	$\lambda$	$V_{xz}$	$V_{yz}$	$H$ meters	$\Delta g \cdot 10^5$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$
	$x$	$y$											
1	0	0	-13 <sup>0</sup>	+28	+21	35	26 <sup>0</sup>	+27	+ 2	5.4	100	- 6	+ 1
2	+ 1	0	-13	+ 5	+16	17	8	+34	+ 7	3.4	108	- 7	- 1
3	+ 2	0	-13	- 8	+30	31	172	+26	- 2	1.7	115	- 8	- 2
4	+ 3	0		0	+20	20	180	- 7	-34	1.7	118	- 5	0
5	+ 5	0	-13	- 6	+29	30	174	-31	-40	3.0	111	- 6	- 4
6	+ 4	0		-18	+17	25	156	-11	-25	2.1	116	- 5	- 1
7	+ 6	0	-16	+35	-12	37	54	-52	-76	5.1	101	- 7	- 7
8	+ 7	0		+53	-12	54	51	-34	-40	9.1	90	0	- 3
9	+ 8	0		+32	-21	38	62	-14	- 8	11.8	84	+ 7	+ 1
10	+ 9	0	- 8	+24	-23	34	67	+ 8	+ 6	12.4	83	+ 8	+ 1
11	+10	0		+11	-25	28	78	+28	+12	11.9	88	+11	+ 3
12	+11	0		+ 3	-25	26	87	+33	+ 8	10.1	96	+11	+ 2
13	+12	0	- 7	+11	-16	19	72	+56	+ 8	7.6	107	+11	+ 2
14	+13	0		+24	-21	32	65	+75	+22	4.2	123	+11	+ 3
15	+14	- 1		+37	-30	48	65	+51	+31	3.1	133	+16	+ 7
16	0	- 1	- 4	+29	+41	50	17	+ 6	-18	4.2	102	-10	- 3
17	+ 1	- 1		+46	+33	57	27	+21	+14	3.8	105	- 8	- 3
18	+ 2	- 1		+ 7	+14	16	13	+11	+ 6	2.9	109	- 9	- 4
19	+ 3	- 1	- 8	+17	- 4	17	52	+ 4	+ 7	2.8	111	- 7	- 3
20	+ 4	- 1		+ 4	+20	20	5	+18	+43	2.0	114	- 8	- 5
21	+ 5	- 1	- 7	-31	+46	56	163	-14	+ 6	1.4	114	-10	- 8
22	+ 6	- 1		-20	+42	47	167	-25	- 6	3.4	109	- 6	- 6
23	+ 7	- 1		-38	+42	56	159	-46	-49	5.8	100	- 4	- 7
24	+ 8	- 1	- 5	- 1	+10	10	176	-24	-64	9.3	91	+ 2	- 3
25	+ 9	- 1		+12	- 5	13	57	+ 6	-50	11.2	89	+ 9	+ 1
26	+10	- 1		+26	-25	36	67	+20	-38	11.9	92	+15	+ 6
27	+11	- 1		+26	-31	40	70	+36	-19	10.4	99	+15	+ 6
28	+12	- 1	-17	+32	-28	43	66	+43	- 7	8.0	109	+15	+ 5
29	+13	- 1		+45	-36	58	64	+50	+13	6.0	120	+16	+ 7
30	+15	- 2	-11	+29	-37	47	71	+33	+27	3.4	134	+19	+ 7
31	+16	- 3		+29	-23	37	64	+49	+41	3.8	136	+23	+ 9
32	+15	- 4	-16	+52	-113	124	78	-20	-48	5.6	130	+25	+10
33	+16	- 4	- 9	+60	-61	89	68	+33	-10	4.8	132	+23	+ 8
34	+15	- 3		+62	-37	72	61	+18	+10	4.8	128	+19	+ 6
35	+14	- 3	- 8	+44	-44	62	68	+12	-13	5.5	124	+18	+ 6
36	+14	- 4		- 3	-76	76	91	-21	-65	3.7	130	+16	+ 4
37	+13	- 4		-64	-25	69	124	+14	-20	3.1	129	+12	+ 1
38	+13	- 3	- 6	+36	-44	57	70	-11	-46	5.7	120	+15	+ 4
39	+13	- 2		+51	-41	65	64	+30	-11	5.1	116	+ 8	- 2
40	+12	- 2		+56	-26	62	58	+17	-46	7.3	106	+ 8	- 2

Nos.	Co-ordinates		Mean day tempera- ture $t^{\circ}$	$2 V_{xy}$	$V_d$	$R$	$\lambda$	$V_{xz}$	$V_{yz}$	$H$ meters	$\Delta g. 10^5$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$
	$x$	$y$											
41	+11	-2	-90	+20	-20	28	68 <sup>0</sup>	+13	-67	9.0	102	+12	+2
42	+11	-3		-13	-34	36	101	-20	-40	3.7	114	0	-8
43	+12	-3		-1	-2	2	101	-6	-69	3.9	120	+7	-2
44	+12	-4	-5	-33	2	33	133	+14	+19	3.2	126	+10	0
45	+12	-5		-33	-60	66	105	+29	-44	5.1	129	+21	+10
46	+12	-6		-17	-11	20	118	+56	-18	1.2	137	+12	+1
47	+11	-6	-4	-1	-4	4	98	+44	-31	3.9	124	+11	0
48	+11	-5		-23	-25	34	111	+28	-29	5.3	118	+11	+1
49	+11	-4		-9	+2	9	142	+40	+27	4.0	118	+5	-4
50	+10	-6	-6	-10	-9	13	112	+34	-19	5.6	113	+8	-3
51	+10	-5		-3	+1	3	56	+21	-14	6.4	111	+9	-1
52	+10	-4		+11	+9	14	26	+35	+4	6.3	111	+9	0
53	+10	-3	-5	-41	+57	71	123	+32	-6	5.2	112	+5	-3
54	+10	-2		-8	+8	12	156	+6	-65	5.5	102	-4	-1
55	+14	-2		+24	-48	53	76	+40	+11	4.9	126	+17	+6
56	+9	-2	-3	-45	+38	59	155	-12	-56	7.4	100	+3	-4
57	+9	-3		-17	+30	34	166	+26	+9	7.0	105	+6	-1
58	+9	-4		+16	+7	18	34	+16	-8	7.2	104	+6	-2
59	+9	-5	-2	-7	+18	19	170	+7	-13	6.6	107	+6	-3
60	+9	-6		-8	-62	63	94	-16	+2	6.6	108	+7	-3
61	+8	-6		-26	-46	53	105	-20	-8	6.4	112	+10	+2
62	+8	-5	-10	+2	+16	16	93	-20	-21	6.1	108	+5	-2
63	+8	-4		+18	0	18	45	-6	-40	7.3	102	+4	-3
64	+8	-3	-5	-10	-3	11	127	+14	+2	7.8	99	+4	-3
65	+8	-2		-59	+48	76	154	-6	-13	6.5	100	-1	-6
66	+7	-2		-51	+30	59	150	-5	+18	5.8	100	-4	-8
67	+7	-3		-13	-24	28	104	+8	+1	7.6	94	-2	-7
68	+7	-4	-3	-1	+4	4	176	-3	-50	6.5	101	0	-6
69	+7	-5	1	-21	+21	30	157	-10	-31	4.3	111	0	-6
70	+7	-6	1	-31	-32	44	112	-7	0	5.4	115	+9	+2
71	+6	-6		-25	-8	26	126	+10	-1	5.6	115	+10	+4
72	+5	-6	0	+6	+18	19	9	-4	-1	5.8	114	+10	+5
73	+6	-5		-26	+15	30	150	+3	14	4.8	112	+3	-1
74	+6	-4		-9	+3	10	144	-13	-56	5.5	103	-3	-7
75	+6	-3	1	-9	-40	41	97	-6	-4	7.4	94	-3	-7
76	+6	-2		-31	+12	34	146	-12	+45	5.5	99	-3	-9
77	+5	-3	-5	+3	-53	53	88	-15	-7	6.6	96	-5	-7
78	+4	-3		+2	-45	45	89	-16	-13	5.7	100	-5	-6
79	+4	-4	-11	-17	+5	18	142	+5	-16	4.6	108	-2	-3
80	+5	-4		-24	-5	24	129	-4	-42	5.5	107	+1	-1
81	+5	-5		-2	+9	9	172	+7	-3	5.1	112	+4	+1
82	+4	-5	-19	+26	-20	33	64	-3	-5	5.8	111	+7	+4
83	+4	-6		+41	+14	43	36	-9	-20	5.4	117	+11	+8
84	+5	-7	-22	-21	+31	37	163	-6	-10	5.8	116	+12	+6
85	+6	-7		-64	-27	70	124	+21	-28	5.1	118	+10	+4
86	+10	-7	-15	+48	-48	67	68	+11	-62	4.8	126	+17	+6
87	+3	-6		+41	-3	41	47	-21	-42	4.1	121	+9	+8
88	+3	-5		+41	-14	22	54	-12	-31	5.2	113	+6	+5
89	+3	-4	-17	+15	-13	20	66	+5	-7	5.7	107	+2	+2
90	+3	-3	-14	+10	+12	16	20	-2	-16	5.4	103	-3	-3

Nos.	Co-ordinates		Mean day tempera- ture $t^0$	$2 V_{xy}$	$V_d$	$R$	$\lambda$	$V_{xz}$	$V_{yz}$	$H$ meters	$\Delta g \cdot 10^5$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$
	$x$	$y$											
91	+ 5	- 2		+ 8	-17	19	78 <sup>0</sup>	- 4	+43	5.2	101	- 6	- 7
92	+ 3	- 2		+13	-11	17	65	- 1	+47	4.1	105	- 7	- 5
93	+ 4	- 2	-12 <sup>0</sup>	-11	-15	18	108	-10	+47	4.4	103	- 8	- 7
94	+ 2	- 2		+49	-19	53	56	+10	+ 8	5.0	105	- 3	0
95	+ 2	- 3		+10	-25	27	79	+ 4	-10	5.2	105	- 2	0
96	+ 2	- 4	-21	+17	-43	46	79	+ 6	-24	5.8	108	+ 4	+ 4
97	+ 2	- 5		+35	-16	42	55	- 8	-44	4.4	116	+ 5	+ 6
98	+ 1	- 4		+24	-52	57	78	+ 2	-31	5.8	107	+ 3	+ 4
99	+ 1	- 5		+20	-30	36	73	0	-50	3.6	117	+ 3	+ 5
100	0	- 5		+18	-12	22	62	- 8	-57	3.2	118	+ 2	+ 5
101	0	- 4	- 2	-20	-29	35	107	+10	-39	5.9	106	+ 2	+ 5
102	0	- 3	- 5	+25	-28	37	69	+ 8	+20	5.6	103	- 2	+ 2
103	+ 1	- 3		-10	-15	18	107	+ 6	+11	4.8	105	- 4	- 1
104	+ 1	- 2	- 5	+20	+ 6	21	37	- 8	-15	4.4	105	- 6	- 1
105	0	- 2		+ 9	+14	16	107	+ 1	- 2	3.9	105	- 8	- 2
106	0	+ 1		- 8	+40	41	174	+36	-30	4.6	98	-12	- 4
107	+ 1	+ 1	- 6	+ 8	- 1	8	49	+15	-28	3.5	105	-10	- 2
108	+ 2	+ 1	-11	- 4	+17	17	173	+14	-32	3.1	109	- 8	- 1
109	+ 1.5	- 0.5		+22	+ 7	23	36	+23	-16	2.8	113	- 5	+ 1
110	+ 2.5	- 0.5		+ 7	+22	23	9	+17	+23	1.7	117	- 6	- 1
111	+ 3	+ 1	-13	-14	+13	19	157	-12	-45	2.5	108	-11	- 6
112	+ 4.5	- 0.5		-23	+23	33	157	- 6	-31	1.3	117	- 8	- 5
113	+ 3.5	- 0.5		-32	+49	58	164	- 1	+ 9	1.2	119	- 6	- 2
114	+ 4	+ 1	-14	-22	- 3	22	131	-31	-82	5.0	103	- 3	- 2
115	+ 5	+ 1	- 8	+59	-36	67	61	-19	-48	7.0	98	- 1	0
116	+ 6	+ 1		+62	-21	66	54	-18	-13	8.2	91	- 3	- 3
117	+ 7	+ 1		+54	-14	56	52	- 5	+ 7	9.0	86	- 4	- 6
118	+ 8	+ 1	- 2	+41	- 7	41	50	- 2	+19	10.0	86	+ 1	- 3
119	+ 7.5	- 0.5	- 1	+24	- 3	24	49	-40	-47		90		
120	+ 6	- 0.5	1	-23	+16	28	153	-38	-40	3.3	110	- 6	- 5
121	+ 6.5	- 0.5		-11	+11	15	157	-63	-62	5.3	103	- 4	- 5
122	+ 6.5	0		+48	-14	50	53	-48	-58	7.8	95	0	- 2
123	+ 5.5	0	- 6	+ 1	+14	14	2	-38	-69	3.5	106	- 9	- 7
124	+ 5.5	- 0.5	-13	- 3	+24	24	176	-20	-29	3.0	114	- 3	- 2
125	+ 5.5	+ 0.5		+42	-30	52	63	-41	-58	6.8	98	- 2	- 2
126	+ 6	+ 0.5		+61	-32	68	59	-33	-50	7.8	93	- 2	- 3
127	+ 6.5	+ 0.5		+62	-31	68	59	-18	-30	8.7	90	- 1	- 3
128	+ 9	+ 1	-14	+24	+ 1	24	44	+15	+30	9.8	88	+ 2	- 3
129	+10	+ 1		+58	+ 3	58	44	+39	+18	9.5	93	+ 5	- 1
130	+11	+ 1		+20	-11	23	59	+31	+40	8.1	102	+ 8	+ 1
131	+12	+ 1	-11	- 2	-15	15	94	+52	+40	6.3	112	+10	+ 3
132	+13	+ 1		-34	-32	46	113	+75	+35	2.4	130	+10	+ 4
133	+12	+ 2		-22	+ 6	23	142	+58	+42	2.4	123	+ 3	- 1
134	+11	+ 2		+23	- 4	24	50	+44	45	5.8	111	+ 7	+ 2
135	+ 9	+ 2	-13	+20	+ 4	20	40	+15	+30	8.2	95	+ 1	- 2
136	+ 7	+ 2		+56	- 3	56	46	+13	- 1	8.7	90	- 1	- 3
137	+ 5	+ 2		+58	-29	64	58	- 9	-13	8.0	92	- 2	- 1
138	+ 3	+ 3	-13	+56	-26	61	58	- 2	-14	9.3	84	- 5	- 1
139	+ 7	+ 3	-17	+30	-12	32	56	+11	+10	8.2	92	- 2	- 2
140	+ 8	+ 3	- 7	+23	-17	28	63	+19	+17	7.2	97	- 1	- 2

Nos.	Co-ordinates		Mean day tempera- ture $t^{\circ}$	$2 V_{xy}$	$V_A$	$R$	$\lambda$	$V_{xz}$	$V_{yz}$	$H$ meters	$\Delta g \cdot 10^5$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$
	$x$	$y$											
141	+ 9	+ 3		+44	- 3	44	47 <sup>0</sup>	+34	+ 7	6.9	100	+ 1	- 1
142	+10	+ 3		+26	+ 5	26	40	+43	+50	5.3	111	+ 4	+ 2
143	+ 7	+ 5	-10 <sup>0</sup>	+22	- 6	23	53	+40	+68	3.5	112	- 3	+ 1
144	+ 5	+ 5		+58	-14	60	52	+30	+36	6.8	95	- 5	0
145	+ 5	+ 3	-10	+16	-21	26	71	+16	-18	8.6	87	- 5	- 3
146	+ 4	+ 3		+48	-31	57	61	+ 8	-16	8.8	88	- 3	0
147	+ 6	+ 3		+46	-23	51	58	+11	-10	8.7	89	- 2	- 2
148	+ 5	+ 7		+11	+26	28	11	+59	-30	2.4	107	-13	- 4
149	+ 6	+ 9	- 7	-39	-49	62	109	+46	-13	3.8	108	- 5	+ 3
150	+ 5	+ 9		-47	-62	78	109	+64	-12	6.6	97	- 4	+ 5
151	+ 5	+10		-40	-25	47	119	+36	+62	3.7	103	-11	0
152	+ 4	+10		-25	-13	28	121	+48	+74	5.7	92	-13	- 2
153	+25	+13	- 4	-28	+12	30	147	+78	+25	3.4	101	-14	+ 2
154	+ 3	+11		+ 3	+19	20	5	+68	+49	4.4	94	-17	- 3
155	+ 3	+ 9		- 3	-15	15	96	+38	+13	12.1	77	- 6	+ 2
156	+ 3	+ 7		- 4	+37	19	176	+63	-30	10.4	77	- 7	0
157	+ 3	+ 5	- 8	+44	- 1	44	46	+32	+ 5	10.0	82	- 3	+ 2
158	+ 1	+ 3	-10	- 6	-14	16	102	+18	-35	9.8	80	- 6	0
159	+ 1	+ 5	- 8	+14	+12	18	24	+ 8	- 8	12.4	68	- 7	0
160	+ 1	+ 9		-14	+17	22	160	+17	- 8	13.0	57	-15	- 5
161	+ 1	+ 7		+12	+36	38	9	0	+ 9	12.9	64	- 8	0
162	+ 1	+11		+ 8	+81	82	3	+ 7	+42	11.5	71	- 8	+ 5
163	+ 1	+13	-10	+12	+63	65	6	+18	+36	7.2	91	- 7	+ 9
164	+ 1	+14		+ 5	+20	21	7	+18	+75	5.2	106	- 1	+17
165	- 1	+ 9		-22	+ 2	22	138	-14	+15	12.9	60	-12	0
166	- 1	+ 7	- 7	-16	+28	32	166	-10	-10	12.9	60	-12	- 2
167	- 1	+ 5		-31	+ 9	33	143	+ 7	-19	12.5	66	- 8	+ 1
168	- 1	+ 3		-10	- 5	11	120	0	-50	10.7	73	- 9	- 1
169	- 1	+ 1		+ 4	+22	22	6	+14	-19	6.6	92	- 9	0
170	- 1	- 1		+ 1	+25	25	1	+ 2	-18	3.8	102	-11	- 3
171	- 1	- 3	- 6	+31	-35	47	69	+ 5	- 6	5.1	105	- 3	+ 3
172	- 1	- 5		- 3	-20	21	95	- 8	-69	1.6	120	- 3	+ 2
173	- 3	- 4		+25	- 6	25	52	-25	-51	2.1	120	- 1	+ 7
174	- 2	- 2		+26	- 2	26	48	+ 9	+19	4.7	104	- 5	+ 2
175	- 5	- 3	- 3	+18	-23	30	71	-26	-38	1.3	122	- 3	+ 9
176	- 3	- 1		-12	+16	20	172	+36	-19	5.1	99	- 9	+ 1
177	- 7	- 1		+21	-18	27	65	- 3	-73	1.3	111	-14	+ 3
178	-84	0		- 9	-68	69	94	-35	-39	4.8	106	- 3	+14
179	- 7	+ 1		-66	-81	104	110	- 6	+25	5.5	98	- 8	+ 8
180	- 5	+ 2		-91	- 8	92	132	-35	+ 3	5.8	91	-13	+ 1
181	- 5	0	- 6	- 5	- 1	6	129	-36	-20	5.3			
182	- 3	+ 1		-34	- 2	34	134	+10	-37	6.9	88	-11	- 1
183	- 2	+ 2		-25	+25	35	158	+15	-24	8.2	82	-12	- 2
184	- 3	+ 3		-46	+43	63	156	-16	-24	9.7	75	-12	- 1
185	- 3	+ 5		-43	+28	51	152	-34	+14	11.4	72	- 7	+ 5
186	- 2	+ 6	-15	-26	+42	49	164	-39	+19	12.0	69	- 7	+ 4
187	- 3	+ 7		+13	+34	37	10	-62	-16	8.4	76	-17	- 2
188	- 3	+ 9		+38	-25	46	62	-39	+31	7.4	80	-17	0
189	- 1	+11	-15	-16	+31	36	166	-56	+65	3.8	90	-23	- 5

Table 3.

Additional depths of the Shuvalovo Lake according to 1928 mesurings.

Co-ordinates		H meters	Co-ordinates		H meters	Co-ordinates		H meters	Co-ordinates		H meters
x	y		x	y		x	y		x	y	
+12.5	0	6.2	0	+9	13.1	+2	+5	11.8	-1	-4	4.7
+7.5	-1	8.9	0	+7	13.2	+2	+3	10.0	-2	-3	4.9
+13.5	-1	4.3	0	+5	12.6	+3	+2	7.7	-3	-3	4.7
+3.8	-4	4.7	0	+3	10.8	+3	+4	9.7	-3	-2	5.2
0	-6	0.4	-1	0	5.5	+3	+6	9.3	-3	0	4.9
+1	-6	0.8	-1	-2	4.0	+3	+8	12.2	-3	+2	8.1
+2	-6	1.4	-2	-1	3.8	+3	+10	9.7	-3	+4	11.7
+3	-7	1.3	-2	+1	6.8	+3	+12	1.9	-4	-1	5.4
+4	-7	4.5	-2	+3	10.4	-3	+6	8.6	-4	-3	3.4
+7	-7	4.7	-2	+5	12.8	-3	+8	8.4	-5	-2	2.9
+8	-7	4.6	-2	+7	11.6	-3	+10	4.4	-5	-1	4.1
+9	-7	4.4	-2	+9	9.7	-4	+9	4.5	-5	+1	6.2
+11	-6.9	3.1	-2.5	+10	4.6	-4	+7	4.1	-5	+3	3.2
+12	-7	0.8	-1	+10	10.3	-4	+5	7.5	-5	+4	2.8
+12.8	-5.8	0.9	-1	+8	13.0	-4	+3	7.6	-5	+5	2.8
+12.8	-5	3.4	-1	+6	12.7	-4	+1	6.6	-5	+6	0.8
+13.6	-5	0.8	-1	+4	12.5	+4	+11.4	0.5	-5	+7	1.4
+13.6	-4.2	2.5	-1	+2	6.9	+4	+11	1.2	-6	+1	5.8
+4	-8.6	3.9	+1	+2	7.0	+4	+9	9.7	-6	-1	2.2
+4	-9.4	1.6	+1	+4	11.7	+4	+7	5.8	-6	-2	0.5
+4.8	-8.6	3.4	+1	+6	12.7	+4	+5	7.8	-7	0	4.7
+4.8	-7.8	5.2	+1	+8	13.2	+5	+4	8.5	-8	0	5.0
+6	-7.8	2.9	+1	+10	12.9	+5	+6	2.6	-9	0	3.4
+7	-7.6	1.6	+1	+12	8.8	+5	+8	4.5	-1	+12	1.4
+8.5	-2.5	6.8	+1	+15	0.5	+6	+10	2.2	-0.8	+13	1.6
+6.4	+1	8.7	+2	+14	4.0	+6	+8	1.6	-1	+14	2.2
+6.9	+1	9.0	+2	+13	5.7	+7	+4	7.2	-6	+2	3.5
0	+14.6	2.1	+2	+11	8.4	+8	+5	1.3			
0	+13	5.8	+2	+9	13.2	+9	+4	4.0			
0	+11	9.8	+2	+7	12.8	+10	+4	1.0			

ration of some members of the Geological Committee and a number of other workers for the first time dealing with the work of a torsion-balance.

The instruments were mounted upon three bricks symmetrically laid on ice. The pavilion was installed on slides and hand-driven from station to station. To that purpose special sledges were constructed. Three stations in average were secured every day, yet on some days, when instruments were running accurately, four or even five stations were obtained. In spite of low temperature reaching  $-32^{\circ}\text{C}$ , the Bamberg variometers worked quite satisfactorily.

The observations of central and coastal points were not corrected for the topographic effect, and the normal influence of the terrestrial ellipsoid was accepted as

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} = -7.1; \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -2.6.$$

The results of the first and the second series of observations are given in Tables 1 and 2. Vertical columns contain the numbers of stations, the rectangular co-ordinates  $x$ ,  $y$  (unit = 25 m), the positive axes  $x$  and  $y$  being directed southward and westward, the mean day temperature, the anomalous gradient values:  $2V_{xy} = 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}$ ;  $V_{\Delta} = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$ ;  $R$ ;  $\lambda$ ;  $V_{xz} = \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}$ ;  $V_{yz} = \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z}$

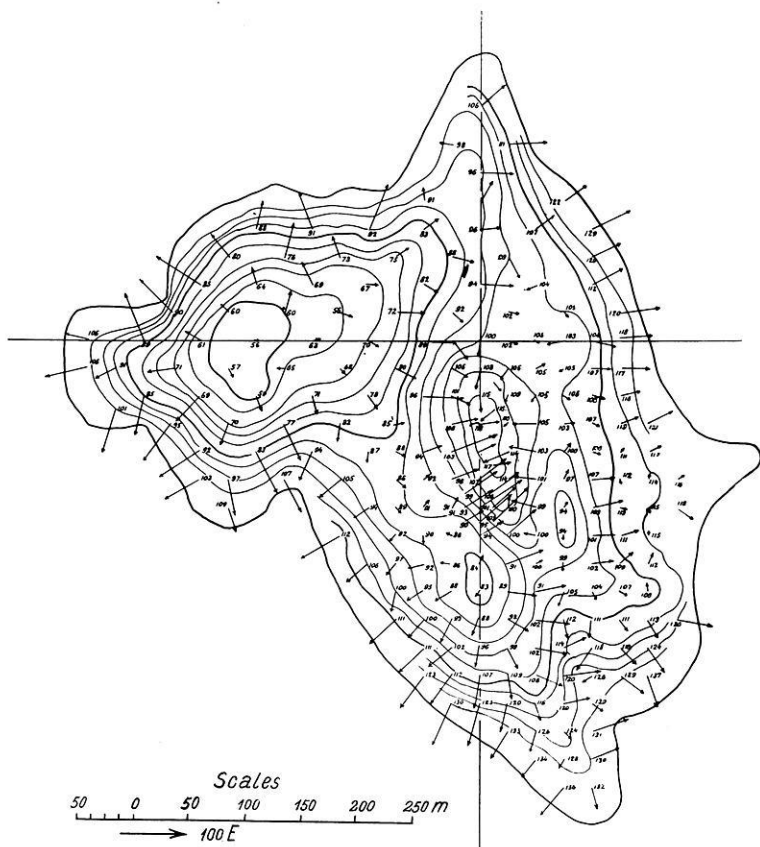


fig. 2. Gravity observations on Shuvalovo Lake 1927-28.  
Map of vectors of gravity variations; isogams through  $5 \cdot 10^{-5}$  C. G. S.  
Gravity value in  $10^{-5}$  C. G. S.

in  $10^{-9}$  (C. G. S.); the depth  $H$  in meters; the gravity anomaly  $\Delta g$  in units  $10^{-5}$  cm sec $^{-2}$ , and finally the residual errors of  $\varepsilon_1$  and  $\varepsilon_2$  for solution of conditional equations (see p. 287).

From comparison of observations of the 1st and 2nd series, secured with different instruments at a year's distance at 23 common points, the mean error of one gradient  $V_{xz}$  and  $V_{yz}$  proved to be equal to  $\varepsilon = \pm 2 \cdot 10^{-9}$ .



In Table 3 are given supplementary measurements of  $H$  (in meters) at points where no gravimetric observations were executed, in order to secure more accurate drawing of isobaths.

The gravity anomaly  $\Delta g$  is obtained by means of numerical integrating of gradients  $V_{xz}$  and  $V_{yz}$ , the mark at the point with co-ordinates  $x = y = 0$

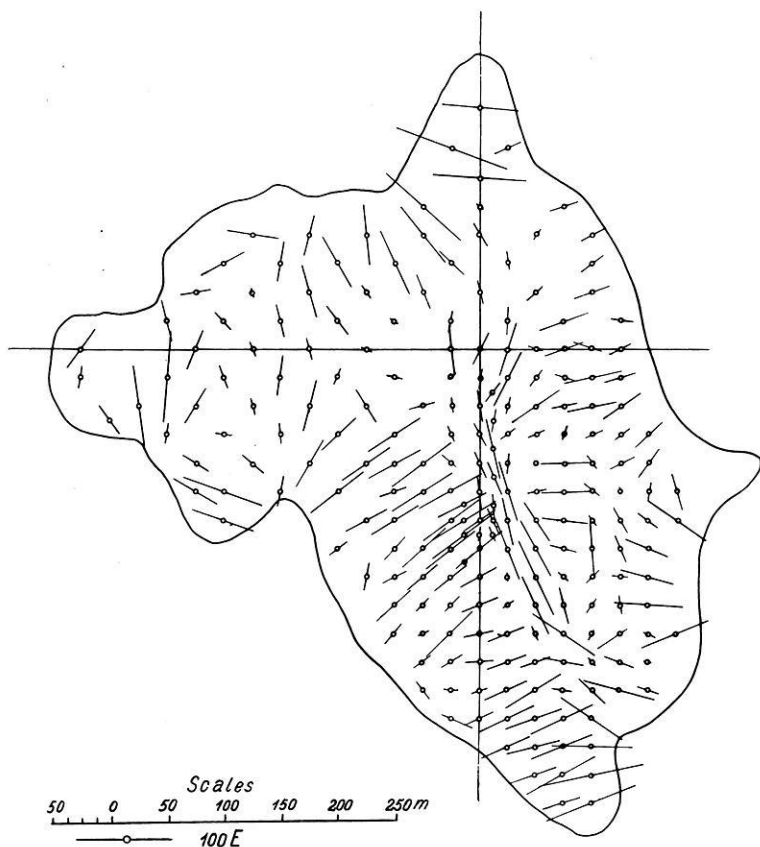


fig. 3. Gravity observations on Shuvalovo Lake 1927-28.  
Map of curvature gradients.

being conditionally accepted as equal to  $\Delta g = 100 \cdot 10^{-5} \text{ cm sec}^{-2}$ . Integrating was performed by contours, passing from one point to another with equal distribution of errors on closing single contours.

In fig. 1 are given the horizontals of the lake bottom (isobaths) through every 1 m with depth marks in decimeters. In fig. 2 is shown the plan of vectors of gravity variations in the 2nd series with 35 complementary points of the 1st series, marked in the 1st table with asterisk. Isogams (lines of

equal anomaly) are drawn through every  $5 \cdot 10^{-5}$  cmsec<sup>-2</sup>. Finally, in fig. 3 gradients of curvature  $R$  and  $\lambda$  are given, computed after formulae:

$$R \cos 2\lambda = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2},$$

$$R \sin 2\lambda = 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}.$$

The graphic representation of the results of the 1st series of observations (1927) shows in general lines the same picture as that obtained from the total of observations of both series.

Comparing the maps of isogams with that of depths we state their almost complete identity. The place of greatest depth ( $h = 13.2$ ) possesses the minimum gravity value  $\Delta g = 56 \cdot 10^{-5}$ ; on the contrary, at the sand-bank in the centre of the lake ( $h = 1.2$ ) the maximum anomaly  $\Delta g = 137 \cdot 10^{-5}$  is observed. But for the eastern part, where the coastal effect appears, isogams and isobaths are well corresponding.

In order to compare the anomalies of  $\Delta g$  with depth  $h$ , we may approximately put that

$$\Delta g = a + bh + cx + dy \dots \dots \dots (1)$$

The coefficient  $a$  depends upon the accepted mark  $\Delta g$ . Coefficient  $b$  can be drawn from theoretical considerations. In fact, the horizontal layer with density  $\delta$  and thickness  $h$  of infinite strike calls forth at an arbitrary point the gravity

$$\Delta g = 2k^2 \pi \delta h \dots \dots \dots (2)$$

where  $k^2 = 667 \cdot 10^{-10}$  is the attraction constant. Thus the coefficient  $b$  can be computed from the formula

$$b = 2k^2 \pi \delta = 42\delta \cdot 10^{-8} \text{ (C. G. S.) } \dots \dots \dots (3)$$

if the difference of densities  $\delta$  of the layer and the envioning masses is known. The coefficients  $c$  and  $d$  determine the effect of "deep geology" and yield a systematic linear variation of gravity over the whole area of the lake, proportional to co-ordinates.

In order to determine the coefficients  $a, b, c, d$ , we composed 59 and 189 conditional equations of the form (1) from the numerical data of Tables 1 and 2.

The normal equations for observations of the 1st series of 1927 have the following appearance:

$$\left. \begin{array}{l} 59 \ a + 411.6 \ b + 172 \ c + 98 \ d = 5805 \\ 411.6 \ a + 3495.58 \ b + 1154.4 \ c + 1200.4 \ d = 3695.7 \\ 172 \ a + 1154.4 \ b + 1864 \ c - 252 \ d = 19558 \\ 98 \ a + 1200.4 \ b - 252 \ c + 1724 \ d = 4320 \end{array} \right\} \dots \dots (4)$$

and for the second series of 1927/28:

$$\left. \begin{array}{l} 187 \ a + 1128.5 \ b + \ 999 \ c - \ 55 \ d = \ 19 \ 331 \\ 1128.5 \ a + 8282.85 \ b + \ 5990.4 \ c + \ 487.0 \ d = \ 109 \ 998.5 \\ 999 \ a + 5990.4 \ b + 10 \ 024 \ c - 1574 \ d = \ 110 \ 130 \\ - 52 \ a + \ 487.0 \ b - \ 1574 \ c + 3562 \ d = -13 \ 290 \end{array} \right\} \dots (5)$$

On solving the equations let us consider two cases:

1st case:  $c = d = 0$  (linear variations of  $\Delta g$  neglected)

$$\begin{array}{l} 1927 \ a = 138 \pm 4; \ b = -5.67 \pm 0.49; \ \sum \varepsilon^2 = 8553; \ \varepsilon_1 = \pm 12.2 \\ 1927/28 \ a = 131 \pm 2; \ b = -4.52 \pm 0.21; \ \sum \varepsilon^2 = 15116; \ \varepsilon_1 = \pm 9.0 \end{array}$$

2nd case:

$$\begin{array}{l} 1927 \ a = 127 \pm 2; \quad b = -4.27 \pm 0.27; \quad c = +1.16 \pm 0.15; \\ \quad \quad \quad d = -1.60 \pm 0.18; \quad \sum \varepsilon^2 = 1742; \quad \varepsilon_2 = 5.6 \\ 1927/28 \ a = 121 \pm 0.8; \quad b = -4.01 \pm 0.1; \quad c = +1.18 \pm 0.07; \\ \quad \quad \quad d = -0.90 \pm 0.08; \quad \sum \varepsilon^2 = 3458; \quad \varepsilon_2 = 4.3 \end{array}$$

The residual errors  $\varepsilon_1$  and  $\varepsilon_2$  are given for both cases in the latter columns of Tables 1 and 2. The mean error of unit weight is equal to  $\varepsilon_1 = \pm 12.2$  and  $\varepsilon_2 = \pm 5.6$  for the 1st series;  $\varepsilon_1 = \pm 9.0$ ,  $\varepsilon_2 = \pm 4.3$  for the second series. On the ground of the above values the average errors of unknown quantities are computed by means of common formulae of the least square method.

In the first place we have to note that the introduction of the members  $cx + dy$  into the equations considerably improved the result of the representation and the sum of squares of residual errors fell from 8553 to 1742 for the year 1927, and from 15116 to 3458 in 1927/28. Thus, undoubtedly, a general variation of gravity occurs and must be taken into consideration if we intend to study the distribution of gravity over a given area in relation to local effects.

Confronting the obtained value of the coefficient  $b = -4.1$  for  $h$  expressed in meters and of  $\Delta g$  in  $10^{-5}$  cm sec<sup>-2</sup>, with the theoretical value [see Formula (3)], we can calculate the density difference  $\delta$  of water and the lake bottom. In fact, we have

$$\begin{array}{l} \text{according to observations of 1927} \quad \delta = \frac{4.1}{4.2} = 0.97, \\ \text{'' '' '' '' 1927/28} \quad \delta = \frac{4.3}{4.2} = 1.03. \end{array}$$

i. e. a value for density difference, near to reality. This confirms the correctness of the theoretical Formula (3) and, consequently, in cases where the density difference of two rocks is known, we are enabled, on the ground of approximate formula

$$\Delta h = h - h_0 = \frac{\Delta g - \Delta g_0}{42\delta} 10^8 \text{ (C. G. S.)} \dots \dots (6)$$

to determine the differences of depths in dependence of the difference of gravity anomaly at two points.

In the table below, the difference  $\Delta h$  (in meters) is shown after the argument of density  $\delta$ , putting the difference of gravity anomalies  $\Delta g - \Delta g_0 = 0.001 \text{ cm sec}^{-2}$ .

Table 4.

$\delta$	$\Delta h$ (meters)	$\delta$	$\Delta h$ (meters)
0.0	—	0.6	40
0.1	238	0.7	34
0.2	119	0.8	30
0.3	79	0.9	26
0.4	60	1.0	24
0.5	48	2.0	12

The general variation of gravity on the area of the Shuvalovo Lake, on the ground of coefficients  $c$  and  $d$ , will be equal:

according to data of the 1st series, to  $\frac{\Delta g}{\Delta S} = 1.16 \cos \alpha - 1.60 \sin \alpha$   
 $\Delta g$  in  $10^{-5} \text{ cm sec}^{-2}$ ,

" " " " " 2nd " "  $\frac{\Delta g}{\Delta S} = 1.18 \cos \alpha - 0.90 \sin \alpha$   
 $\Delta S$  in 25 mm

in the direction of azimuth  $\alpha$ . This variation is reaching its maximum value of  $0.0008 \text{ cm sec}^{-2}$  to 1 km in the direction of azimuth  $\alpha = 306^\circ$  (SO) according to observations of 1927 and of  $0.0006 \text{ cm sec}^{-2}$  to 1 km in the direction  $\alpha = 323^\circ$  according to observations of 1927/28.

If we know the coefficients  $a, b, c, d$ , we can, by means of equation (1) determine the depths at points where the gravity anomaly  $\Delta g$  is known. The mean quadratic error of determination will be equal to  $\epsilon_1/b = \pm 2 \text{ m}$  or  $\epsilon_2/b = \pm 1 \text{ m}$ .

Thus, taking into account the general variation of gravity we double the accuracy of determination of the lake bottom.

The representation of the gravity anomaly in the form of Formula (1) is possible only in case of one contact surface (bottom of the lake) dividing the rocks of different densities. In the case of several contact surfaces situated at different depths, we get a summary idea and no interpretation, theoretically spoken, is possible.

The equations (1) and (3) in the case of several surfaces of divide can be written down as follows:

where 
$$\left. \begin{aligned} \Delta g &= a + 2\pi k^2 h \delta + cx + dy, \\ h \delta &= h' \delta' + h'' \delta'' + \dots \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

is the mean effect of all layers, which may be secured as the result of gravimetric observations. It is natural that in order to find the  $h'$  sought for one layer, we must on the ground of Formula (7) know  $\delta'$ ,  $h''$  and  $\delta''$  a. s. o. for all other layers. Only in the particular case of two surfaces, resting unconformably, when the effect of the deep layer calls forth a linear variation of gravity, we may try to interpret the results after having excluded the effect of "deep geology" \*).

The residual errors of  $\varepsilon_2$  when solving the conditional equations (1), are far from being occasional. Should they be represented graphically, it would be seen, that near the coasts we have mainly positive values and in the centre of the lake, above the depression, a group of negative values. Such systematic alternation of signs is observed over the whole area of the lake and depends on the one hand, upon integrating system, unestimated coastal effect, and finally and mainly, upon more complicate effect of the underground relief upon  $\Delta g$  than a simple proportional dependency on depth  $h$ .

In possession of the underground relief in the first approximation, we can go over to the second approximation and compute the effect of the relief  $\overline{\Delta g}$  according to formulae like those we are using when estimating the effect of topographic masses upon the variometer observations\*\*).

The variation of difference  $\sigma = \Delta g - \overline{\Delta g}$  from some mean value will indicate what correction of  $\Delta h = -\sigma/b$  is to be introduced into the preliminary values of depths  $h$ .

---

## Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,

Dresden, 3. bis 5. Oktober 1929.

### Zur Erforschung der ersten 100 km Erdkruste.

Von **J. Koenigsberger**. — (Mit einer Abbildung.)

§ 1. Die gewaltigen Fortschritte von Relativitäts- und Quantentheorie haben bewirkt, daß Sterne, die Millionen von Lichtjahren entfernt sind, uns besser bekannt sind als das Erdinnere, ja sogar besser als die unmittelbar benachbarte feste Erdkruste von 50 bis 100 km Dicke. Zur Entschuldigung kann aber dienen: das wichtigste Hilfsmittel der astronomischen Analyse, die Strahlung jeder Art, auf welche sich die meisten Sätze der Relativitäts- und Quanten-

---

\*) B. Numerov: Results of gravity observations in the region of Grosny. Bull. Astr. Inst. 1929, No. 23 (Russian).

\*\*) Derselbe: Reduction of observations with gravity variometer for topography. Ebenda 1927, No. 17 (Russian).

theorie beziehen, fehlt der Geophysik. Nur in der Physik der Atmosphäre und der Geochemie bestehen zunächst Anwendungsmöglichkeiten der neuen Theorien. Man weiß auch von dunklen\*) Sternen, wie die Erde, fast nichts, und von den dichten Sternen sind nur Oberflächeneigenschaften bekannt. Über die Erde ist man doch immerhin so genau unterrichtet, daß jene interessanten Stabilitätsbedingungen, wie sie z. B. Jeans entwickelte, nichts Neues bringen können. Jedenfalls ist die Sachlage heute wohl die, daß man bei der Erforschung der Erde nicht so sehr mit weitreichenden Theorien, als mit mühsamer Kleinarbeit vorwärts kommt.

Es besteht nicht nur ein wissenschaftliches, sondern ein allgemein kulturell-wirtschaftliches Interesse an der Kenntnis der oberen Erdkruste, ebenso wie an den Studien über Klimaänderungen. Man braucht nur daran zu denken, daß die Zeit der jüngsten großen tektonischen Bewegungen z. B. in Süddeutschland noch in bekannte Zeiten menschlicher Vorgeschichte fällt, daß wir aber über deren Ursache wie über die der Klimaänderungen kaum Vermutungen anstellen können, nicht wissen, ob und wann solche Vorgänge sich wiederholen. Unsere großen modernen Kulturwerke, Städte, Wasserkraftanlagen usw., sind aber empfindlicher als die Bauten früherer Zeiten.

Im vorliegenden, auf die ehrenvolle Aufforderung des Vorstandes der Gesellschaft gehaltenen Referat wird kurz versucht, im wesentlichen auf Grund bekannter Tatsachen, ein statisches Bild der oberen Erdkruste zu skizzieren. Es ist nicht möglich, auch nur oberflächlich alle wichtigen Ergebnisse anzuführen. Manches steht auch noch nicht fest. Es muß um Entschuldigung gebeten werden, daß nur einiges herausgegriffen wird.

§ 2. Die Erforschung der physikalischen Eigenschaften der Erde, dieses einmal gegebenen kompliziert zusammengesetzten Körpers, und die Beschreibung der Erde mit Hilfe ihrer physikalischen Eigenschaften stehen in engem Zusammenhang mit der Geschichte der obersten Erdkruste. Die Geologie ist daher für die Geophysik eine unentbehrliche Hilfswissenschaft, so wie es umgekehrt die Geophysik für die Geologie ist. Die Erforschung der oberen Erdkruste braucht als grundlegende Anhaltspunkte eine Anzahl geologisch-petrographischer Tatsachen. Dagegen sind die sehr anregenden und bedeutungsvollen geologisch-geophysikalischen Hypothesen nicht Grundlagen, sondern Folgerungen, die der Geophysiker seinerseits zu prüfen hat, so z. B. Argands und Staubs großzügige Hypothesen über das Ausmaß und die Tiefe der alpin-mediterranen Zusammenschübe und die Entstehung der eurasiatischen und afrikanischen Kettengebirge, J. Jolys Hypothese der radioaktiven zyklischen Aufschmelzungskatastrophen, Simrocks Pendulationshypothese, A. Wegeners Hypothese der Kontinentwanderungen usw.

---

\*) „Dunkel“ bedeutet, daß die Strahlung dieser Sterne die Erdatmosphäre kaum durchdringt.

Von geologischen Ergebnissen\*) dürfen vielleicht folgende verwandt werden:

1. Es gibt größere Teile der Erdkruste, Block oder Schild genannt, die seit der ältesten Zeit von keinen großen tektonischen Bewegungen ergriffen wurden; die kontinentalen Blöcke\*\*) wurden immer nur, und zwar nahezu parallel, zeitweise gehoben und dann dem Geoid entsprechend erodiert, nur selten etwas zerbrochen.
2. Die Schilde werden umrandet von Schelf, von gleichmäßig epiorogenetisch auf und ab bewegten und oft ozeanisch überfluteten Stücken der Erdkruste, in denen längs bestimmter Linien auch stärkere tektonische, orogenetische Veränderungen, z. B. Faltungen, auftraten. Nach dem Ausmaß der Tektonik wird stabiler und labiler Schelf unterschieden.
3. Am stärksten wird die Geosynklinale bewegt, die örtlich und zeitlich in den labilen Schelf übergeht, sie wird von großen intrusiven und extrusiven Gesteinsmassen erfüllt; sie hat starke horizontale Zusammen- und Übereinanderschübe und Zerrungen erfahren.
4. Es gibt nach dem Kambrium unter anderen drei Zeiten größerer Gebirgsbildung in Europa: a) zwischen Ende Silur bis Anfang Devon, b) Ende Karbon bis Anfang Perm, c) Ende des Mesozoikums bis kurz vor die prähistorische Zeit. Die Dauer und Zeitabstände dieser orogenetischen Vorgänge sind, nach der radioaktiven Methode gemessen größenordnungsmäßig zeitlich ähnlich. — Die Flächen der Gebiete der Gebirgsbildung haben sich mit der Zeit verkleinert.
5. Die ältesten obergelologischen Formationen, das Archäikum, bestehen überall, soweit sichtbar, und zwar seit der ältesten Zeit, vor allem aus kristallinen Schiefen, und zwar solchen, die über 400°, aber unter 900° erhitzt wurden. Es ist eine anfänglich wiederholt durchbrochene und teilweise halb aufgeschmolzene und wieder verfestigte Erstarrungszone. Die Gebiete neugebildeter kristalliner Schiefer der oberen Formationen sind im Laufe der Erdgeschichte kleiner geworden.
6. Die Linien tektonischer Störungen an der Erdoberfläche aus einer bestimmten geologischen Zeit haben angenähert gleiche Richtung.

Diese Tatsachen führen zu geophysikalischen wichtigen Folgerungen:

- a) Aus 1., 2., 3., 6.: Die feste Erdkruste ist nicht gleichmäßig gebaut, ist kein vollkommen festes Gewölbe, aber auch keine völlig hydrostatisch zu behandelnde Schicht, wie das etwa eine Sandkörnerschicht auf heißem Asphalt wäre.
- b) Aus 3., 4.: Die oberen 100 bis 400 km der Erde müssen in sich Ursachen für starke Bewegungen haben. Die Annahme einer durchweg

---

\*) Hier ist von der Angabe der Namen der Forscher abgesehen, weil eine sachgemäße Angabe zu weit führen würde.

\*\*) Es gibt vielleicht auch ozeanische Blöcke, die sich meist nur senken.

kristallinisch festen, 1000 km tief reichenden Lithosphäre, die von bedeutenden Geophysikern gemacht wurde und rein geophysikalisch wohl möglich wäre, scheint dem nicht entsprechen zu können.

- c) Aus 4., 5.: Die feste Erdkruste ist allmählich seit dem Archäikum dicker und in vielen Teilen stabiler geworden. Jolys Hypothese periodischer Wiederaufschmelzung könnte sich vor allem auf das sehr lange dauernde Archäikum beziehen.

§ 3. Schon bei diesen ersten Folgerungen erhebt sich die Frage, ob nicht die geophysikalischen Beobachtungen die Annahme einer flüssigen Magma- oder plastischen Gesteinszwischen-schicht ausschließen\*). Das ist die Ansicht einiger Forscher (Jeffreys 1925, St. Mohorovičić). Die Hypothese von Airy, das Schwimmen fester Schollen auf dem Magma, zu welcher Annahme die Geologen neigen, würde damit hinfällig. Das ist noch kein Gegenbeweis; denn die Schwermessungen verlangen in der Hauptsache diese Deutung nicht. Eine ideale Flüssigkeit oder vollkommen plastischer fester Körper darf aber keine Righeit (Widerstand gegen scherende Kräfte) besitzen, kann daher keine elastischen Transversalwellen leiten. Die transversalen seismischen Wellen aus der Tiefe gehen oben ohne starke Schwächung durch ein etwaiges flüssiges Magma durch. Ob aber für eine der  $S^-$ ,  $S^x$ ,  $S$ -Wellen eine wesentlich geringere Intensität festzustellen ist, sei dahingestellt. Es sei angenommen, daß alle Transversalwellen gleichmäßig vorhanden sind. Weiter aber haben die direkten Beobachtungen von Hecker über Ebbe und Flut der Erdkruste und die astronomischen Messungen der etwa 420 tägigen Periode umfassenden Newcombs der Polhöhen-schwankung, zusammen mit den mathematisch-theoretischen Folgerungen von Hough, Herglotz, Love, Schweydar\*\*) eine bestimmte Righeit ergeben. Eulers Periode für eine völlig starre Erde ist 304 Tage. Wiechert hat darauf hingewiesen, daß gegenüber längeren Zeiträumen die Righeit nicht mehr bestehen muß. Dieser Ansicht darf man sich anschließen. Nimmt man käufliches festes Paraffin bei  $20^0$  als modellgetreue Vergleichssubstanz, so wären lange Zeiten für das Magma 100 bis 10 000 Jahre. Für die langen Perioden der Nutation und Präzession scheint der Unterschied der Wirkung einer mit mittleren Konstanten elastischen, statt starren Erde nach den Berechnungen von Schweydar so klein zu sein, daß er der Wahrnehmung entgeht. Doch ist die Frage noch offen, ob der Fall einer elastischen Erde mit dünner, teilweise plastischer oder flüssiger Zwischenschicht nicht da doch beobachtbare Unterschiede, evtl. Erdbebenperioden ergäbe und so eine Entscheidung ermöglichte (Tams, Sieberg). Die heute noch erfolgende Hebung von Skandinavien nach dem Abschmelzen der Eisdecke und anderes lassen auf Relaxationszeiten in der Größen-

\*) Das Fließen von Lava ist bekanntlich wegen der Schmelzpunktserhöhung durch Druck kein Beweis gegen festen Zustand in der Tiefe.

\*\*) Die Kompensation von Ebbe und Flut in dem eingeschlossenen Magma kann nach O. Fisher auch durch die im Magma absorbierten Gase erfolgen.



ordnung von  $10^4$  Jahren schließen. Die Flüssigkeit wäre also keine ideale, sondern besitzt wie andere aus komplizierten Molekeln zusammengesetzte Flüssigkeiten jedenfalls eine zeitbedingte Richtigkeit. Man könnte als Zwischenschicht auch ein kristallines Gestein annehmen, das plastisch ist bei Kräften, die über  $10^8$  Jahre dauern. Die Plastizität von Mineralien und Gesteinen nimmt mit steigender Temperatur zu, bei letzteren besonders stark von etwa  $800^\circ$  ab (Rinne, Endell). Theoretisch sollte außerdem bei zunehmender Kompression durch Druck zunächst die Relaxationszeit für feste und flüssige Körper wachsen. Daher ist ein Minimum der Relaxationszeit in bestimmter Tiefe und damit eine maximal plastische Zwischenschicht in durchweg fester Lithosphäre möglich (vgl. aber § 5, Schluß); sie kann aber wohl nicht in so geringer Tiefe liegen, daß die Kontinente (im Gegensatz zum Tiefseeboden) auf ihr schwimmen.

Man wird danach annehmen dürfen, daß eine dünne Zwischenschicht der Erde zähflüssig oder plastisch ist, eingeschlossen zwischen der vielerorts zerstückelten, aber nicht ganz der Festigkeit entbehrenden Erdkruste und der vielleicht kristallinen, jedenfalls äußerst zähen Hauptmasse der Lithosphäre in der Tiefe. Diese flüssige Schicht, deren Richtigkeit für Newcombs Polhöhenperiode schon nicht mehr so groß ist wie die der sie einschließenden Schalen, kann Spannungen hervorrufen, worauf der von V. Conrad gefundene Zusammenhang mit einer Periode der Erdbebenhäufigkeit gleicher Größe deutet. Dagegen ist eine periodische Schwankung in Lavaseen nicht beobachtet, schon weil hier kein direkter Zusammenhang mit der Tiefe besteht. Jedenfalls kann man nicht allgemein von einer Richtigkeit in der Erde sprechen, sondern muß sie auf bestimmte Zeit beziehen. Für kurze Perioden gilt z. B. die Berechnung von Haalck.

§ 4. Wo ist die obere Grenzfläche fest-flüssig zu suchen? Hierzu sind Druck und Temperatur mit ihren Fehlergrenzen abzuschätzen. Wenn die Dichte bis 100 km gleichmäßig mit 3.0 eingesetzt wird, beträgt der Fehler nicht über  $\pm 20$  Proz. Rechnet man danach den Druck in Atmosphären hydrostatisch aus, so erhält man die Zahlen unter I.

km	I	II		III		IV		V	
	$p$	$p_r$	$p_t$	$p_r$	$p_t$	$p_r$	$p_t$	$p_r$	$p_t$
0	0	0	39 500	0	320	0	83 800	0	200 000
30	9 000	12 500	404 100	13 470	5 156	—	—	9000	300 000
40	12 000	—	—	—	—	12 580	93 500	—	—
100	30 000	—	—	34 570	13 230	31 480	108 300	—	—

Da die Erdkruste nach den geologischen Tatsachen eine, wenn auch nicht große nachweisbare Festigkeit besitzt, seien einige für diesen Fall von Feuerstein unter verschiedenen Voraussetzungen (man müßte für die Grenzbedingungen eigentlich die Vorgeschichte kennen) ausgerechnete radiale  $p_r$ - und

tangentiale  $p_t$ -Drucke mitgeteilt\*). Man sieht, daß der Unterschied für  $p_r$  nicht groß ist;  $p_t$  muß dieselbe Größenordnung wie  $p_r$  haben\*\*). Mit Rücksicht hierauf und auf die Dichte wird der Fehler eines Mittelwertes  $p_r$  von 14000 Atm. bei 40 km und von 30000 Atm. bei 100 km etwa  $\pm 30$  Proz. sein.

Der mittlere geothermische Gradient ist in Europa in den ersten 2 km etwa  $30^\circ$  pro Kilometer in den Fehlergrenzen von  $\pm 10$  Proz., in Nordamerika vielleicht etwas kleiner, in Südafrika vielleicht erheblich kleiner, in Australien, soweit aus den wenigen durch Nebenumstände stark beeinflussten Werten ersichtlich, ähnlich wie in Europa; in Asien und unter dem Pazifik ist der Gradient meist unbekannt. Der Gradient wird durch verschiedene Umstände, z. B. inhomogene Wärmeleitfähigkeit, Wärmequellen, z. B. Öl, Kohle, Vulkanismus, mehr oder minder stark beeinflusst (M. Mühlberg und der Verfasser), dagegen, wie sich einwandfrei mathem.-physikalisch nachweisen läßt, nicht durch den stärksten Wechsel der Gesteinsradioaktivität (Gehalt an Ur-, Th-, K-Isotop) in den ersten zwei Kilometern, entgegen der Behauptung von Joly. In der alpinen Geosynklinale ist der Gradient, wie sich aus den Tunnelmessungen mit Sicherheit entnehmen läßt, auf  $\pm 15$  Proz. derselbe wie anderwärts in Europa (E. Thoma und der Verfasser); die Zwischenschicht liegt also da nicht höher.

Zu den Unterlagen aus der Geothermik gehört noch die Tatsache, daß die Anfangstemperatur mancher ausfließender Laven an der Erdoberfläche nahe über dem Schmelzpunkt der erstarrten Lava und weit über dem Erstarrungspunkt liegt; flüssige, nicht erstarrte Laven werden von 1400 bis 1700° beobachtet. Diese hohe Temperatur ist teilweise durch Gasreaktionen (Day, Jaggar) und durch Reibung nahe der Lavoberfläche verursacht, aber wohl nicht ausschließlich; zu berücksichtigen ist dabei, daß etwas unterhalb die entweichenden Gase Abkühlung der Lava verursachen. Die hohe Temperatur ist auch ein Haupthindernis gegen Stübel's Hypothese von den seit Erstarrungsbeginn hochgelegenen peripheren Herden des bei Druckentlastung flüssigen Magmas. Bezüglich der radioaktiven Wärmeentwicklung ist die Tatsache von Bedeutung, daß der Gehalt an radioaktiven Substanzen einschließlich des Kaliumisotops mit zunehmender Basizität der Gesteine abnimmt, und daß die Meteoriten sich dieser Regel fügen.

Hieraus ergibt sich zunächst: die Temperaturgrenzen, also auch die etwaige Grenze (fest gegen plastisch—zähflüssig), haben innerhalb Europas, auch in der alpinen Geosynklinale, ungefähr dieselbe Tiefe ( $\pm 15$  Proz.) und sind nicht er-

---

\*) Fall II: die Erde ist kompressibel, elastisch, auch oben völlig fest, was nicht zutrifft,  $p_t$  ist unmöglich groß. — Fall III: inkompressibler Kern, flüssiges Magma, kompressible feste Schale und Grenzannahmen, ist am wahrscheinlichsten. — Fall IV: hydrostatischer geschichteter Kern und entsprechender hydrostatischer Mantel, beide komprimierbar, feste elastische komprimierbare Schale, gibt viel zu große  $p_t$ . — Fall V: elastisch fester Kern und fester komprimierbarer Mantel, gibt auch unmöglich große  $p_t$ .

\*\*) Dies verlangen die im Laboratorium gemessenen Druck- und Zugfestigkeiten.

hebblich verschieden in Nordamerika und Australien. Bei der Extrapolation der Gradienten von 2 km auf 40 km ist die Radioaktivität und deren Änderung mit der Tiefe zu berücksichtigen (Verfasser, H. Jeffreys). Nach den neuesten Berechnungen von L. H. Adams (als Sial-Sima-Mittelwert der thermischen Eigenschaften, aber mit zu kleiner Abnahme  $a$  und unter Vernachlässigung der experimentell festgestellten Abnahme von  $K$  mit  $T$ ) ergibt sich die Temperatur  $T_r$  (Tabelle).  $T$  ist zur Vergleichung ohne Berücksichtigung der Radioaktivität usw. gerechnet.

km	$T_r$	$T$
50	850	1500
100	1200	3000

In der festen Kruste sind meines Erachtens für 50 km etwa 1100°, für 70 km etwa 1400° in Europa anzusetzen. Der Fehler kann aber  $\pm 30$  Proz. betragen.

§ 5. Zur weiteren Erörterung sind einige von den Petrographen in der Natur und experimentell im Laboratorium ermittelte Tatsachen heranzuziehen: 1. Als eine feststehende Differentiationsursache bei der Erstarrung muß das Absinken der zuerst ausgeschiedenen schweren Kristalle in das tiefere heißere Magma betrachtet werden. Das abdifferentiierte Magma schwimmt auf dem basischen und erstarrt, sich an der vorhandenen festen Kruste ansetzend\*). Diese Differentiation hat Jeffreys bei seinen Voraussetzungen noch nicht berücksichtigt. Danach ist die Kruste saurer und somit weniger dicht als das Magma (Schwimmer). Ob das aus gaserfülltem Magma auskristallisierende saure Gestein nebst dem zurückbleibenden Magma, in das die schwersten Kristalle versinken, ein größeres oder geringeres Volumen als das ursprüngliche einheitliche Magma hat, ist weder für Laboratoriumsbedingungen noch für die Tiefe bis jetzt zu ermitteln. 2. Noch nicht in Frage kommt hier die petrographische Einteilung in atlantische (Schelf) (Na, K, Ca), pazifische (orogene Geosynklinale, Na, K) und mediterrane (K) Magmen, da sich bis jetzt weder örtlich noch zeitlich ausgedehnte scharfe Trennungen der betreffenden Intrusionen ergeben haben. Auch eine gesetzmäßige Änderung der Zusammensetzung der Erdkruste eines Gebiets mit der Tiefe ist bis in etwa 10 km nicht festgestellt. 3. Unbekannt ist die Änderung der Differentiations- und Erstarrungstemperaturen durch Druck in einem, wenn auch schwach (0.5 bis 1 Proz.)  $H_2O$  enthaltenden Magma. Die Schmelzpunkterhöhung eines trockenen Gesteins dürfte nach den vorhandenen Laboratoriumsdaten für den oben erwähnten Druck von 14 000 Atm. etwa 50 bis 100°, für 30 000 Atm. etwa 100 bis 150° betragen.

Unter Berücksichtigung aller vorerwähnten Daten dürfte die Grenze glasflüssig-kristallisiert irgendwo zwischen 50 km und 100 km erreicht sein, entsprechend der Anschauung von Daly. — Das vom Sial scharf getrennte Sima,

\*) Ganz saures Magma kann weiter abdifferentiiert und in Nestern flüssig bleiben, denn die Granite haben (J. H. L. Vogt) die niedrigste Erstarrungstemperatur, etwa 1000°.

wie es die Seismik ergibt (Grenzfläche 3), läßt sich nur durch Differentiation bei teilweiser Erstarrung und Auskristallisation aus flüssigem Magma erklären. Auch das Alter der Grenzstoffe spricht für letzteres (v. Hevesy). — Hierbei könnte etwas Sial noch halbflißig auf dem Sima schwimmen, die Grenzzone festflüssig (K M) etwas höher als 3 liegen. Für die Erdbebenherde könnte auch noch die Zone stärkerer Plastizität im festen Sial in Frage kommen.

§ 6. Das Bild läßt sich aber genauer skizzieren auf Grund der neueren seismischen Beobachtungen und Schlüsse von Conrad - Gutenberg - Jeffreys - A. und St. Mohorovičić; die Ergebnisse beruhen vor allem auf den Longitudinalwellen:  $P$  (5.5 km/sec)  $P^x$  (6.2)  $P$  (7.9), und zwar anscheinend übereinstimmend in Mitteleuropa und Japan bei nicht zu großen Abständen. Sowohl

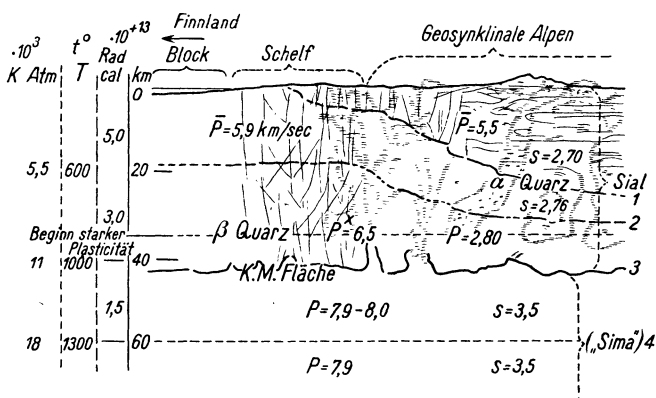


Fig. 1.

die Grenzfläche 3 wie 4 (s. Fig. 1) könnte der unscharfen Erstarrungsfläche entsprechen. Die Differentiation würde eher für 3 sprechen. Die früher erwähnten Tatsachen lassen beide Möglichkeiten zu.

Aus den seismischen Beobachtungen hat sich noch die wichtige Tatsache ergeben, daß bei den mit zuverlässigen Methoden, auch in den neuerdings von Inglada bearbeiteten Fällen die Tiefe von Herdpunkten und -linien zwischen 25 und 50 km liegt, auch in Japan 26 bis 40 km \*).

Es liegt daher nahe, anzunehmen, daß irgendeine Unstetigkeitszone, an der sich diese Vorgänge abspielen, in der Nähe der Herdtiefe liegt, die Erstarrungszone oder die Plastizitätszone.

Unter dem Pazifik fehlt das Sial (Angenheister) oder ist sehr dünn. Man hat dies durch Mondablösung (Osm. Fisher, Pickering) erklären wollen,

\*) Nur in einigen Fällen wäre nach Wadati und Isikawa die Tiefe 300 bis 400 km, vielleicht könnte aber eine vertikale Herdlinie oder ein Doppelstoß oder ein in der Tiefe induziertes Erdbeben die Berechnung erschwert haben. Herdtiefen zwischen 60 und 300 km wurden nicht gefunden.

aber der Mond hat Simadichte. Die Ablösung ist nach C. G. Darwin in viel früherer Zeit erfolgt. Die bisher besprochenen Tatsachen können unter Anlehnung an ein neuerdings von B. Gutenberg entworfenes Bild etwa wie auf Fig. 1 dargestellt werden\*). Manche Schwierigkeiten lassen sich aber noch nicht beseitigen. Die eine Schwierigkeit ist die: geologische Gründe (siehe § 2) fordern, allerdings vielleicht nur scheinbar, eine stellenweise erhebliche Festigkeit der ganzen Kruste, die bei den Laboratoriumsversuchen in dieser Weise nicht gefunden wird. Die zweite Schwierigkeit ist: der Mechanismus der großen Zusammenschübe z. B. in den Alpen S-N, ist noch nicht einmal geometrisch-geologisch vorstellbar, weil Lücken in der Erdkruste oder eine Gesamtkontraktion bisher nicht nachweisbar sind. Etwas erleichtert wird das Verständnis für letzteres durch eine Zusammenfassung von H. Stille, die Rolle der Intrusionsmassen ist dabei noch nicht berücksichtigt. — Die Frage nach den Ursachen der tektonischen Bewegungen (Kontraktion, Dilatation, Unterströmungen) ist noch nicht geklärt.

§ 7. Die Schweremessungen mit Pendel bestätigen verschiedene Züge des Bildes, insbesondere den Unterschied Geosynklinale-Schelf.

Die Schweremessungen in Mitteleuropa kann man noch von einem anderen Standpunkt als von dem der Isostasie betrachten. Verwendet man hierfür (Kossmat) die für Drehwaagemessungen von Eötvös angegebenen Differenzisogammen\*\*) gegen Normal, so kann man die ungefähre Mittelpunktstiefe der Störungen bestimmen, z. B. nach der von M. Born gezeichneten Karte (Verf.). Wenn auch natürlich die unbekannt Form der Einlagerungen von Einfluß ist, so kann sie doch nicht im allgemeinen den Einfluß der Mittelpunktstiefe der Störungen auf den Isogammenabstand verwischen, wobei auch auf eingehendere Berechnungen von R. Schwinner hingewiesen sei.

Die obere Grenzfläche ist nicht scharf. Die Mittelpunktstiefe der meisten Störungen ist größer als 10 km und kleiner als 30 km; manche Störungen reichen bis zu 40 bis 70 km hinab. Diese Zahlen weisen vor allem auf die Zulässigkeit der Hypothese von Pratt; nur wird man keine Dichteänderungen durch Druck annehmen, sondern die Unterschiede eher auf die Verteilung leichter und schwerer Gesteine und den verschiedenen Gasgehalt des Magma in der Kruste zurückführen. Horste können oben schwerer als die Umgebung sein, trotzdem sie infolge Erosion sich heben. Es würde zu weit führen, auf diese Fragen einzugehen. Die Annahme vollkommener Isostasie kann danach nicht überall aufrecht erhalten werden; letzteres ist schon auf andere Weise von Kohl-

---

\*) Zur Erklärung der Grenzfläche 2 hat Daly den Übergang von  $\alpha$ - in dichteren  $\beta$ -Quarz der Gesteine herangezogen. Dann müßte aber 2 ungefähr überall gleich tief liegen. Auch bringt die bekannte Druckabhängigkeit der Umwandlung Schwierigkeiten.

\*\*) Hierbei sind meines Erachtens die drei Korrekturen für Relief, nach Jaye, nach Bouguer anzubringen; es bleibt ein kleiner Fehler, weil die Luftkorrektur für die Störung unbekannt ist,

schütter und von Ansel gefolgert worden. — Aus den Kräuselungen der Differenzisogrammen ist bei dichtem Messungsnetz von Pendel oder Drehwaage mit Hilfe der Statistik die Tiefenlage einer im wesentlichen ebenen horizontalen Grenzfläche festzustellen, die sich sonst der Wahrnehmung entziehen würde. Die Wirkung von beliebigen im Verhältnis zur Tiefe kleinen Einbuchtungen oder Hervorragungen sind je nach ihrem Dimensionsverhältnis mit Hilfe der Formeln für Kugel, Zylinder oder dünne Platte zu ermitteln. Das gilt auch für beliebige Lagen der Hauptgrenzfläche und konnte angenähert größenordnungsmäßig an Eötvös' Beobachtungen am Karpathenrand (Erosionsrinnen in der schrägen Grundfläche unter dem Alluvium) nachgeprüft werden.

Die vielen, oft schwierigen theoretischen Untersuchungen, insbesondere über Isostasie, stützen sich alle auf ein relativ spärliches Beobachtungsmaterial. Die in den letzten Jahren einsetzende erfolgreiche Tätigkeit zur Verbesserung und Vereinfachung der experimentellen Methode wird verbreiterte Grundlagen schaffen. Wieweit die ungefähre Gleichheit der unkorrigierten Schwerkraft in Meereshöhe über Kontinenten und Ozeanen einen Zug zu dem Bild der Dichteunterschiede beiträgt, ist ungewiß. Hopfner führt die Differenzen des korrig.  $g$  größtenteils auf die Lotdifferenz von Niveausphäroid und Geoid zurück. Doch muß eine Ursache und ein Dichteüberschuß in der Tiefe unter dem Pazifik bleiben; dieser und das Relief der Ozeanböden zeigt, daß ein Teil des Pazifik dauernd tief lag. Man könnte ein permanentes Sinken im Pazifik auf Grund der Schwere-messungen annehmen, umgekehrt wie für die kontinentalen Schilde. Während letztere zuerst (zufällig, d. h. aus unbekanntem Ursachen) leichter waren und blieben und infolge Erosion immer weiter auftauchten, sind die ozeanische Schilde infolge stetiger Sedimentation immer schwerer geworden und haben sich tiefer in das Magma gesenkt, wobei sie auch vielfach zerbrachen; basisches Magma quoll von unten empor und verstärkte dort die Wirkung der Sedimentation. Hebung und Senkung verlangsamten sich.

Bis jetzt führen die Schwere-messungen mit Pendel vor allem zur Kenntnis der regionalen Anomalien, die Beobachtungen mit Eötvös Drehwaage geben die lokalen Anomalien, die für die angewandte Geophysik wichtig sind. Über die Gestalt und Ausdehnung von Intrusivmassen hat man noch wenig Auskunft erhalten. Die an sich nicht zu schwierige Bestimmung der Schwerkraft-änderung in der Normalen könnte bei Registrierung in größeren Ozeantiefen schärferen Aufschluß über die wechselnde Grenzfläche Sial—Sima geben.

§ 8. Die magnetischen Messungen tragen auch zur Entzifferung des Erdkrustenbildes bei. Die große krustale, von A. Nippoldt abgebildete eurasiatische Anomalie entzieht sich einer Erklärung, bis über ihre etwaige zeitliche Wanderung entschieden ist.

Für das geophysikalische Bild von großer Bedeutung wäre die neuerdings von A. Schmidt hervorgehobene Erklärungsmöglichkeit der Säkularvariation durch Drehung einer dicken Erdschale gegen den Erdkern in 480 Jahren. Eine

Schwierigkeit neben der Theorie der Polhöhenchwankung bildet dabei das Zusammenwirken von induziertem und remanentem Magnetismus in vielen Gegenden und einige große, mit letzteren zusammenhängende negative Anomalien. Nach Einsteins Theorie, wonach das erdmagnetische Feld durch die mechanische Rotation der Erdmasse bedingt ist, sind die früher als möglich erachteten völligen Umkehrungen der Inklination ausgeschlossen, sofern nicht eine äußerst unwahrscheinliche Beweglichkeit der Kruste angenommen würde. Die Anomalien, die durch Induktion und normale Remanenz verursacht sind, geben einigen Aufschluß über Form und Tiefenlage der Intrusivmassen. Bekanntlich hat man früher angenommen, daß die Tiefengesteine in große Tiefen reichen. Bei mehreren Granitmassiven in Europa hat Cloos flache lakkolithische Gestalt\*), bei anderen hat Bubnoff die Form schief liegender Bretter wahrscheinlich machen können. Die magnetischen Karten, z. B. von Göllnitz, Hausmann, Nippoldt und Schering, geben für einige größere sogenannte Tiefengesteinsmassive Mittelpunkstiefen von 2 bis 10 km. Dagegen müssen manche Massive, die an der Oberfläche nur Ergußgesteine zeigen, doch in der Tiefe sehr mächtig sein, in der Auvergne 10 bis 20 km. Breite Zufuhrkanäle basischer Gesteine lassen sich z. B. in Hessen magnetisch erkennen. Bis in diese Tiefen reicht das Sial also sicher. Die Statistik der Kräuselungen (mit Bildmethode und geeigneten Funktionen) ist auch hier zur Bestimmung der Tiefe von Grenzflächen anwendbar.

Das elektromagnetische Feld und dessen charakteristische Konstanten  $\epsilon$ ,  $\sigma$ ,  $\mu$  der Erdkruste sind teilweise bekannt, die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  am wenigsten. Aus dem magnetischen Feld des in der Erde durch zeitliche Variation des äußeren erdmagnetischen Feldes induzierten Stromes läßt sich die Leitfähigkeit im ganzen angenähert berechnen (Lamb, Chapman und Whitehead). Wird angenommen, daß die Erde bis in 300 km nicht mehr leitet, so ist der Widerstand des Erdinnern 3000 Ohm. Tatsächlich ist aber die Erde mindestens in drei Schichten verschiedenen Widerstandes zu zerlegen: eine Schale reicht von 5 bis 200 m wechselnd, mit etwa  $14^4$  Ohm pro Kubikzentimeter; von da ab eine zweite bis in 10 km(?) mit  $5 \cdot 10^6$ , eine dritte mit fallendem Widerstand bis zur Mitte. Direkte Induktionsmessungen können vielleicht einigen Aufschluß bringen.

---

\*) R. T. Chamberlin hat modellmäßig richtig die seitliche Ausbreitung von Intrusivmassen mit Paraffin nachgeahmt.

## Die Reduktion von Bruns-Bowie.

Von F. Hopfner, Wien.

Im Artikel wird gezeigt, daß die Berücksichtigung der Reduktion von Bruns-Bowie zu neuen Gesichtspunkten für die Beurteilung der Grundlagen der Lehre von der Isostasie führt.

Seit etwa 100 Jahren beherrscht die Vorstellung von den Überschweren über den Weltmeeren und den Unterschweren über den Festländern die Geophysik, so daß es geradezu als vermessen erscheinen muß, die Richtigkeit dieses von Generationen anerkannten Beobachtungsergebnisses ernstlich in Frage stellen zu wollen. Wenn ich dennoch dieses Wagnis unternommen habe und insbesondere auch heute die Frage nach den Über- und Unterschweren wieder aufrolle, so geschieht es, weil ich mir in den letzten Monaten über ein freilich schon etwa 3 Jahre zurückliegendes Forschungsergebnis des Herrn W. Bowie vollkommen klar geworden bin, das mich in meiner bis dahin unabhängig gewonnenen Erkenntnis bestärkt, daß nämlich das bisher als gesichert hingewommene Ergebnis von den Überschweren über den Weltmeeren und den Unterschweren über den Festländern zumindest als zweifelhaft angesehen werden muß.

Der Schlüssel zu dieser Erkenntnis liegt in der Unvollständigkeit der bisher geübten Verfahren bei der Reduktion der beobachteten Schwerkraftwerte<sup>1)</sup>. Das Clairautsche Theorem und ebenso die Clairautsche Formel beziehen sich auf das Niveausphäroid. Die beobachteten Schwerkraftwerte wären daher nicht nur, wie es bisher geschieht, auf eine gemeinsame Niveaufläche — etwa in Meereshöhe —, sondern auf das Niveausphäroid gleichen Potentialwertes zu reduzieren. Die Übertragung der Schwerkraftwerte von der ersteren zur letzteren Fläche vollzieht der Term von Bruns  $N \frac{\partial g}{\partial N}$ . Mit  $N$

bezeichne ich den Normalabstand des Niveausphäroids vom Geoid gleichen Potentialwertes, wobei  $N$  im Außenraum des Geoids positiv ist;  $\partial g / \partial N$  bedeutet die Änderung der Schwerkraft in der Richtung der Normalen  $N$  zum Geoid. Der Term wirkt, wenn er unberücksichtigt bleibt, wie ein systematischer Beobachtungsfehler in den Schwerkraftbeschleunigungen  $g$  — abgesehen natürlich von den Störungen, die durch die Wirkung rein lokaler Massenunregelmäßigkeiten entstehen können. Denn der Term ist, da im allgemeinen  $\partial g / \partial N < 0$  ist, über den Festländern positiv und über den Weltmeeren negativ. Setzt man zur

Abschätzung der Größenordnung dieses Terms  $\frac{\partial g}{\partial N} = -\frac{2g}{a}$  mit  $g = 10$  m,  $a = 6 \times 10^6$  m und  $N = \pm 100$  m, so ergibt sich

$$N \frac{\partial g}{\partial N} = \mp 0,033 \text{ cm, das ist } 330 \mu.$$



Wie man sieht, ist der Absolutbetrag des Terms von Bruns wesentlich abhängig vom Absolutbetrag der Undulation  $N$ . Über deren Größe ist derzeit so gut wie gar nichts Sicheres bekannt; denn die bisherigen Angaben über die von den Kontinenten bzw. von den Ozeanen erzeugten Undulationen sind Schätzungen, deren Zuverlässigkeit bezweifelt werden darf. Sicherlich sind aber die Undulationen, wie man heute schon mit Gewißheit behaupten kann, so groß, daß der Term von Bruns bei der Reduktion der Schwerkraftwerte nicht mehr vernachlässigt werden darf. Dieses wichtige Erkenntnis verdankt man Herrn W. Bowie<sup>2)</sup>, der bei der Bearbeitung der Schwerkraftwerte des Herrn Venning Meinesz zur Einsicht gelangt ist, daß die Abweichungen der Niveaufläche vom Niveausphäroid gleichen Potentialwertes bei der Reduktion der Schwerkraftwerte berücksichtigt werden müssen; diese von W. Bowie auf empirischem Wege als notwendig erkannte Reduktion hat die Union Géodésique et Géophysique auf ihrer Tagung zu Prag im Jahre 1927 als die Reduktion von Bowie bezeichnet<sup>3)</sup>; sie ist offenbar identisch mit dem Term von Bruns.

Seitdem die Erkenntnis von der Unmöglichkeit der Vernachlässigung des Terms von Bruns bei der Reduktion der Schwerkraftwerte gewonnen ist, können die hieraus für die Geophysik und insbesondere für die Lehre von der Isostasie sich einstellenden Folgerungen nicht mehr unberücksichtigt bleiben. Auf die folgenschwerste möchte ich in aller Kürze noch hinweisen.

Es ist leicht einzusehen, daß sich der Term von Bruns-Bowie auch in der sogenannten Schwerkraftstörung auswirken wird. Man erhält nämlich verschiedene Werte  $\gamma$  bzw.  $\gamma'$  der theoretischen, also auf ein Niveausphäroid bezogenen Schwerkraftbeschleunigung, je nachdem man der rechnerischen Bearbeitung der Clairautschen Formel Beobachtungswerte zugrunde legt, die mit Hilfe des Terms von Bruns-Bowie auf das Niveausphäroid gleichen Potentialwertes reduziert worden sind oder nicht. Man hat daher zwischen den Schwerkraftstörungen  $g - \gamma$  und  $g - \gamma'$  zu unterscheiden. Erstere Störung, ich will sie die wahre Schwerkraftstörung nennen, verdankt ihre Entstehung allein nur der Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten im Gegensatz zur scheinbaren Schwerkraftstörung  $g - \gamma'$ , in der noch die Wirkung des Terms von Bruns-Bowie steckt und die somit aus der vereinigten Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten und dieses Terms hervorgeht. Zwischen den beiden Schwerkraftstörungen besteht die Beziehung

$$g - \gamma = g - \gamma' + N \frac{\partial g}{\partial N}.$$

Es lag nahe, beide Schwerkraftstörungen für eine schematisierte Erde zu berechnen, um einen Einblick in die Vorzeichen und Größenordnung der beiden Schwerkraftstörungen zu gewinnen<sup>4)</sup>. Man stelle sich zu diesem Behufe die Erde als eine homogene Kugel vom Radius  $a$  und der Dichte  $\rho_m$  vor; dieser Kugel seien die Festländer und Weltmeere in der von der Natur gegebenen Verteilung aufgesetzt. Die Kontinente seien homogen und von der Dichte  $\rho_1$ .

Das Meerwasser besitze die Dichte  $\varrho'$ ; unterhalb der Weltmeere, nämlich zwischen ihrer unteren Begrenzungsfläche und der Kugeloberfläche, befinde sich eine homogene Massenschicht der Dichte  $\varrho'' > \varrho_1$ . Diese Annahmen führten zu den folgenden beiden Formeln:

$$g - \gamma = -\frac{\gamma}{2a}N; \quad g - \gamma' = \frac{3\gamma}{2a}N.$$

Die wahre und scheinbare Schwerkraftstörung haben somit entgegengesetztes Vorzeichen; absolut genommen ist die scheinbare Schwerkraftstörung dreimal so groß als die wahre Schwerkraftstörung. Man muß daher schließen:

a) Es ist der Term von Bruns, der die Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten in der scheinbaren Schwerkraftstörung völlig überdeckt.

b) Man kommt zu ganz entgegengesetzten Vorstellungen über die Massen-anordnung im Erdinnern, je nachdem man auf diese von der wahren oder von der scheinbaren Schwerkraftstörung aus schließt.

Wegen des Vorzeichens der Undulation —  $N$  ist über den Weltmeeren positiv, über den Festländern negativ — bestehen die Ungleichungen

$$\begin{aligned} \text{Weltmeere: } g - \gamma &< 0; \quad g - \gamma' > 0, \\ \text{Festländer: } g - \gamma &> 0; \quad g - \gamma' < 0. \end{aligned}$$

Die Ungleichungen für die scheinbare Schwerkraftstörung  $g - \gamma'$  erforderten zu ihrer Erklärung die Annahme eines Massenüberschusses unterhalb der Weltmeere und eines Massendefektes unterhalb der Festländer; mit anderen Worten, diese Ungleichungen führten zur Kompensationstheorie und in weiterer Folge zur Lehre von der Isostasie, als Erfahrungstatsachen auf anderen Wissensgebieten auch Massenüberschüsse bzw. Massendefekte unterhalb der Weltmeere und Festländer wahrscheinlich machten. Es ist daher eine sehr wichtige Erkenntnis, daß für die Größe und das Vorzeichen der scheinbaren Schwerkraftstörung  $g - \gamma'$  nicht die Massen-anordnung, sondern der Term von Bruns-Bowie ausschlaggebend ist. Denn aus dieser Erkenntnis folgt, daß man die Ursache für das auffällige Verhalten der scheinbaren Schwerkraftstörung über den Ozeanen und Kontinenten bisher an falscher Stelle gesucht hat. Die Lehre von der Isostasie verliert damit einen ihrer wichtigsten Stützpunkte.

Betrachten wir die wahre Schwerkraftstörung  $g - \gamma$ ; sie führt zu Unterschweren auf den Ozeanen und zu Überschweren auf den Kontinenten; sie scheint somit die sinnfällige Beobachtung zu bestätigen: Die Weltmeere sind ausgedehnte Massendefekte, die Festländer ausgedehnte Massenüberschüsse.

Um jedoch jedem Mißverständnis zu begegnen, möchte ich ausdrücklich betonen, daß der Term von Bruns-Bowie, wenn er auch der Lehre von der Isostasie einen Hauptstützpunkt entzieht, andererseits doch auch gar nichts gegen diese Lehre beibringt. Denn wenn die Berücksichtigung dieses Terms auch zu Unterschweren auf den Ozeanen und zu Überschweren auf den Kontinenten führt, so können, wie das beigebrachte Beispiel zeigt, trotzdem unterhalb

der Ozeane Massenüberschüsse vorhanden sein; es ist eben die Wirkung der Undulationen, die die Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten vollkommen überdeckt.

Die Berechtigung des Rückschlusses von den Verhältnissen des gewählten Beispiels auf die von der Natur im Erdkörper gegebenen Verhältnisse mag bezweifelt werden; immerhin zeigt aber das Beispiel, daß die Wirkung des Terms von Bruns-Bowie strengster Nachprüfung bedarf. Hieran hat man es bisher bedauerlicherweise fehlen lassen.

#### Literatur.

- 1) F. Hopfner: Zur Frage nach der Erdgestalt. Astr. Nachr. Nr. 5617, 235. Bd. (1929).
- 2) The effect of the shape of the geoid on values of gravity at sea. Amer. Journ. of Science **14** (1927).
- 3) Bull. géodésique, Nr. 17 (1928), S. 30.
- 4) F. Hopfner: Über die Wirkung der Undulationen auf die Größe der scheinbaren Schwerkraftstörung. Gerlands Beitr. z. Geophysik **22** (1929).

---

## Zur Frage der Laufzeitkurven. II.

Von **Gerhard Krumbach**, Jena. — (Mit acht Abbildungen.)

Unter Benutzung von 68 Beben des Jahres 1924 werden die früher veröffentlichten mittleren Laufzeitkurven verbessert. Ein Vergleich der neuen Laufzeitkurven mit denen einiger Weltbeben zeigt, daß die Abweichungen für verschiedene Epizentralgebiete nicht übereinstimmen und auch für Beben gleicher Epizentralgebiete verschieden sind. Diese Unterschiede werden mit der Herdtiefe und dem geologischen Aufbau des Epizentralgebietes in Zusammenhang gebracht.

1. Einleitung. Über die Aufstellung von Laufzeitkurven. In einer früheren Veröffentlichung<sup>1)</sup> wurde gezeigt, daß die meisten der gebräuchlichen Laufzeitkurven im Gegensatz zu der Mohorovičić-Laufzeitkurve<sup>2)</sup> stehen. In Fig. 1 sind noch einmal die Abweichungen der einzelnen Laufzeitkurven von der Wiechert-Zöppritz-Kurve<sup>3)</sup> aufgetragen, die die Grundlage aller Laufzeituntersuchungen darstellt.

Die graphische Darstellung ergibt deutlich den prinzipiellen Unterschied zwischen der Mohorovičić-Kurve und den übrigen Kurven. Die Laufzeiten sind bei der Mohorovičić-Kurve wesentlich kleiner als bei den übrigen Autoren. Um eine Vereinheitlichung zu erzielen, wurden daher die Laufzeitkurven von Wiechert-Zöppritz<sup>3)</sup>, Geiger-Gutenberg, Hecker<sup>4)</sup>, Visser<sup>10)</sup> zu einer mittleren Laufzeitkurve vereinigt. Diese sollte als Grundlage für weitere Laufzeituntersuchungen dienen.

Bevor auf die Erfahrungen mit dieser Kurve eingegangen wird, sollen die Einwände von Herrn B. Gutenberg<sup>5)</sup> gegen die Aufstellung der obigen Kurve nicht unerwähnt bleiben. Nach der Auffassung von B. Gutenberg besitzt die

mittlere Laufzeitkurve einen systematischen Fehler, der bereits bei der Wiechert-Zöppritz-Kurve vorhanden sein soll. Wegen der weiteren Verwendung dieser Kurve als Grundlage für andere Laufzeitkurven sollen auch die übrigen Kurven diesen Fehler besitzen.

Bei Zöppritz<sup>3)</sup> soll die Herdtiefe der Beben nicht berücksichtigt worden sein. Zöppritz geht in seiner Abhandlung aber gerade davon aus, daß er als Ausgangspunkt seiner Laufzeitkurven die Stoßzeit im Epizentrum wählt. Den gleichen Weg geht auch Mohorovičić bei der Aufstellung seiner Laufzeitkurven. Es ist also hier kein prinzipieller Unterschied in der Auffassung der beiden Autoren vorhanden, der zu einer Abweichung führen könnte.

Zöppritz benutzte als erstes Beben für die Laufzeituntersuchungen die Aufzeichnungen des Messinabebens vom 8. September 1905. Die Epizentral-

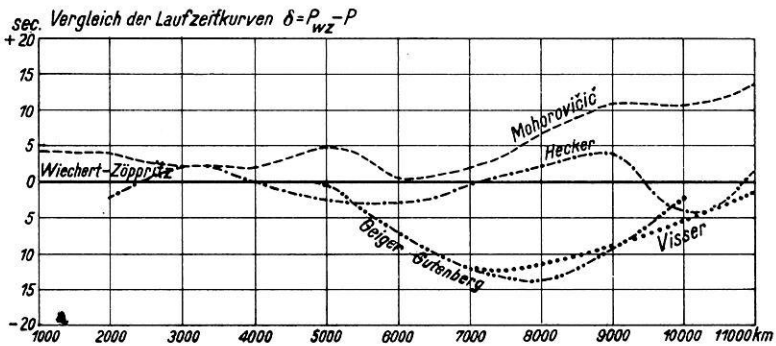


Fig. 1. Vergleich der Laufzeitkurven.

zeit wurde so bestimmt, daß für den Wellenweg Epizentrum-Messina eine Laufzeit von 12 sec angenommen wurde. Auch in dieser Bestimmung der Stoßzeit solle ein Fehler liegen.

Mohorovičić hat in seiner klassischen Arbeit über das Kulpatalbeben vom 8. Oktober 1909<sup>6)</sup> das Messinabeben zum Vergleich herangezogen. Er findet mit Hilfe seiner Nahbebenbeobachtungen aus den Beobachtungen der Station Messina die Epizentralzeit  $1^h 43^m 06^s$  gegenüber Zöppritz mit  $43^m 05^s$ . Es ist also auch hier kein Unterschied vorhanden. Aus dem gesamten Material der Nahstationen folgt eine mittlere Stoßzeit von  $1^h 43^m 01^s$ .

Diese Epizentralzeit würde noch größere Werte für die Laufzeiten der Wiechert-Zöppritz-Kurve ergeben, und es würde dadurch nicht eine Annäherung an die Mohorovičić-Laufzeitkurve erreicht werden, sondern eher noch größere Differenzen entstehen. Es kann daher die Abweichung, die, wie die graphische Darstellung ergibt, keinen konstanten Wert besitzt, sondern mit der Entfernung zunimmt, nicht durch einen systematischen Fehler erklärt werden. Mohorovičić schreibt auch in seiner Arbeit, daß „die auf Grund aller brauchbaren Laufzeiten konstruierte Kurve der normalen Primae sich nur

sehr wenig von der in den Göttinger Nachrichten publizierten Kurve unterscheidet“.

Das Ausgangsmaterial der mittleren Laufzeitkurve kann nach den obigen Darlegungen daher nicht einen systematischen Fehler enthalten, der die Abweichung der beiden Kurven erklären ließe. Diese ist m. E. vielmehr darauf zurückzuführen, daß die Mohorovičić-Kurve sehr frühe Einsätze im Seismogramm wiedergibt, die nur bei Stationen mit sehr empfindlichen Instrumenten oder bei besonders starken Beben registriert werden. Bei geringeren Entfernungen fällt dieser Unterschied nicht so sehr ins Gewicht, während mit wachsender Entfernung diese frühen Einsätze bei weniger empfindlichen Instrumenten nicht zur Aufzeichnung gelangen.

Es ist daher anzunehmen, daß die Jenaer mittlere Laufzeitkurve im allgemeinen den Beobachtungen gut entsprechen wird und die Mohorovičić-Laufzeitkurve ihre große Bedeutung hat für besonders starke, gut ausgeprägte Beben oder bei Verwendung von sehr empfindlichen Instrumenten.

2. Vergleich der Laufzeitkurven mit dem Beobachtungsmaterial. Die folgenden Darlegungen geben nur einen kurzen Überblick über die Laufzeituntersuchungen. Eine ausführliche Darstellung erfolgt in Kürze in einer größeren Veröffentlichung der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena.

Außer bei den Katalogarbeiten in Jena wurde von Herrn E. Tams die Laufzeitdifferenz  $S - P$  zur Bestimmung der Epizentren der Beben in der Nordenskiöldsee<sup>6)</sup> und im Atlantik<sup>7)</sup> verwendet, und es wurden gute Resultate damit erzielt.

In Jena dienten die Laufzeitkurven als Grundlage für die Bestimmung von Lage und Herdzeit von 68 stärkeren Beben des Jahres 1924.

Die  $P_n$ -Kurve paßt sich in ihrem ganzen Verlauf sehr gut dem Beobachtungsmaterial an. Ebenso erfordert die Laufzeitdifferenz  $S - P$  nur sehr geringfügige Änderungen.

Der Vergleich der verbesserten Kurven  $P_n$  und  $S_n$  mit den heute gebräuchlichen Kurven ergibt nach den graphischen Darstellungen (Fig. 2, 3), daß die Kurven Macelwane<sup>9)</sup> und Mohorovičić identisch sind. Ebenso ergeben sich aus diesen beiden Kurven wesentlich kleinere Laufzeiten als aus den übrigen Kurven. Bis etwa 5000 km stimmt die Jenaer Kurve mit den Kurven von Visser<sup>10)</sup> und Turner<sup>11)</sup> sehr gut überein. Im allgemeinen beträgt die Abweichung gegen Turner bis 11 000 km nicht mehr als 5 sec, während die Kurve von Visser für größere Entfernungen sich im ganzen Verlauf um etwa — 7 sec unterscheidet.

Für die  $S$ -Kurven sind die Abweichungen untereinander etwas größer, wie auch bei der größeren Unsicherheit der  $S$ -Einsätze zu erwarten ist. Die Jenaer Kurve liegt bis 9000 km zwischen der Turner- und Visser-Kurve, wo dann die Turner-Kurve wesentlich größere Laufzeiten als alle übrigen Kurven ergibt. Die Kurven Macelwane und Mohorovičić sind identisch und entsprechen geringeren Laufzeiten als die übrigen Kurven.

Bei Entfernungen über 10 000 km wird für  $P_{R_1}$  und  $S$  eine systematische Abweichung beobachtet. Diese ist darauf zurückzuführen, daß ein noch unvollkommenes Beobachtungsmaterial die deutlichen Einsätze der  $P'$ -Welle und der vor dem zweiten Vorläufer gelegenen  $\overline{S_c P_c S}$ -Welle für  $P$  und  $S$  ansprechen ließ.

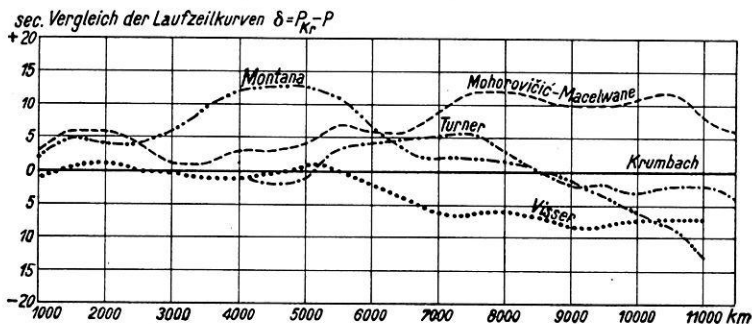


Fig. 2. Vergleich der Laufzeitkurven  $P_n$ .

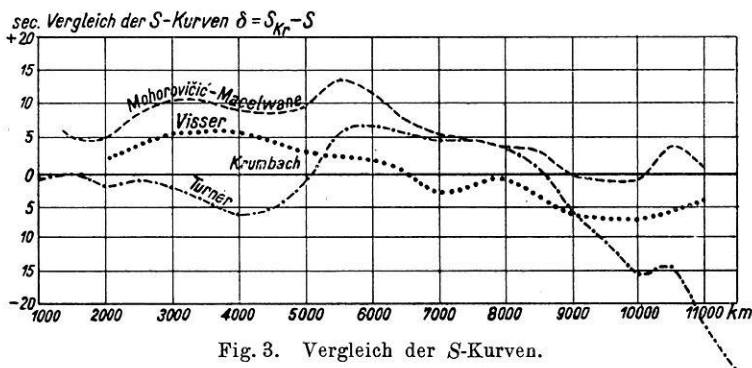


Fig. 3. Vergleich der  $S$ -Kurven.

3. Die Laufzeitkurven für große Herdentfernungen. Die  $S$ -Welle wird bis etwa 12 000 km beobachtet. Von etwa 9 000 km ab wird die von B. Gutenberg bestimmte  $\overline{S_c P_c S}$ -Welle<sup>12)</sup> bestätigt. Diese liegt zunächst oberhalb der  $S$ -Kurve, schneidet diese bei 9 400 km und verläuft dann allgemein unterhalb der  $S$ -Welle. Die Laufzeitdifferenz  $\overline{S_c P_c S} - P$  beträgt zunächst 621 sec und wächst auf 643 sec bei 12 000 km an.

Außerdem werden zwei kleinere Abweichungen von der  $S$ -Kurve beobachtet,  $S_{a_1}$  von 9 200 km bis 9 600 km und  $S_{a_2}$  von 9 950 bis 10 250 km. Beide verlaufen ungefähr parallel der  $A$ -Achse.

Die  $P_n$ -Welle, später die am Kern gebeugte Welle, läßt sich bis etwa 16 500 km bei dem verwendeten Beobachtungsmaterial verfolgen. Die Kernwelle  $P'$  (Fig. 4) wird von etwa 11 000 km ab beobachtet. Eine Gegenüber-

stellung der Kurven verschiedener Autoren<sup>13)</sup> zeigt, daß trotz verhältnismäßig großer Streuung des Beobachtungsmaterials die Übereinstimmung der Kurven auf etwa 10 sec genau ist. Dies bedeutet bei einer Laufzeit von 1200 sec weniger als 1 Proz. Abweichung.

Die von Mohorovičić angegebenen Einsätze  $P_1 - P_5$  treten nicht deutlich hervor. Ebenso sind keine Anhaltspunkte für die Realität der  $S_1$ - bis  $S_5$ -Phasen vorhanden, obwohl Abweichungen von der  $S$ -Kurve, wie oben gezeigt wurde, beobachtet wurden.

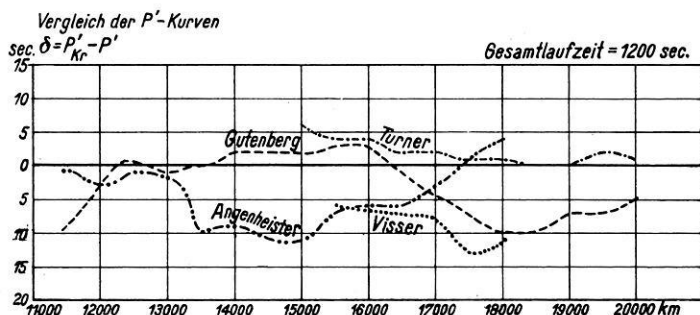


Fig. 4. Vergleich der  $P'$ -Kurven.

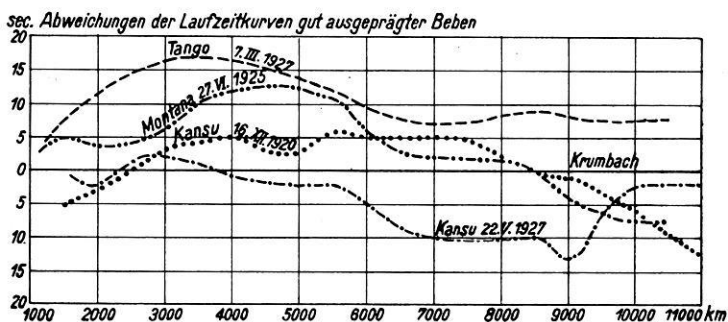


Fig. 5. Abweichungen der Laufzeitkurven gut ausgeprägter Beben.

4. Die Laufzeitkurven einiger Weltbeben. (Fig. 5.) Die oben angeführten Laufzeitkurven sollen jetzt mit den Beobachtungsergebnissen einiger gut ausgeprägter Weltbeben verglichen werden.

a) Montanabeben vom 27. Juni 1925. Das Epizentrum dieses Bebens wurde nach der Bearbeitung von P. Byerly<sup>14)</sup> durch makroseismische Beobachtungen bestimmt und durch mikro-seismische Daten von Nahstationen bestätigt.

Die zur Bestimmung der Laufzeitkurve dienenden Stationen liegen in verschiedenen Azimuten. Es läßt sich bis  $\Delta = 103^\circ$  eine Laufzeitkurve zeichnen,

deren Verlauf aus der Abbildung hervorgeht (Fig. 2 und 5). Das Bild zeigt, daß sich diese Laufzeitkurve in ihrem ganzen Verlauf mit keiner der gebräuchlichen Laufzeitkurven in Einklang bringen läßt.

b) Tongabebenen vom 7. März 1927. Nach der Bearbeitung von Matuzawa<sup>15)</sup> ergibt das Beobachtungsmaterial der nahen japanischen Stationen sehr deutlich die Existenz von drei Phasen im Bereich der ersten Vorphase wieder.

	Japan	Europa
$P_n$ . . . . .	$v = 7.9$ km/sec	$v = 8.0$ km/sec
$P^*$ . . . . .	$v = 5.9$ "	$v = 6.5$ "
$\bar{P}$ . . . . .	$v = 5.0$ "	$v = 5.6$ "

Die Gegenüberstellung der Laufgeschwindigkeiten zeigt, daß in Japan und Europa<sup>16)</sup> ein erheblicher Unterschied in den Oberflächengeschwindigkeiten der untersuchten Wellengruppen und somit auch im Aufbau der obersten Schichten auftritt.

Aus den Beobachtungsdaten der Nahstationen und dem makroseismischen Material ließen sich in guter Übereinstimmung Epizentrum und Herdzeit bestimmen. Trotz sicherer Einsätze im ganzen Verlauf des Bebens sind auch hier die Abweichungen von der Laufzeitkurve sehr beträchtlich.

c) Kansubebenen vom 16. Dezember 1920. Das Kansubeben wurde in Straßburg in umfassender Weise von Frl. Dammann<sup>17)</sup> bearbeitet, und es wurden sowohl Material wie Ergebnisse veröffentlicht. Es war daher eine genaue Prüfung der Angaben möglich. Das makro- und mikroseismisch bestimmte Epizentrum ist in guter Übereinstimmung mit der Tektonik des Epizentralgebietes. Die Stoßzeit im Epizentrum wurde von mir mit Hilfe der Jenaer Laufzeitkurve hergeleitet. Trotz guter Übereinstimmung der Nahstationen zeigt sich im ganzen Verlauf der Beobachtungen keine Übereinstimmung mit der Laufzeitkurve.

Vergleicht man die drei Beben untereinander, so sieht man aus der graphischen Darstellung, daß nicht nur eine Abweichung von der Laufzeitkurve vorhanden, sondern daß diese auch für jedes Beben verschieden ist. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß Beben aus verschiedenen Epizentralgebieten verschiedene Laufzeitkurven besitzen, Beben aus gleichen Gebieten untereinander aber übereinstimmen.

Um auch diese Frage zu untersuchen, wurde ein weiteres Beben in Kansu und Japan bearbeitet.

d) Kansubebenen vom 22. Mai 1927. Dieses Beben kommt an Stärke und Ausdehnung dem früheren Beben gleich. Das Epizentrum dieses Bebens liegt wenig nordwestlich von dem früheren Beben. Es ergibt sich in diesem Falle keine Übereinstimmung der Kurven beider Beben oder mit der mittleren Laufzeitkurve. Nur von etwa 10 000 km an findet eine Annäherung an die Laufzeitkurve statt. Es handelt sich bei dieser Entfernung um die nordamerikanischen Stationen, also Stationen mit vorwiegend ozeanischem Wellenweg.



e) Japanbeben vom 13. Juli 1927. Bei diesem Beben treten ganz besondere Eigentümlichkeiten auf. Das Epizentrum befindet sich südöstlich von Hokkaido. In der japanischen Bearbeitung sind etwa 40 Stationen unter 1500 km Herdentfernung angegeben, welche mikroseismisch eine genaue Lokalisierung ermöglichen. Berechnet man für das in Japan bestimmte Epizentrum aus den zahlreichen Nahstationen die Herdzeit, so ist gute Übereinstimmung vorhanden. Wird jedoch für diesen Herd und Herdzeit die Laufzeitkurve gezeichnet, so ergibt sich eine systematische Abweichung. Die berechneten Werte für die Entfernung sind größer als die aus der Laufzeitdifferenz  $S - P$  bestimmten Werte, d. h. die beobachteten Laufzeiten sind kleiner als die der mittleren Laufzeitkurve. Diese Differenzen wachsen mit wachsender Entfernung. Von 3000 km Herdentfernung ab erreicht diese Abweichung einen nahezu konstanten Wert von 33 sec im Mittel. Dieser Wert ist so groß, daß zunächst eine unrichtige Epizentralbestimmung zu vermuten war. Aber Versuche, mit Hilfe der ferneren Stationen Epizentralbestimmungen nach verschiedenen Gesichtspunkten vorzunehmen, ergaben etwa  $4^{\circ}$  Abweichung in der Breite, führten also zu ganz unmöglichen Werten für die Beobachtungen der japanischen Stationen. Eine persönliche Rücksprache mit Prof. Kunitomi<sup>18)</sup>, dem japanischen Bearbeiter dieses Bebens, ergab die Richtigkeit der verwendeten Methoden und die Gültigkeit des ursprünglich verwendeten Epizentrums.

Die oben erwähnten großen Abweichungen bei diesem Beben sind daher reell, und es muß daher versucht werden, für diese Eigentümlichkeit des Bebens eine Deutung zu finden. Bei dem Beobachtungsmaterial der Nahstationen fällt auf, daß keinerlei Anzeichen für die Wellen  $P^*$  und  $\bar{P}$  vorhanden sind, also für die Wellengruppen, die in den oberen Schichten verlaufen. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß der Herd dieses Bebens in größerer Tiefe zu suchen ist.

Um eine gewisse Anschauung über den Einfluß der Herdtiefe auf den allgemeinen Verlauf der Laufzeitkurven zu gewinnen, sollen die Abweichungen der Laufzeitkurven für verschiedene Herdtiefe von der Kurve  $h = 0$  aufgetragen werden. Die verwendete Referenzkurve  $h = 0$  ist einer früheren Publikation<sup>19)</sup> entnommen und wurde für folgende Bedingungen berechnet:

$$\begin{array}{ll} v_0 = 5.6 \text{ km/sec} & \text{(Geschwindigkeit an der Oberfläche),} \\ v_{55} = 5.9 \text{ „} & \text{\{ Geschwindigkeit in 55 km Tiefe} \\ v_{55} = 7,9 \text{ „} & \text{\{ oberhalb und unterhalb der Grenzschicht.} \end{array}$$

Von der Tiefe von 55 km ab wurde die Geschwindigkeitsverteilung der Wiechertschen Referenzfunktion 1922<sup>20)</sup> zugrunde gelegt:

$$v = \frac{f}{2} (R^2 - r^2); \quad \frac{f}{2} = 3.1 \cdot 10^{-7}; \quad R^2 = 6436 \cdot 10^4.$$

Diese entspricht der Annahme kreisförmiger Bahnen der Strahlen.

Zeichnen wir jetzt z. B. die Kurve für 55 km Herdtiefe, so liegt deren Anfang um 9.5 sec höher als der der Kurve  $h = 0$ , entsprechend der Steigzeit Herd-Epizentrum. Die Kurve  $h = 0$  wird dann in einer gewissen Entfernung

geschnitten, die Kurve für den tieferen Herd liegt unterhalb der Ausgangskurve und verläuft in größeren Entfernungen parallel mit dieser Kurve. Der Abstand dieser beiden Kurven ist in großer Annäherung gleich der oben berechneten Steigzeit. Die Laufzeitkurve für eine mittlere Herdtiefe von 25 km von Mohorovičić verläuft zwischen beiden Kurven, und zwar auch parallel zu diesen mit einem Abstand von 4.5 sec, entsprechend einer Steigzeit von 4.5 sec für 25 km Herdtiefe. Die Abweichung der Mohorovičić-Kurve bei 3000 km tritt bei dem Vergleich mit einer Referenzkurve stets hervor und ist auf eine gewisse Unstetigkeit der beobachteten Kurve zurückzuführen.

Wenn wir jetzt annehmen, daß die systematische Abweichung der Laufzeitkurve auf die Herdtiefe zurückzuführen ist, so müßte die Größe der Abweichung einen Anhaltspunkt für die Tiefe des Herdes geben.

Die Abweichung der Bebenkurve von der mittleren Laufzeitkurve beträgt 33 sec. Diese weicht von der Kurve  $h = 0$  um 9 sec ab, wenn wir die An-

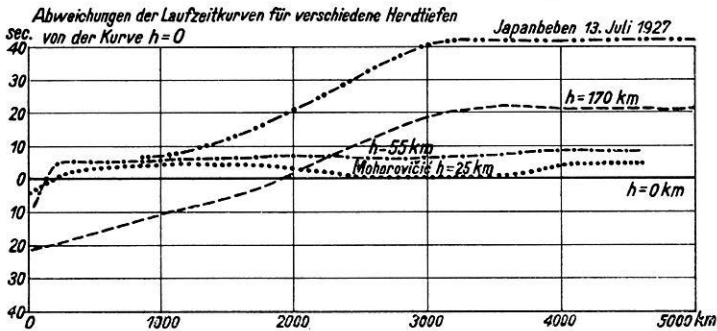


Fig. 6. Laufzeitkurven für verschiedene Herdtiefen.

fangspunkte beider Laufzeitkurven zusammenlegen. Die Gesamtabweichung beträgt also 42 sec. Nehmen wir jetzt in Analogie zu den vorigen Fällen an, daß die Steigzeit vom Herde zum Epizentrum gleich dem mittleren Abstand der Kurven ist, so wäre die Japankurve um den halben Wert der Gesamtabweichung parallel zu verschieben. Die Steigzeit beträgt demnach 21 sec. Berechnen wir jetzt unter den gleichen Annahmen der oben verwendeten Referenzfunktion den Wellenweg, so erhalten wir eine Herdtiefe von 170 km.

Auch auf einem von Knott<sup>21)</sup> vorgeschlagenen Wege kommt man für das Japanbeben zu einem ähnlichen Wert für die Herdtiefe. Vergleicht man bei diesem die berechneten Epizentralentfernungen mit den aus  $S - P$  bestimmten Werten, so sind die berechneten Entfernungen größer. Die Abweichung der mitteleuropäischen Stationen beträgt im Mittel 300 km. Nach einer Tabelle in dem Artikel von Berlage<sup>22)</sup> im Handbuch der Geophysik, die diese Abweichung als Funktion von Herdtiefe und Epizentraldistanz wiedergibt, erhält man eine Herdtiefe von 140 bis 170 km, also einen Wert in der Größenordnung des oben bestimmten.

Diese Verfahren können nur eine gewisse Anschauung über die Größe der Herdtiefe vermitteln. Noch größere Werte sind bereits von Wadati<sup>23)</sup> festgestellt worden. Schwierig ist es aber, für derartige Tiefen sich Vorstellungen über die Art der Auslösung der Bebenenergie zu machen, da in diesen Tiefen nach den bisherigen Anschauungen Massengleichgewicht anzunehmen ist.

Vielleicht treten derartige Abweichungen von der bisherigen Annahme über eine mittlere Herdtiefe von 25 km auch bei europäischen Beben auf. Bei Seismogrammen der Station Athen beobachtet man sehr häufig, daß selbst bei geringen Herdentfernungen (Beben im Ägäischen Meer) die Bewegung des ersten Vorläufers mit einer großen Periode einsetzt und Einsätze für die die  $P^*$ -,  $P$ -Phasen nicht vorhanden sind. Auch bei dem großen Rhodosbeben von 1926 scheinen ganz besondere Verhältnisse vorzuliegen, da man bei der mikroseismischen Bestimmung des Epizentrums auf große Schwierigkeiten stößt. Gelegentliche Versuche ergaben je nach der Wahl der Stationen gänzlich verschiedene Werte für das Epizentrum.

Zusammenfassung. Aus vergleichenden Untersuchungen über Laufzeitkurven ergibt sich, daß für die einzelnen Epizentralgebiete ganz verschiedene Abweichungen von der Jenaer mittleren Laufzeitkurve auftreten. Beben aus gleichen Epizentralgebieten zeigen im allgemeinen keine Übereinstimmung in den Abweichungen. Man muß daher schließen, daß eine große Reihe von Beben ihre eigene Laufzeitkurve besitzen, die außer von der Herdlage in erster Linie von der Herdtiefe abhängt. Die Annahme einer mittleren Herdtiefe von 25 km ist in manchen Fällen nicht möglich, wie das Beispiel des Japanbebens vom 13. Juli 1927 zeigt.

Diese Tatsachen erschweren eine Epizentralbestimmung auf Grund mikroseismischen Materials sehr, da nur in wenigen Fällen das Stationsnetz im Epizentralgebiet dicht genug ist, um sichere Schlüsse auf Ausbreitung der Wellen in den oberen Schichten ziehen zu können, und da ferner auch, wie die abweichenden Laufgeschwindigkeiten der Wellen in Japan zeigen, im Aufbau der oberen Schichten Unterschiede vorhanden sind.

5. Bemerkungen zur Auswertung der Seismogramme. Bei vielen Berichten, die zur Bearbeitung der Kataloge bei der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena verwendet wurden, fiel es auf, daß die Auswertungen der viele Stationen eine große Menge von den Einsätzen der von B. Gutenberg bestimmten Reflexionen an den inneren Schichten enthalten. Abgesehen von der großen Schwierigkeit, für gewisse Entfernungen ohne Kenntnis des Herdes diese Wellen zu identifizieren, sind oft in den Berichten keinerlei Anhaltspunkte hierfür gegeben, wie Periodenwechsel oder auffallende Amplituden. In vielen Fällen gewinnt man den Eindruck, daß Erwägungen theoretischer Art bzw. eine bereits vorhandene Laufzeitkurve den Anlaß gaben, Einsätze im Seismogramm gerade an eine bestimmte Stelle zu legen, wo ein unbefangener Beobachter bestimmt eine solche Einteilung nicht vornehmen würde. In der

Fig. 7 sind zwei typische Seismogramme dieser Art wiedergegeben in der Form, wie sie bei der Reichsanstalt eingingen. Eine Besprechung der im Seismogramm angegebenen Auswertung mit einer Reihe von Bearbeitern verstärkte die oben vertretene Ansicht, daß auch hier, wie in vielen anderen Fällen, nur theoretische Erwägungen zu einer derartigen Auswertung führen konnten.

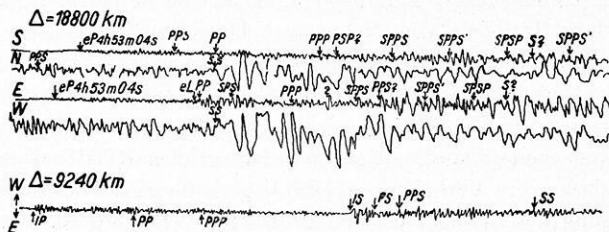


Fig. 7.

Beben vom 26. Juni 1924, Antarktis Tortosa  $\Delta = 17640$  km

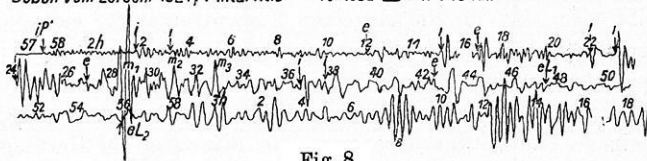


Fig. 8.

Phase	Zeit h m s	Periode s	Amplitude $\mu$	Bemerkungen	Phase	Zeit h m s	Periode s	Amplitude $\mu$	Bemerkungen	
$iP'$	1 57 33	10			$e$	2 26.8	60-80		Einsetzen einer langperiodisch. Bewegung, überlagert d. mehr. Einsätze	
$m$	58 17	10	+ 12		$i$	28 22				
$i(P_{R_1})$	2 01 48	15	11	Periodenwechsel	$m_1$	28.6	20	300		
$e$	03 20				$m_2$	31.0	25	+ 160		
$m$	03 58				$m_3$	32 50	20	+ 100		
$e$	12.0	15		Periodenwechsel	$i$	36 37				
$m$	12 40	22	40		$m$	36 55	10	- 40		
$i$	15 18	18	50	Scharfer, auffallender Einsatz	$i$	37 45	50		Periodenwechsel, Gruppe v. vier Schwingungen	
$e$	16.7	15			$m$	38 15	50	+ 460		
$m$	17 10	13	35		$e$	42 45				
$i$	21 50	20	- 48	Gruppe von Einsätzen innerhalb einer langen Periode	$m$	43 20	35	300		
$i$	22 55	20	+ 90			$eL_1$	47,5			Einsatz. unregelmäß., langper. Schwingungen, bei $L_2$ Beginn der regelmäB. Hauptphase
$i$	23 10	20	- 140			$eL_2$	56,0			
$m$	23 54									
$i$	24 15	18	60							

Wenn daher heute die Stationsberichte, wie es den Anschein hat, nicht nur die wirklich deutlichen Phasen im Seismogramm wiedergeben, sondern aus theoretischen Gründen auch weniger deutliche Einsätze, so erwächst für einen späteren Bearbeiter des Berichtes eine außerordentliche Schwierigkeit und der Zweifel, ob eine im Bericht angegebene Phase wirklich objektiv vorhanden ist, wenn nicht der Bericht außerdem irgendwelche charakteristische Merkmale für diese bestimmte Phase enthält.

Es wird daher vorgeschlagen, um diese Unsicherheiten der Bearbeitungen zu beseitigen, in nicht besonders markanten Fällen nur die Art des Einsatzes, *e* oder *i*, die Periode, die Lage und Größe des Maximums innerhalb einer Phase anzugeben. Vor allen Dingen ist an der alten Forderung festzuhalten, bei Einteilung der Seismogramme keinerlei Laufzeitkurven zu verwenden, sondern die Einsätze nur dort zu markieren, wo sie deutlich ins Auge fallen. Wird dieses Verfahren bei allen Stationen gleichmäßig durchgeführt, so ergibt sich zwanglos bei der Zusammenfassung des Beobachtungsmaterials, ob die Einsätze verschiedener Stationen zusammengehören. Die so erhaltenen Kurvenzüge bilden dann wirklich eine sichere Grundlage für die Weiterarbeit und eine Stütze der bisher gewonnenen Ergebnisse.

Das beifolgende Seismogramm ist eine in diesem Sinne durchgeführte Analyse. Es ist bei der Auswertung das Bestreben gewesen, das Seismogramm in seiner Gesamtheit im Bericht so deutlich wie möglich wiederzugeben, andererseits aber auch nur deutliche Phasen (in der Auswertung durch eine Klammer gekennzeichnet) herauszuheben. Einzelne Einsätze sind nur dann verwendet, wenn wirklich auffallende Eigentümlichkeiten in Periode und Amplitude vorhanden sind. Bei diesem Verfahren kann es natürlich vorkommen, daß infolge zu großer Vorsicht ein Einsatz dem Bearbeiter entgeht. Es ist aber auch die Gefahr vermieden, zuviel aus dem Seismogramm herauszulesen. Gerade in dem angeführten Beispiel eines weiten Fernbebens ist es sehr leicht möglich, für einen theoretisch bestimmten Einsatz noch nachträglich eine passende Zacke zu finden, die ohne Kenntnis der Theorie nicht als besonderer Einsatz angesprochen werden würde.

#### Literatur.

- 1) G. Krumbach: Zur Frage der Laufzeitkurven, Zeitschr. f. Geophys. **1** (1925).
- 2) A. Mohorovičić: Hodografi ... Rad jugoslav. Acad. 1921, S. 226.
- 3) Wiechert-Zöppritz: Über Erdbebenwellen I, II. Nachr. d. Ges. d. Wiss., Göttingen 1907.
- 4) O. Hecker: Verbesserung der Laufzeitkurve. Gerlands Beiträge f. Geophys. **14** (1915).
- 5) B. Gutenberg: Zur Frage der Laufzeitkurven. Zeitschr. f. Geophys. **2** (1926).
- 6) A. Mohorovičić: Das Beben vom 8. Oktober 1909. Jahrb. d. meteorol. Observ., Zagreb 1909.
- 7) E. Tams: Erdbeben im Gebiet der Nordenskiöldsee. Gerlands Beitr. f. Geophys. **17** (1927).
- 8) E. Tams: Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans. Gerlands Beitr. f. Geophys. **18** (1928).
- 9) I. B. Macelwane: Table of travel-times, 1926; handschriftlich.
- 10) S. W. Visser: On the distribution of earthquakes. Verhandl. Nr. 7, Batavia 1921.
- 11) H. H. Turner: Intern. summary.
- 12) B. Gutenberg: Über Erdbebenwellen VII A. Nachrichten d. Ges. d. Wiss., Göttingen 1914.
- 13) G. Angenheister: Beobachtungen an pazifischen Beben. Nachr. d. Ges. d. Wiss., Göttingen 1921.

- 14) P. Byerly: The Montana-Earthquake of 28. June 1925. Bull. of the Seism. Society, Washington 1926.
- 15) T. Matuzawa: Bull. of the Earthquake Research Institut Tokyo, 1928.
- 16) V. Conrad: Das Schwadorfer Beben. Gerlands Beitr. f. Geophys. **20** (1928).
- 17) A. Dammann: Publ. Bureau Centr. Séism. Intern., Straßburg.
- 18) S. Kunitomi: Journ. Meteorol. Soc. Japan **6** (1928).
- 19) G. Krumbach: Veröffentl. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch., Heft 5, Jena 1926.
- 20) E. Wiechert: Vortrag Naturforscherversamml. Leipzig 1922.
- 21) C. G. Knott: Proc. Roy. Soc. **39**, Edinburgh 1919.
- 22) H. P. Berlage: Seismometer. Handb. f. Geophys. **4**; im Druck.
- 23) K. Wadati: Journ. Meteorol. Soc. Japan **5** (1927).

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, im Oktober 1929.

## Beobachtungen an Profilen auf See-Eis.

Von **R. Köhler**, Göttingen. — (Mit vier Abbildungen.)

In anisotropem See-Eis werden drei Raumwellen ( $\nu = 3.2, 2.7$  und  $2.2$  km/sec) festgestellt. Bei isotropem See-Eis ergeben sich die Werte  $v = 3.2$  und  $1.1$  km/sec.

Die Arbeiten von Mothes<sup>1)</sup> haben die Brauchbarkeit der seismischen Methode für Eisdickenbestimmungen dargelegt. Bei diesen Untersuchungen ergab sich eine mittlere Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen von  $3600$  m/sec, wobei in den durchlaufenen Tiefen die hydrostatischen Drucke  $75$  Atm. maximal

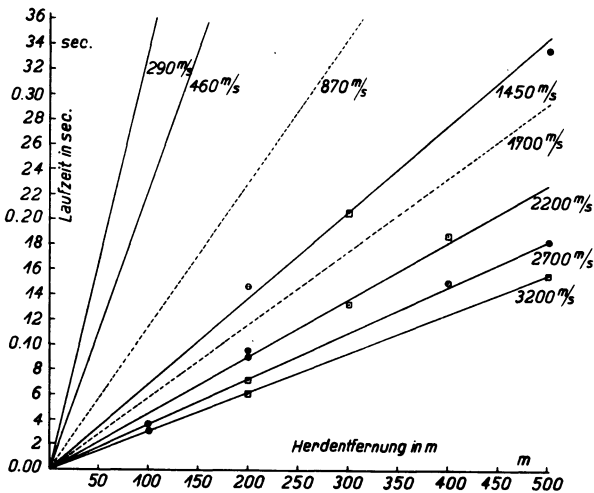


Fig. 1. Laufzeiten in anisotropem See-Eis

○ Z-Pendel, □ H-Pendel, — beobachtete Laufzeitkurve, ..... Vergleichslinie, ⊙<sup>2</sup> doppelt belegt.

betragen. Da in der Nähe des Schmelzpunktes die elastischen Eigenschaften eines festen Körpers stark druckabhängig sind, so lag es nahe, die Wellengeschwindigkeiten in Eis unter Normaldruck zu prüfen. Zu diesem Zweck habe ich im letzten Winter auf Anregung von Herrn Prof. Dr. Angensteiner und unterstützt durch Herrn Dr. Jung eine Reihe von Profilen auf 30 cm dickem

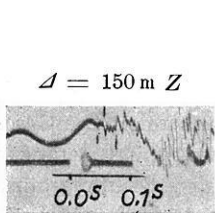


Fig. 2. Erste Einsätze bei anisotropem See-Eis. Geschwindigkeiten: 3.2, 2.7 und 2.2 km/sec.

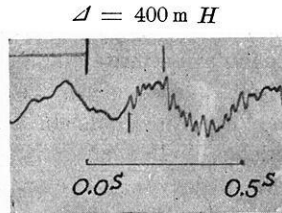


Fig. 4. Erste Einsätze bei isotropem See-Eis. Geschwindigkeiten: 3.2 und 1.7 km/sec.

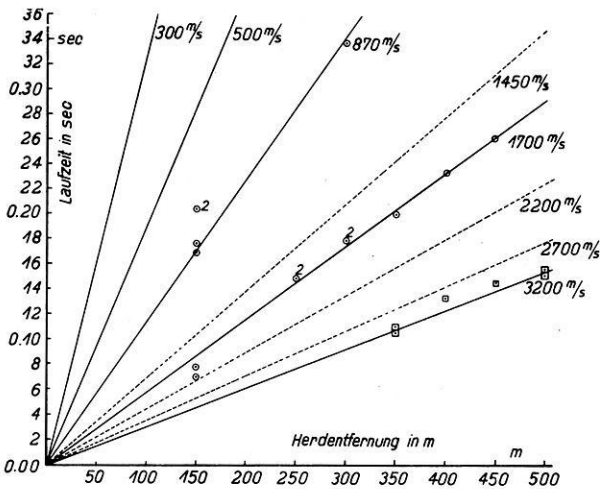


Fig. 3. Laufzeiten in isotropem See-Eis.

○ Z-Pendel, □ H-Pendel, — beobachtete Laufzeitkurve.  
 ..... Vergleichsline.

See-Eis ausgemessen. Bei einer Registriergeschwindigkeit von 8 cm/sec lassen sich die Einsätze auf  $3 \cdot 10^{-3}$  sec sicher ablesen. Die Ergebnisse sind in den folgenden Figuren dargestellt.

Fig. 1 ist ein Beispiel der Laufzeitkurven, wie sie bei Profilen in 300 m parallel zum Seeufer erhalten wurden. Das Eis konnte hier bei ruhigem Wasser normal auskristallisieren, also mit der Hauptsache senkrecht zur Gefrierfläche. Bemerkenswert sind drei rasch aufeinanderfolgende elastische Wellen hoher

Geschwindigkeit,  $v = 3.2, 2.7$  und  $2.2$  km/sec. Wiederholung der Versuche nach Ablauf von vier Wochen ergab die exakte Reproduzierbarkeit dieser Laufzeitkurven. Fig. 2 gibt den Anfang eines entsprechenden Seismogramms wieder. Es ist möglich, daß es sich bei diesen drei Wellen um die bei einem transversalisotropen Medium nach Rudzki<sup>2)</sup> von der Theorie geforderten drei Raumwellen handelt. In diesem Fall müssen sich die Geschwindigkeiten wie die Wurzeln aus den Koeffizienten  $c_{11}, c_{44}$  und  $c_{66}$  verhalten.

Mehr nach der Seemitte hin, im Bereich der Strömung, ändert sich das Bild.

Die Fig. 3 und 4 geben Beispiele. Das See-Eis ist hier wesentlich isotrop. Die Verhältnisse ähneln denen bei Gletschereis. Die Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen unter Normaldruck beträgt 3200 m/sec, in Übereinstimmung mit dem von Stierstadt<sup>3)</sup> mit der Richtungshörmethode bei Kunsteis gefundenen Wert (3230 m/sec). Die Geschwindigkeit der Transversalwellen beträgt 1700 m/sec, in Übereinstimmung mit dem Wert von Mothes.

Aus diesen Geschwindigkeiten lassen sich die bisher nur statisch bestimmten Elastizitätsmoduln des Eises berechnen. Der Schubmodul beträgt  $270 \cdot 10^8$  g/cm sec<sup>2</sup> gegenüber einem von Koch<sup>4)</sup> beobachteten statischen Wert von  $298 \cdot 10^8$ . Der Poissonkoeffizient errechnet sich zu  $\sigma = 0.30$ ; dem entspricht ein Wert von  $m = 3.36$ . Mit diesem Wert findet man den Dehnungsmodul (Young) zu  $700 \cdot 10^8$ . Dieser Wert liegt zwischen den von Koch beobachteten statischen Werten für isotropes Eis: 618  $10^8$  Bernina 1913, 843  $10^8$  Neckar 1914.

Zu bemerken ist noch, daß das Amplitudenverhältnis  $H/Z$  für die 3200-m/sec-Welle je nach der Entfernung 6 bis 20 beträgt.

#### Literatur.

1) H. Mothes: Zeitschr. f. Geophys. 1927, S. 121; 1929, S. 120.

2) M. P. Rudzki: Anzeiger d. Akad. d. Wissensch. Krakau 1911, S. 504.

3) O. Stierstadt: Über Änderungen der Schallgeschwindigkeit in festen Körpern an Umwandlungspunkten und bei Magnetisierung. Diss. Göttingen, 1929.

4) K. R. Koch: Ann. d. Phys. 45, 237 ff. (1914).

## Zum photographischen Koinzidenzverfahren.

Von H. Martin. — (Mit vier Abbildungen.)

Es werden einige mit Hilfe des photographischen Koinzidenzverfahrens erhaltene Kurven angegeben und die Ergebnisse diskutiert.

Bei der Auswertung von Platten, die mit Hilfe des auf S. 148 dieses Bandes beschriebenen photographischen Koinzidenzverfahrens aufgenommen waren, zeigten Punkte manchmal Abweichungen weit über der Ausmeßgenauigkeit. Wenn wir annehmen, daß Uhr und Pendel einwandfrei gehen, so können diese



Fehler nur durch die Hebel und elektrischen Kontakte verursacht sein. Die Größe dieser Abweichungen läßt sich leicht feststellen. Die Pendelschwingung ist gegeben durch

$$y = A \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t \dots \dots \dots (1)$$

Darin ist für ein Halbsekundenpendel  $T = 1$  zu setzen. Die Geschwindigkeit ist dargestellt durch

$$\frac{dy}{dt} = A \cdot \frac{2\pi}{T} \dots \dots \dots (2)$$

wenn wir in der Nähe des Durchganges durch die Ruhelage arbeiten. Nehmen wir eine Amplitude  $A$  von 25 mm, so entspricht einem Weg  $dy$  von 0.02 mm eine Zeit von

$$dt = \frac{0.02}{25 \cdot 2\pi} = 0.00013 \text{ sec,}$$

d. h. wir können bei einer Ausmeßgenauigkeit von  $\pm 0.02$  mm noch eine zehntausendstel Sekunde messen. Wenn also keine Abweichung der Meßpunkte außerhalb von  $\pm 0.02$  mm vorhanden ist, haben Hebel und elektrische Kontakte der Versuchsanordnung mit einer Genauigkeit  $< 1 \cdot 10^{-5}$  sec gearbeitet. Wie weit das möglich ist, zeigen Fig. 1 und 2. Nebeneinander sind die Punkte der einzelnen Koinzidenzdurchgänge und senkrecht untereinander je zwei bzw. drei Meßpunkte desselben Koinzidenzdurchganges aufgetragen. Es liegt zwischen zwei untereinanderstehenden Punkten eine Zeit von 2 sec, während zwischen zwei nebeneinanderstehenden Punkten derselben Kurve eine Zeit von der Länge des doppelten Koinzidenzintervalls, in Fig. 1 90, in Fig. 2 64 sec, verstrichen ist. Die Größe der Kreise entspricht der Ausmeßgenauigkeit von  $\pm 0.02$  mm. Die so erhaltenen Kurven sind Teile einer gedämpften Sinusschwingung von der Form

$$y = A \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin \frac{2\pi}{T'} \cdot t \dots \dots \dots (3)$$

worin der Wert für die Schwingungsdauer  $T'$  10 bis 20 Stunden beträgt.  $T'$  erhält man aus der auf S. 150 angegebenen Formel, wenn man  $\lambda = 90$  sec und für  $y$  den Ordinatenabschnitt von einem doppelten Koinzidenzintervall einsetzt.

Fig. 1 zeigt eine schlechte Registrierung, wie sie einmal mit der auf S. 148 beschriebenen Apparatur erhalten wurde. Die größte Abweichung beträgt 0.2 mm oder  $\frac{1}{1000}$  sec.

Daß tatsächlich das einwandfreie Arbeiten aller Hebel und Kontakte fast erreicht werden kann, zeigt Fig. 2.

Es ist dies die Auswertung einer Aufnahme vom 18. Februar 1929, die mit einem Koinzidenzapparat vorgenommen wurde. Außer Pendel und Relaiskontakt geht noch der Hebel des Koinzidenzapparates als Fehlerquelle in die Versuchsanordnung ein.

Trägt man nach Art von Fig. 1 und 2 die Meßpunkte auf, so hat man ein einwandfreies Bild der Güte der Messung und sieht sofort jede Änderung im Arbeiten der Kontakte, die größer ist als  $1 \cdot 10^{-5}$  sec.

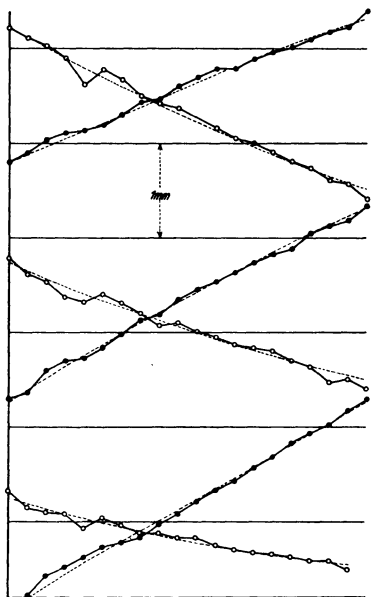


Fig. 1.

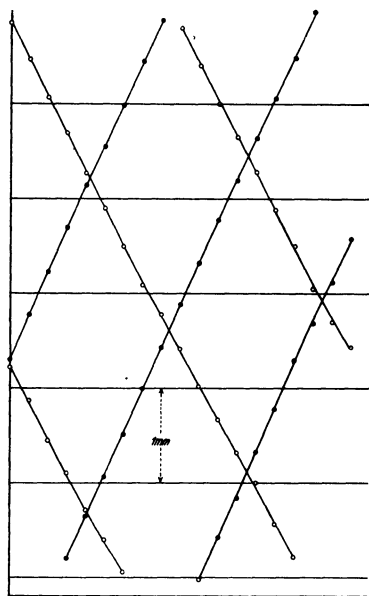


Fig. 2.

Benutzen wir zur Bestimmung der Länge des Koinzidenzintervalls die Schnittpunkte der durchgelegten Kurven (ausgezogene Linien in Fig. 2) mit den entsprechenden Ordinaten, so sind wir von Fehlern der Apparatur frei. Dies

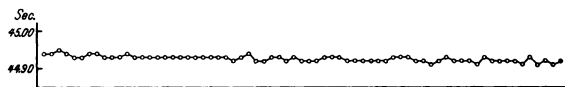


Fig. 3.

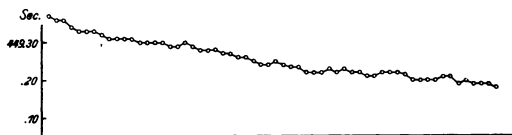


Fig. 4.

ist mit einer Messung vom 14. Mai 1929 geschehen. In Fig. 3 sind die Abstände je zweier aufeinanderfolgender Koinzidenzintervalle aufgetragen, wie sie bei einer einstündigen Registrierung erhalten wurden.

Fig. 4 zeigt die Abstände von je 10 aufeinanderfolgenden Koinzidenzintervallen derselben Platte.

Je 10 Werte der letzten Kurve ergeben nach Anbringung der Amplitudenkorrektion für das Koinzidenzintervall bzw. für die Schwingungsdauer des Pendels die Werte:

$dc = 44.9090 \text{ sec}$	$dT = 0.49449448 \text{ sec}$
$dc = 44.9082 \text{ "}$	$dT = 0.49449438 \text{ "}$
$dc = 44.9072 \text{ "}$	$dT = 0.49449426 \text{ "}$
$dc = 44.9062 \text{ "}$	$dT = 0.49449414 \text{ "}$
$dc = 44.9067 \text{ "}$	$dT = 0.49449420 \text{ "}$
$dc = 44.9067 \text{ "}$	$dT = 0.49449420 \text{ "}$

Zwischen je zwei Werten liegt eine Zeit von 7.5 Minuten. Trotz dieser kurzen Zeit ist eine Änderung des Uhrganges deutlich festzustellen, der für  $dT = 34 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$  in 24 Stunden 0.06 sec beträgt.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß man das „schwingende Pendel als Zeitmesser“ auch dazu benutzen kann, die Länge von Kontaktschlüssen oder den Stand von zwei Uhren mit einer Genauigkeit von einigen zehntausendstel Sekunden zu bestimmen.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Oktober 1929.

## Die Feinstruktur des luftelektrischen Feldes.

Von A. Wigand, Hamburg.

Ein Kollektor, der durch seine geeignete Formgebung und durch ein starkes radioaktives Präparat (1 mg RaTh) bei hinreichender Ventilation sehr schnell wirkt (Halbwertszeit 0.06 sec), wurde mit einem schnellaufenden photographischen Registrierelektrometer zur Analyse des luftelektrischen Feldes und der Raumladung verwendet\*). Die Aufnahmen zeigen die zeitliche Feinstruktur, indem sie Schwankungen von 0.1 sec Dauer qualitativ zu messen und von 0.01 sec Dauer noch qualitativ zu erkennen gestatten. Diese Methode hat vor dem gleichfalls momentan wirkenden Influenzverfahren den Vorteil größerer Störungsfreiheit bei ausreichender Genauigkeit der Analyse des zeitlichen Ablaufs.

Die Leistungsfähigkeit des Kollektors genügt zur Analyse des Schwankungsspektrums bis herab zu den bei nicht gewittergestörtem Wetter als Elementarschwankungen festgestellten kleinsten Perioden von 0.2 sec Dauer und ermöglicht die Untersuchung der schnellen Feldänderungen bei den Entladungen eines Gewitters. Auch die räumliche Feinstruktur der vertikalen Feld- und Raumladungsverteilung in der freien Atmosphäre wurde mit solchen Schnellkollektoren im Luftschiff erfolgreich studiert.

\*) A. Wigand und H. Kircher: Gerl. Beitr. 17, 379 (1927).

Von langsameren Schwankungen des Feldes sind bekannt die Jahresperiode, die Tagesschwankungen, insbesondere die einfache universelle Mauchly-Hoffmannsche Tagesperiode. Schnelle Feldschwankungen von der Dauer einer Sekunde und weniger, die sich in den Empfangsstörungen der Funktelegraphie äußern, kennt man durch die früheren Untersuchungen von Lutze, Breyer und Wigand.

Bei nicht gewittergestörtem Wetter ist die häufigste Dauer der schnellen Feldschwankungen von der Größenordnung einer Sekunde. Die schnellsten Schwankungen haben 0.2 sec Dauer; schnellere Schwankungen bis zu 0.01 sec Dauer waren nicht festzustellen.

Als Ursachen dieser schnellen Feldschwankungen scheiden aus:

1. Schwankungen der Influenzladung der Erde an der Meßstelle durch die Wirkung mehr oder weniger naher geladener Wolken und Dunstmassen; sie verlaufen für gewöhnlich langsam (Minuten) und nur dann schnell genug, um schnelle Feldschwankungen ( $< 1$  sec) durch Influenz zu erzeugen, wenn bei „gestörtem“ Wetter in der Nähe Blitzentladungen oder plötzliche Niederschlagsbildung auftreten. Solche Zacken in der Feldkurve werden von Wigand und Schubert zur Aufklärung des elektrischen Aufbaues der Gewitterwolke und der in ihr auftretenden Vorgänge bei Entladungen (Regeneration, Nachfließen der Ladung), sowie des Ladungstransportes zur Erde durch den Blitzstrom zurzeit näher studiert.

2. Schwankungen der Raumladung der Luft an der Meßstelle im Zusammenhang mit der Windstruktur; sie sind zwar der Größenordnung nach von gleicher Dauer, jedoch ganz ohne Beziehung zu den schnellen Feldschwankungen, wie gleichzeitige Registrierungen der Raumladung (nach der Käfigmethode mit einem Schnellkollektor) und des Feldes zeigten, wobei die beiden Elektrometer auf einen gemeinsamen Registrierstreifen schrieben. So wurden die Schwankungen der Raumladung und der Erdladung voneinander getrennt und als unabhängig voneinander nachgewiesen (Wigand und Schubert). Die gleichzeitige Beobachtung der Windstruktur mit einem Seeligerschen Böenmesser zeigte klar den Zusammenhang der Raumladungsschwankungen mit den Windstößen: Windzunahme bewirkt Raumladungsabnahme, was verständlich ist durch die Aufrollung der raumladungsreichsten untersten Bodenluftschicht bei Strukturwind.

Die schnellen Feldschwankungen werden daher angesehen als Schwankungen der Erdladung infolge der Schwankungen desjenigen Prozesses, der diese Ladung dauernd aufrechterhält. Ist das der Fall, so hat man die Möglichkeit, den Prozeß der Erhaltung der Erdladung in seiner zeitlichen Struktur zu studieren, und darf hoffen, dadurch Aufschlüsse über die Natur dieses Prozesses zu bekommen.

Wenn der Blitzstrom zur Erde dieser Erhaltungsprozeß ist\*), so können wir nicht nur die bei nahen Blitzen jetzt von uns studierten Feldstörungen zu

---

\*) A. Wigand: Physik. Zeitschr. 28, 65 u. 261 (1927).

diesem Problem in Beziehung bringen, sondern werden sogar in der Lage sein, die Änderung der Erdladung beim Einschlag einzelner Blitze auch in sehr großer Entfernung zu messen, indem wir die Kollektorwirkung etwa auf das Doppelte und die elektrometrische Meßempfindlichkeit auf etwa das 20fache der bisherigen steigern; denn die Ladung eines Blitzes ist von der Größenordnung 50 Coulomb, also ein Zehntausendstel der Erdladung ( $5 \cdot 10^5$  Coulomb). Nimmt man nach Brooks 100 Blitze in der Sekunde als Mittelwert der Blitzhäufigkeit für die ganze Erde an, und folgen die Blitze mit unregelmäßig wechselnder Stromrichtung nach dem Gesetze des Zufalls aufeinander, so sind kürzeste Elementarschwankungen der Erdladung von der Größenordnung 0.2 sec Dauer (wie die mit unserer Meßgenauigkeit beobachteten) durchaus verständlich, indem man diese Schwankungen als durch Gruppen von rund 20 Blitzen in beliebiger Entfernung verursacht ansieht.

---

## **Die Größenordnung der lokalen magnetischen Variationen und die Methodologie der magnetischen Aufnahmen.**

Von **Boris Weinberg**, Leningrad.

Der Verfasser macht aufmerksam auf eine Überschätzung der bei den magnetischen Landesaufnahmen geforderten Genauigkeit der Messungen und eine Unterschätzung des gewünschten Abstandes zwischen den Punkten, wo die Beobachtungen gemacht sein sollen. Die Ursache des ersten Umstandes sieht er in der Überschätzung der Genauigkeit, mit welcher die Korrektion auf den täglichen Gang in anderen Gegenden als Mitteleuropa eingeführt werden kann, und die Ursache des zweiten Umstandes in der Unterschätzung der mittleren Größen von den lokalen magnetischen Variationen sogar in den sogenannten „störungsfreien“ Gebieten. Die Größenordnung dieser Variationen ist viel größer, als gewöhnlich vorausgesetzt wird, und war der Gegenstand von mehreren Untersuchungen vom Verfasser und von Kyrill Weinberg, die meistens in Russisch veröffentlicht waren und deren Zusammenstellung der Verfasser in der Absicht nach Ergänzung der benutzten Beobachtungsdaten in ausführlicherer Form in nächster Zeit in dieser Zeitschrift geben wird.

## **Absolute Sonnenstrahlungsmessungen in der freien Atmosphäre im Flugzeug.**

Von **P. A. Galbas** und **W. Marten** \*).

Eine instrumentelle Ausrüstung für das Flugzeug zur Messung der Sonnenstrahlung in der freien Atmosphäre wird beschrieben.

Die Schwächung der Sonnenstrahlung auf ihrem Wege durch die Atmosphäre ist ein geophysikalisch und besonders meteorologisch wichtiges Problem. Man wird diesem Problem aber nur durch ausreichend genaue Sonnenstrahlungsmessungen in der freien Atmosphäre in Verbindung mit meteorologischen Beobachtungen beikommen können. Bisher bildeten nur die sehr wenigen Messungen im Freiballon einen recht bescheidenen Anfang auf diesem Gebiete. Mit einer schnellen Häufung dieser wichtigen Messungen im Freiballon ist wegen der Kostspieligkeit und Umständlichkeit solcher Fahrten nicht zu rechnen. Die Verfasser haben sich daher die Aufgabe gestellt, für das Flugzeug eine instrumentelle Ausrüstung zu schaffen, die eine rasche Vermehrung der Sonnenstrahlungsmessungen in der freien Atmosphäre etwa im Rahmen der meteorologischen Flugzeugaufstiege mit verhältnismäßig geringen Mitteln ermöglichen soll. Als Meßinstrument konnte unter den schwierigen Verhältnissen im Flugzeug nur das sehr handliche Bimetallaktinometer in Frage kommen. Die Verwendung dieses Instrumentes im Flugzeug erforderte einige konstruktive Änderungen, die hauptsächlich eine Verringerung der Erschütterungsempfindlichkeit und der Trägheit, ferner sichere Anvisierung der Sonne und Schutz der Meßlamelle gegen Luftzug zum Ziele hatten.

Forderung 1 wurde durch Kürzung der Eiseninvarlamelle unter Verwendung eines Mikroskops mit stärkerer Vergrößerung,

Forderung 2 durch Verbesserung der Metallableitung und Verkleinerung des Randeffektes,

Forderung 3 durch Verlegung des Visierpunktes in das Gesichtsfeld des Mikroskops,

Forderung 4 durch Einbauen eines Quarzfensters erfüllt.

Das Instrument wurde an Bord des Flugzeuges vor dem Beobachtersitz vermittelt einer kardanischen Aufhängung erschütterungsfrei montiert. Die erschütterungsfreie Aufhängevorrichtung wurde von Galbas auf Grund der im Flughafen Norderney gemachten Erfahrungen angegeben, außerdem die praktische Erprobung der gesamten Apparatur auf einer Reihe von Aufstiegen vorgenommen. Die Beobachtungen boten keine Schwierigkeiten und haben zu brauchbaren Ergebnissen geführt.

\*) Vortrag, gehalten auf der Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft, Dresden 7. bis 9. Oktober 1929.

## Bericht über die achte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

vom 3. bis 5. Oktober 1929 in Dresden

Die Tagung wurde vom Vorsitzenden mit folgender Ansprache eröffnet:

Indem ich die achte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft eröffne, begrüße ich die Mitglieder herzlich und danke ihnen für ihr zahlreiches Erscheinen, besonders denen, die aus größerer Entfernung gekommen sind, um an unseren Verhandlungen teilzunehmen, wie Fräulein Inge Lehmann und Herr Kolderup. Herr Numerow, der sein Erscheinen ebenfalls zugesagt hatte, ist leider im letzten Augenblick durch eine Erkrankung zurückgehalten worden. Ferner habe ich eine große Anzahl von Gästen zu begrüßen, die uns die Ehre ihres Erscheinens geben, und die uns teilweise durch Vorträge erfreuen wollen. Es sind die Herren Kiroff-Sofia, Lunkenheimer-La Plata, Šalamon-Prag, Weinberg-Leningrad, ferner Alt-Dresden, Schindelhauer-Potsdam, Werkmeister-Dresden, sowie die Herren Hopfner-Wien, Vertreter des Bundesamtes für Eich- und Vermessungswesen und Wagner-Innsbruck.

Das Erscheinen der Herren aus Deutsch-Österreich erfüllt uns mit besonderer Freude. Es gibt uns die Gewißheit, daß die diesjährige Tagung ein Glied der Kette bildet, die uns mit unseren deutschen Stammesbrüdern aus Österreich immer enger und enger zusammenschließt.

Seiner Magnifizenz dem Herrn Rektor der Technischen Hochschule spreche ich den wärmsten Dank der Gesellschaft aus für die bereitwillige Überlassung der Räumlichkeiten, die uns die Abhaltung der Tagung ermöglicht, den Behörden des sächsischen Staates und der Stadt Dresden für die freundliche Einladung zu der Rundfahrt durch die Sächsische Schweiz, die unsere Tagung abschließen soll. Schließlich habe ich den Kollegen Alt und Werkmeister herzlich zu danken, von denen der erstere sich der Mühe der örtlichen Vorbereitung der Tagung unterzogen hat und der andere uns die Schätze des Mathematisch-Physikalischen Salons selbst vorführen und erläutern will.

Seit unserer letzten Zusammenkunft hat unser Mitglied Geheimrat Hergesell seinen siebzigsten Geburtstag gefeiert. Ich habe ihm dazu die Glückwünsche der Gesellschaft überbracht. Wir Geophysiker verehren in ihm einen unserer führenden Meister, der nicht nur auf seinem Spezialgebiet Hervorragendes geleistet hat, sondern der alle Teile der Geophysik mit Interesse verfolgt und fördert.

Wenn unsere Gesellschaft in Dresden auch kein Mitglied besitzt, so verknüpfen doch manche Beziehungen die Physik der Erde mit dieser schönen und im deutschen Kulturleben einen wichtigen Platz einnehmenden Stadt. Schon 1560 hat Kurfürst August I. begonnen, mathematisch-naturwissenschaftliche

Instrumente zu sammeln und den Grundstock zu der berühmten Sammlung des Mathematisch-Physikalischen Salons zu legen. Entsprechend der damaligen Zeit gab es noch keine Spezialisierung in den Naturwissenschaften, so daß die Sammlung auch für uns Interesse besitzt, obgleich sie keine spezielle geophysikalische Note hat.

Die Landesaufnahme Sachsens stand zeitig auf großer Höhe. Ihr verdanken wir die von Major Lehmann erfundene Darstellung der Geländeverhältnisse durch Bergstriche, die bei den topographischen Karten kleinen Maßstabverhältnisses weltweite Anwendung gefunden hat. Auch in neuester Zeit ist hier in Dresden wieder ein grundlegender Fortschritt der Topographie gemacht worden, denn hier entstand in dem Autokartograph von Hugershoff-Heyde das erste brauchbare Gerät zur Herstellung von Karten aus Luftbildaufnahmen. Ferner darf ich hier die wegen ihrer mustergültigen Ausführung berühmte Nagelsche Triangulation Sachsens nennen. Würdig reiht sich der trigonometrischen und topographischen Landesaufnahme die erdmagnetische an, die ihre Zentralstelle ebenfalls hier in Dresden hatte und von Göllnitz in vorbildlicher Weise durchgeführt worden ist. Auf ein anderes Gebiet führt uns die Erinnerung an Schreiber, den Begründer der jetzt in Dresden beheimateten Landeswetterwarte, der mit der Errichtung der ersten Höhenwetterwarten ein Wegbereiter der Erforschung der höheren Luftschichten geworden ist. Und noch ein weiteres Teilgebiet der Geophysik, nämlich die Vulkanologie, ist durch Alfons Stübel eng mit Dresden verknüpft. Hier ist er geboren, hier ist seine Theorie des Vulkanismus und sein Meisterwerk „Die Vulkanberge von Ecuador“ entstanden. Seine Sammlungen sind hier in einem Museum der Nachwelt aufbewahrt und allgemein zugänglich gemacht worden.

Wir befinden uns daher hier in Dresden auf einem an geophysikalischen Erinnerungen reichen Boden. Möge dieser Umstand auch unsere Tagung fördernd beeinflussen und ihr zu einem guten Verlauf verhelfen.

Verhandlungen der achten ordentlichen Mitglieder-Versammlung  
am Donnerstag, dem 3. Oktober 1929.

Der Vorsitzende eröffnet die Sitzung um 14<sup>h</sup> 20<sup>m</sup> und stellt fest, daß die Einladungen ordnungsmäßig ergangen sind, und die Versammlung daher beschlußfähig ist. Er berichtet sodann über das abgelaufene Geschäftsjahr. Es sind 20 Mitglieder neu aufgenommen worden, ausgetreten sind 6 Mitglieder, so daß die Gesellschaft zurzeit 190 Mitglieder zählt. Ein Todesfall ist nicht vorgekommen. Prof. Defant ist mit dem Gezeitenforscher der Deutschen Seewarte, Dr. Rauschelbach zusammen eingeladen worden, einem von der ozeanographischen Sektion der Geodätischen und Geophysikalischen Union eingesetzten Ausschusse beizutreten. Er mußte die Einladung leider ablehnen, weil Deutschland der Union nicht angehört. Aus dem gleichen Grunde konnte Prof. Gutenberg eine Einladung von Herrn Rothé, einem von der seismi-



sehen Sektion derselben Union eingesetzten Ausschusse beizutreten, nicht annehmen.

Prof. Angensteiner erstattet den Bericht über die Zeitschrift. Der Umfang der Zeitschrift ist im letzten Jahrgang um einige Bogen überschritten worden. Bis 1. Oktober sind Heft 1 bis 6 des fünften Jahrganges 1929 erschienen. Die Zahl der Bezieher betrug

im Jahre 1927 = 353, 1928 = 425, 1929 = 470.

Dem Schriftleiter Prof. Angensteiner wird für die tatkräftige ehrenamtliche Leitung der Zeitschrift einstimmig der Dank der Gesellschaft ausgesprochen. Er wird ermächtigt, bei der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft wiederum eine Beihilfe für die Herausgabe der Zeitschrift zu beantragen.

Prof. Schütt erstattet den Kassenbericht. An Stelle des verhinderten Herrn Wigand wird Herr Kölzer zum Rechnungsprüfer ernannt. Die Rechnungsprüfer Herr Weickmann und Herr Kölzer beantragen die Entlastung des Schatzmeisters. Der Antrag wird einstimmig angenommen mit dem Dank der Gesellschaft an Prof. Schütt für die von ihm geleistete Mühewaltung. Der vom Schatzmeister entworfene Voranschlag für das neue Geschäftsjahr wird gutgeheißen.

Auf Vorschlag des Vorstandes werden die Herren Geheimrat Hergesell und Geheimrat Ad. Schmidt einstimmig zu Ehrenmitgliedern ernannt. Geheimrat Schmidt dankt der Gesellschaft für diese Ehrung zu seinem siebenzigsten Geburtstage, bittet unter allgemeiner Heiterkeit jedoch, auch noch zu beschließen, daß er ihn erleben möge.

Die Herren Kohlschütter und Meinardus scheiden aus dem Vorstande aus. Der Antrag 2 des Vorstandes, daß eins von den vier im Jahre 1927 gewählten Vorstandsmitgliedern bereits in diesem Jahre ausscheidet, wird angenommen. Durch das Los wird Herr Hecker bestimmt; dieser scheidet gleichfalls aus dem Vorstande aus. An Stelle der ausgeschiedenen Vorstandsmitglieder werden die Herren Weickmann, Koenigsberger und Wilh. Schmidt gewählt. Als erster Vorsitzender, der die Gesellschaft im Sinne des § 26 des BGB vertritt, wird Herr Linke, als stellvertretende Vorsitzende die Herren Defant und Nippoldt gewählt. Zu Kassenprüfern werden die Herren Kölzer und Gella gewählt.

Der Mitgliedsbeitrag wird wie im Vorjahre auf 28.— *RM* festgesetzt. Mitglieder, die vom Bezuge der Zeitschrift ausnahmsweise entbunden sind, haben 4.— *RM* Beitrag zu zahlen.

Herr Weickmann stellte entsprechend einer Anregung von Herrn Schmauss folgenden Antrag:

„Die Tagungen der Gesellschaft mögen alle zwei Jahre abwechselnd mit den Tagungen der Meteorologischen Gesellschaft stattfinden.“

Der Antrag wird einstimmig angenommen und beschlossen, daß die nächsten Tagungen der Gesellschaft nur in den Jahren mit gerader Jahreszahl stattfinden sollen.

Die nächste Tagung soll im Jahre 1930 in Potsdam stattfinden. Der Zeitpunkt soll so gelegt werden, daß sie kurz vor oder kurz nach der Versammlung der deutschen Naturforscher und Ärzte in Königsberg stattfindet.

Der Vorsitzende verliert eine Reihe von Änderungen, die an dem mit der Tagesordnung versandten Satzungsentwurf vorgenommen werden müssen:

1. mit Rücksicht auf das BGB.,
2. auf Grund des Beschlusses, daß die Tagungen und damit auch die Hauptversammlungen nur alle zwei Jahre stattfinden sollen,
3. zur Verbesserung des Ausdruckes.

Der Vorstandsantrag Nr. 1 und damit der neue Entwurf der Satzungen mit den verlesenen Änderungen werden einstimmig angenommen mit der Maßgabe, daß kleine redaktionelle Änderungen dem Vorsitzenden überlassen werden.

Der Antrag Kohlschütter, Nr. 3 der Tagesordnung, wird zurückgezogen. Der Vorstand wird ermächtigt, die Angelegenheit weiter zu verfolgen. Etwaige Anfragen sind an Herrn Kohlschütter, Potsdam, Geodätisches Institut, zu richten.

Herr Ad. Schmidt spricht im Namen der Versammlung dem Vorsitzenden den wärmsten Dank für seine Bemühungen aus, die Wiederaufnahme einer zwischenstaatlichen Zusammenarbeit auf geodätischem und geophysikalischem Gebiet unter Wahrung unserer berechtigten Interessen herbeizuführen.

Herr Kühn gibt bekannt, daß auf dem letzten Geologenkongreß in Pretoria der Präsident der Preußischen Geologischen Landesanstalt, Herr Krusch gegen die von der Geodetical and Geophysical Union herbeigeführte Auflösung der Gletscherkommission mit Erfolg Einspruch erhoben hat.

Schluß der Sitzung 15<sup>h</sup> 25<sup>m</sup>.

Der Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft setzt sich für das kommende Geschäftsjahr wie folgt zusammen:

Vorsitzender: F. Linke, Frankfurt a. M.

Stellvertretende Vorsitzende: A. Defant, Berlin;  
A. Nippoldt, Potsdam.

Schatzmeister: R. Schütt, Hamburg.

Schriftleiter der Zeitschrift: G. Angenheister, Göttingen.

Weitere Vorstandsmitglieder:

K. Haussmann, Schwäbisch-Gmünd; A. Wegener, Graz; E. Tams, Hamburg; W. Schmidt, Wien; J. Koenigsberger, Freiburg i. Br.; L. Weickmann, Leipzig.

## Wissenschaftliche Sitzungen

### Donnerstag, den 3. Oktober 1929, 10<sup>h</sup> 15<sup>m</sup>:

Vorsitz: Kohlschütter.

1. Koenigsberger: Zur Erforschung der ersten 100 km Erdkruste. (Diskussion: Conrad, Angenheister, Tams, Koenigsberger.)
2. Lehmann, Kopenhagen: Über die Laufzeitkurven der Phase  $S_c P_c S$ . (Diskussion: Krumbach, Conrad, Lehmann.)
3. Krumbach: Über Laufzeitkurven. (Diskussion: Conrad, Krumbach.)
4. Conrad: Bemerkungen zum Neuseelandbeben vom 16. Juni 1929. (Diskussion: Tams, Meisser, Krumbach, Angenheister, Schmidt, Conrad.)

### Donnerstag, den 3. Oktober 1929, 15<sup>h</sup> 30<sup>m</sup>:

Vorsitz: Weickmann.

1. Nippoldt: Stand der erdmagnetischen Welt- und Landvermessung. (Diskussion: Ad. Schmidt, Weinberg, Weickmann, Koenigsberger, Nippoldt.)
2. Grotewahl: Die magnetische Aufnahme der Ostsee mit dem eisenfreien Schiff „Cecilie“. (Diskussion: Nippoldt, Grotewahl.)
3. Haalek: Ursache des Erdmagnetismus. (Diskussion: Bartels, Schlomka, Ad. Schmidt, Svinner, Haalek.)
4. Weinberg, Leningrad: Die Größenordnung der lokalen magnetischen Störungen und die Methodologie der magnetischen Aufnahmen. (Diskussion Ad. Schmidt, Weinberg.)

### Freitag, den 4. Oktober 1929, 9<sup>h</sup> 15<sup>m</sup>:

Vorsitz: Wilh. Schmidt.

1. Köhler: Seismische Beobachtungen am Profil. (Diskussion: Meisser, Conrad, Angenheister, Köhler.)
2. Brockamp: Seismische Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen.
3. Schmehl: Stand der praktischen Schweremessungen.
4. Hopfner: Über den Term von Bruns-Bowie. (Diskussion: Koenigsberger, Kohlschütter, Ad. Schmidt, Hopfner.)
5. Jung: Drehwaagemessungen im Ries bei Nördlingen. (Diskussion: Angenheister, Weickmann, Jung.)
6. Meisser: Relative Schweremessungen mit Pendeln. (Diskussion: Weinberg, Schmehl, Meisser.)
7. Martin: Relative Schweremessungen mit Pendeln.
8. Weinberg, Leningrad: Die Kriterien der Zufälligkeit einer Beobachtungsreihe. (Diskussion: Weickmann, Wagner, Ad. Schmidt, Weinberg.)

### Freitag, den 4. Oktober 1929, 15<sup>h</sup>:

Besuch des „Mathematisch-Physikalischen Salons“ unter Führung des Leiters Prof. Dr. Werkmeister.

### Sonntag, den 5. Oktober 1929, 9<sup>h</sup>:

Vorsitz: Kölzer.

1. Marten: Messung der Sonnenstrahlung im Flugzeug. (Diskussion: Linke, Wigand, Weinberg, Kölzer, Weickmann, Marten.)

2. Meisser: Geophysikalische Messungen unter Tage. (Diskussion: Koenigsberger, Weickmann, Meisser.)
3. Schindelhauer: Geophysikalische Einflüsse auf die drahtlose Telegraphie. (Diskussion: Linke, Martin, Angenheister, Nippoldt, Meisser, Weickmann, Schindelhauer.)
4. Wigand: Die Feinstruktur des luftelektrischen Feldes. (Diskussion: Schindelhauer, Wilh. Schmidt, Linke, Angenheister, Ad. Schmidt, Schlomka, Wigand.)
5. Wagner: Theoretische Verteilungsfunktion von Windstärke und Windrichtung sowohl für Momentwerte wie auch für Stundenwerte. (Diskussion: Bartels, Ad. Schmidt, Weinberg, Wagner.)

**Montag, den 7. Oktober 1929, 15<sup>h</sup> 30<sup>m</sup>:**

Gemeinsame Sitzung mit der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft.

Vorsitz: Kohlschütter.

1. Bergeron: Richtlinien einer dynamischen Klimatologie.
2. Duckert: Die höchsten Schichten der Atmosphäre.
3. Götz: Ergänzungen dazu vom Gesichtspunkte der Ozonfrage aus.
4. Kölzer: Grundsätzliches zur Methode der Luftseismik.
5. Wigand: Die elektrokolloiden Eigenschaften der Atmosphäre.

Diskussionen konnten wegen Zeitmangels nicht stattfinden.

Abrechnung über die Einnahmen und Ausgaben  
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für das Geschäftsjahr 1928/29.

Abgeschlossen am 30. September 1929.

Einnahmen		Ausgaben	
An Bestand . . . . .	RM 1061.77	Per Verwaltungskosten . . .	RM 210.68
Restbeiträge 1927/28 . . .	" 120.02	Drucksachen . . . . .	" 126.70
Beiträge 1928/29 . . . . .	" 4796.43	Fr. Vieweg & Sohn A.-G. f. Jahrg. V d. Zeitschr. f. Geophysik . . . . .	" 4456.45
Vorausbezahlte Beiträge für 1929/30 . . . . .	" 115.60	Leihgabe für Hilfe bei Zusammenstellung des Literaturberichts . . . .	" 200.—
Zurückgezahlte Portoaus- lagen . . . . .	" 4.81	Übertrag auf 1929/30 . . .	" 1493.10
Bankzinsen . . . . .	" 0.30		
Rückzahlung von der Not- gemeinschaft . . . . .	" 300.—		
Zahlungen f. frühere Jahr- gänge der Zeitschrift . . .	" 88.—		
	<b>RM 6486.93</b>		<b>RM 6486.93</b>

Von obigen RM 1493.10 sind

auf der Bank . . . . .	RM 1233.60
auf Postscheckkonto . . .	" 234.59
in der Kasse . . . . .	" 24.91
	<b>RM 1493.10</b>

Gepprüft und richtig befunden  
Dresden, 3. Oktober 1929.  
Prof. Dr. Weickmann.  
Dr. Kölzer, Reg.-Rat.

Prof. Dr. R. Schütt,  
z. Zt. Schatzmeister.

## Zur Messung der horizontalen Störungskomponente des erdmagnetischen Feldes.

Von **H. Seblatnigg** und **A. Graf\***). — (Mit drei Abbildungen.)

An Hand eines praktischen Beispiels wird gezeigt, daß es von Vorteil ist, die Horizontalwaage anstatt in Richtung magnetisch Nord in Richtung eines charakteristischen Profils abzulesen.

Die Messungen mit der Horizontalwaage werden in der Regel so ausgeführt, daß das Instrument bei Orientierung nach der gestörten Nordrichtung abgelesen wird. Die Reduktion auf die Profilrichtung erfolgt nach der Formel:

$$F = H \cos(\varepsilon - \beta) - H_0 \cos \varepsilon \dots \dots \dots (1)$$

In Gebieten mit großen Deklinationsstörungen ( $\beta$ ) müssen also Deklinationsmessungen möglichst an allen Profilpunkten, für welche die horizontale Störungskomponente ermittelt werden soll, durchgeführt werden. Sowohl die Deklinationsmessungen als auch die Reduktion der gemessenen  $H$ -Werte sind umständlich und zeitraubend.

Anläßlich einer in Nordschweden im Jahre 1928 durchgeführten Untersuchung einer Magnetitlagerstätte wurde die Messung der horizontalen Störungskomponente vereinfacht, indem die Horizontalwaage bei Orientierung nach Profilrichtung abgelesen wurde (Schwingungsebene des Magnetsystems in Profilrichtung). Diese Ablesungen ergaben direkt  $F$ . Die Bestimmung von  $\beta$  mit Hilfe der Deklinatorien und die Reduktion von  $H$  auf die Profilrichtung erübrigt sich dadurch.

Im folgenden soll gezeigt werden, daß diese Vereinfachung zulässig ist.

Die Gleichgewichtsgleichung der Horizontalwaage von A. d. Schmidt lautet:

$$- ZM \sin \alpha - HM \sin \varepsilon' \cos \alpha - Qc \cos(\gamma - \alpha) = 0 \dots \dots (2)$$

wenn die Schwingungsebene des Magnetsystems mit der Profilrichtung ( $AB$  in Fig. 1) zusammenfällt. [ $M, Q, c, \gamma$  sind Apparatkonstanten, wie bei Haalck\*\*), a. a. O.] Bei einer Stationsänderung ändert sich  $H, \varepsilon', Z$  und  $\alpha$ . Wir erhalten daher durch Differenzieren von (2)

$$\left. \begin{aligned} - dZM \sin \alpha - ZM \cos \alpha d\alpha - dHM \sin \varepsilon' \cos \alpha - HM \cos \alpha \cos \varepsilon' d\varepsilon' \\ + HM \sin \varepsilon' \sin \alpha d\alpha + Qc \sin(\gamma - \alpha) d\alpha = 0 \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

\*) Die Arbeiten wurden im Auftrag der Firma Piepmeyer & Co., Abteilung für geophysikalische Lagerstättenforschung, Kassel-Wilhelmshöhe, ausgeführt.

\*\*\*) Hans Haalck: Die magnetischen Verfahren der angewandten Geophysik.

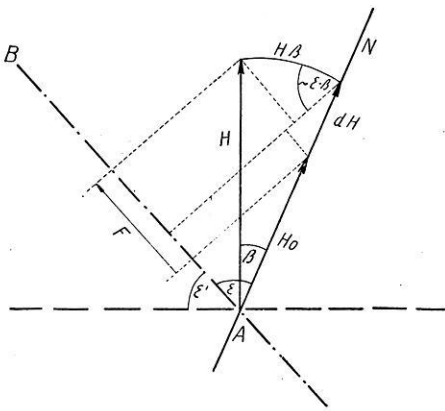


Fig. 1.

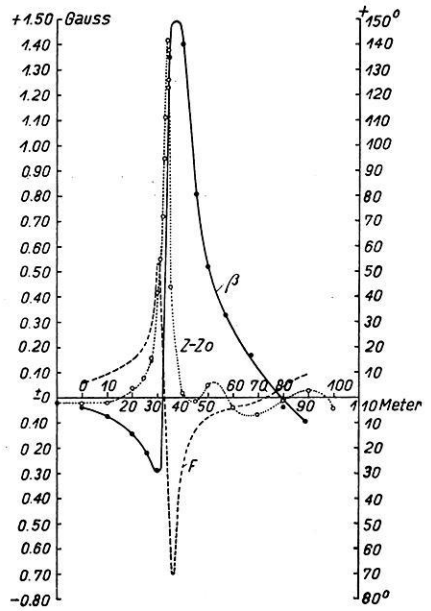


Fig. 3.

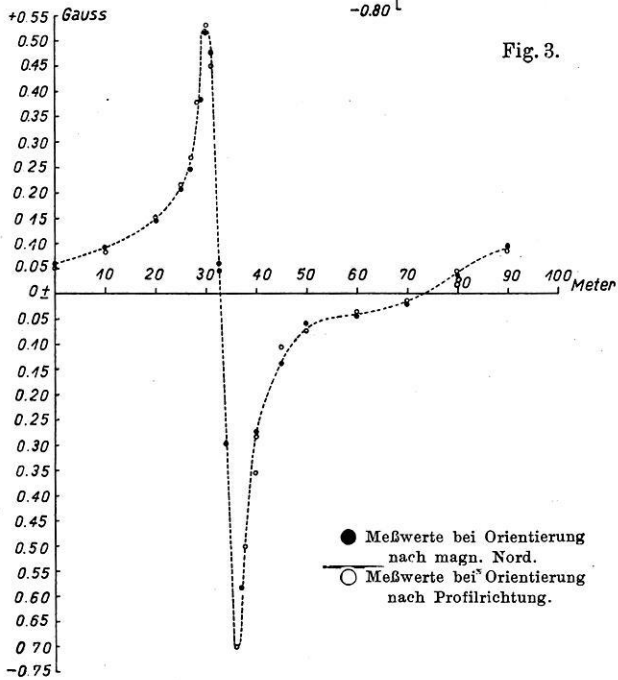


Fig. 2.

Da  $\alpha =$  Winkel des Ausschlages stets sehr klein ist, so erhält man mit  $d\alpha = (n - n_0) \frac{d}{2a}$  und  $k = \left( \frac{ZM + Qc \sin \gamma}{M} \right) \cdot \frac{d}{2a}$

$$K(n_0 - n) = dH \cos(\varepsilon - \beta) + H\beta \sin(\varepsilon - \beta) \dots \dots (4)$$

wenn man nach Fig. 1 für  $\sin \varepsilon' = \cos(\varepsilon - \beta)$ , sowie für  $d\varepsilon' = \beta$  setzt. Andererseits folgt aus Fig. 1, daß

$$dH \cos(\varepsilon - \beta) + H\beta \sin(\varepsilon - \beta) = H \cos(\varepsilon - \beta) - H_0 \cos \varepsilon = F.$$

Da nun der konstante Faktor  $k$  der nämliche ist, der bei Orientierung nach der Nordrichtung auftritt, wo die Gleichung gilt:

$$dH = k(n_0 - n) \text{ [für } (\varepsilon - \beta) = 0],$$

so ergibt sich die Richtigkeit obiger Behauptung, nämlich, daß die Schmidtsche Horizontalwaage bei Orientierung in Profilrichtung direkt  $F$  für diese Richtung ergibt. Dies ist zunächst nur für kleine  $\beta$  nachgewiesen. Daß diese Vereinfachung auch mit hinreichender Genauigkeit für beliebig große  $\beta$  gilt, ersieht man aus Fig. 2. Die eine Wertreihe ergab sich aus der üblichen Messung in der gestörten Nordrichtung und nachfolgender Reduktion auf die Profilrichtung nach Gleichung (1). Die zweite Wertreihe wurde direkt durch Messung in der  $F$ -Richtung erhalten. Die Übereinstimmung beider Meßreihen ist in Anbetracht des steilen Anstieges der  $F$ -Kurve sehr gut.

Zur Vervollständigung sind in Fig. 3 die gemessenen Komponenten  $Z - Z_0$ ,  $F$  und  $\beta$  gemeinsam dargestellt.

Kassel-Wilhelmshöhe, November 1929.

## Über theoretische Kippisoklinen und Horizontalisodynamen bei Induktionsmethoden.

Von A. Graf. — (Mit sechs Abbildungen.)

Im folgenden wird unter der Annahme homogener Leitfähigkeit der Erde das Normalbild der Kippisoklinen und der Horizontalisodynamen berechnet.

Bei den qualitativen elektrischen Induktionsmethoden, beispielsweise beim Elbofverfahren, werden im allgemeinen zwei Winkel auf jeder Meßstation gemessen: 1. der Horizontalwinkel, der die Richtung des elektromagnetischen Wechselfeldes, das die elektrische Sendegarnitur erzeugt, angibt und damit die Richtung der Stromlinien, und 2. der sogenannte Kippwinkel, der die Neigung des Wechselfeldes an der Erdoberfläche gegenüber der Horizontalebene aufzeigt. Letzterer wird hervorgerufen durch die Überlagerung des Erdstromfeldes über das Feld des Leitungsstromes. Für einen einzigen Quellpunkt hat J. Koenigs-

berger unter der Annahme homogener Leitfähigkeit das Erdfeld der Größe und Richtung nach berechnet; danach ist

$$H = J/r \cdot 10^{-3} \text{ Gau\ss} \quad (H \text{ senkrecht } r; J \text{ in Amp., } r \text{ in Metern}).$$

Für zwei Quellpunkte hat man dann, wenn  $d$  der Elektrodenabstand ist:

$$\mathfrak{H} = J/(1/r_1 - 1/r_2) \cdot 10^{-3} \text{ Gau\ss} \quad \dots \dots \dots (1)$$

Die Größe des Vektors  $\mathfrak{H}$  läßt sich leicht Fig. 1 entnehmen, wo  $\mathfrak{H}$  sich durch vektorielle Addition ergibt. Rechnerisch erhält man aus

$$H^2 = J^2 (1/r_1^2 + 1/r_2^2 - 2 \cos \beta / r_1 r_2)$$

die sehr einfache Formel

$$H = J d / r_1 r_2 \cdot 10^{-3} \text{ Gau\ss} \quad (r \text{ in Metern}) \quad \dots \dots \dots (2)$$

Gleichung (2) gestattet die Linien gleicher Horizontalintensität oder die Horizontalisodynamen aufzuzeichnen, die in der Nähe der Elektroden sowohl wie in großem Abstand von demselben Kreise sein müssen, da im ersteren Falle nur eine Elektrode vorzugsweise wirkt und im anderen Falle die beiden Elektroden wie eine einzige erscheinen (Fig. 2). Die Richtung des Feldes bei zwei Elektroden ist ebenfalls horizontal; die Vertikalkomponente des tatsächlichen Feldes kann daher nur von der Zuleitung herrühren, für das man

$$H_v = \int \frac{J dl \sin \beta}{r^2} = \frac{J}{r} (\sin \alpha_1 \pm \sin \alpha_2) = \frac{J}{r} (x_1/r_1 \pm x_2/r_2) \quad \dots (3)$$

(Fig. 3) erhält. Der Tangens des Kippwinkels wird daher:

$$\text{tg } \psi = H_v / H_h = (x_1 r_2 \pm x_2 r_1) / r d = \text{const}^1) \quad \dots \dots (4)$$

Wie man sieht, ist die Aufnahme des Kippwinkels von Stromschwankungen unabhängig. In Fig. 4 ist Formel (4) dargestellt. Der Winkel  $45^\circ$  teilt die Ebene in zwei Gebiete. Im Elektrodenzwischenraum sind nur Winkel von  $45$  bis  $90^\circ$  vorhanden, außerhalb derselben nur Winkel von  $0$  bis  $45^\circ$ . Die Nulllinie liegt in der Elektrodenverbindungsline und ist für die Praxis am wichtigsten, weil aus deren Abschwenkung (von dieser Richtung) auf die Lage und das Streichen besserer Leiter geschlossen werden kann.

Das abgeleitete Normalbild der Kippisoklinen gilt jedoch nur für homogene Leitfähigkeit der Erde; diese Annahme trifft aber in der Regel nicht zu. Vielmehr sind die durchfeuchteten oberen Schichten besser leitend als die tiefer liegenden. Dies bedingt, daß die Stromlinien stärker in die oberen Schichten gedrängt werden, so daß der Intensitätsabfall auf der Erdoberfläche bei Entfernung von den Elektroden langsamer erfolgen muß als im berechneten Falle. Mißt man beispielsweise auf der Mittelsenkrechten der Elektrodenverbindungsline, so zeigt sich, daß der theoretische Intensitätsabfall, der nach Gleichung (2) für diesen Fall durch Formel  $H_y = Jd/(y^2 + d^2/4)$  widergegeben würde, empirisch besser durch die Formel

$$H_y = Jd/(y^a + d^2/4) \quad \dots \dots \dots (5)$$



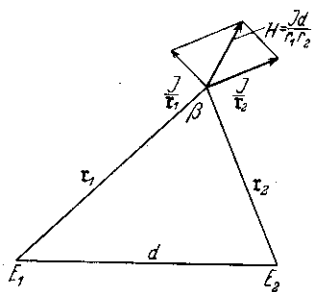


Fig. 1.

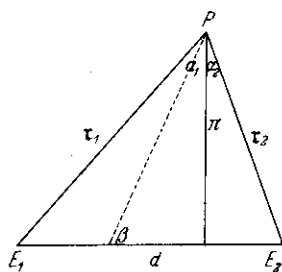


Fig. 3.

*Linien gleicher Horizontalintensität*

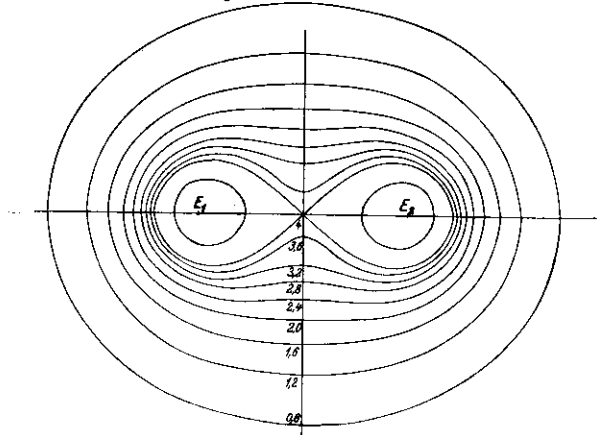


Fig. 2.

**Theoretisches  
Kippwinkel  
Normalbild**

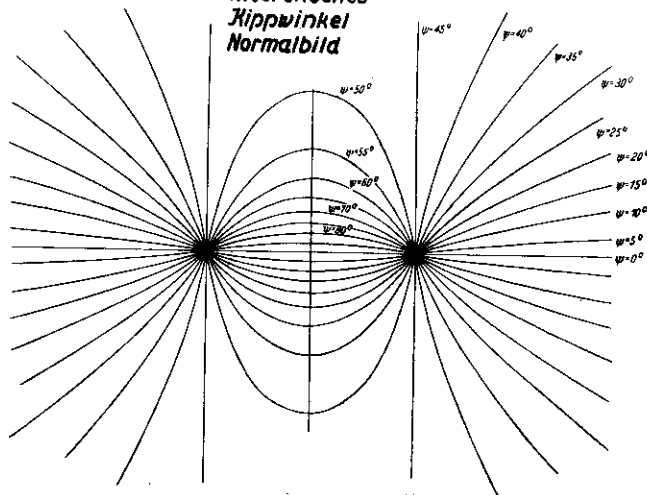


Fig. 4.

dargestellt wird, wo  $a$  kleiner als 2, etwa 1.5 ist. Konstruiert man hierauf graphisch unter Berücksichtigung von (5) aus einem empirischen Stromlinien-normalbild die Horizontalisodynamen, so läßt sich nunmehr mit Zuziehung von (3) das empirische Kippisoklinennormalbild zeichnen. Hierüber soll später berichtet werden.

Wie stark Kippwinkelbilder durch Tektonik und Einlagerungen beeinflusst werden, kann man aus Fig. 5 und 6<sup>2)</sup> ersehen, die Ausschnitte aus Kippwinkel-

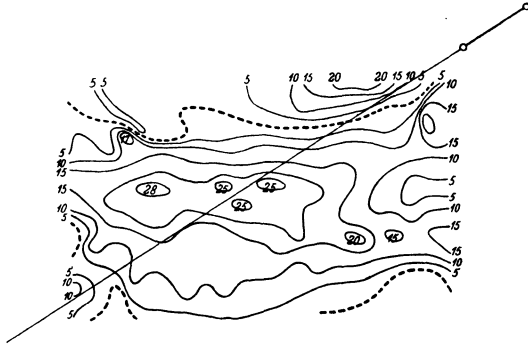


Fig. 5.

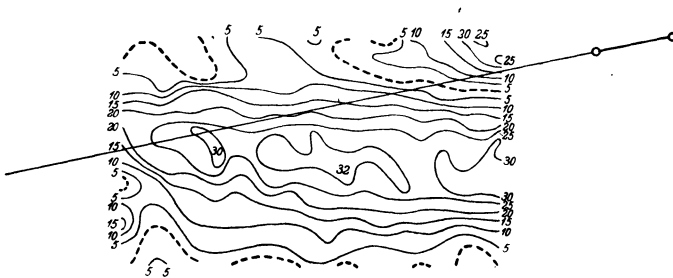


Fig. 6.

bildern in Störungszonen darstellen. Sie sind ein empfindliches Reagens auf Körper mit Leitwertsunterschieden, erfordern aber große Übung in der Auswertung, da es unmöglich ist, die durch die Tektonik hervorgerufenen Anomalien zu eliminieren.

#### Literatur.

<sup>1)</sup> Gleichzeitig und unabhängig vom Verfasser stellte S. Stefanescu dieselben Gleichungen auf. (*Études théor. sur la prospection élect. du sous-sol.* 1929.)

<sup>2)</sup> Die Bilder wurden von G. Beyer bei einer geolektrischen Untersuchung in Polen (Schodnica), die von der Elbof vorgenommen wurde, ausgeführt.

Mitteilung aus dem Geologisch-Mineralogischen Institut der Universität Köln.

## Der Einfluß der Anisotropie der Medien auf die Verteilung elektromagnetischer Wechselfelder verschiedener Frequenz.

Von Max Müller. — (Mit zehn Abbildungen.)

Geophysikalische Forschungsarbeiten

ausgeführt mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

Es wird eine elektromagnetische Meßmethode beschrieben, welche darauf beruht, daß niederfrequenter Wechselstrom ohne Verwendung eingegrabener Elektroden durch Induktion eines vollständig isolierten, rechteckförmigen Stromkreises dem anisotropen Untergrund übertragen und das resultierende Magnetfeld innerhalb und außerhalb des Rechtecks in drei zueinander senkrechten Richtungen mittels Induktionsrahmen, Verstärker, Gleichrichter und Galvanometer gemessen wird. Das Verhältnis der Komponenten des Magnetfeldes hängt dann von Lage und Richtung der Kabel gegen die Hauptleitfähigkeitsachsen der Schichten ab. Die Intensität des Magnetfeldes ändert sich beim Überschreiten von gut leitfähigen Schichtgrenzen um einen von der Beschaffenheit der angrenzenden Medien abhängigen individuellen Betrag. — Als Generator diente ein mittels einer Netzanode gespeister Röhrensender oder ein Schwingaudion. Die Empfindlichkeit des Empfangsgerätes betrug  $10^{-8}$  Gauß pro Skalenteil.

In einer früheren Arbeit\*) hat der Verfasser gezeigt, daß sich Schiefer und gut geschichtete Sedimente in bezug auf elektrische Ströme wie anisotrope Medien verhalten. Infolge der Richtungsabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit solcher Medien sind die Stromelemente des Strömungsfeldes in drei zueinander senkrechten Richtungen durch Tensortripel definiert, deren Leitfähigkeitsparameter dem stromdurchflossenen Medium individuell sind und außerdem von der Lage des Koordinatensystems abhängen. Bei Einführung eines anderen Koordinatensystems, d. h. bei anderer Orientierung der Strömungsbasis gegen die idealisierten Hauptleitfähigkeitsachsen der stromdurchflossenen Medien treten andere Leitfähigkeitsparameter auf, welche lineare Funktionen der ursprünglichen sind. Naturnotwendig spiegelt sich dann die durch die Anisotropie der Medien bedingte Deformation des Strömungsfeldes auch in dem mit ihm verketteten Magnetfeld wieder, aus dessen Verteilung an der Erdoberfläche sich Rückschlüsse auf den Verlauf und Aufbau der Schichten des Untergrundes ziehen lassen.

In viel interessanterer Weise läßt sich der anisotrope Aufbau des Untergrundes mittels der Methode der induktiven Stromübertragung erforschen. Die im folgenden beschriebene Methode beruht darauf, daß der Strom ohne Verwendung eingegrabener Elektroden durch Induktion eines vollständig isolierten,

\*) Gerlands Beitr. z. Geophys. 1929, Bd. XXI, Heft 2/3.

rechteckförmigen Stromkreises dem anisotropen Untergrund übertragen und das resultierende Magnetfeld innerhalb und außerhalb des Rechtecks in drei zueinander senkrechten Richtungen mittels Induktionsrahmen, Verstärker, Gleichrichter und Galvanometer gemessen wird. Das Verhältnis der Komponenten des Magnetfeldes hängt dann von der Lage und Richtung der stromführenden Kabel in bezug auf die Hauptleitfähigkeitsachsen des Untergrundes ab. Bei verschiedener Orientierung eines rechteckigen Stromkreises gegen die Streich- und Einfallrichtung der Schichten ändert sich dann die Verteilung der zur Messung kommenden Magnetfelder in weiten Grenzen und ihre Beschaffenheit gestattet, in einfacher Weise wertvolle Aufschlüsse über den Untergrund zu geben.

**I. Der geologische Aufbau des Untersuchungsobjektes.** Das Versuchsobjekt lag zwischen Hombach und Breite bei Bergisch-Gladbach im Rheinland. Für die Durchführung der Versuche wurde die geologische Kartierung von G. Fliegel zugrunde gelegt. (Geologische Karte der Kalkmulde von Paffrath.

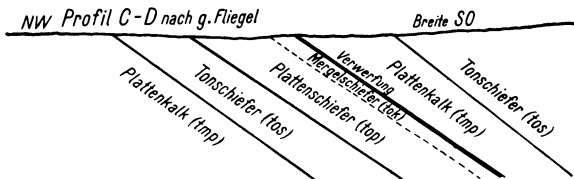


Fig. 1.

Jahrbuch der Preußischen Geologischen Landesanstalt 1922, Profil C—D.) Einen Ausschnitt des geologischen Profils in der Nähe des Meßgeländes zeigt die Fig. 1, aus welcher die Schichtenfolge von Plattenkalk, Tonschiefer, Plattenschiefer, Mergelschiefer und Plattenkalk zu erkennen ist.

Die älteste Stufe, der Tonschiefer (tos), ist ebenflächiger, dünnblättriger und braunverwitternder Tonschiefer, der Plattenschiefer (top) ist ein schwarzer, harter, klingender und dabei meist rauher Kalkschiefer. Dann folgt als jüngstes Gebilde des Oberdevons massiger Mergelschiefer (tok) von unebenem Bruch. Im Nordosten und Südwesten schließt sich der Plattenkalk an. Er ist ein völlig geschlossenes, an Klüften armes, von offenen Spalten freies Gestein, dessen Schichtflächen einfügig aufeinanderschließen. Die Schichten streichen N 52 O und fallen im nordwestlichen Teil des Profils unter einem Winkel von 32° gegen S—O ein. Die Schichtgrenzen, an denen verschiedene Gesteine aneinanderstoßen, führen Wasser, was an der Quellbildung zu erkennen ist.

**II. Die Apparatur.** A. Der Generator. Bei der Durchführung elektromagnetischer Feldmessungen wurden bisher zur Erzeugung der elektrischen Felder bekanntlich Maschinenaggregate mit einer Leistung von 500 bis 1500 Watt verwandt. Neben den erheblichen Kosten und Umständen hat die Verwendung von Maschinen-

aggregaten aber bekanntlich auch noch den Nachteil einer erheblichen Inkonzanz in der Leistungsabgabe, die sich im Falle des Antriebes mittels Benzinmotor auch dann nicht völlig vermeiden läßt, wenn die Feldwicklung des Generators mittels Akkumulatoren gespeist wird. Um diesen Schwierigkeiten zu begegnen, wurde ein für die Versuche geeigneter Röhrengenerator entwickelt, dessen Schaltschema die Fig. 2 zeigt.

Der Röhrengenerator ist ein modifiziertes Schwingaudion, dessen Anodenstrom durch eine Wechselstrom-Netzanode geliefert und über die Mittelanzapfung der Induktionsspule des Schwingungskreises der Röhre zugeführt wird. Gegenüber der einfachen Generatorschaltung mit induktiver Spannungsteilung hat diese Versuchsanordnung den Vorteil, daß sich die erzeugten Schwingungen ohne merkliche Dämpfung über die Punkte  $E_1$  und  $E_2$  mittels Sonden auch direkt dem Erdboden zuführen lassen. Der Übergangswiderstand  $E_1 E_2$  fällt selbst bei Verwendung zweier kleiner Metallsonden im trockenen Gestein gegenüber dem

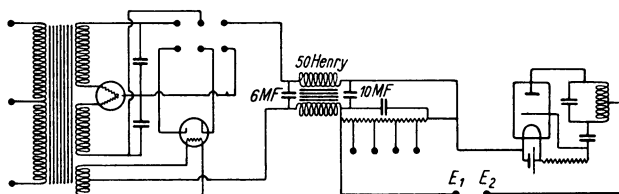


Fig. 2.

inneren Röhrenwiderstand und dem induktiven Widerstand des Schwingungskreises nicht mehr ins Gewicht. Ferner ist man beim Versenken der Metallsonden keineswegs an die Auswahl feuchter Stellen gebunden und hat somit in technisch einwandfreier Weise die Möglichkeit einer beliebigen Orientierung der Strömungsbasis gegenüber den Hauptleitfähigkeitsachsen des anisotropen Untergrundes.

Natürlich muß bei der Durchbildung der Netzanode zur Vermeidung unerwünschter Nebenschlüsse darauf geachtet werden, daß keine direkte leitende Verbindung mit dem geerdeten Wechselstromnetz besteht. Beim Anschluß an Gleichstromnetze empfiehlt sich die Verwendung eines Ausgangstransformators, dessen Sekundärstrom mittels Vakuumthermoelement und Milliampereometer gemessen wird. Die Frequenzen des Generators können bei Verwendung eisen geschlossener Drosseln im Schwingungskreis von 30 Perioden an aufwärts variiert werden.

B. Das Empfangsgerät. Das Empfangsgerät bestand aus Induktionsrahmen, Verstärker, Gleichrichter, Kompensationskreis und Galvanometer. Das Stativ zur Einstellung des Meßrahmens wurde an anderer Stelle\*) bereits be-

\*) Zeitschr. f. Geophys. 1929, Jahrg. 5, Heft 5/6.

geschrieben. Der Rahmen hatte einen Innendurchmesser von 42 cm, einen Außendurchmesser von 46 cm, 480 Windungen, 0.33 Henry und 82 Ohm. Der Verstärker (Fig. 3) war ein dreistufiger Niederfrequenzverstärker mit Transformator-  
 kopplung, dessen letzte Stufe in Gegentakt geschaltet war und hinter deren Ausgangstransformator über einen Kondensator mit Ableitungswiderstand eine Löwe- $\beta$ -NF-Röhre gekoppelt war, welche als Gleichrichter und Verstärker diente. Der Gegentakt der letzten Verstärkerstufe vermeidet nicht nur Frequenz-  
 verzerrungen infolge magnetischer Sättigung des Eisenkerns, sondern verhindert auch, da der Ausgangstransformator wegen der Gegenphasigkeit der Ströme in den beiden Wicklungshälften praktisch im magnetisch unbelasteten Zustand arbeitet, unerwünschte Kopplungen und Eigenschwingungen der angeschlossenen Löwe-Röhre. Die Anodenstrompulsationen der Endstufe der Löwe-Röhre wurden mittels Galvanometer (Empfindlichkeit  $3 \cdot 10^{-7}$  Amp.) und Kompensationskreis

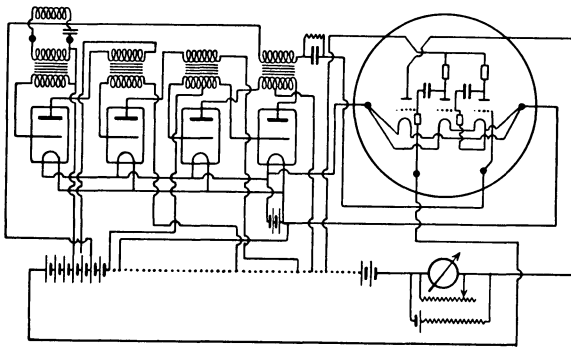


Fig. 3.

gemessen. Die Variation der Empfindlichkeit erfolgte durch Nebenschluß des Galvanometers. Die Eichung des Empfangsgerätes erfolgte in der Weise, daß an die Primärwicklung des Eingangstransformators Spannungen von der Größe der in der Meßspule induzierten Spannungen gelegt und der Ausschlag des Galvanometers beobachtet wurde. Man hat dann nur noch eine Formel abzuleiten, welche die Abhängigkeit der magnetischen Feldstärke (in Gauß ausgedrückt) von der induzierten Spannung darstellt.

Das magnetische Wechselfeld erregt in der Meßspule mit der Windungsfläche  $F$  bekanntlich eine elektromotorische Kraft

$$V_t = F \cdot \frac{dH_t}{dt} = \omega F H_0 \cos \omega t,$$

und wenn die Spule durch einen eingeschalteten Kondensator auf die Stromfrequenz  $\omega$  abgestimmt ist, die wirksame Stromstärke

$$i = \frac{10 \cdot \omega F \text{ cm}^2 \cdot H_0}{10^9 \cdot w \cdot \sqrt{2}},$$

wo  $w$  den Wirkwiderstand bedeutet. Es wird also

$$H_0 = \frac{10^8 \sqrt{2} i \cdot w}{\omega F \text{ cm}^2} .$$

Bestimmt man die induzierte Spannung, so hat man den Vorteil, daß der Wirkwiderstand nicht in die Formel eingeht und es wird

$$H_0 = \frac{10^8 \cdot \sqrt{2} \cdot V}{\omega \cdot F \text{ cm}^2} \text{ Gauß.}$$

Die auf diese Weise ermittelte Empfindlichkeit des Empfangsgerätes beträgt  $10^{-8}$  Gauß pro Skalenteil. Die hohe Empfindlichkeit des Empfangsgerätes ermöglicht es, mit sehr kleinen Senderleistungen von etwa 2 Watt auszukommen, welche im Bedarfsfalle auch mittels eines durch Anodentrockenbatterie gespeisten Röhrengenerators gewonnen werden können.

**III. Lageplan und Ausführung der Messungen.** Die Fig. 4 stellt den Lageplan des ersten Teiles der Versuche dar. Ein rechteckförmiger Stromkreis mit einer Länge von 302 und einer Breite von 210 m bildet mit der Streichrichtung der Schichten einen Winkel von  $30^\circ$ . Im Nordwesten verläuft die Längsseite des Kabels ganz über dem Tonschiefer, im Südosten über dem Plattenschiefer. Die Zuführung des Stromes zu dem rechteckförmig gelegten Kabel erfolgte von dem beschriebenen Generator aus mit Hilfe eines bifilar gewickelten Doppelkabels. Gemessen wurden auf der Mittellinie des Rechtecks und ihrer Verlängerung drei zueinander senkrechte Komponenten des magnetischen Wechselfeldes. Es bedeuten im folgenden  $H_z$  die Vertikal-komponente,  $H_y$  die parallel und  $H_x$  die senkrecht zur Längsseite des Rechtecks verlaufenden Horizontalkomponenten des resultierenden magnetischen Wechselfeldes. Die Fig. 5 a und 5 b zeigen das Meßergebnis im Innen- und Außenfeld des von 50 periodigem Wechselstrom durchflossenen Stromkreises. Die magnetischen Feldstärken sind in diesen Kurven als Ordinaten und die Entfernungen vom Kabel als Abszissen aufgetragen. Die Zahlen der Abszissenachse bedeuten die Nummern der einzelnen Meßpunkte, welche auch auf dem Lageplan eingetragen sind und zur Orientierung dienen. Über einem unendlich homogenen und isotropen Medium würden sich auf der Mittellinie aus Symmetriegründen nur zwei magnetische Feldkomponenten ausbilden — eine vertikale und eine horizontale. Das Vorhandensein einer zweiten Horizontalkomponente bildet das experimentelle Kriterium für den anisotropen Aufbau des Untergrundes. In der Fig. 5 a ist die Vertikalkomponente des resultierenden magnetischen Wechselfeldes gegenüber den horizontalen sehr stark ausgebildet, weil sich im Innenfeld die Vertikalkomponenten des Magnetfeldes der vier Seiten des stromdurchflossenen Kabels addieren. Anders liegen die Verhältnisse im Außenfeld (Fig. 5 b); aus Symmetriegründen fällt der Leitungseinfluß der beiden Querseiten des Rechtecks ganz weg und die Magnetfelder der Längsseiten des Rechtecks schwächen sich

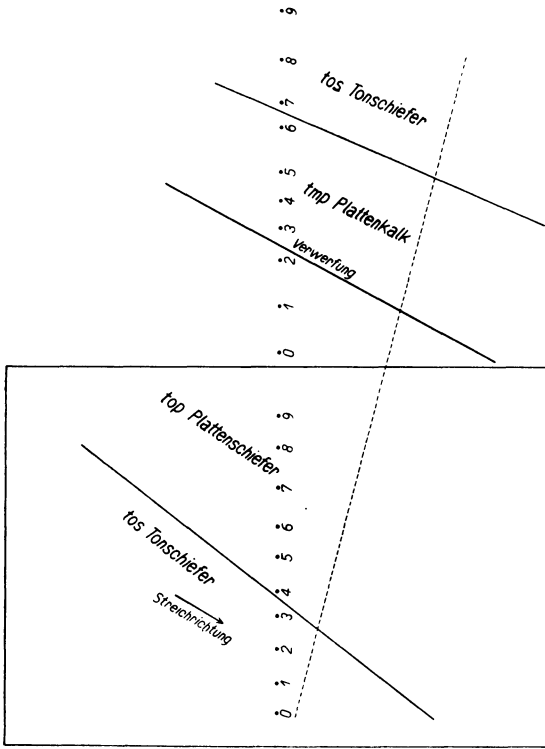


Fig. 4.

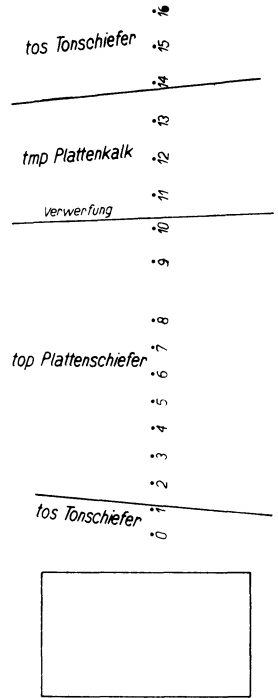


Fig. 6.

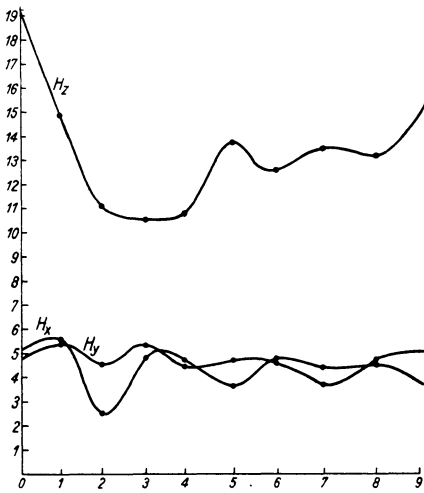


Fig. 5 a.

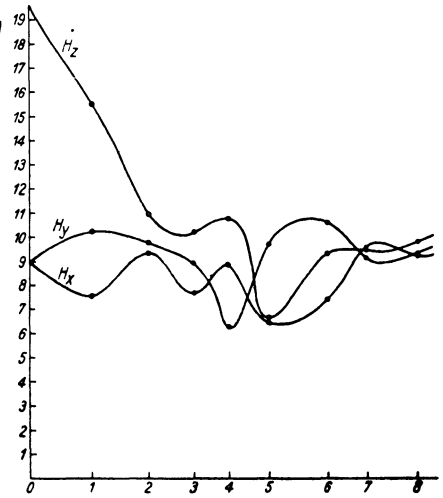


Fig. 5 b.



gegenseitig ab. Darum sind in der Fig. 5b — abgesehen von einer kurzen Strecke in der unmittelbaren Umgebung der Leitung — die Vertikalkomponenten des Magnetfeldes von derselben Größenordnung wie die horizontalen. Die Ver-

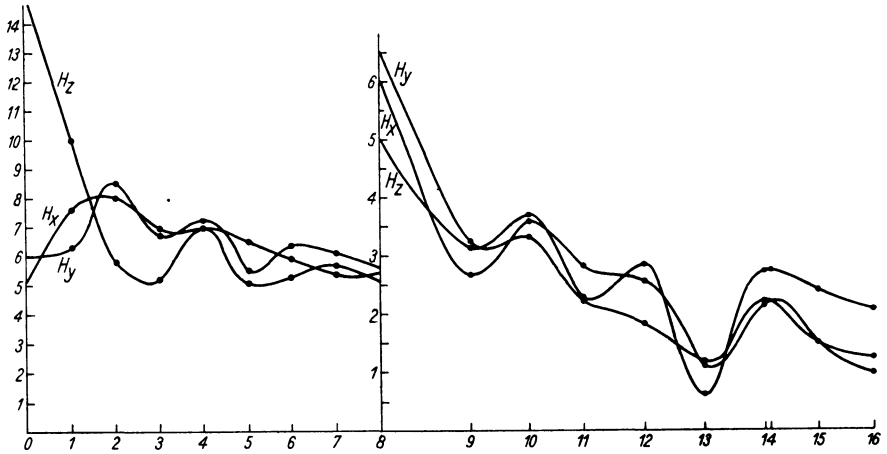


Fig. 7.

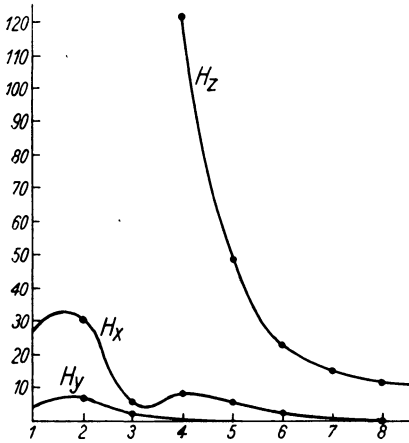


Fig. 8 a.

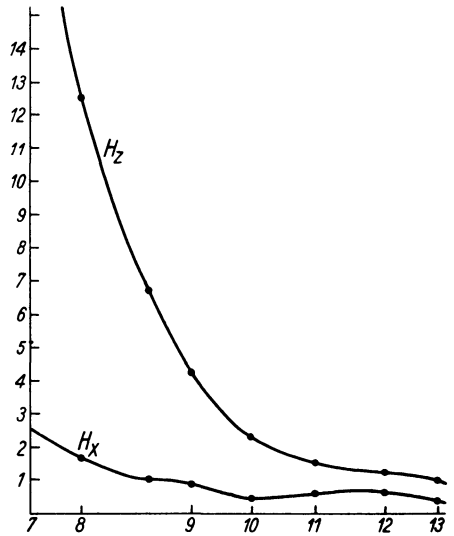


Fig. 8 b.

messung des Außenfeldes erweist sich zur Lösung der gestellten Aufgabe daher als besonders geeignet. Die Betrachtung der Kurven in Verbindung mit dem Lageplan zeigt, daß über den wasserführenden Schichtgrenzen eine Erhöhung der Horizontal- und eine Intensitätsverminderung der Vertikalkomponenten

des resultierenden magnetischen Wechselfeldes erfolgt. Am deutlichsten ist diese Erscheinung beim Überschreiten der Verwerfung, welche infolge ihres Wassergehaltes als leitende Einlagerung wirkt, ausgeprägt. Eine analoge, aber weniger starke Intensitätsänderung der magnetischen Feldkomponenten (Fig. 5 a) findet über der Grenzschicht zwischen dem Tonschiefer und Plattenschiefer zwischen den Punkten 2 und 4 des Innenfeldes statt.

Die Fig. 6 zeigt den Lageplan einer weiteren Messung, bei welcher der rechteckförmige Stromkreis so gelegt wurde, daß seine Längsseite in die Streichrichtung der Schichten fällt. Die Meßergebnisse, welche unter Verwendung 50periodigen Wechselstromes erhalten wurden, sind in Fig. 7 dargestellt. Die Schichtgrenzen stimmen hier ebenfalls mit denen der geologischen Kartierung von Fliegel überein.

Zum Schluß möge in der Fig. 8 noch das Meßergebnis dargestellt werden, welches unter Verwendung 400 periodigen Wechselstromes gefunden wurde. Auffallend ist die große Intensität der Vertikalkomponenten des Magnetfeldes, welche auf die starke Wirbelbildung zurückzuführen ist. Der Vergleich der Fig. 7 und 8 zeigt, daß bei Verwendung der Methoden der induktiven Stromübertragung die Feldverteilung sehr stark frequenzabhängig ist und die günstigsten Versuchsbedingungen sich stets unter Verwendung möglichst niederfrequenter Ströme ergeben.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, insbesondere Seiner Exzellenz Herrn Staatsminister Dr. Schmidt-Ott und Herrn Prof. Dr. Stuchtey für die Unterstützung dieser Arbeit meinen ergebensten Dank auszusprechen.

---

## Ein transportables Meßgerät für schwere Ionen.

Von **Hans Israél.** — (Mit sieben Abbildungen.)

Es wird eine transportable Apparatur zur Messung von Zahl und Beweglichkeit der schweren Ionen beschrieben. Die wesentlichen Vorzüge bestehen darin, daß die Dimensionen möglichst klein gehalten sind, die Meßzeit auf einen Bruchteil der bisher notwendigen verkürzt ist und die Ionen beider Vorzeichen gleichzeitig gemessen werden.

Wie E. v. Schweidler und J. J. Nolan\*) zuerst festgestellt haben, darf bei der Betrachtung des Ionisationsgleichgewichtes in der Atmosphäre die Anlagerung der kleinen Ionen an ungeladene Kerne nicht vernachlässigt werden. Diese „schweren“ Ionen sind bei ihrer außerordentlichen Variabilität und den noch wenig erforschten Gesetzmäßigkeiten ihrer Entstehung und Verteilung eines der wichtigsten Gebiete der modernen luftelektrischen Forschung.

---

\*) E. v. Schweidler: Wien. Ber. **127**, 953 (1918); **128**, 947 (1919); **133**, 23 (1924); J. J. Nolan: Proc. Royal Irish Acad. **36**, 97 (1923); **37**, 1 (1925).

Untersuchungen der schweren Ionen in verschiedenen Klimaten, verschiedener Höhe u. ä., wie sie für andere luftelektrische Elemente (Spannungsgefälle, Leitfähigkeit, Zahl und Beweglichkeit der Kleinionen) schon vorliegen, müssen unsere Kenntnis vom Elektrizitätshaushalt der Atmosphäre ergänzen. Die bisherigen recht unvollständigen Messungen in dieser Richtung sind dadurch erschwert, daß wegen der geringen Beweglichkeit der schweren Ionen die Apparaturen sehr groß dimensioniert und deshalb nur unbequem oder gar nicht transportabel sind (Kondensatorlänge 120 bis 500 cm). Von diesem Gesichtspunkt ausgehend war mein Ziel, ein Meßgerät zu bauen, das einerseits die Ionen bis zu den geringsten beobachteten Beweglichkeiten erfassen, andererseits bequem transportabel sein sollte. Da eine Reihe Voruntersuchungen zeigten, daß mitunter beträchtliche Schwankungen des Ionengehalts während weniger Minuten möglich waren\*), war eine weitere Vorschrift die, die Meßdauer möglichst zu verkürzen, um eine solche „Ionenböigkeit“ erfassen zu können. In der im folgenden beschriebenen Apparatur sind diese Forderungen im wesentlichen erfüllt.

Zunächst werden die Bedingungsgleichungen bestimmt, denen die Dimensionen des Apparates genügen müssen. Aus der Theorie der „Methode der senkrechten Geschwindigkeiten“\*\*) folgt: Wird durch einen Zylinderkondensator ein Luftstrom der Geschwindigkeit  $c$  cm/sec durchgesaugt, so braucht ein in ihm enthaltenes Ion, das am äußeren Rande des Kondensators in denselben eintritt und durch das Feld zum Innenrohr hinbewegt wird, bis zum Auftreffen auf dasselbe die Zeit

$$\tau = \frac{R^2 - r^2}{2kV} \ln \frac{R}{r} \dots \dots \dots (1)$$

( $R$  Radius des Außenrohres,  $r$  Radius des Innenrohres,  $k$  Beweglichkeit des Ions,  $V$  Spannung am Kondensator). Damit alle Ionen der Beweglichkeit  $k$  abgefangen werden, muß also diese Entladungszeit

$$\tau \leq t \dots \dots \dots (2)$$

sein, wo

$$t = \frac{l}{c}$$

( $l$  Kondensatorlänge) die Verweilzeit im Kondensator ist. Führt man für die Geschwindigkeit  $c$  die pro Sekunde durchströmende Luftmenge

$$\Phi = (R^2 - r^2) \pi c$$

ein und löst (1) nach  $k$  auf, so folgt für die zur Variation stehenden Größen  $R$ ,  $r$ ,  $\Phi$ ,  $V$ ,  $l$  die Bedingungsgleichung

$$\frac{\Phi \ln R/r}{2 \pi V l} \leq k \dots \dots \dots (3)$$

\*) Siehe unten Fig. 7.

\*\*) J. Zeleny: Trans. Royal Soc. (A) **195**, 193 (1900); H. Gerdien: Phys. Zeitschr. **6**, 800 (1905); Terr. Mag. **10**, 69 (1905).

oder, da die Beweglichkeit der größten bisher beobachteten Ionen 0.0003 cm/sec : Volt/cm \*) beträgt:

$$\frac{\Phi \ln R/r}{2\pi V l} \leq 3 \cdot 10^{-4} \dots \dots \dots (3a)$$

Für den Ausdruck  $\frac{\Phi \ln R/r}{l}$ , der identisch ist mit  $\frac{1}{2} \Phi/C$  ( $C$  Kapazität des Kondensators), ergibt sich ein Mindestwert durch die verfügbare Elektrometerempfindlichkeit und die Meßdauer.

Für Sättigungsstrom gilt die Formel

$$N = \frac{C}{300} \frac{\Delta V}{\Phi \epsilon t}$$

( $N$  Ionenzahl,  $\Delta V$  gemessene Aufladung,  $\epsilon = 4.77 \cdot 10^{-10}$  elst. Einh.,  $t$  Meßzeit in Sekunden). Macht man nun zur Bedingung, daß eine Ionenzahl von 100/cm<sup>3</sup> \*\*) bei einer Aspirationszeit von  $t = 60$  Sekunden eine Aufladung von 0.001 Volt \*\*\*) erzeugt, so ergibt sich aus obiger Formel die Bedingung:

$$\frac{1}{2} \Phi/C \geq 0.58 \dots \dots \dots (4)$$

Die folgende Zusammenstellung gibt einen Vergleich der Maße und der nach (3) berechneten Grenzbeweglichkeiten  $k_g$  zwischen verschiedenen in der Literatur beschriebenen Apparaten und dem unsrigen.

	$R$ cm	$r$ cm	$l$ cm	$V$	$\Phi$ cm <sup>3</sup> /sec	$k_g$	Meßdauer Minuten
P. Langevin <sup>1)</sup> . . . . .	3.5	2.5	120	350	278	$3.52 \cdot 10^{-4}$	6
Elektrometer: Quadrantelektrometer.							
Mc Clelland <sup>2)</sup> u. Kennedy . . . . .	3.1	1.4	150	—	—	—	—
A. Gockel <sup>3)</sup> . . . . .	3.5	2.5	120	400	334	3.72	15
Elektrometer:							
Einfadenelektrometer 0.03 Volt/Skalenteil und Quadrantelektrometer 0.01 Volt/Skalenteil.							
V. Hess <sup>4)</sup> . . . . .	3.9	3.0	104	400	334	3.4	20
Elektrometer: Kolhörstersches Einschlingenelektrometer 0.03 Volt/Skalenteil.							
K. Kähler <sup>5)</sup> . . . . .	4	1.5	200	—	—	—	—
H. Israëil <sup>6)</sup> . . . . .	1.7	1.3	50	100	40	3.41	30—60 Sek.
Elektrometer: Lindemann-Elektrometer 0.001 Volt/Skalenteil.							

<sup>1)</sup> P. Langevin: l. c.

<sup>2)</sup> Mc Clelland und H. Kennedy: Proc. Royal Irish **32**, 1 (1913).

<sup>3)</sup> A. Gockel: Neue Denkschrift Schweiz. Naturf.-Ges. **54**, 1. Abh. (1917).

<sup>4)</sup> V. Hess: Gerlands Beitr. **22**, 256 (1929).

<sup>5)</sup> K. Kähler: Einführung in die atmosphärische Elektrizität, S. 79.

<sup>6)</sup> H. Israëil: Gerlands Beitr. **23**, 150ff. (1929) (kurzer Hinweis) und vorliegende

Arbeit.

\*) P. Langevin: Compt. rend. **140**, 232, 305 (1905) u. A.

\*\*) Eine vielleicht in reiner Höhenluft zu erwartende Zahl.

\*\*\*) Höchstempfindlichkeit des verwendeten Elektrometers; s. unten.

Beschreibung der Apparatur. In einem Zinkblechkasten von  $60 \times 27.4 \times 17.2$  cm Außenmaß sind zwei Zylinderkondensatoren eingebaut. Die Außenrohre  $R_a$  derselben sitzen links und rechts in Bernsteinringen  $RR^*$ , die jeweils in eine 6 mm starke Messingplatte  $PP$  eingekittet sind. Diese Platten passen genau ins Innere des Zinkblechkastens und ersetzen dadurch dessen beide Stirnwände. Die Länge von Außen- und Innenrohren beträgt 50 cm; die Radien sind:  $r_a = 1.7$  cm,  $r_i = 1.3$  cm, so daß also der Rohrabstand 4 mm beträgt. Die Innenrohre  $R_i$  sitzen rechts und links in Bernsteinpfropfen  $BB$ , die an ihrem Ende Messingstümpfe von 1 cm Länge tragen. An diesen greifen je drei um  $120^\circ$  gegeneinander versetzte Schrauben  $S$  an (in der Figur ist nur eine gezeichnet), die, in einem auf die Platte  $PP$  aufgesetzten Rohrstutzen festsitzend, ein genaues Zentrieren der Innenrohre ermöglichen. Zum festeren Halt dieser Schrauben trägt der Rohrstutzen  $St$  einen aufgelöteten 3 mm dicken Messingring  $MR$ .

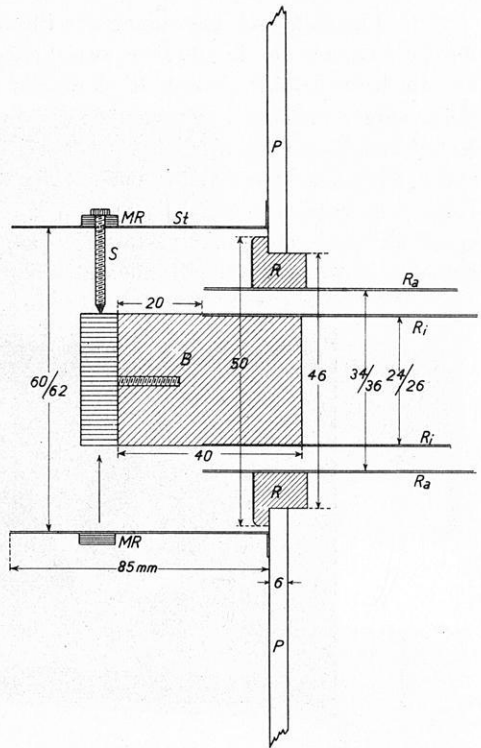


Fig. 1.

Sämtliche Apparaturteile, namentlich die Kondensatorröhren, werden zum Schutz gegen Witterungseinflüsse vernickelt, die Röhren außerdem bestens poliert.

Zum Versuch werden die beiden Außenrohre auf Spannung gehalten und die Innenrohre mit dem Elektrometer verbunden, also die Auflademethode benutzt. Die Verbindungsleitungen von den Innenbelegungen zu den Elektrometern sind entsprechend Fig. 2 konstruiert. Der Verbindungsstift muß mit hochwertigem

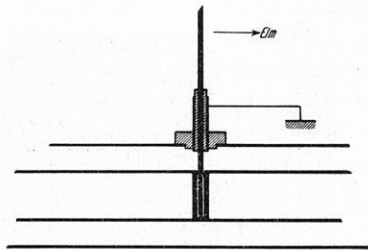


Fig. 2.

Verbindungsleitungen von den Innenbelegungen zu den Elektrometern sind entsprechend Fig. 2 konstruiert. Der Verbindungsstift muß mit hochwertigem

\* Fig. 1 (alle Maße in Millimeter); nur ein Kondensator gezeichnet.

Bernstein isoliert und außerdem gegen Kriechströme geschützt sein. Dies letztere wird erreicht durch doppelte Bernsteinisolation mit einer zwischen den Bernsteinen liegenden geerdeten Metallfolie.

In Fig. 3 ist die Anordnung der Platte *PP* in dem Zinkblechkasten, sowie die Befestigung der Innenrohre zu erkennen. Die Verteilung des Luftstromes auf die beiden Rohre erfolgt durch ein auf die beiden Rohrstützen *ST* posaunenartig aufgeschobenes U-förmiges Verbindungsstück, wie es auf den folgenden Fig. 4 und 5 zu erkennen ist. Die Möglichkeit, mit zwei Kondensatoren gleichzeitig messen zu können, hat mancherlei Vorteile: Während man z. B. im einen Rohr bei verschiedenen Spannungen zur Beweglichkeitsmessung die Stromspannungskurve aufnimmt, gestattet die gleichzeitige Beobachtung im Sättigungsgebiet mit dem anderen Kondensator ein Eliminieren von Schwankungen des

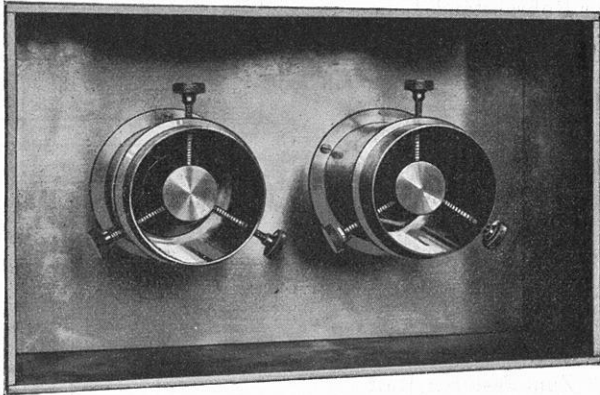


Fig. 3.

Ionengehalts während der Meßdauer. Ferner kann mit parallel geschalteten Rohren die Bestimmung der Zahl der positiven und negativen schweren Ionen gleichzeitig ausgeführt werden. Durch eine entsprechende Anordnung kann man den Luftstrom auch so leiten, daß die beiden Kondensatoren nacheinander durchströmt werden und hat so eine dem Ebertschen Ionenaspirator mit Machschem Vorschaltkondensator entsprechende Einrichtung für schwere Ionen.

Fig. 4 zeigt die Gesamtansicht der Apparatur. Auf das Verbindungsstück, in dem sich der Luftstrom teilt, ist ein 60 cm langes Rohr aufgesetzt (rechts), das durch eine Öffnung im Fenster mit der Außenluft in Verbindung steht. In diesem Rohr befindet sich noch eine 5 cm lange Innenelektrode, die auf einer geringen Spannung gehalten wird, um vor dem Eintreten des Luftstromes in den Meßkondensator die leichten Ionen abfangen zu können. Die Luft wird angesaugt durch einen Föhn; die Messung der durchgesaugten Luftmenge geschieht mittels Rotameters (in Fig. 5 zu erkennen). Durch dieses Instrument

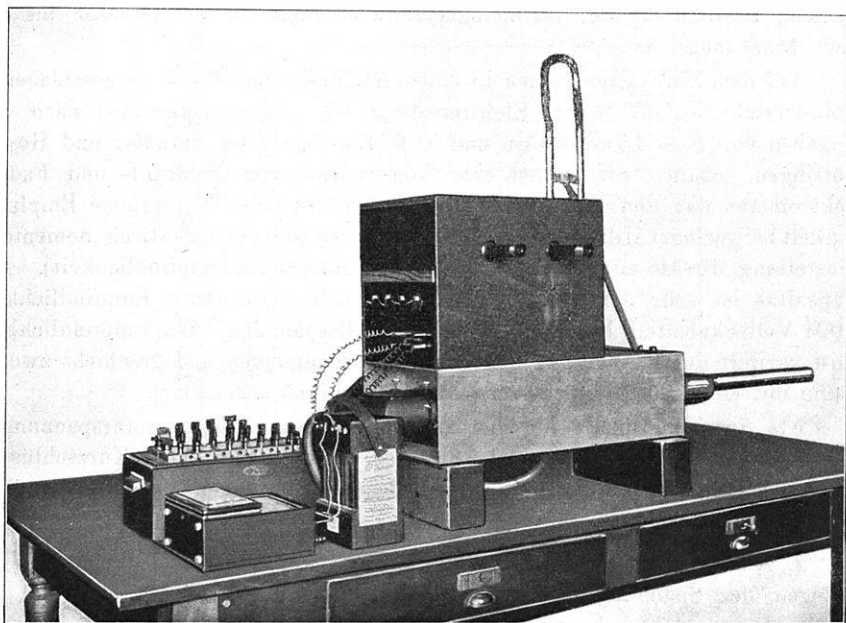


Fig. 4.

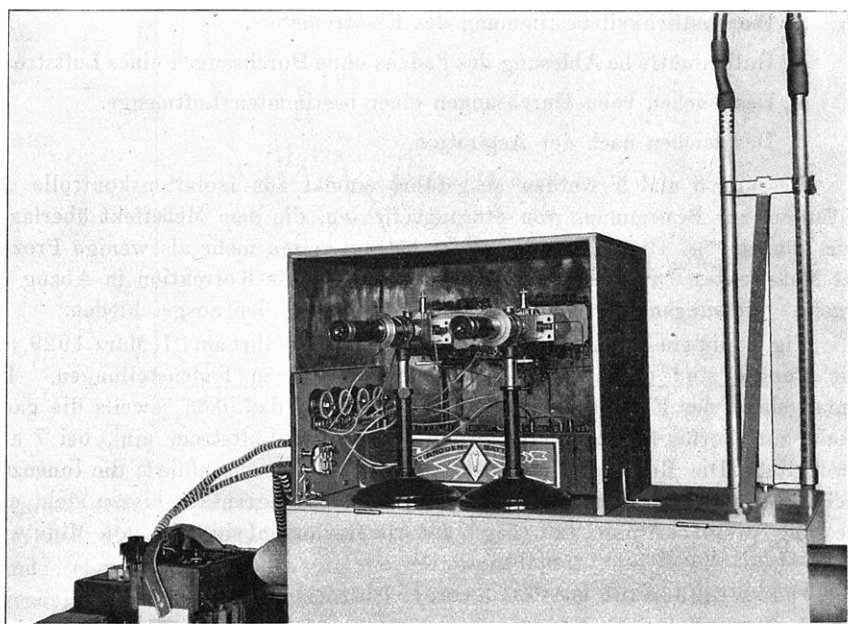


Fig. 5.

ist eine Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit im Kondensator bis auf etwa 1 mm möglich.

Auf dem Zinkkasten stehen in einem mit geerdetem Blech ausgeschlagenen Holzschutzkasten die beiden Elektrometer. Die Elektrometer sind nach den Angaben von F. A. Lindemann und T. C. Keeley\*) bei Spindler und Hoyer, Göttingen, gebaut. Sie stellen eine Kombination von Quadrant- und Fadenelektrometer dar und vereinigen die Vorzüge des einen Typs (hohe Empfindlichkeit bei geringer Hilfsspannung) mit denen des anderen (praktisch momentane Einstellung, direkte mikroskopische Ablesung, Neigungsunempfindlichkeit). Die Kapazität ist sehr gering (1.3 cm), die höchste erreichbare Empfindlichkeit 0.001 Volt/Skalenteil bei etwa  $\pm 50$  Volt Hilfsspannung. Die Empfindlichkeit wird variiert durch Änderung der Quadrantenspannungen und geschieht zweckmäßig mit einer Potentiometervorrichtung (in Fig. 5 erkennbar).

Als Spannungsquelle für die Elektrometer- und Kondensatorspannungen werden Anodenbatterien benutzt, die vor unvorhergesehenen Kurzschlüssen durch hochohmige Widerstände in sämtlichen Zuleitungen geschützt werden.

Der Gang einer Messung ist nun folgender:

1. Anlegen von Spannung an die äußeren Kondensatorbelegungen. Vom Anlegen der Spannung bis zum Beginn der Messung müssen etwa 10 bis 15 Minuten vergehen bis zum Ausgleich der Polarisationserscheinungen im Dielektrikum. Es empfiehlt sich deshalb, die Kondensatoren dauernd unter Spannung zu belassen, um den Apparat jederzeit meßbereit zu haben.

2. Empfindlichkeitsbestimmung des Elektrometers.

3. Halbminütliche Ablesung des Fadens ohne Durchsaugen eines Luftstroms.

4. Desgleichen beim Durchsaugen einer bestimmten Luftmenge.

5. Desgleichen nach der Aspiration.

Messung 3 und 5 werden ausgeführt einmal zur Isolationskontrolle und außerdem zur Bestimmung von Störungseffekten, die dem Meßeffect überlagert sein können\*\*). Dieser Störungseffekt beträgt selten mehr als wenige Prozent des Meßeffectes. Das Mittel aus 3. und 5. wird als Korrektion in Abzug gebracht. Messungen mit anormal großer Störung werden ausgeschieden.

Fig. 6 gibt ein Bild einer solchen Messung (ausgeführt am 21. März 1929, 9<sup>h</sup>). Die Punkte sind die alle halbe Minute abgelesenen Fadenstellungen. Die Anfangslage der Elektrometerfäden ist so gelegt, daß man jeweils die ganze Skala zur Verfügung hat. Bei Minute 3 ist der Luftstrom ein-, bei 7 ausgeschaltet. Die Messung ist bei sehr ruhigem Wetter ausgeführt; die Ionenzahl bleibt während der Messung völlig konstant. Im Gegensatz hierzu steht eine Messung vom 15. April 1929 (Fig. 7). Als Ordinaten sind die von Minute zu

\*) F. A. Lindemann und T. C. Keeley: Phil. Mag. **47**, 577 (1924).

\*\*) Hierzu H. Israëli, l. c.



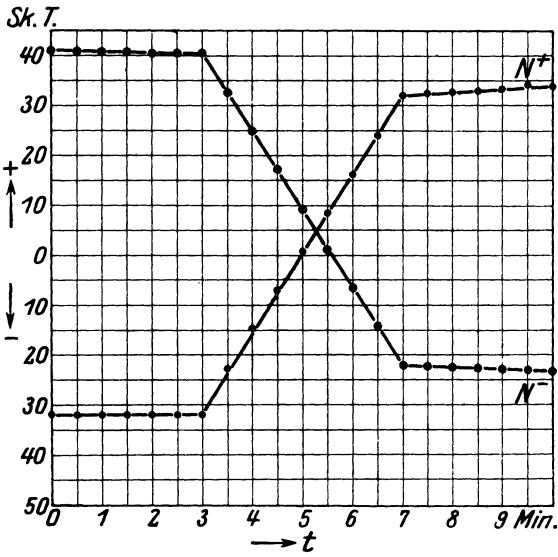


Fig. 6.

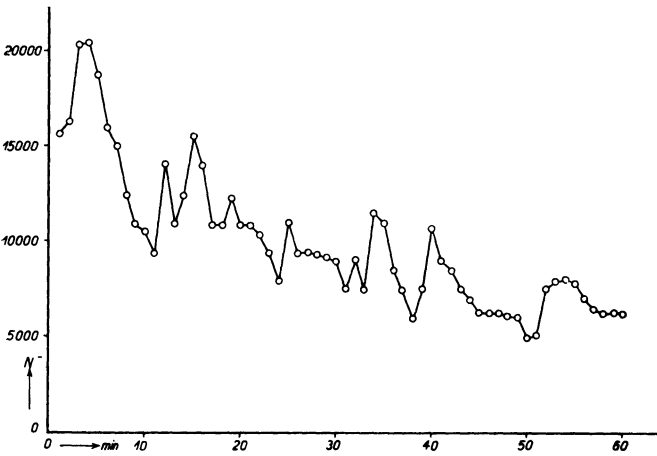


Fig. 7.

finute gemessenen Ionenzahlen aufgetragen, als Abszisse wieder die Zeit: Es ersicht eine starke Ionenböigkeit mit Extremwerten von 5000 und 20000 und Schwankungsperioden in der Größenordnung von Minuten. Die Meßgenauigkeit entspricht ungefähr dem Durchmesser der Kreise, die die Meßpunkte ezeichnen.

Auf eine Schwierigkeit sei noch aufmerksam gemacht. Es ist dies die bei endlichen Zylinderkondensatoren nur schwer zu umgehende Randstörung. Die Feldlinien verlaufen am Rande des Kondensators nicht mehr radial, sondern erleiden Ausbuchtungen. Die Folge ist, daß die Ionen schon beeinflusst werden, ehe sie in den eigentlichen Meßraum eintreten: dadurch wird die gleichmäßige Verteilung über dem Einströmungsquerschnitt gestört. Für die Ionenzählungen spielt dies keine Rolle, da es hierbei nur darauf ankommt, alle in den Kondensator eintretenden Ionen abzufangen; die kleinen Ionen werden durch den oben erwähnten Vorkondensator bereits vor der kritischen Störungsstelle abgefangen.

Bei den Beweglichkeitsmessungen ist eine Störung eher zu befürchten, doch ist ein nennenswerter Fehler nicht wahrscheinlich, da die Beweglichkeit zu gering ist, um auf diese nur in einem kurzen Stück von vielleicht 1 bis 2 cm wirksamen Randstörungen merklich zu reagieren. Der systematische Fehler, um den die Beweglichkeiten zu klein ausfallen, kommt gegenüber den natürlichen Schwankungen derselben nicht in Betracht.

Aus den genannten Gründen wurde zunächst auf die von Becker\*) angegebene Verbesserung des Zylinderkondensators verzichtet, um jede Komplizierung des Geräts zu vermeiden.

Zum Schluß sei noch eine Tabelle angegeben, die die Beweglichkeitsgrenze angibt, bis zu der bei bestimmtem  $\Phi$  und  $V$  die Ionen eben noch abgefangen werden.

Volt	$\Phi = 20$	40	68	80	10 cm <sup>3</sup> /sec
100	1.71	3.41	5.11	6.82	8.52 · 10 <sup>-4</sup> cm/sec : Volt/cm
150	1.14	2.27	3.41	4.54	5.68
200	0.852	1.70	2.55	3.41	4.26
250	0.582	1.36	2.04	2.72	3.41
300	0.568	1.135	1.70	2.27	2.84
350	0.488	0.975	1.40	1.87	2.44
400	0.426	0.851	1.28	1.70	2.13

\*) A. Becker: Zeitschr. f. Instrkde. **29**, 258 (1909).

## Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,

Dresden, 3. bis 5. Oktober 1929.

### Unsere heutige Kenntnis über die Verteilung des Erdmagnetismus.

Von **A. Nippoldt**, Potsdam. — (Mit drei Abbildungen.)

Die Anzahl der heute verfügbaren neueren magnetischen Beobachtungen wird abgeschätzt. Weiter wird die Güte der heutigen magnetischen Erdkarten beurteilt und verlangt, daß neue Karten ohne Stützung auf die alten gezeichnet werden.

Die erste und einzige Unterlage für alle unsere Studien über das beharrliche Feld des Erdmagnetismus sind die Ergebnisse der magnetischen Landesaufnahmen und magnetischer Reisebeobachtungen. Auf sie stützt sich die Herstellung der isomagnetischen Karten, also das geographische Allgemeinbild, und erst hierauf die Ableitung der Gaußschen Elemente der Theorie und damit die weitere theoretische Forschung.

Es ist aber wichtig, sich über den Umfang unserer tatsächlichen Kenntnis über die geographische Verteilung unserer Beobachtungen Klarheit zu verschaffen. Wir verbinden dies mit einer kurzen Kritik unseres seither in Karten festgelegten Materials.

Als Gauß seine Theorie entworfen hatte, waren magnetische Beobachtungen noch so spärlich, daß er zunächst eine Berechnung seiner Koeffizienten für verfrüht ansah; erst als Sabine seine isomagnetischen Karten herausgab, schritt er zur Berechnung, alles Entscheidende aber der Zukunft überlassend.

Wir wissen, wie die Zukunft sich bemühte, die Kenntnis der Verteilung der erdmagnetischen Elemente zu erweitern, und wie auch immer wieder von Zeit zu Zeit versucht wurde, Zahlwerte der Elemente der Theorie abzuleiten. Dies geschah in der Hoffnung, daß das vermehrte Beobachtungsmaterial auch die theoretischen Schlüsse befestige, bis schließlich die Erkenntnis durchbrach, daß wir so lange nichts Entscheidendes sagen können, bis nicht auch die Meeresoberfläche vermessen sei.

Es war L. A. Bauer, der Leiter der erdmagnetischen Abteilung der Carnegie-Institution, der diese Erkenntnis in die Tat umsetzte und die Weltmeere systematisch der Vermessung unterzog. Zugleich ging er auch daran, alle jene Landgebiete erforschen zu lassen, die nicht von heimischen Unternehmungen einer Bereisung unterworfen wurden. Auf diese Weise ist unser Beobachtungsmaterial in den letzten Jahrzehnten ungemein vermehrt und vor allem gleichmäßiger in der Verteilung gemacht worden. Das Beispiel hat zudem aneifernd auf viele andere Stellen gewirkt, die mit der Pflege von der Wissenschaft des Erdmagnetismus betraut sind.

Um mir ein anschauliches Bild über die Verteilung der heute zur Verfügung stehenden neueren Beobachtungen zu verschaffen, habe ich mich der etwas umständlichen Aufgabe unterzogen, die Anzahl der Messungen abzuschätzen, und zwar getrennt nach geographisch geschlossenen Gebieten. Aus dem Flächeninhalt dieser Bezirke findet sich so die Reichweite, die einer einzelnen Station zukommt, und daraus wieder der durchschnittliche Abstand zweier Beobachtungspunkte. Die Zahlen finden sich in nebenstehender Tabelle, zum Teil auch in der beiliegenden Karte dargestellt.

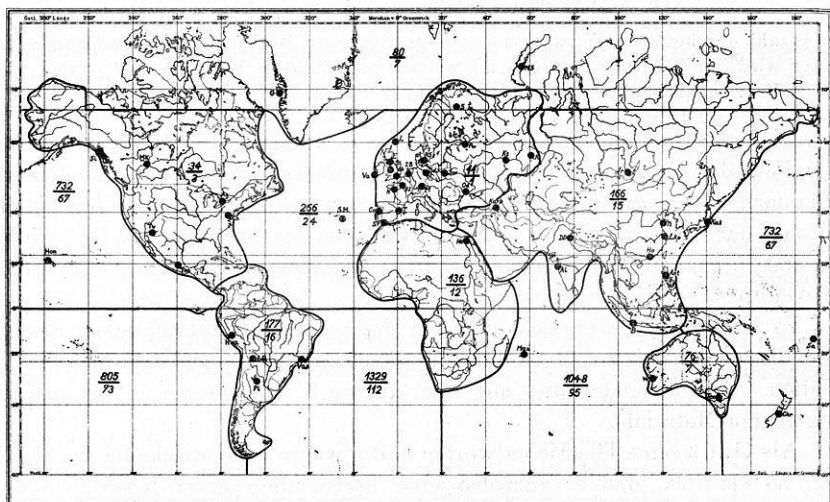


Fig. 1.

Ab Abinger	Ho Hongkong	Mk Meanook	S. M. San Miguel
Al Alibag	Hon Honolulu	M. S. Matoschskin Schar	St Stonyhurst
Ag Agincourt	Hua Huancayo	N Nantes	Sw Swidr
Ant Antipolo	Ir Irtutsk	Od Odessa	T Tortosa
B Buitenzörg	K Katharinenburg	Pi Pilar	Teo Teoluyucan
Ch Cheltenham	Kak Kakivka	Pw Pawlowsk	Too Toolangi
Chr Christchurch	Kars Karsani	R. S. Rude Skov	Ts Tsingtau
Co Coimbra	Ks Kasan	S Sodankylä	Tu Tucson
D. B. de Bilt	L Lervick	Sa Samoa	Va Valencia
D. D. Dehra Dun	Lkp Lukiapang	Sd Seddin	Vas Vasouras
E Eskdalemuir	L. Q. La Quiaca	S. F. San Fernando	V. J. Val Joyeux
G Godhavn	M München-Maisach	Si Sitka	W Watheroo.
H Heluan	Mau Mauritius		

Im einzelnen ist zu bemerken, daß unter die Ozeane die in ihnen gelegenen Inseln mit eingerechnet sind. Die Arktis umfaßt Beobachtungen auf Land und auf Eis. Die Zahlen für die Antarktis besagen nicht viel, da die vorhandenen Messungen meist dicht beieinander liegen und sich nicht über den ganzen Kontinent verteilen. Das für geophysikalische Betrachtungen nicht selbständig existierende Südliche Eismeer ist in die benachbarten Weltmeere einbezogen worden.

Die Zahlen der Tabelle sprechen für sich selbst und bedürfen daher kaum einer Erläuterung. Höchstens ist von der dritten Zahlenspalte zu erwähnen, daß in ihr die Güte der Vermessung in Europa gleich Eins gesetzt ist, sie also angibt, wievielmals schlechter die anderen Bezirke vermessen sind, als dieser best durchforschte. Die Gesamtzahl aller Beobachtungspunkte der Erde ist rund 27 000, wovon der Hauptanteil immer noch auf das Land entfällt und nur etwas über 4000 auf die Meere.

Bezirk	Stationszahl	Pro Station qkm	Rel. zu Europa	Abstand km
Europa . . . . .	9 000	1 100	1	33
Asien . . . . .	2 500	16 600	15	129
Afrika . . . . .	2 200	13 600	12	116
Australien . . . . .	1 000	7 600	7	87
Nordamerika . . . . .	6 000	3 400	3	59
Südamerika . . . . .	1 000	17 700	16	133
Arktis . . . . .	2 300	8 000	7	36
Antarktis . . . . .	100	5 000	5	71
Nördl. Großer Ozean . . . . .	1 100	73 200	67	270
Südl. „ „ . . . . .	1 000	80 500	73	284
Nördl. Atlant. „ . . . . .	1 000	26 600	24	163
Südl. „ „ . . . . .	400	132 900	112	365
Indischer Ozean . . . . .	700	104 800	95	324
Meer . . . . .	4 200	87 000	79	295
Land . . . . .	22 800	6 340	58	80
Gesamt . . . . .	27 000	18 890	17	137

Die Karte gibt die Verhältnisse noch anschaulicher wieder. Sie bezeichnet durch eine Umrahmung mit starken Linien die Grenzen der einzelnen geographischen Bezirke. In jedem befinden sich zwei Zahlen, wovon die obere angibt, wieviel Hunderte von Stationen in dem Bezirk vorhanden sind, und die untere, wievielmals schlechter das Gebiet vermessen ist als Europa.

Eine dritte Darstellung liefert Fig. 2; sie gibt den mittleren Abstand zweier Beobachtungspunkte in Kilometern, und zwar nach der Größe geordnet.

Natürlich sind die Stationen innerhalb der Bezirke nicht gleichmäßig verteilt. Am besten steht auch hier Europa da. In einzelnen europäischen Ländern kommt eine Station auf eine Fläche von:

	qkm		qkm
Holland . . . . .	100	Italien . . . . .	1445
Dänemark . . . . .	117	Rumänien . . . . .	1804
Belgien . . . . .	217	Spanien . . . . .	2002
Corsika . . . . .	316	Österreich-Ungarn . . . . .	3118
Finnland . . . . .	373	Norwegen . . . . .	5423
Großbritannien . . . . .	394		
Norddeutschland . . . . .	438		
Schweiz . . . . .	515		
Schweden . . . . .	609		
Frankreich . . . . .	666		

(in altem politischen Umfang)

Die Länder links halten sich unter dem Durchschnitt 1098 von Europa, jene rechts übersteigen ihn. Für Rußland war mir bei Abfassung der hier ge-

brachten Übersicht die genaue Anzahl der neueren Messungen noch nicht bekannt; sie war für das Europäische Rußland zu 2000 und wohl etwas zu klein angesetzt. Der Balkan fehlt, weil noch nicht alle angestellten Beobachtungen veröffentlicht worden sind.

In Nordamerika entfällt der Hauptteil auf die Union mit Alaska, insgesamt etwa 4000 Punkte, und der weitere auf Südkanada und Mittelamerika.

**Mittlerer Abstand der Stationen.**

I	<i>Europa</i>	33 km
I	<i>Nord-Amerika</i>	59 "
I	<i>Antarktis (Land)</i>	71 "
I	<i>Australien</i>	87 "
I	<i>Arktis (Land)</i>	89 "
I	<i>Afrika</i>	116 "
I	<i>Asien</i>	129 "
I	<i>Süd-Amerika</i>	133 "
I	<i>nördl. Atlant.Ozean</i>	163 "
I	<i>nördl. Grosser Ozean</i>	270 "
I	<i>südl. Grosser Ozean</i>	284 "
I	<i>Indischer Ozean</i>	324 "
I	<i>südl. Atlant.Ozean</i>	365 "
I	<i>Meer</i>	295 "
I	<i>Land</i>	80 "
I	<i>Erde</i>	137 "

Fig. 2.

In Asien liegen allein 1400 Stationen in Britisch-Indien, und sonst der überwiegende Anteil in Französisch-Hinterindien und China, während Sibirien nur längs Verkehrslinien vermessen ist.

In Afrika verdichtet sich alles auf die zwei Bezirke Südafrika und Nordküste; sonst sind auch hier nur Reisewege vermessen, so besonders die ganze Küste und einige Linien quer durch die Sahara.

In Südamerika sind es die Flüsse, welche von magnetischen Expeditionen vermessen sind, und an Ländern nur ein Gebiet in Brasilien.

Australien besitzt durch die eifrige Tätigkeit der Carnegie-Institution eine verhältnismäßig dichte Aufnahme. Die Arktis ist durch die große Zahl der Nordpolexpeditionen mit Stationen gut überzogen, doch macht es hier besondere Mühe, die Messungen auf eine Epoche zu reduzieren.

Die beiden Hälften des Großen Ozeans sind einander sehr gleichwertig vermessen, während der nördliche Atlantische Ozean als best befahrenes Meer alle anderen an Dichte der Stationen übertrifft und auch besonders seinen südlichen Anteil.

Bei unseren Abschätzungszahlen sind nur die Beobachtungen von heute bis zurück etwa zur Mitte des vergangenen Jahrhunderts beachtet worden. Hierbei entfällt unfraglich der Hauptanteil auf die Jahrzehnte seit 1880, wie denn überhaupt die Anzahl der Stationen wächst, je näher man der Jetztzeit kommt. Als Neumayer\*) seine Karten der isomagnetischen Linien in Berg-hauss' Physikalischem Atlas zeichnete, war das verwendete Beobachtungsmaterial viel geringer an Umfang. Im Texte zu diesen Karten erwähnt er, daß

\*) G. Neumayer: Verhandl. d. 8. Deutschen Geographentages zu Berlin, S. 57—59. Berlin 1889.

er alle Beobachtungen in einer Liste nach Streifen von Länge und Breite ordnete. Diese Liste ist im Besitz des Observatoriums zu Potsdam, und so können wir auszählen, daß ihm für die ganze Erde 441 Stationen zur Verfügung standen. Danach verstehen wir nunmehr die Karten, welche er dem 8. Deutschen Geographentag zu Berlin im Jahre 1889 vorlegte, und die die Abweichungen wiedergeben, welche zwischen den Beobachtungen und der Rückberechnung aus der von ihm abgeleiteten Kugelfunktionsdarstellung für 1885 bestehen.

Es erhebt sich nun die Frage, wie genau unsere heutigen magnetischen Weltkarten sind.

Da sie praktisch in der Hauptsache nautischen Zwecken dienen, so sind es nautische Behörden, welche die heutigen magnetischen Karten herausgeben. Die englische Karte wird von der Britischen Admiralität, die amerikanische von dem Hydrographischen Amt zu Washington und die deutsche von der Hamburger Seewarte bearbeitet. Alle diese Ämter versichern, bei den neuesten Ausgaben die Ergebnisse der Vermessung der Weltmeere durch die Carnegie-Institution verwendet zu haben. Es ist daher für die Frage, wie genau unsere Weltkarten jetzt sind, wichtig, welche Abweichungen sie gegen die jüngste Vermessungsfahrt der „Carnegie“ aufweisen. Wir wollen diese Zahlen nach den betreffenden Berichten des Kapitäns Ault\*) besprechen, wobei stets im Gedächtnis zu halten ist, daß die neueren Karten gegen die alten verbessert sein sollen.

Die Fehler beziehen sich auf die siebente Kreuzfahrt; sie begann am 11. Mai 1928 und ist jetzt noch im Gange. Wir betrachten zunächst den nördlichen Atlantischen Ozean, also das am meisten befahrene Meer. Hier finden sich die durchschnittlichen Fehler in

	Deklination	Inklination	Horizontalintensität
Englische Karten . . . . .	0.69°	0.43°	438 $\gamma$
Amerikanische Karten . . . . .	0.57	0.53	414
Deutsche Karten . . . . .	0.66	0.61	298
	aus	133	49
			50 Punkten

Hierunter fallen in Deklination 36, 17, 37 Punkte auf Abweichungen von 1° und mehr mit maximal 2.5, 2.3 und 3.2°. In Inklination sind es 3, 8 und 12 Stationen mit 1° und mehr Fehlern und maximal 1.3, 1.6 und 2.2°. In Horizontalintensität sind die Zahlen 18, 18 und 13 mit über 500 und maximal 1100, 900 und 800  $\gamma$ .

Im östlichen Teile des südlichen Großen Ozeans zwischen Callao und Samoa sind die Fehler in Deklination 0.40, 0.31 und 0.26°, also etwas besser, in Inklination 0.62, 0.47 und 0.37°, also teils besser, teils schlechter als im Nordatlantik, und in Horizontalintensität 524, 380 und 224  $\gamma$ , mithin ungefähr dasselbe.

Man muß von diesen Abweichungen feststellen, daß sie durchaus von derselben Größenordnung geblieben sind wie die früheren der noch nicht verbesserten Karten.

\*) J.P. Ault: Terr. Magn. **33**, 121—128, 189—194 (1928); **34**, 117—121 (1929)

Dieses wenig angenehme Bild wird nun noch wesentlich dadurch verschlechtert, daß diese Fehler sich nicht etwa räumlich ausgleichen, sondern im Gegenteil die Verteilung eine ganz systematische ist. Durch große zusammenhängende Gebiete der hier betrachteten Meere erfolgen die Abweichungen von den Beobachtungen nach der gleichen Seite, und zwar bei allen drei Karten in durchaus der gleichen Weise. Die Möglichkeit, daß etwa die Messungen an Bord der „Carnegie“ systematisch fehlerhaft seien, fällt ganz außer Betracht, und so bleibt nur der Schluß, daß alle drei Karten in ihrer Linienführung nicht voneinander unabhängig sind. Wahrscheinlich basieren sie letzten Endes alle auf den alten Karten von Sabine und wagen keine entschlossene Änderung gegen sie. Die Beobachtungen auf der „Carnegie“ sind viel genauer als die Fehler; sie betragen in Deklination und Inklination bei gutem Wetter 0.1', in Horizontalintensität 50  $\gamma$  und bei schlechtem Wetter etwa doppelt soviel. Die Güte der Ortsbestimmungen ist in Länge und Breite kleiner als 3'\*)

Aus dieser Sachlage ergibt sich der Wunsch, die magnetischen Karten noch einmal von neuem zu zeichnen, und zwar nur an Hand der Beobachtungen und ohne Vergleich mit den älteren. Außerdem sei vorgeschlagen, daß eine erste Karte nur da Linien zieht, wo Beobachtungen vorliegen. Unbeschadet dessen kann man für die praktischen Berufe sie über die ganze Welt hin vollenden, aber dem Theoretiker muß die Möglichkeit gegeben sein, die Karte für seine Zwecke selbständig zu ergänzen.

Ehe man neue Karten der Verteilung der erdmagnetischen Elemente über die Erde zeichnen kann, müssen die Kurven gleicher Werte der Säkularvariation ermittelt sein. Die neueren Untersuchungen über diese Variation haben dargetan, daß sie Ovaloide sind, welche die Erde in dem Ausmaß von Kontinenten bedecken. Die Zahl und die Verteilung der ständigen Observatorien (vgl. die Karte S. 352) genügen für sich allein nicht, den Verlauf der Säkularkurven zu finden. Vergleichen wir übrigens, wie die Observatorien sich auf die einzelnen Gebiete verteilen, in die wir die Erde zerlegt haben, so sieht man, daß ein jedes heute einigermaßen gut durch diese ständigen Observatorien überwacht wird. Man muß trotzdem die Säkularvariation auch durch Wiederholungsmessungen an Punkten früherer Aufnahmen kontrollieren.

Nach der hier nun gewonnenen Kritik der Karten müssen wir die seitherigen Ergebnisse der auf sie gegründeten Berechnungen der Gaußschen Koeffizienten mit anderen Augen ansehen wie seither.

Es ist dabei überraschend, daß die numerischen Ergebnisse der verschiedenen vorhandenen Berechnungen nicht so sehr verschieden ausfallen, wie man, schon wegen der Zunahme der Beobachtungen und der Güte ihrer Verteilung, eigentlich erwartet hatte. Gauß hatte nur 84 Punkte benutzt, so daß ihr Abstand im Mittel über die ganze Erde 2464 km betrug. Ad. Schmidt hatte bei seinen

---

\*) L. A. Bauer: Nature, 28. Oktober 1909.



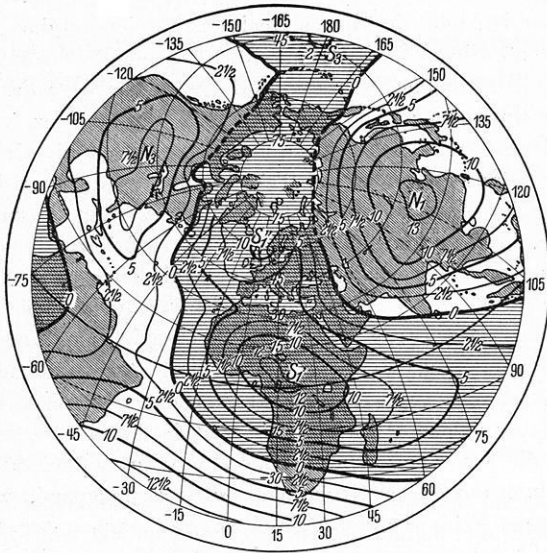


Fig. 3.

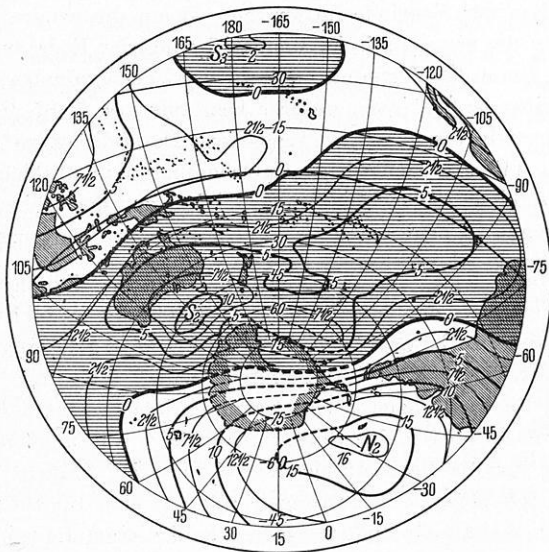


Fig. 3 a.

1800 Punkten nur noch 532 km, und die Ozeanvermessung, über die ganze Erde ausgedehnt gedacht, käme auf einen Abstand von nur 266 km.

Wesentlicher ist, daß die älteren Rechnungen sich auf das Gebiet zwischen 60° südlicher und nördlicher Breite beschränken. Schon früher hat L. A. Bauer\*) gezeigt, daß die Hinzunahme der Polarkalotten den Wert des ersten Koeffizienten, der den Hauptteil des Momentes liefert, um 4,6 Proz. vergrößert. Die neuere Potentialberechnung von Dyson und Furner hat dies in noch erhöhtem Maße bestätigt. Man sieht aus der Tabelle, daß wenigstens die Arktis auch über ein genügendes Material an Beobachtungen verfügt. Die Schwierigkeit, es zu verwenden, liegt nur in der Zurückführung auf Normalwerte, d. h. in der Anbringung der Korrekturen wegen der verschiedenen zeitlichen Variationen in diesem Gebiet der Erde. Sobald man also darangeht, aus den Karten das magnetische Moment der Erde und seine Achsenrichtung abzuleiten, müssen auch die Polarkappen eine revidierte Darstellung der isomagnetischen Linien erhalten. Anlässlich der geplanten Forschungsfahrt der Aeroarktik ist für die Nordpolarkappe eine solche Darstellung zurzeit in Arbeit.

Erst wenn die drei Koeffizienten des ersten Gliedes der Gaußschen Kugelfunktionsdarstellung auf dieser Grundlage neu berechnet sind, wird es möglich sein, das homogene Feld korrekt abzuleiten, und dann unter Abzug von dem tatsächlichen Feld das überbleibende (residual) Feld zu ermitteln.

Dieses überbleibende Feld, von dem wir bei dieser Gelegenheit eine neue Form der Darstellung geben, ist dann der Ausgangspunkt für die geophysikalischen Untersuchungen im engeren Sinne, die Frage nach dem Zusammenhang zwischen ihm und dem Bau der Erdrinde im großen. Wenn die neuere Vermessung der Erde etwas über die anomalistische Magnetisierung der Erde aussagen kann, so ist es in erster Linie die Verteilung der terrestrisch-regionalen Anomalien, wie sie dies überbleibende Feld nach unserer Kenntnis von 1885 liefert.

Überblicken wir die ganze hier gegebene Darstellung, so kommen wir zu dem Erkenntnis, daß alle endgültige Entscheidung davon abhängt, ob wir das jetzt vorhandene reiche Beobachtungsmaterial frei von den früheren kartographischen Darstellungen in neue magnetische Karten der Erde umarbeiten können.

Anmerkung: Kurz vor der Niederschrift dieser Zeilen erhielt ich den umfangreichen Katalog der magnetischen Beobachtungen in Rußland und den umliegenden Ländern, besorgt von B. P. Weinberg, Leningrad 1929. Er betrifft Messungen an etwa 8400 Punkten, wobei allerdings alle auch weit zurückliegenden Beobachtungen beachtet worden sind, reicht demnach dem zeitlichen Umfang nach über meine Statistik hinaus. Wie ungemein wertvoll ein solcher Katalog für die Bearbeitung eines Gebiets ist, braucht kaum betont zu werden; sind doch sogar die Messungen alle auf eine Epoche (1925) bezogen worden. Mögen recht viele andere Staaten bald diesem Beispiel folgen!

---

\*) L. A. Bauer: Terr. Magn. 4, 33 ff. (1899).

## Über das Vorhandensein einer magnetischen Wirkung durch rotierende Massen und die Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus.

Von **H. Haalek**. — (Mit einer Abbildung.)

Rotiert eine Masse um sich selbst, so werden dadurch sowohl die positiven Ladungen der Atomkerne als auch die negativen Ladungen der Elektronen transportiert. Die durch diese Bewegung der positiven und der negativen Elektrizitätsmengen hervorgerufenen Magnetfelder heben sich gegenseitig nicht vollständig auf, sondern es muß infolge der Bewegung der Elektronen um die Atomkerne die durch die Rotation des Körpers verursachte magnetische Wirkung der negativen Ladungen etwas überwiegen. Nach den bisherigen experimentellen Untersuchungen liegt die sich daraus ergebende magnetische Wirkung rotierender Massen unter der Empfindlichkeit der heutigen Meßinstrumente. Es besteht jedoch die Möglichkeit, daß unter den im Erdinnern herrschenden Temperaturen und Drucken der atomistische Aufbau der Materie ein solcher ist, daß das Vorhandensein des Erdmagnetismus durch diesen rotationsmagnetischen Effekt verursacht wird.

Von den verschiedenen Erklärungsmöglichkeiten für das Vorhandensein des Erdmagnetismus ist bis jetzt nur eine, nämlich die Erklärung durch die magneto-mechanische Wirkung der Rotation der Elektronen, physikalisch begründet. Ein Atom stellt einerseits — infolge der Rotation der elektrischen Ladung der Elektronen — einen Elementarmagneten, andererseits — infolge der Rotation der Elektronenmassen — einen mechanischen Kreisel dar. Rotiert nun die Masse, in welcher sich das Atom befindet, so entsteht, wie aus der Kreiseltheorie bekannt ist, ein Drehmoment, welches die Achse des Atoms parallel zur Drehachse des Körpers zu stellen strebt. Dadurch wird der Körper magnetisiert. Die Versuche von Einstein und de Haas\*) einerseits, welche einen Stab aus weichem Eisen durch rasches Ummagnetisieren in Drehung versetzten, und von Barnett\*\*) andererseits, dem es gelang, Eisenstäbe durch schnelle Rotation zu magnetisieren, haben diese theoretisch vorausgesetzte Wirkung auch experimentell nachgewiesen. Die Anwendung der Beziehung auf Erde und Sonne läßt aber erkennen, daß der Erd- und Sonnenmagnetismus nicht auf gyrostatistische Wirkungen dieser Art zurückgeführt werden kann. Zwar entspricht die sich theoretisch ergebende Magnetisierungsrichtung derjenigen des Sonnen- bzw. des Erdfeldes, aber man erhält eine Magnetisierung der Volumeinheit, welche mehr als  $10^{10}$  mal kleiner ist als die beobachtete der Erde, und das Verhältnis der spezifischen Magnetisierung der Sonne zu derjenigen der Erde ergibt sich als etwa 2800 mal so klein als der beobachtete Wert. Die Ursache muß also in einer anderen Wirkung gesucht werden.

\*) Einstein und de Haas: Experimenteller Nachweis der Ampèreschen Molekularströme. Ber. d. Deutschen Physik. Ges. 17 (1915).

\*\*) S. J. Barnett: Magnetisation by Rotation. Phys. Rev., Vol. VI, Nr. 4, 1915 und 1917. Yearbook Carnegie Institution Washington for 1922, S. 284.

In der Atomtheorie ist bekannt, daß zwischen neutralen Atomen eine Abstoßungskraft besteht, welche darauf zurückzuführen ist, daß die Wirkung der negativen Elektronenladungen infolge ihrer Rotation um den Atomkern diejenige der gleich großen positiven Kernladung etwas übertrifft. Diese Kraft ist aber äußerst klein und nimmt etwa mit der siebenten oder höheren Potenz des Abstandes ab\*), so daß sie nur bei sehr kleinen Entfernungen der Atome wirksam wird, dann aber mit der Verringerung des gegenseitigen Abstandes sehr schnell auf große Beträge ansteigt. Es liegt nun der Gedanke nahe, daß bei der Rotation eines Körpers die Wirkung der negativen Elektronenladungen ebenfalls diejenige der positiven Kernladungen übertrifft, so daß also ein magnetischer Effekt des rotierenden Körpers entstehen würde, der aber nicht zu verwechseln ist mit der gyroskopischen Wirkung der Elektronen. Tatsächlich läßt sich, wie im folgenden gezeigt werden soll, aus dem atomistischen Aufbau der Materie ein solcher Effekt ableiten, auf den möglicherweise die Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus zurückgeführt werden kann.

Um die Vorgänge, die bei der Rotation eines Körpers in den einzelnen Atomen entstehen, von allen Nebenerscheinungen möglichst zu abstrahieren, werde zunächst angenommen, daß die Masse den einfachsten atomistischen Aufbau besitze, d. h. um einen positiv geladenen Atomkern von der Ladung  $+z.e$ , wo  $z$  also die Kernladungszahl bedeutet, rotieren  $z$  negativ geladene Elektronen von der Ladung  $e$  in Kreisbahnen mit den Radien  $a_1, a_2 \dots a_n$ , und zwar werde die Zahl der in den Abständen  $a_1, a_2 \dots a_n$  rotierenden Elektronen entsprechend bezeichnet mit  $c_1, c_2 \dots c_n$ . Es ist also

$$z = c_1 + c_2 \dots c_n.$$

Die Masse werde als absolut starr vorausgesetzt, d. h. die Lage der einzelnen Atome, oder genauer ausgedrückt, die Lage ihrer Schwerpunkte sei relativ zueinander konstant. Da die Masse eines Protons das 1846fache derjenigen eines Elektrons beträgt, so ist für jede Substanz die Bahn des Atomkerns um den Atomschwerpunkt im Vergleich zu derjenigen des Elektrons so klein, daß für die folgenden Betrachtungen Atomkern und Atomschwerpunkt als zusammenfallend angesehen werden können. Ferner werde angenommen, daß, wie es bei unmagnetisierten Massen der Fall ist, keine Orientierung der Elektronenbahnen vorherrschend ist, so daß also in jedem Zeitmoment, wenn man die Gesamtheit aller Atome betrachtet, alle möglichen Lagen der Elektronen relativ zu den Atomkernen gleich häufig vorkommen, d. h. alle Punkte auf den Elektronenschalen — das sind die Kugeln mit den Radien  $a_1 \dots a_n$  um die Atomkerne — werden in jedem Zeitmoment gleich häufig von den Elektronen eingenommen. Für das einzelne Atom trifft diese Annahme nicht zu; betrachten wir aber die Gesamtheit der Atome, so wird sie — wenn die Masse nicht magnetisiert ist — sehr genau erfüllt.

---

\*) Vgl. z. B. P. Debye: Phys. Zeitschr. 22, 302 (1921).

Zwischen der Entfernung  $\varrho'$  eines einzelnen Elektrons  $E$  und der Entfernung  $\varrho$  des zugehörigen Atomkerns  $P$  von der Umdrehungsachse  $A$  des Körpers besteht nach Fig. 1 für jeden Zeitmoment die Beziehung:

$$\varrho' = \sqrt{(\varrho + a_v \cos \varphi \cos \psi)^2 + a_v^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \psi}.$$

In eine Reihe nach  $\frac{a_v}{\varrho}$  entwickelt

$$\varrho' = \varrho \left\{ 1 + \frac{a_v}{\varrho} \cos \varphi \cos \psi + \frac{1}{2} \frac{a_v^2}{\varrho^2} \cos^2 \varphi \sin^2 \psi \dots \right\},$$

$$\varrho'^2 = \varrho^2 \left\{ 1 + 2 \frac{a_v}{\varrho} \cos \varphi \cos \psi + \frac{a_v^2}{\varrho^2} \cos^2 \varphi \dots \right\}.$$

Wir betrachten jetzt die Gesamtheit aller Atome, deren Kerne die Entfernung  $\varrho$  von der Umdrehungsachse  $A$  besitzen und fragen: Wie groß ist der

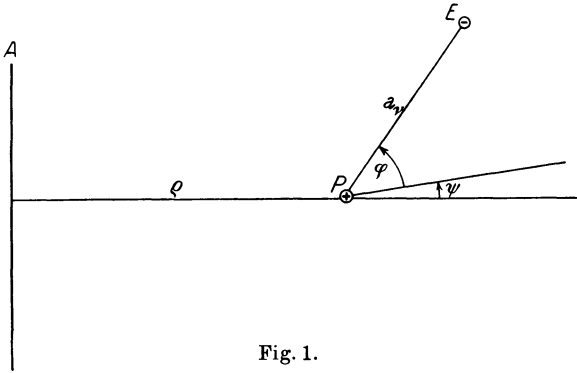


Fig. 1.

Mittelwert für das Quadrat der Entfernung  $\varrho'$  der Elektronen, deren Abstand von dem Atomkern gleich  $a_v$  ist?

Da alle möglichen Lagen der Elektronen relativ zum Atomkern in jedem Zeitmoment gleich häufig vorkommen sollen, so kommt jeder Wert von  $\psi$  gleich häufig vor; die Häufigkeit, mit welcher ein Wert von  $\varphi$  vorkommt, ist dagegen proportional  $\cos \varphi$ . Die Mittelbildung ergibt dann:

$$\varrho_v'^2 = \varrho^2 \frac{2 \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \left\{ 1 + 2 \frac{a_v}{\varrho} \cos \varphi \cos \psi + \frac{a_v^2}{\varrho^2} \cos^2 \varphi \dots \right\} p \cdot \cos \varphi \, d\varphi \, d\psi}{2 \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} p \cdot \cos \varphi \, d\varphi \, d\psi},$$

wo  $p$  einen Proportionalitätsfaktor bedeutet.

Daraus ergibt sich:

$$\varrho_v'^2 = \varrho^2 \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{a_v^2}{\varrho^2} \dots \right),$$

d. h. das Quadrat des Abstandes eines Elektrons von der Umdrehungsachse des Körpers ist im Mittel über die Gesamtheit aller Elektronen für jeden Zeitmoment um den Betrag  $\frac{2}{3} a_v^2$  größer als dasjenige des zugehörigen Atomkerns\*).

Das magnetische Moment  $M$  eines Stromkreises vom Radius  $r$ , der Stromstärke  $i$  ist:

$$M = i r^2 \pi,$$

und zwar befindet sich der positive magnetische Pol, wenn der Strom im Uhrzeigersinne fließt, unten. Rotiert jetzt die Masse mit der Winkelgeschwindigkeit  $w$  um die Achse  $A$ , so wird also durch die Bewegung jedes einzelnen Atoms einmal eine positive Elektrizitätsmenge  $+z.e$  im Abstände  $\varrho$  von der Umdrehungsachse  $A$  transportiert, welches einer Stromstärke  $i = \frac{z.e.w}{2\pi}$  in Richtung der Rotation entspricht, zweitens  $z$  negative Elektrizitätsmengen  $-e$  in den Abständen  $\varrho'_1 \dots \varrho'_n$ , welches einer gleichen Stromstärke aber in entgegengesetzter Richtung entspricht. Jedes Atom würde also bei der Rotation der Masse ein magnetisches Moment von der Größe

$$M = \frac{ew}{2\pi} \pi \left\{ z \cdot \varrho^2 - \sum_{v=1}^{v=n} c_v \varrho_v'^2 \right\}$$

erzeugen.

Nun führt aber jedes Elektron noch eine zweite Bewegung aus, nämlich die schnelle Rotation um den Atomkern. Der Abstand  $\varrho'$  ändert sich infolgedessen mit  $\varphi$  und  $\psi$  in sehr schneller Periode, und zwar ist diese Änderung für jedes Elektron verschieden, je nachdem, wie die betreffende Elektronenbahn zur Umdrehungsachse  $A$  der Masse orientiert ist. Im Mittel über die Gesamtheit aller Elektronen gilt aber für die Entfernung  $\varrho'$  der oben abgeleitete Satz. Betrachten wir die Kollektivwirkung sämtlicher Atome, so wird also im Mittel aus allen Atomen das magnetische Moment eines einzelnen Atoms

$$M = -ew \frac{1}{3} \sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2.$$

\*) In folgenden extremen Fällen würde sein: a) Alle Elektronenbahnen um die Atomkerne seien parallel der Rotationsebene des Körpers, d. i.  $\varphi = 0$  (d. h. die Masse ist in Richtung der Umdrehungsachse magnetisiert):

$$\varrho_v'^2 = \varrho^2 \left( 1 + \frac{a_v^2}{\varrho^2} \dots \right);$$

b) Die Achsen der Elektronenbahnen sind senkrecht zur Umdrehungsachse gerichtet (d. h. jeder Wert von  $\varphi$  kommt gleich häufig vor): 1.  $\psi = 90^\circ$  (d. h. die Masse ist radial magnetisiert):

$$\varrho_v'^2 = \varrho^2 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{a_v^2}{\varrho^2} \dots \right);$$

2.  $\psi = 0^\circ$  (d. h. die Magnetisierungsrichtung des Körpers ist kreisförmig um die Umdrehungsachse des Körpers):

$$\varrho_v'^2 = \varrho^2 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{a_v^2}{\varrho^2} \dots \right).$$

Die Unterschiede sind also auch in den extremen Fällen nur unerheblich.

Bedeutet  $f = \frac{\varrho \sigma}{A}$  die Zahl der Atome in der Volumeinheit der betreffenden Masse, wo  $\varrho$  die Loschmidtsche Zahl,  $\sigma$  das spezifische Gewicht,  $A$  das Atomgewicht bedeuten, so folgt für das magnetische Moment  $\mu$  der Volumeinheit, die als „scheinbare“ spezifische Magnetisierung bezeichnet werde:

$$\mu = -\frac{1}{3} \frac{e \cdot w \cdot \varrho \sigma}{A} \sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2 \dots \dots \dots (1)$$

Die Voraussetzung der absoluten Starrheit der Masse ist praktisch unwesentlich, da die Verschiebungen der Atomschwerpunkte überhaupt keinen Einfluß auf den behandelnden Effekt haben. Die Berücksichtigung der exakteren elektronen-theoretischen Sätze, wie z. B. die Exentrität der Elektronenbahnen, der Mitbewegung der Atomkerne, die relativistische Abhängigkeit der Elektronenmasse von ihrer Geschwindigkeit oder dgl., können ebenfalls das Resultat, wie es in Formel (1) dargestellt ist, nicht merklich ändern. Der physikalische Zustand der Masse beeinflußt den Wert von  $\mu$  offenbar nur wenig; ausschlaggebend ist außer der Winkelgeschwindigkeit die Art und der Aggregatzustand der Materie. Bei der Bezeichnung der Größe  $\mu$  als „scheinbare“ Magnetisierung der Volumeinheit muß darauf hingewiesen werden, daß es sich bei diesem rotationsmagnetischen Effekt nicht um eine Magnetisierung in gewöhnlichem Sinne handelt: Unter Magnetisierung einer Masse versteht man stets eine mehr oder weniger gleichmäßige Orientierung der Molekularmagnete, sei sie durch ein äußeres Magnetfeld oder durch die magneto-mechanische Wirkung der Rotation der Elektronen verursacht. Der beschriebene rotationsmagnetische Effekt hat aber mit einer Orientierung der Elementarmagnete nichts zu tun, sondern ist eine direkte magnetische Wirkung der Rotation einer Masse.

Die numerischen Werte sind:

$$e = 4.774 \cdot 10^{-10} \text{ elst. Einh.}$$

$$\varrho = 6.06 \cdot 10^{23}$$

Numerische Werte für die Größe  $\sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2$  wird man für die einzelnen Stoffe nur innerhalb sehr weiter Grenzen angeben können, da die Verteilung der Elektronen auf den einzelnen Elektronenschalen unbekannt ist. Bedeutet  $a_n$  den Atomradius, so muß also  $\sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2$  stets kleiner sein als  $z \cdot a_n^3$ ; da andererseits der Atomradius für kein Element kleiner sein kann, als etwa  $10^{-12}$  cm, so muß  $\sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2$  auf jeden Fall größer sein als  $z \cdot 10^{-24}$  cm.

Es werde jetzt geprüft, ob der theoretisch abgeleitete rotationsmagnetische Effekt sich experimentell bei Laboratoriumsversuchen wird beobachten lassen. Für Eisen hat man für den Atomradius  $a_n$  nach verschiedenen

Methoden etwa den Wert  $a_n$   $1.24 \cdot 10^{-8}$  bis  $1.40 \cdot 10^{-8}$  cm gefunden\*). Legen wir die Werte

$$\sigma = 7.8, \quad z = 26, \quad A = 55.6, \quad a_n = 1.3 \cdot 10^{-8}, \quad T = 1^s$$

der Rechnung zugrunde, so muß der wirkliche Wert von  $\mu$  nach Gleichung (1) also zwischen den Grenzen  $\mu_1 = 0.37$  und  $\mu_2 = 2.2 \cdot 10^{-9}$  liegen.

Experimentell hat Barnett\*\*) bei seinen Versuchen für eine Umdrehung in der Sekunde einen Wert von  $\mu = 1.5 \cdot 10^{-6}$  gefunden, der aber auf die magneto-mechanische Wirkung der Elektronen zurückgeführt wird. Daraus, daß sich also experimentell der theoretisch abgeleitete Effekt nicht zeigt, folgt,

daß der Ausdruck  $\sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2$  für Eisen kleiner als  $1.8 \cdot 10^{-20}$  ist, was durchaus innerhalb der gefundenen Grenzen liegt\*\*\*).

Die Anwendung der theoretischen Ergebnisse auf Erde und Sonne ergibt zunächst, daß die Richtung der beobachteten Magnetisierung in beiden Fällen dem theoretischen Resultat entspricht: Erfolgt die Rotation dem Uhrzeiger entgegengesetzt, so befindet sich der negative Magnetpol oben. Als spezifische Magnetisierung hat der rotationssymmetrische Teil des Erdfeldes einen Wert von  $\mu = 0.074$  ergeben, während die Magnetisierung der Volumeneinheit der Sonne nach den Beobachtungen des Zeemaneffektes von Hale sich als etwa 80 mal so stark als diejenige der Erde erwiesen hat. Mit diesen Werten für die scheinbare spezifische Magnetisierung würde sich nach der theoretischen Formel (1) für den Ausdruck  $\frac{1}{A} \sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2$ , welcher in beiden Fällen vollkommen unbekannt ist, ergeben:

a) für die Erde 
$$\frac{1}{A} \sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2 = 1.9 \cdot 10^{-12},$$

b) für die Sonne 
$$\frac{1}{A} \sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2 = 1.8 \cdot 10^{-8}.$$

Würden wir diese Werte für den Ausdruck  $\frac{1}{A} \sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2$  für die Materie im Innern der Körper einsetzen, so würde damit also das Vorhandensein des Erd- und Sonnenmagnetismus durch den theoretisch abgeleiteten rotationsmagnetischen Effekt vollkommen erklärt werden. Es fragt sich aber: Kann man solche numerischen Werte für diesen Ausdruck einsetzen, wo doch nach den Versuchsergebnissen von Barnett die Größe  $\frac{1}{A} \sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2$  für Eisen ganz beträchtlich

\*) Vgl. z. B. Handb. d. Physik **22**, 501, Berlin 1926.

\*\*) J. Barnett: a. a. O.

\*\*\*) Experimentelle Versuche, ob die rotationsmagnetische Wirkung bei anderen Stoffen als Eisen (z. B. Glas, Messing oder dgl.) eine meßbare Größe erreicht, sind meines Erachtens wünschenswert.



kleiner sein muß? Für Eisen, wie es bei Laboratoriumsversuchen zur Verfügung steht, muß man aus diesem Grunde die Frage verneinen. Wie verhält es sich aber bei einer Materie bei so gewaltiger Temperatur und unter so hohem Drucke wie die Massen im Erdinnern? Hier fehlen sichere Anhaltspunkte vollkommen; ein Beweis, daß der Erd- und Sonnenmagnetismus durch die rotationsmagnetische Wirkung hervorgerufen wird, wird daher durch die vorstehenden Ausführungen keineswegs erbracht. Vergleichen wir aber die entwickelte Theorie mit den übrigen zahlreichen Versuchen, die Ursache des Erdmagnetismus zu erklären — sei es durch die magneto-mechanische Wirkung der Rotation der Elektronen, durch die Bewegung einer positiven Raumladung oder einer negativen Oberflächenladung der Erde infolge der Erdrotation, durch elektrische Ströme im Erdinnern, durch Induktion, durch eine Magnetisierung in früheren Entwicklungsperioden, oder sei es durch geringe Abweichungen der wirklichen physikalischen Gesetze von der Form, in welcher man sie anwendet —, so ist zu beachten, daß sie keine bloße Hypothese ist, sondern — ebenso wie der Erklärungsversuch durch die magneto-mechanische Wirkung der Rotation der Elektronen — durchaus eine sichere physikalische Begründung besitzt\*). Dadurch, daß sie das Vorhandensein des Erd- und Sonnenmagnetismus in Beziehung bringt zu dem atomistischen Aufbau der Materie bei außerordentlich hohen Temperaturen, enthält sie aber einen unbekanntem Faktor, da wir nicht wissen, wie sich die Materie bei so hohen Temperaturen und Drucken verhält. Immerhin darf nicht verkannt werden, daß die Möglichkeit — und sogar eine gewisse Wahrscheinlichkeit — besteht, daß die Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus in dem theoretisch abgeleiteten rotationsmagnetischen Effekt zu suchen ist\*\*).

---

\*) Der mathematische Beweis, daß die abgeleitete magnetische Wirkung rotierender Massen tatsächlich vorhanden sein muß, läßt sich auch auf anderem Wege erbringen, z. B. mit Hilfe des Energiesatzes. Noch klarer und einfacher wird die Beweisführung für die auf S. 362, Anm. \*) betrachteten Spezialfälle.

\*\*\*) Die Annahme eines Atomradius von der Größenordnung  $10^{-6}$  cm für die Materie im Erdinnern würde schon genügen, um die Ursache des Erdmagnetismus durch den rotationsmagnetischen Effekt vollkommen zu erklären. Freilich würde, da das spezifische Gewicht der Massen im Erdinnern von der Größenordnung 9 bis 11 ist, das Atomgewicht ganz unvergleichlich viel größer sein müssen als bei den auf der Erdoberfläche bekannten Elementen. — Zu der entschiedenen Ablehnung, welche die auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Dresden vorgetragene Theorie seitens der Fachgelehrten erfuhr, möchte ich bemerken, daß ich die vorgebrachten Einwände nicht als stichhaltig ansehen kann. Was zunächst das Vorhandensein des rotationsmagnetischen Effekts an sich anbelangt, so möchte ich auf die mathematische Ableitung hinweisen. Was das entgegengesetzte Versuchsergebnis von Barnett anbetrifft, so ist bereits darauf eingegangen (vgl. S. 364). Ferner darf die Tatsache, daß schon viele Hypothesen über die Ursache des Erdmagnetismus vorhanden sind, die aber alle keine befriedigende Erklärung geben können, nicht hindern, jeder theoretischen Untersuchung, sobald sie physikalisch genügend begründet ist, nachzugehen, um die Ursache des Erdmagnetismus, die als eines der wesentlichsten großen ungelösten Probleme der Geophysik immer wieder zum Nachdenken reizt, aufzufinden.

## Zur Theorie der Häufigkeitsverteilung von Fehlern in der Ebene mit besonderer Berücksichtigung der Windvektoren.

Von A. Wagner\*), Innsbruck. — (Mit einer Abbildung.)

Es werden Formeln für die Häufigkeitsverteilung von ebenen Vektoren abgeleitet und zwar 1. für die absoluten Beträge dieser Vektoren ohne Rücksicht auf die Richtung und 2. für die Häufigkeit der Richtungen ohne Rücksicht auf die Größe der Vektoren. Diese Ausdrücke werden angewandt auf die Häufigkeitsverteilung von Windstärke und Windrichtung, und zwar sowohl von Momentanwerten wie auch von Stundenwerten.

Als geläufiges Schulbeispiel der Verteilung von Fehlern in der Ebene kann die Verteilung der Treffer auf einem Schußblatt angesehen werden. Unter der plausiblen Annahme, daß die Streuung in der  $Y$ -Richtung (Fig. 1) un-

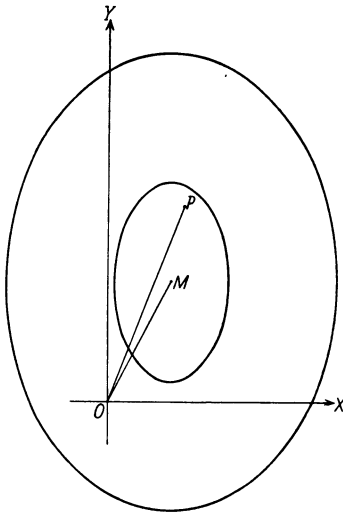


Fig. 1.

abhängig von der in der  $X$ -Richtung ist, ergibt sich eine ellipsenförmige Anordnung der Treffer um einen Mittelpunkt, der als Schwerpunkt des Trefferbildes bezeichnet wird. Dieses mehrfach behandelte Problem gestaltet sich verhältnismäßig einfach, solange man die Verteilung der Fehler von diesem Schwerpunkt aus betrachtet, den systematischen Fehler also, der durch den Abstand Zielpunkt-Schwerpunkt des Trefferbildes gegeben ist, von vornherein ausschaltet. Für die Praxis genügt die Ermittlung bestimmter Ellipsen, welche das Trefferbild in einem vorgegebenen Verhältnis in ein inneres und äußeres Trefferbild zerlegen.

Es gibt aber Fälle, in welchen diese einfache Methode nicht gangbar ist, weil die einzelnen Vektoren  $OP$  nicht direkt beobachtet werden oder wenigstens nicht als Vektoren ausgewertet werden. Wenn in solchen Fällen die Lage der einzelnen Vektoren in der Ebene nicht gegeben ist, sondern nur zwei getrennte Verteilungen, die eine für den Abstand der Endpunkte der Vektoren vom Ursprung, die andere für die Richtungen der Vektoren in der Ebene, dann muß für die theoretischen Betrachtungen ein Ansatz gefunden werden, der einerseits die Wahrscheinlichkeit ausdrückt, daß der Endpunkt eines Vektors einen bestimmten Abstand vom Ursprungspunkt hat — ohne Rücksicht auf die

\*) Die Arbeit erscheint ausführlich in Gerlands Beitr. z. Geophys.

Richtung — und andererseits die Wahrscheinlichkeit für die Verteilung der Richtungen ohne Rücksicht auf die absolute Länge der Vektoren. Dies ist z. B. der Fall bei der Untersuchung der Windverhältnisse. Hier bedeutet die absolute Länge des Vektors  $OP$  (Fig. 1) die momentane Windstärke, die von  $OM$  die mittlere Windstärke\*).

Für die Windrichtung haben wir derzeit überhaupt noch kein geeignetes Registrierinstrument, welches die momentane Windrichtung mit brauchbarer Schärfe aufzeichnet, so daß derzeit nur die Häufigkeitsverteilung der absoluten Geschwindigkeit der Untersuchung zugrunde gelegt werden kann. Aber selbst wenn dieser Mangel behoben wäre (wie dies für die Stundenwerte der Windvektoren der Fall ist), würde jeder Apparat für sich nur je einen Anteil des Windvektors aufzeichnen, und erst durch die genaue synchrone Zusammensetzung dieser beiden Komponenten könnte die Streuung der Windvektoren in einfacher Weise bestimmt werden; es wäre dann leicht — etwa durch eine graphische Methode — die Verteilung dieser Vektoren auf das einfache Problem des Trefferbildes in der Schießtechnik zurückzuführen. Diesem Vorgang ist jedoch hinderlich, daß vorerst Instrumentalfehler (z. B. Reibungskonstante) bei jeder Einzelmessung berücksichtigt werden müßten.

Liegt, wie es derzeit der Fall ist, nur eine Häufigkeitsverteilung der momentanen Windstärke vor, so ist es viel umständlicher und natürlich auch unsicherer, aus dieser Verteilungskurve Lage und Charakteristik der Fehlerellipse abzuleiten. Der Gang der Rechnung ist kurz folgender\*\*): Man denkt sich jeden Windvektor zerlegt in zwei Komponenten  $u$  und  $v$  und setzt als wahrscheinlichste Annahme für jede der beiden Komponenten die Gültigkeit des Gaußschen Fehlerverteilungsgesetzes voraus. Unter der weiteren wahrscheinlichen Annahme, daß die Größen der beiden gleichzeitigen Komponenten  $u$  und  $v$  voneinander unabhängig sind, hat man dann als Wahrscheinlichkeit dafür, daß die  $u$ -Komponente einen bestimmten Wert zwischen  $u$  und  $u + du$  annimmt:

$$W(u) du = \frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(u-u_0)^2}{\alpha^2}};$$

analog

$$W(v) dv = \frac{1}{\beta \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(v-v_0)^2}{\beta^2}},$$

hierbei sind  $\alpha$  und  $\beta$  Maßzahlen für die Streuung der einzelnen Komponenten,  $u_0, v_0$  bestimmen den Mittelpunkt der Fehlerellipse.

\*) Die innere Ellipse versinnbildlicht den Fall der momentanen Windverhältnisse, bei welchen die Streuung zumeist so klein ist, daß Winde aus entgegengesetzter Richtung nicht vorkommen; die äußere Ellipse bezieht sich auf die Stundenwerte des Windes, in welchem Falle Winde aus allen Richtungen vorkommen.

\*\*\*) Die ausführliche Rechnung samt den notwendigen Hilfstafeln wird in Gerlands Beitr. z. Geophys. veröffentlicht.

Die Wahrscheinlichkeit für das gleichzeitige Vorkommen eines bestimmten Wertepaares im Bereich  $u$  und  $u + du$ ,  $v$  und  $v + dv$  ist dann gegeben durch

$$W(u, v) du dv = \frac{1}{\alpha \beta \pi} e^{-\left[\frac{(u-u_0)^2}{\alpha^2} + \frac{(v-v_0)^2}{\beta^2}\right]} du dv \dots (1)$$

Drückt man  $u$  und  $v$  durch Polarkoordinaten  $c$  und  $\varphi$  aus und setzt zur Abkürzung

$$2\mu = c^2 \left( \frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{\alpha^2} \right), \quad \nu = \frac{2c u_0}{\alpha^2}, \quad \sigma = \frac{2c v_0}{\beta^2},$$

so erhält man

$$W(c, \varphi) dc d\varphi = \frac{c}{\alpha \beta \pi} e^{-\left[\frac{u_0^2}{\alpha^2} + \frac{c^2}{\beta^2} + \frac{v_0^2}{\beta^2}\right]} e^{2\mu \cos^2 \varphi + \nu \cos \varphi + \sigma \sin \varphi} dc d\varphi \dots (2)$$

Durch Integration dieses Ausdruckes nach  $d\varphi$  von 0 bis  $2\pi$  ergibt sich daraus die Wahrscheinlichkeit  $W(c)$  ohne Rücksicht auf die Richtung und durch Integration nach  $dc$  von 0 bis  $\infty$  die Wahrscheinlichkeit  $W(\varphi)$  ohne Rücksicht auf die Geschwindigkeit. Im ersteren Falle erhält man als Lösung des fraglichen Integrals

$$= e^{\mu} \left[ J_0(i\mu) J_0\left(\frac{i\nu}{\cos \varepsilon}\right) + 2 \sum_1^{\infty} n \frac{\cos(2n\varepsilon)}{i^n \cdot i^{2n}} J_n(i\mu) J_{2n}\left(\frac{i\nu}{\cos \varepsilon}\right) \right] \left. \int_0^{2\pi} e^{2\mu \cos^2 \varphi + \nu \cos \varphi + \sigma \sin \varphi} d\varphi \right\} \dots (3)$$

hierbei ist der Parameter  $\varepsilon$  definiert durch  $\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{\sigma}{\nu}$ , und  $J_n(ix)$  stellen Zylinderfunktionen erster Art mit imaginärem Argument von der Ordnung  $n$  dar:

$$\frac{J_n(ix)}{i^n} = \sum_0^{\infty} k \frac{(x/2)^{n+2k}}{k!(n+k)!}.$$

Faßt man noch  $\frac{e^{-x}}{i^n} J_n(ix) = S_n(x)$  zusammen, so erhält man:

$$W(c) dc = \frac{2c dc}{\alpha \beta} e^{-\left(c - \frac{u_0}{\cos \varepsilon}\right)^2} e^{u_0^2 \operatorname{tg}^2 \varepsilon \left(1 - \frac{\beta^2}{\alpha^2}\right)} e^{\alpha^2} \left[ S_0(\mu) S_0\left(\frac{\nu}{\cos \varepsilon}\right) + 2 \sum_1^{\infty} n \cos(2n\varepsilon) S_n(\mu) S_{2n}\left(\frac{\nu}{\cos \varepsilon}\right) \right] \dots (4)$$

Für  $W(\varphi)$  erhält man:

$$W(\varphi) d\varphi = \frac{\alpha \beta}{2\pi} d\varphi e^{-\left[\frac{u_0^2}{\alpha^2} + \frac{v_0^2}{\beta^2}\right]} \frac{1}{\beta^2 \cos^2 \varphi + \alpha^2 \sin^2 \varphi} \left[ 1 + \frac{\lambda}{2} e^{\frac{\lambda^2}{4}} \sqrt{\pi} \left\{ 1 + \Phi\left(\frac{\lambda}{2}\right) \right\} \right] \dots (5)$$

hierbei bedeutet  $\Phi(x) = \int_0^x e^{-t^2} dt$  das Fehlerintegral, und  $\lambda$  ist als Abkürzung gesetzt für den Ausdruck

$$\lambda = \frac{2\left(\frac{u_0}{\alpha} \cos \varphi + \frac{v_0}{\beta} \sin \varphi\right)}{\sqrt{\cos^2 \varphi \frac{\beta^2}{\alpha^2} + \sin^2 \varphi}}$$

In der zitierten Arbeit sind die beiden allgemeinen Formeln (4) und (5) des näheren besprochen \*) und wurde der Einfluß der einzelnen Parameter untersucht.

Als Grenzfälle ergeben sich einerseits das Gaußsche Fehlerverteilungsgesetz, wenn die Streuung in einer Richtung gleich 0 ist, andererseits das auf die Ebene reduzierte Maxwell'sche Verteilungsgesetz in einem mit konstanter Geschwindigkeit bewegten Medium, wenn die Streuung unabhängig von der Richtung ist,  $\alpha = \beta$ ,  $v_0 = 0$ . In diesem Fall reduziert sich Gleichung (4) zu

$$W(c) dc = \frac{2c}{\alpha^2} dce^{-\frac{(c-u_0)^2}{\alpha^2}} S_0(2cu_0) \dots \dots \dots (6)$$

Dieselbe einfache Form nimmt das Verteilungsgesetz für die Größe des Vektors auch an, wenn das eingangs erwähnte Problem des Trefferbildes, bezogen auf den Schwerpunkt desselben, vorliegt. Für  $u_0 = v_0 = 0$  ergibt sich, wenn nun  $r$  den Abstand eines Vektorendpunktes vom Mittelpunkt der Fehlerellipse bezeichnet:

$$W_0(r) dr = \frac{2r dr}{\alpha\beta} e^{-\frac{r^2}{\alpha^2}} S_0(\mu), \quad 2\mu = \frac{r^2}{\beta^2} - \frac{r^2}{\alpha^2} \dots \dots \dots (8)$$

Besonders einfach ist in diesem Falle das Verteilungsgesetz für die Richtungen

$$W_0(\varphi) d\varphi = \frac{d\varphi}{2\pi} \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 \sin^2 \varphi + \beta^2 \cos^2 \varphi} \dots \dots \dots (8)$$

Hier fällt das Fehlerintegral  $\Phi$  weg, weil  $\lambda = 0$  ist.

Eine gewisse Analogie der hier entwickelten Ansätze besteht mit der von R. v. Mises\*\*) untersuchten zyklischen Fehlerfunktion  $\psi(\xi) = \frac{e^{k \cos \xi}}{2\pi J_0(ik)}$ , welche für den Fall gilt, daß die Vektorlänge konstant und nur die Richtung nach der Zufallswahrscheinlichkeit verteilt ist.

Die oben wiedergegebenen theoretischen Ansätze wurden mit den beobachteten Häufigkeitsverteilungen von momentanen Windgeschwindigkeiten wie

\*) Für die praktische Auswertung reichten die in den Funktionentafeln von Emde und Jahnke zusammengestellten Funktionenwerte von  $J_n(ix)$  nicht aus und mußten für größere Werte von  $x$  erst berechnet werden.

\*\*) Über die Ganzzahligkeit der Atomgewichte, Phys. Zeitschr. 19, 490 (1918).

auch von Stundenwerten der Windgeschwindigkeit und der Windrichtung verglichen. Für die Verteilung der Momentanwerte wurde das Zahlenmaterial von M. Robitzsch\*) benutzt, der Untersuchung von Stundenwerten wurden eine 10jährige Auszählung der Windgeschwindigkeiten sowie 40jährige Mittelwerte der Häufigkeitsverteilung der Windrichtungen von Wien zugrunde gelegt.

Es läßt sich leicht zeigen, daß man die abgeleiteten Formeln auch auf Mittelwerte (z. B. Stundenwerte) anwenden kann: Ein solcher Stundenvektor ist gegeben durch die mittlere Windrichtung und durch die resultierende Luftversetzung während einer Stunde; diese Luftversetzung ist infolge der seitlichen Böen um einige Prozent kleiner als die registrierte mittlere Windgeschwindigkeit.

Die erzielte Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung ist bei der Windgeschwindigkeit eine befriedigende; man muß annehmen, daß die Streuung quer zur Hauptrichtung bei der momentanen Windstärke nur wenig kleiner ist als in der Richtung der mittleren Geschwindigkeit, für Stundenwerte dagegen ist in Wien die Streuung in der Richtung der mittleren resultierenden Luftversetzung mehr als doppelt so groß als in der Querrichtung. In beiden Fällen scheint die Übereinstimmung mit der Theorie eine bessere zu werden, wenn man annimmt, daß die Hauptachse der Fehlerellipse gegen die resultierende Windrichtung verdreht ist.

Bei der Untersuchung der Stundenwerte der Windrichtungen zeigt sich, daß für Wien die einfache Annahme, daß die Endpunkte der Windvektoren durch die Fehlerellipse dargestellt werden können, nicht genau zutrifft. Die komplizierte orographische Lage der Station Hohe Warte bringt es mit sich, daß sich die Streuung der Windvektoren nach den einzelnen Richtungen durch ein einfaches mathematisches Gesetz nur mit einiger Annäherung darstellen läßt. Es ist aber zu erwarten, daß an frei in der Ebene gelegenen Stationen die abgeleiteten Formeln auch für die Windrichtung eine hinreichende Übereinstimmung mit den Beobachtungen ergeben dürften. Immerhin konnte auch für Wien gezeigt werden, daß sich einige charakteristische Merkmale der Verteilungskurve der Windrichtungen (sekundäres Maximum und Asymmetrie) direkt aus dem theoretischen Ansatz ergeben.

Ist die Verteilungsfunktion für die Windstärke gegeben, so kann man daraus eine Definition des Bögigkeitsfaktors ableiten, der auf die beiden extremen Windwerte während einer bestimmten Zeit (z. B. Stunde) zurückgeht. Diese beiden Extreme sind definiert durch

$$\int_0^{c_{\min}} W(c) dc \geq t_1, \quad \int_{c_{\max}}^{\infty} W(c) dc \geq t_2.$$

\*) Beitrag zur Kenntnis der Struktur des Bodenwindes. Die Arbeiten d. Preuß. Aeron. Observ. Lindenberg, Bd. XIII.

Hierbei sind  $t_1$  und  $t_2$  die in Bruchteilen der Zeiteinheit (hier eine Stunde) ausgedrückten Einstellzeiten des Registrierapparates; d. h. es muß eine bestimmte extreme Windstärke eine gewisse Zeit anhalten oder überschritten werden, damit sie überhaupt — infolge der Einstellträglichkeit — zur Aufzeichnung gelangt. Das Zeichen  $>$  kommt dadurch herein, daß der extreme Windwert in Wirklichkeit mehrmals erreicht werden kann, ohne genügend lange Zeit anzuhalten. Dadurch wird die für das Zustandekommen eines bestimmten registrierten Extremwertes nötige Zeit größer als die Einstellzeit des Apparates. Man sieht, daß die Bedeutung des Böigkeitsfaktors nur eine sehr bedingte ist.

---

## **Vorträge, gehalten auf der Tagung der Meteorologischen Gesellschaft,**

Dresden, 7. bis 9. Oktober 1929.

### **Bericht über die Versammlung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Dresden vom 6. bis 9. Oktober.**

Von **R. Mügge.**

Die Versammlung fand im Anschluß an die Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft statt und erfreute sich eines sehr starken Besuches, bei dem auch das Ausland erheblich vertreten war. Die rege Beteiligung spiegelte sich in einer großen Anzahl von Referaten und Vorträgen wider, so daß bedauerlicherweise für die Diskussion viel zu wenig Zeit blieb, und an die Aufnahmefähigkeit der Teilnehmer oft allzu große Ansprüche gestellt wurden.

Im Rahmen der feierlichen Eröffnung sprach der Vorsitzende Geh. Rat Schmauss (München) über die Kausalität ungewöhnlicher Witterungsereignisse. Er hob die rasche und vielseitige Entwicklung der Meteorologie hervor, die diese zu einer ähnlich exakten Naturwissenschaft gemacht hat, wie beispielsweise die Physik eine ist. Daß die „Gesetze“ der Meteorologie trotzdem nicht die Sicherheit physikalischer Gesetze erreichen, liegt an den in der Meteorologie „gefragten Problemen“. Man fragt nicht nach den allgemeinen Eigenschaften eines Hochs oder Tiefs, die wir mit großer Exaktheit angeben können, sondern: Wie wird sich das einzelne Gebilde in einem gerade vorliegenden Falle verhalten? Darüber ist schwerer etwas auszusagen, weil es sich hier nicht um ein Problem der großen Zahlen, sondern um das Zusammentreffen einiger zufälliger Umstände handelt. Die Meteorologie hat von vornherein mit dieser Schwierigkeit zu kämpfen gehabt, die Physik, deren Entwicklung einen ganz anderen, entgegengesetzten Weg gegangen ist, sieht sich erst heute vor Aufgaben ähnlicher Natur gestellt, d. h. solche, bei denen die statistischen Gesetze durch andere ersetzt werden müssen. Allgemein sind auffällige Ereignisse auf ein Zusammen-

treffen gewisser zufälliger Umstände zurückzuführen, eine Explosion so gut, wie ein besonders strenger Winter. Für den Wissenschaftler sind aber solche „katastrophalen“ Ereignisse nicht bemerkenswerter als die normalen, und gerade an den letzteren wächst unsere Erkenntnis.

Herr Geh. Rat Hergesell berichtete darauf über die internationale Konferenz der Institutsdirektoren zu Kopenhagen. Er machte besonders interessante Angaben über das im Winter 1932/33 geplante Polarjahr. Der hier in Angriff genommene Plan, dessen Unterstützung von einer Reihe von Staaten zugesagt ist, konnte bereits erfreulich weit vorbereitet werden, und es ist zu hoffen, daß auch die Deutsche Regierung an dieser Aufgabe, der größten, die sich die Meteorologie je gestellt hat, tatkräftig mitwirken wird.

Mit einem Vortrag des Herrn Meinardus (Göttingen) über die räumliche und zeitliche Beleuchtung im Polargebiet, die unter Berücksichtigung der bürgerlichen und der astronomischen Dämmerung in einer graphischen Darstellung zusammengefaßt sind, wurde die Eröffnungssitzung beschlossen.

Eine besondere Fachsitzung war der oberen Atmosphäre gewidmet. P. Duckert (Lindenberg) berichtete zunächst über die im wesentlichen der Seismik entlehnten Methoden der Schallforschung, sodann Götz (Arosa) über die Methodik der Ozonforschung in der Atmosphäre. Bei der Aufnahme der Spektren wird nicht nur die bekannte Absorptionsbande im Ultravioletten, sondern auch noch eine zweite im Sichtbaren für die Berechnung der Dicke und der Höhe der Ozonschicht berücksichtigt. Die Abhängigkeit der Ozonmenge von der geographischen Breite sowie die Schwankungen im Laufe eines Jahres wurden durch graphische Darstellung erläutert. Für die Höhe des Ozons ergibt sich nach den neuesten Messungen in Arosa und unter Berücksichtigung der inzwischen korrigierten Apparatkonstanten rund 50 km in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen. Die Anwendung dieses Resultates auf die Theorie der anormalen Schallausbreitung erscheint schwierig, wenn man nicht, wie Duckert, zur Annahme mehrerer Ozonschichten übergehen will.

Über den „Stand der Strahlungsforschung“ sprach in einem eingehenden Referat Prof. Alt (Dresden). Er gab besonders in experimenteller Hinsicht einen umfassenden Überblick und eine Kritik der meist gebrauchten Instrumente. Vermeidung aller in den Strahlengang eingeschalteter Substanzen (Filter) ist anzuraten. Wo sie, wie bei der Anwendung von Zellen, unmöglich ist, muß die genaue Kenntnis ihrer Eigenschaften Vorbedingung sein. Erwünscht ist eine bessere Zusammenarbeit der verschiedenen Institute. Sie wird, wie F. Linke nach den Besprechungen in Kopenhagen mitteilen konnte, auch durchgeführt werden. Für die diffuse Himmelsstrahlung, für die Alt umfangreicheres Material wünschte, konnte Geheimrat Süring neue Veröffentlichungen in Aussicht stellen. Der Referent schloß mit der Anregung, auch eine etwaige Absorption der Strahlungsenergie durch den Lichtdruck zu studieren.

Messungen der Sonnenstrahlung im Flugzeug mittels verschiedener, teilweise neu konstruierter Apparate hat Büttner (Potsdam) ausgeführt. Er machte



ferner Mitteilung über seine mit E. Sutter (Berlin) zusammen ausgeführten Bestimmungen der Lufttrübung durch den Großstadtdunst. Die Schwächung der kurzwelligen Strahlung (Berlin und Potsdam) erreicht danach nur etwa 20 % des Gesamtwertes. Ihre Verteilung über das sichtbare und ultraviolette Wellengebiet wurden untersucht.

Eine theoretische Beziehung zwischen Himmelsstrahlung (Horizonthelligkeit) und Sichtweite hat Koschmieder (Danzig) gegeben. Eine experimentelle Prüfung dieser Theorie, die er durch Anvisieren einer hellen und einer schwarzen Scheibe unter verschiedenen Azimuten gegen die Richtung der Sonne vorgenommen hat, konnte die theoretischen Ergebnisse im wesentlichen bestätigen.

Der Strahlungs- und Wärmehaushalt am Boden wurde durch Albrecht (Potsdam) erörtert. Neben der gesamten Ausstrahlung gegen den Himmel und der gesamten Zustrahlung, die Albrecht mit den von ihm konstruierten Apparaten auch bei Tage mißt, sucht er die Wärmeleitung in den Erdboden hinein, für welche die vertikale Temperaturverteilung im Boden bekannt sein muß, sowie jene in die Luft, die durch Austausch bewirkt wird, zu berücksichtigen. Das Ziel der Untersuchung ist also die Aufstellung einer allgemeinen Gleichung des Wärmehaushalts.

Der Strahlungsumsatz der oberen Atmosphäre und der Stratosphäre ist von C. G. Simpson in letzter Zeit erörtert. Hierüber berichtete R. Mügge (Frankfurt). Simpson hat durch die Berücksichtigung der selektiven Absorption des Wasserdampfes bedeutende Fortschritte erzielen können. Die Strahlungsbilanz der Erde, der Einfluß der Bewölkung auf die Ausstrahlung und die Abhängigkeit der Gegenstrahlung vom Dampfdruck stimmen befriedigend zusammen. Meteorologisch unbefriedigend ist aber die Gleichverteilung der totalen Ausstrahlung über die Erde, welche mit der Temperaturverteilung in den hohen Schichten in Widerspruch steht. Mügge weist darauf hin, daß diese Gleichverteilung für die temperaturbestimmenden Anteile der Strahlungsströme nicht gilt. Diese zeigen vielmehr eine Zunahme vom Äquator zum Pol. Eine Berücksichtigung des wechselnden Dampfgehalts der Atmosphäre, die Simpson nicht durchgeführt hat, ergibt überdies eine sehr eigenartige Kompensation bei der Eigenstrahlung der Atmosphäre, derart, daß am Äquator diese bei wachsendem Dampfgehalt abnimmt, am Pol zunimmt. Das Grenzgebiet liegt in mittleren Breiten. Diese Strahlungsbedingungen machen nicht nur die allgemeine meridionale Druckverteilung (Auftreten der subtropischen Hochdruckgebiete) verständlich, sondern erklären auch die Entstehung örtlicher Druckwellen in der Höhe, die für die Synopsis mittlerer Breiten (im Gegensatz zu den polaren) so wichtig sind.

Die allgemeine Dynamik der Atmosphäre wurde zunächst vom klimatologischen Standpunkt aus durch T. Bergeron (Bergen) behandelt. Die schon aus der „dreidimensionalen verknüpfenden Witterungsanalyse“ bekannten Methoden der Wetterbetrachtung sucht Bergeron nunmehr auf die ganze Erde auszudehnen. Eine besondere Rolle spielen dabei die hyperbolischen Punkte der

Druckverteilung, an denen Schrumpfung und damit die primäre Frontenbildung eingeleitet wird. Es kommt also für die „dynamische Klimatologie“ auf die Lage der stationären Hoch- und Tiefdruckgebiete an. Manchem mag es allerdings zweifelhaft erscheinen, ob die äquatorialen Tiefdruckzonen, die Bergeron annimmt, für solche Betrachtungen herangezogen werden dürfen. Ein äquatoriales Tief, das in der Regel schon in 2 km Höhe völlig verschwindet, kann unmöglich für die Luftströmungen und eine etwaige Frontenbildung die gleiche Rolle spielen, wie beispielsweise das Aktionszentrum bei Island. Überhaupt scheint mir, daß bei synoptischen Betrachtungen, die die ganze Erde erfassen sollen, eine Berücksichtigung des in den höheren Schichten stattfindenden Energieumsatzes nicht zu umgehen ist, eine Tatsache, die sich bei Verfolgung meteorologischer Vorgänge in mittleren Breiten immer wieder aufdrängt.

Von einem anderen Gesichtspunkt aus betrachtet A. Wagner (Innsbruck) die allgemeine Zirkulation. Mit Hilfe des in den World-weather-records enthaltenen Materials untersucht er auf statistischem Wege Schwankungen im Verlauf von Temperatur, Druck und Niederschlag, die sich auf die Erde als Ganzes beziehen. Er benutzt hierzu zwei verschiedene Dezennien, für die er die entsprechenden Elemente voneinander abzieht. Es ergibt sich so aus den Druckdifferenzen eine Zunahme der allgemeinen Zirkulation in der letzten Zeit. Hinsichtlich der Temperatur und des Niederschlags wirkt sich dies aber in verschiedenen Gegenden und auf verschiedene Breiten sehr uneinheitlich aus, was Wagner durch die Verteilung auf Land und Meer zu deuten sucht.

Spezielle Fälle der Zirkulation untersuchte Markgraf (Hamburg) an Hand verschiedener Kaltwetterlagen in Norddeutschland, die er nach Häufungswerten bearbeitet hat. Er unterscheidet hierbei nach dem physikalischen Aufbau der verschiedenen Kältewellen, die mit ihrer Herkunft in engstem Zusammenhang steht. Besonders bemerkenswert sind die in Hamburg beobachtbaren Einbrüche einer „norddeutschen Kaltluft“, ein Beweis dafür, wie sehr auch die Bedingungen am Ort selbst neben den herbeitransportierten Luftmassen zu beachten sind.

Auch M. Möller (Braunschweig) hat durch seine Beobachtungen des Cirrenzuges einen Beitrag zu dem typischen Zirkulationssystem in einer hochreichenden Antizyklone mit stark nach rückwärts geneigter Achse gegeben, eine Erscheinung, die namentlich bei Abschluß der Kälteperiode des letzten Winters sehr auffällig auftrat.

Unter den Untersuchungen meteorologischer Feinstruktur stehen die Strömungsmessungen W. Schmidts an erster Stelle. Über das Verfahren selbst und die dabei benützte Apparatur hat Schmidt in dieser Zeitschrift (Bd. IV, S. 376) bereits berichtet. Er führte der Versammlung in zahlreichen Bildern und durch einen Film seine seit dem letzten Jahre erweiterten Messungen der Geschwindigkeit in den untersten Schichten vor. Die Luftbewegungen in dieser Zone sind zwar außerordentlich unregelmäßig, aber ausgesprochene Wirbel sind selten. Die Versuche wurden über verschiedenem Untergrund, wie Wiese und Seestrand, Eisfläche, einem Stoppelfeld und als Gegensatz dazu einem Rüben-

acker ausgeführt. Zur Ergänzung sind auch die Ausbreitung eines schweren Gases (Kohlensäure) und jene von Rauchfahnen photographisch festgelegt.

Georgii (Darmstadt) berichtete über Beobachtungen in der freien Atmosphäre mit Hilfe des Flugzeugs. Hinsichtlich der Höhe und der Regelmäßigkeit des Aufstieges steht heute das Flugzeug schon gleichwertig neben dem Drachen, wünschenswert ist aber, daß, wie beispielsweise bei Berlin und Lindenberg, Drachen- und Flugstation einander ergänzen. Messungen der Vertikalbewegung im Flugzeug sind vielfach durchgeführt. Bei der Auswertung gehen Eigenschaften des Motors bzw. des Flugzeugführers ein. Nach den von Georgii gemachten Angaben ergeben sich in Cumulus-Wolken große Vertikalgeschwindigkeiten (bis zu 10 m/sec) und starke plötzliche Schwankungen.

In einem gewissen Gegensatz hierzu hat W. Kopp (Berlin), ebenfalls durch Messungen im Flugzeug, im Cumulus bemerkenswert geringe Turbulenz gefunden (die absolute Vertikalbewegung des Cu gegen seine Umgebung bzw. ruhende Luft ist nicht untersucht). Besonders interessant sind Kopp's Temperaturbeobachtungen, nach denen der Cu erheblich kälter ist als seine Umgebung. Ein thermischer Auftrieb kann also nicht vorhanden sein, und Kopp nimmt daher an, daß die geringe Dichte der aufsteigenden Wolke relativ zur umgebenden Luft durch den hohen Gehalt an Wasserdampf verursacht wird. Sehr starke Übersättigungen (bis zu 600 %) sind dazu notwendig.

Auf andere Weise konnte Büdel (München) die Temperatur- und Feuchtigkeitsverteilung in der Vertikalen, aber an einem Gebirgshang, mit Hilfe der Zugspitzbahn untersuchen. Durch Aufhängung von Registrierinstrumenten konnten an einem Tage viele Aufstiege (bis zu 8 und mehr) gemacht werden. An ausgezeichneten Lichtbildern erläuterte er Einzelheiten des Hangklimas, z. B. die Abhängigkeit im täglichen Temperaturgang von der Bewölkung. Interessant sind Vergleiche mit den Münchener Aufstiegen in der freien Atmosphäre, welche unter anderem eine starke Verspätung der Kälteeinbrüche im Talkessel, aber auch auf dem Gipfel ergeben.

An Hand sehr instruktiver Temperatur- und Feuchtigkeitsregistrierungen, die im Boden und darüber bis zu Höhen von rund 1 m gewonnen sind, sprach Geiger (München) über seine bodenklimatologischen Untersuchungen. In einer Reihe von Lichtbildern zeigte er das typische Verhalten eines „selbständigen Klimas“ (offener bestrahlter Hang) und eines „unselbständigen Klimas“ (Waldboden unter Fichten). Für die Praxis der Forst- und Landwirtschaft gewinnen diese Arbeiten steigende Bedeutung.

In der mathematischen Methodik der Meteorologie steht die Korrelationsforschung an erster Stelle. L. W. Pollak (Prag) berichtete zusammenfassend über die technischen Hilfsmittel der statistischen Forschung und führte die Maschinen der Powers-Gesellschaft (Lochkartenverfahren), an deren Verbesserung Pollak große Verdienste hat, in Praxis vor. Besonders bemerkenswert ist, daß nach seinen Angaben jetzt auch die maschinelle Berechnung der Korrelationsfaktoren ermöglicht wird.

F. Baur (Falkensee) gab einen allgemeinen Überblick über den „gegenwärtigen Stand der meteorologischen Korrelationsforschung“. Er beschränkte aber seine Betrachtung auf die großen Zusammenhänge auf der Erde. Dabei ergeben sich für kürzere Zeiträume (Monate und Jahreszeiten) keine gleichzeitigen, deutlichen Anomalien. Die einzelnen Zirkulationssysteme sind also selbständig. Nicht gleichzeitige Witterungsanomalien sind zwar untersucht, aber ohne theoretische Begründung der Zusammenhänge und auch ohne sichere Feststellung einer echten „stabilen“ Korrelation. Den physikalisch begründeten Zusammenhang in den Schwankungen des Druckgefälles Azoren—Island von Monat zu Monat hat Baur selbst bearbeitet. Es ergibt sich, daß er zu zwei Drittel von den dort selbst herrschenden Druck- und Temperaturdifferenzen (meridional und zonal) bestimmt wird, wenigstens im Frühjahr und Herbst.

Peine (Altenburg) berichtete über eine neue Berechnungsweise vektorieller Korrelationskoeffizienten und des Streuungsmaßes einer Häufigkeitsverteilung von Vektoren.

In der meteorologischen Dynamik werden zweckmäßig gewisse mit dem Ort veränderliche Größen, wie die Schwerebeschleunigung, in die Koordinaten gleich einbezogen (dynamisches Meter nach Bjerknes). F. Möller (Frankfurt) schlägt in ähnlicher Weise die Einbeziehung der ablenkenden Kraft der Erdrotation in das Koordinatensystem vor. Er zeigte hierzu Kartendarstellungen, bei denen der Faktor  $2 \cdot \omega \cdot \sin \varphi$  in den Entfernungen bereits enthalten ist. Diese Karten zeigen in mittleren Breiten nur geringe Abweichungen gegen die Karten gewöhnlicher Art, nach dem Äquator zu wächst die Verzerrung, da  $\sin \varphi$  gegen Null geht.

Die neuerdings sehr an Interessen gewinnende Bioklimatologie wurde zunächst durch ein Referat von F. Linke (Frankfurt) hinsichtlich der allgemeinen Problemstellung dargelegt. Linke gab hierbei eine Übersicht über den Stand der medizinischen Klimatologie unter kritischer Würdigung der Veröffentlichungen der letzten Jahre. Im Anschluß hieran berichtete Lossnitzer (St. Blasien) über eigene Arbeiten, die Abkühlungsgröße betreffend, während Conrad (Wien) an dem Beispiele der Schweiz zeigte, wie durch die graphische Darstellung der Eintrittszeiten bestimmter Temperaturmittel Klimaunterschiede sich herausheben, die gute Übereinstimmung zeigen mit der Flora der betreffenden Gegend.

In einem Vortrage über „elektrokolloidale Eigenschaften der Atmosphäre“ erörterte Wigand (Hamburg) die Stabilität der geladenen Wolken- bzw. Nebel-elemente. Um die Berührung der Tröpfchen zu verhindern, ist eine Mindestladung der Elemente erforderlich, die sich aus den Dimensionen der Tröpfchen und der Turbulenz errechnen läßt. Messungen, die Wigand in trockenem Nebel ausgeführt hat, bestätigen, daß die Ladungen in der Tat diese Grenzwerte übersteigen, während sie in nässendem Nebel, also bei zusammenfließenden Tröpfchen, kleiner oder überhaupt Null sind.

---

## Zur Erforschung der höheren Atmosphärenschichten.

Von Dr. Paul Duckert, Lindenberg.

(Kurzer zusammenfassender Bericht des heutigen Standes der Arbeiten.)

Die direkten meßtechnischen Methoden der Aerologie führen uns in Höhen bis zu maximal 25 bis 30 km über der Erdoberfläche. Die Ergebnisse dieser Sondierungen sind fundamental für die Entwicklung der Anschauungen der modernen Meteorologie geworden. Durch Extrapolationen in noch größere Höhen an Hand der kinetischen Gastheorie hat man sich ein Bild des Zustandes der Gesamtatmosphäre zu machen gesucht.

Neuere, mehr physikalische Probleme zeigen nun mit immer krasserer Deutlichkeit, daß diese Anschauungen für Höhen über 30 km falsch sind, daß dort noch Schichtungen von erheblicher Bedeutung in der Atmosphäre vorliegen. Diese Anschauungen werden gestützt durch die Beobachtung der Erscheinungen beim Schallproblem, durch Folgerungen aus dem Studium des Ozongehaltes der Atmosphäre und durch Ausbreitungsstudien der elektromagnetischen Wellen.

Die moderne Aerologie hat daher planmäßig Studien dieser drei Probleme aufgenommen, um aus ihnen indirekte Methoden zur Erforschung der höheren Schichten zu entwickeln. Dies scheint zunächst am einfachsten zu sein beim Studium der Ausbreitung von Explosionswellen in der Atmosphäre. Einmal bietet die relativ kleine Geschwindigkeit der Explosionswellenausbreitung eine gewisse Gewähr für gute Laufzeitbestimmungen, zum anderen ergaben aber auch orientierende Vorversuche, daß mit dem Schallstudium gerade die den durch direkte Forschungsmethoden zugänglichen Höhen nächstgelegenen Schichten von etwa 30 bis 45 km Höhe näher studiert werden können.

Nachdem die ersten Fingerzeige durch gelegentliche und auch beabsichtigte Explosionskatastrophen gegeben waren, indem man die Hörbeobachtungen, also reine Schallbeobachtungen, gesammelt hatte, ging man auch dazu über, den spektral selektiven Empfänger, das Ohr, durch einen aperiodischen zu ersetzen, und schließlich die subjektive Hörmethode durch eine objektive Registriermethode abzulösen. Aus den gelegentlichen Explosionsbeobachtungen wurden solche mit bestimmt dosierten Mengen, die ganz systematisch angestellt wurden.

Der erste dieser Versuche wurde auf die Initiative von de Quervain hin im Oktober 1922 in Oldebrook in Holland veranstaltet. In Deutschland, wo die Vorbereitungen gleich daraufhin getroffen wurden, ein großes systematisches Material zu erhalten, fand der erste dieser Sprengversuche am 3. Mai 1923 in Jüterbog statt. Bisher wurden seitdem in Deutschland insgesamt an 71 Spreng-

tagen 346 Explosionen veranstaltet. Die Verteilung derselben mit der Jahreszeit sei durch eine kleine Statistik gegeben. Es wurden gesprengt im

Januar . . . . .	49 mal an 9 Tagen	Juli . . . . .	16 mal an 5 Tagen
Februar . . . . .	63 " " 6 "	August . . . . .	6 " " 2 "
März . . . . .	5 " " 2 "	September . . . . .	4 " " 1 "
April . . . . .	22 " " 3 "	Oktober . . . . .	66 " " 13 "
Mai . . . . .	16 " " 8 "	November . . . . .	23 " " 5 "
Juni . . . . .	18 " " 6 "	Dezember . . . . .	58 " " 11 "

Die Häufigkeitsminima im März und August–September waren durch die ständige Belegung der Übungsplätze durch Truppen um diese Jahreszeiten bedingt.

Die Verteilung der Versuche über die Tageszeiten ist weit ungünstiger gewesen. Hier waren besonders Rücksichten anderer Art maßgebend, aber auch die Geldfrage spielte eine gewisse Rolle. Es wurde gesprengt

zwischen 0 und 4 <sup>b</sup>	17 mal
" 4 " 8	0 "
" 8 " 12	82 "
" 12 " 16	176 "
" 16 " 20	70 "
" 20 " 24	1 "

Das erhaltene Material erstreckt sich im wesentlichen auf rein objektive Registrierungen der Schalleinsätze und die Aufzeichnung des Druckamplitudenverlaufs. An 20 Tagen wurden außerdem große Ohrbeobachtungsnetze zur Beobachtung eingesetzt. Diese verteilen sich auf die verschiedenen Monate wie folgt:

Im Januar	fanden Ohrbeobachtungsnetze	Verwendung an 3 Tagen
" Februar	" "	" — "
" März	" "	" — "
" April	" "	" — "
" Mai	" "	" 2 "
" Juni	" "	" 3 "
" Juli	" "	" 2 "
" August	" "	" 2 "
" September	" "	" 1 "
" Oktober	" "	" 3 "
" November	" "	" 1 "
" Dezember	" "	" 3 "

Trotz der Einführung scharfer Kontrollmaßnahmen haben die Hörbeobachtungen nur Wert für die Aufstellung schematischer Übersichten über die Hörbarkeitszonen. Laufzeitangaben lassen sich daraus kaum entnehmen, da gewisse Uhrzeitdifferenzen sich nicht vermeiden lassen.

Die Laufzeitangaben der Registrierstationen können als gesichert gelten. Speziell gilt dies für die letzten großen Sprengungen, bei denen die angewendeten 30 Registriergeräte in ihren Aufzeichnungen aufeinander beziehbar sind und sie alle, sofern nicht einwandfreie stationäre Kontaktuhren zur Verfügung standen,

mit funkentelegraphischer Zeitmarkierungseinrichtung versehen waren. Zur einheitlichen Zeitübermittlung ist ein spezieller Sender eingesetzt worden.

Durch gleichzeitige Veranstaltung einer großen Zahl aerologischer Messungen an den Sprengtagen ist das Möglichste getan, um die Schallwege in den untersten 20 km sicherzustellen.

Die Ergebnisse der Ohrbeobachtungen lassen sich kurz folgendermaßen zusammenfassen. Um den Schallherd herum läßt sich auch dann, wenn der Wind- und Temperaturverlauf in den bodennächsten Schichten dies theoretisch nicht zuläßt, eine „innere Zone der Hörbarkeit“ nachweisen. Diese kann teils durch Beugung, teils durch Temperatur- oder Windzunahme mit der Höhe in Bodennähe oder auch durch die Annahme, daß das Wellenzentrum in einiger Höhe über dem Erdboden liegt, erklärt werden. Gelegentlich bewirken Schichtungen in den untersten Teilen der Troposphäre, daß mit geringen Verspätungen ein- oder gar mehrfache Schalleinsätze beobachtet werden, bei denen also der Schallstrahl bereits in geringen Höhen über dem Erdboden umgebogen wird, um diesen wieder zu erreichen (anormale Wellen erster Art). Die Intensität dieser beiden Wellenarten nimmt dann nach außen hin ab, um durch ein „Gebiet des Schweigens“ abgelöst zu werden. Die dann folgende „äußere Zone der Hörbarkeit“ ist in unseren Breiten eine regelmäßige Erscheinung. Sie ist nicht immer, aber in den meisten Fällen ein in sich geschlossenes Gebiet. Die hier einfallenden Strahlen kommen meist aus Höhen  $> 30$  km zum Erdboden zurück (anormale Wellen zweiter Art). Gelegentlich treten mehrere Zonen des Schweigens und äußere Hörbarkeitszonen auf.

Die Intensität der Schalleindrücke unterliegt einer Reihe von Beeinflussungen durch die Wetterlage. Gut ausgeprägt ist meist eine tageszeitliche Änderung innerhalb der Zone normaler Wellen insofern, als am Mittag die Intensität am geringsten ist und sie gegen Morgen und am Nachmittag größer wird. Dies hängt offenbar eng mit dem Vorhandensein der Bodeninversionen zusammen. Am Mittag, also bei Konvektion, ist die Intensität am geringsten. Für alle Zonen gleichmäßig gilt die Erscheinung, daß Grenzschichten in unserer Atmosphäre, sofern sie zwischen Schallherd und Beobachter den Boden erreichen, oder ihm nahekommen, stark absorbierend wirken. Gleichmäßige, langgestreckte Inversions- und Wolkenschichten über dem Versuchsfeld sind hingegen guter Hörbarkeit förderlich.

Eine Abhängigkeit der Durchmesser der verschiedenen Zonen von der Jahreszeit hat sich aus dem vorliegenden Material mit einiger Sicherheit noch nicht nachweisen lassen, allerdings ist mir eine Korrelation zum Ozongehalt der Atmosphäre aufgefallen, auf die ich später noch zurückkomme. Da dieser einer jahreszeitlichen Schwankung unterliegt, so ist hierdurch ein Jahresgang in dem Sinne zu erwarten, daß die Zone der anormalen Hörbarkeit im Mai bereits in geringerer Entfernung vom Sprengherd anfängt als im Spätherbst. Die Vorgänge in der Troposphäre haben erfahrungsgemäß auf die Gestaltung der äußeren Hörbarkeitszone keinen merklichen Einfluß.

Die Registrierergebnisse geben ein etwas anderes Bild, das aber im Prinzip, wie wir sehen werden, auf das gleiche hinauskommt. Es läßt zunächst wieder eine innere Zone nachweisen, in denen die Explosionswellen mit „normalen Laufzeiten“ eintreffen. Die Geschwindigkeiten entsprechen denen aus der Laplaceschen Formel aus Lufttemperatur und der Windverteilung errechenbaren Werten. Die Erstreckung der Nachweisbarkeit ist im allgemeinen weit größer, als sie bei reinen Ohrbeobachtungen gefunden ist. Entfernungen von bis 400 km, eventuell noch mehr, scheinen mir sicher nachweisbar überbrückt zu sein. Die hauptanteilig enthaltene Frequenz nimmt allerdings mit der Entfernung ab, so daß die Nichthörbarkeit durchaus erklärbar ist.

Auch in den Registrierergebnissen finden sich eine Reihe von Fällen, bei denen anormale Wellen erster Art auftreten, also solche Strahlen nachgewiesen werden, die innerhalb der Troposphäre bereits zum Erdboden zurückgezwungen werden. Ein besonders instruktives Beispiel hierfür geben die Sprengversuche vom 19. Dezember 1928 ab, bei denen wir in der Windrichtung nicht weniger als drei solcher anormalen Wellen neben der normalen bis in große Entfernungen hin nachweisen konnten. Der am weitesten in die Höhe gelangte Strahl dieser Art ist aus 9500 m Höhe zurückgebogen worden. Entgegen der Windrichtung wurden diese Wellen nicht nachgewiesen. Es ist dies ein Schulbeispiel für gelegentlichen starken Windeinfluß auf das Ergebnis.

Kommen wir in größere Entfernung vom Schallherd, so tritt eine weitere Wellenart hinzu, die „anormalen Wellen zweiter Art“, sie treten gegenüber den anderen mit 1 bis 6 Minuten Verspätung auf. Ihre „Überführungsgeschwindigkeiten“ schwanken je nach der Entfernung zwischen 250 und 310 m/sec. Ist die Amplitude der normalen Wellen inzwischen im Störspiegel untergegangen, so erkennt man natürlich nur noch die anormalen, bis auch in noch größerer Entfernung auch deren Intensität so gering geworden ist, daß sie im Störspiegel nicht mehr erkennbar sind. An die Existenz von Zonen der Nichtregistrierbarkeit glaube ich nach dem heutigen Stande der Dinge nicht mehr, da deren Existenz bisher nicht einwandfrei nachgewiesen werden konnte.

Auf der Naturforschertagung in Düsseldorf habe ich schon mit Beispielen aus dem Material zahlenmäßig belegen können, wie eng der Zusammenhang und die Ähnlichkeit der Explosionswellen mit den elektromagnetischen Wellen ist. Um das weiter zu erhärten, habe ich an vier Sprengtagen gleichzeitig Reichweitenversuche mit elektromagnetischen Wellen angestellt, die wiederum zufriedenstellend die Analogie aufzeigten. Zwischen beiden Problemen besteht nur der prinzipielle Unterschied, daß ein Sender nur eine Frequenz ausstrahlt, während unser Schallsender, die Explosion, ein breites Frequenzband erzeugt. Bei Verwendung abgestimmter Schallempfänger wird man also genau wie bei einer bestimmten Frequenz in der drahtlosen Telegraphie tote Zonen nachweisen können, während ein aperiodischer Schallempfänger immer Wellen auf-



nehmen wird, die natürlich in sich verschiedenen Frequenzbändern angehören können.

Die Anordnung der Registrierstationen ist nun so gewählt, daß möglichst zahlreiche Anhaltspunkte für eine exakte Laufzeitkurve, also für die Darstellung der Laufzeit  $L$  nach der Herdentfernung  $E$ , erhalten werden konnten. Aus ganz analogen Schlüssen wie in der Erdseismik ist ja eine Reihe von Beziehungen abzuleiten, die besagen, daß

1. die mittlere Oberflächengeschwindigkeit der Explosionswellen in einer Entfernung  $E$  gleich der Scheitelgeschwindigkeit  $V$  des betreffenden Schallstrahles ist, also  $\frac{dE}{dL} = V$ ,
2. nach dem Brechungsgesetz dieselbe Scheitelgeschwindigkeit  $V$  für ein und denselben Schallstrahl als Konstante eine Relation zwischen der jeweiligen Schallgeschwindigkeit  $v_z$  und dem Emergenzwinkel  $e_z$  in der Höhe  $z$  aufzustellen gestattet, also  $\frac{v_z}{\cos e_z} = V = \text{const}$ ,
3. der Emergenzwinkel  $e_u$  des am Empfänger einfallenden Schallstrahles der Beziehung gehorcht  $\cos e_u = v_u \cdot \frac{dL}{dE}$ .

Im allgemeinen genügt es, um auch die windbewegte Atmosphäre in großer Annäherung mit zu erfassen, wenn die Werte  $v$  in diesen Beziehungen aus der reinen Schallgeschwindigkeit  $c$  und der Windgeschwindigkeitskomponente  $w$  durch Addition erhalten sind,  $v = c + w$ . Für exaktere Studien muß der Windeinfluß exakter in Ansatz gebracht werden, darauf will ich hier nicht eingehen.

Man kann also die Registrierstationen so aufstellen, daß entweder in nahe äquidistanten Entfernungen vom Schallherd im gleichen Azimut eine große Zahl von Stationen aufgestellt werden, die  $L$  als Funktion von  $E$  direkt ermitteln. Besser ist es, überall Doppelstationen mit geringem gegenseitigen Abstand der beiden Bestandteile aufzustellen, damit auch  $dE/dL$  und damit  $V$  und  $e$  bestimmt werden können. Um den exakten Windeinfluß zu ermitteln, müßten sogar Dreifachstationen aufgestellt werden, um die Abweichung des eintreffenden Schallstrahles im Azimut ebenfalls festzulegen. Nach Maßgabe der Möglichkeiten ist diesen Forderungen Rechnung getragen worden.

Das gesamte Material der Sprengungen befindet sich im Druck. Die Bearbeitung desselben ist außerordentlich zeitraubend, geht aber allmählich dem Abschluß entgegen.

Die Laufzeitkurven für alle Sprengungen liegen vor. Für einen großen Teil des Materials liegen auch bereits Laufzeitkurven für ein zweites höheres Niveau teils in 15 km teils in 20 km Höhe vor. Diese wurden wie folgt er-

halten. Bekanntlich läßt sich die Entfernung  $E$  und die Laufzeit  $L$  mit den oben eingeführten Bezeichnungen wie folgt durch Integrale darstellen:

$$E = 2 \int_0^{z_{\max}} \frac{v \cdot dz}{\sqrt{V^2 - v^2}},$$

$$L = 2V \cdot \int_0^{z_{\max}} \frac{1}{v \sqrt{V^2 - v^2}} \cdot dz.$$

Beide lassen sich zerlegen in zwei Bestandteile, deren einer durch Kenntnis von  $v = v(z)$  aus den aerologischen Aufstiegen graphisch integrierbar ist, damit ergeben sich dann die Ordinaten der neuen Laufzeitkurven im höheren Niveau  $z_1$  zu:

$$E_{z_1} = E - 2 \int_{z=0}^{z=z_1} \frac{v \cdot dz}{\sqrt{V^2 - v^2}},$$

$$L_{z_1} = L - 2V \cdot \int_{z=0}^{z=z_1} \frac{1}{v \sqrt{V^2 - v^2}} \cdot dz.$$

Die Darstellung dieser Werte  $E_{z_1}$ ,  $L_{z_1}$ ,  $V$  und  $e_z$  durch bestimmte Annahme von  $v = v(z)$ , wo  $z > z_1$ , ist dann die zu lösende Aufgabe, die heute meist durch rechnerische Interpolation zu erreichen gesucht werden muß. Durch geschickte Kombination von auf verschiedene Azimute bezogene  $v = v(z)$  kann man dann Windeinfluß von Temperatureinfluß trennen.

Ein abschließendes Ergebnis läßt sich noch nicht angeben, da ich noch nicht alle Fälle durchgerechnet habe. Die Durchrechnung wird auch noch geraume Zeit in Anspruch nehmen. Sicher ist zunächst nur, daß die Umkehr der Explosionswellen zweiter Art meist in Höhen zwischen 38 und 45 km Höhe stattfindet, daß die durchgerechneten Fälle durch geeignete Wind- und Temperaturverteilung mit der Höhe allein dargestellt werden können und weiter, daß die Temperaturen bei all diesen Verteilungen Werte der Temperatur am Erdboden nicht nur erreichen, sondern zwischen 40 und 45 km Höhe diese meistens übersteigen.

Eine Reihe von Fällen wird wohl nie restlos geklärt werden können, da das aerologische Material nicht bis in die Stratosphäre hineinreicht.

Das Ozonproblem umfaßt Schichten, die wahrscheinlich bereits an der Stratosphäregrenze beginnen und bis 60 km Höhe reichen. Das hauptsächlich interessierende Gebiet, in dem eine ausgeprägte Häufungsstelle des Ozons liegt, liegt zwischen 40 und 60 km, schließt also an das schallstrahlenerforschte Gebiet nach oben an, greift aber noch merklich in dieses hinein. Die Messungen,

die ich an anderer Stelle bereits besprochen habe, werden mit hinreichender Exaktheit nach dem von Dobson vorgeschlagenen Verfahren durchgeführt. Sie haben seit drei Jahren ziemlich umfassendes Material geliefert, das ebenfalls an anderer Stelle publiziert ist.

Der Gesamt ozonegehalt ergibt sich danach zu in unseren Breiten schwankend zwischen 0.20 und 0.38 cm äquivalenter Schichtdicke. Aus einer längeren zwei-jährigen Meßreihe ergibt sich bei uns ein auf einen mittleren Luftdruckgang reduzierter Jahresgang des Ozonegehalts, der im Mai mit 0.34 cm O<sub>3</sub> sein Maximum und im September–Oktober mit 0.23 cm O<sub>3</sub> sein Minimum hat. Es lassen sich eine Reihe von Relationen zu meteorologischen und aerologischen Elementen ableiten. Steigender Tendenz des Bodendrucks entspricht fallende Tendenz des Ozonegehalts, und umgekehrt. In Lindenberg entspricht beiläufig einer Luftdruckzunahme um 1 mm Quecksilber eine Abnahme der Ozondicke um 0.005 cm. Hoher Ozonegehalt ist eine Begleiterscheinung, vielleicht sogar die Ursache zyklonalen Wetters, niedriger eine solche antizyklonalen Wetters. Man kann weiter ableiten, daß einer geringeren Höhe der oberen Inversion, also auch einer wärmeren Stratosphäre, eine größere Dicke der äquivalenten Ozonschicht entspricht. Einem Herabsinken der Stratosphärenengrenze um 1000 m entspricht einem Mehr an Ozon um 0.025 cm\*). Interessant und geringer Streuung unterworfen sind die Relationen zwischen der Dichte einzelner Schichten der Stratosphäre zum Verlauf der Ozonschichtdicke. Zwischen der Dichte unterhalb der Stratosphäre besteht gar kein Zusammenhang zum Ozonegehalt, sowie wir aber eine Schicht innerhalb der unteren Stratosphäre herausgreifen, so wird der Zusammenhang ein sehr enger. In 15 km Höhe z. B. entspricht einer 10 prozentigen Zunahme der mittleren Dichte eine 18prozentige Abnahme des mittleren Ozonegehalts, in 17 km Höhe entspricht der gleichen Dichtezunahme nur noch eine 13 prozentige Abnahme des Ozonegehaltes. Ich habe in der zitierten Arbeit\*) daraus geschlossen, daß neben der Haupthäufungsstelle des Ozons, die sich aus Messungen von Dobson, Götze und mir zu in 40 bis 45 km Höhe befindlich ergibt, sich noch eine zweite geringere Häufungsstelle an der Stratosphärenengrenze finden muß. Dies scheint mir neuerdings durch eine andere Beobachtungstatsache gestützt zu werden. Vergleicht man die aus Entfernungsmessungen oder Doppelvisierungen errechneten Höhenzeitkurven eines Registrierballons mit der aus dem Barogramm des Ballons später ermittelten Höhenzeitkurve, so ergibt sich gelegentlich ein recht merklicher Effekt dergestalt, daß plötzlich von der Stratosphärenengrenze an die Visierungen zu geringe Höhen gegenüber dem Barogramm ergeben. Dieser Übergang ist ziemlich sprunghaft. Nach Erreichen größerer Höhen durch den Registrierballon steigen auch die aus den Visierungen abgeleiteten Höhen weiter normal an, bleiben aber im Absolutwert stets kleiner als die Höhenwerte aus dem Barogramm. Es liegt also ein Effekt

\*) Diese und die folgenden Relationen sind graphisch dargestellt in den Beitr. z. Physik der freien Atmosphäre 14, Heft 4 unter P. Duckert, Messungen des Ozonegehalts über Lindenberg.

vor, der ganz ähnlich ausfallen würde, wenn ein optisch dichteres Medium in der Stratosphärenhöhe eingeschaltet wird. Rechnet man nun in den krassesten beobachteten Fällen beiläufig mit einer äquivalenten Ozondicke von etwa 0.1 cm Ozon in diesen Höhen auf etwa 3 km verteilt, so erhält man für diese Schicht einen optischen Brechungsindex, der das Problem sehr nahe klären würde. Mit allem Vorbehalt möchte ich das als Bestätigung meiner Behauptung, daß bei hohem Ozongehalt auch an der Stratosphäregrenze merkliche Mengen desselben sich ansammeln, ansehen. Auch alle Notizen, die von Visierbeobachtern stammen über das scheinbare Vorhandensein von Schlieren an der Stratosphäregrenze, sind hierdurch recht gut zu erklären. Peinlicher ist es, daß unsere Windmessungen aus der Stratosphäre dadurch entstellt sein müssen, worauf ich hier hinweisen möchte. Das Maximum der Windstärke kurz über der Stratosphäre kann eventuell unreell sein.

Zur Frage der Temperatur in der Ozonschicht ist Neues nicht zu sagen. Es scheint mir auch heute sicher zu sein, daß die Rechnungen aus der Annahme des Strahlungsgleichgewichts, die also die gesamte eingestrahelte Energie gleich der ausgestrahlten setzen und aus diesem vollständigen Ansatz aus der Emission

$\int_0^{\infty} \alpha_{\lambda} \cdot E_{\lambda T} \cdot d\lambda$  die Temperatur  $T$  errechnen, einigermaßen zuverlässige Werte ergeben, wenn man unter  $\alpha_{\lambda}$  die Summe der jeweiligen Absorptionskoeffizienten von Ozon, Wasserstoff und Stickstoff und unter  $E_{\lambda T}$  die Energieverteilung eines schwarzen Strahlers der Temperatur  $T$  über die Wellenlänge  $\lambda$  versteht. Hieraus errechnen sich ja bekanntlich für die Höhen zwischen 40 und 45 km ebenfalls analog wie beim Schallproblem Temperaturen, die höher sind als die gleichzeitig am Erdboden gemessenen.

Um noch kurz auf die oben berührte Relation zwischen Ozongehalt und innerer Grenze der Zone anormalen Wellen zweiter Art zu kommen, so ist ja einzusehen, daß bei dickerer Ozonschicht eine größere Wärmespeicherung in derselben auftritt, also auch ein stärkerer vertikaler Temperaturgradient in der Nähe der Schicht auftreten muß. Wir können also erwarten, daß in solchen Fällen auch noch Schallstrahlen, die relativ steil in die Atmosphäre eingedrungen sind, eben wegen der starken Temperaturgradienten zum Erdboden zurückgebogen werden. Es müßten sich also bei hohem Ozongehalt in geringerer Herdentfernung, als dies gewöhnlich der Fall ist, bereits anormale Wellen am Erdboden nachweisen lassen. Dies ist nun in der Tat nach unseren Registrierungen der Fall. Anormale Wellen zweiter Art sind an Tagen extrem hohen Ozongehalts bereits in 114 km Entfernung vom Schallherd, und noch weniger, gelegentlich nachgewiesen worden.

Mit diesen Ausführungen glaube ich den heutigen Stand der beiden Probleme umrissen zu haben, man sieht, wie eng beide Arbeitsgebiete ineinandergreifen, man sieht aber auch, daß auf beiden Gebieten noch erhebliche Arbeit zu leisten ist, bis alle Einzelheiten mit physikalischer Exaktheit festliegen.

## Der Stand des meteorologischen Strahlungsproblems.

Von E. Alt, Dresden. — (Mit einer Abbildung.)

Innig verbunden mit dem Strahlungsproblem ist die Frage des Wärmehaushaltes unserer Erde und ihrer Atmosphäre. Obwohl zur Lösung dieser Frage bisher nur tastende Versuche vorliegen, ist es doch angebracht, deren Ergebnisse voranzustellen, da sie uns deutlich den Umfang, die Vielseitigkeit und die Bedeutung des Strahlungsproblems vor Augen führen.

Im Verlaufe von 24 Stunden strahlt die Sonne jedem Quadratcentimeter der Erdoberfläche rund 720 gcal zu, wenn wir vorerst von der Existenz der Atmosphäre absehen und die Solarkonstante zu 2 gcal/min cm<sup>2</sup> ansetzen. Auf dem Wege durch die Atmosphäre wird dieser primäre Strahlungsstrom durch die Vorgänge der Absorption, der diffusen und geordneten Reflexion beeinflusst. Nehmen wir 7.2 gcal als Maßeinheit an und drücken wir die Intensitäten aller noch weiter auftretenden Ströme in diesem Maße aus, so beträgt die solare Wärmezufuhr an der äußersten Grenze unserer Atmosphäre 100. Durch Absorption gehen 14 Einheiten in die Atmosphäre ein, wo sie zum geringen Teile in chemische, hauptsächlich aber in kalorische Energie verwandelt werden. 24 Einheiten gehen nach geordneter Reflexion an Wolken und größeren Teilchen in den interplanetarischen Raum zurück und 39 Einheiten werden durch diffuse Reflexion an Gasmolekülen und kleinsten Teilchen von der direkten Strahlungsrichtung abgelenkt und in der Atmosphäre zerstreut. Von dieser diffus zerstreuten Strahlung gehen 19 Einheiten in den interplanetarischen Raum zurück, 20 Einheiten gelangen zur Erdoberfläche.

Durch geordnete und diffuse Reflexion werden also 24 + 19, das sind 43 Einheiten der primären Zustrahlung zurückgegeben, weshalb man von einer Energiealbedo der Erde von 0.43 spricht.

Derselbe Betrag von 43 Einheiten, und zwar 23 Einheiten direkter und 20 Einheiten diffus zerstreuter Strahlung gelangen zur Erdoberfläche.

Von der Erdoberfläche, die wir in erster Annäherung als eine schwarz strahlende Fläche von der mittleren Temperatur 288° abs. annehmen dürfen, geht eine dunkle Wärmestrahlung in der Richtung nach dem interplanetarischen Raum aus, dessen Temperatur zu 0° abs. angenommen werden soll. Nach dem Stefanschen Gesetze berechnet sich die Intensität dieses Stromes zu 115 der angenommenen Einheiten.

Da aber diese langwellige Wärmestrahlung, deren Intensitätsmaximum etwa bei 9000 bis 10000  $\mu\mu$  liegt, von der Atmosphäre, und zwar hauptsächlich von Wasserdampf und Kohlensäure sehr kräftig absorbiert wird, so gelangt nur ein verhältnismäßig geringer Teil derselben, etwa 11 Einheiten, in den interplanetarischen Raum, der Hauptteil von 104 Einheiten wird von der Atmosphäre in kalorische Energie umgewandelt.

Außer dieser Zufuhr kalorischer Energie erhält die Atmosphäre durch thermodynamische Vorgänge, welche mit Kondensationserscheinungen verbunden sind, noch Wärmeenergie im Betrage von 16 Einheiten zugeführt. Dieser Betrag wird an der Erdoberfläche durch Verdunstung von Wasser verbraucht und kommt bei der Kondensation durch Freiwerden der latenten Verdampfungswärme der Atmosphäre zugute.

Die irdische Atmosphäre erhält also durch Absorption der direkten Sonnenstrahlung 14, durch Absorption der dunklen Erdstrahlung 104, durch die Zufuhr latenter Verdampfungswärme 16, das sind insgesamt 134 Einheiten. Derselbe Betrag muß von ihr unter der Bedingung einer vollkommenen Energiebilanz wieder abgegeben werden, und zwar durch Ströme dunkler Wärmestrahlung gegen die Erdoberfläche und gegen den interplanetarischen Raum. Setzen wir die Intensität

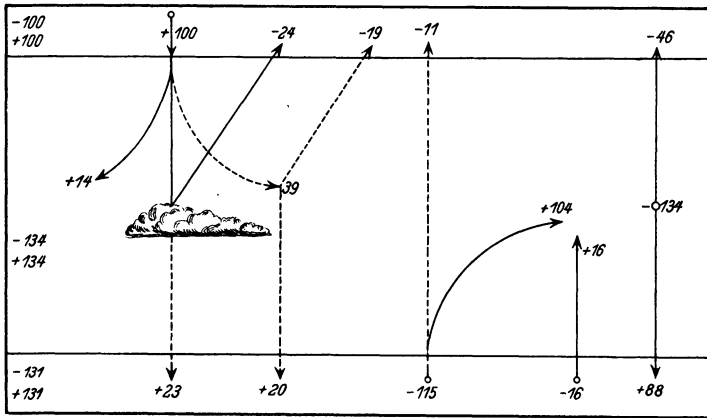


Fig. 1.

des gegen die Erde gerichteten Stromes auf 88 Einheiten, des gegen den freien Raum gerichteten Stromes auf 46 Einheiten fest, so ist die eben gestellte Forderung einer vollkommenen Bilanz für das gesamte System Erde–Atmosphäre erfüllt.

Die primäre Zufuhr von 100 Einheiten an der äußersten Grenze der Atmosphäre wird kompensiert durch kurz- und langwellige Strahlung gegen den interplanetarischen Raum von gleichem Betrage.

Die Atmosphäre nimmt durch Absorption und Zufuhr latenter Verdampfungswärme 134 Einheiten auf, die sie in Form langwelliger Wärmestrahlung wieder abgibt.

Die Erdoberfläche erhält 23 Einheiten durch direkte, 20 Einheiten durch diffus zerstreute Sonnenstrahlung, 88 Einheiten durch dunkle Gegenstrahlung der Atmosphäre, das sind insgesamt 131 Einheiten. Sie gibt ab an dunkler Strahlung 115 Einheiten, an Energie zur Verdunstung von Wasser 16 Einheiten, also wiederum 131 Einheiten.

Diese schematische Darstellung des Energiehaushalts unserer Erde und ihrer Atmosphäre, die natürlich nur auf die Erde als Ganzes bezogen im Durchschnitt langer Zeiträume gültig ist, gibt uns Auskunft über die Existenz, die allgemeine Richtung und die ungefähre Größenordnung der Strahlungsströme.

Die Lösung des Strahlungsproblems verlangt aber viel weiter reichende Leistungen. Vom Standpunkte der Klimatologie ist zu fordern die Darstellung der geographischen Verteilung der Intensitäten der einzelnen Strahlungsströme über die Erdoberfläche unter Berücksichtigung der zeitlichen Variationen. Die physikalische Meteorologie hat die Begründung der örtlichen und zeitlichen Schwankungen der Strahlungsströme beizubringen und die praktische Witterungskunde ist an den Korrelationen zwischen der quantitativen und qualitativen Beschaffenheit der Strahlungsströme und den mannigfachen Witterungszuständen interessiert.

Es muß zugegeben werden, daß bis heute nur Ansätze zur Lösung der aufgeworfenen Fragen vorliegen. Vor allem fehlt ein über die ganze Erde nach gesunden Gesichtspunkten systematisch verteiltes Beobachtungsnetz von Stationen die sich nicht nur mit der gelegentlichen Beobachtung des einen oder anderen Strahlungsstromes, sondern mit der Messung der Gesamtheit der Strahlungsströme beschäftigen. Außerdem vermissen wir die Einheitlichkeit der Meßgeräte oder doch die Möglichkeit der strengen Vergleichbarkeit der mit den verschiedenen Instrumenten gewonnenen Messungsergebnisse. Es muß hier daran erinnert werden, daß wir uns bei der Festsetzung der quantitativen Strahlungsenergie nicht mit ungefähren Werten begnügen dürfen. Das Studium des Wärmehaushalts unserer Erde und ihrer Atmosphäre bringt die Summierung vieler einzelner Daten mit sich, also auch im ungünstigen Falle die Summierung systematischer einseitiger Fehler, wodurch das Endergebnis ganz wesentlich gefälscht erscheinen kann.

Man erkennt aus diesen kurzen Andeutungen, daß Fortschritte in unserer Einsicht in das Strahlungsproblem gebunden sind an Fortschritte in der Beobachtungs- und Instrumententechnik.

Zur Frage der Instrumententechnik mögen folgende allgemeinen Bemerkungen Raum finden. In jeder Strahlung haben wir einen Energiestrom vor uns, dessen Intensität wir messen durch den Energiebetrag, der in einer festgesetzten Zeiteinheit durch eine festgesetzte Querschnittseinheit hindurchgeht. Die Energie wird zumeist in Grammkalorien gemessen, als Zeiteinheit wird die Minute, als Querschnittseinheit das Quadratcentimeter gewählt. Die Energie eines Strahlungsstromes kann nur gemessen werden an den Wirkungen der Strahlung auf materielle Körper. Diese Wirkungen sind teils chemischer, teils physiologischer, teils physikalischer Natur. An dieser Stelle sollen nur die physikalischen Methoden der Strahlungsmessung berücksichtigt werden, die entweder auf der mechanischen, der elektrischen oder der kalorischen Wirkung der Strahlung beruhen.

Die mechanische Wirkung der Strahlung äußert sich im Strahlungsdruck, der z. B. im Nicholschen Radiometer für Meßzwecke ausgenutzt wird. Für die Praxis meteorologischer Beobachtungen kommt diese Methode nicht in Frage.

Die elektrischen Wirkungen beziehen sich auf den lichtelektrischen Effekt, der im Elster-Geitel'schen Zinkkugelphotometer und in den lichtelektrischen Zellen verschiedener Konstruktion für Meßzwecke Verwendung findet.

Weitaus am häufigsten nutzt man aber die kalorische Wirkung der Strahlung auf materielle Körper bei der quantitativen Festlegung der Strahlungsintensität aus. Das ist in dem Umstand begründet, daß wir mit einer für die Praxis genügenden Annäherung den schwarzen Körper herzustellen vermögen, der die gesamte auf ihn treffende Strahlungsenergie, gleichviel welcher Wellenlänge, in kalorische Energie umwandelt. Man hat dann nur noch ein geeignetes Temperaturmeßverfahren anzuwenden, um die Wirkung der Wärmezufuhr auf den schwarzen Körper genau festzustellen. Dabei darf allerdings nicht vergessen werden, daß der schwarze Körper seine Temperatur nicht nur durch Energiezufuhr, sondern auch zugleich durch Ausstrahlung ändert. Diese Ausstrahlung ist eine Funktion der Temperatur des schwarzen Körpers und der Temperatur der Umgebung. Dieser Umstand wird nicht immer gebührend beachtet, am besten ist er noch beim Ångströmschen Kompensations-Pyrheliometer berücksichtigt.

Besäßen wir eine lichtelektrische Zelle, deren Elektronenemission für einen bestimmten zugestrahlten Energiebetrag, gleichviel welcher Wellenlänge, immer dieselbe bliebe, so wäre die lichtelektrische Meßmethode der kalorischen vorzuziehen, da wir keinen sekundären Effekt der Zelle kennen, der die Elektronenemission beeinflusst.

In Wirklichkeit reagiert aber die lichtelektrische Zelle stark selektiv, ihr Effekt ist auch bei Kaliumfüllung im Rot meist schon sehr schwach und verschwindet im Infrarot vollständig. Deshalb muß man, solange es sich um die Energiemessung breit gefächerter Strahlung handelt, immer wieder die kalorische Wirkung ausnutzen.

Verhältnismäßig einfach liegen die Strahlungsverhältnisse bei Nacht, wo wir es nur mit der von der Erdoberfläche ausgehenden und der von der Atmosphäre emittierten dunklen Wärmestrahlung zu tun haben. Besitzt das Meßgerät die Temperatur der Erdoberfläche, so strahlt es wie diese aus und empfängt auch, wie diese, die Gegenstrahlung der Atmosphäre. Die aus diesen Vorgängen resultierende effektive Strahlung wird mit dem Instrumentarium gemessen. Da die Ausstrahlung des Instrumentes aus der Temperatur des schwarzen Körpers errechnet werden kann, ist es auch möglich, die Gegenstrahlung der Atmosphäre abzuleiten aus der Gleichung: Gegenstrahlung der Atmosphäre = Erdstrahlung (Instrumentenstrahlung) — effektive Strahlung.

Das für die Messung der Effektivstrahlung am häufigsten benutzte Instrument ist das Pyrgeometer von Ångström. Bei seiner Handhabung muß aber vorsichtig zu Werke gegangen werden, insbesondere bei großem Feuchtigkeitsgehalt der Luft, bei welchem sich die Folien leicht mit einer Wasserhaut über-



ziehen. Durch eine intermittierend arbeitende Heizvorrichtung kann der Gefahr einer Falschmessung vorgebeugt werden, doch scheinen nach neueren Erfahrungen Falkenbergs auch dann noch erhebliche Falschmessungen möglich. Falkenberg setzt eine hochempfindliche Thermosäule in eine schwarze Mulde und regelt die Temperatur der Mulde und der Säule so, daß die effektive Strahlung des Instrumentes Null wird. Dann ist die Gegenstrahlung der Atmosphäre gleich der Ausstrahlung des Meßgerätes; die Thermosäule gibt die Strahlungs-Äquivalent-Temperatur des Himmelsausschnitts an, gegen den die Öffnung der Apparatur gerichtet ist. Der ebenfalls von Ångström angegebene Tulipan kommt für exakte Messungen wohl kaum in Frage. Über die bisher aufgefundenen allgemeinen Ergebnisse der Untersuchungen der nächtlichen Strahlung kann an dieser Stelle nicht berichtet werden.

Viel verwickelter gestalten sich die Vorgänge am Tage, auch wenn wir die direkte Sonnenstrahlung ausschalten. Die mit einem geeigneten Instrument zu messende Effektivstrahlung ist dann gleich der Instrumentenausstrahlung minus (langwellige plus kurzwellige) Himmelsstrahlung. Das Pyranometer von Ångström kann nicht allen Ansprüchen auf Exaktheit entsprechen. Unkontrollierbare Störungen treten durch die halbkugelförmige Glashaube auf, sowie durch die Unsicherheit der Absorptions- und Emissionsvorgänge in den schwarzen und weißen Folien. Gleiche Bedenken liegen vor gegen das Callendar-Pyrheliometer, gegen das Aktinometer nach Robitzsch und gegen das Solarmeter von Gorczynski. Erheblich bessere Ergebnisse sind von der Verwendung des Albrechtschen Effektivpyranometers und der Falkenbergschen Apparatur zu erwarten, doch müssen erst weitere Mitteilungen hierüber abgewartet werden. Natürlich kann auch jedes hinreichend empfindliche Aktinometer für die Messung der Strahlung des Tageshimmels Verwendung finden, freilich immer nur des Himmelsausschnitts, gegen den das Instrument gerichtet ist. Die Integration über das gesamte Firmament bringt hier, wie auch beim Falkenbergschen Instrument, Schwierigkeiten und Ungenauigkeiten herein.

Zur Messung der direkten Sonnenstrahlung wird heute vorzugsweise das Ångströmsche Kompensationspyrheliometer verwendet, das wie das Waterflow- und Waterstir-Instrument als Absolutmeßgerät angesehen werden kann. Als Relativapparate sind zu nennen das Silberdisk- und das Michelson-Aktinometer. Auch das von Hartmann u. Braun hergestellte Universalaktinometer nach Linke und das Heizbandaktinometer nach Albrecht sind Absolutinstrumente, die aber nicht die Verbreitung der oben genannten Apparate gefunden haben. Bolometer und lichtelektrische Zelle eignen sich für die Messung kleiner Spektralintervalle.

Die von der Sonne ausgehende Strahlung ist komplexer Natur, sie besteht aus der Strahlung der Photosphäre und der Chromosphäre. Nach Defant wirkt die Chromosphäre auf die von der Photosphäre ausgehende Strahlung vorwiegend zerstreugend, nur in sehr geringem Maße absorbierend. Die Anwendung des Rayleighschen Gesetzes auf die Zerstreung der Photosphären-

strahlung in der Chromosphäre erklärt nicht nur die von Abbot beobachtete Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe, sondern ergibt auch ein extraterrestrisches Sonnenspektrum, das — ausgenommen das kurzwellige Ende — nahezu kongruent ist mit dem von Abbot mit bolometrisch-pyrheliometrischen Messungen gewonnenen Energiespektrum der Sonne. Das läßt mit anderen astrophysikalischen Beobachtungen darauf schließen, daß eine merkliche Extinktion der Sonnenstrahlung im interplanetarischen Raume nicht stattfindet.

Auf dem Wege durch die irdische Atmosphäre wird die Sonnenstrahlung geschwächt durch die Vorgänge der selektiven Absorption, der diffusen Reflexion und vielleicht auch durch Arbeitsleistung des Strahlendruckes.

An der selektiven Absorption sind vor allem beteiligt im kurzwelligen Teile des Spektrums das Ozon (210 bis 290  $\mu\mu$ ), im sichtbaren Spektralgebiet Sauerstoff und Stickstoff (535 bis 650  $\mu\mu$ ) und im langwelligen Teile Ozon, Kohlensäure und Wasserdampf. Auch trockene und feuchte Suspensionen in der Atmosphäre zeigen einen selektiven Absorptionseffekt, der aber noch wenig untersucht ist.

Besonderes Interesse nehmen die Vorgänge am kurzwelligen Ende des Spektrums in Anspruch. Nach Lenard wirken Strahlen unter 200  $\mu\mu$  kräftig ozonisierend, besitzen aber nur geringes Durchdringungsvermögen in Luft. Sie bewirken in den Höhengichten, bis zu denen Sauerstoff noch vordringt, die Bildung von Ozon, dessen Konzentration aber nur eine beschränkte sein kann, da die Strahlen von 210 bis 290  $\mu\mu$  wieder desozonisierend wirken. Nach der heutigen Auffassung ist der jähe Abbruch des kurzwelligen Spektrums der Sonne der Ozonabsorption zuzuschreiben. Die Frage, ob nicht unter 210  $\mu\mu$ , wo Ozon nur mehr sehr geringe Absorptionsfähigkeit besitzt, wieder Zufuhr von Sonnenenergie stattfindet, muß verneint werden. Edgar Meyer weist nach, daß die in dieser Gegend ankommende Energie nur mehr den 12. Teil der Energiestrahlung von 290  $\mu\mu$  ausmachen könnte, also verschwindend klein sein muß, wenn sie überhaupt vorhanden ist.

Die Absorption durch Sauerstoff, Stickstoff, Wasserdampf und Kohlensäure ist in den höheren Schichten der Atmosphäre aus naheliegenden Gründen nur gering, ihr Effekt wird weit übertroffen durch die Wirkung der diffusen Reflexion. Dieser Vorgang, dessen mathematische Behandlung sehr schwierig ist, erfolgt nach dem bekannten Rayleighschen Gesetze, solange diffundierende Teilchen von molekularer Größe in Frage kommen. Teilchen, welche nicht mehr von molekularer Größenordnung, aber immer noch klein gegen die Wellenlänge des Lichtes sind, zerstreuen umgekehrt proportional einer niedrigeren ( $< 4$ ) Potenz der Wellenlänge. An Teilchen über 180  $\mu\mu$  Durchmesser tritt geordnete Reflexion ein.

Wie weit eine Schwächung der Sonnenstrahlung durch Arbeitsleistung des Strahlendruckes in Frage kommt, müssen weitere Untersuchungen entscheiden.

Der Wert der Solarkonstanten wird heute zumeist mit 1.93 angegeben. Man darf aber nicht vergessen, daß dieser Wert durch ein Extrapolations-

verfahren gewonnen ist, das bestimmte Voraussetzungen über die Konstitution der höchsten Atmosphärenschichten enthält. Unsere Kenntnisse über diese Schichten ruhen aber auf sehr unsicherer Grundlage — man vergleiche das Wegenersche Profil mit dem von Vegard entworfenen —, so daß Zweifel an der Zulässigkeit der Extrapolation wohl berechtigt sind. Hier kollidiert das Strahlenproblem mit anderen geophysikalischen Problemen, wie der Schallausbreitung, der Ausbreitung elektrischer Wellen (Heaviside) und der Polarlichterscheinungen. Aus den gleichen Gründen ist auch die Frage heute noch nicht zu entscheiden, ob die Solarkonstante wirklich eine Konstante ist oder ob die verschiedentlich nachgewiesenen Schwankungen reell, das heißt solaren Ursprungs sind. Wenn schon Diskontinuitäten in den höchsten Atmosphärenschichten angenommen werden müssen, so müssen wir denselben auch die Fähigkeit der Beeinflussung des solaren Strahlungsstromes zubilligen.

---

### **Der gegenwärtige Stand der meteorologischen Korrelationsforschung\*).**

Von **Franz Baur**, Frankfurt a. M. — (Mit zwei Abbildungen.)

Da zu einer Anwendung der Korrelationsrechnung auf die Erscheinungen des täglichen Wetters und damit zusammenhängende Probleme erst die ersten Ansätze gemacht sind, wurde der Bericht auf diejenigen Untersuchungen beschränkt, die in der Regel gemeint sind, wenn von meteorologischer Korrelationsforschung die Rede ist, auf die Untersuchung der Witterungserscheinungen im großen und ihrer Zusammenhänge.

Diese Untersuchungen gliedern sich in zwei, im allgemeinen allerdings nicht scharf voneinander zu trennende Gruppen:

1. Untersuchungen über die Zusammenhänge von Witterungsanomalien mit gleichzeitigen Witterungsanomalien in anderen Gebieten und
2. Untersuchungen über die Zusammenhänge von Witterungsanomalien mit zeitlich vorausgehenden oder nachfolgenden des gleichen Ortes oder auch anderer Orte.

Die umfassendsten Untersuchungen der ersten Art stammen von G. T. Walker. Nach ihm haben wir auf der ganzen Erde drei Schwankungssysteme des Luftdrucks:

1. die nordatlantische Schwankung, gekennzeichnet durch die negative Korrelation zwischen dem Luftdruck auf den Azoren und dem gleichzeitigen Luftdruck über Island,

---

\*) Der vollständige Bericht mit ausführlichen Literaturnachweisen erscheint in der Meteorol. Zeitschrift.

2. die nordpazifische Schwankung, die in einer entsprechenden negativen Korrelation zwischen dem Luftdruck in Honolulu und demjenigen des Aleutentiefs zum Ausdruck kommt,
3. die sogenannte Luftdruckschaukel der Südhalbkugel, die in einer negativen Korrelation zwischen dem Luftdruck im Indischen Ozean und demjenigen im südlichen Stillen Ozean besteht, wobei im allgemeinen die Gebiete mit hohem Druck auf der Südhalbkugel eine Luftdruckschwankung im Sinne derjenigen des Südpazifischen Ozeans, die Gebiete mit tiefem Druck im Sommer eine der indischen parallele Schwankung ausführen.

Die beiden erstgenannten Schwankungssysteme stehen ganz offenbar mit jener Gesamtheit von Strömungssystemen in Zusammenhang, die wir als die „allgemeine atmosphärische Zirkulation“ zu bezeichnen pflegen. Dieser Zusammenhang wird dadurch bewirkt, daß 1. von der Größe des Luftdruckgefälles vom subtropischen Hochdruckgebiet zum tiefen Druck in etwa 65° Breite die Geschwindigkeit der westöstlichen Luftströmung in der gemäßigten Zone abhängt, und 2. tiefer Druck bei Island und tiefer Druck bei den Aleuten zonale Druckunterschiede hervorruft, die den Luftmassenaustausch zwischen den Subtropen und dem Polargebiet in nebeneinander liegenden meridionalen Strömungen ermöglichen. Dagegen ist es trotz aller darauf abzielenden Bestrebungen bisher nicht gelungen, die Luftdruckschaukel der Südhalbkugel ebenso eindeutig und ungezwungen in das System der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation einzuordnen. Es muß auch darauf hingewiesen werden, daß die sie kennzeichnenden Korrelationskoeffizienten wesentlich kleiner und von Jahreszeit zu Jahreszeit wechselnder sind, als dies bei den nördlichen Schwankungssystemen, insbesondere beim nordatlantischen der Fall ist.

Es ist aber aus theoretischen Gründen wahrscheinlich, daß auch auf der Südhalbkugel meridionale Druckkompensationen bestehen. Sie lassen sich zurzeit nur sehr schwer nachweisen, da es in der Tiefdruckrinne zwischen 50 und 70° südlicher Breite keine geeigneten Beobachtungsstationen gibt. Die einzige hier in Frage kommende Station ist Laurie Island (auf den südlichen Orkneyinseln), von der gegenwärtig jedoch auch nur eine kurze Beobachtungsreihe vorhanden ist. Die von mir berechneten Druckkorrelationen dieser Station mit verschiedenen Orten der Südhalbkugel in 15 bis 45° Breite lassen tatsächlich — wie aus Fig. 1 und 2 zu ersehen ist — auf eine negative Korrelation des Druckes zwischen niederen und höheren Breiten schließen, und es scheint, daß das Kerngebiet der südatlantischen Antizyklone die stärkste negative Druckkorrelation mit Laurie Island hat, daß also im südlichen Atlantischen Ozean ein ähnliches Druckkompensationssystem besteht, wie wir es vom Nordatlantischen Ozean schon seit langem kennen.

Jedenfalls ergibt sich, je mehr man sich in die Witterungserscheinungen im großen vertieft, daß die sogenannte „allgemeine atmosphärische Zirkulation“

ein recht verwickeltes System ist, das aus einer ganzen Reihe von Teilsystemen besteht, und daß insbesondere in der gemäßigten Zone der wesentliche Bestandteil dieser allgemeinen Zirkulation nicht die Westströmung oder — richtiger gesagt — das Überwiegen westlicher Windkomponenten ist, sondern von den

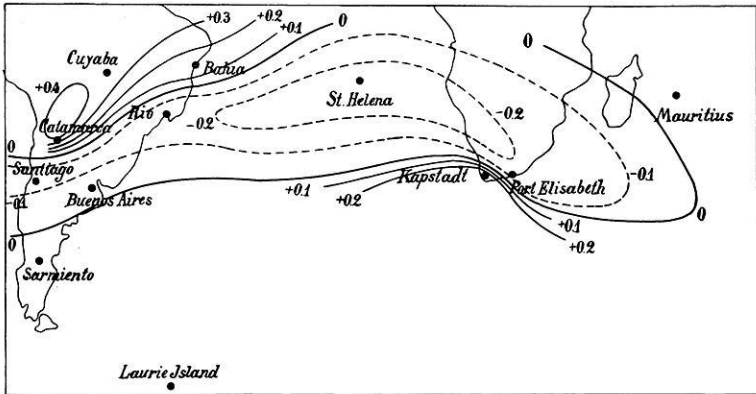


Fig. 1. Linien gleicher Korrelationskoeffizienten des Luftdrucks im Januar mit dem gleichzeitigen Luftdruck in Laurie Island (South Orkneys), 1903 bis 1923.

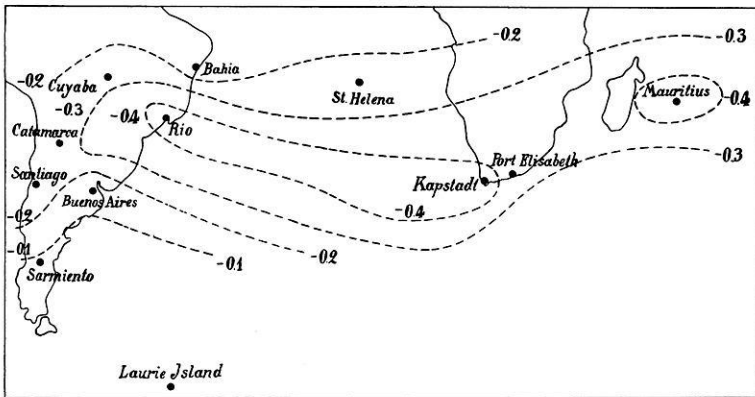


Fig. 2. Linien gleicher Korrelationskoeffizienten des Luftdrucks im Juli mit dem gleichzeitigen Luftdruck in Laurie Island (South Orkneys), 1903 bis 1923.

streifenförmigen meridionalen Zirkulationen, die den Austausch zwischen subtropischer und polarer Luft vermitteln, gebildet wird. Mit dieser Erkenntnis entsteht aber die Frage, inwieweit es überhaupt berechtigt ist, von einer „allgemeinen atmosphärischen Zirkulation“ im Sinne eines einheitlichen Systems mit einheitlichen Schwankungen zu sprechen. Die gestellte Frage hängt aufs engste mit einer anderen Frage zusammen, die ich

als die Grundfrage der Makrometeorologie bezeichnet habe und die sich so formulieren läßt: handelt es sich bei den Intensitätsschwankungen der verschiedenen Strömungssysteme, deren Gesamtheit wir als „allgemeine atmosphärische Zirkulation“ bezeichnen, um Vorgänge, die in der Hauptsache ihren Grund in sich selbst haben, d. h. bei denen ein Zustand *B* größtenteils durch einen vorausgegangenen (atmosphärischen oder auch hydrosphärischen) Zustand *A* bedingt ist, oder ist die Ursache der Veränderungen größtenteils außerhalb des atmosphärischen Mechanismus — also in kosmischen Einflüssen oder z. B. in Staubtrübungen durch Lockerausbrüche der Vulkane — zu suchen?

Artur Wagner hat in seiner „Untersuchung der Schwankungen der allgemeinen Zirkulation“ gezeigt, daß bei der Betrachtung 10jähriger Durchschnittswerte sich zwischen einzelnen Dezennien systematische Unterschiede in Luftdruck, Temperatur, jährlicher Temperaturamplitude und Niederschlag zeigen, die auf Änderungen der atmosphärischen Zirkulation als Ganzes schließen lassen und es wahrscheinlich machen, daß diese Änderungen ihre Ursache in Veränderungen der Sonnenstrahlung haben. Wenn wir aber die von Wagner in den 10jährigen Mittelwerten gefundenen Veränderungen zahlenmäßig mit den uns in den Monatsmitteln entgegentretenden Anomalien vergleichen, so ergibt sich ein so gewaltiger Unterschied, daß ein Zweifel daran, daß auch diese Anomalien, die doch den wirklichen Witterungscharakter bestimmen, vorzugsweise durch äußere Einflüsse hervorgerufen werden und nicht vielmehr durch die Eigengesetzlichkeit der einzelnen Strömungssysteme bedingt sind, durchaus berechtigt erscheint.

Diese Eigengesetze bewirken, daß die Schwankungen in den einzelnen Strömungssystemen zwar natürlich nicht unabhängig voneinander, aber doch nicht einheitlich erfolgen. Bestätigungen hierfür haben wir in der negativen Korrelation des Luftdrucks über Island mit dem gleichzeitigen Druck über den Aleuten im Winter und Frühjahr, in der äußerst schwachen, im Frühling sogar negativen Korrelation des Azorenluftdrucks mit dem Luftdruck über Honolulu, den sehr niedrigen Korrelationen des Luftdrucks über den Azoren und des Luftdrucks über Island mit dem gleichzeitigen Luftdruck in den Kernen des subtropischen Hochdruckgürtels der Südhalbkugel, wobei gleichfalls die Korrelationen sogar bei Jahreszeitmitteln zum Teil nicht einmal das Vorzeichen aufweisen, das bei einheitlichen Schwankungen aller Teile der atmosphärischen Zirkulation zu erwarten wäre. Weiterhin sind auch die gleichzeitigen Korrelationen innerhalb des südlichen Hochdruckgürtels nur klein und unsystematisch.

Mit diesen Tatsachen steht in guter Übereinstimmung, daß bis jetzt auch kein nennenswerter Zusammenhang zwischen kosmischen Vorgängen, insbesondere den Schwankungen der Sonnenflecken, und den irdischen Witterungserscheinungen nachgewiesen werden konnte; denn wenn die Schwankungen in den einzelnen Teilen der atmosphärischen Zirkulation vorwiegend unmittelbar auf Schwankungen der Sonnenstrahlung zurückzuführen

wären, dann müßten sie doch einheitlich in allen Strömungssystemen auftreten. G. T. Walker hat für eine Reihe von einzelnen Stationen und ganzen Gebieten die Korrelationskoeffizienten der Vierteljahrsmittel des Luftdrucks, der Temperatur und des Niederschlags mit den gleichzeitigen Sonnenfleckenrelativzahlen berechnet. Sie sind aber mit Ausnahme derjenigen für die Temperatur in Batavia und Samoa, die in allen Jahreszeiten negativ sind, durchweg sehr gering. Damit steht im Einklang, daß sich bei Periodogrammanalysen des Temperaturverlaufs an Orten der gemäßigten Zone die Amplitude der 11jährigen Periode stets nur gleich oder wenig größer als die Expektanz erwies. Auch für die Größe des Luftdruckgefälles Azoren-Insel konnte kein Zusammenhang mit den Sonnenfleckenrelativzahlen oder deren Änderung von Monat zu Monat nachgewiesen werden. Schließlich sei noch bemerkt, daß auch die Claytonschen Korrelationen mit der Abbotschen Solarkonstante entweder recht gering oder — soweit sie nennenswerte Beträge aufweisen — zu unsystematisch und auf zu kleines Beobachtungsmaterial aufgebaut sind, als daß daraus Schlüsse von einiger Sicherheit gezogen werden könnten.

Alle diese Tatsachen führen zu dem Schluß, daß sich die in Wirklichkeit auftretenden Schwankungen in den einzelnen Zirkulationssystemen und die mit ihnen zusammenhängenden Witterungsanomalien nicht ausschließlich aus Schwankungen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation oder aus diese verursachenden äußeren Einflüssen erklären lassen, daß vielmehr die den einzelnen Strömungssystemen innewohnenden eigenen Gesetze und die zwischen zeitlich aufeinanderfolgenden Witterungsanomalien bestehenden Zusammenhänge von ausschlaggebender Bedeutung sind.

Auch für die Erforschung dieser Zusammenhänge zwischen nichtgleichzeitigen Witterungsanomalien in verschiedenen Gebieten der Erdoberfläche ist die Korrelationsrechnung ein wichtiges Hilfsmittel. Da es sich dabei aber um Feststellung zahlenmäßiger Beziehungen zwischen vorausgegangenen und nachfolgenden Erscheinungen handelt, ist es begreiflich, daß mit diesen Untersuchungen von vornherein der Gedanke verknüpft wurde, auf diesem Wege vielleicht einmal zu einer langfristigen Witterungsvorhersage zu kommen. Vielleicht liegt es zum Teil an dieser Verquickung mit der Idee einer späteren langfristigen Vorhersage, daß der Wert dieser Untersuchungen nicht immer objektiv beurteilt wurde: von der einen Seite hinsichtlich der Bedeutung für die langfristige Witterungsvorhersage überschätzt, von der anderen Seite bezüglich des allgemeinen Erkenntniswertes unterschätzt wurde. Zum großen Teil hat diese unterschiedliche Beurteilung aber wohl darin ihren Grund, daß der Sinn der Maßzahlen und Verfahren der Korrelationsrechnung nicht immer richtig erkannt wurde und daß die Korrelationsrechnung überhaupt noch kein abgeschlossener Wissenszweig ist, sondern erst an den ihr gestellten Aufgaben heranwachsen muß.

Der erste Fehler, der bezüglich richtiger Erkenntnis der Bedeutung der Maßzahlen begangen wurde, war der, daß man der Meinung war, der Korrelations-

koeffizient gebe unmittelbar an, mit welchem Bruchteil ihres Betrages die eine Veränderliche in der anderen enthalten sei. Infolge dieser Meinung wurde der Wert der ersten Beziehungsgleichungen überschätzt; denn diesen Anteil gibt nicht der Korrelationskoeffizient, sondern das Quadrat des Korrelationskoeffizienten an.

Demgemäß ist heute die Forderung aufzustellen, daß eine Beziehungsgleichung, die zu Vorhersagezwecken verwendet werden soll, zum allermindesten einen totalen Korrelationskoeffizienten bzw. Korrelationsindex von 0.71 aufweist; denn nur dann hat man mit den in der Beziehungsgleichung enthaltenen Elementen mindestens die Hälfte aller Einflüsse erfaßt. Sehen wir uns die bisher bekannt gewordenen Beziehungsgleichungen daraufhin an, so erkennen wir, daß nur ein sehr kleiner Bruchteil derselben dieser Bedingung genügt. Auch unter den zwölf von Walker zur Voraussage des Niederschlags in Indien für verschiedene Gebiete und Jahreszeiten aufgestellten Beziehungsgleichungen ist die gestellte Bedingung nur von dreien erfüllt. Unter diesen drei Gleichungen befindet sich allerdings eine mit einem totalen Korrelationskoeffizienten von 0.94. Wenn man sich diese Beziehungsgleichung aber näher ansieht, so findet man, daß in ihr eine Reihe von fragwürdigen Korrelationen enthalten ist.

Ein großer totaler Korrelationskoeffizient ist noch nicht hinreichend dafür, daß eine Beziehungsgleichung als Grundlage einer Vorhersage dienen könne. Dazu ist weiterhin auch erforderlich, daß die einzelnen Beziehungen stabil und echt sind. Die Untersuchung der Stabilität und Echtheit der Beziehungen ist auch unbedingt erforderlich, um die Korrelationen richtig deuten zu können.

Ein gutes Beispiel dafür, daß auch Beziehungen, die selbst in einem 50 jährigen Zeitraum noch beachtenswerte Korrelationskoeffizienten aufweisen, unstabil sein können, bildet die Beziehung zwischen dem Luftdruck in Argentinien von April bis Juni und der darauf folgenden Wintertemperatur Nordwestdeutschlands, die für 1874 bis 1923 einen Korrelationskoeffizienten — 0.48 ergibt. Geht man bis 1858 zurück und berechnet die Korrelationskoeffizienten für je 23 jährige Zeiträume, so erhält man

1858—1880:	+ 0.03
1881—1903:	— 0.51
1904—1926:	— 0.10

Die Korrelation ist demnach eine offensichtlich unstabile. Dieses Ergebnis läßt vermuten, daß auch die zahlreichen anderen, bisher als zuverlässig angesehenen Beziehungen mit dem Luftdruck über Südamerika im Herbst der Südhalbkugel (Okada, Walker, Großmayr) unstabil sind.

Unter echten Korrelationen sind solche zu verstehen, in welchen ein Zusammenhang der Schwankungen zweier Erscheinungen zum Ausdruck kommt, im Gegensatz zu den scheinbaren, „symptomatischen“, Korrelationen, bei welchen eine Korrelation durch einen gleichen oder entgegengesetzt gleichen säkularen Gang vorgetäuscht wird. Die merkwürdige Großmayrsche



Korrelation zwischen der Jahresniederschlagsmenge in Charleston und der Nilflut zwei Jahre später ist offensichtlich eine vorwiegend symptomatische, was sich leicht durch Berechnung des Tschuprowschen Divergenzkoeffizienten nachweisen läßt.

Wir müssen demnach heute bei meteorologischen Korrelationsuntersuchungen die Forderung stellen, daß Stabilität und Echtheit der Korrelationen eingehend untersucht werden. Die wichtigste Forderung für eine sinnvolle Anwendung der Korrelationsrechnung in der Meteorologie (und Geophysik) ist aber die der Zugrundelegung einer klaren, theoretisch durchdachten Problemstellung. Die geringen Erfolge der bisherigen Korrelationsuntersuchungen haben ihre Ursache darin, daß diese Forderungen meistens nicht erfüllt wurden.

Zum Schlusse wurden noch einige Ergebnisse neuester, im Gange befindlicher Untersuchungen des Berichterstatters über Gesetzmäßigkeiten der Luftdruckschwankungen im Bereiche des nordatlantischen Zirkulationsstreifens mitgeteilt. Im engsten Anschluß an theoretische Überlegungen und Rechnungen, welche ergaben, daß der Luftdruck im Mittelmeridian eines Zirkulationsstreifens in Abhängigkeit von den vorausgegangenen zonalen Druck- und Temperaturdifferenzen schwankt, wurden die in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellten Korrelationskoeffizienten der Monatsmittel der zonalen Druck- und Temperaturdifferenzen mit der Änderung des Luftdruckgefälles Azoren–Island vom betrachteten bis zum nächsten Monat und mit der Änderung des Luftdrucks in Island allein berechnet.

In Übereinstimmung mit den theoretischen Forderungen ergab sich, daß auf eine übernormale Druckdifferenz Rom–Ponta Delgada oder Indianapolis–Ponta Delgada Druckanstieg in Ponta Delgada und daher Vergrößerung des Luftdruckgefälles Ponta Delgada–Island folgt; auf eine übernormale Druckdifferenz Haparanda–Stykkisholm oder Jacobshavn–Stykkisholm folgt Druckanstieg in Stykkisholm und daher Verminderung des Druckgefälles Ponta Delgada–Stykkisholm. Daß die Beziehung zum meridionalen Druckgefälle erst mittelbar zustande kommt, ist daran zu erkennen, daß die Korrelationen der beiden nördlichen zonalen Druckdifferenzen mit der Luftdruckänderung in Stykkisholm noch größer sind als mit der Änderung des Luftdruckgefälles. Das gleiche ist auch bezüglich der Korrelation der Temperaturdifferenz Tromsö–Westgrönland, die gleichfalls im Einklang mit den theoretischen Überlegungen steht, der Fall. Alle diese Korrelationen weisen in allen Monaten des Jahres das gleiche Vorzeichen auf. Die Größe der Korrelationskoeffizienten ist aber nicht in allen Monaten die gleiche, weil der Wirkungszeitraum im Laufe des Jahres nicht immer der gleiche ist. Sehr erheblich sind die Korrelationen in den Monaten Februar bis April sowie im Oktober. Die nähere Untersuchung ergibt für diese Monate, daß die Zusammenhänge linear, stabil und echt sind. Aus den Beziehungen mit den vier zonalen Luftdruckdifferenzen, der Beziehung mit der Temperaturdifferenz Tromsö–Westgrönland und der Korrelation mit

Korrelationskoeffizienten der zonalen Druck- und Temperaturdifferenzen

a) mit der Änderung des Luftdruckgefälles Ponta Delgada-Island bis zum nächsten Monat.

(1874—1923)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
	I./II	II/III	III/IV	IV/V	V/VI	VI/VII	VII/VIII	VIII/IX	IX/X	X/XI	XI/XII	Mittel
Luftdruckdifferenz												
Rom-Ponta Delgada . . .	+ .36	+ .48	+ .37	+ .53	+ .59	+ .46	+ .35	+ .32	+ .16	+ .48	+ .21	+ .27 + .38
Luftdruckdifferenz												
Indianapolis-Ponta Delgada . . .	+ .42	+ .52	+ .66	+ .56	+ .41	+ .44	+ .48	+ .29	+ .23	+ .46	+ .41	+ .34 + .44
Luftdruckdifferenz												
Haparanda-Stykkisholm . . .	- .39	- .58	- .55	- .58	- .26	- .59	- .58	- .19	- .30	- .43	- .35	- .16 - .41
Luftdruckdifferenz												
Jacobshavn-Stykkisholm . . .	- .32	- .45	- .47	- .47	- .06	- .36	- .23	- .31	- .50	- .39	- .44	- .36 - .36
Temperaturdifferenz												
Tromsö-Westgrönland . . .	- .16	- .42	- .44	- .41	- .21	- .59	- .16	- .43	- .53	- .51	- .39	- .34 - .38

b) mit der Änderung des Luftdrucks bis zum nächsten Monat in Island allein.

(1874—1923)

Luftdruckdifferenz												
Haparanda-Stykkisholm . . .	+ .41	+ .61	+ .58	+ .66	+ .41	+ .61	+ .67	+ .19	+ .38	+ .43	+ .42	+ .27 + .47
Luftdruckdifferenz												
Jacobshavn-Stykkisholm . . .	+ .41	+ .57	+ .55	+ .59	+ .22	+ .34	+ .34	+ .30	+ .54	+ .42	+ .57	+ .47 + .44
Temperaturdifferenz												
Tromsö-Westgrönland . . .	+ .18	+ .42	+ .49	+ .48	+ .21	+ .60	+ .16	+ .45	+ .54	+ .55	+ .47	+ .38 + .41

Erläuterung zu vorstehender Tabelle: Der erste Korrelationskoeffizient, + .36, ist der Korrelationskoeffizient der Luftdruckdifferenz Rom-Ponta Delgada im Januar mit der Änderung des Luftdruckgefälles Ponta Delgada-Island vom Januar zum Februar, d. h. mit der Differenz Februarmittel-Januarmittel dieses Luftdruckgefälles.

dem vorausgegangenen meridionalen Temperaturgefälle ergeben sich Beziehungsgleichungen mit totalen Korrelationskoeffizienten 0.80 bis 0.81.  $R^2$  ist daher 0.64 bis 0.67. Die Änderung des Luftdruckgefälles Azoren–Island wird demnach zu etwa zwei Drittel von den zonalen Druckdifferenzen, der Temperaturdifferenz zwischen dem Ost- und Westteil des Zirkulationsstreifens und dem meridionalen Temperaturgefälle bestimmt — ein neuer Beweis für die ausschlaggebende Bedeutung der Witterungsvorgeschichte.

Für diejenigen Monate, die bei der Benutzung von Monatsmitteln kleinere Korrelationen ergaben, muß erst die Größe des Wirkungszeitraumes ermittelt werden. Derartige Untersuchungen sind zurzeit im Gange. Es wird auch untersucht, ob die Länge des Wirkungszeitraumes von den Sonnenflecken oder anderen Einflüssen abhängt.

Wenn auch diese Forschungen über die Gesetzmäßigkeiten der Schwankungen der nordatlantischen Luftzirkulation vorläufig keinen unmittelbaren Wert für die langfristige Witterungsvorhersage haben, da ja die Witterung nicht allein vom Luftdruckgefälle Azoren–Island abhängt, so bedeuten sie doch auf dem langen, beschwerlichen Wege zur langfristigen Witterungsvorhersage insofern einen Markstein, als es sich hier um die ersten Beziehungsgleichungen handelt, die im engsten Anschluß an theoretische Überlegungen und Rechnungen aufgestellt wurden und die bei nachgewiesener Stabilität und Echtheit jeder einzelnen Beziehung einen strammen Zusammenhang zwischen einer meteorologischen Größe und einem vorausgegangenen Erscheinungskomplex ergeben.

---

## Zur Frage der Schwankungen der allgemeinen Zirkulation.

Von **A. Wagner**, Innsbruck \*).

Beim Vergleich von Dezennien wie auch von einzelnen Jahren ergibt sich, daß einheitliche Schwankungen in der Intensität der allgemeinen Zirkulation vorkommen. Es läßt sich zeigen, wie die Verteilung des Niederschlages, der Mitteltemperatur sowie der Amplitude und der Phase des jährlichen Temperaturganges von der Intensität der allgemeinen Zirkulation abhängig ist und wie diese Abhängigkeit von der Jahreszeit beeinflußt ist. Die meisten bekannten Korrelationsfaktoren für Witterungselemente weit entfernter Gebiete finden auf dieser Grundlage ihre Erklärung. Die Untersuchung von Druck und Niederschlag machen es in gleicher Weise wie das Verhalten der Mitteltemperatur sehr wahrscheinlich, daß bei hohen Sonnenfleckenrelativzahlen die allgemeine Zirkulation infolge verminderter Energiezufuhr abgeschwächt ist.

Untersucht man die Zirkulationsschwankungen in einem begrenzten Gebiete der Erde, etwa im Wirkungsbereich des Nordatlantischen Ozeans, so ergibt sich ein recht klares Bild. Nach A. Defant läßt sich der größte Teil der Monatskarten

---

\*) Kurzer Auszug eines bei der Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Dresden Oktober 1929 gehaltenen Referates.

des Druckes einfach nach dem Gesichtspunkt ordnen: verstärkte bzw. abgeschwächte Zirkulation; einer gesteigerten Zirkulation entspricht ein verschärfter meridionaler Druckkontrast. Es scheint plausibel, daß in diesem Falle nicht nur die Druck-, sondern auch die Temperatur- und die Niederschlagsanomalien im wesentlichen nach dem Prinzip der Kompensation verteilt sind: Bei verstärkter Zirkulation verstärkter Niederschlag in höheren Breiten, verringerter in den Roßbreiten, ferner Erhöhung der Temperatur in Westeuropa, Abkühlung an der Ostküste von Nordamerika.

Diese insbesondere aus den täglichen Wetterkarten gewonnene Vorstellung von einer Kompensation der Anomalien wurde mehrfach auch in Hinblick auf die Verteilung der Anomalien auf der ganzen Erde ausgesprochen. Man ersieht aber schon bei der Betrachtung begrenzter Gebiete, daß sich diese Kompensation nicht auf alle meteorologischen Elemente erstreckt. Die Windstärke ist jedenfalls bei verstärkter Zirkulation im ganzen Gebiet des Nordatlantischen Ozeans erhöht, die Bewegungsenergie also vergrößert.

Es fragt sich nun, inwieweit eine Kompensation bei Betrachtung der ganzen Erde festzustellen ist. Eine Beantwortung dieser Frage erscheint aus zwei Gründen wichtig: Bleibt die Energiezufuhr, welche für die Aufrechterhaltung der Bewegungsvorgänge auf der Erde nötig ist, konstant, dann kann ein Zirkulationssystem seine Intensität nur auf Kosten eines anderen Zirkulationssystems erhöhen. Läßt sich dagegen feststellen, daß die Zirkulation auf der ganzen Erde gleichzeitig sich im selben Sinne ändert, dann folgt daraus notwendigerweise eine Schwankung des Energieumsatzes und damit wahrscheinlich auch eine solche der Energiezufuhr.

Weiter ist eine solche Feststellung von Bedeutung für die Erklärung der vielen Korrelationsfaktoren, die zwischen den Witterungselementen weit entfernter Gebiete rein statistisch abgeleitet worden sind. Gehören die beiden betrachteten Gebiete zwei verschiedenen Zirkulationssystemen an, so kann eine solche Beziehung unter Annahme konstanter Energiezufuhr wohl nur in folgender Weise erklärt werden:

1. Bei Verstärkung der Zirkulation eines Systems wird der Mehrbedarf an Bewegungsenergie direkt einem anderen Zirkulationssystem, zunächst dem unmittelbar benachbarten entzogen; z. B. könnte so einer Verstärkung der nordatlantischen Zirkulation eine Abschwächung der südatlantischen entsprechen. Nach analogen Untersuchungen A. Defants wäre die hierbei auftretende Phasenverschiebung nur klein, jedenfalls kleiner als ein Monat.

2. Die Übertragung der Energie von einem Zirkulationssystem auf ein anderes geschieht durch Vermittlung von Meeresströmungen. Die hierbei zu erwartende Phasenverschiebung ist dann ganz beträchtlich. So glaubt z. B. H. P. Berlage jun. die insbesondere in Nordaustralien deutlich ausgesprochene dreijährige Periode des Luftdruckes mit einer solchen durch Meeresströmungen bedingten Phasenverschiebung erklären zu können. Möglicherweise ließe sich

auch die seinerzeit von mir mit einiger Wahrscheinlichkeit aufgezeigte 16jährige Periode auf die Wasserzirkulation im Atlantischen Ozean zurückführen. Die Zeit eines meridionalen Kreislaufes eines Wasserteilchens zwischen Antarktis und Nordatlantischem Ozean dürfte der Größenordnung nach dem obigen Wert entsprechen.

Wenn aber so entfernte Gebiete, wie etwa Indien und Argentinien, klare Beziehungen ihrer Witterungselemente aufweisen, dann lassen sich dieselben wohl kaum auf der hier skizzierten Grundlage erklären; dagegen ergäbe sich eine Erklärung von selbst, wenn das den einzelnen Zirkulationen übergeordnete System, die allgemeine Zirkulation, einheitlichen Schwankungen unterworfen wäre.

Untersuchungen in dieser Richtung führten zu einem — wie ich glaube — gesicherten und physikalisch leicht verständlichen Ergebnis. Es wurden die beiden Dezennien 1886 bis 1895 und 1911 bis 1920 miteinander verglichen und aus dem ganzen erreichbaren Beobachtungsmaterial Änderungskarten für die ganze Erde gezeichnet, und zwar für Luftdruck, Mitteltemperatur, Amplitude und Phase des jährlichen Temperaturganges und Niederschlag. Die Ergebnisse lassen sich kurz folgendermaßen zusammenfassen:

1. Das spätere Dezennium weist eine einheitliche Verstärkung der meridionalen Druckkontraste auf, soweit diese dynamisch bedingt sind (also mit Ausnahme des sibirischen Hochs): Erhöhung des Druckes in beiden Roßbreiten und auf der nördlichen Polarkalotte (wahrscheinlich auch auf der südlichen), Erniedrigung desselben in den beiden Tiefdruckrinnen in etwa 60° Breite und teilweise auch in der Kalmzone. Demnach ist die Intensität der allgemeinen Zirkulation im späteren Jahrzehnt einheitlich verstärkt.

2. Die mittlere Temperatur erscheint im späteren Jahrzehnt über den Kontinenten und im Schelfgebiet erhöht, im Nordatlantischen Ozean etwas erniedrigt. Für die übrigen Ozeane läßt sich mangels Beobachtungen kein sicherer Schluß ziehen.

3. Die Jahresschwankung der Temperatur ist bei verstärkter allgemeiner Zirkulation in den Tropen vergrößert, in den Ektropen — besonders über den Kontinenten — verkleinert.

4. Die Phase des jährlichen Temperaturganges ist bei verstärkter allgemeiner Zirkulation in den Tropen verzögert, in den Ektropen verfrüht.

5. Mit der Verstärkung der Druckkontraste haben sich auch die Niederschlagskontraste verstärkt.

Die Feststellungen 3 bis 5 stehen völlig im Einklang mit den Folgen einer verstärkten Zirkulation, wie sie theoretisch zu erwarten sind. Die allgemeine Zirkulation vermittelt den Luftaustausch zwischen hohen und niederen Breiten; und wenn auch dieser Austausch außerhalb der Passatgebiete im einzelnen sehr kompliziert ist, so kann man doch gewiß behaupten, daß einer Verstärkung der meridionalen Druckkontraste nicht nur ein verstärkter Passat bzw. ver-

stärkter W-Wind entspricht, sondern auch ein verstärkter Luftaustausch zwischen hohen und niederen Breiten.

So ergibt sich z. B., daß durch die allgemeine Zirkulation die Jahreschwankung der Temperatur in höheren Breiten herabgesetzt wird, da im Winter infolge der stärkeren meridionalen Temperaturgradienten mehr Wärme aus niedrigen Breiten herangeführt wird als im Sommer; aus demselben Grunde muß die Jahresschwankung in den Tropen durch die Zirkulation vergrößert werden. Im selben Sinne wirkt natürlich eine Verstärkung der allgemeinen Zirkulation.

Es scheint auch, daß sich nach Punkt 5 manche Diskrepanzen in den Anschauungen über Klimaänderungen in historischer Zeit erklären lassen. Bekanntlich nimmt man in vielen Gebieten des südlichen Asiens (etwa Roßbreiten) eine Austrocknung seit der ersten Besiedlung an, während in anderen Gebieten (höhere Breiten) der Niederschlag gewiß nicht abgenommen, eher zugenommen hat. Dieses entgegengesetzte Verhalten wäre erklärt durch die Annahme einer einheitlichen sekularen Zunahme der allgemeinen Zirkulation.

Weiter folgt aus den obigen Feststellungen, daß der indische SW-Monsun um so stärker entwickelt ist, je schwächer die allgemeine Zirkulation ist; denn dann ist die diesem Monsun entgegengesetzte NE-Passatströmung abgeschwächt, und weiter ist dann der Temperaturgegensatz zwischen Land und Meer, der ja den Monsun zur Folge hat, sowohl im Sommer wie auch im Winter größer.

Untersucht man die Anomalien der Druckverteilung und des Niederschlages in einzelnen Jahren, so zeigt sich nach Ekhart in den Weltkarten zumeist ein noch recht unklares Bild, das erst übersichtlich wird, wenn man die Werte zu Meridianschnitten zusammenfaßt: Einem verstärkten W-Wind auf der N-Halbkugel entspricht dann ein verstärkter W-Wind auch auf der Südhemisphäre, desgleichen einem verstärkten NE-Passat ein verstärkter SE-Passat; parallel mit einem verstärkten Druckgradienten in der W-Windzone geht ein dort verstärkter Niederschlag, einem verstärkten Passat dagegen entspricht verringerter Niederschlag in den Roßbreiten. Also im allgemeinen — wenn auch jedes einzelne Jahr noch viele Unregelmäßigkeiten aufweisen kann — dieselben Beziehungen, wie sie aus den Dezennienmitteln abgeleitet wurden.

Der Einfluß der verschiedenen Jahreszeiten drückt sich nach den Untersuchungen von Maier, Innsbruck, in folgendem aus: Für die Übergangsjahreszeiten ergibt sich sowohl beim Luftdruck wie auch beim Niederschlag ungefähr dasselbe Bild, wie es aus den zehnjährigen Jahresmitteln gewonnen wurde.

Für die Zeit des Nordsolstitiums sind die Änderungen von einem Jahrzehnt zum anderen wesentlich größer, insbesondere auf der Nordhalbkugel; zur Zeit des Südsolstitiums dagegen ist das Bild auf der Nordhemisphäre stark verschwommen, und auf der Südhalbkugel zeigt sich hier nur eine mäßige Verstärkung der allgemeinen Zirkulation. Daraus können folgende Schlüsse gezogen werden:

1. Bei Betrachtung der kalten Jahreszeit sind auch langdauernde Schwankungen der allgemeinen Zirkulation viel intensiver ausgesprochen als in der warmen.

2. Die nördliche Landhalbkugel spricht auf Zirkulationsschwankungen viel kräftiger an als die südliche Wasserhalbkugel.

3. Im Sommer der nördlichen Halbkugel, während welchem die allgemeine Zirkulation überhaupt herabgesetzt ist, steht die Wechselwirkung zwischen Land und Meer im Vordergrund.

Die zahlreichen Korrelationsfaktoren zwischen den Witterungselementen weit entfernter Gebiete, wie sie zum Zwecke einer langfristigen Prognose vielfach berechnet worden sind, lassen sich — soweit sie daraufhin untersucht worden sind — zum größten Teil aus einheitlichen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation und ihren je nach der geographischen Lage verschiedenen Beeinflussungen der meteorologischen Elemente erklären. Der prognostische Wert solcher Korrelationsfaktoren scheint demnach lediglich auf der Erhaltungstendenz der Anomalie der allgemeinen Zirkulation zu beruhen.

Zusammenfassend kann man wohl behaupten, daß einheitliche Schwankungen der allgemeinen Zirkulation tatsächlich vorkommen und ganz charakteristische Klimaschwankungen zur Folge haben. Über die Ursachen der Zirkulationsschwankungen wissen wir aber noch sehr wenig. Der vergrößerte Energieumsatz, der notwendigerweise aus einer Verstärkung der allgemeinen Zirkulation gefolgert werden muß, kann ganz allgemein folgende Ursachen haben:

1. Verstärkte Sonnenstrahlung, sei es, daß die Solarkonstante größer geworden ist oder daß sich die Durchlässigkeit der Atmosphäre für kurzweilige Strahlen im selben Sinne geändert hat. Staubtrübungen, die hier in Betracht kommen, können ihren Ursprung in Lockerausbrüchen irdischer Vulkane haben, dann im Staub, der von der Sonne, insbesondere bei erhöhter Tätigkeit (Sonnenflecken und Fackeln), ausgeschleudert wird, und schließlich im kosmischen Staub, der von Sonne und Erde eingefangen wird.

2. Herabsetzung der Endtemperatur im Kreislauf der atmosphärischen Wärmemaschine, das ist durch Verstärkung der Ausstrahlung, die sich insbesondere an den Polen auswirken muß (dann müßte aber die Mitteltemperatur der Erde herabgesetzt werden).

Es sei noch erwähnt, daß die Strahlungsverhältnisse auch durch eine Änderung der gasförmigen Bestandteile unserer Atmosphäre in merklichem Ausmaß geändert werden können: Der schwankende Ozongehalt hat wohl auf die gesamte durchgelassene Strahlungsenergie zu wenig Einfluß und der Gehalt an Kohlensäure bleibt praktisch konstant. Wohl aber könnte eine Schwankung des Wasserdampfgehaltes im Mittel der ganzen Erde oder eine entsprechende Änderung der mittleren Bewölkung den Wärmehaushalt der Erde merklich verschieben und dadurch auch die Intensität der allgemeinen Zirkulation beeinflussen. Eine solche Änderung könnte allerdings nicht spontan entstehen, sondern nur

als Folge von geänderten Verdunstungsverhältnissen, also als Wirkung einer geänderten Energiezufuhr und einer geänderten Intensität der allgemeinen Zirkulation auftreten.

3. Der für die Aufrechterhaltung der allgemeinen Zirkulation notwendige Energiebetrag könnte auch bei konstanter Energiezufuhr erhöht werden, wenn die für andere Zwecke verbrauchte Energie aus irgendeinem Grunde herabgesetzt wird; mit anderen Worten, eine Verstärkung der allgemeinen Zirkulation müßte vom Reservekapital zehren, müßte aufgespeicherte Wärmemengen in Anspruch nehmen. Es müßte also gleichzeitig etwa die Temperatur des Meeresswassers abnehmen oder die Kältereservoirs an den Polen müßten sich auffüllen. Würden aus irgendeinem Grunde pro Tag und Quadratcentimeter 10 g/cal weniger dem Meeresswasser zugute kommen, so stünde dieser Betrag als Zusatzenergie der allgemeinen Zirkulation zur Verfügung. Das Meeresswasser würde sich dadurch in zehn Jahren bis zum Grunde nur um  $0.1^{\circ}\text{C}$  abkühlen; dennoch müßte sich eine solche systematische Änderung der Temperatur des Meeresswassers feststellen lassen, was meines Wissens nicht der Fall ist.

Am Schluß sei noch kurz ausgeführt, daß wir in einem Falle in der Lage sind, Klimaschwankungen, die sich über die ganze Erde erstrecken, auf eine bestimmte Ursache zurückzuführen, wenn wir auch Einzelheiten noch nicht klar zu erkennen vermögen; dies betrifft den Einfluß der Sonnenflecken in ihrer elfjährigen Periode auf die meteorologischen Elemente der Erde. Seit langem wird als erwiesen angesehen, daß die Mitteltemperatur der Erde bei einem Sonnenfleckenmaximum niedriger ist. Weitere Untersuchungen von Nisters, Innsbruck, zeigen, daß auch die Schwankungen von Luftdruck und Niederschlag so zu deuten sind, daß bei einem Sonnenfleckenmaximum die allgemeine Zirkulation abgeschwächt, die zugeführte Strahlungsenergie verringert ist.

---

## Strömungsforschung in freier Luft.

Von **Wilhelm Schmidt**, Wien. (Mit vier Abbildungen.)

Der erste Teil des am 9. Oktober 1929 in der Hauptversammlung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft zu Dresden gehaltenen Referates behandelte im wesentlichen die Beobachtungsmethode der Verwendung schwingender Druckplatten und Festhalten des Augenblickszustandes durch kinematographische Aufnahmen, ferner die ersten damit erzielten Ergebnisse; er deckt sich mit dem Inhalt der Notiz, die in dieser Zeitschrift, Jahrg. 4, S. 376 (1928) erschien. Hier folgt ein Auszug aus jenem Teil, der die seither erlangten neuen Ergebnisse beschreibt.

Unsere Beobachtungen\*) wurden mit ständig verbesserten Mitteln fortgeführt und lieferten eine Reihe neuer Aufschlüsse. So z. B. die Aufnahmen vom Flug-

---

\*) Vgl. hierzu: „Die Struktur des Windes“ (1. Mitt.), Wiener Sitzber., m.-n. Kl. IIa, 138, 85 (1929).



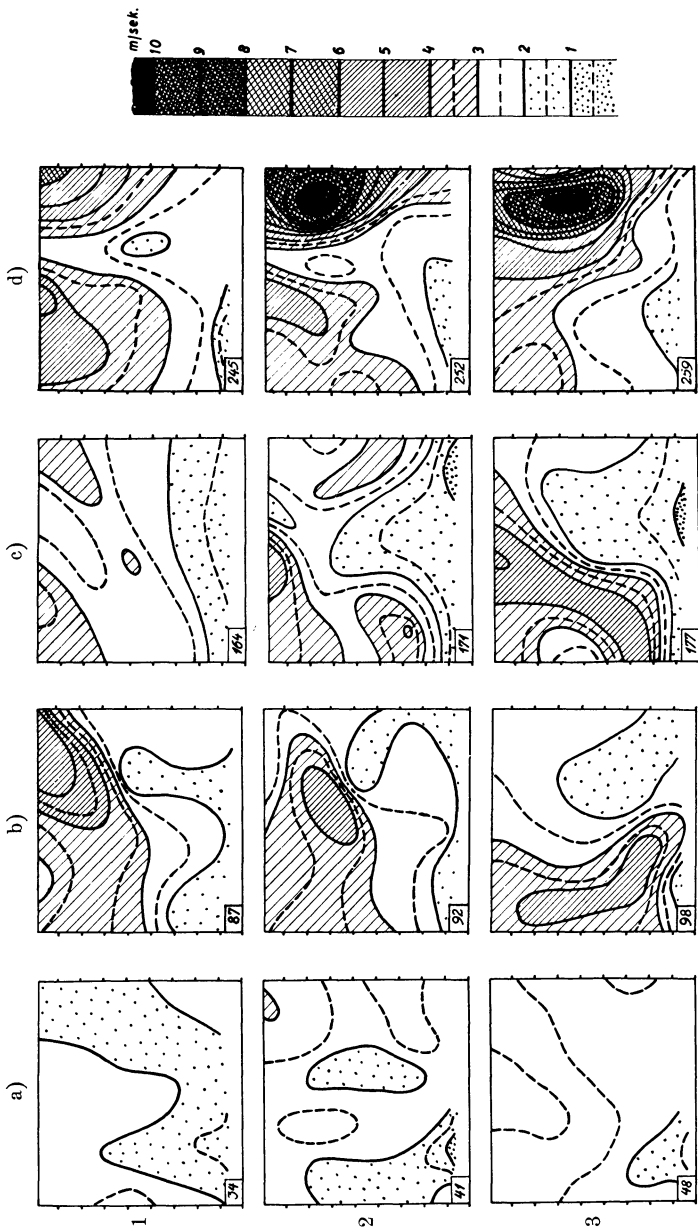


Fig. 1.

Augenblicks isotachen des Windes vom Flugfeld Aspern, 14. Juli 1928, in einem Querschnitt von  $10 \times 10$  m. Teilung an den seitlichen Rändern in Metern. Die untereinander liegenden Bilder liegen je eine Sekunde auseinander. Von a) weg, wo die Luftströmung recht schwach, dabei ziemlich ausgeglichen war, hat sich der Wind innerhalb 17 Sekunden zur Reihe b) verstärkt. Hier treten sich verlagernde Inseln und Bänder größerer Geschwindigkeiten auf; ebenso wenig wie in der für 27 Sekunden später geltenden Figur c) ist von normaler Windschichtung etwas zu merken, die stärksten Gegensätze treten in der Waagerechten auf. In d) endlich das Eindringen eines besonders kräftigen, dabei isolierten Windschalles.

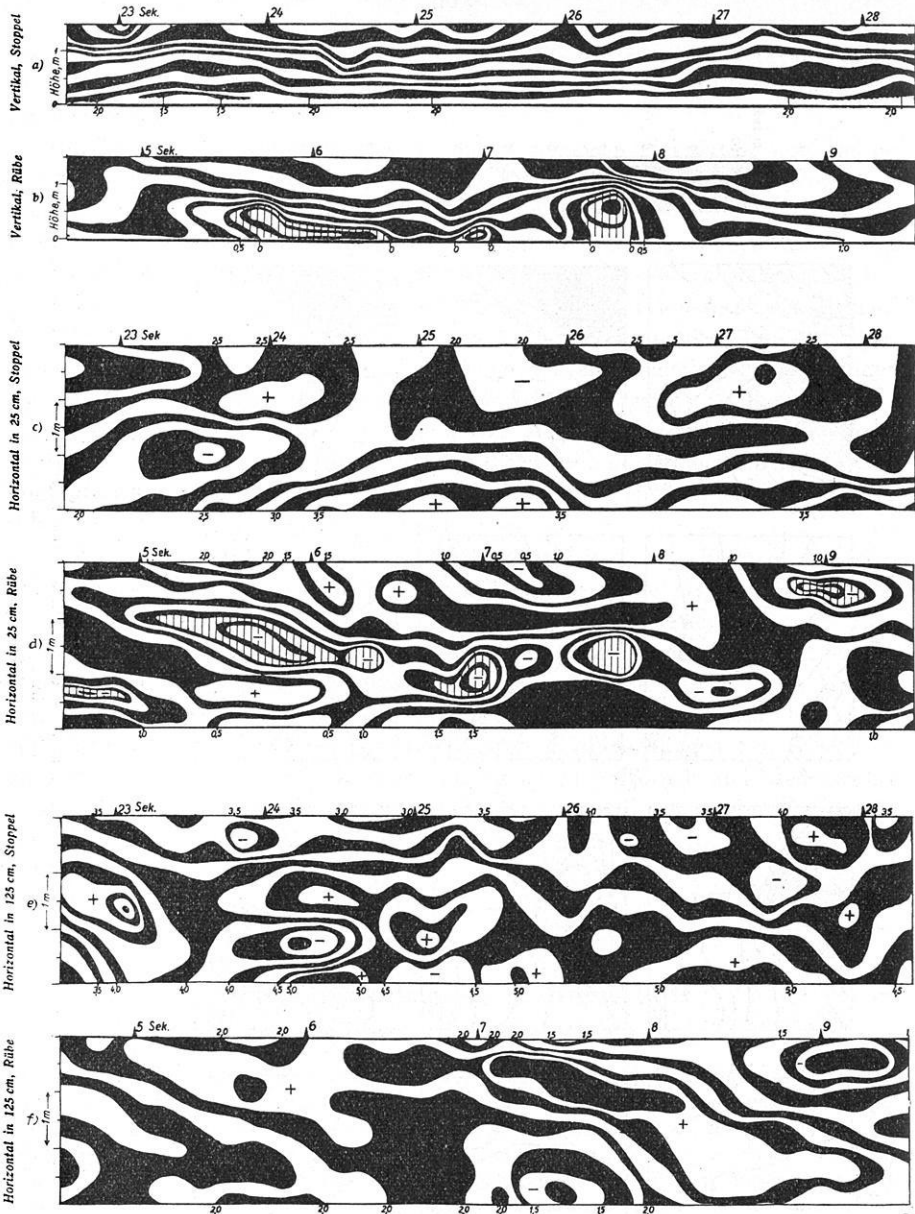


Fig. 2.

Isoplethendarstellung der Windaufzeichnungen von Hommelsheim, Oktober 1928. Teilung links Meter, große Zahlen oben geben Sekunden an, kleine oben und unten die Bezeichnung (m/sek) der Geschwindigkeitslinien, die hier als Ränder der geschwärzten Streifen auftreten; Bereiche negativer Geschwindigkeit schraffiert. a) und b) Vertikalschnitte, c) und d) Horizontalschnitte in 25 cm, e) und f) in 125 cm Höhe. a), c) und e) über Stoppelfeld, b), d) und f) über Rübenkraut. Die dem Boden gleichlaufenden Streifen in a) weisen auf ruhige Windschichtung hin, in b) dagegen treten starke Störungen, insbesondere Strömungen gegen die allgemeine Windrichtung auf. In 25 cm über dem Boden ist der Wind über Stoppeln, c), wesentlich ausgeglichener als über Rübe, d); in 125 cm ist das Verhältnis umgekehrt, über Stoppeln, e), unruhiger als über Rübe, f).

platz Aspern bei Wien, die seinerzeit bereits erwähnt wurden, aber nun erst ausgewertet vorliegen. An 25 Punkten eines quer zur Windrichtung aufgerichteten Quadrates von 10 m Seitenlänge wurden die Augenblicksgeschwindigkeiten des Windes alle Siebentel Sekunden bestimmt und damit zunächst Isotachen für diese Zeitpunkte gezeichnet. Ausschnitte daraus gibt Fig. 1: jedesmal senkrecht untereinander drei Augenblicke, die je eine Sekunde auseinander liegen; der Zeitraum zwischen 1a und 1b betrug 17 Sekunden, zwischen 1b und 1c 26 Sekunden, von da zu 1d 27 Sekunden. Man sieht bestätigt, was teilweise schon früher aus geringem Material geschlossen wurde: keine einheitliche Zunahme der Windgeschwindigkeit zu größeren Höhen in jedem Augenblick; eine Unsumme der verschiedensten Störungen, wie Geschosse dringen rascher bewegte Luftmassen in die allgemeine Strömung ein. So entstehen überraschend große Unterschiede der Geschwindigkeit selbst an benachbarten Punkten. Jedenfalls kann man gelegentlich mit einem Verhältnis der Druckkräfte gleich 1 : 20 rechnen, wenn die zwei Punkte auch nur 2 m voneinander abstehen (Fig. 1d).

Vielleicht noch eindrucksvoller ergibt sich diese Unabhängigkeit benachbarter Stromfäden, wenn man aus den Isotachendarstellungen andere ableitet, die den zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeit längs senkrechter oder waagerechter Schnitte durch die Front vermittelt Isoplethen darstellen. Dafür wird hier (Fig. 2) ein Beleg aus einer anderen Versuchsreihe gegeben, angestellt in Hommelsheim bei Düren (Rheinland) im Herbst 1928. Man hatte dort

scharfe Gegensätze in der Rauigkeit des Bodens zur Verfügung, als Extreme einerseits Stoppfeld, ziemlich eben, ganz anschließend an die flache Umgebung, andererseits ein Rübenfeld, dessen Kraut sehr einheitlich stand. Es wurde mindestens auf einer Strecke von 200 m überweht, was sicherlich genügte, um der Strömung bis  $1\frac{1}{2}$  m Höhe hinauf ihren endgültigen Charakter zu erteilen.

In Fig. 2 a und b sind senkrechte Schnitte dargestellt, gewonnen dadurch, daß in das Zeit-Höhen-Koordinatensystem die jedem Punkt entsprechende Geschwindigkeit eingetragen, dazwischen Linien gleicher Geschwindigkeit in Stufen von je 25 cm/sek gezogen und endlich die zwischen zwei solchen liegenden Streifen abwechselnd geschwärzt und weiß gelassen wurden. Man verzichtet dabei allerdings auf eine rasche Übersicht über die absoluten Werte der Geschwindigkeit, hat aber Gefälle und Störungen um so deutlicher vor Augen, und insbesondere müßte sich in dieser Darstellung eine Wirbelbewegung klar herausheben. Sie müßte ja, unabhängig von einer Fortbewegung der etwa waagrecht anzunehmenden Wirbelachse, ähnlich aussehen wie Fig. 3. Tatsächlich fanden wir in allen bisher untersuchten Streifen keine einzige Stelle, die einem solchen Bild nur annähernd so entsprechen würde, wie die Stelle in der Sekunde 7 über

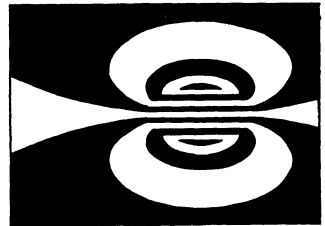


Fig. 3.

Bild eines Wirbels mit einer zur Bildebene senkrechten Achse in derselben Darstellung wie Fig. 2.

Rübe, Fig. 2 b, wo oben etwas größere Geschwindigkeiten als die mittlere auftraten, unten aber der letzteren direkt entgegengesetzte Strömung. Und doch entspricht auch dieser Fall nicht der Vorstellung, die wir uns machen; das geht aus Fig. 2 d und f hervor, die zwei waagerechte Schnitte, in 0.25 und 1.25 m Höhe, in gleicher Weise behandeln. Sicherlich ist da kein Anzeichen einer waagerechten Achse zu sehen, ebensowenig aber ein Abbiegen der Achse nach oben oder unten. Wenn man also nicht schon jeden Geschwindigkeitsunterschied als Wirbel auffassen will, dann hat man vollkommen von der Vorstellung abzugehen, die Turbulenz bestehe darin, daß der ganze Raum von Wirbelbewegungen erfüllt sei. Es sind vielmehr wirklich ganz unregelmäßige Strömungsfäden, die wir da antreffen. Eigentliche Wirbel wird man vielleicht bloß in ganz kleinen Dimensionen anzunehmen haben, in denen sich eben die Turbulenzenergie durch Reibung aufzehrt.

Wenn wir nach Gegenständen, die der Wind mit sich nimmt, urteilen, so drängen sich uns allerdings Wirbel als scheinbar wesentlich auf; wir dürfen aber nicht vergessen, daß da fast immer einzelne Hindernisse in der Nähe sind, an denen naturgemäß Wirbel entstehen, ferner, daß man sich gerade bei einem durchsichtigen Medium sehr leicht in der Entfernung täuscht und dann fälschlich auf Wirbel geführt wird. Bei aufmerksamem Betrachten z. B. von Rauchfahnen konnte nur sehr selten eine Andeutung von wirklicher Rotation gefunden werden, und da gab sie auf keinen Fall den allgemeinen Charakter an.

Aus Fig. 2 entnehmen wir aber weiteres: Der Unterschied der Unterlage macht sich in der Weise deutlich, daß im allgemeinen die Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe über dem ebenen Boden (Fig. 2 a) klar hervortritt (waagerechte, mehr parallele Streifen); daß aber davon im Falle größerer Rauigkeit (Fig. 2 b) nicht mehr viel übrigbleibt, wenigstens nicht in den alleruntersten Schichten. Ferner entstehen die negativen Geschwindigkeiten (in der Figur durch senkrechte Schraffur hervorgehoben) durchaus nicht, wie man vielleicht erwarten könnte, ganz am Boden, sondern in einiger Höhe darüber. Daß der waagerechte Schnitt in 25 cm Höhe über Rübe (2 d) wesentlich unruhiger wirkt als der über Stoppeln (2 c), wird nicht weiter verwundern, wohl aber, daß das Verhältnis in 125 cm (2 e und f) deutlich umgekehrt ist. Man darf darin wohl den Beleg sehen, daß ein Teil der Unordnung der Bewegung spontan inmitten der Strömung, also in größerer Höhe über dem Boden, entsteht, wo ja die Einschränkung durch die Begrenzung weniger fühlbar ist; ein anderer Teil aber wird unmittelbarer durch die Rauigkeit der Unterlage erzeugt, macht sich in die Höhe hinauf zwar fühlbar, aber mit rasch abnehmender Stärke. Wir haben hier offenbar in dem Bereich bis etwa 1 m hinauf das vor uns, was bei Laboratoriumsversuchen als Grenzschicht definiert wurde.

Wesentlichen Fortschritt in der Versuchstechnik bedeutete es, als im vergangenen, durch seine langanhaltende Frostperiode dafür günstigen Winter ein großes Stahlrohrgerüst von 12 m Breite bei 6 m Höhe zur Anbringung der Druckplatten verwendet werden konnte. Es war auf 5 Kufen auf den gefrorenen

*Windstruktur hinter einem Hindernis  
Aufnahme auf dem gefrorenen Neusiedlersee. 2. Februar 1929. Bei NW-Wind, klar, -18,9°C*

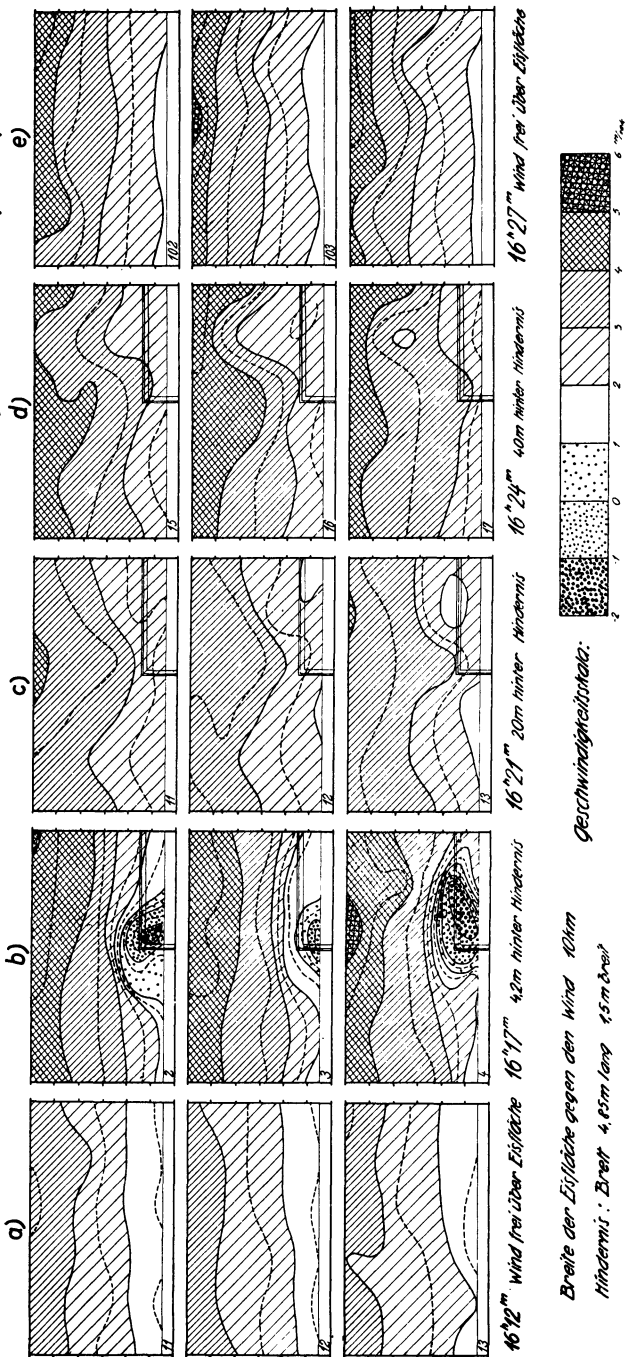


Fig. 4.

Augenblicksaufnahmen vom gefrorenen Neusiedlersee, 2. Februar 1929, in einem Querschnitt von 12 m Breite und 6 m Höhe. Die untereinander stehenden Bilder in je einer Sekunde Zeitintervall, Teilung an der Seite in Meter. a) und e) ohne Hindernis, Wind strömt frei über 11 km schneebedeckter Seefläche heran. In b) wurde etwa 4 m vor der Front eine 1,5 m hohe Bretterwand aufgestellt, die das Rechteck angedeutete Gebiet abschirmte. In c) und d) war diese Wand in 20 bzw. 40 m Entfernung aufgestellt. Man beachte, wie die sonst, a) und e), doch recht gute Windschichtung durch das Hindernis gestört wird, auch wenn dieses erheblichen Abstand hat.

Seeflächen leicht schwenkbar und an Punkte zu schieben, die besonderen Anschluß liefern konnten, etwa in verschiedenen Abstand vom gegenüberliegenden Ufer oder von niedrigen Inseln. Es wurden mit bestem Erfolge sowohl am gefrorenen Neusiedlersee (südöstlich von Wien, mehr als 10 km Breite) wie auch am Lunzersee (südwestlich von Wien) benutzt. Bemerkenswert war es, daß die über die schneebedeckte Eisfläche heranwehende Luft offenbar sehr ruhig floß, ruhiger als dies ein Versuch über Wasser an derselben Stelle (Herbst 1927) ergeben hatte. Mit gleicher Einrichtung wurde die Wirkung eines kleineren künstlichen Hindernisses verfolgt, einer Bretterwand, die insbesondere an den Ecken Wirbelströmungen erzeugte (Fig. 4), die noch auf weite Strecken dahinter scharf abgesetzt merkbar blieben.

Von den verschiedenartigen Wirkungen der Turbulenz, oder allgemeiner gesagt des „Austausches“ wurde im Zusammenhang damit gelegentlich der Kohlensäuregehalt der Luft erforscht, und zwar mit einer neuen Methode, die es gestattet, rasch hintereinander Proben zu entnehmen. Was aus der Analyse der Windstruktur notwendig gefolgert werden mußte, was sich übrigens auch aus anderen meteorologischen Überlegungen als wahrscheinlich ergeben hatte, nämlich das Vorkommen sehr starker Schwankungen innerhalb ganz kurzer Zeit, konnte überzeugend nachgewiesen werden\*).

Daß man durch die ganzen Untersuchungen ein neues Arbeitsgebiet mit einer Fülle von Zusammenhängen und Aufschlüssen erst angeschnitten hat, das ergab sich außer dem Dargelegten auch aus einer Vorführung von Beispielen aus verschiedenen zeitlich auseinander liegenden Reihen durch Laufbilder. Solche Aufnahmen legen es nahe, für das Studium des Windes auch die unmittelbar gegebenen Kennzeichen von Luftbewegung, etwa das Wogen von Getreidefeldern oder die Rauchfahnen von Schornsteinen, zu verwenden.

Wien, Hochsch. f. Bodenkultur, Lehrkanzel f. Meteorologie u. Klimatologie.

---

## Das Lochkartenverfahren.

Von **Leo Wenzel Pollak**, Prag. — (Mit Demonstrationen.)

An Lichtbildern und durch Vorführung eines vollständigen statistischen Maschinenaggregates wurde die Technik des Lochkartenverfahrens erläutert und die Aufstellung von Verteilungstafeln, die Analyse periodischer Vorgänge und Berechnung von Korrelationen mit Lochkarten und nach neuen Verfahren besprochen. Insbesondere wurde eine von Pollak angegebene neue Sortiermaschine zur Gezeitenanalyse erklärt und Referent legte vielversprechende Spektren meteorologischer Elemente von Stumpff vor.

Der Vortragende behandelte im ersten Teil seines Referates die Rationalisierung und Mechanisierung der Verwaltung und Verrechnung geophysikalischen

---

\*) Vgl. P. Lehmann: Fortschritte der Landwirtschaft (1929).

Zahlenmaterials und erläuterte an der Hand von Lichtbildern insbesondere das Prinzip und die Technik des Lochkartenverfahrens. Es wurden die Normal- (Blanko-) und Dualkarte, welche bei zentraler Verarbeitung des Lochkartenmaterials im laufenden klimatologischen Dienste sehr in Betracht käme, die neue, bedeutungsvolle 80spaltige Hollerith-Lochkarte und die im tschechoslowakischen Lochkartennetz seit mehr als einem Jahre in Gebrauch stehenden drei meteorologischen Vordruckkarten projiziert, die verschiedenen Lochapparate und ihre Benutzung zur Übertragung der beobachteten Werte in Lochschrift, sowie die einfachen Lichtkästen und komplizierten Lochprüfmaschinen zur Kontrolle der Lochung, die vollautomatische Vervielfältigung von Lochkarten, die Kopplung von Kartenlochern mit Büro-, Addier- und Vierartenrechenmaschinen, die Lochkartensortiermaschine mit der neuen Aussuchvorrichtung und der Tabellendrucker, heute wohl das vielseitigste geophysikalische Rechenhilfsmittel, zunächst an Lichtbildern, erklärt.

Von Anwendungsgebieten besprach Referent jene, auf welchen er selbst in zweijähriger Beschäftigung hinreichende Erfahrungen gesammelt hat. Die Vorteile der neuen, zum Teil bisher noch nicht veröffentlichten Methoden wurden stets durch Vorführung der Ergebnisse, welche in jedem Falle aus sehr umfangreichem Zahlenmaterial abgeleitet worden waren, erwiesen. Es wurde zunächst die Aufstellung von Verteilungstabellen meteorologischer Kollektive besprochen, die Pollak zur Ableitung der Charakteristiken der Frequenzkurven z. B. des Luftdruckes und Zeichnung verallgemeinerter Isobaren über Europa und neuestens über Asien geführt hat. Weiter wurde die große Brauchbarkeit des Lochkartenverfahrens in der Periodogrammanalyse dadurch belegt, daß jetzt mit Lochkarten nicht nur jedes Periodogramm und seine beliebig weitgehende Verdichtung vollautomatisch in aller kürzester Zeit hergestellt werden kann, sondern mit der von Pollak jüngst angegebenen neuen Sortiermaschine zur Gezeitenanalyse es möglich ist, in einem einzigen Arbeitsgange und in wenigen Minuten die harmonischen Konstituenten aller Tiden, und zwar gleichzeitig für 25 Häfen aus beliebig umfangreichem Beobachtungsmaterial abzuleiten. Die Erprobung der Verfahren erfolgte an (7670) internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen, für welche die Anwendung des Darwinschen Verfahrens eine 29.9 Tage betragende (reelle) Periode mit nahezu vierfacher Expektanz ergeben hat. Ferner legte Pollak die Ergebnisse und ihre kartographische Darstellung umfangreicher Korrelationsuntersuchungen vor, welche die Temperaturverhältnisse der ganzen Erde im Januar, Juli und Jahr betreffen und die den Übergang bildeten zu einer vorläufigen Besprechung der von Privatdoz. Dr. Karl Stumpff in Breslau mit seinem geistreichen optischen Periodographen gewonnenen Spektren meteorologischer Elemente, über die Pollak zu berichten von Stumpff ermächtigt worden war. Die groß angelegten Forschungen Stumpffs, welche mit dankenswerter Unterstützung der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft erfolgen, versprechen, unser Wissen auf jeden Fall wesentlich zu bereichern und einen wertvollen Aufschluß über

die Verschiedenheiten der Klimate zu geben. Sie waren aber ohne den überaus ökonomisch arbeitenden Analysator Stumpffs bisher kaum ausführbar.

Am Schlusse demonstrierte Pollak seinen neuen, von der Firma W. Lambrecht, Göttingen, in uneigennützigster Weise hergestellten und zum Vertriebe übernommenen vereinfachten Lochapparat (Neometeorhandlocher) für den laufenden meteorologischen Dienst, durch welchen nach Meinung und Erfahrung des Referenten erst das Lochkartenverfahren im klimatologischen Betrieb lebensfähig wird, und ein von der Remington-Powers-Lochkartengesellschaft in Berlin zur Verfügung gestelltes vollständiges Aggregat statistischer Maschinen im Betriebe. Auf der Sortiermaschine wurde ein Intervall einer Verteilungstafel einer asiatischen Station, mit dem Tabulator ein vollständiges Phasenperiodogramm von sieben umfangreichen Zahlenreihen in einem einzigen Arbeitsgange vor dem Auditorium berechnet und die Herstellung von Lochkarten und ihrer Duplikate mit dem automatischen Powers-Schnellocher vorgeführt.

Zur Demonstration der in Prag ausgearbeiteten und im Statistischen Staatsamte der Tschechoslowakischen Republik erprobten Lochkartenverfahren hatte das genannte Statistische Staatsamt den Vorstand seiner Maschinenabteilung Obersektionsrat Ing. A. Světlík und einen Mechaniker entsendet und das für die Vorführung erforderliche und entsprechend vorbereitete umfangreiche Lochkartenmaterial beigelegt.

Ein ausführliches Referat erscheint in der Zeitschrift „Die Naturwissenschaften“.

---

## Mitteilungen.

### Berichtigungen.

Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. V, Heft 7, 1929:

Auf S. 261, Zeile 7 ist hinter die Zahl 109 das Wort stations zu setzen.

„ S. 267 muß Gleichung (1) lauten:  $\frac{\partial g}{\partial s} = 2\pi k^2 \partial \epsilon M = \dots$

„ S. 270, in der 6. Zeile muß es heißen: Dossor — 2  $\gamma$ .

„ S. 270, „ „ 7. „ „ „ „ : Tulughen — 1  $\gamma$ .

„ S. 286. 3. Zeile von unten lies: 36 956.7 statt 3 695.7.

„ S. 287, 2. „ „ oben „ : 52  $d$  statt 55  $d$ .



Diese Seite fehlt in der Vorlage

This page is missing in the book

Diese Seite fehlt in der Vorlage

This page is missing in the book

Diese Seite fehlt in der Vorlage

This page is missing in the book

Diese Seite fehlt in der Vorlage

This page is missing in the book

## II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde.

- F. Linke: Bemerkung zu R. Stoppel: Untersuchungen über die lokalen Schwankungen des Erdpotentials. S. 46.
- A. Nippoldt: Die Verteilung der regelmäßigen, täglichen Variationen des Erdmagnetismus in Mitteleuropa. S. 80.
- K. Wölcken: Bericht über den jetzigen Stand der Untersuchungen über die durchdringende Höhenstrahlung. S. 151.
- C. Stürmer: Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen. S. 177.
- M. Grotewahl: Die magnetische Aufnahme der Ostsee mit dem eisenfreien Schiff „Cecilie“. S. 255.
- A. Wigand: Die Feinstruktur des luftelektrischen Feldes. S. 319.
- B. Weinberg: Die Größenordnung der lokalen magnetischen Variationen und die Methodologie der magnetischen Aufnahmen. S. 321.
- H. Israël: Ein transportables Meßgerät für schwere Ionen. S. 342.
- A. Nippoldt: Unsere heutige Kenntnis über die Verteilung des Erdmagnetismus. S. 351.
- H. Haalek: Über das Vorhandensein einer magnetischen Wirkung durch rotierende Massen und die Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus. S. 359.

## III. Physik der Atmosphäre.

- L. W. Pollak: Fortschritte in der Anwendung des Lochkartenverfahrens auf geophysikalische Probleme. S. 33.
- R. Mügge: Über die Stratosphärentemperatur und die Strahlungsbedingungen der oberen Atmosphäre. S. 194.
- P. A. Galbas und W. Marten: Absolute Sonnenstrahlungsmessungen in der freien Atmosphäre im Flugzeug. S. 322.
- A. Wagner: Zur Theorie der Häufigkeitsverteilung von Fehlern in der Ebene mit besonderer Berücksichtigung der Windvektoren. S. 366.
- R. Mügge: Bericht über die Versammlung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Dresden vom 6. bis 9. Oktober. S. 371.

- P. Duckert: Zur Erforschung der höheren. Atmosphärenschichten. S. 377.
- E. Alt: Der Stand des meteorologischen Strahlungsproblems. S. 385.
- Fr. Baur: Der gegenwärtige Stand der meteorologischen Korrelationsforschung. S. 391.
- A. Wagner: Zur Frage der Schwankungen der allgemeinen Zirkulation. S. 399.
- W. Schmidt: Strömungsforschung in freier Luft. S. 404.
- L. W. Pollak: Das Lochkartenverfahren. S. 410.

## IV. Angewandte Geophysik.

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

Magnetische, elektrische, radioaktive und thermische Methoden.

- H. Haalek: Über die Wirkung der Zuleitungen vom Generator zu den Elektroden auf die elektromagnetischen Feldmessungen. S. 37.
- J. Koenigsberger: Zur Anisotropie der physikalischen Parameter von Gesteinen speziell der magnetischen Suszeptibilität. S. 62.
- J. N. Hummel: Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Rahmenmethoden. S. 72.
- J. N. Hummel: Der scheinbare spezifische Widerstand. S. 89.
- J. N. Hummel: Modellversuche mit der Viertelwellenmethode. S. 104.
- J. N. Hummel: Der scheinbare spezifische Widerstand bei vier planparallelen Schichten. S. 228.
- M. Müller: Geophysikalische Feldmessung mit niederfrequenten Wechselströmen. S. 256.
- H. Seblatnig und A. Graf: Zur Messung der horizontalen Störungskomponente des erdmagnetischen Feldes. S. 329.
- A. Graf: Über theoretische Kippisoklinen und Horizontalisdynamiken bei Induktionsmethoden. S. 331.
- M. Müller: Der Einfluß der Anisotropie der Medien auf die Verteilung elektromagnetischer Wechselfelder verschiedener Frequenz. S. 335.

### **Mitteilungen und Verschiedenes.**

- Hugo Hergesell zum 70. Geburtstage. S. 85.
- Note regarding progress of Cruise VII of non-magnetic yacht Carnegie. S. 32.
- Seismische Meldungen im Anschluß an amerikanische Wettertelegramme. S. 47.
- Note regarding the work of the Carnegie from Callao, Peru, to Papeete, Tahiti. S. 83.
- American Geophysical Union. S. 84, 260.
- Preis Ausschreiben der Österreichischen Gesellschaft für Meteorologie. S. 84.
- Seismological Reports in Code. S. 87.
- Wettbewerb der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik. S. 87.
- Geophysical Survey Act 1928. S. 88.
- Achte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Dresden, 3. bis 5. Oktober 1929. S. 88, 171.
- Neuerscheinungen. S. 172.

- Note regarding the movements of the Carnegie since leaving Papeete, Tahiti. S. 252.
- Bericht über die achte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 3. bis 5. Oktober 1929 in Dresden. S. 323.
- Mitgliederverzeichnis der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach dem Stande vom 1. Juli 1929. Heft 3/4.
- Berichtigungen. S. 48, 260, 412.

### **Literaturverzeichnis.**

- S. I bis XVI. Heft 2.
- S. XVII bis XLVIII. Heft 8.

### **Geophysikalische Berichte.**

- S. 1 bis 44. Heft 1.
- S. 45 bis 88. Heft 2.
- S. 89 bis 136. Heft 3/4.
- S. 137 bis 152. Heft 5/6.
- S. 153 bis 160. Heft 7.

## Literaturverzeichnis.

Abkürzungen, die bei den Quellenangaben benutzt worden sind.

<p>Abh. = Abhandlungen. Ann. = Annalen, Annals, Annales. Arch. = Archiv. Astr. = Astronomie, Astronomy oder astronomisch, astronomical, astronomique. Ass. = Association. Beitr. = Beitrag, Beiträge. Ber. = Bericht, Berichte. Bol. = Bolletino, Boletim. Bull. = Bulletin. Coll. = College, Collegio. Comm. = Commission. Contr. = Contribution. Counc. = Council. CR. = Comptes Rendus. Diss. = Dissertation. Dt. = Deutsch. Earthqu. = Earthquake. Encykl. = Encyklopädie. Erdk. = Erdkunde. Geod. = Geodäsie, Geodesy, Géodésie oder die betr. Adjektive. Geoph. = Geophysik, Geophysics, Géophysique oder die betr. Adjektive.</p>	<p>Ges. = Gesellschaft. Int. = International. Inst. = Institut, Institution. Instr. = Instrument. Instrk. = Instrumentenkunde. J. = Journal. Jb. = Jahrbuch. Komm. = Kommission. Labor. = Laboratorium, Laboratory. Mag. = Magazin. Magn. = Magnetismus. Med. = Mededeelingen, Meddelelser. Mem. (Mém.) = Memoiren, Mémoires, Mémoires. Met. = Meteorologie. Mitt. = Mitteilungen. Nachr. = Nachrichten. Nat. = National. Not. = Notices. Obs. = Observatorium, Observatory, Observatorio. Observ. = Observations. Oss. = Osservatorio. Proc. = Proceedings.</p>	<p>Publ. = Publikationen, Publications, Publications. QuJ. = Quarterly Journal. Rend. = Rendiconto. Res. = Research. Rev. (Riv.) = Review, Revue (Rivista). Repr. = Reprint. SA. = Sonderabdruck. Sc. = Science(s). Scient. = Scientific, Scientific. Soc. = Society, Société. Sternw. = Sternwarte. Surv. = Survey. Techn. = Technik. T. H. = Technische Hochschule. Trans. = Transactions. Univ. = Universität. Verh. = Verhandlungen. Veröff. = Veröffentlichungen. Wiss. = Wissenschaften. Yb. = Yearbook. Z. = Zeitschrift. Ztg. = Zeitung.</p>
--	--	--

### I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

#### 1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung, Zeitdienst, Uhren.

- King, Edw. S.: Rotation of Earth and magnetostriction. *Nature* **123**, 15—16, No. 3088, 1929.
- Ferrié, G.: L'opération des longitudes mondiales (octobre—novembre 1926). *CR.* **186**, 609—612, 1928.
- Hartmann, J.: Nueva determinación de la longitud geográfica dell Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de La Plata. *La Plata, Obs. Astr., Publ.* **6**, 67—83, Nr. 5, 1928.
- Lambert, A.: La précision des mesures et son contrôle dans l'opération des longitudes mondiales. *CR.* **186**, 1425—1427, Nr. 21, 1928.
- Volta, L.: Differenze di longitudine fra Genova, Milano, Padova e Napoli determinante nel 1922 con la radiotelegrafia. *Genova, Inst. Idrografico della R. Marina, 1929 (Dagli Annali Idrografici 12).* 4<sup>o</sup>. 39 S.
- Cecchini, G.: Il problema della variazione delle latitudini. *Pubbl. R. Osservatorio Astr. di Brera in Milano*, Nr. 61. Milano 1928. 4<sup>o</sup>. 96 S.
- Cecchini, G.: Sulle variazioni progressive delle latitudini. *Contr. Astr. della R. Specola di Merate (Como)*. Nr. 5. *SA. Rend. Istuto Lombardo di scienze e lettere* (2) **61**, fasc. 6—10. Milano 1928. 8<sup>o</sup>. 16 S.

- Chandon, E.: Sur la variation de la latitude de l'Observatoire de Paris. CR. **186**, 1823—1825, Nr. 26, 1928.
- Esclangon, E.: Sur les déplacements apparents de l'étoile polaire. CR. **188**, 857—860, No. 12, 1929.
- Gougenheim, A.: Sur l'emploi de l'astrolabe à prisme pour l'étude des variations des latitudes. CR. **187**, 281—284, Nr. 5, 1928.
- Kimura, H.: The International Latitude Service. Vierteljahrsschr. d. Astr. Ges. **63**, 359—361, Heft 4, 1928.
- Stetson, H. T.: Variation of Latitude with the Moon's position. Nature **123**, 127—128, No. 3091, 1929.
- Arcaÿ, G. P.: De l'influence des trépidations sur la marche des chronomètres. CR. **187**, 1125—1128, Nr. 24, 1928.
- Bigourdan, G.: Sur diverses méthodes employées pour le calcul des corrections de pendule. CR. **186**, 1245—1247, 1928.
- Bigourdan, G.: Sur l'unification des signaux horaires radiotélégraphiques. CR. **187**, 453—457, Nr. 10, 1928.
- Brockamp, B.: Registrierung von radio-gegebenen Zeichen. Z. f. Geoph. **4**, 404—405, Heft 7/8, 1928.
- Ditisheim, P.: Correction de l'effet du champ magnétique sur la marche des montres. CR. **187**, 808—810, Nr. 19, 1928.
- Ishimoto, M. and Tuzi, K.: Monthly means of the daily rates of the Riefler clock in the Tokyo Astronomical Observatory and their bearing on the occurrence of earthquakes. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **6**, 355—357, 1929.
- Ishimoto, M. et Tuzi, K.: Variations diurne de marche d'une horloge astronomique et leurs relations avec l'apparition des tremblements de terre. Tokyo Proc. **5**, 17—20, No. 1, 1929.
- Jackson, J.: Shortt clocks and the Earth's rotation. London, R. Astr. Soc., Monthly Not. **89**, 239—250, No. 3, 1929.
- Lejay, P.: Sur un chronographe enregistrant le dix-millième seconde, et son application à la mesure des irrégularités des pendules astronomiques. CR. **188**, 1089—1091, No. 17, 1929.
- Lotze, Fr.: Zeitvergleich mittels Russchreibers. Z. f. Geoph. **4**, 400—403, Heft 7/8, 1928.
- Mahnkopf, H.: Die Registrierung von Pendelschwingungen ohne elektrische Kontakte. Dt. Uhrmacher-Ztg. 1929, Nr. 9 und 11.
- Stoyko, N.: Calcul approché de l'influence des termes à courte période dans la détermination de l'heure par la lunette méridienne. CR. **187**, 931—933, Nr. 21, 1928.

## 2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.

- Aliverti, G.: La determinazione delle costanti del geoide mediante misure di gravità. Nuovo Cimento (nuovo Ser.) **4**, 224—230, 1927.
- Banachiewicz, Th.: Sur l'ellipticité de l'équateur terrestre. CR. **188**, 46—47, No. 1; 492—493, No. 7.
- Banachiewicz, Th.: Zur Frage der Elliptizität des Erdäquators. Acta Astronomica **1**, 51—57, Ser. c, 1929.
- Bonsdorff, Ilmari: Das Theorem von Clairaut und die Massenverteilung im Erdinnern. Veröff. Finn. Geod. Inst. 10. Helsinki 1929. 8°. 10 S.
- Bianchi, E.: Osservazioni sulla comunicazioni precedente. Milano, Seminario Mat. e Fis., Rend. **1**, 25—26, 1927. (Siehe Maggi.)
- Bianchi, E.: Osservazioni sulla comunicazione di C. Somigliana. Milano, Seminario Mat. e Fis., Rend. **1**, 117—118, 1927. (Siehe Somigliana.)
- Bossolasco, M.: Sur l'ellipticité de l'équateur terrestre. CR. **187**, 814—815, Nr. 19, 1928; **188**, 238—240, Nr. 3; 694—696, Nr. 10, 1929.
- Bowie, W.: Comparison of old and new triangulation in California. U. S. Coast and Geodet. Survey. Spec. Publ. 151. Washington 1928. 8°. 50 S.



- Cassinis, G.: Sulla determinazione della schiacciamento terrestre mediante valori della gravità. Torino Atti **62**, 643—649, 1927.
- Dive, P.: Rotation autour d'un axe d'une masse fluide hétérogène à stratification ellipsoïdale. CR. **186**, 294—296, Nr. 5, 1928.
- Dive, P.: Généralisation du théorème de Stokes sur les figures d'équilibre. CR. **187**, 104—106, 1928.
- Helbronner, P.: Déviations de la verticale dans les Alpes françaises. CR. **186**, 1483—1487, Nr. 23, 1928.
- Helbronner, P.: Déviations de la verticale en Corse. CR. **186**, 1785—1788, Nr. 26, 1928.
- Helbronner, P.: Sur diverses particularités relatives à la mesure de l'arc de méridien des Alpes françaises. CR. **187**, 5—9, Nr. 1, 1928.
- Helbronner, P.: Sur la mesure de l'arc de méridien des Alpes françaises. CR. **187**, 89—93, Nr. 2, 1928.
- Helbronner, P.: La figure de la terre déduite de la mesure de l'arc de méridien des Alpes françaises. CR. **187**, 189—193, Nr. 4, 1928.
- Helbronner, P.: Sur les côtes communs de la triangulation fondamentale italienne et de la description géométrique détaillée des Alpes françaises. CR. **186**, 815—817, Nr. 13, 1928.
- Hopfner, F.: Zur Frage nach der Erdgestalt. Astr. Nachr. **235**, 1—10, Nr. 5617, 1929.
- Maggi, G. A.: Di un recentissimo studio del Somigliana intorno al geoide. Milano, Seminario Mat. e Fis., Rend. **1**, 19—23, 1927.
- Numerov, B.: Relation entre les anomalies locales de la gravité et les dérivées du potentiel. Leningrad, Acad. des Sciences de l'URSS, CR. 1929, 101—105. Russisch.
- Somigliana, C.: Sulla determinazione delle costanti del geoide mediante misure di gravità. Milano, Seminario Mat. e Fis., Rend. **1**, 57—66, 1927.
- Somigliana, C.: Sulla determinazione delle costanti del geoide mediante misure di gravità. Torino Atti **62**, 233—240, 1927.
- Vasiljev, A.: La discussion et la publications des matériaux de la mesure d'un arc de méridien au Spitzberg. Leningrad, Acad. des Sciences, Bull. **1928**, 143—150, Nr. 2.
- Wavre, R.: Rotations permanentes d'une masse fluide hétérogène et géodésie. CR. **186**, 491—492, 1928.
- Wavre, R.: Sur les figures d'équilibre d'une masse fluide hétérogène. CR. **186**, 734—736, Nr. 12, 1928.
- Berger, E.: Drahtlose Fernsteuerung von Koinzidenzapparaten bei relativen Schwere-messungen. Z. f. Instrk. **48**, 366—374, 1928.
- Berger, E. und Mader, K.: Relative Schwerkraftmessungen nach der Referenzmethode mit drahtloser Fernsteuerung der Koinzidenzapparate. Gerlands Beitr. **21**, 355—365, Heft 4, 1929.
- Brillouin, M.: Champ de gravitation extérieur et densités dans la couche superficielle du globe. La question de l'isostasie. CR. **184**, 1609—1613, Nr. 26, 1927.
- Lenox-Conyngham, Gerald. The Cambridge pendulum apparatus. Geogr. J. **73**, 326—341, No. 4, 1929.
- Pjaskowsky, D. W.: Gravimetrische Verbindung Poltawa mit Potsdam. Odessa, Chambre des Poids et Mesures de l'Ukraine, Recueil des travaux gravimétriques **2**, 10—44, 1928.
- Schmehl, H.: Die Reduktion der Koinzidenzzeiten von Pendeln zur Berechnung von Schweredifferenzen. Z. f. Geoph. **5**, 1—15, Heft 1, 1929.
- Schütte, K.: Über den Schwereunterschied München-Potsdam. München Ber. **1929**, 85—93.
- Silva, G.: Determinazioni di gravità relativa eseguite a Genova, Torino e Mondovi nel 1925. Osservatorio Astr. di Padova Num. 3 (Dagli Atti dell' Acad. Scient. Veneto-Trentino-Istria, Vol. 19). Padova 1928. 8°. 24 S.
- Vening Meinesz, F. A.: Gravity expedition of the U. S. Navy. Nature **123**, 473—475, No. 3099, 1929.
- Volet, Ch.: Nouvelle méthode pour la détermination absolue de la gravité par le pendule. CR. **186**, 1044—1046, Nr. 16, 1928.
- Hopfner, F.: Isostasie und Hauptträgheitsachsen. Gerlands Beitr. **21**, 103—111, Heft 1, 1929.

- Nansen, F.: The Earth's crust, its surface forms, and isostatic adjustment. Oslo, Norske Vetenskaps Akad., Avhandl. I. Mat.-Naturwiss. Kl. 1927, No. 12. Oslo 1928. 122 S.
- Helbronner, P.: Sur l'altimétrie de la Corse. CR. **186**, 1330—1334, Nr. 20, 1928.
- Bowie, W.: Possible origin of oceans and continents. Gerlands Beitr. **21**, 178—182, Heft 2/3, 1929.

### 3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie.

- Geszti, J.: Zusammenschub der Erdrinde. Gerlands Beitr. **21**, 36—78, Heft 1, 1929.
- Gutenberg, B.: Der Aufbau der Erdkruste in Europa. Geol. Rundsch. **19**, 433—439, Heft 6, 1928.
- Wolff, F. v.: Das Temperaturgesetz in der Erdkruste. Jb. d. Halleschen Verbandes f. d. Erforschung d. mitteldeutschen Bodenschätze, 7. Bd., N. F., 16 S.

## II. Veränderung und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik.

### 1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

- Cloos, H.: Zur Mechanik der Randzonen von Gletschern, Schollen und Plutonen. Geol. Rundsch. **20**, 66—75, Heft 1, 1929.
- Del-Negro, W.: Zur Alpsynthese. Geol. Rundsch. **19**, 493—498, Heft 6, 1928.
- Scholtz: Tektonische Untersuchungen an Westerwälder Vulkanen. Geol. Rundsch. **19**, 439—448, Heft 6, 1928.

Betim, A.: La théorie de Wegener en présence de quelques observations géologiques concernant le Brésil. CR. **188**, 802—804, No. 11, 1929.

Brüggem, J.: Zur Glazialgeologie der chilenischen Anden. Geol. Rundsch. **20**, 1—35, Heft 1, 1929.

Kraus, E.: Das Wachstum der Kontinente nach der Zyklustheorie. Geol. Rundsch. **19**, 353—386, Heft 5; 481—492, Heft 6, 1928.

Losada y Puga, C. de: La traslación de los continentes, de Wegener, y las variaciones en la duración del día sideral. Madrid Rev. (2) **24**, 143—159, 1928.

Stöltzing, H.: Zu Wegeners Kontinentalverschiebungstheorie. Gerlands Beitr. **21**, 112—115, Heft 1, 1929.

### 2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

Orloff, A.: Sur la rigidité de la terre d'après les observations faites à Paris avec des pendules horizontaux. Odessa, Chambre des Poids et Mesures de l'Ukraine, Recueil des travaux gravimétriques **2**, 1—3, 1928.

Takahasi, R.: Tilting motion of the Earth crust caused by tidal loading. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **6**, 85—108, 1929.

Hodgson, E. A.: Bibliography of seismology. [Fortsetzung.] Bull. Seism. Soc. America **18**, 214—235, Nr. 3, 1928.

The broadcasting of seismological reports. Nature **122**, 968, Nr. 3086, 1928.

The circulation of seismological information by wireless telegraphy. Nature **123**, 148—149, No. 3091, 1929.

Seismische Funkmeldungen der U. S. A. Gerlands Beitr. **21**, 135—137, Heft 1, 1929.

Seismische Meldungen im Anschluß an amerikanische Wettertelegramme. Z. f. Geoph. **5**, 47—48, Heft 1, 1929.

Faustino, L. and Masó, M. S.: The Negros earthquake of 1925. The Philippine J. of Sc. **34**, 144—149, Nr. 2, 1927.

- Fujiwhara, S. and Takayama, T.: On the mechanism of the Great Sagami Bay earthquake on September 1, 1923. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **6**, 149—176, 1929.
- Gherzi, E. de: Note sur les microséismes solitaires (ondes „Z“) de longue période et sur les microséismes à groupes. Z. f. Geoph. **4**, 422—424, 1928, Heft 7/8, 1928.
- Imamura, A.: On the seismic activity of Central Japan. Jap. J. Astr. Geoph. **6**, 119—137, No. 2, 1928.
- Imamura, A.: The Tazima earthquake of 1925. Bull. Imp. Earthqu. Inv. Comm. **10**, 71—107, Nr. 3, 1928.
- Inglada Ors, V.: Cálculo de las coordenadas del foco y del instante inicial de un sismo por medio de las horas de las ondas  $\bar{S}$  registradas en las estaciones próximas. Madrid Rev. (2) **24**, 92—128, 1928.
- Inglada Ors, V.: Nota acerca del cálculo de la profundidad del foco sísmico por el procedimiento S. Mohorovičić' y otros análogos, basados en los sismogramas registrados en las estaciones próximas. Madrid Rev. (2) **24**, 175—201, 1928.
- [Inglada Ors, V.]: Informe sobre la memoria titulada „Contribución al estudio del sismo Pirenaico“ (Canal de Berdum) Ponente: Don José Ma. de Madariaga. Madrid Rev. (2) **24**, 9—18, 1928.
- Ishimoto, M.: Construction d'un pendule horizontal de quartz. et observations sur les variations de l'inclinaison de la surface terrestre. Jap. J. Astr. Geoph. **6**, 83—118, No. 2, 1928.
- Ishimoto, M.: Sur le mécanisme de la production des ondes sismiques. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **6**, 127—147, 1929. Japanisch; franz. Auszug.
- Jélénko, M.: Les grands tremblements de terre en Bulgarie en 1928. CR. **186**, 1562—1563, Nr. 23, 1928.
- Jélénko, M.: Tremblements de terre de Bulgarie en 1928: Situation géologique des régions dévastées et dislocations diverses. CR. **186**, 1741—1743, Nr. 25, 1928.
- Lacoste, J.: Sur la variation diurne de l'agitation microsismique. CR. **187**, 447—449, Nr. 9, 1928.
- Matuzawa, J.: Observation of some recent earthquakes and their time-distance curves (part 2—4). Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **6**, 177—229, 1929.
- Mitchell, G. D.: The Santa Cruz earthquakes of October, 1926. Bull. Seism. Soc. America **18**, 153—213, Nr. 3, 1928.
- Myrbach, O.: Die bebenauslösende Wirkung der Sonnenflecken, gezeigt an der sogenannten elfjährigen Periode. Z. f. Geoph. **4**, 413—416, Heft 7/8, 1928.
- Nakano, H.: Rayleigh waves in cylindrical coordinates. Tokyo, Centr. Met. Obs., The Geoph. Mag. **1**, 255—303, No. 6, 1928.
- Nasu, N.: On the aftershocks of the Tango earthquake. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **6**, 245—331, 1929. Japanisch; engl. Auszug.
- Odone, E.: Per l'interpretazione delle onde sismiche superficiali. Rom. Atti (6) **8**, 64—70, Nr. 1/2, 1928.
- Péntcheff, N.-P.: Les gaz rares des sources thermales et les grands tremblements de terre des 14 et 18 avril 1928 en Bulgarie. CR. **187**, 243—244, Nr. 4, 1928.
- Planiol, R.: Sur un pendule très peu amorti. CR. **187**, 933—935, Nr. 21, 1928.
- Renquist, H.: Über kartographische Darstellung der Seismizität. Z. f. Geoph. **4**, 348—352, Heft 7/8, 1928.
- Rothé, E.: Lacoste, J. et Dammann, Y.: Tremblements de terre en France 1927. CR. **186**, 425—426, Nr. 8, 1928.
- Schwinner, R.: Zur Deutung der Transversalbeben in den nordöstlichen Alpen. Z. f. Geoph. **5**, 16—31, Heft 1, 1929.
- Sezawa, K.: Further studies on Rayleigh-waves having some azimuthal distribution. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **6**, 1—18, 1929.
- Sezawa, K. and Nishimura, G.: Generation of Rayleigh-waves from an internal source of multiplet-type. Tokyo Proc. **5**, 75—77, No. 2, 1929.
- Suyehiro, K.: A device for preventing the instability of horizontal seismometers. Tokyo Proc. **4**, 597—599, No. 10, 1928.

- Takahasi, K.: A graphical determination of the position of the hypocentre of an earthquake and the velocity of the propagation of the seismic waves. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **6**, 231—244, 1929.
- Tams, E.: Die Seismizität der Ozeane und Kontinente. Z. f. Geoph. **4**, 321—348, Heft 7/8, 1928.
- Terada, T. and Miyabe, N.: A long period fluctuation in latitude of the seismic activity on the Earth. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **6**, 333—343, 1929.
- Tokyo, Land Survey Department, On the revision of the altitude of the initial mark for geodetic levelling of Japan after the great Kwanto earthquake. 8°. 5 S., 1 Karte.
- Tynan, J. W.: The new seismic station at Fordham. Instruments **1**, 229—231, Nr. 5, 1928.
- Tsuboi, Ch.: On the postseismic block movements in the Tango earthquake district. Tokyo Proc. **4**, 529—532, Nr. 9, 1928.
- Tsuboi, Ch.: An interpretation of the results of the repeated precise levellings in the Tango district after the Tango earthquake in 1927. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **6**, 71—83, 1929.
- Weickmann, L.: Der Umbau des Leipziger Seismographen und die in den Jahren 1925, 1926 und 1927 aufgezeichneten Erdbeben. Leipzig Ber. **80**, 385—496, 1929. [Auswertung der Registrierungen durch Otto Meissner.]
- Whipple: The action of wind on seismographs. Z. f. Geoph. **4**, 417—419, Heft 7/8, 1928.
- Yamasaki, N.: On the cause of the Tajima earthquake of 1925. Bull. Imp. Earthqu. Inv. Comm. **10**, 109—113, Nr. 3, 1928.

### III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

Carnegie: List of publications of the Department of Terrestrial Magnetism of the Carnegie Institution of Washington, 1904—1927, 39 S. Dasselbe, 1928, 9 S.

#### 1. Das innere Magnetfeld.

- Ault, J. P.: Preliminary results of Ocean magnetic observations on the Carnegie from Reykjavik to Barbados to Balboa, July to October 1928. Terr. Mag. **33**, 189—194, Nr. 4, 1928.
- Baldit, A.: Mesures magnétiques dans le sud-ouest de la France. CR. **187**, 543—545, Nr. 13, 1928.
- Bock, R.: Über die Homogenität des magnetischen Feldes in der Helmholtz-Gaugainschen Doppelkreisanordnung. Z. f. Phys. **54**, 257—259, Nr. 3/4, 1929.
- Burmeister, F.: Erdmagnetische Landesaufnahme von Bayern. Veröff. d. Erdphys. Warte b. d. Sternwarte München. 5. Heft. München, Verlag d. Ak. Wiss., 1928, 87 S.
- Fanselan, G.: Die Erzeugung weitgehend homogener Magnetfelder durch Kreisströme. Z. f. Phys. **54**, 260—269, Nr. 3/4, 1929.
- Heiland, C. A.: Theory of Adolf Schmidt's horizontal field balance. Amer. Inst. of Mining and Metal. Eng., Boston Meeting Aug. 1928.
- Jacquet, Ch. et Bellocq, H.: Mesures magnétiques dans la Corse et la Charente. CR. **186**, 1056—1058, Nr. 16, 1928.
- Madill, R. G.: Magnetic work of the Dominion Observatory. Toronto, J. R. Astr. Soc. Can. **22**, 255—279, 1928.
- Magnetic map of England and Wales. Scal 1:1 000 000 or 15,782 miles to 1 inch. Publ. by the Ordnance Survey Office Southampton. Southampton 1928.
- Mathias, E.: Mesures magnétiques dans l'Allier et le Puy-de-Dôme. CR. **186**, 1083—1085, Nr. 17, 1928.
- Mathias, E.: Mesures magnétiques dans la Creuse, la Dordogne et la Haute Vienne. CR. **186**, 1499—1501, Nr. 23, 1928.
- Mokrovic, J.: Distribution des éléments de magnétisme terrestre dans le royaume des Serbes, Croates et Slovènes. Travaux de l'institut de physique du globe de Zagreb. Zagreb 1928. 8°. 32 S. (Serbisch mit deutsch. und franz. Zusammenfassung.)
- Ordnance Survey Office. A new field-magnetometer. Terr. Mag. **33**, 256, Nr. 4, 1928.

- Reich, H.: Lokale und regionale magnetische Anomalien in Schleswig-Holstein. *Z. f. Geoph.* **4**, 380—383, Nr. 7/8, 1928.
- Rössiger, M.: Die Messung der Horizontal- und Vertikalintensität mit dem Magnetron. *Z. f. Geoph.* **4**, 371—372, Nr. 7/8, 1928.
- Rössiger, M.: Die Messung der Horizontal- und Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron. *Z. f. Instrk.* **49**, 105—113, Nr. 3, 1929.
- Rothé, E. et Hée, A.: Sur les propriétés magnétiques des zones stratigraphiques de la vallée du Rhin. *CR.* **187**, 52—54, Nr. 1, 1928.
- Tiedemann, B.: Die erdmagnetische Vermessung des Stadtgebietes von Königsberg i. Pr. *Mitt. d. Geoph. Warte Gr. Raum d. Univ. Königsberg i. Pr.*, Nr. 7, 1928.

## 2. Das äußere Magnetfeld.

- Chree, C.: The regular diurnal variation of magnetic declination at Kew observatory from selected years of many and few sunspot 1859—1894. *Air Ministry, Met. Off. Geoph. Mem. No. 43*, 33 S. London, H. M. Stationery Office, 1928.
- Clough, H. W.: The 28-month period in solar activity and corresponding periods in magnetical and meteorological data. *Monthly Weather Rev.* **56**, 251—264, Nr. 7, 1928.
- Dijk, G. van: The magnetic character of the year 1927 and review of the years 1917—1927. *Terr. Mag.* **33**, 203—204, Nr. 4, 1928.
- Goldie, A. H. R.: Magnetic storm of Febr. 26—28, 1929. *Nature* **123**, 494, Nr. 3100, 1929.
- Kön. Niederl. Met. Institut. Der magnetische Charakter des Jahres 1927 und Übersicht der Jahre 1917—1927. *Met. Z.* **45**, 487—488, Nr. 12, 1928.
- Lyot, B.: Magnétograph à inscription photographique visible sans développement. *Bull. soc. astr. France* **42**, 402—405, 1928.
- Maris, H. B. and Hulburt, E. O.: Comets and terrestrial magnetic storms. *Phys. Rev.* **33**, 283, Nr. 2, 1929.
- Maurain, Ch. et Eblé, L.: Variation diurne de l'agitation magnétique au Val-Joyeux près Paris. *CR.* **186**, 1641—1642, Nr. 24, 1928.
- Maurain, Ch.: Activité solaire et magnétisme terrestre. *Onde électrique*, Paris **7**, 414—426, 1928.
- Maurain, Ch.: Sur l'orage magnétique du 7 au 8 juillet 1928. *Onde Electricque*, Paris **7**, 363—364, 1928.
- Moidrey, J. de: Études sur le magnétisme terrestre 1877—1927, résumées par J. de Moidrey S. J. Fasc. VI, Chang-Hai, Imprim. de la Mission Catholique, 1928, 47 S.
- Principal magnetic storms: Tsingtau 1928; Cheltenham July—Sept. 1928; Sitka July—Sept. 1928; Watheroo July 1928; Huancayo Aug.—Sept. 1928. *Terr. Mag.* **33**, 257, Nr. 4, 1928.
- Rowland, J. P.: Magnetic storm of Febr. 27—28. *Nature* **123**, 450, Nr. 3099, 1929.

## 3. Polarlicht.

- Aurora borealis (27. Febr.). *Nature* **123**, 387, Nr. 3097, 1929.
- Auroral arcs on Mar. 14 and 16. *Nature* **123**, 504, Nr. 3100, 1929.
- Beals, C. S.: The aurora borealis. *Toronto J. R. Astr. Soc. Can.* **22**, 298—299, 1928.
- Kaplan, J.: The excitation of the aurora green line in active nitrogen. *Phys. Rev.* **33**, 154—156, Nr. 2, 1929.
- Kaplan, J.: The auroral red line. *Proc. Nat. Ac. Sci. of the USA* **14**, 882—884, Nr. 10, 1928.
- The magnetic storm and aurora of July 7—8, 1928. *Monthly Weather Rev.* **56**, 280—281, Nr. 7, 1928.
- Maris, H. B. and Hulburt, E. O.: The ultra-violet light of the sun as the origin of auroras and magnetic storms. *Phys. Rev.* **33**, 269, Nr. 2, 1929.
- Maris, H. B. and Hulburt, E. O.: Note on the ultraviolet light of the sun as the origin of auroral and magnetic storms. *Terr. Mag.* **33**, 229—231, Nr. 4, 1928.
- Maris, H. B. and Hulburt, E. O.: A theory of auroras and magnetic storms. *Phys. Rev.* **33**, 412—431, Nr. 3, 1929.
- Ranzi, J.: Le aurore polari. *Nuov. Cim.* **5**, 1928.

- Störmer, C.: The distribution in space on the sunlit aurora rays. *Nature* **123**, 82, Nr. 3090, 1929.
- Störmer, C.: Auroral work in southern Norway since 1922. *Terr. Mag.* **33**, 195—198, Nr. 4, 1928.
- Thomas, L. H.: Short wave echoes and the aurora borealis. *Nature* **123**, 166, Nr. 3092, 1929.

#### 4. Erdströme, Lufterlektrizität, durchdringende Strahlung.

- Banerji, S. K.: Earth current registration. *Nature* **123**, 506, Nr. 3100, 1929.
- Koenigsberger, J.: Ein Versuch über vertikalen Erdstrom. *Z. d. intern. Bohrtechnikerverbandes* 1928, Nr. 15. Wien-Berlin 1928.
- Stenquist, D.: The diurnal variation of the normal earth-current in northern Sweden. *Terr. Mag.* **33**, 205—210, Nr. 4, 1928.
- McAdie, A.: Franklin's experiment and the energy of lightning. *Monthly Weather Rev.* **56**, 216—219, 1928.
- Brasch, A., Lange, F. und Urban, C. †: Bericht über die Fortsetzung der Generosoversuche. *Naturw.* **17**, 228—229, Nr. 14, 1929.
- Brillouin, M.: Questions d'électricité atmosphérique. *Atti Congresso intern. dei Fisici*, Settembre 1929 **1**, 377—392, 1928 (Bologna).
- Idrac, P.: Recherches sur le champ électrique de l'atmosphère aux grandes altitudes à l'Observatoire de Trappes. *Mém. de l'Office Nat. Met. de France*. Paris, Gauthier-Villars, 1928.
- Lutz, C. W.: Das normale lufterlektrische Potentialgefälle in München 1906—1925. München, Bay. Ak. Wiss. **1928**, 19—36.
- Nukiyama, D.: On the accumulation of electric charge on thunderclouds. Tokyo, Jap. *J. of Astr. and Geoph.* **6**, 63—69, Nr. 1, 1928.
- Nukiyama, D. and Noto, H.: On the electrification of waterdrops. Tokyo, Jap. *J. of Astr. and Geoph.* **6**, 41—61, Nr. 1, 1928.
- Pollet, H.: Sur l'électricité atmosphérique au cours des vents de poussières du nord de la Chine. *CR.* **188**, 406—409, Nr. 5, 1929.
- Sohoni, V. V.: Thunderstorms of Calcutta 1900—1926. *India. Meteor. Dep., Sc. notes*, Vol. 1, Nr. 3. Calcutta 1928.

- Bothe, W. und Kolhörster, W.: Die Natur der Höhenstrahlung. *Naturw.* **17**, 271—273, Nr. 17, 1929.
- Gray, J. A.: Cosmic rays. *Nature* **123**, 477, Nr. 3099, 1929.
- Gray, J. A. and Leary, A. J. O.: Gamma and cosmic rays. *Phys. Rev.* **33**, 292, Nr. 2, 1929.
- Heß, V. F. und Mathias, O.: Untersuchung der Schwankungen der kosmischen Ultra-gammastrahlung auf dem Sonnblick im Jahre 1927. 36. Jahresber. d. Sonnblickvereins 1927. J. Springer, Wien 1929.
- Milikan, R. A. and Cameron, G. H.: Another attempt to find directional effects in cosmic rays. *Phys. Rev.* **33**, 266, Nr. 2, 1929.
- Regener, E.: Messungen über das kurzzeitige Ende der durchdringenden Höhenstrahlung. *Naturw.* **17**, 183—185, Nr. 11, 1929.
- Swann, W. F. G.: The significance of measurement of ionization in closed vessels in relation to cosmic radiation. *Phys. Rev.* **33**, 292, Nr. 2, 1929.

#### 5. Radioaktivität.

- Gray, J. A.: The gamma-rays of radium. *Nature* **123**, 241—242, Nr. 3094, 1929.

#### 6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- Appleton, E. V.: The equivalent heights of the atmospheric ionised regions in England and America. *Nature* **123**, 445, Nr. 3099, 1929.
- Breit, G., Tuve, M. A. and Dahl, O.: Effective heights of the Kenelly-Hearside layer in December 1927 and January 1928. New York, *Proc. Inst. Radio Engin.* **16**, 1236—1239, 1928.

- Bureau, R.: Étude expérimentale des zones de silence dans la propagation des ondes courtes. CR. **188**, 455—457, Nr. 6, 1929.
- Colwell, R. C.: Weather forecasting by the intensity of radio signals. Phys. Rev. **33**, 283, Nr. 2, 1929.
- Duckert, P.: Zur Frage der Küstenbrechung und Peilschwankung elektromagnetischer Wellen. Beitr. Phys. fr. Atm. **14**, 154—162, 1928.
- Lambert, A.: Sur la vitesse de propagation des ondes radiotélégraphiques. CR. **186**, 686—688, Nr. 11, 1928.
- Lugeon, J.: Les atmosphériques des fronts quasi-stationnaires sur le versant nord des Alpes. Arch. des sc. phys. et nat. (Genève) **133**, 5. per., Vol. 10, 67—72, 1928.
- Merritt, E. and Bosturik, W. E.: A visual method of observing the influence of atmospheric conditions on radio reception. Proc. Nat. Ac. Sc. of the USA **14**, 884—888, Nr. 10, 1928.
- Navarrete, J. B.: La influencia de la actividad solar sobre las perturbaciones eléctricas de la atmósfera. La determinacion de la paralaje radio-eléctrica de las tempestades. Bol. Obs. del Salto, Santiago de Chile, Núm. 43, julio de 1928.
- Obata, J. und Munetomo, Y.: Directional observations of the radio-atmospheric disturbances. Rep. Aeron. Res. Inst. Tokyo, Vol. IV, No. 47, 1928.
- Pickard, G. W.: The relation between radio reception, sunspot-position and area. Bruxelles, Union Intern. Radiotél. Sc., Rec. Trav. Assemblée Gén., Washington, Oct. 1927, V. 1, fasc. 1, 1928.
- Schelling, J. C.: Note on the determination of the ionization in the upper atmosphere. New York, Proc. Inst. Radio Engin. **16**, 1471—1476, 1928.
- Schindelhauer, F.: Über elektromagnetische Störungen. El. Nachr. Technik **5**, 442—449, Nr. 11, 1928.
- Störmer, C.: Radio echoes and condition for their occurrence. Nature **123**, 16, Nr. 3088, 1929.
- Störmer, C.: Sur un écho d'ondes électromagnétiques courtes arrivant plusieurs secondes après le signal émis; et son explication d'après la théorie des aurores boréales. CR. **187**, 811—813, Nr. 19, 1928.
- Weather and Wireless. Nature **123**, 545, Nr. 3101, 1929.

#### IV. Physik des Meeres.

##### 1. Instrumente und Methoden der Forschung.

- Bottom Samplers. Hydr. Rev. **5**, 159/160, Heft 2, 1 Taf.
- Echo sounding. Hydr. Rev. **5**, 107—139, Heft 2, 34 Abb., 3 Taf.
- The Survey ship „Hydrographer“. Hydr. Rev. **5**, 25—29, Heft 2, 5 Taf.
- Idrac, P.: New speed and direction recorder for submarine currents. Hydr. Rev. **5**, 155—158, Heft 2, 2 Taf., 2 Abb.
- Kolkwitz, R.: Das Thermoplanktometer. Ber. d. dt.-botan. Ges. **57**, 1. Berlin 1929.
- Luyms: The new Dutsch Surveying Vessel „Willibrord Snellius“. Hydr. Rev. **5**, 29—31, Heft 2, 1 Taf., 1 Abb.
- Rabbeur, G.: Boats for Surveying Vessels. Hydr. Rev. **5**, 33—37, Heft 2, 2 Abb.
- Service, Jerry H.: Phenomena observed in connection with radio-acoustic position finding and echo sounding shielding of the hydrophones. Hydr. Rev. **5**, 141—143, Heft 2.
- Offshore Soundings, use of floating beacons. Hydr. Rev. **5**, 101—106, Heft 2.

##### 2. Berichte von Forschungsinstituten und Expeditionen.

- Akhmatov, V.: Hydrographie japonaise. Schriften üb. Hydr. **54**, Administration de l'Hydrographie. Leningrad 1928.
- Blinov, S.: Célébration de la centième anniversaire de l'Administration de l'Hydrographie. Schriften üb. Hydr. **54**, 231, Administration de l'Hydrographie. Leningrad 1928.
- Douglas, H. P.: Cook as an Hydrographical Surveyor. Geogr. J. **73**, Heft 2. London 1929.
- Expedition to Baffin Bay. Hydr. Rev. **5**, 223—225, Heft 2, 1 Taf.

- Roudowitz, L.: L'expédition scientifique de Maud en 1922—1925 (russ.). Schriften üb. Hydr. **54**, Administration de l'Hydrographie. Leningrad 1928.
- Scripps Institution of oceanography. Annual Report of the President of the University 1926/27 und 1927/28.
- Scripps Institution of oceanography. University of California Register for 1927/28.
- Thorade, H.: Vorläufige Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf „Meteor“. Pet. Mitt. **1929**, Heft 3/4.

### 3. Quellenmaterial, Literaturberichte.

- Getijtafel voor de Kleine Kapoeas voor het jaar 1929. Weltevreden 1928.
- Rapport Atlantique 1927. Kopenhagen 1929.
- Tidal current charts New York Harbour. Dep. of Com., Spec. Publ. 152.
- Tide Tables of the Pacific. Hydr. Depart. Leningrad 1928.

### 4. Bearbeitung von Beobachtungen.

- Arnold-Alabieff, V.: Conditions de navigation dans les glaces du golfe de Finlande avec l'aride des brise-glaces pendant l'hiver 1926/27. Zapiski f. Hydr. **55**, 89.
- Antonov, L.: Courants de la baie d'Eupatoria. Zapiski f. Hydr. **55**, 85.
- Berlage, H. P.: Sea-surface temperatures on some steamer routes in the Malay Archipelago. Verh. Kon. Magnet. en Met. Obs. te Batavia, Nr. 21. Weltevreden 1928.
- Ellsworth, Lincoln: At the North Pole. Ann. Rep. of the Smithsonian. Inst. 1927, S. 321—331, 15 Abb.
- Gallé, P. H.: Klimatologie van den Indischen Ocean, IV. Temperatuur van Lucht en Water. Kon. Ned. Met. Inst., Nr. 102, Meded. en Verh. 29a, Amsterdam.
- Jongolowitsch, J.: Determination de la force de la pesanteur dans la mer par la pendule. Schriften üb. Hydr. **54**, 1, Administration de l'Hydrographie. Leningrad 1928.
- Ito, K.: Hydrogen-ion concentration of seawater in the southwestern Portion of the North Pacific. Records of ocean. Works in Japan **1**, 90, Heft 2. Tokyo 1928.
- Kitran, E.: Sur la hydrologie de la partie NW de la mer Noire (russ.). Zapiski f. Hydr. **55**, 71.
- Miller, R. C., Ramage, W. D. and Lazier, E. L.: A study of physical and chemical conditions in San Francisco Bay especially in relation to the tides. Univ. of Calif., Zoology **31**, 11, 1928.
- Niblack, A. P.: Termination of submarine Relief. Hydr. Rev. **5**, 9—25, Heft 2.
- Pettersson, O.: Changes in the oceanic circulation and their climatic consequences. The Geogr. Rev. **1929**, January.
- Report of a survey of the Continental shelf bordering Japan. I. Record of collecting operations, Nr. 1, Annot. of the oceanogr. Research **3**, 1. Imperial Fisheries Institute. Tokyo 1929.
- Riel, P. M. van: The influence of sea disturbance on surface temperature. Kon. Ned. Met. Inst., Nr. 102, Meded. en Verh. 30, Amsterdam.
- Schott, G.: Über die Wasserbewegungen im Bab el Mandeb. Ann. d. Hydr. **57**, 10, Heft 1.
- Suisan Gakusi: The Density of hydrogen-ion in the sea water in the Southwestern part of Pacific Ocean. The Hydr. Bull. **7**, 12. Tokyo 1928.
- Wüst, Georg: Schichtung und Tiefenzirkulation des Pazifischen Ozeans. Veröff. d. Inst. f. Meeresk. N. F. A., Heft 20.

### 5. Systematische und theoretische Untersuchungen.

- Defant, A.: Stabile Lagerung ozeanischer Wasserkörper und dazugehörige Stromsysteme. Veröff. d. Inst. f. Meeresk. N. F. A., Heft 19.
- Eisner, F.: Widerstandsmessungen an umströmten Zylindern. Mitt. d. Preuß. Versuchsanst. f. Wasser- u. Schiffbau, Heft 4. Berlin 1929.
- Fkman, V. W.: A survey of some theoretical investigation on oceancurrent. J. du Conseil **3**, 3, 1928.
- Thorade, H.: Wo wirken Erdumdrehung und Reibung auf Gezeitenströme? Ann. d. Hydr. **57**, 1, Heft 1.
- Thorade, H.: Beiträge zur Theorie der Gezeitenströme. Gerlands Beitr. z. Geoph. **21**, Heft 2/3, 1929.



## V. Physik der Atmosphäre.

### 1. Statik und Dynamik.

- Becker, R.: Zur Dynamik anisobarer Bewegungen an Gleitflächen. Gerlands Beitr. **21**, 1—32, Nr. 1, 1929.
- Becker, R.: Über oszillierende Bewegungen einer Luftmasse unter dem Einfluß der Erdbodenreibung. Met. Z. **46**, 62—64, Nr. 2, 1929.
- Becker, R.: Reibung und Gleitflächen. Gerlands Beitr. **21**, 162—172, Nr. 2/3, 1929.
- Daubert, D.: Versuch der Darstellung des Stromfeldes der Luft bei auflandigen Winden im Gebiet der Stettiner Bucht. Ann. d. Hydr. **57**, 81—86, Nr. 3, 1929.
- Ertel, H.: Zur Energetik atmosphärischer Luftsäulen. Met. Z. **46**, 10—16, Nr. 1, 1929.
- Esnault-Pelterie: Sur la loi de variation de densité de l'atmosphère en fonction de l'altitude. CR. **187**, 55—56, Nr. 1, 1928.
- Georgii, W.: Über Wirbelbildung an Hindernissen der Erdoberfläche. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **14**, 191—197, Nr. 4, 1928.
- Haurwitz, B.: Die Arbeiten zur Dynamik der Atmosphäre von Diro Kitao. Gerlands Beitr. **21**, 81—102, Nr. 1, 1929.
- Höhndorf, F.: Über Messungen von Luftströmungen an Hindernissen im Windkanal. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **14**, 214—218, Nr. 4, 1928.
- Höhndorf, F.: Die Luftströmung in der oberrheinischen Tiefebene bei westlichen Winden. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **14**, 198—213, Nr. 4, 1928.
- Khanewsky, W.: Zur Frage über die Konstitution und Entstehung hoher Antizyklogen. Met. Z. **46**, 81—86, Nr. 3, 1929.
- Koch, H.: Aufwindmessungen unter Cumuluswolken. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **14**, 266—277, Nr. 4, 1928.
- Palmén, E.: Über die Natur der Luftdruckschwankungen in höheren Schichten. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **14**, 147—153, Nr. 3, 1928.
- Rosby, C. G.: Studies of dynamics in the stratosphere. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **14**, 240—265, Nr. 4, 1928.
- Stüve, G.: Referat über die Polarfront und Äquatorialfronttheorien. Z. f. Geoph. **4**, 361—370, Nr. 7/8, 1928.
- Solberg, H.: Integrationen der atmosphärischen Störungsgleichungen. Erster Teil. Geof. Publik. **5**, Nr. 9, 1928.
- Stoecker, E.: Über erweiterte Gleichgewichtsbedingungen bei stationären Strömungen. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **14**, 119—126, Nr. 3, 1928.
- Wagemann, H.: Über Temperaturänderungen in einer 6 km hohen Luftschicht und gleichzeitig auftretende Schwankungen des Bodendruckes. Met. Z. **46**, 27—33, Nr. 1, 1929.

### 2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.

- Aktinometrischer Monatsbericht. Geoph. Obs. Georgiens, Tiflis (Direktor M. Nodia): S. Mossidse, Aktinometrische Beobachtungen am Geoph. Obs. Georgiens zu Tiflis. Aktinometrische Beobachtungen während der Sonnenfinsternis vom 29. Juni 1927.
- Albrecht, F.: Die Messung und Registrierung der Strahlungsdifferenz Ausstrahlung—Einstrahlung mit einem Effektivpyranometer. Met. Z. **45**, 465—473, Nr. 12, 1928.
- Albrecht, F.: Strahlungsmessungen während der Sonnenfinsternisexpedition nach Lappland im Jahre 1927. Naturw. **17**, 242—243, Nr. 15, 1929.
- Ångström, A.: Über Variationen der atmosphärischen Temperaturstrahlung und ihren Zusammenhang mit der Zusammensetzung der Atmosphäre. Gerlands Beitr. **21**, 145—161, Nr. 2/3, 1929.
- Berichte des Strahlungs-Klimatologischen Stationsnetzes im Deutschen Nordseegebiet. Herausgeg. im Auftrag der Ges. zur Förderung der Klimaforschung im Nordseegebiet von Dr. P. A. Galbas. (Enthält Arbeiten von F. Linke, P. A. Galbas, O. Hoelper, O. Moese.) 51 S. Braunschweig 1928.
- Brazier, C. E.: Données actinométriques sur la région parisienne d'après les mesures faites à l'Observatoire du Parc Saint-Maur. CR. **188**, 809—811, Nr. 11, 1929.

- Büttner, K.: Sonnenstrahlungsmessungen auf dem Brandenburger Haus (3300 m). *Met. Z.* **46**, 25—27, Nr. 1, 1929.
- Cabannes, J. et Dufay, J.: About a recent discussion on the variation of the atmospheric ozone. *Z. f. Geoph.* **4**, 420—421, Nr. 7/8, 1928.
- Conrad, V.: Ermittlung der effektiv möglichen Sonnenscheindauer bei Horizontüberhöhungen. *Gerlands Beitr.* **21**, 366—372, Nr. 4, 1929.
- Devaux, J.: Sur le „rayon vert“. *Bull. soc. astr. France* **42**, 384—389, 1928.
- Dobson, G. M. B., Harrison, D. N. and Lawrence, J.: Measurements of the amount of ozone in the earth's atmosphere and its relation to other geophysical conditions. Part. III. London, *Proc. Roy. Soc. A.* **122**, 456—486, 1929.
- Dorno, C.: Tägliche, jährliche und säkulare Schwankungen der Sonnenstrahlung nach Beobachtungen in Davos. *Z. f. angew. Met.* **46**, 65—84, Nr. 3, 1929.
- Dorno, C.: Tägliche, jährliche und säkulare Schwankungen der Sonnenstrahlung in Davos. Rapport fait à la 1re Conférence internationale de la Lumière, Lausanne Leysin, 10.—13. Sept. 1928. Paris 1928. 8<sup>o</sup>. 36 S.
- Dufay, J.: Recherches sur la lumière du ciel nocturne. *Bull. Obs. Lyon* **10**, 1—188, 1928.
- Duckert, P.: Messungen des Ozongehaltes über Lindenberg. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **14**, 219—239, Nr. 4, 1928.
- Buisson, H.: Mesures de l'ozone de la haute atmosphère pendant l'année 1927. *CR.* **186**, 1229—1230, Nr. 18, 1928.
- Buisson, H.: Mesures de l'ozone de la haute atmosphère pendant l'année 1928. *CR.* **188**, 647—648, Nr. 9, 1929.
- Götz, P.: Filter für das Michelson-Aktinometer. *Verh. Schweizer Naturf.-Ges. Lausanne 1928*, II. Teil, S. 146—147. Zürich 1928.
- Götz, F. W. P.: Beobachtungen über die Höhe der Ozonschicht in der oberen Atmosphäre. *Gerlands Beitr.* **21**, 79—80, Nr. 1, 1929.
- Holzappel, R.: Studien über die Diffusion des Lichtes. *Gerlands Beitr.* **21**, 190—203, Nr. 2/3, 1929.
- I. Intensité et sommes des radiations: 1. Sloutzk (V—VIII), 2. Theodosie (V—VIII), 3. Taschkent (V—VIII), 4. Irkoutsk (V—VIII), 5. Kislovodsk (V—VIII), 6. Wladivostok (I—VIII). II. Intensité de la radiation solaire pour un certain nombre d'atmosphères (Stationen wie vor, dazu Koursk). III. Intensité de la radiation nocturne (Sloutzk, V—VIII). IV. Illumination par la lumière diffuse de l'atmosphère (Sloutzk). *Bull. Comm. Actinométrie Permanente de l'Obs. Geoph. Central. Red. N. N. Kalitine. Leningrad 1929.*
- Kimball, H. H.: Distribution of energy in the visible spectrum of sunlight, skylight and the total daylight. *Intern. Comm. on illum. 7th meeting Sept. 22—28, 1928.* New York 1928. 8<sup>o</sup>. 16 S.
- Linke, F.: Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn W. Kastrow über die Durchlässigkeit der absolut reinen und trockenen Atmosphäre für Sonnenstrahlung. *Met. Z.* **46**, 112—113, Nr. 3, 1929.
- Lunelund, H.: Über die Tageshelligkeit in Finnland. *Soc. Scient. Fennica, Com-mentationes phys. math.* IV, 23. Helsingfors-Berlin 1928. 8<sup>o</sup>. 34 S.
- Michelson, W. A.: 35 Jahre aktinometrische Untersuchungen (russisch). Moskau 1928. Ref. von S. Škreb, *Met. Z.* **46**, 35—37, Nr. 1, 1929.
- Morton, F.: Messungen der photochemischen Ortshelligkeit von Hallstatt mit Eders Graukeilphotometer. *Met. Z.* **45**, 478—479, Nr. 12, 1928.
- Peppler, A. und W.: Beiträge zum Strahlungsklima Badens (Sammelreferat von W. Mörikofer). *Met. Z.* **45**, 491—494, Nr. 12, 1929.
- Pokrowski, G. J.: Über einen scheinbaren Mie-Effekt und seine Rolle in der Atmosphären-optik. *Z. f. Phys.* **53**, 67—71, Nr. 1/2, 1929.
- Rosseland, S.: Stellar spectra in the far ultra-violet. *Nature* **123**, 207, Nr. 3093, 1929.
- Simpson, G. C.: Further studies in terrestrial radiation. *Monthly Weather Rev.* **56**, 322—323, Nr. 7, 1928.
- Stenz, E.: Mesure de la radiation solaire à Zaleszczyki et à Zakopane. *Comm. Inst. Geoph. Met. Lwów* **3**, 421—449, Nr. 37, 1928.
- Stenz, E.: Sur les perturbations de la transparence de l'atmosphère terrestre. *Comm. Inst. Geoph. Met. Lwów* **2**, 704—725, Nr. 21, 1926 (Text polnisch, Rés. franz.).

- Stenz, E.: Radiation solaire et l'opacité atmosphérique pendant l'éclipse du soleil du 29. VI. 1927 à Jokkmokk. Gerlands Beitr. **21**, 270—289, Nr. 2/3, 1929.
- Süring, R.: Ergebnisse und Aufgaben der meteorologischen Strahlungsmessung. Z. f. Geoph. **4**, 387—394, Nr. 7/8, 1928.
- Süring, R.: Forschungsmethoden der Sonnen- und Himmelsstrahlung. „Strahlentherapie“ **31**, 325—329, 1929.
- Tichanowsky, J. J.: Eine Bemerkung über die Abhängigkeit der maximalen Himmelspolarisation von der Sonnenhöhe. Met. Z. **45**, 480, Nr. 12, 1928.
- Tichanowsky, J. J.: Über den Einfluß des Polychroismus auf die beobachtete Himmelspolarisation. Met. Z. **45**, 480—481, Nr. 12, 1928.
- Wagner, A.: Einige meteorologisch-optische Erscheinungen in Spitzbergen. Met. Z. **46**, 114—116, Nr. 3, 1929.

### 3. Akustik.

- Benndorf, H.: Über die experimentelle Erforschbarkeit der höheren Schichten der Atmosphäre I. Phys. Z. **30**, 97—115, Nr. 4/5, 1929.
- Collignon, M.: Les explosions à grande distance. CR. **187**, 357—359, Nr. 6, 1928.
- Meisser, O.: Die Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Sprengungen. Phys. Z. **30**, 170—175, Nr. 6, 1929.

## VI. Angewandte Geophysik.

- Aksenov, P.: L'anomalie gravimétrique dans le domaine de Belgorod de l'anomalie magnétique de Koursk. Leningrad, Acad. des Sc. de l'URSS, Bull. **1928**, 65—88, Nr. 1. Russisch.
- Ambronn, R.: Elements of geophysics. Translated by Margaret C. Cobb. New York, Mc Graw-Hill, 1928. 8°. 372 S.
- Barsch, O.: Über den Verlauf künstlicher elastischer Bodenwellen und die Berechnung der Tiefen der Unstetigkeitsflächen. Jb. Preuß. Geol. Landesanstalt **49**, 327—338, Tl. 1, 1928.
- Belluigi, A.: Sul calcolo della profondità di masse profonde gravimetricamente disturbanti. Gerlands Beitr. **21**, 173—177, Heft 2/3.
- Belluigi, A.: Sulla forma delle masse profonde gravimetricamente perturbanti. Rom Atti (6) **9**, 60—63, fasc. 1, 1929.
- Eve, A. S. and Keys, D. A.: Geophysical prospecting: some electrical methods. U. S. Dept. Comm., Bur. Mines, Tech. Pap. 434, 1928.
- Geophysical methods of prospecting. Demonstration and discussion on geophysical methods of prospecting. Can. Min. Metall. Bull., Montreal 1928, S. 631—725, Nr. 193.
- Heiland, C. A.: Modern instruments and methods of seismic prospecting. Amer. Inst. Min. Met. Eng., Techn. Publ. 149. Class L, Geophys. Prospecting 11. New York 1928. 8°. 19 S.
- Heiland, C. A.: A new graphical method for torsion balance-topographic corrections and interpretations. Bull. Amer. Assoc. of Petrol. geol. **13**, 41—74, Nr. 1, 1929.
- Haalck, H.: Ein elektromagnetisches Meßverfahren zur Erforschung des Stromverlaufs eines dem Erdboden mittels zweier Elektroden zugeführten Wechselstromes. Z. f. Geoph. **4**, 405—413, Heft 7/8, 1928.
- Haalck, H.: Über die Wirkung der Zuleitungen vom Generator zu den Elektroden auf die elektromagnetischen Feldmessungen. Z. f. Geoph. **5**, 37—47, Heft 1, 1929.
- Hopfner, F.: Erdmagnetische Messungen in der Lichtenwörther Gegend und am Steinfelde in Niederösterreich. Gerlands Beitr. **21**, 373—386, Heft 4, 1929.
- Hummel, J. N.: Untersuchung der Potentialverteilung um verschiedene Störungskörper, die sich in einem an und für sich homogenen Stromfelde befinden. Gerlands Beitr. **21**, 204—214, Heft 2/3, 1929.
- Jakosky, J. J.: Operating principles of inductive geophysical processes. New York, Amer. Inst. Min. Metall. Engin. 1928, 39 S.
- Müller, M.: Ein quantitatives elektromagnetisches Meßverfahren zur Bestimmung der Tiefe und des Einfallens von Erzgängen von der Oberfläche aus. Gerlands Beitr. **21**, 234—269, Heft 2/3, 1929.

- Jung, K.: Ergebnisse von Drehwagenmessungen in Schleswig-Holstein. Z. f. Geoph. **4**, 395—400, Heft 7/8, 1928.
- Koenigsberger, J.: Field observations of electrical resistivity and their practical application. New York, Amer. Inst. Min. Metall. Engin. 1928, 17 S.
- Lee, F. W.: Measuring the variation of ground resistivity with a megger. Washington DC, U. S. Dept. Comm., Bur. Min., Tech. Pap. 440, 1928, 8 S.
- Meisser, O.: Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Jena, Reichsanstalt für Erdbenenforschung, Veröff. Heft 9, 1929. 8<sup>o</sup>. 77 S.
- Oltay, K.: Die Genauigkeit der mit der Eötvösschen Drehwaage durchgeführten relativen Schweremessungen. Geod. Arbeiten der Baron R. v. Eötvösschen Geophysischen Forschungen, 3. Budapest 1928. 8<sup>o</sup>. 116 S.
- Pekár, D.: Die Entwicklung der Eötvösschen Originaldrehwaagen. Naturwiss. **16**, 1079—1088, Heft 51, 1928.
- Rostagni, A.: Eine Anwendung der Theorie von T. Levi-Civita über den „Einfluß einer leitenden Schicht auf das elektromagnetische Feld eines zur Schicht parallel laufenden Wechselstroms“ auf geophysikalische Untersuchungen. Z. f. Geoph. **4**, 425—429, Heft 7/8, 1928.
- Turcev, A.: Investigation of the magnetic properties of rocks. Leningrad, Acad. des Sc. de l'URSS, Bull. **1928**, 89—112, Nr. 1.
- Väyrynen, H.: Über die magnetischen Eigenschaften des Magnetkieses. Fennia **50**, Nr. 41, Helsingfors 1928. 11 S.
- Angenheister, G.: Seismische Untersuchungstechnik für Zwecke der Wirtschaft und des Verkehrs. V. D. I. Z. d. Ver. Dt. Ingenieure **72**, 1121, 1928.
- Bussy, M. de: Effect of earth shocks on structures. Proc. Amer. Soc. of Eng. **54**, 1449—1463, Nr. 5, 1928.

## VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

### 1. Kosmische Physik.

- Bartels, J.: Die radiale Begrenzung des Magnetfeldes der Sonne (Ref.). Naturwiss. **17**, 243—244, Nr. 15, 1929.
- Brunner, W.: Relative sunspot-numbers for the central-zone of the sun's disc for the 11-year period 1917—1927. Terr. Mag. **33**, 223—228, Nr. 4, 1928.
- Gunn, R.: Note on the radial magnetic gradient of the sun. Terr. Mag. **33**, 231—233, Nr. 4, 1928.
- Gunn, R.: The sun's radial magnetic gradient and atmosphere. Phys. Rev. **33**, 283, Nr. 2, 1929.
- Newton, H. W.: The sun's cycle of activity. Quart. J. R. Met. Soc. **54**, 161—173, 1928.
- Véronnet, A.: Sur l'origine des planètes et la formation du monde. CR. **188**, 550—552, No. 8, 1929.

### 2. Physik, Chemie.

- Akiyama, M.: Sur la condensation de la vapeur d'eau sur les atomes chargés d'actinium A. CR. **187**, 341—342, Nr. 6, 1928.
- Blondel, A.: A propos de la théorie des oscillographes et appareils indicateurs. CR. **187**, 921—923, Nr. 21, 1928.
- Bogliouboff, N. et Kryloff, N.: Sur la théorie mathématique des oscillographes. CR. **187**, 938—940, Nr. 21, 1928.
- Erikson, H. A.: On the nature of the ions in air. Phys. Rev. **33**, 403—411, Nr. 3, 1929.
- Lewitzky, L. A. und Lukomsky, M. A.: Das Thermolement Te—Bi und seine praktischen Anwendungen. Phys. Z. **30**, 203—205, Nr. 7, 1929.
- Löhle, F.: Lichtzerstreuung und Sicht. Met. Z. **46**, 49—59, Nr. 2, 1929.
- Müller, R.: Über eine neue erschütterungsfreie Aufstellung für empfindliche Meßinstrumente. Ann. d. Phys. (5) **1**, 613—657, Nr. 5, 1928.
- Plyler, E. K.: Combination frequencies of the infrared bands of quartz. Phys. Rev. **33**, 48—51, Nr. 1, 1929.
- Regener, E.: Über Albedomessungen an künstlichen Nebeln. Verh. d. Dt. Phys. Ges. **9**, 22, 1928.

- Ribaud, G. et Nikitine, S.: Réalisation du corps noir au point de fusion du palladium par la méthode du tube. CR. 188, 618—620, Nr. 9, 1929.
- Sezawa, K.: Formation of deep-water waves due to subaqueous shocks. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 6, 19—46, 1929.
- Sezawa, K. and Nishimura, G.: Elastic equilibrium of a spherical body under surface tractions of a certain zonal and azimuthal distribution. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 6, 47—62, 1929.
- Suychiro, K.: On the damped transversal vibration of prismatic bars. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 6, 63—70, 1929.
- Terada, T. and Miyabe, N.: Experimental investigations of the deformation of sand mars by lateral pressure. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 6, 109—126, 1929.
- Uller, K.: Indirekte Induktion elastischer Planwellen an der Grenze zweier fester, isotroper, schwereloser und ruhender Mittel. Gerlands Beitr. 21, 313—343, Heft 2/3, 1929.
- Uchida, Y., Saida, T. and Muto, K.: Au investigation of the vibration of a steel france. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 6, 345—353, 1929. Japanisch; engl. Auszug.
- Uchida, Y. and Hamada, M.: Tests for corrosion made with steel materials subjected to various conditions for protracted periods. Bull. Imp. Earthqu. Inv. Comm. 10, 115—129, Nr. 4, 1928.
- Wertheimer, E.: Der Temperaturbegriff in der Thermodynamik und in der Meteorologie. Met. Z. 45, 457—465, Nr. 12, 1928.

### 3. Mathematik.

- Eggenberger, F. et Polya, G.: Sur l'interprétation de certaines courbes de fréquence. CR. 187, 870—872, Nr. 20, 1928.

### 4. Meteorologie.

- Archenhold, F. S.: Noctilucous clouds and unpublished measurements of their velocity. Monthly Weather Rev. 56, 278—281, Nr. 7, 1928.
- Arctowski, H. et Stenz, E.: Étude des poussières tombées dans le midi de la Pologne du 26 au 28 avril 1928. CR. 186, 1858—1860, Nr. 26, 1928.
- Arctowski, H.: De l'influence de la lune sur la marche diurne de la pression atmosphérique à Campos Rodrigues. Comm. Inst. Geoph. Met. Lwów 3, 879—885, Nr. 31, 1927.
- Aufrère, L.: Les relations entre les courants froids, l'anhyétisme océanique, les déserts insulaires et les déserts littoraux dans les régions tropicales et subtropicales. CR. 186, 1563—1565, Nr. 23, 1928.
- Bibliographie of Meteorological papers in the publications of the Asiatic society of Bengal 1788—1928. By V. V. Sohoni. J. and Proc., Asiatic Soc. of Bengal (New Serie), Vol. XXIII, 1927, Nr. 3, Jan. 1929.
- Conrad, V.: Messung und Berechnung der Abkühlungsgröße. Gerlands Beitr. 21, 183—189, Nr. 2/3, 1929.
- Costeau, N. D. et Cocosinschi, Al.: Sur la pluie de cendre du 26. avril 1928 à Cernauti et dans les environs. CR. 187, 449—450, Nr. 9, 1928.
- Critikos, N.: Zur Struktur des Taues. Gerlands Beitr. 21, 33—35, Nr. 1, 1929.
- Dauzère, C.: Sur un aurage observé au Pic du Midi et sur la formation de la grêle. CR. 187, 835—837, Nr. 19, 1928.
- Dorno, C.: Die Abkühlungsgröße in verschiedenen Klimaten nach Dauerregistrierungen mittels des „Davoser Frigorimeters“. Met. Z. 45, 401—421, Nr. 11, 1928.
- Easton, C.: Les hivers dans l'Europe occidentale: étude statistique et historique sur leur température, discussion des observations thermométriques 1852—1916 et 1757—1851 tableaux comparatifs, classification des hivers 1205—1916, notice historique sur les hivers remarquables, bibliographie. IV, 210 S. Leyde, E. J. Brill, 1928.
- Esnault-Pelterie, R.: Sur la loi de constitution de l'atmosphère. CR. 187, 241—242, Nr. 4, 1928.
- Feld, W.: Die Abschätzung der Blitzenergie aus ihren Wirkungen beim Einschlag in den Drachendraht. Mitt. Aeron. Obs. Lindenberg 1928, S. 169—170.
- Georgi, J.: Ergebnisse von Pilotaufstiegen im Gebiet von Island. Z. f. Geoph. 4, 352—361, Nr. 7/8, 1928.

- Iswekow, B.: Zur Frage des täglichen Windganges. *Met. Z.* **46**, 1—7, Nr. 1, 1929.
- Köhler, H.: Eine neue Methode zur Bestimmung des Wassergehaltes der Wolken. *Meddel. från Statens Met.-Hydr. Anstalt* **5**, Nr. 2. Stockholm 1928. (Ref. *Met. Z.* **46**, 76, Nr. 2, 1929.)
- Kölzer, J.: Ein besonderes Verfahren zur Messung der Windgeschwindigkeit in Verbindung mit Flugzeugaufstiegen. *Z. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt* **19**, 365—366, 1928.
- Kuhlbrodt, E.: Das Strömungssystem der Luft über dem tropischen Atlantischen Ozean. *Z. f. Geoph.* **4**, 385—386, Nr. 7/8, 1928.
- Laforest-Duclos, Ch.: La prévision des cyclones de la mer des Antilles et du golfe du Mexique (Extrait). *CR.* **187**, 17—18, Nr. 1, 1923.
- Lugeon, J.: Précipitations atmosphériques, écoulement et hydroélectricité. 1. Études d'hydrologie dans la région des Alpes. 2. Essai d'une formule donnant l'écoulement en fonction des précipitations. Publications de l'Institut fédéral de Mét. et de l'Association suisse pour l'aménagement des eaux. Neuchâtel et Paris, Dunod 1928. 80. 366 S.
- Mathias, E.: Sur une curieuse photographie d'éclair obtenue dans la région du Lac des Quatre Cantons. *CR.* **186**, 1334—1336, Nr. 20, 1928.
- Maris, H. B.: The upper atmosphere. *Terr. Mag.* **33**, 233—255, Nr. 4, 1928.
- Maurer, J.: Die Strahlungswirkung heißer Sommer, beobachtet im Hochgebirge. *Met. Z.* **46**, 24—25, Nr. 1, 1929.
- Mémery, H.: Basses températures du mois de mai 1928 et diminution de l'activité solaire. *CR.* **186**, 1428—1429, Nr. 21, 1928.
- Mémery, H.: L'été 1928 et les variations solaires. *CR.* **187**, 831—833, Nr. 19, 1928.
- Möller, F.: Statistische Untersuchungen über die Konstanz der Luftkörper. *Gerlands Beitr.* **21**, 387—435, Nr. 4, 1929.
- Perlewitz, P.: Klima und Klimatafel von Hamburg. *Z. f. Geoph.* **4**, 374—376, Nr. 7/8, 1928.
- Schmidt, W.: Neue Ergebnisse über die Struktur des Windes. *Z. f. Geoph.* **4**, 376—380, Nr. 7/8, 1928.
- Schubert, O. v.: Die dreijährige Luftdruckwelle, Darstellung ihres Verlaufes auf der ganzen Erdoberfläche. *Veröff. Geophys. Inst. Leipzig*, 2. Serie, Bd. III, Heft 6. Leipzig 1928.
- Seilkopf, H.: Meteorologische Forschungen auf dem Nordatlantischen Ozean als Vorbereitung des transatlantischen Luftverkehrs. *Z. f. Geoph.* **4**, 272—281, Nr. 6, 1928.
- Staszewski, W.: Anschaulicher Beweis des Coriolisschen Satzes. *Phys. Z.* **29**, 815—817, Nr. 22, 1928.
- Störmer, C.: Remarkable clouds at high altitudes. *Nature* **123**, 260—261, Nr. 3094, 1929.
- Travniček, F.: Die Häufigkeit (mittl. Dauer) aperiodischer Wellen des Luftdrucks und der Temperatur. *Met. Z.* **45**, 241—251, Nr. 7, 1928.

##### 5. Verschiedenes.

- Pollak, L. W.: Fortschritte in der Anwendung des Lochkartenverfahrens auf geophysikalische Probleme. *Z. f. Geoph.* **5**, 33—36, Heft 1, 1929.
- Observatorio da Serra do Pilar. Breves notas históricas. Estado actual. Desenvolvimento. Por Álvaro R. Machado. Pôrto 1929. 175 S.
- Mauchly, S. J. †: Obituary. *Nature* **123**, 215, Nr. 3093, 1929.
- Mauchly, S. J. †: Nachruf von J. A. Fleming. *Met. Z.* **46**, 65, Nr. 2, 1929.
- Fleming, J. A. and Ault, J. P.: Cruise VII of the Carnegie 1928—1931. *Cruise of the Carnegie. Nature* **123**, 333, Nr. 3096, 1929.
- Chree, C.: Nachruf von S. Chapman. *Terr. Mag.* **33**, 185—188, Nr. 4, 1928.
- Chree, C. †: Nachruf von J. Bartels. *Gerlands Beitr.* **21**, 353—354, Nr. 4, 1929.
- Bericht über die Versammlung der Astronomischen Gesellschaft zu Heidelberg 1928, Juli 18—21. *Vierteljahrsschr. d. Astr. Ges.* **63**, 248—378, Heft 4, 1928.
- Bericht über die siebente Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft zu Hamburg vom 18. bis 22. September 1928. *Z. f. Geoph.* **4**, 429—432, Heft 7/8, 1928.
- Potsdam, Geodätisches Institut. Rudolf Berger.  
Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium. Konrad Büttner.  
Berlin, Institut für Meereskunde. Lotte Möller.

# Literaturverzeichnis.

## I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung, Zeitdienst, Uhren.

- Dyson, F. W. and Cullen, R. T.: Variability of the Earth's rotation. London, R. Astr. Soc., Monthly Notices **89**, 549—551, 2 pl., No. 5, 1929.
- Barbieri, U.: Determinazione radiotelegrafica di longitudine, e attrazione locale nel vertice di 1° ordine Monte Colma di Mombarone. Rom Atti (6) **9**, 747—754, Nr. 9, 1929.
- Genova, Istituto Idrografico della R. Marina: Regia Nave „Città di Milano“ Spedizione Artica 1928. Determinazioni astronomiche delle coordinate geografiche di London (Spitzbergen) eseguite dai tenenti di vascello Iannucci ed Ernesto Pellegrini. (Dagli Annali Idrografici 12). Genova 1929. 4°. 52 S., 3 Taf.
- Horrocks, H.: The longitude of the Royal Observatory, Cape of Good Hope, from wireless signals, October-November 1926. London, R. Astr. Soc., Monthly Notices **89**, 611—615, No. 6, 1929.
- Bomford, G.: Variation of Latitude with the Moon's position. Nature **123**, 873, No. 3110, 1929.
- Kimura, H.: Provisional result of the work of the International Latitude Service in the North Parallel + 39° 8' during the year 1928. Tokyo Proc. **5**, 186—189, No. 5, 1929.
- Rosenhead, L.: The annual variation of latitude. London, Astr. Soc., Monthly Not., Geophys. Suppl. **2**, 141—170, No. 3, 1929.
- Spitaler, R.: Beziehungen zwischen den Temperatur- und Luftdruckanomalien und den Achsenschwankungen der Erde. Gerlands Beitr. **23**, 269—291, Heft 3, 1929.
- Arcaÿ, G. P.: Contribution à l'étude expérimentale de la déformation du spiral plat. CR. **189**, 479—481, No. 14, 1929.
- Boys, C. V.: A fused quartz pendulum rod for clocks. London, Phys. Soc., Proc. **41** (2), 143—150, No. 227, 1929.
- Haag, J.: Extension de la méthode de Réisal-Caspari pour la déformation du spiral. — Sur la suspension élastique des pendules; rectification de priorité. CR. **189**, 142—144, No. 4, 1929.
- Mahnkopf, H.: Die Registrierung von Pendelschwingungen mittels kapazitiver Kontakte. Z. f. Geoph. **5**, 49—52, Heft 2, 1929.
2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.
- Förster, G. und Schütz, G.: Systematische Fehler in geodätischen Netzen. Veröff. d. Preuß. Geod. Inst. N. F. 101. Potsdam 1929. 4°.
- Lambert, W. D.: Geodetic constants. J. Washington Acad. **18**, 571—576, Nr. 21, 1928.
- Prévot, E.: Détermination du zéro international des altitudes, compte tenu de la loi de variation du niveau moyen annuel de la mer. CR. **188**, 1486—1487, No. 23, 1929.
- Bossolasco, M.: Alcune conseguenze di una formola dovuta ad H. Bruns. Gerlands Beitr. **22**, 9—12, Heft 1/2, 1929.
- Mader, K.: Die dreiaxige Erdfigur und die Isostasie. Gerlands Beitr. **22**, 318—326, Heft 3, 1929.
- Mineo, C.: Relazioni tra i parametri dell' Ellissoide terrestre e i valori della gravità. Rom Atti (6) **9**, 650—651, No. 8, 1929.
- Mineo, C.: Sur l'orientation de l'ellipse équatoriale terrestre. CR. **189**, 481—482, No. 14, 1929.
- Perrier, G.: L'ellipsoide de référence international. Ses tables. CR. **189**, 506—509, No. 15, 1929.
- Becker, R.: Seespiegel und Schwerestörungen. Gerlands Beitr. **22**, 4—8, Heft 1/2, 1929.

- Dore, P.: Sulla influenza della elasticità del supporto sulla durata di oscillazione di due pendoli simultaneamente oscillanti su di esso. Rom Atti (6) **10**, 62—68, No. 1/2, 1929.
- Genova, Istituto Idrografico della R. Marina: Regia Nave „Città di Milano“ Spedizione Artica 1928. Determinazione relativa della gravità terrestre Genova-London (Spitzbergen) eseguita dai tenenti di vascello Iurino Iannucci ed Ernesto Pellegrini. (Dagli Annali Idrografici 12.) Genova 1928. 4<sup>o</sup>. 56 S., 3 Taf.
- Hopfner, F.: Über die Wirkung der Undulationen auf die Größe der scheinbaren Schwerkraftstörung. Gerlands Beitr. **22**, 124—132, Heft 1/2, 1929.
- Jung, K.: Über den größten möglichen Schwereunterschied. Z. f. Geoph. **5**, 65—72, Heft 2, 1929.
- Jung, K.: Bemerkungen zur Ableitung des größten möglichen Schwereunterschiedes. Z. f. Geoph. **5**, 118—119, Heft 3/4, 1929.
- Meisser, O. und Martin, H.: Erhöhung der Beobachtungsgenauigkeit bei relativen Pendelmessungen. I. Registrierung von Pendelschwingungen. Von O. Meisser. — II. Die photographischen Koinzidenzverfahren. Von H. Martin. Z. f. Geoph. **5**, 145—151, Heft 3/4, 1929.
- Schmehl, H.: Die Registrierung der Schwingungen eines Schwerkraftpendels mittels hochfrequenter elektrischer Schwingungen und ihre Rückwirkung auf das Pendel. Z. f. Geoph. **5**, 53—58, Heft 2, 1929.
- Schmehl, H. und Jenne, W.: Bestimmung der Temperatur- und der Luftdichtekonstanten von Schwerkraftpendeln nach dem Zweipendelverfahren. Z. f. Instrk. **49**, 396—406, Heft 8, 1929.
- Soler, E.: Seconda campagna gravimetrica sul Carso. Rom Atti (6) **9**, 447—450, No. 6, 1929.
- Vening Meinesz, F. A.: Theory and practice of pendulum observations at sea. Publ. of the Netherlands Geodetic Commission. Delft 1929. 8<sup>o</sup>. VII, 95 S.
- Bowie, W.: Au sujet des prismes verticaux de la Terre ayant même masse. CR. **189**, 350—352, No. 9, 1929.
- Hopfner, F.: Zur Begründung der Lehre von der Isostasie. Gerlands Beitr. **22**, 115—123, Heft 1/2, 1929.
3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie.
- Gentry, F. M.: The internal temperature of the Earth's crust. Science (N. S.) **70**, 332—334, 1929, No. 1814.
- Pressel, K.: Experimentelle Methode der Vorausbestimmung der Gesteinstemperatur im Innern eines Gebirgsmassivs. München und Berlin 1928 (R. Oldenbourg). 58 S.
- Yamamoto, R.: Contributions à l'étude des constitutions intérieures du globe terrestre. Jap. J. Astr. Geoph. **6**, 161—176, No. 3, 1929.

## II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik.

### 1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

- Bentz, A.: Der heutige Stand des Riesproblems. Z. d. Dt. Geol. Ges. **81**, 71—75, Heft 1/2, 1929.
- Born, A.: Zum Bau Russisch-Zentral-Asiens. Z. d. Dt. Geol. Ges. **81**, 10—22, Heft 1/2, 1929.
- Inouye, W.: Statistical regularities regarding the altitudes of mountain ranges and the amounts of dislocations of the Earth's surface. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **7** (1), 172—173, 1929.
- Linstow, O. v.: Jugendliche Bodenbewegungen im Bereich der Weser am Fuße des Sollings. Z. d. Dt. Geol. Ges. **81**, 67—70, Heft 1/2, 1929.
- Reich, H.: Geophysikalische Probleme des Rieses. Z. d. Dt. Geol. Ges. **81**, 99—109, Heft 3/4, 1929.
- Stille, H.: Tektonische Formen in Mitteleuropa und Mittelasien. Z. d. Dt. Geol. Ges. **81**, 2—9, Heft 1/2, 1929.
- Terrada, T.: On the forms of volcanos (an abstract). Tokyo Proc. **5**, 240—242, No. 6, 1929.



- Gesztzi, J.: Zur Frage der Entstehung der Kontinente und Ozeane. *Gerlands Beitr.* **22**, 353—384, Heft 4, 1929.
- Holmes, A.: A review of the continental drift hypothesis. *The Mining Mag.* **40**, 340—347, No. 6, 1929.
- Rastall, R. H.: On continental drift and cognate subjects. *The Geol. Mag.* **66**, 447—456, No. 784, 1929.
- Stölting, W.: Kontinentalverschiebung und Gebirgsbildung. *Gerlands Beitr.* **22**, 203—204, Heft 1/2, 1929.
- Yabe, H.: The latest land connection of the Japanese islands to the Asiatic continent. *Tokyo Proc.* **5**, 167—169, No. 4, 1929.

## 2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- Egedal, J.: On an apparatus for registration of variations in the position of the Earth's crust with respect to the plumb-Line. SA. The 18. Scandinavian Naturalist Congress in Copenhagen, 26.—31. Aug. 1929. 8°. 3 S.
- Imamura, A.: On the chronic and acute Earth-tiltings in the Kii Peninsula. *Jap. J. Astr. Geoph.* **7**, 31—45, No. 1, 1929.
- Allen, M. W.: The tidal factor in earthquake causation. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 28—37, No. 1, 1929.
- Allen, M. W.: The lunar effect in determining the time of earthquake occurrence in certain restricted regions. (Abstract.) *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 110—113, No. 2, 1929.
- Banerji, S. K.: Microseisms associated with storms in the Indian seas. *Nature* **123**, 163, Nr. 3092, 1929.
- Belluigi, A.: Le onde miste e l'ottica dei raggi sismici. *Gerlands Beitr.* **23**, 233—236, Heft 3, 1929.
- Blackwelder, E.: A recent earthquake in the Sierra Nevada. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 52—53, No. 1, 1929.
- Bončev, St. et Bakolov, P.: Les tremblements de terre dans la Bulgarie du sud les 14 et 18 avril 1928. *Z. d. Bulg. Geol. Ges.* **1**, 2, 51—63 mit 1 Karte 1:500 000 und 3 Taf. (Bulg. u. franz.)
- Bülow, K. v.: Erdbebenbeobachtungen in Pommern Anfang Juni 1928. *Abh. u. Ber. d. Pomm. Naturforsch. Ges.* **9**, 1928, Stettin. 14 S., 1 Abb.
- Conrad, V.: Bemerkungen zum Neuseelandbeben vom 16. Juni 1929. *Z. f. Geoph.* **5**, 253—254, Heft 5/6, 1929.
- Daly, R. A.: The effective moduli of elasticity in the outer earth-shells. *Gerlands Beitr.* **22**, 29—40, Heft 1/2, 1929.
- Davison, C.: The Chilean earthquake of 1922. *Nature* **124**, 391—392, No. 3123, 1929.
- Gortani, M.: Il terremoto del 27 Marzo 1928 nelle Prealpi dell' Arzino (Friuli). *L' Universo* (Florenz) **9**, 1155—1210, Nr. 12, 1928. Mit 46 Abb. u. 2 Karten.
- Gutenberg, B.: Sind Galitzin-Pendel für Nahbebenaufzeichnungen verwendbar? *Gerlands Beitr.* **22**, 100—102, Heft 1/2, 1929.
- Gutenberg, B.: Das Rheinlandbeben vom 13. Dezember 1928. *Gerlands Beitr.* **23**, 22—34, Heft 1, 1929.
- Heck, N. H.: Earthquake history of the United States (exclusive of the Pacific region). U. S. Coast and Geod. Surv. Spec. Publ. 149. Washington 1928. 8°. 62 S.
- Heck, N. H.: Report on earthquake intensity scales. (Abstract.) *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 109—110, 1929.
- Hiller, W.: Die Herdform des Schwäbischen Bebens am 30. August 1928. *Gerlands Beitr.* **22**, 103—114, Heft 1/2, 1929.
- Imamura, A.: On the Kurile earthquake of January 13, 1929. *Tokyo Proc.* **5**, 133—135, No. 3, 1929.
- Imamura, A.: Chronic earth-tilting in the Kii peninsula: an indication of the accumulation of seismogenic forces. *Tokyo Proc.* **5**, 161—163, No. 4, 1929.
- Imamura, A., Kishinouye, F. and Kodaira, T.: The effect of superficial sedimentary layers upon the transmission of seismic waves. *Tokyo Proc.* **5**, 206—209, No. 5, 1929.
- Jacobsen, L. S.: Vibration research of Stanford University. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 1—27, No. 1, 1929.

- Jaggard, T. A. and Finck, R. H.: Tilt records for thirteen years at the Hawaiian Volcano Observatory. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 38—51, No. 1, 1929.
- Japan, Land Survey Department, Revision of the primary trigonometrical survey in Tango earthquake districts. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (1), 187—191, 1929. 3 Taf. Japanisch; engl. Auszug.
- Kotô, B.: The Iwatsuki seismic zone. *Gerlands Beitr.* **22**, 315—317, Heft 3, 1929.
- Kotô, B.: The Iwatsuki seismic zone as a factor of the Great Tokyo Earthquake of 1923. *Tokyo Proc.* **5**, 130—132, No. 3, 1929.
- Lehmann, I.: Über die Laufzeitkurve der Phase  $\overline{S_c P_c S_c}$ . *Z. f. Geoph.* **5**, 259, 1929.
- Maher, Th. J.: The United States Coast and Geodetic Survey — its work in collecting earthquake reports in the State of California. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 77—79, No. 2, 1929.
- Mendel, H.: Die seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung. *Diss. Univ. Hamburg*, 1929. 80.
- Miyabe, N.: On the fluctuation of the zone of macroseismic activity in the Pacific Ocean. *Tokyo Proc.* **5**, 243—245, No. 6, 1929.
- Nasu, N.: On the crustal block that played an important role in the destructive Tango earthquake of 1927. *Tokyo Proc.* **5**, 164—166, No. 4, 1929.
- Nasu, N.: Further study of the aftershocks of the Tango earthquake. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (1), 152—172, 1929. Japanisch; engl. Auszug.
- Neumann, F.: The velocity of seismic surface waves over Pacific paths. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 63—76, No. 2, 1929.
- Omura, H.: Horizontal displacements of the primary and secondary triangulation points, observed after the earthquake of March 7, 1927, in Tango districts. The second report. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (1), 185—186, 1929, 1 Karte.
- Seismische Berichte im Code-Schlüssel. *Gerlands Beitr.* **22**, 239—240, Heft 3, 1929.
- Seismological Reports in Code. *Z. f. Geoph.* **5**, 87, Heft 2, 1929.
- Sezawa, K.: The tilting of the surface of a semi-infinite solid due to internal nuclei of strain. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (1), 1—13, 1929.
- Sezawa, K.: Formation of shallow-water waves due to subaqueous shocks. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (1), 15—39, 1929.
- Sezawa, K. and Nishimura, G.: Generation of Rayleigh-waves from an internal source of multiplet-type. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (1), 41—63, 1929.
- Shalem, N.: Il recente terremoto in Palestina (Luglio 1927). *Boll. Soc. Sismologica Italiana* **27**, 3—17, fasc. 5—6, 1927, Perugia.
- Takahasi, R.: Tilting motion of the Earth crust caused by secondary undulations of tides in a bay. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (1), 95—101, 1929.
- Townley, S. D.: Seismometer stations in the San Francisco Bay region. (Abstract.) *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 117, No. 2, 1929.
- Tsuboi, Ch.: Block movements as revealed by means of precise levellings in some earthquake districts of Japan. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (1), 103—113, 1929. 4 Taf.
- Wanner, E.: Beiträge zur Geographie der Erdbeben. *Gerlands Beitr.* **23**, 334—348, Heft 3, 1929.
- Wenner, F.: A new seismometer equipped for electromagnetic damping and electromagnetic and optical magnification (Theory, General design, and preliminary results). U. S. Dep. of Commerce, Bureau of Standards, *J. of Res.* **2**, 963—999, No. 5, 1929.
- Willis, B.: Studies in comparative seismology: earthquake conditions in Chile. With contributions by J. R. Macelwane, Perry Byerly, Johannes Flesch, and H. S. Washington. (Publ. No. 382). Washington, D. C., 1929. Carnegie Institution. XI, 178 S., 75 Taf.
- Cheminant, L. B.: High-pressure fire protection in San Francisco. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 80—85, No. 2, 1929.
- Dewell, H. D.: The earthquake resistance of buildings from the standpoint of the building code. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 96—100, No. 2, 1929.
- Engle, H. M.: The earthquake resistance of buildings from the underwriter's point of view. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 86—95, No. 2, 1929.
- Ishimoto, M. and Takahasi, R.: Mesures des mouvements d'un bâtiment dans les conditions tranquilles. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **7** (1), 175—183, 1929, 1 Taf.

### III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

#### 1. Das innere Magnetfeld.

- Arcadiew, W.: Laboratoire de Magnétisme de Moscou 1919—1929. Aperçu du travail de dix ans. Moscou 1929. 20 S.
- Ault, J. P.: Preliminary results of ocean magnetic observations on the Carnegie from Balboa to Easter Island to Callao, October 1928 to January 1929. Terr. Mag. **34**, 23—31, Nr. 1, 1929.
- Ault, J. P.: Preliminary results of ocean magnetic observations on the Carnegie from Callao to Samoa, February to March 1929. Terr. Mag. **34**, 117—123, Nr. 2, 1929.
- Burmeister, F.: Erdmagnetische Landesaufnahme von Bayern. Veröff. Erdphys. Warte Sternw. München, 5. Heft, 88 S., 1928.
- Mc Comb, H. E. and Huff, C.: The magneto-chronograph and its application to magnetic measurements. Terr. Mag. **34**, 123—143, Nr. 2, 1929.
- Mc Comb, H. E.: Distribution-coefficients for vertical-intensity magnetic variometers. Terr. Mag. **34**, 59—63, Nr. 1, 1929.
- Fleming, A.: Note regarding the movements of the Carnegie since leaving Papeete, Tahiti. Z. f. Geoph. **5**, 252, Nr. 5/6, 1929.
- Fleming, J. A.: Summary of year's work, Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington. Terr. Mag. **34**, 151—154, Nr. 2, 1929.
- Goldie, A. H. R.: Rotation of the earth and magnetostriktion. Nature **124**, 303, Nr. 3121, 1929.
- Grotewahl, M.: Die magnetische Aufnahme der Ostsee mit dem eisenfreien Schiff „Cecilie“. Z. f. Geoph. **5**, 255—256, Nr. 5/6, 1929.
- Gunn, R.: Preliminary note on the origin of the permanent magnetic fields of the sun and earth. Terr. Mag. **34**, 154, Nr. 2, 1929.
- Heiland, C. A.: Theory of Adolf Schmidt's horizontal field balance. Geoph. Prospecting, Amer. Inst. Mining Metallurg. Eng. 1929, 53 S.
- Kravec, T.: Sur les anomalies magnétiques. Leningrad Acad. CR. Nr. 22, S. 470—472, 1928. (Text russ.)
- Ljungdhal, G. S.: On certain sources of error in determinations of magnetic declination. Terr. Mag. **34**, 73—77, Nr. 1, 1929.
- Ludy, A. K.: Variometer scale-value determinations with a large deflector. Terr. Mag. **34**, 63—67, Nr. 1, 1929.
- Peters, W. J.: Tilting deviations in magnetic declinations. Terr. Mag. **34**, 93—117, Nr. 2, 1929.
- Rössiger, M.: Die Messung der Horizontal- und der Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron. Z. f. Instrk. **49**, 105—113, Nr. 3, 1929.
- Sandoval, R. O.: El magnetismo terrestre. Teoria del magnetismo terrestre. Obs. en la Rep. Mexicana. Rev. Soc. Estud. Astr. Geofis., Mexico, **1**, 3—10, Núm 1, 1929.
- Schuh, F.: Das große magnetische Störungsgebiet im westlichen Mecklenburg. Sitzungsber. u. Abh. d. Naturf. Ges. zu Rostock (3) **2**, 1927/28.
- Sparagen: Magnetometer survey of Oklahoma. Oil and Gas J., Tulsa, Okla., 1928.
- Turcev, A.: Investigations of the magnetic properties of rocks. Leningrad Acad., Bull. Nr. 1, S. 89—112, 1928.

#### 2. Das äußere Magnetfeld.

- Ault, J. P.: Preliminary values of the annual changes of the magnetic elements in the North Atlantic Ocean, as determined from the Carnegie results 1909—1928. Terr. Mag. **34**, 31—35, Nr. 1, 1929.
- Australasian Antarctic Expedition, 1911—1914. Sci. rep., Series B. Vol. II. Terrestrial magnetism and related observations. Part II. Magnetic disturbance and its relations to aurora, by Charles Chree. Sydney, A. J. Kent, Govt. Printer 1929. S. 193—331.
- Bastamoff, S.: Magnetic storms observed by the international polar expedition 1882—1883. Terr. Mag. **34**, 35—39, Nr. 1, 1929.
- Chapman, S.: Cosmical magnetic phenomena. Nature **124**, 19—26 (Suppl.), Nr. 3114, 1929.
- Chapman, S.: On the diamagnetic field of the outer atmosphere. Terr. Mag. **34**, 1—17, Nr. 1, 1929.

- McFarland, W. N.: The variation of magnetic anomalies. *Terr. Mag.* **34**, 143—147, Nr. 2, 1929.
- McFarland, W. N.: Method in oscillations. *Terr. Mag.* **34**, 67—73, Nr. 1, 1929.
- Fisk, H. W.: The lag between solar activity and magnetic activity. *Terr. Mag.* **34**, 147—151, Nr. 2, 1929.
- Gehlinch, E.: Über den Zusammenhang zwischen Fleckentätigkeit auf der Sonne und den Störungen des erdmagnetischen Feldes. *Mitt. Inst. f. Theor. Astr. u. Analyt. Mechanik in der Lettland. Univ. zu Riga*, Nr. 3, S. 77—185, 1928. (Ref. *Terr. Mag.* **34**, 162, Nr. 2, 1929.)
- Greaves, W. M. H. and Newton, M. H.: Large magnetic storms and large sunspots. *Month. Not. R. Astr. Soc.* **88**, 556—567, Nr. 7, 1928.
- Greaves, W. M. H. and Newton, H. W.: On the recurrence of magnetic storms. *Month. Not. R. Astr. Soc.* **89**, 641—646, Nr. 7, 1929.
- Greaves, W. M. H. and Norton, H. W.: Magnetic storms and solar activity 1874 to 1929. *Month. Not. R. Astr. Soc.* **89**, 84—92, 1928.
- Gunn, R.: The diamagnetic theory of undisturbed terrestrial-magnetic variations. *Terr. Mag.* **34**, 17—23, Nr. 1, 1929.
- Magnetic phenomena in relation to the upper atmosphere and to solar activity. „Observatory“, London **51**, 374—378, 1928.
- Nippoldt, G.: Die Verteilung der regelmäßigen täglichen Variationen des Erdmagnetismus in Mitteleuropa. *Z. f. Geoph.* **5**, 80—83, Nr. 2, 1929.
- Principal magnetic storms: Sitka Oct.—Dec. 1928; Cheltenham Oct.—Dec. 1928; Huancayo Oct. 1928. *Terr. Mag.* **34**, 81, Nr. 1, 1929.
- Principal magnetic storms: Cheltenham Jan.—March 1929; Huancayo Nov.—Febr. 1929; Watheroo Oct.—Dec. 1928. *Terr. Mag.* **34**, 159, Nr. 2, 1929.
- Ryd, V. H.: The departure of the daily means. *Danske Meteor. Inst. Comm. Magn.* Nr. 7, 30 S., 1929.

### 3. Polarlicht.

- Kaplan, J.: The spectrum of the aurora borealis. *Science* **69**, 296—297, Nr. 1785, 1929.
- Kidson, E.: Notes on aurora in New-Zealand. *Terr. Mag.* **34**, 158, Nr. 2, 1929.
- McLennan, J. C.: The spectrum of the auroral light. *Atti Cong. Int. dei Fisici*, 11.—20 Sept. 1927. Como—Pavia Roma, v. 2, 305—330. Bologna 1928.
- Maris, H. B. and Hulburt, E. O.: The ultraviolet light of the sun as the origin of auroras and magnetic storms. *Phys. Rev.* **33**, 269, Nr. 2, 1929.
- Pol, B. v. d.: Kortegolf echo's en de aurora borealis. *Tijdschr. Nederl. Radiogen.* **4**, 13—16, Nr. 1, 1928.
- Slipher, V. M. und Sommer, L. A.: Zur Deutung des Nordlichtspektrums. *Naturw.* **17**, 802—803, Nr. 41, 1929.
- Störmer, C.: Sonnenbelichtete Nordlichtstrahlen. *Z. f. Geoph.* **5**, 177—194, Nr. 5/6, 1929.
- Störmer, C.: Kurzwellenechos, die mehrere Sekunden nach dem Hauptsignal eintreffen, und wie sie sich aus der Theorie des Polarlichtes erklären lassen. *Naturw.* **17**, 643—651, Nr. 33, 1929.
- Störmer, C.: The spectrum of sunlit aurora rays as compared with the spectrum of lower aurora in the earth's shadow. *Nature* **124**, 263—264, Nr. 3120, 1929.
- Störmer, C.: New evidence of the action of sunlight on aurora rays. *Nature* **123**, 868—869, Nr. 3110, 1929.
- Vegard, L.: Die Kristallstruktur des festen Stickstoffs. *Naturw.* **17**, 543, Nr. 27, 1929.

### 4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung.

- McCullum, B. and Logan, K. H.: Practical applications of the earth-current meter. *Tech. Pap. Bur. of Stand.* **21**, 683—727, Nr. 351, 1927.
- Oldendorf, F.: Erdströme. 8<sup>o</sup>. VIII, 260 S. Berlin, Jul. Springer, 1928.
- Berce, R.: Les hautes tensions électriques et l'énergie de l'éclair. *Ciel et Terre* **45**, 24—29, 1929 (Brüssel).
- Bider, M.: Über den Einfluß meteorologischer Faktoren auf das Potentialgefälle in Davos. *Verh. Schweiz. Naturf. Ges. Lausanne* 1928, II. Teil, S. 149—152. Zürich 1928.

- Boys, C. V.: Progressive lightning. *Nature* **124**, 54, Nr. 3115, 1929.
- Canfield, R. H.: Atmospheric electricity during sandstorms. *Science* **69**, 474—475, Nr. 1792, 1929.
- Fortescue, C. L., Atherton, A. L. and Cox, J. H.: Theoretical and field investigations of lightning. *J. Amer. Inst. Electr. Eng.* **48**, 277—280, Nr. 4, 1929.
- Geddes, A. E. M.: Observations of ionic content at Aberdeen. *Terr. Mag.* **34**, 55—59, Nr. 1, 1929.
- Hess, V. F.: Neue Untersuchungen über die Ionisierungsbilanz in der Atmosphäre auf Helgoland. *Wiener Anz.* 1929, Nr. 11, S. 98—100.
- Lindholm, F. und Bider, M.: Zur Bedeutung des Voltaeffektes für Raumladungsmessungen nach der Thomsonschen Methode. *Helvetica Phys. Acta* **1**, 537—550, Nr. 9, 1928.
- Markgraf, H.: Gesetzmäßigkeiten der luftelektrischen Elemente in Potsdam. *Met. Z.* **46**, 152—154, Nr. 4, 1929.
- Nolan, P. J. and O'Brolchan, C.: Recombination of ions in atmospheric air. Part I. Investigation of the decay coefficient by Schweidler's method. Part II. The law of recombination of ions and nuclei. *Dublin Proc. R. Irish Ac. (A)* **38**, 40—59, Nr. 4/5, 1929.
- Peek jr., F. W.: Lightning. Progress in lightning research in the field and in the laboratory. *J. Amer. Inst. Electr. Eng.* **48**, 303—307, Nr. 4, 1929.
- Potential gradient at great heights. *Nature* **122**, 1013, Nr. 3087, 1928.
- Wigand, A.: Raumladungsschichtung und Aerologie. *Beitr. Phys. fr. Atm.* **15**, 185—201, 1929.
- Bothe, W. und Kollhörster, W.: Die Natur der Höhenstrahlung. *Phys. Z.* **30**, 516—517, Nr. 17, 1929.
- Clay, J.: Penetrating radiation II. *Proc. Amsterdam* **31**, 1091—1097, Nr. 10, 1928.
- Das, A. K.: Bemerkung zur Natur der Höhenstrahlung. *Naturw.* **17**, 543, Nr. 27, 1929.
- Dobronravov, N., Lukirsky and Pavlov, V.: Cosmic radiation and radioactive disintegration. *Nature* **123**, 760, Nr. 3107, 1929.
- Geiger, H. und Müller, W.: Technische Bemerkungen zum Elektronenzählrohr. *Phys. Z.* **30**, 489—493, Nr. 16, 1929.
- Hellmann, H.: Analyse von Absorptionskurven für allseitige Inzidenz inhomogener Strahlung bei ebenen Grenzflächen. *Phys. Z.* **30**, 357—360, Nr. 11, 1929.
- Hess, V. F. und Mathias, O.: Untersuchung der Schwankungen der kosmischen Ultragammastrahlung auf dem Sonnblick (3100 m) und in Tirol. *Wiener Ber.* **137** (2a), 327—349, Nr. 5/6, 1928.
- Holmes, F. T.: Penetrating radiation and de Broglie waves. *Nature* **123**, 943, Nr. 3112, 1929.
- Joly, J.: Cosmic rays and cancer. *Nature* **124**, 579, Nr. 3128, 1929.
- Joly, J. and Dixon, H. H.: Cosmic radiation and evolution. *Nature* **123**, 981, Nr. 3113, 1929.
- Millikan, R. A.: New results on cosmic rays. *Atti Cong. Int. dei Fisici*, 11.—20. Sept. 1927, Como—Pavia Roma, v. 2, 251—269, Bologna 1928.
- Stoner, E. C.: Cosmic rays and a cyclic universe. *Nature* **122**, 1017, Nr. 3087, 1928.
- Wölcken, K.: Bericht über den jetzigen Stand der Untersuchungen über die durchdringende Höhenstrahlung. *Z. f. Geoph.* **5**, 151—159, Nr. 3/4, 1929.

#### 5. Radioaktivität.

- Maxwell, L. R.: Cosmic radiation and radioactive disintegration. *Nature* **122**, 997, Nr. 3087, 1928.
- Maxwell, L. R.: Cosmic radiation and radioactivity. *J. Franklin Inst.* **207**, 619—628, Nr. 5, 1929.
- Swann, W. F. G.: Cosmic radiation and radioactive disintegration. *Nature* **122**, 998, Nr. 3087, 1928.

#### 6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- Appleton, E. V.: Some notes on wireless methods of investigating the electrical structure of the upper atmosphere. *Proc. Phys. Soc. (London)* **41**, 43—59, Nr. 226, 1928.

- Eve, A. S., Steel, W. A., Olive, G. W., Mc Ewan, A. R. and Thompson, J. H.: Reception experiments in Mount Royal Tunnel. Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 347—376, Nr. 2, 1929.
- Lange, E. H.: Note on the earth reflection of ultra short radio waves. Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 745—751, Nr. 4, 1929.
- Langendam, S. G. C.: Eenige waarnemingen betreffende fading en skipped distance in Ned. Oost-Indië. Tijdschr. Nederl. Radiogen. **4**, 3—12, Nr. 1, 1928.
- Försterling, K.: Über die Ausbreitung kurzer elektromagnetischer Wellen in der Heavisideschicht. El. Nachr.-Techn. **5**, 530—542, Nr. 12, 1928.
- Fuchs, J.: Der Einfluß der Erdatmosphäre auf die Ausbreitung kurzer Wellen. Jb. drahtl. Telegr. **32**, 125—129, Nr. 4, 1928.
- Grave, D.: L'hyperatmosphère électrique et le magnétisme terrestre. Leningrad Ac. Sc. Bull. 1928, 347—366, Nr. 4/5.
- Gowan, H. E.: Low frequency sound waves and the upper atmosphere. Nature **124**, 452—454, Nr. 3125, 1929.
- Hafstad, L. R. and Tuve, M. A.: Note on Kennelly-Heaviside layer observations during a magnetic storm. Terr. Mag. **34**, 39—45, Nr. 1, 1929.
- Maris, H. B. and Hulburt, E. O.: Wireless telegraphy and magnetic storms. Proc. Inst. Radio Eng. New York **17**, 494—500, 1929.
- Ranzi, J.: Nuovo registratore di atmosferici e primi risultati con esso ottenuti. Cim. (N. S.) **5**, 326—330, Nr. 8, 1928.
- Tuve, M. A. and Dahl, O.: A transmitter modulating device for the study of the Kenelly-Heaviside layer by the echo method. Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 794—798, Nr. 6, 1928.
- Parkinson, T.: Some observations of short-period radio fading. U. S. Dep. of Commerce, Bureau of Standards, J. of Res. **2**, 1057—1075, No. 6, 1929.
- Wymore, I. J.: Relation of radio wave propagation to disturbances in terrestrial magnetism. U. S. Dep. of Commerce, Bureau of Standards, J. of Res. **2**, 1201—1211, No. 6, 1929.

#### IV. Physik des Meeres.

##### 1. Instrumente und Methoden der Forschung.

- Brooks, Ch. F.: Reliability of different methods of taking sea surface-temperatures. J. of the Washington Ac. of Sc. **18**, 20, S. 525, 1928.
- Douglas, H. P.: Echo sounding. The Geogr. J. LXXIV, 1, S. 47.
- Hamberg, Axel: An older method of deepsea soundings and what is known as the „Swedish Deep“. Geogr. Ann. **1929**, Nr. 2.
- Kusnetzoff, W.: Ein Versuch, den Druck einer Brandungswelle auf die Mole in Tuapse zu bestimmen. Nachr. d. Zentralbüros f. Hydromet. **8**, 288, 1929.
- Matvéev, V. P.: Une simple méthode pour déterminer la quantité d'oxygène dans les échantillons d'eau surtitrés (russ.). Bull. de l'inst. hydrol. Nr. **29**, 33—35, 1929.
- Mc Ewen, G. F.: Significance of water temperature measurements not made exactly at the surface. J. of the Washington Ac. of Sc. **18**, 20, S. 545, 1928.
- Sund, Oscar: An oceanographical slide rule. J. du Cons. **4**, 1, S. 93, 1929.
- Skvortzow, E. F.: Une méthode pour obtenir des échantillons de la vase de mer d'une grande longueur. Bull. de l'inst. hydrol. Nr. **23**, 86—87, 1929.
- Stupart, Fr., Patterson, J., H. Grayson Smith: Ocean surface water temperature — methods of measuring and preliminary results. Bull. of the Nat. Res. Council. Nr. **68**, 76, 1929.
- Tichomiroff, J.: Ein Echolot aus dem zweiten Viertel des 19. Jahrhunderts (russ.). Nachr. d. Zentralbüros f. Hydromet. **8**, 260, 1929.
- Wiese, W.: Das Flugzeug als Mittel zur Rekognoszierung der Eisverhältnisse in arktischen Meeren (russ.). Nachr. d. Zentralbüros f. Hydromet. **8**, 250, 1929.

##### 2. Berichte von Forschungsinstituten und Expeditionen.

- A. R. H.: The oceanographical congress at Seville. The Geogr. J. LXXIV, 1, S. 69.
- Bogdanov, N. T.: Aperçu des travaux hydrologiques en 1927 (russ.). Bull. de l'inst. hydrol. Nr. **24**, 1929.

- Derjugin, R. M., Puchakov, P. N., Tarrasov, N. J.: Travaux de l'expédition 1926—1928 de l'institut hydrol. pour l'étude de l'Océan pacifique (russ.). Bull. de l'inst. hydrol. Nr. **23**, 105, 1929.
- Fleming, A.: Note regarding the movements of the „Carnegie“ since leaving Papeete Tahiti. Z. f. Geoph. **5**, 252, Heft 5/6, 1929.
- Rapport atlantique 1927. Rapport et Proc. verb. des Réunions. Kopenhagen 1929.
- Schulz, Br.: Die Barentsmeerfahrt des R. F. D. „Poseidon“ im Jahre 1927. Ann. d. Hydr. **57**, 294, Heft 9, 1929.
- Sergeevsky, B.: Station hydro-météorologique et radiotélégraphique dans la baie du Port-Neuf (russ.). Zapiski über Hydrographie **56**, 123. Leningrad 1929.
- Sevilla International Congress on oceanography, maritime hydrography and continental hydrology. Hydrogr. Bull. **1929**, VI.
- Wilkins, H.: The Wilkins-Hearst Antaretis Expedition 1928/29. The Geogr. Rev. **1929**, July.
- Timonoff, W.: Probleme der Hydrometeorologie auf dem XIV. internationalen Kongreß in Kairo von 1926 (russ.). Nachr. d. Zentralbüros f. Hydromet. **8**, 263, 1929.

### 3. Quellenmaterial, Literaturberichte.

- Atlas der Gezeitenströme des östlichen Weißen Meeres. Leningrad 1928.
- Bulletin hydrographique pour l'année 1928, publié par le bureau du conseil. Kopenhagen 1929.
- Getijtafel voor 1930, Barito—Deli Geul—Koetel Rivier—Palembang Rivier—Oostget Soerabaia—Westget Soerabaia—Tjiletjap—Arve Boai. Batavia 1929.
- Gezeitentafel für 1930. Naut. Abt. d. Marineleitung. Berlin 1929.
- The State of the ice in the seas of the USSR. Hydr. Depart. Leningrad 1929.
- Observations hydrologiques faites en 1926. Admin. de l'Hydrographie. Leningrad 1929.
- General Tide Tables for the Year 1930. Washington 1929.
- Tide Tables, Vol. I and II. Hydr. Depart. Tokyo 1930.

### 4. Bearbeitung von Beobachtungen.

- De Afsluting en gedetelyke Droogmak. van d. Zuiderzee. Sammengesteld wet Vedewerking van het Department van Waterstraat en de Directie der Zuiderzee Werken Amsterdam, s. t.
- Antonov, L.: Courants de la baie d'Eupotaria (russ.). Zapiski über Hydrographie **55**, 85. Leningrad 1929.
- Arnold-Alabieff: Investigation of the strength of the ice in the gulf of Finland in 1923, 1927 and 1928. Leningrad 1929.
- Arnold-Alabieff: Conditions de navigation dans les glaces du golfe de Finlande avec l'aide des brise-glaces pendant l'hiver 1926/27 (russ.). Zapiski über Hydrographie **55**, 89. Leningrad 1929.
- Ault, J. P. and Soule, F. M.: New Data on the bottom contour of the South Pacific Ocean from soundings taken on the board of the „Carnegie“. Z. f. Geoph. **23**, Heft 1, 1929.
- Binney, G.: Hudson Bay in 1928. The Geogr. J. LXXIV, 1, S. 1.
- Bireskin, V. J.: L'influence des marées sur le régime hydrologique de la Gorge de la mer blanche (russ.). Zapiski über Hydrographie **56**, 81. Leningrad 1929.
- The currents in summer off the coast of Tosa (jap.). The Hydr. Bull. **8**, 7, 1929.
- The Danish „Dana“ Expeditions 1920—22. Oceanographical Reports, Reports 4. Kopenhagen 1929.
- Derjugin, K. M.: Fauna des Weißen Meeres und ihre Existenzbedingungen. Expl. des mers d'USSR, Fasc. **7—8**.
- Dines, J. S.: Meteorological conditions associated with high tides in the Thames. Geoph. Memoirs Nr. **47**. London 1929.
- Doodson, A. T.: Report on Thames floods. Geoph. Memoirs Nr. **47**. London 1929.
- Hidaka, H., Kawasaki, H. and Mizuuchi, S.: The results of the oceanographical observations in the Kii Suido on board M. S. „Syunpu Maru“ during the Winter 1927/28. J. of Ocean. **1**, 1. Kobe 1929.
- Hidaka, K. and Mizuuchi, S.: Note on the oceanographical observations in the Kii Suido on board M. S. „Syunpu Maru“ during the winter 1927/28. J. of Ocean. **1**, 1. Kobe 1929.

- Hjort, J. and Ruud, S. T.: Whaling and fishing in the North Atlantic. Cons. perm. pour l'explor. de la mer 1929.
- Humphreys, W. J.: Effects of clouds on surface temperature. Monthly Weather Rev. **57**, 6, S. 247.
- Hurd, W. E.: Waterspouts on Hillsborough Bay, Tampa, Fla., April 2, 1929, and in the Strait of Malacca, Febr. 17, 1929. Monthly Weather Rev. **57**, 6, S. 248.
- Ice Chart of the Southern Hemisphere 1902—1928, Oct., Nov. and Dec. The Marine Observer VI, 70, 7 Taf.
- Jacobsen, J. P.: Contributions to the Hydrography of the North Atlantic. The Dana Expedition 1920/22, Report 3. Kopenhagen 1929.
- Kimball, H. H.: Amount of solar radiation that reaches the surface of the earth on the land and on the sea, and methods by which it is measured. Weather Bureau, Washington 1929.
- Knipowitsch, N. M.: Zur Hydrologie der Brackwasser-Gewässer der USSR (russ.). Bull. de l'inst. hydrol. Nr. **29**, 17—29, 1929.
- Kitrau, E.: Sur la hydrologie de la partie NW de la mer Noire (russ.). Zapiski über Hydrographie **55**, 71. Leningrad 1929.
- Littlehales, G. W.: The effect of surface winds upon ocean-drift. J. of the Washington Ac. of Sc. **18**, 20, S. 548, 1928.
- Mc Ewen, G. F.: The time required for temperature-departures to cross from the western to the eastern side of the Pacific and changes in departures during the Crossing. J. of the Washington Ac. of Sc. **18**, 20, S. 546, 1928.
- Mäe, H. J.: Zur Erwärmung der Binnenmeere und Seen. Ann. d. Hydr. **57**, 291, Heft 9, 1929.
- Mendel, H.: Die seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung. Diss. Hamburg, 1929.
- Marmer, H. A.: The Gulf Stream and its problems. The Geogr. Rev. **1929**, July.
- Messer, P.: Département hydrographique des États Unis de l'Amérique (russ.). Zapiski über Hydrographie **56**, 115. Leningrad 1929.
- Oellrich, H.: Die Eisverhältnisse an den deutschen Küsten, in Memel und Danzig während des Winters 1928/29. Ann. d. Hydr. **57**, 192, Heft 6, 1929.
- Ogura, S.: On the tidal and drift currents at Urkt Road, North Karahuto. The Hydr. Bull. **8**, 8, 1929.
- Rasumovsky, N.: Die Trift der Barke „Vera“ (russ.). Nachr. d. Zentralbüros f. Hydromet. **8**, 257, 1929.
- Ramalho, A.: Notas sobre as condicoes oceanograficas ao Largo da costa de Portugal an 1927. Travaux de la Station de Biologie maritime de Lisbonne, Lisboa 1928.
- Ratmanoff, G.: Zur Frage des hydrologischen Regimes der Onegastraßen des Weißen Meeres. (Dtsch. Resumée.) Expl. des mers d'USSR 1929. Fasc. **9**, 95—96.
- Report on the ice drift and freezing of the sea-water observed at Nemuro. J. of Ocean. **1**, 1. Kobe 1929.
- Report of a Survey of the Continental Shelf Bordering Japan, Record of collecting operations 1 u. 2. Annot. of the ocean Research **3**, 1 u. 2.
- Quarterly Report, oceanographical investigations. The Imp. Fish. Inst. **1929**, Nr. 43.
- Rosen, M.: Das spezifische Gewicht und die Morphologie des Eises in der Newa-Bucht bei Oranienbaum (russ.). Nachr. d. Zentralbüros f. Hydromet. **8**, 221, 1929.
- Steers, J. A.: The Queensland coast and the Great Barrier Reefs. The Geogr. J. LXXIV, 3 u. 4, 1929.
- Subow, N.: Über vertikale Schwankungen der Schichttiefen im Meerwasser. Ann. d. Hydr. **57**, 283, Heft 9, 1929.
- Suda, K. and Kawasaki, H.: On a vertical section in the Japan Sea, part I. J. of Ocean. **1**, 1, Kobe 1929.
- Suda, K. and Seki, K.: Report of the surface observations made on board training ship „Shintoku Maru“ on her first cruise across the North Pacific Ocean. J. of Ocean. **1**, 1. Kobe 1929.
- Sverdrup, H. U.: The Wathers on the North Siberian Shelf, The Norwegian North Polar Expedition with the „Maud“. Scient. Res. IV, 2.
- Tayron, K.: Formes des glaces dans les environs de la côte et de l'île de la Terre Neuve et dans la région du détroit Matoschkin jusqu'à la baie d'Ours (russ.). Zapiski über Hydrographie **55**, 105. Leningrad 1929.



- The temperatures and densities of the sea-water along the Japanese coasts. *J. of Ocean.* **1**, 1. Kobe 1929.
- Thiel, M. E.: Ein neues Zeugnis für die Darwinsche Senkungstheorie der Korallenriffe. *Naturw.* **17**, 35, S. 681.
- Wasmund: Thermische und dynamische Wellen. *Arch. f. Hydrobiol.* **XX**, S. 199.
- Wattenberg, H.: Die Durchlüftung des Atlantischen Ozeans. *J. du Cons.* **4**, 1, S. 68, 1929.
- Wiese, W.: Isothermen des Oberflächenwassers im Barents-See. *Expl. des mers d'USSR* 1929, Fasc. **9**.
- Wiese, W.: Über die Anomalien der Temperatur des Oberflächenwassers im Barents-See (deutsch). *Expl. des mers d'USSR* 1929, Fasc. **9**, 59—61.
- Wüst, G.: Das Bouvet-Problem. *Z. d. Ges. f. Erdk.* **1929**, 3/4.
- Zoubov, N.: Circulation verticale des couches profondes de la mer (russ.). *Zapiski über Hydrographie* **57**, 39.

### 5. Systematische und theoretische Untersuchungen.

- Arzybyschew, S. und Jushakov, V.: Das Wärmeleitvermögen des natürlichen Eises. *Ann. d. Hydr.* **57**, 213, Heft 7, 1929.
- Bjerknes, V.: Über die hydrodynamischen Gleichungen in Lagrangescher und Eulerscher Form und ihre Linearisierung für das Studium kleiner Störungen. *Geof. Publ.* **5**, 11, 1929.
- Defant, A.: Dynamische Ozeanographie. Einführung in die Geophysik, Teil III. Berlin 1929.
- Fjeldstad, S. E.: Contribution to the dynamics of free progressive tidal waves, Bergen 1929. The Norwegian North Polar Expedition with the „Maud“ 1918—1925. *Scient. Res.*, Vol. IV, Nr. 3.
- Harvey, H. W.: Hydrodynamics of the Waters South East of Ireland. *J. du Cons.* **4**, 1, S. 80, 1929.
- Hesselberg, Th.: Die Stabilitätsbeschleunigung im Meere und in der Atmosphäre. *Ann. d. Hydr.* **57**, 273, Heft 9, 1929.
- Hesselberg, Th. und Sverdrup, H. W.: Über die Genauigkeit der Berechnung der Druck- und Wasserverteilung und der Stabilitätsverhältnisse im Meere. *Ann. d. Hydr.* **57**, 73, Heft 3, 1929.
- Hidaka, K.: The tidal harmonic constants at Palau, West Caroline Islands. *J. of Ocean.* **1**, 1. Kobe 1929.
- Mc Ewen, G. F.: Heating and cooling of water surfaces. Weather Bureau, Washington 1929.
- Muramoto, Asaiti: The average velocity of sound in sea water for the deep-sea echo soundings in the adjacent seas of Japan. *Hydr. Bull.* **5**, 118, 1929.
- Prandl-Tietjens, O.: Hydro- und Aeromechanik, Bd. 1. Gleichgewicht und reibungslose Bewegung. Berlin 1929.
- Roggero, E.: *Il Mare* (ital.). Turin 1928.
- Schrenk, O.: Über die Beeinflussung von Flüssigkeits- und Gasströmungen mit Hilfe der Grenzschicht. *Naturw.* **17**, 34, S. 663.
- Sezawa, K. and Nishimura, G.: Generation of Raleigh-waves from an internal Source of Multiplet-type. *Proc. of the Imp. Ac.* **5**, 2, S. 75.
- Velikanov, M. A.: Über die scheinbare Zähigkeit der Strömung (russ.). *Bull. de l'inst. hydrol.* Nr. **23**, 10—14, 1929.
- Weinstein, A.: Mathematische Probleme aus der neueren Entwicklung der Hydrodynamik. *Naturw.* **17**, 21, S. 381, 1929.
- Zagoustine, A. F.: Sur le mouvement d'un liquide ayant un grand coefficient de viscosité dans un vase cylindrique (russ.). *Bull. de l'inst. hydrol.* Nr. **23**, 14—30, 1929.

## V. Physik der Atmosphäre.

### 1. Statik und Dynamik.

- Bergeron, T.: Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse. Erster Teil: Prinzipielle Einführung in das Problem der Luftmassen- und Frontenbildung. *Geofys. Publ. Oslo* **5**, Nr. 6, 111 S., 1928.
- Bjerknes, V.: Synoptische Aerologie. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 1—3, 1929.

- Björkdal, E. und Hesselberg, Th.: Über das Verteilungsgesetz der Windunruhe. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 121—133, 1929.
- Everdingen, E. v.: Die Energie der Luftströmungen und der Luftdruckunterschiede. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 21—23, 1929.
- Exner, F. M.: Gravitationswellen in der Atmosphäre. Wien. Anz. 1929, S. 91, Nr. 11.
- Haurwitz, B.: Luftdruckwellen auf Berg- und Talstationen. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 271—278, 1929.
- Humphreys, W. J.: Physics of the air. 2. ed. XII, 634 S. New York, McGraw-Hill Book Co., 1929.
- Huss, E.: Zusammenhang zwischen Strömung und vertikalem Temperaturgradient in beiderseits begrenzten Luftschichten der unteren Troposphäre. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 218—225, 1929.
- Johnson, N. K.: A study of the vertical gradient of temperature in the atmosphere near the ground. Geoph. Mem. No. 46. R. Met. Office London, H. M. Stat. Off. 1929.
- Kleinschmidt, E.: Ist die halbtägige Windwelle auf Berggipfeln durch Reibung beeinflusst? Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 30—38, 1929.
- Köhler, H.: Bemerkungen über die Kondensationskerne. Met. Z. **46**, 127—129, Nr. 4, 1929.
- Kopp, W.: Studien über den Einfluß von Dunst und Wolkenschichten auf die thermische Struktur der Atmosphäre. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 264—270, 1929.
- Köppen, W.: Die Eigenart der untersten Luftschichten. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 205—209, 1929.
- Möller, F.: Sind die Luftkörper konstant? Met. Z. **46**, 226—229, Nr. 6, 1929.
- Möller, F.: Über die pseudopotentielle Temperatur an Inversionen. Met. Z. **46**, 230—231, Nr. 6, 1929.
- Petersen, H.: On the influence on the composition of the air of a possible high temperature in the highest strata of the air. Publ. Danske Meteorol. Inst., Com. Magn. Nr. 6, 15 S. Kopenhagen 1928.
- Perlewitz, P.: Windenergie und Stillenhäufigkeit im untersten Luftraum des Südatlantischen Ozeans. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 110—117, 1929.
- Raethjen, P.: Zur Vertikalbewegung im atmosphärischen Kontinuum. Met. Z. **46**, 292—301, Nr. 8, 1929.
- Ramanathan, K. R.: Distribution of potential temperature in the first 25 kilometres over the northern hemisphere. Nature **124**, 509, Nr. 3127, 1929.
- Schmauss, A. und Wigand, A.: Die Atmosphäre als Kolloid. Gr.-8<sup>o</sup>. 74 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1929.
- Schmidt, W.: Die Struktur des Windes (1. Mitt.). Wiener Anz. 1929, Nr. 9, S. 72—73.
- Wagner, A.: Untersuchungen der Schwankungen der allgemeinen Zirkulation. Geogr. Ann. 1929, S. 33—38.
- Walker, G. T.: The dynamics of cyclone formation. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 83—86, 1929.
- Weickmann, L.: Die thermische Wirkung der 24-tägigen polaren Druckwelle des Winters 1923/24. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 226—234, 1929.
- Zistler, P.: Über primäre und sekundäre Druckwellen. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **15**, 69—82, 1929.

## 2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.

- A new therapeutic lamp. Nature **123**, 739, Nr. 3106, 1929. (Sonnenähnliche Lichtquelle.)
- Ångström, A.: Einige neue Modifikationen und Verbesserungen an Aktinometern. Met. Z. **46**, 245—249, Nr. 7, 1929.
- Bartels, J.: Die Wärmestrahlung der Erde (Referat). Naturw. **17**, 584—586, Nr. 29, 1929.
- Büttner, K.: Strom-Spannungseigenschaften und Ermüdungserscheinungen bei argongefüllten Cadmiumzellen. „Strahlentherapie“ **32**, 403—406, 1929.
- Büttner, K. und Sutter, E.: Der Einfluß des Großstadtdunstes auf das Strahlungsklima, insbesondere im Ultraviolett. Naturw. **17**, 652, Nr. 33, 1929.
- Déjardin, G.: La filtration du rayonnement solaire par l'ozone atmosphérique. CR. Séance Soc. de phys. de Genève **45**, 43—44, Nr. 1, 1928.

- Dobson, G. M. B.: Summary of the present state of our knowledge of the distribution of ozone in the upper atmosphere. *Monthl. Weather Rev.* **57**, 56—57, Nr. 2, 1929.
- Dorno, C. und Lindholm, F.: Helligkeitsverteilung über den Himmel im Ultraviolett. *Met. Z.* **46**, 281—292, Nr. 8, 1929.
- Fowle, F. E.: Ozone in the earth atmosphere. *Smiths. Misc. Coll.*, Vol. 81, Nr. 11, 1929. (Ref. *Nature* **124**, 71, Nr. 3115, 1929.)
- Harrison, D. N.: The ozone in the earth's atmosphere. *Nature* **124**, 58—61, Nr. 3115, 1929.
- Hellmann, H.: Über das Auftreten von Ionen beim Zerfall von Ozon und die Ionisation der Stratosphäre. *Ann. d. Phys.* (5) **2**, 707—732, Nr. 6, 1929.
- Holzappel, R.: Ergebnisse von Strahlungs- und Polarisationsmessungen auf dem Hochobir im Sommer 1927. *Wiener Anz.* 1929, Nr. 1, S. 1.
- Holzappel, R.: Intensitätsmessung der Sonnenstrahlung auf der Stolzalpe in Steiermark während der partiellen Sonnenfinsternis am 12. November 1928. *Met. Z.* **46**, 232—233, Nr. 6, 1929.
- Köhler, H.: Über das Irisieren und einige andere Erscheinungen in den Wolken. *Met. Z.* **46**, 161—168, Nr. 5, 1929.
- Ladenburg, R.: Die internationale Ozonkonferenz in Paris vom 15. bis 17. Mai. *Naturw.* **17**, 533—535, Nr. 27, 1929.
- McLennan, J. C., Ruedy, R. and Krotkov, V.: On the altitude of the ozone layer. *Trans. Roy. Soc. Canada, Sect. III*, **22**, 293—301, Nr. 2, 1928.
- Linke, F.: Messungen der Sonnenstrahlung bei vier Freiballonfahrten. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 176—184, 1929.
- Linke, F.: Die Strahlungsausgleichstemperatur des Erdbodens. *Met. Z.* **46**, 168—171, Nr. 5, 1929.
- Maris, H. B.: The upper atmosphere. *Terr. Mag.* **33**, 233—255, Nr. 4, 1928 und **34**, 45—54, Nr. 1, 1929.
- Martinozzi, L.: Sulla misura del potere riflettente del suolo col fotometro di Richardson. *Nuov. Cim.* **5**, Nr. 8, 1928.
- Mügge, R.: Über die Stratosphärentemperatur und die Strahlungsbedingungen der oberen Atmosphäre. *Z. f. Geoph.* **5**, 194—228, Nr. 5/6, 1929.
- Piippo, A. F.: Seventeen-year record of sun and sky radiation at Madison, Wis., Apr. 1911—March 1928 inclusive. With discussion by H. H. Kimball. *Monthl. Weather Rev.* **56**, 499—504, Nr. 12, 1929.
- Pincaas, H.: Die Verbreitung des Ozons in der Erdatmosphäre (Referat). *Naturw.* **17**, 641, Nr. 32, 1929.
- Rosseland, R.: Ozone absorption during long arctic night. *Nature* **123**, 761, Nr. 3107, 1929.
- Dobson, G. M. B.: Ozone absorption during long arctic night. *Nature* **123**, 712, Nr. 3106, 1929.
- Simpson, G. C.: The distribution of terrestrial radiation. *Mem. Roy. Met. Soc.* **3**, 53—78, Nr. 23, 1929 (London, Edw. Stanford).
- The luminosity of the night sky. *Australian Commonwealth Solar Observatory, Mem. vol. 1*, No. 1, 1929 (Ref. *Nature* **123**, 888, Nr. 3110, 1929).
- Thomson, A.: Blue-sky measurements at Apia, Samoa. *Monthl. Weather Rev.* **56**, 499, Nr. 12, 1928.
- Wallén, A.: Ein Wasser- und Wärmehaushaltsproblem. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 214—217, 1929.

### 3. Akustik.

- Everdingen, E. van: Über die Ausbreitung des Schalles bei der Versuchssprengung in Oldebroek am 28. Oktober 1922. *Kon. Nederlandsch Met. Inst. Mededeelingen en Verhandelingen* 31. 8<sup>o</sup>. 69 S.
- Hergesell, H.: Bemerkungen zu H. Benndorf, „Über die experimentelle Erforschbarkeit der höheren Schichten der Atmosphäre“.
- Benndorf, H.: Erwiderung auf obenstehende Bemerkung des Herrn Hergesell. *Phys. Z.* **30**, 429—430, Nr. 13, 1929.

## VI. Angewandte Geophysik.

- Belluigi, A.: Semplici e rapidi procedimenti di correzione topografica. Rom, Atti (6) **9**, 645—649, No. 8, 1929.
- Brockamp, B. und Wölcken, K.: Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. Z. f. Geoph. **5**, 163—171, Heft 3/4, 1929.
- Broderick, T. M. and Hohl, C. D.: Geophysical methods applied to exploration and geologic mapping in the Michigan copper district. Econ. Geol. 1928, S. 489—514.
- Carrette, G. and Kelly, S. F.: Discovery of salt domes in Alsace by electrical exploration. Amer. Inst. Min. Metall. Engin. 1928. 8 S.
- Crosby, J. B. and Leonardon, E. G.: Electrical prospecting applied to foundation problems. Amer. Inst. Min. Metall. Engin., Techn. Publ. Nr. 131, S. 12, 1928.
- Haalck, H.: Zur Frage der Erklärung der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalie. Gerlands Beitr. **22**, 241—255, 385—399, Heft 3/4, 1929.
- Haalck, H.: Die Verwendung der Elektrizität zur Erforschung des Untergrundes. Gerlands Beitr. **23**, 99—143, Heft 2, 1929.
- Hallimond, A. F.: Magnetic observations on the Swynnerton Dyke. The Mining Mag. **41**, 16—22, No. 1, 1929.
- Heiland, C. A.: Geophysical methods of prospecting. Principles and recent successes. Quarterly of the Colorado School of Mines, Vol. 24, No. 1. Golden, Colorado, 1929. 8<sup>o</sup>. 165 S.
- Heiland, C. A. and Courtier, W. H.: Magnetometric investigation of gold placer deposits near Golden, Col. Amer. Inst. Min. Metall. Engin., New York 1928.
- Hummel, J. N.: Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Rahmenmethoden. Z. f. Geoph. **5**, 72—80, Heft 2, 1929.
- Hummel, J. N.: Der scheinbare spezifische Widerstand. Z. f. Geoph. **5**, 89—104, Heft 3/4, 1929.
- Hummel, J. N.: Der scheinbare spezifische Widerstand bei vier planparallelen Schichten. Z. f. Geoph. **5**, 228—238, Heft 5/6, 1929.
- Jung, K.: Zur Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße. Z. f. Geoph. **5**, 238—253, Heft 5/6, 1929.
- Koenigsberger, J.: Messung lokaler erdmagnetischer Anomalien zur Bestimmung des Gesteinsmagnetismus im Felde und zur Vergleichung mit dem Hundsrück; Beschreibung eines Variometers für den erdmagnetischen Vektor. Gerlands Beitr. **23**, 248—268, Heft 3, 1929.
- Koenigsberger, J. G.: Field observations of electrical resistivity and their practical application. Amer. Inst. Min. Metall. Engin., Techn. Publ. Nr. 129, 17 S., 1928.
- Lancaster-Jones, E.: The computation of gravitational effects due to irregular mass distributions. London, Astr. Soc., Monthly Not., Geoph. Suppl. **2**, 121—140, No. 3, 1929.
- Lancaster-Jones, E.: The computation of Eötvös gravity effects. Amer. Inst. Min. Metall. Engin., Techn. Publ. Nr. 75. New York, N.Y. 1928. 8<sup>o</sup>. 25 S.
- Liechti, P.: Eine neue Hochfrequenzmethode zur Registrierung von Bodenerschütterungen. Gerlands Beitr. **23**, 213—228, Heft 2, 1929.
- Lundberg, H.: The history of magnetic and electrical prospecting for ore. The Mining Mag. **41**, 73—78, No. 2, 1929.
- Lundberg, H.: Recent results in electrical prospecting. Amer. Inst. Min. Metall. Engin., Techn. Publ. Nr. 98, 36 S., 1928.
- Mothes, H.: Neue Ergebnisse der Eiseseismik. Z. f. Geoph. **5**, 120—144, Heft 3/4, 1929.
- Müller, M.: Geophysikalische Feldmessung mit niederfrequenten Wechselströmen. Z. f. Geophys. **5**, 256—259, Heft 5/6, 1929.
- Numerov, B.: Interrelation between local gravity anomalies and the derivatives of the potential. Z. f. Geoph. **5**, 58—62, No. 2, 1929.
- Rankine, A. O.: Physics in relation to oil finding. Nature **123**, 684—686, 718—720, No. 3105 u. 3106, 1929.
- Schwinner, R.: Geophysikalische Zusammenhänge zwischen Ostalpen und Böhmischer Masse. Gerlands Beitr. **23**, 35—92, Heft 1, 1929.

- Seidl, E.: Ableitungen der Knick- bzw. Biegeform in Technik und Geologie aus ihren Elementen; Anwendung auf den Alpenbogen. Gerlands Beitr. **22**, 175—202, Heft 1/2, 1929.
- Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen. Durchgeführt vom Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen (1925—1929). E. Wiechert f. Z. f. Geoph. **5**, 159—162, Heft 3/4, 1929.
- Shaw, H.: Interpretation of gravitational anomalies. Amer. Inst. Min. Metall. Engin., Techn. Publ. Nr. 178. New York, N. Y., 1929. 80. 64 S.
- Stern, W.: Versuch einer elektrodynamischen Dickenmessung von Gletschereis. Gerlands Beitr. **23**, 292—333, Heft 3, 1929.
- Strutt, M. J. O.: Messung des Leitvermögens der Erde für kurze elektrische Wellen. Naturw. **17**, 727—728, Nr. 37, 1929.
- Vercelli, F.: Rilievi sperimentali su alcuni metodi geoelettrici. Lincei Rend. (6) **8**, 342—347, Nr. 9, 1928.
- Zotz, L. F.: Über eine neue Drehwage. Der Geologe 1928, S. 1135—1136, Nr. 43.

## VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

### 1. Kosmische Physik.

- Arnott, R. F., Arnott, E. G. F., Bennett, A. L. and Stewart, J. Q.: Kinematographic record of sunrise on the moon. Nature **124**, 56, Nr. 3115, 1929.
- Belot, E.: Précisions sur les formes et l'évolution de la masse terrestre avant sa condensation sphéroïdale. CR. **188**, 1481—1484, No. 23, 1929.
- Chapman, S.: On the radial limitation of the Sun's magnetic field. Monthl. Not. R. Astr. Soc. **89**, 57—59, 1928. The Sun's general magnetic field and the chromosphere. Monthl. Not. R. Astr. Soc. **89**, 80—84, 1928.
- Danjou, A.: Présentation d'un nouveau photomètre astronomique. J. phys. et le Radium (6) **9**, 30 S., Nr. 2, 1928.
- Graff, K.: Grundriß der Astrophysik. VIII, 751 S. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner, 1928. Measures of the brightness of earth-shine. Nature **124**, 106, Nr. 3116. (Ref. über Messungen M. Danjou-Straßburg.)
- Pettit, E. and Nicholson, S. B.: Lunar radiation and temperatures during an eclipse. Phys. Rev. (2) **33**, 273, Nr. 2, 1929.

### 2. Physik, Chemie.

- Campbell, N.: Wasserstoff und die photoelektrische Emission aus Kalium. Phys. Z. **30**, 537—538, Nr. 17, 1929.
- Exner, F. M.: Energiegleichung zur Berechnung des Widerstandes und der Fallgeschwindigkeit von Steinen im Wasser. Phys. Z. **30**, 458—462, Nr. 14, 1929.
- Goldschmidt, V. M.: Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. Phys. Z. **30**, 519—520, Nr. 17, 1929.
- Hummel, J. N.: Modellversuche mit der Viertelwellenmethode. Z. f. Geophys. **5**, 104—117, Nr. 3/4, 1929.
- Lange, B. und Heller, W.: Tellur-Thermoelement. Phys. Z. **30**, 419—425, Nr. 13, 1929.
- Mathias, O. und Hess, V. F.: Über einen neuen Apparat zur Registrierung der Ausschläge von Ein- und Zweifadenelektrometern. Phys. Z. **30**, 508—512, Nr. 16, 1929.
- Namba, Y.: Effect of atmospheric pressure on the frequency of tuning-fork. Nature **124**, 511, Nr. 3127, 1929.
- Problems of geochemistry. Nature **124**, 1—2, Nr. 3114, 1929.
- Robertson, R.: Infra-red spectra. Nature **123**, 915—918, Nr. 3111, 1929.
- Terada, T. and Miyabe, N.: Experimental investigations of the deformation of sand mass. Part 3. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **7** (1), 65—93, 1929.
- Watanabe, N. and Imaizumi, M.: On a method of standardization of a 25 m Jaderin wire in terms of the wavelength of the Cadmium red line. Tokyo Proc. **5**, 223—226, No. 6, 1929.
- Wood, A. R. and Leathwood, M. N.: Glasses transparent to ultra violet radiation. Nature **124**, 441, Nr. 3125, 1929.

3. Mathematik.

- Fujiwhara: Note on errors arising from averaging. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 159—162, 1929.
- Kiroff, K. T.: Bemerkungen über die Zerlegung zusammengesetzter Kurven. *Met. Z.* **46**, 221—225, Nr. 6, 1929.
- Rempp, G.: Sur la succession des valeurs d'une grandeur variant au hasard. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 46—54, 1929.
- Stumpff, K.: Über die Verwendung des Darwinschen Schemas in der Periodogrammanalyse. *Gerlands Beitr.* **22**, 410—441, Heft 4, 1929.

4. Meteorologie.

- Exner, F. M.: Zur Theorie der Fallgeschwindigkeit von Regentropfen. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 4—6, 1929.
- Holzappel, R.: Haloerscheinung auf der Stolzalpe (Steiermark) am 19. Februar 1929 vormittags. *Met. Z.* **46**, 323, Nr. 8, 1929.
- Hunt, H. A.: Australian upper air work. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 163—169, 1929.
- Kirsten, H.: Luftdichte und Äquivalenttemperatur. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 107—109, 1929.
- Maris, H. B.: The upper atmosphere. *Terr. Mag.* **34**, 45—54, Nr. 1, 1929 (Forts. u. Schluß).  
Meteorology in India. *Nature* **123**, 698, Nr. 3105, 1929.
- Owens, J. S.: Salt haze. *Nature* **123**, 945, Nr. 3112, 1929.
- Peppler, W.: Lokale Stratusbildungen im Gebirge. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 210—213, 1929.
- Richardson, L. F.: A search for the law of atmospheric diffusion. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 24—29, 1929.
- Roy, S. C. and Chatterji, G.: Probable origin of the cold wave in India, February 1929. *Nature* **124**, 579, Nr. 3128, 1929.
- Runkel, F.: Wetternachrichtendienst. *Naturw.* **17**, 640—641, Nr. 32, 1929.
- Sanford, F.: Is the twelve-hour variation in the atmospheric pressure an electric phenomenon? *Science* **69**, 434—436, Nr. 1790, 1929.
- Schereschewsky, P. et Wehrlié, P.: Le sondage par le son. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 235—263, 1929.
- Schmauss, A.: Niederschlagsrhythmen. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 118—120, 1929.
- Shaw, N.: Distribution of temperature in the first 25 kilometres over the earth. *Nature* **123**, 906, Nr. 3111, 1929.
- Stüve, G.: Die Entstehung des Schnees. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 170—175, 1929.
- The permanent frozen soils of Russia. *Nature* **123**, 741—742, Nr. 3106, 1929.
- Walter, B.: Über die Süringsche Blitzaufnahme, sowie über einige neuere, vermeintliche Kugelblitzaufnahmen. *Phys. Z.* **30**, 261—267, Nr. 9, 1929.

5. Verschiedenes.

- August v. Schmidt†. Nachruf von E. Kleinschmidt. *Gerlands Beitr.* **22**, 233—238, Heft 3, 1929.
- Dorno, C.: Bioklimatische Probleme. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 7—20, 1929.
- Hergesell-Festband (*Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **15**, 1929): W. Peppler: Hergesell und die Aerologie. S. IX—XVII. — H. Eckener: Widmung. S. XVIII. — J. Galbis: Widmung. S. XIX.
- S. J. Mauchly, 1879—1928. Nachruf von O. H. Gish. *Terr. Mag.* **34**, 77, Nr. 1, 1929.
- Meeting of the Seismological Society of America, June 20, 1929. *Bull. Seism. Soc. America* **19**, 109—133, No. 2, 1929.
- Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Dresden, 3. bis 5. Oktober 1929. *Z. f. Geoph.* **5**, 253—259, Heft 5/6, 1929.

Potsdam, Geodätisches Institut.  
Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.  
Berlin, Institut für Meereskunde.

Rudolf Berger.  
Konrad Büttner.  
Lotte Möller.

## Literaturverzeichnis.

### I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

#### 1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung — Zeitdienst, Uhren.

- Astronomisch-geodätische Arbeiten in der Schweiz, herausg. von der Schweizerischen geodätischen Kommission. 18. Bd.: Telegraphische Bestimmung der Längenunterschiede zwischen schweizerischen Stationen 1919—1923, bearbeitet von E. Hunziker. Bern 1929. 4<sup>o</sup>. VIII, 138 S., 1 Karte.
- Mahnkopf, H.: Untersuchungen über die Genauigkeit von Längenbestimmungen auf funkentelegraphischem Wege unter besonderer Berücksichtigung der Zenitrefraktion. Verh. Baltisch Geod. Komm. Berlin 1928, S. 117—134. Helsinki 1929.
- McCaw, G. T.: Historical notes on terrestrial longitude. The Observatory **52**, 233—241; 257—266. Nr. 663; Nr. 664, 1929.
- Phillips, E. C.: Longitude of Georgetown College Observatory as determined during world longitude operation. The Astr. J. **39**, 27—30, Nr. 914, 1929.
- Dyson, F. W.: The variation of latitude. Calcutta, Math. Soc. Bull. **20**, 23—30, 1928. 1 Taf.
- Kawraŋsky, W.: Sur la „correction d'accélération“ à introduire dans le calcul de l'heure et de la latitude d'après les observations des étoiles à une hauteur constante au moyen d'un instrument muni de plusieurs fils. J. des Observateurs **12**, 149—152, Nr. 8, 1929.
- Kepiński, F.: Sur la détermination de la latitude géographique de l'Observatoire Astronomique de l'Université de Varsovie. Cracovie Bull. (A) **1929**, 23—37.
- Littell, F. B.: Variation of latitude observations at the U. S. Naval Observatory. The Astron. J. **39**, 25—27, Nr. 914, 1929.
- Meeting for the discussion of geophysical subjects, London 1929, January 18. „The variation of latitude.“ The Observatory **52**, 79—82, Nr. 658, 1929.
- Pollak, L. W.: Über den Einfluß des Mondes auf die Breitenvariationen zu Carloforte. Erzgebirgs-Ztg. **50**, 45—46, Heft 1/2 (Spitaler-Festschrift). Teplitz-Schönau 1929.
- Andersen, E.: Über die Korrekturen der Zeitsignale. Gerlands Beitr. **23**, 356—368, Heft 4, 1929.
- Cooper, P. A.: A new inertia-less chronograph. Phil. Mag. **8**, 1100—1105, Nr. 54, 1929.
- Haswell, J. E.: Horology: the science of time measurement and the construction of clocks, watches, and chronometers. London 1928 (Chapman & Hall, Ltd.), 267 p.

- Lejay, P.: Un chronographe de précision. Étude des irrégularités des pendules astronomiques à contacts. *J. des Observateurs* **12**, 137—149, Nr. 8, 1929.
- Littell, F. B. and Willis, J. E.: A new method of determining time. *The Astron. J.* **40**, 7—9, Nr. 331, 1929.
- Schuler, M.: Die Fehler unserer Zeitmessung und ein Vorschlag zur Verbesserung der astronomischen Uhren. *Phys. Z.* **30**, 884—887, Nr. 23, 1929.

2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.

- Adams, O. S.: Readjustment of the triangulation in the western part of the United States (Abstract). *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **68**, 44—45, 1929.
- Avers, H. G.: Progress of the geodetic work of the United States Coast and Geodetic Survey. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **68**, 38—41, 1929.
- Banachiewicz, Th.: Polnische Sonnenfinsternisexpedition 1927. *Verhandl. Balt. Geod. Komm. Berlin* 1928, S. 161—164. Helsinki 1929.
- Bowie, W.: The figure of the earth derived by triangulation-methods. *Sill. J.* (5) **18**, 53—59, Nr. 103, 1929.
- Heiskanen, W.: Über die Elliptizität des Erdäquators. *Veröff. d. Finnischen Geodätischen Inst. Nr. 12.* Helsinki 1929. 8<sup>o</sup>. 18 S.
- Jankowski, K.: Sur la surface de référence asymétrique. SA. *Études géophysiques, météorologiques et hydrographiques*, fasc. 1, 1929. Varsovie 1929. 4<sup>o</sup>. 68 p.
- Jung, K.: Zur Frage der Elliptizität des Erdäquators. *Verh. Baltisch Geod. Komm. Berlin* 1928, S. 143—147. Helsinki 1929.
- Leinberg, Y.: Über die Ergebnisse der Maupertuisschen Gradmessung in Lappland. *Verh. Baltisch Geod. Komm. Berlin* 1929, S. 148—160. Helsinki 1929.
- Sánchez, P. C.: The history of geodesy in Mexico. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **68**, 20—31, 1929.
- Schmehl, H.: Die Bestimmung der Hauptkrümmungsrichtungen auf dem Geoid durch astronomische Größen. *Verh. Baltisch Geod. Komm. Berlin* 1928, S. 112—116. Helsinki 1929.
- Swick, C. H.: The figure of the earth from gravity-measurements. *Sill. J.* (5) **18**, 60—64, Nr. 103, 1929.
- Tobey, W. M.: Progress of Canadian geodetic work. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **68**, 31—35, 1929.
- Weiken, K.: Ausgleichung nach Koordinaten. *Verh. Baltisch Geod. Komm. Berlin* 1928, S. 105—111. Helsinki 1929.
- Heiskanen, W.: Die isostatische Reduktion und die Erddimensionen. *Astr. Nachr.* **237**, 73—76, Nr. 5669, 1929.
- Hopfner, F.: Die Reduktion von Bruns-Bowie. *Z. f. Geoph.* **5**, 300—303, Heft 7, 1929.
- Hopfner, Fr.: Zum Unterschiede zwischen den ozeanischen und kontinentalen Schwerkraftwerten. *Erzgebirgs-Ztg.* **50**, 29—31, Heft 1/2 (Spitaler-Festschrift). Teplitz-Schönau 1929.
- Miller, A. H.: The gravity-survey of Canada. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **68**, 35—38, 1929.
- Simpson, G. C.: Continents and oceans. *Nature* **124**, 837—838, Nr. 3135, 1929.
- Swick, C. H.: Isostatic anomalies at Meinesz's sea-stations. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **68**, 41—44, 1929.



3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie.

- Friedel, G. et Maikowsky, V.: Sur les mesures de temperatures dans les sondages. CR. **189**, 891—893, Nr. 22, 1929.
- Goldschmidt, V. M.: Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. Phys. Z. **30**, 519—520, Heft 17, 1929.
- Goranson, R. W.: The density of the Island of Hawaii and the density distribution in the Earths crust. Amer. J. of Sc. (5) **16**, 89—120, Nr. 92, 1928.

II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik.

1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

- Bailey, E. B.: The ancient mountain systems of Europe and America. The Scottish Geogr. Mag. **44**, 321—334, Nr. 6, 1928.
- Bubnoff, S. v.: Grundprobleme der Geologie Europas. VI. Naturwiss. **17**, 419—425, Heft 23, 1929.
- Cotton, L. A.: Causes of diastrophism and their status in current geological thought. Australasian Association for the Advancement of Science, Report of the Hobart meeting, 1928. Sidney Univ. Reprints, Series 6, 1929. 8°. 48 p.
- Kaufmann, H.: Rhythmische Phänomene der Erdoberfläche. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1929. 8°. V, 347 S.
- Schaffer, Fr. X.: Major Earth features and their transformation. Pan-Amer. Geologist **50**, 121—130, Nr. 2, 1928.
- Wolff, F. v.: Der Vulkanismus. 2 Bände. Band 2: Spezieller Teil, Teil 1 [Die neue Welt (pazifische Erdhälfte), der Pazifische Ozean und seine Randgebiete]. Hälfte 2. Stuttgart, Ferd. Enke, 1929. 4°. XII, 305 u. 828 S.. 4 Taf.
- Terada, T.: On the form of volcanos. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **7** (2), 207—221, 1929.
- Rittmann, A.: Die Solfatara. Naturwiss. **17**, 659—663, Heft 34, 1929.
- Rittmann, A.: Der Vesuvausbruch im Juni 1929. Naturwiss. **41**, 795—802, Heft 41, 1929.
- Havemann, H.: Ein neues Erklärungsmoment zum Mechanismus der Kontinentalverschiebungen. Naturwiss. **17**, 743—747, Heft 38, 1929.

2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- Terada, T. and Miyabe, N.: Deformation of the Earth crust and topographical features. Tokyo Proc. **5**, 322—325, Nr. 8, 1929.
- Terada, T. and Miyabe, N.: Deformation of the Earth crust in Kwansai districts and its relation to the orographic feature. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **7** (2), 223—239, 1929. 2 Taf.
- Adams, L. H. and Gibson, R. E.: The elastic properties of certain basic rocks and of their constituent minerals. Washington Proc. **15**, 713—724, Nr. 9, 1929.
- Angenheister, G.: Die besonderen seismischen Aufgaben der baltischen Länder. Verh. Baltisch Geod. Komm. Berlin 1928, S. 134—139. Helsinki 1929.

- Bowie, W.: Causes and prediction of earthquakes. SA. Papers in honour of Charles Frederick Johnson. Hartford, Conn. 1928 (Trinity College).
- Bowie, W.: Equilibrium of outer crust of Earth is studied as basis for determining cause of earthquakes. United States Daily, Topic 40 (Physical Science), Article 17. Washington D. C. 1929, February 14.
- Conrad, V.: Erdbebenhäufigkeit und Sonnenaktivität. Erzgebirgs-Ztg. 50, 19—22, Heft 1/2 (Spitaler-Festschrift). Teplitz-Schönau 1929.
- Davison, C.: The Atlantic earthquake of Nov. 18, 1929. Nature 124, 859, Nr. 3135, 1929.
- Gutenberg, B.: Theorie der Erdbebenwellen; Beobachtungen; Bodennunruhe. Handb. d. Geoph., Bd. 4, Lieferung 1. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1929. 8°. 298 S.
- Gutenberg, B.: Über Fortpflanzung von elastischen Wellen in viskosen Medien. Phys. Z. 30, 230—231, Heft 8, 1929.
- Heck, N. H.: Research on conditions in Earth's interior is conducted through studies of earthquakes. United States Daily. Topic 40 (Physical Science), Article 19. Washington D. C. 1929, February 16.
- Heck, N. H.: Earthquakes in northeastern States studied to determine probability of recurrences. United States Daily, Topic 40 (Physical Science), Article 50. Washington D. C. 1929, March 26.
- Heck, N. H.: Information gathered on effects of earthquakes to determine causes and probable frequency. United States Daily. Topic 40, Article 51. Washington 1929, March 27.
- Hodgson, E. A.: Bibliography of seismology. January, February, March, 1929. Ottawa, Dominion Obs., Publ. 10, 1. Ottawa 1929. 4°. 17 p.
- Imamura, A.: On the multiple source of origin of the Great Kwantō earthquake of 1923 and its relation to the fault system connected with the earthquake. Tokyo Proc. 5, 330—333, Nr. 8, 1929.
- Ichiki, M.: Volcano Kayagatake. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 7 (2), 335—380, 3 Taf., 1 Karte, 1929.
- Jakobsen, B. F.: Relation between earthquakes and engineering substructures. Proc. Amer. Soc. of Civil Engineers 55, 219, Nr. 1, 1929.
- Japan, Land Survey Dep., Revision of the secondary trigonometrical survey in the Tango district. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 7 (2), 381—388, 1 Karte, 1929. Japanisch; engl. Auszug.
- Krumbach, G.: Zur Frage der Laufzeitkurven II. Z. f. Geoph. 5, 303—314, Heft 7, 1929.
- Kunitomi, S. I.: Note on the North Tango earthquake of March 7, 1927. Tokyo, Centr. Met. Obs., The Geoph. Mag. 2, 65—89, Nr. 1, 1929.
- Lehmann, J.:  $\overline{ScPcS}$ . Gerlands Beitr. 23, 369—378, Heft 4, 1929.
- Lynch, E.: Solar physics and earthquakes. Published by the Tribune News Publishing Co. South Gate, Los Angeles Co., California 1928. 40 p.
- Nakano, H.: Long waves in cylindrical coordinates. Tokyo, Centr. Met. Obs., The Geoph. Mag. 2, 37—51, Nr. 1, 1929.
- Navarro-Neumann, M. S.: Sur quelques contributions de la géologie à la sismologie et de la sismologie à la géologie. SA.: CR. XIV<sup>e</sup>. Congrès Géologique International, 1926. Madrid 1929. 4°. 6 p.
- Neumann, F.: Seismological records. United States Daily, Washington D. C., February 20, 1929.

- Nikiforow, P.: Der gegenwärtige Stand und die Entwicklungsaussichten der Seismologie in der UdSSR. SA.: Die Naturwissenschaft in der Sowjet-Union. Berlin und Königsberg i. Pr. 1929 (Ost-Europa-Verlag). 8<sup>o</sup>. 6 S.
- Matuzawa, T., Yamada, K. and Suzuki, T.: On the forerunners of earthquake-motions. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 7 (2), 241—260, 5 Taf., 1929.
- Miyabe, N.: Die Schwankungen der makroseismischen Tätigkeitszonen um den Pazifischen Ozean. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 7 (2), 261—268, 1929.
- Prey, A.: Über die Elastizitätskonstante der Erde. Gerlands Beitr. 23, 379—429, Heft 4, 1929.
- Sezawa, K.: Periodic Rayleigh-waves caused by an arbitrary disturbance. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 7 (2), 193—206, 1929.
- Tsuboi, Ch.: Report on the activity of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University, 1925—1929. Gerlands Beitr. 23, 430—441, Heft 4, 1929.
- Tsuboi, Ch.: On a relation between the distributions of gravitational anomalies and the origins of earthquakes in Japan. Tokyo Proc. 5, 326—329, Nr. 8, 1929.
- Tsuya, H.: Volcanoes of Kōzu-shima. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. 7 (2), 269—334, 10 Taf., 1929.
- Turner, H. H.: Shallow and deep earthquakes. Tokyo, Centr. Met. Obs., The Geoph. Mag. 2, 179—187, Nr. 3, 1929.
- Wadati, K.: Shallow and deep earthquakes (2nd paper). Tokyo, Centr. Met. Obs., The Geoph. Mag. 2, 1—36, Nr. 1, 1929.
- Wenner, F.: Studies conducted on causes of earthquakes and on other movements of crust of Earth. United States Daily, Topic 40 (Physical Science), Article 20. Washington D. C. 1929, February 18.
- Wenner, F.: New type of seismometer developed to obtain accurate records of smaller earthquakes. United States Daily, Topic (Physical Science), Article 21. Washington D. C. 1929, February 19.
- Reutlinger, G.: Mechanische Schwingungsmesser hoher Empfindlichkeit. Z. f. angew. Math. u. Mech. 8, 455—456, Heft 6, 1928.

### III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

- Nippoldt, A., Keränen, J., Schweidler, E.: Einführung in die Geophysik II. Erdmagnetismus und Polarlicht. Wärme- und Temperaturverhältnisse der obersten Bodenschichten. Lufterlektrizität. (Naturwissenschaftliche Monographien und Lehrbücher, hrsg. v. d. Schriftleitung der „Naturwissenschaften“, Bd. 8.) 8<sup>o</sup>. X und 388 S. mit 130 Abb. im Text. Berlin, Julius Springer, 1929.

#### 1. Das innere Magnetfeld.

- Ault, J. P.: Preliminary results of ocean magnetic observations on the Carnegie from Tahiti to Samoa to Guam to Japan, March to June 1929. Terr. Mag. 34, 249—256, Nr. 3, 1929.
- McComb, H. E.: Scale-values of magnetic variometers. Terr. Mag. 34, 260—261, Nr. 3, 1929.
- McComb, H. E.: Induction coefficient for magnetometer magnets. Terr. Mag. 34, 241—249, Nr. 3, 1929.
- Errulat, F.: Erdmagnetische Messungen im Gebiete der freien Stadt Danzig. Mitt. Geoph. Warte Groß-Raum, Königsberg i. Pr., Nr. 8, 1929.

- Gauss, C. F.: Carl Friedrich Gauss' Werke, herausgegeben von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. 12. Band. *Varia*. Atlas des Erdmagnetismus, nach den Elementen der Theorie entworfen. Berlin, J. Springer, 1929. 410 S.
- Gunn, R.: Theory of the permanent magnetic fields of the Sun and Earth. *Phys. Rev.* **34**, 335—343, Nr. 1, 1929.
- Gunn, R.: An electromagnetic effect of importance in solar and terrestrial magnetism. *Phys. Rev.* **33**, 832—836, Nr. 5, 1929.
- Haalek, H.: Zur Frage der Erklärung der Kursker magnetischen und gravimetrischen Anomalie. I. Teil. *Gerlands Beitr.* **22**, 241—255, Nr. 3, 1929. II. Teil. Ebenda, S. 385—399, Nr. 4.
- Kegel, W.: Über erdmagnetische Untersuchungen im Lahn-Dill-Gebiet. *Sitzungsber. d. Preuß. Geol. Landesanstalt*, Heft 4, S. 59—65, 1929.
- Koenigsberger, J. G.: Method for measuring the susceptibility of rocks. *Terr. Mag.* **34**, 209—215, Nr. 3, 1929.
- Peters, W. J.: Compass and dip circle deviations caused by harmonic motion. *Washington J. Acad. Sc.* **19**, 202—204, Nr. 10, 1929.
- Slaucitajs, L.: Magnetic work on the Latvian coast and the Baltic sea 1927—1928. *Terr. Mag.* **34**, 258, Nr. 3, 1929.
- Sramkov, E.: Sur la stabilité de l'aimantation permanente de certaines roches. *Lenin-grad CR. Acad. Sc.* **4**, 97—100, 1929.
- Theimer, V.: Beiträge zur Theorie des Magnetometers von Tiberg-Thalén. *Z. f. Instrk.* **49**, 342—355 und 386—395, Nr. 7 und 8, 1929.
- Uljanin, W.: Ein transportables elektrisches Magnetometer. *Terr. Mag.* **34**, 199—206, Nr. 3, 1929.

## 2. Das äußere Magnetfeld.

- Dijk, G. van: The magnetic character of the year 1928. *Terr. Mag.* **34**, 207—209, Nr. 3, 1929.
- Krakau, E. V.: On the diurnal variation of the horizontal component of terrestrial magnetism. *J. Geoph. Met.* **5**, 295—309, Nr. 4, 1928.
- Maris, H. B. and Hulburt, E. O.: Comets and terrestrial magnetic storms. *Phys. Rev.* **33**, 1046—1060, Nr. 6, 1929.
- Principal magnetic storms. Sitka, Jan.—Marsh 1929; Cheltenham, Apr.—Jul. 1929; Huan-cayo, Mar.—Apr. 1929; Watheroo, Jan.—Mar. 1929. *Terr. Mag.* **34**, 261—263, Nr. 3, 1929.

## 3. Polarlicht.

- Blanchet, G. H.: Remarks on magnetism and the aurora. *Toronto J. R. Astr. Soc. Can.* **23**, 291—292, Nr. 6, 1929.
- Lugeon, J.: Une méthode pour sonder l'atmosphère à l'aide des perturbations du champ électromagnétique au passage de l'anneau crépusculaire. *CR.* **188**, 1114—1116, Nr. 17, 1929.
- Sommer, L. A.: Über das nächtliche Leuchten der hohen Atmosphäre über Göttingen. *Z. f. Phys.* **57**, 582—600, Nr. 9/10, 1929.
- Störmer, C.: Sur les échos retardés. *CR.* **189**, 365—368, Nr. 9, 1929.
- Störmer, C.: International cooperation in aurora research. *J. Geoph. Met.* **5**, 342—347, Nr. 4, 1928.
- Vegard, L.: Die Struktur derjenigen Form von festem Stickstoff, die unterhalb 35.5° K stabil ist. *Z. f. Phys.* **58**, 497—510, Nr. 7/8, 1929.

4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung.

- Appleton, E. V. and Others: Thunderstorms and the maintenance of the Earth's electric field. Observatory, London, **52**, 145—148, 1929.
- Chevrier, J.: Variation diurne du potentiel électrique de l'air et déperdition électrique pendant le mois de septembre 1928 à l'Observatoire de Ksara (Liban). CR. **188**, 1306—1308, Nr. 20, 1929.
- Deppermann, C. E.: Atmospheric potential-gradient results at Cebu during solar eclipse, May 9, 1929. Terr. Mag. **34**, 257—258, Nr. 3, 1929.
- Gish, O. H. and Sherman, K. L.: A leak-free method of measuring air-potentials. Terr. Mag. **34**, 231—237, Nr. 3, 1929.
- Griffiths, E. and Awberry, J. H.: The dependence of the mobility of ions in air on the relative humidity. London Proc. Phys. Soc. **41**, 240—247, Nr. 229, 1929.
- Heß, V. F.: Neue Untersuchungen über die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre auf Helgoland. Gerlands Beitr. **22**, 256—314, Nr. 3, 1929.
- Hulburt, E. O.: Ions and electrical currents in the upper atmosphere. Terr. Mag. **34**, 259—260, Nr. 3, 1929.
- Israël, H.: Untersuchungen über schwere Ionen in der Atmosphäre. Gerlands Beitr. **23**, 144—166, Nr. 2, 1929.
- Lautner, P.: Die luftelektrischen Verhältnisse am Zugspitzgipfel in 2960 m. Dt. Met. Jb. für 1928, Bayern. München 1929.
- Maneff, G.: Die Energiemasse und der Elektrizitätshaushalt der Erde. Terr. Mag. **34**, 225—229, Nr. 3, 1929.
- Martinozzi, L.: Sulle caratteristiche dei meteoriti (nell' ipotesi di una origine elettrica della loro luminosità) ed un valore limite della densità degli ioni nell' alta atmosfera. Rom Atti R. Acc. Naz. Linc. **9**, 403—407, Nr. 5, 1929.
- Noto, H.: Some experiments upon the charge and the conductivity of cloud. Jap. J. Astr. Geoph. **6**, 143—160, Nr. 3, 1929.
- Page, L.: Effect of the Earth's magnetic and electric fields on ion paths in the upper atmosphere. Phys. Rev. **33**, 823—831, Nr. 5, 1929.
- Simpson, G. C.: Lightning. Nature **124**, 801—813, Nr. 3134, 1929.
- Vincent, A.: Sur l'électrisation de vents chargés de neige. CR. **188**, 928, Nr. 13, 1929.
- Watson, R. E.: Measurements of the effective electrical conductivity of the air and the Earth's electric field at near ground level by means of the Wilson universal electrometer. London, Met. Off. Geophys. Mem., Nr. 45, 1929.
- Wais, G. R.: The relative frequency of thunderstorms throughout the day over the oceans and in the tropic. Terr. Mag. **34**, 237—241, Nr. 3, 1929.
- Whipple, F. J. W.: On the association of the diurnal variation of electric potential-gradient in fine weather with the distribution of thunderstorms over the globe. (London), Quat. J. R. Met. Soc. **55**, 1—17, 1929.
- Wigand, A.: Die Feinstruktur des luftelektrischen Feldes. Z. f. Geoph. **5**, 319—321, Nr. 7, 1929.
- Zeleny, J.: Distribution of mobilities of ions in moist air. Phys. Rev. **34**, 310—334, 1929.
- Běhounek, F.: Atmospheric-electric researches made in 1928 during the Nobile arctic expedition. Terr. Mag. **34**, 173—198, Nr. 3, 1929.

- Bothe, W. und Kolhörster, W.: Das Wesen der Höhenstrahlung. *Z. f. Phys.* **56**, 751—777, Nr. 11/12, 1929.
- Clay, J.: Het kortgolvrige einde van de reeks der electromagnetische trillingen. *Physica* **9**, 1929. 16 S.
- Das, A. K.: On the quantum of cosmic radiation and the relative mass of proton and electron. *Naturw.* **17**, 841, Nr. 43, 1929.
- Heß, V. F. und Mathias, O.: Neue Registrierungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Sonnblick (3100 m). *Phys. Z.* **30**, 766—767, Nr. 21, 1929.
- Kulenkampff, H.: Bemerkungen zum Absorptionsgesetz der durchdringenden Höhenstrahlung. *Phys. Z.* **30**, 561—567, Nr. 18, 1929.
- Lindholm, F.: Registrierbeobachtungen der Hessschen Ultra- $\gamma$ -Strahlung auf Muottas-Muraige (2456 m), II. Mitteilung. *Gerlands Beitr.* **22**, 141—163, Nr. 1/2, 1929.
- Steinke, E.: Wasserversenkmessungen der durchdringenden Hessschen Strahlung. *Z. f. Phys.* **58**, 183—193, Nr. 3/4, 1929.
- Steinke, E.: Neue Untersuchungen über die durchdringende Hesssche Strahlung. *Phys. Z.* **30**, 767—771, Nr. 21, 1929.
- Teegan, J. A. C.: Electron scattering and high frequency radiation. *Phil. Mag.* **8**, 664—667, Nr. 52, 1929.

#### 5. Radioaktivität.

- Baranow, W. J. und Gratcheva, E. H.: Die Radioaktivität der atmosphärischen Luft im Zusammenhang mit dem Massenaustausch in der Atmosphäre. *J. Geoph. Met.* **5**, 311—320, Nr. 4, 1928.

#### 6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- Lugeon, J.: La genèse des orages de chaleur et leur prévision à l'aide des atmosphériques. *CR.* **189**, 363—365, Nr. 9, 1929.
- Wymore, J. I.: Relation of radio wave propagation to disturbances in terrestrial magnetism. *Washington Bur of Stand. J. Res.* **2**, 1201—1211. *New York Proc. Inst. Radio Engin.* **17**, 1206—1213, 1929.

### IV. Physik des Meeres.

- Defant, A.: Einführung in die Geophysik. III. Dynamische Ozeanographie (Naturwissenschaftliche Monographien und Lehrbücher, hrsg. v. d. Schriftleitung der „Naturwissenschaften“, Bd. 9). 8<sup>o</sup>. X u. 222 S. mit 87 Abb. im Text. Berlin, Julius Springer, 1929.

#### 2. Berichte von Forschungsinstituten und Expeditionen.

- Souvorov, E.: An Expedition to the Cheshskaya Bay in the year 1926 and its hydrographical work. *Ber. d. Inst. z. Erf. d. Nordens*, Nr. 278, Moskau 1929.

#### 4. Bearbeitung von Beobachtungen.

- Anselmi, Scipione: Osservazioni fisico-chimiche sulla laguna di Orbetella. *Boll. di Pesca, di Piscicoltura e di Idrobiol.* **V**, 4, Roma 1129.
- Belloc, G.: La Croisière de la „Tanche“ en juillet-août 1928. *Revue des travaux de l'office des pêches maritimes.* Tome **II**, Fasc. 1.
- Beaugé: Grande Pêche, Rapport de mission à Terre-Neuve (Campagne 1928) (1. Partie). *Revue des travaux de l'office des pêches maritimes.* Tome **II**, Fasc. 1.

- Derjugin, K. M.: Ozeanographische Forschungen im Weißen Meere. Arktis **2**, 4, 1929.
- Gresens, Salzgehaltsverhältnisse der Dänischen Wiek und des Rycks. **45, 46**, Jb. d. Pomm. Geogr. Ges., Sitz Greifswald 1929.
- Hidaka, K.: Surface temperature observations between Kobe and Muroto Cape (jap.). Inst. of Oceanography, Vol. **I**, 2, 1929.
- Hidaka, K., Kawasaki, H., Takaya, S. und Mizuuchi, M.: The Results of the oceanographical observations in the Kii Suido on board M. S. Syunpu Maru during the winter 1927/28, Part. 2 (jap.). J. of Oceanography, Vol. **I**, 2, 1929.
- Mizuuchi, M.: Note on the oceanographical observations in Kii Suido on board M. S. Syunpu Maru during the winter 1927/28 (2nd Crusse) (jap.). J. of Oceanography, Vol. **I**, 2.
- Scientific Results of the Expedition with „Malygin“ in the Barents Sea 1928. Transact. of the Inst. for Scient. Explor. of the North **45**, Moskau 1929.
- Suda, K. und Kawasaki, H.: On a vertical section of the Japan Sea Part 2 (jap.). J. of Oceanography, Vol. **I**, 2, 1929.
- Suda, K. und Seki, K.: Report on the mean surface temperatures of the neighbouring sea of Japan (jap.). J. of Oceanography, Vol. **I**, 2, 1929.

## V. Physik der Atmosphäre.

### 1. Statik und Dynamik.

- Becker, R.: Gleitflächen und Äquivalenttemperatur. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 86—90 Nr. 1, 1929.
- Ertel, H.: Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Becker über Reibung an Gleitflächen. Becker, R.: Erwiderung auf die Einwände gegen meine Arbeit über Gleitflächen. Gerlands Beitr. **23**, 10—14, Nr. 1, 1929.
- Fujiwhara, S.: On the behavior of lines of discontinuity, cyclones and typhoons in the vicinity of Japan. Geoph. Mag. **2**, 120—131, Nr. 2, 1929.
- Geiger, R.: Beispiel eines Luftkörperdampfes in seiner Abhängigkeit von der Geländegestaltung. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 57—76, Nr. 1, 1929.
- Isimaru, Y.: On the motion of air near the earth's surface. Geoph. Mag. **2**, 91—106, Nr. 2, 1929.
- Isimaru, Y.: On the dissipation of the energy due to internal friction in the atmosphere. Geoph. Mag. **2**, 133—138, Nr. 3, 1929.
- Köhler, H.: Wolkenuntersuchungen auf dem Sonnblick im Herbst 1928. Met. Z. **46**, 409—420, Nr. 11, 1929.
- Kostarcva, O. A.: A investigation of a cyclone. Recueil de Geoph. **5**, 43—49, 1928.
- Letzmann, J. und Wegener, A.: Ein Versuch zur Trombenerklärung. Gerlands Beitr. **22**, 138—140, Nr. 1/2, 1929.
- Moltchanoff, P.: Versuch zur Erforschung der Windböigkeit in den unteren Schichten der Atmosphäre. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 43—57, Nr. 1, 1929.
- Mügge, R.: Fortschritte in der Deutung der Wettervorgänge und die Grenzen der Voraussage. Naturw. **17**, 952—959, Nr. 49, 1929.
- Palmén, E.: Über die Gleichgewichtsbedingungen beim dritten Landströmschen Winter-typus. Beitr. z. Phys. fr. Atm. **16**, 21—29, Nr. 3, 1929.

- Peppler, W.: Der Zusammenhang starker Temperatur- und Druckänderungen am Boden mit den höheren Luftschichten über dem Alpenvorland. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **16**, 1—8, Nr. 1, 1929.
- Raethjen, P.: Zur Vertikalbewegung im atmosphärischen Kontinuum. III. Teil. *Met. Z.* **46**, 383—393, Nr. 10, 1929. IV. Teil. Ebenda, S. 420—435, Nr. 11.
- Lakakibara, S.: Further investigation on the transverse eddy resistance acting on moving air in the lower atmosphere. *Geoph. Mag.* **2**, 139—156, Nr. 3, 1929.
- Smosarski: Versuch einer Theorie der periodischen Temperaturänderungen an der Erdoberfläche. *Gerlands Beitr.* **22**, 400—409, Nr. 4, 1929.
- Wadati, K. and Kawano, M.: On travelling anticyclones in Japan and transportation of air mass. (Tokyo), *Geoph. Mag.* **2**, 52—64, Nr. 1, 1929.
- Zolina, H. M.: Mouvement orthogonal dans l'atmosphère. *Recueil de Geoph.* **5**, 39—42, 1928.

2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre,  
Solarkonstante.

- Ångström, A.: On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air. *Geogr. Ann.* **11**, 156—166, 1929.
- Armellini-Conti, G.: Osservazioni colorimetriche eseguite durante l'eclisse totale di Sole de 29 giugno 1927. *Rom Atti R. Acc. Naz. Linc.* **9**, 400—402, Nr. 5, 1929.
- Batyghina, A. J.: Diffused radiation of the atmosphere with sky free of cloud at Sloutzk (Pavlovsk). *J. Geoph. Met.* **5**, 129—138, Nr. 2, 1928.
- Birge, E. A. and Juday, C.: Penetration of solar radiation into lakes, as measured by the thermopile. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **68**, 61—76, 1929.
- Büttner, K.: Strahlungsmessungen im Flugzeug. *Naturw.* **17**, 877, Nr. 45, 1929.
- Büttner, K. und Albrecht, F.: Zur Theorie von Aktinometern und Pyranometern I. *Gerlands Beitr.* **22**, 13—28, Nr. 1/2, 1929.
- Chalonge, D. et Götz, F. W. P.: Mesures diurnes et nocturnes de la quantité d'ozone contenue dans la haute atmosphère. *CR.* **189**, 704—706, Nr. 18, 1929.
- Dawson, L. H., Granath, L. P. and Hulburt, E. O.: The attenuation of ultra-violet light by the lower atmosphere. *Phys. Rev.* **34**, 136—139, Nr. 1, 1929.
- Devaux, J.: Étude actinométrique de la pénétration du flux énergétique solaire à l'intérieur de quelques glaciers pyrénéens. *CR.* **188**, 1054—1056, Nr. 16, 1929.
- Devaux, J.: Mesure du facteur d'absorption de la surface de quelques glaciers pyrénéens pour les radiations solaires. *CR.* **188**, 928—930, Nr. 13, 1929.
- Dobson, G. M. B.: L'ozone atmosphérique. *J. de physique* **10**, 241—246, Nr. 7, 1929.
- Dobson, G. M. B.: The ozone in the earth's upper atmosphere. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **16**, 76—86, Nr. 1, 1929.
- Dubois, P.: Nächtliche effektive Strahlung. *Gerlands Beitr.* **22**, 41—49, Heft 1/2, 1929.
- Dufay, J.: La brillance du ciel nocturne et ses variations. *J. de Phys.* **9**, 390—408, Nr. 12, 1928.
- Friedrich, W.: Das neue Institut für Strahlenforschung der Universität Berlin. *Strahlentherapie* **34**, 223—246, Nr. 2, 1929.



- Galbas, P. A.: Die erste Messung der Sonnenstrahlung im Flugzeug. *Naturw.* **17**, 782, Nr. 40, 1929.
- Galbas, P. A. und Marten, W.: Absolute Sonnenstrahlungsmessungen in der freien Atmosphäre im Flugzeug. *Z. f. Geoph.* **5**, 322, Nr. 7, 1929.
- Granath, L. P. and Hulburt, E. O.: The absorption of light by fog. *Phys. Rev.* **34**, 140—144, Nr. 1, 1929.
- Hill, L.: Die Messung der biologisch aktiven ultravioletten Strahlen des Sonnenlichtes. *Strahlentherapie* **34**, 117—128, Nr. 1, 1929.
- Hulburt, E. O.: The penetration of ultra-violet light into pure water and sea-water. (Abstract.) *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **68**, 61, 1929.
- Kalitin, N. N.: Solar diffused and terrestrial radiation, according to observations effectuated on the mount Elbrus. *J. Geoph. Met.* **5**, 195—211, Nr. 3, 1928.
- Kalitin, N. N.: Solar radiation during the solar eclipse of June 29<sup>th</sup> 1927 according to observations made at Malmberget (Sweden). *J. Geoph. Met.* **5**, 110—127, Nr. 2, 1928.
- Majorana, Q.: Sull' assorbimento delle radiazioni ultraviolette od ultrasosse da parte della nebbia. *Rom Atti R. Acc. Naz. Linc.* **9**, 1056—1061, Nr. 12, 1929.
- Pettit, E.: Eine Vergleichung der ultravioletten Strahlung der Sonne und irdischer Lichtquellen. (Aus *Transact.* 24. Annual Meeting Nat. Tuberculosis Ass.) *Ref. Naturw.* **17**, 833—834, Nr. 42, 1929.
- Pokrowski, J.: Über die Helligkeitsverteilung am Himmel. *Phys. Z.* **30**, 697—700, Nr. 20, 1929.
- Rapport de la Réunion de l'ozone et de l'absorption atmosphérique avec 27 mémoires et notes mis en ordre par Charles Fabry, Paris. *Gerlands Beitr.* **24**, 1—77, Heft 1, 1929:
- Ångström, A.: La quantité d'ozone dans l'atmosphère et sa relation avec les problèmes climatologiques. S. 62—64.
- Bjerknes, V.: Sur les relations entre l'ozone et les mouvements de la troposphère. S. 65.
- Buisson, H.: Comparaison des mesures d'ozone faites à Marseille et à Arosa. S. 18.
- Buisson, H.: Spectrographe double pour la mesure de l'ozone atmosphérique. S. 30.
- Chalonge, D. et Götz, P.: Comparaison entre les teneurs en ozone de la haute atmosphère pendant le jour et pendant la nuit. S. 20—25.
- Chapman, S.: On the variations of ozone in the upper atmosphere. S. 66—68.
- Dawson, Granath and Hulbert: The attenuation of ultraviolet light by the lower atmosphere. S. 69.
- Dember, H.: Ein lichtelektrisches Universalspektrometer. S. 34, 35. 1 Fig.
- Dobson, G. M. B.: Atmospheric ozone. S. 8—15. 4 Fig.
- Fabry, Ch.: Introduction. S. 1—7.
- Fabry, Ch.: Remarques sur les coefficients d'absorption de l'ozone. S. 38, 39.
- Götz, P.: Der Arosaer Ultraviolettspektrograph. S. 31—33. 2 Fig.
- Götz, P.: Ozonbestimmung ohne Intensitätsmessung. S. 36, 37.
- Gowan, E. H.: The effect of ozone on the temperature of the upper atmosphere. S. 57, 58.
- Gutenberg: Bemerkung über die Temperatur der Stratosphäre. S. 76.

- Hoelper: Diskussion mit Dr. Dobson. S. 16.
- Hoelper: Über die spektrale Durchlässigkeit der Atmosphäre. S. 26—29. 1 Fig.
- Ladenburg, R.: Bemerkung über die Absorptionskoeffizienten des Ozons. S. 40, 41.
- Lambrey, L. et Chalonge, D.: Structure de la bande d'absorption ultra-violette de l'ozone. S. 42—48. 5 Fig.
- Lindholm, F.: Note sur l'absorption de l'ozone dans la partie infrarouge du spectre solaire. S. 53—56. 4 Fig.
- Linke, F.: Bemerkung über die Mitteilung von Dobson. S. 17.
- Linke, F.: Bemerkung über die Mitteilung von Gowan. S. 59.
- Regener, E.: Ozon und Leitfähigkeit der Atmosphäre. S. 70, 71.
- Rosseland, S.: A theoretical remark on the distribution of ozone in the atmosphere. S. 50—52. 1 Fig.
- Rosseland, S.: On the temperature of the upper atmosphere. S. 60, 61.
- Ruedy, R.: Observations sur l'ozone faites au Canada. S. 19.
- Ruedy, R.: Note on the study of atmospheric ozone. S. 49.
- Whipple, F. J. W.: Researches on the transmission of air waves to great distances. S. 72—75.
- Sutter, E.: Der Einfluß des Großstadtdunstes auf das Strahlungsklima, insbesondere im Ultraviolett. *Strahlentherapie* **34**, 660—664, Nr. 3, 1929.
- Tichanowsky, J. J.: Zur Theorie der Messung der Himmelspolarisation. *Met. Z.* **46**, 439, Nr. 11, 1929.
3. Akustik.
- Gowan, E. H.: Low frequency sound waves and the upper atmosphere. *Nature* **124**, 452—454, Nr. 3125, 1929.
- Meisser, O.: Die Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Sprengungen. *Phys. Z.* **30**, 170—175, Heft 6, 1929.
- Thomson, A.: Earthquake sounds heard at great distances. *Nature* **124**, 687—688, Nr. 3131, 1929.
- Whipple, F. J. W.: Researches on the transmission of air waves to great distances. *Gerlands Beitr.* **24**, 72—75, Heft 1, 1929.

## VI. Angewandte Geophysik.

- American Association of Petroleum Geologists: Structure of typical American oil fields. Tulsa, Oklahoma, 1929, 485 p.
- Baesclin, F.: Geophysikalische Methoden zur Erforschung des Untergrundes. *Schweizerische Z. f. Vermessungswesen u. Kulturtechnik* **27**, 225—237, No. 11, 1929.
- Crosby, B. and Kelly, S. F.: Electrical subsoil exploration and the civil engineer. *Engineering News Record* **102**, No. 7, 1929.
- Edge, A. B.: Electrical prospecting. London, Institution of Mining and Metallurgy, Symposium on the general principles of geophysical prospecting 1929, March 21st, p. 42—53.
- Gella, N. and Bateman, H. B.: Note on an electrical and magnetic investigation for magnetite ores, North Sweden. (Meeting of the Institution of Mining and Metallurgy 1929, Apr. 18th. 8<sup>o</sup>. 7 p.

- Haalck, H.: Die gravimetrischen Verfahren der angewandten Geophysik. Samml. geophys. Schriften, herausg. von C. Mainka. 10. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1929. 8°. VIII, 205 S.
- Hunkel, H.: Zur Streitfrage der direkten Auffindung von Erdöllagerstätten mit Hilfe elektrischer Verfahren. *Petroleum* **25**, 293—302, Nr. 10, 1929.
- Jung, K.: Ergebnisse der Drehwagemessungen in Schleswig-Holstein. *Verh. Balt. Geod. Komm.* Berlin 1928, S. 140—142. Helsinki 1929.
- Lancaster-Jones, E.: Fundamental principles of the gravitational method of prospecting. London, Institution of Mining and Metallurgy, Symposium on the general principles of geophysical prospecting 1929, March 21st, p. 23—27.
- Lasareff, P.: Die magnetische Anomalie im Kurskschen Gouvernement. SA. Die Naturwissenschaft in der Sowjet-Union. Berlin und Königsberg, Pr., 1929. (Ost-Europa-Verlag) 1929. 8°. 10 S.
- London, The Institution of Mining and Metallurgy. Symposium on the general principles of geophysical prospecting held on Thursday, March 21st, 1929. 8°. 56 p.
- Martin, H.: Zum photographischen Koinzidenzverfahren. *Z. f. Geoph.* **5**, 316—319, Heft 7, 1929.
- Maurin, Ch.: Les méthodes géophysiques pour l'étude des couches superficielles du sol. Paris 1929 (La Revue Pétrolifère). 8°. 29 p.
- McIntock, W. F. P. and Phemister, J.: The use of the torsion balance in the investigation of geological structure. London, Institution of Mining and Metallurgy, Symposium on the general principles of geophysical prospecting 1929, March 21st, p. 18—22.
- Meeting for the discussion of geophysical subjects. London 1929, February 15. „Geophysical methods of surveying“. *The Observatory* **52**, 111—114, Nr. 659, 1929.
- Nikiforow, P.: Die Fortschritte der angewandten Geophysik in der UdSSR. SA. Die Naturwissenschaft in der Sowjet-Union. Berlin und Königsberg, Pr., 1929. (Ost-Europa-Verlag). 6 S.
- Numerov, B.: Gravity observations in the Solikamsk and Berezniaky districts in the northern Urals in 1926 and 1927. *Z. f. Geoph.* **5**, 261—265, Heft 7, 1929.
- Numerov, B.: Results of gravity observations of 1928 near Lake Baskunchak. *Z. f. Geoph.* **5**, 265—268, Heft 7, 1929.
- Numerov, B.: Results of the general gravity survey in the Emba district. *Z. f. Geoph.* **5**, 268—270, Heft 7, 1929.
- Numerov, B.: Results of gravitational observations in the region of Grosny in 1928. *Z. f. Geoph.* **5**, 271—275, Heft 7, 1929.
- Numerov, B.: Results of gravimetric observations on Shuvalovo Lake in winter 1927 and 1928. *Z. f. Geoph.* **5**, 276—289, Heft 7, 1929.
- Koenigsberger, J.: Zur Erforschung der ersten 100 km Erdkruste. *Z. f. Geoph.* **5**, 289—299, Heft 7, 1929.
- Köhler, R.: Beobachtungen an Profilen auf See-Eis. *Z. f. Geoph.* **5**, 314—316, Heft 7, 1929.
- Parsons, A. T.: Geophysical foundation study by explosion-wave method. *Engineering News-Record* **102**, 273—275, Nr. 7, 1929.

- Rankine, A. O.: Seismic methods. London, Institution of Mining and Metallurgy, Symposium on the general principles of geophysical prospecting 1929, March 21st, p. 28—41.
- Shaw, H.: Gravity surveying in Great Britain. Amer. Inst. of Min. and Metallurg. Engin., Tech. Publ. Nr. 74. New York, N. Y., 1928. 8<sup>o</sup>. 14 p.
- Shaw, H.: The magnetic method of prospecting. London, Institution of Mining and Metallurgy, Symposium on the general principles of geophysical prospecting 1929, March 21st, p. 5—17.
- Shaw, H. and Lancaster-Jones, E.: The gravity gradiometer. SA. The Mining Mag., May 1929. 8 S.

## VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

### 1. Kosmische Physik.

- Bernheimer, W. E.: Strahlung und Temperatur der Sonne. Handb. Astrophysik, Bd. IV, 56 S. Berlin, J. Springer, 1929.
- Chapman, S.: Solar streams of corpuscles. Their geometry, absorption of light and penetration. London Month. Not R. Astr. Soc. **89**, 456—470, 1929.
- Chapman, S.: The electrical state of solar streams and corpuscles. London Month. Not R. Astr. Soc. **89**, 470—479, 1929.
- Deslandres, H.: Champ magnétique du Soleil, général et extérieur. CR. **189**, 413—417, Nr. 12, 1929.
- John, C. E. S.: Elements in the sun. Proc. Nat. Ac. Sc. **15**, 789—793, Nr. 10, 1929.
- Sommer, L. A.: Zur Deutung des Absorptionsspektrums der Sonnenatmosphäre. Z. f. Phys. **58**, 573—576, Nr. 7/8, 1929.
- Yamamoto, I.: A new series of sun-spot observations and its comparison with the Zurich series. The Astron. J. **39**, 41—45, Nr. 916, 1929.
- Wolfer, A.: Comments on Professor Yamamoto's article „a new series of sun-spot observations and its comparison with the Zurich series“. The Astron. J. **39**, 127—131, Nr. 925, 1929.

### 2. Physik, Chemie.

- Blau, L. W.: An experimental investigation of forced vibrations. J. of the Franklin-Inst. **206**, 355—378, Nr. 3, 1928.
- Born, M.: Über den Sinn der physikalischen Theorien. Göttinger Nachr., Geschäftl. Mitt., 1928/29, S. 51—70.
- Broxon, J. W.: A spherical high-pressure ionization chamber. J. Optical Soc. Amer. **18**, 403—404, Nr. 5, 1929.
- Goldhaber, G.: Untersuchungen über Intensität der Ultraviolett- und Gesamtstrahlung künstlicher Lichtquellen. I. Das Kohlebogenlicht bei Gleichstrom. Strahlentherapie **34**, 143—156, Nr. 1, 1929.
- Gudden, B.: Theoretisches über chemische Strahlenwirkungen. Strahlentherapie **34**, 544—557, Nr. 3, 1929.
- Guilbert, C.: Sur une méthode de mesure de très faibles courants électriques, méthode dite d'électrométrie tachymétrique. CR. **188**, 861—863, Nr. 12, 1929.

- Lambert, P. et Lecomte, J.: Spectromètre enregistreur pour l'infrarouge. CR. **189**, 155—157, Nr. 4, 1929.
- Perucca, E.: Sulla sensibilità degli elettrometri. Rom Atti R. Acc. Naz. Linc. **10**, 92—97, Nr. 1/2, 1929.
- Perucca, E.: Résistance métallique de  $10^{10}$  à  $10^{11}$  ohms. Nouvelle mise au point de la méthode de Bronson. CR. **189**, 527—529, Nr. 15, 1929.
- Suhrmann, R. und Theissing, H.: Versuche zur Klärung der selektiven äußeren lichtelektrischen Wirkung. III. Untersuchungen über den selektiven lichtelektrischen Effekt an dünnen, auf einem Platinspiegel adsorbierten Kaliumhäuten. Z. f. Phys. **55**, 701—716, Nr. 11/12, 1929.
- Vahle, V. und Rüttenauer, A.: Über die Erythemwirkung der Ultraviolett-Glühlampe (Osram-Vitaluxlampe) mit Innenmattierung im verchromten Reflektor. Strahlentherapie **34**, 425—437, Nr. 2, 1929.
- Waetzmann, E., Gnielinski, M. und Helsing, H.: Über Wollaston-Drähte und -Folien und ihre Verwendung als Widerstandsthermometer. Z. f. Phys. **58**, 449—469, Nr. 7/8, 1929.

### 3. Mathematik.

- Basch, A.: Die Fehlertensoren und das Fehlerübertragungsgesetz der vektor-algebraischen Elementaroperationen. Wien. Ber. **137**, 583—598, Heft 8, 1928.
- Basch, A.: Fehlertensoren, Fehleraffinoren und allgemeine Fehlerübertragungsgesetze. Wien. Ber. **138**, 124—168, Heft 3 u. 4, 1929.
- Döbritsch, H.: Zur Ableitung des Fehlergesetzes von C. F. Gauss auf Grund der Hagenschen Hypothese der Elementarfehler. Astr. Nachr. **236**, 275—278, Nr. 5657, 1929.
- Egersdörfer, L.: Anleitung zur Darstellung von Häufigkeitskurven nach Bruns. Met. Z. **46**, 202—209, Nr. 6, 1929.
- Kellogg, O. D.: Foundation of potential theory. Grundlehren d. math. Wiss., Bd. 31. Berlin, Jul. Springer, 1929. 80. IX, 384 S.

### 4. Meteorologie.

- Aritowski, H. et Stenz, E.: Sur l'origine des poussières tombées en Pologne du 26 au 29 avril 1928. CR. **188**, 1052—1054, Nr. 16, 1929.
- Chatterjee, G.: Balloons for upper air work. Nature **124**, 793, Nr. 3134; 1929.
- Cummings, N. W.: Relation between evaporation and humidity as deduced quantitatively from rational equations based on thermodynamics and molecular theory. U. S. Nat. Res. Council. Bull. **68**, 47—61, 1929.
- Ertel, H.: Die Richtungsschwankungen der horizontalen Windkomponente im turbulenten Luftstrom. Gerlands Beitr. **23**, 15—21, Nr. 1, 1929.
- Ficker, H. v.: Der Sturm in Norddeutschland am 4. Juli 1928. Berlin. Sitzber. Pr. Ak. XX—XXII, 1929.
- Figurovsky, V.: The geographical distribution and classification of climates. J. Geoph. Met. **5**, 91—109, Nr. 2, 1928.
- Holtzmann, M. J.: A rotating maximum anemometer. J. Geoph. Met. **5**, 173—179, 1928. Nr. 2,

- Kodaira, Y.: A mathematical investigation of the underground temperature observed with earththermometer. *Geoph. Mag.* **2**, 107—119, Nr. 2, 1929.
- Kodaira, Y.: Der Effekt der Ausgrabung zur Bodentemperatur beim neulich instillierten Bodenthermometer. *Geoph. Mag.* **3**, 167—173, Nr. 3, 1929.
- Kopp, W.: Die Benutzung eines feuchten Metallthermometers im Flugzeug. *Beitr. z. Phys. fr. Atm.* **16**, 39—43, Nr. 1, 1929.
- Mémery, H.: L'été de 1929 et les variations solaires. *CR.* **189**, 469—471, Nr. 13, 1929.
- Pollak, L. W.: Beiträge zur Deutung statistischer Maßzahlen in der Klimatologie. *Gerlands Beitr.* **22**, 327—346, Nr. 3, 1929.
- Shimzaki, N.: On thunderstorm. *Geoph. Mag.* **2**, 174—179, Nr. 3, 1929.
- Sotchinsky, F. L.: Tracés schématiques des observations des nuages. *J. Geoph. Met.* **5**, 259—265, Nr. 3, 1928.
- Suzuki, S.: On the theory of the leaking pluviograph. *Geoph. Mag.* **3**, 157—166, Nr. 3, 1929.
- Unakar, M. V.: March rainfall of North-West India and Agra upper winds in December—January. *Nature* **124**, 618, Nr. 3129, 1929.
- Villard, P.: Sur les associations de nuages. *CR.* **189**, 9—11, Nr. 1, 1929.
- Villard, P.: Associations et formes de nuages. *CR.* **188**, 890—892, Nr. 13, 1929.

#### 5. Physiogeographie.

- Boggs, S. W.: Physiography of the roof of the Earth. *The Pan-Amer. Geologist* **50**, 189—200, 271—282, Nr. 3 u. 4, 1928.
- Tammann, G.: Die Bildung des Gletscherkorns. *Naturw.* **17**, 851—854, Nr. 44, 1929.

#### 6. Verschiedenes.

- Carnegie: Kreuzungsfahrt der Yacht. II. Bericht. *Gerlands Beitr.* **22**, 3, Nr. 1/2, 1929.
- Carnegie: Über den Fortgang der VII. Kreuzungsfahrt der Yacht. III. Bericht. *Gerlands Beitr.* **22**, 442, Nr. 4, 1929.
- Manchly, S. J. †: Von O. H. Gish. *Gerlands Beitr.* **22**, 1—2, Nr. 1/2, 1929.
- Transactions of the American Geophysical Union ninth annual meeting, April 26 and 27, 1928. Washington D. C. U. S. Nat. Res. Council. **68**. Washington, D. C. 1929. 8°. 103 p.
- Verhandlungen der in Berlin vom 24. bis 28. September 1928 abgehaltenen vierten Tagung der Baltischen Geodätischen Kommission. Redig. von Ilmari Bonsdorff. Helsinki 1929. 8°. IV, 164 S.
- Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Dresden, 3. bis 5. Oktober 1929. *Z. f. Geoph.* **5**, 289—328, Heft 7, 1929.

Potsdam, Geodätisches Institut.

Rudolf Berger.

Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.

Konrad Büttner.

Berlin, Institut für Meereskunde.

Lotte Möller.

## Geophysikalische Berichte.

Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik. 11. Aufl. Fünfter Band. Erste Hälfte. Physik der Erde. Herausgegeben von Alfred Wegener. Mit 341 Figuren im Text und 7 Tafeln. XVIII u. 840 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1928. Inhalt: Meteorologie von H. v. Ficker; Akustik der Atmosphäre von Alfred Wegener; Optik der Atmosphäre von Alfred Wegener; Physik des Meeres von H. Thorade; Physik der Gletscher von Hans Hess; Erdmagnetismus von Alfred Nippoldt; Polarlicht von G. Angenheister; Lufterlektrizität von H. Benndorf und V. F. Hess; Mechanik und Thermodynamik des Erdkörpers: Theorie der Schwerkraft, Geoid und Geodäsie von E. Wiechert †, Entwicklung der Erde, Beobachtungen über Schwere und Isostasie, Bewegungen der Erdachse und Polwanderungen, Gezeiten des Erdkörpers, Erdbeben, Seismometrie, Gestalt der Erde, Dichte der Erde und Druck im Erdinnern, elastische Konstanten im Erdinnern, Aufbau der Erde von B. Gutenberg. *Scheel.*

**H. Rudolph.** Ungelöste Fragen der Astro- und Geophysik. Abh. d. Naturwissensch. Ver. Koblenz 1927, S. 29—56. Eine populär gehaltene Schrift, deren Inhalt am besten durch die Überschriften der sechs Abschnitte gekennzeichnet wird: 1. Die veränderlichen Fixsterne. 2. Sendboten aus anderen Welten. 3. Die Herkunft der Meteoriten. 4. Das Rätsel des Erdmagnetismus. 5. Die durchdringende Höhenstrahlung. 6. Die Notwendigkeit der Ätherhypothese in der Physik. Da die Anschauungen des Verf. über die Elektronenemission der Sonne und der Fixsterne, über das Polarlicht und über die Massendichte im Innern der Sterne durch Referate des Autors selbst (diese Ber. 7, 1479, 1519, 1521, 1926) bereits genügend bekannt sind, genügt es, darauf hinzuweisen, daß der Verf. im fünften Abschnitt die Hypothese aufstellt, daß positive Strahlen von der Sonne und Kathodenstrahlen, die von der Erde weg gerichtet sind (?), durch ihren Aufprall auf den fein verteilten festen Stickstoff in den hohen atmosphärischen Schichten die Ultra- $\gamma$ -Strahlung erzeugen. Der Hypothese fehlt jede quantitative Grundlage, und sie vermag auch nicht das extreme Durchdringungsvermögen der Ultra- $\gamma$ -Strahlung zu erklären; denn die Behauptung, „das Feld sei bis kurz vor dem Durchfliegen dieser Schichten auf 100 Millionen Volt angewachsen“, entbehrt jeder Begründung. *V. F. Hess.*

**E. Lancaster-Jones.** The Computation of Eötvös Gravity Effects. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng. Techn. Publ. Nr. 75, S. 1—25, 1928. Es werden die bekannten Formeln für die bei der Drehwaage nach Eötvös in Betracht kommenden Gradienten zusammengestellt, so auch für das begrenzte rechtwinklige Parallelepiped, für einen nach einer Richtung unendlich ausgedehnten, senkrecht hierzu polygonal begrenzten Block und einen unendlichen Zylinder von beliebigem unregelmäßigen Querschnitt. *Koenigsberger.*

**P. W. George.** Experiments with Eötvös Torsion Balance in the Tri-State Zinc and Lead District. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng. Techn. Publ. Nr. 65, S. 1—9, 1928. Die Schwerkraftwirkungen von Erzkörpern wurden mit der Eötvösschen Drehwaage gemessen und gezeigt, daß in dem betreffenden Gebiet, das einen Wechsel von zum Teil veränderten Sedimentgesteinen, Sandstein, Kalk, Tonschiefer, aufweist, sich hauptsächlich die verschiedenen Teile gegen den Kalkstein und die tektonischen Bruchlinien erheben. *Koenigsberger.*

**C. A. Heiland.** A Cartographic Correction for the Eötvös Torsion Balance. S.-A. Amer. Inst. Min. and Met. Eng., Techn. Publ. Nr. 52, 15 S., 1927. Zunächst werden die wichtigsten der bis jetzt veröffentlichten Methoden der Terrainkorrekturen für Drehwaagestationen besprochen. Der Verf. empfiehlt rechnerische Methoden mit getrennter Durchführung der Korrektur für stationsnahe und entferntere Geländeteile. Es werden praktisch erprobte Formeln für die Schwerpunkthöhen von 90 cm und 1 m bei Nivellement in 16 und 32 Azimuten in eingehender Darstellung abgeleitet. Für die Nähe folgt der Verf. im wesentlichen den Schweydarschen Entwicklungen. Für das weiter als 100 m entfernte Gelände werden erhebliche Vereinfachungen erzielt, indem an Stelle der in den Schnittpunkten von bestimmten Kreisen und Radien gemessenen Höhen geeignete Mittelwerte treten. So ist man nicht mehr an eine bestimmte Ausführung des Nivellements gebunden. Es wird an Beispielen gezeigt, daß die Genauigkeit des einfacheren Verfahrens ausreichend ist. Die praktische Handhabung wird an einem Beispiel eingehend erläutert.

*K. Jung.*

**Charles Snowden Piggot.** Lead isotopes and the problem of geologic time. Journ. Washington Acad. 18, 269—273, 1928, Nr. 10. Die Berechnung der Dauer geologischer Epochen aus der Menge des in uranhaltigen Materialien befindlichen Bleies stößt auf Schwierigkeiten, weil nicht bekannt ist, wieviel von dem vorhandenen Blei aus Uran abgebaut ist; denn Thorium ist stets gleichzeitig zugegen, dessen Abbaueiten weniger exakt bekannt sind. Außerdem muß mit der Möglichkeit gerechnet werden, daß zugleich Blei nicht radioaktiven Ursprungs zugegen ist. Um Klarheit zu schaffen, wurde Blei in flüchtiges Tetramethylblei übergeführt und von Aston im Massenspektrographen untersucht. Gewöhnliches Blei gibt die Isotope 206, 207, 208 im Verhältnis von etwa 4 : 3 : 7, außerdem kleine Mengen der Isotope 203, 204, 205 und 209. Diese Ergebnisse sind von Aston 1927 in „Nature“ kurz mitgeteilt. Weiter wurde aus norwegischem Brögerit, der viel Uran und Blei, aber wenig Thorium enthält, nach Vornahme einer ganz genauen Analyse ebenfalls Tetramethylblei hergestellt und in einer verschlossenen Röhre an Aston geschickt. Doch zerbrach die Röhre auf dem Transport, so daß die entscheidenden Versuche noch nicht ausgeführt werden konnten.

*A. Magnus-Frankfurt a. M.*

**Charles Snowden Piggot.** The radium content of Stone Mountain granit. Journ. Washington Acad. 18, 313—316, 1928, Nr. 11. Eine Untersuchung des Radiumgehalts der Gesteine, die systematisch durchgeführt werden soll, hat der Verf. zunächst am Granit vorgenommen. Nach Angabe der Analyse und petrographischer Einzelheiten folgen Mitteilungen über das Messungsverfahren. 25 g des fein gepulverten Granits wurden mit 100 g Soda und Pottasche im Kohlensäurestrom aufgeschlossen. Die Kohlensäure wurde in Kalilauge absorbiert und der Gasrest, bestehend aus Luft, Helium und Emanation, über Quecksilber gesammelt. Eine Messung der Aktivität gab nach Anbringung aller erforderlichen Korrekturen im Mittel einen Gehalt von  $4,826 \cdot 10^{-12}$  g Radium in 1 g Granit.

*A. Magnus-Frankfurt a. M.*

**N. P. Péntcheff.** Les gaz rares des sources thermales et les grands tremblements de terre des 14 et 18 avril 1928 en Bulgarie. C. R. 187, 243—244, 1928, Nr. 4. Der Gehalt der bulgarischen Quellen (Hissar und Kovanlik) an Edelgasen und ihre Radioaktivität ist vor und nach dem Erdbeben untersucht. Während die Menge sich nicht änderte, sind Schwankungen in der Radioaktivität festgestellt.

*H. Ebert.*



**B. Gutenberg.** Bodenunruhe durch Brandung und durch Frost. ZS. f. Geophys. 4, 246—250, 1928, Nr. 5. Die Aufzeichnungen des Galitzinpendels auf dem kleinen Feldberg (Taunus), dessen maximale Vergrößerung etwa 1100 für Wellen mit Perioden von 12 Sekunden beträgt, zeigen nur zwei Arten von Bodenunruhe: Regelmäßige Wellen mit Perioden von 4 bis 10 Sekunden und längere unregelmäßige Wellen. Erstere rühren von den Brandungen an Steilküsten (besonders Westengland) her. Die in der Nähe der Brandungsstelle unregelmäßigen Wellen werden beim Fortschreiten immer länger und flacher, wie es die Theorie erfordert. Trifft ein Sturm auf dem Ozean auf eine Insel, so erzeugt die Brandung dort Unruhe. Nach F. Linke fehlt diese, wenn keine Insel (bzw. überhaupt keine Küste) im Sturmbereich liegt. Die Ansicht von Gherzi, wonach sich Druckschwankungen auf das Meer übertragen und dieses die Bewegung dem Meeresboden mitteilt, ist somit unzutreffend. Die andere Art der Bewegung (unregelmäßige Wellen mit Perioden über 20 Sekunden) wird durch das Gefrieren der obersten Erdbodenschichten verursacht. *Gutenberg.*

**G. Angenheister.** Seismik. Handb. d. Phys. Bd. VI, S. 566—622, 1928. *Scheel.*

**J. Joly and J. H. J. Poole.** The Origin of the Earth's Surface Structure. Nature 119, 524—525, 1927, Nr. 2997. Jeffreys hat auf Grund seiner Messungen der Geschwindigkeit von Erdbebenwellen angenommen, daß unter der Granitzone eine Basaltzone von etwa 20 km Dicke liegt. Andere Forscher haben die Existenz dieser Zone bestritten. Für die Annahme spricht, daß der an verschiedenen Stellen der Erde und zu verschiedenen Zeiten ausgeworfene Basalt gleiche chemische Zusammensetzung besitzt. Eine Ausnahme hiervon machte jedoch bisher die Radioaktivität. Der Basalt von Oregon schien eine viel höhere Aktivität zu haben als der von Dekka und den Hebriden. Die Verff. haben nun eine Neubestimmung der Radioaktivität des Oregonbasalts vorgenommen und finden eine sehr nahe Übereinstimmung mit der der beiden anderen genannten Basalte. Weiter liegt nach den Verff. kein Grund dafür vor, anzunehmen, daß sich die unter dem Basalt liegende Schicht anders als durch ihre Dichte von der Basaltzone unterscheidet. Sie erstreckt sich bis auf 1500 km Tiefe. Allerdings hat das diese Schicht bildende Mineral Eklogit nur die halbe Radioaktivität der Basaltschicht. Zur Erklärung nehmen die Verff. an, daß der Gehalt an radioaktiven Substanzen in verschiedenen Zonen verschieden war, daß die Zonen höheren Gehalts durch die höhere Wärmeentwicklung schmolzen und aufstiegen, die ärmeren absanken, so daß in der Tat für Basalt ein höherer Gehalt zu erwarten wäre als für Eklogit. Hiernach würden also die radioaktiven Stoffe eine wichtige Rolle bei der Bildung der Erdkruste gespielt haben. *Güntherschulze.*

**J. L. Wilser.** Zum Bewegungsmechanismus der Erdkruste. Naturwissensch. 16, 737—741, 1928, Nr. 39. Ein kritisches Referat über neuere Ansichten, insbesondere des Buches von R. Staub (Der Bewegungsmechanismus der Erde; Berlin 1928). Staub nimmt an, daß sich die Mondmasse an der Stelle des Pazifischen Ozeans loslöste. Durch die dann dort schnell erfolgende Kristallisation wurde der neue Untergrund so starr, daß seine Ränder (Ostasien, Westküste von Amerika) zu Leitschienen für die Bewegungen der übrigen Erdkruste wurden. Die Hauptkräfte, die auf diese wirken, sind die Polfluchtkräfte, welche die Nord- und Südkontinente gegeneinander pressen. Die dabei auftretenden Aufwölbungen (Gebirge) führen im Untergrund zu Rückströmungen, welche die Gebirge passiv zurücktragen und so zu einem Wechsel zwischen gebirgsbildenden und meerbildenden Epochen führen. Wilser bringt eine Reihe von

Einwänden, auch in speziellen Fragen, gegen das Buch von Staub vor, insbesondere daß Staub bei diesen großen Problemen zu sehr theoretisch nach kleinmaßstäblichen Karten konstruiert, daß ganz heterogene Gebirgszüge verknüpft sind, daß die tatsächlichen Grundlagen für die (an und für sich bezweifelbare; der Ref.) passive Rückverfrachtung der Gebirge andere sind, als Staub annimmt, und anderes, und er wird zweifellos damit viel Zustimmung finden, wenn er an zwei verschiedenen Stellen seines Referats schreibt: „Kritisches Abwägen ist offensichtlich nicht die Absicht des Staubschen Buches, es ist — Vision, möchte man fast sagen“, und: „Grandios einfach sind diese Leitlinien des Erdgebäudes“.

*Gutenberg.*

**Takeo Matuzawa.** Observation of some recent Earthquakes and their Time-Distance Curves. (Part 1.) Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 5, 1—28, 1928, August. Der Verf. untersucht eine Reihe von Aufzeichnungen, die in Japan von japanischen Großbeben gewonnen worden sind, und kommt zu dem Ergebnis, daß in Japan die Schichtung der Erdkruste im wesentlichen die gleiche ist wie in Europa, da er etwa gleiche Erdbebenbilder und Einsätze ( $P$ ,  $P^*$ ,  $\bar{P}$ ) erhält. Nur bei dem großen Kwantobeben vom 1. September 1923 konstruiert er eine abweichende Laufzeitkurve für den Beginn der  $P$ -Wellen und deutet diese so, daß die Auslösung der verschiedenen Wellen in verschiedenen Tiefen erfolgte, obwohl die Beobachtungsunsicherheiten mindestens von der gleichen Größenordnung sind wie die Abweichungen. Das gleiche gilt für seine Vermutung, daß in der Herdnähe die Wirkung der Schwere merklich würde. Im allgemeinen findet er folgende Wellengeschwindigkeiten: bei  $\bar{P}$  5,0 bis 6,1 km/sec (in Europa 5,4 bis 6,0) und bei  $P^*$  6,1 bis 6,4 km/sec (in Europa  $6\frac{1}{4}$  bis  $6\frac{1}{2}$ ). Die Schichttiefen betragen ähnlich wie in Europa etwa 20 und 50 km. Leider sind manche Ergebnisse „nicht sehr sicher infolge gewisser Unsicherheiten in den Beobachtungen“.

*Gutenberg.*

**Takeo Matuzawa.** Report of Inspection of the strong Etigo Earthquake, Oct. 27, 1927. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 5, 29—34, 1928, August. Makroseismische Angaben über das Beben, dessen Aufzeichnungen in der vorangehenden Arbeit wertvolle Dienste leisteten.

*Gutenberg.*

**Win Inouye.** On the Correlation between the Long Period Fluctuation of Barometric Gradient and the Occurrence of Earthquakes in Kwanto District, Japan. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 5, 43—57, 1928, August. Der Verf. kommt in seiner Untersuchung zu dem Ergebnis, daß Luftdruckschwankungen keine primäre Ursache von Erdbeben sind, daß jedoch langperiodische Änderungen des Luftdruckgradienten auf eine plastische Schicht in der Tiefe wirken, die so von Einfluß auf den Eintritt von Erdbeben sein können. Er stellt dann noch Betrachtungen über Zusammenhänge von Erdbeben mit Schwere, Magnetismus und vulkanischen Vorgängen an.

*Gutenberg.*

**Katsutada Sezawa.** On the Diffraction of Elastic Waves. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 5, 59—70, 1928, August. Eine tiefgründige mathematische Behandlung des Problems, daß sich eine Unterbrechung in einem stressfreien oder sehr rigen linearen Hindernis befindet, gegen das die Wellen senkrecht anlaufen. Im ersten Falle bilden sich bei Anlauf von Dilatationswellen an der Öffnung Dilatations- und Scherungswellen von gleicher Größenordnung aus, im zweiten Falle überwiegen die Dilatationswellen, die Erscheinung verläuft ähnlich wie bei Schallwellen.

*Gutenberg.*

**Katsutada Sezawa.** On the Diffusion of tremors on the Surface of a Semi-infinite Solid Body. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 5, 71—83, 1928, August. Unter Benutzung von Fourierschen Doppelintegralen findet der Verf., daß sich in einem sehr viskosen Körper keine Oberflächenwellen fortpflanzen, sondern daß die Welle in der Nähe der Quelle unter Beibehaltung des Maximums in dieser immer länger und flacher wird. Die an und für sich sehr interessanten und elegant bearbeiteten Probleme haben für die Seismologie wenig Bedeutung. *Gutenberg.*

**Katsutada Sezawa and Genrokuro Nishimura.** Rayleigh-type Waves propagated along an Inner Stratum of an Body. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 5, 85—91, 1928, August. Rayleighwellen, welche sich in einer von zwei gleichartigen Halbräumen eingeschlossenen Schicht konstanter Dicke fortpflanzen, zeigen im allgemeinen Dispersion. Je nachdem die Wellenform a) symmetrisch oder b) asymmetrisch zur Mitte der Schicht ist, erhält man verschiedene Arten von Wellen. Im Falle b) ergeben sich größere Wellengeschwindigkeiten als im Falle a); diese liegen im übrigen zwischen den Wellengeschwindigkeiten in den beiden Medien. Je kleiner das Verhältnis der Rigideitskoeffizienten  $\mu'$  (Schicht) zu  $\mu$  (Halbräume) wird, desto mehr nähert sich die Wellengeschwindigkeit der für die Grenze eines Halbraumes gegen Luft ( $\mu' = 0$ ) geltenden. In der Nähe einer nachgiebigen Schicht sammelt sich bei kurzen Wellen Energie an. *Gutenberg.*

**Torahiko Terada and Ukitirô Nakaya.** Experiments on the Effect of an Irregular Succession of Impulses upon a Simple Vibrating System. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 5, 93—110, 1928, August. Die Verf. untersuchen, wie ein einfaches schwingendes System auf unregelmäßige Impulse reagiert, und vergleichen die Ergebnisse mit der Theorie. Bei niedrigen Frequenzen ergibt sich gute Übereinstimmung, bei schnell aufeinanderfolgenden Impulsen treten jedoch Unterschiede auf. Wenn man die Ergebnisse der Untersuchung auf die Seismometrie übertragen will, was aber hier nur angedeutet wird, muß man berücksichtigen, daß der Untergrund der Station ein erstes, das Gebäude (falls die Seismographen nicht direkt auf dem Felsen stehen!) bzw. die Instrumentenpfeiler ein zweites und die Seismographen selbst ein drittes schwingendes System sind. *Gutenberg.*

**Nagaho Mononobe.** New Method of Improving the Seismic Stability of Reinforced Concrete Dams. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 5, 123—141, 1928, August. (Japanisch mit englischer Inhaltsangabe S. 123.)

*Gutenberg.*

**Akitune Imamura and Fuyuhiko Kishinouye.** On the Vibration of the Imperial Diet Building. (Second report.) Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 5, 143—162, 1928, August. (Japanisch mit englischer Inhaltsangabe S. 143—144.) Die Schwingungen des ganzen Gebäudes, die mit einem Tromometer gemessen wurden, besaßen Maximalamplituden von  $a = 0,03$  mm bei Perioden von etwa  $T = 0,4$  Sek. Für einzelne Teile des Gebäudes ergaben sich ähnliche Werte ( $a = 0,02$  mm im fünften und  $0,034$  mm im achten Stock,  $T = 0,7$  Sek. in der N—S-Komponente bzw.  $0,01$  und  $0,03$  mm in der E—W-Komponente, wo  $T = 0,38$  bzw.  $0,78$  Sek. war). Bei Erdbeben mit  $T = 0,4$  Sek. traten Resonanzerscheinungen auf. Bei stärkeren Beben mit  $T = 1$  Sek. verhielten sich die Amplituden im achten : fünften : ersten Stock etwa wie 3 : 2 : 1. Die Bewegungen einzelner Gebäudeteile wurden näher untersucht. *Gutenberg*

**Nobuji Nasu.** Further Note on the Stereometrical Study of the Origins of the Great Tango Earthquake and its Aftershocks. Proc. Imp. Acad. Tokyo 4, 378—381, 1928, Nr. 7. Der Verf. sucht Zusammenhänge zwischen der Lage der Herde der angegebenen Beben und Schollengrenzen festzustellen. *Gutenberg.*

**Hitosi Omomura.** Comparison of the Results of the Second and Third Precise Levellings in the Region Disturbed by the Tango Earthquake. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 5, 165, 1928, August. Graphische Darstellung von Niveauänderungen. *Gutenberg.*

**Akitune Imamura.** Further Note on Seismic Observations with Long Period Horizontal Pendulums. Proc. Imp. Acad. Tokyo 4, 367—370, 1928, Nr. 7. Der Verf. gibt neue Beispiele von Nahbebenaufzeichnungen mit einem Seismometer mit großer Eigenperiode (Periode des Instruments 3,3 Minuten, Vergrößerung N—S 5,0-, E—W 1,5fach), in welchen schon in den Vorläufern lange Wellen auftraten (Größenordnung der Wellenperiode eine halbe Minute). Es wurden sowohl Wellen dieser Art in der Fortpflanzungsrichtung (Longitudinalwellen), wie senkrecht dazu (Scherungswellen) festgestellt. Als Ursache der langen Wellen nimmt der Verf. Verschiebungen ganzer Erdkrustenblöcke an, während er vermutet, daß die kurzperiodischen Wellen durch Bewegungen von Blöcken gegeneinander an Bruchstellen entstehen. *Gutenberg.*

**Akitune Imamura.** On the Topographical Changes preceding and following the Anegawa Earthquake of 1909. Proc. Imp. Acad. Tokyo 4, 371—373, 1928, Nr. 7. Angabe über Niveauänderungen vor und nach dem Erdbeben. Während an dem in Frage kommenden Bruch zwischen den Nivellements 1886 bis 1896 und 1896 bis 1899 keine Änderung zu bemerken gewesen war, ergab sich zwischen 1899 und 1917 eine relative vertikale Verschiebung der beiden Nachbarpunkte um 15,5 cm. Weitere Änderungen von gleicher Größenordnung wurden in einem Gebiet festgestellt, in dem 1891 ein Erdbeben stattgefunden hatte. Kleine Bewegungen kommen schon vor den Beben vor. *Gutenberg.*

**Akitune Imamura.** On the Seismic Activity of Central Japan with Special Reference to the Cause of the Great Mino-Owari Earthquake of 1891. Proc. Imp. Acad. Tokyo 4, 374—377, 1928, Nr. 7. Auf Grund einer Zusammenstellung über Erdbeben in Japan und über Niveauänderungen kommt der Verf. zu dem Ergebnis, daß längs einer gestaffelten Bruchzone, die von der Ise-Bay aus nach Nordwesten zieht, erhebliche Kräfte wirksam sind, welche die Insel in zwei Teile zu trennen suchen und dabei topographische Änderungen und besonders Erdbeben längs dieser Linie hervorrufen. *Gutenberg.*

**J. Koenigsberger.** Über die bei lokal vergleichenden magnetischen Messungen der Vertikalintensität anzustrebende Genauigkeit. ZS. f. Geophys. 4, 236—245, 1928, Nr. 5. Bei erdmagnetischen Messungen auf einem bestimmten Untergrund, z. B. Alluvium, Gneis, stimmen Messungen an benachbarten Plätzen nicht ganz überein. Diese magnetische Platzinhomogenität eines Untergrundes wurde für Abstände von 3 m bis 200 m der Größe nach ermittelt; sie ist oft von derselben Größe  $\pm 4 \gamma$ , wie der Fehler des Ergebnisses einer Aufstellung gegenüber einer anderen Aufstellung am selben Platz, bisweilen aber auch größer. Man kann Effekte anderer Art, z. B. von Geländeunebenheiten, die

größer sind als  $\pm 4 \gamma$ , auf den hier untersuchten Untergrundgesteinen demnach feststellen, ohne durch die Inhomogenität gestört zu werden. *Koenigsberger.*

**J. de Moidrey.** Études sur le magnétisme terrestre 1877—1928. Fasc. VI, 47 S. Observatoire de Zikawei, 1928. Enthält folgende Abhandlungen: 29. Störungen mit allmählichem Anfang (täglicher Gang von  $D$  und  $H$  in Zikawei an ruhigen und gestörten Tagen für 32 aufeinanderfolgende Stunden, zum Studium des fortschreitenden Ganges). 30. Die absolute tägliche Amplitude der Horizontalintensität (Differenz zwischen dem höchsten und niedrigsten Stundenwert jedes einzelnen Tages) in Zikawei zeigt im Mittel über 300 Monate keinen deutlichen Gang während des synodischen Monats von 29,53 Tagen. 31. Einfluß des Mondes auf die tägliche Amplitude. Das Verhältnis der absoluten sonnentägigen Amplituden zur Zeit des Perigäums ( $P$ ) und Apogäums ( $A$ ) ist merkwürdigerweise stets größer als 1, nämlich für die Deklination im Mittel vieler Jahre in Zikawei  $1,025 \pm 0,007$ , Horizontalintensität  $1,044 \pm 0,011$ , Vertikalkomponente  $1,025$ . Das Verhältnis  $P/A$  unterscheidet sich in ruhigen und gestörten Jahren nicht merklich. 32. Revision sämtlicher absoluter Horizontalintensitätsmessungen seit 1908 in Lukiapang (von F. Lou), Neuberechnung der Tages-, Monats- und Jahresmittel. 33/34. Jährlicher Gang der Häufigkeit ruhiger und gestörter Tage auf Grund der internationalen Charakterzahlen unter 0,5 oder über 1,5, sowie der lokalen Charakterzahlen von Zikawei. *J. Bartels.*

**O. H. Gish and W. J. Rooney.** On earth current observations at Watheroo Magnetic Observatory, 1924—1927. Terrestrial Magnetism **33**, 79—90, 1928, Nr. 2. Die Ergebnisse vierjähriger Registrierungen des Erdstromes in Watheroo (Westaustralien) werden diskutiert. Die Versuchsanordnung gestattete, den Einfluß der Leitungsführung und des Elektrodenmaterials auf die Potentialunterschiede abzuschätzen. Auf Grund dieser Erfahrungen wurde eine zweite Meßanlage gebaut, bei der die Ostlinie verlängert wurde, um die geringen Schwankungen der Ostkomponente des Erdstromes genauer zu erhalten, und bei der ferner sämtliche Elektroden in gleichartigen Lehmboden eingebettet wurden. Die absoluten Werte der registrierten Erdpotentiale sind, wie bei allen Erdstrommessungen, mehr oder weniger bedeutungslos, da sie hauptsächlich elektrochemische Elektrodeneffekte darstellen. Dagegen sind z. B. die täglichen Variationen verlässlich. Die Ostkomponente hat eine tägliche periodische Amplitude von nur 0,15 Millivolt/km. Diejenige der Nordkomponente beträgt im Jahresmittel 1,14, im Juli 0,71, im Oktober 2,06 Millivolt/km. Der tägliche Gang besteht aus einer doppelten Welle, mit dem stärksten nordwärts gerichteten Strome um Mittag, dem schwächsten um 8 und 17 Uhr; er ist dem in Berlin und am Ebro (Tortosa) gefundenen Gang sehr ähnlich, jedoch umgekehrt, was auf eine gewisse Symmetrie in der Verteilung der Erdströme in bezug auf den Äquator hinweist. Die Amplitude ist entschieden geringer als in Tortosa, wegen des entsprechend geringen Widerstandes des salzimpregnierten Tonbodens in Watheroo (spezifischer Widerstand unter 500 Ohm cm). Denn wenn Erdströme als großräumige induzierte Ströme angesehen werden, so wird ihre mittlere Stärke von dem gesamten Widerstand abhängen, während der Potentialgradient an einem bestimmten Orte dem Widerstand in dem unmittelbar benachbarten Teil der Strombahn proportional sein wird. Von Jahr zu Jahr scheint sich die tägliche Schwankung nicht regelmäßig, etwa mit der Sonnentätigkeit, zu verändern. Die große jahreszeitliche Veränderung der täglichen periodischen Amplitude (Minimum im Mittwinter, Maximum im Spätfrühling) findet sich auch in den entsprechenden Jahreszeiten auf der Nordhalbkugel; sie kann nicht auf

Änderungen des Erdbodenwiderstandes unmittelbar zurückgeführt werden, da dieser nur geringfügige jahreszeitliche Schwankungen durchmacht. *J. Bartels.*

**H. W. Fisk and J. A. Fleming.** The magnetic and electric observations of the Maud-Expedition during 1918 to 1925. *Terrestrial Magnetism* **33**, 37—43, 1928, Nr. 1. Zusammenfassender Bericht über Verlauf und erdmagnetische und luftelektrische Ergebnisse der Maudexpedition nördlich von Rußland und Sibirien, nach dem ausführlichen Bericht von H. U. Sverdrup (Carnegie Inst. of Washington, Publ. 175, *Researches of the Dept. of Terr. Magn.* **6**, 309—524, 1927). Die absoluten erdmagnetischen Messungen konnten wegen der langsamen Trift des Schiffes in so engen Abständen angestellt werden, daß sich zwei lokal gestörte Gebiete über 40 bis 70 m tiefem Wasser im arktischen Ozean feststellen ließen, in der Breite 76° N und der Länge 155 und 163 bis 168° E. Photographische *D*-Registrierungen wurden 1918/19 in 77° 33' N, 105° 40' E (Kap Tscheljuskin) und 1924/25 in 70° 43' N, 162° 25' E gewonnen. Die Säkularvariation wurde durch Vergleich mit früheren Messungen geschätzt. Der luftelektrische Potentialgradient wurde registriert und zeigt die ganztägige Periode nach Weltzeit. Das Polarlicht wurde systematisch beobachtet und mit gutem Erfolg photographiert. *J. Bartels.*

**K. Bergwitz, V. F. Hess, W. Kolhörster und E. Schweidler.** Feststellungen zur Geschichte der Entdeckung und Erforschung der kosmischen Höhenstrahlung (Ultragammastrahlung). *Phys. ZS.* **29**, 705—707, 1928, Nr. 19. Historisch-kritische Darstellung der Entdeckung und Erforschung der kosmischen Höhenstrahlung (Ultra- $\gamma$ -Strahlung). *Werner Kolhörster.*

**Werner Kolhörster.** Zur Arbeit von R. A. Millikan und J. S. Bowen: „Hochfrequenzstrahlen kosmischen Ursprungs. I. Pilotballonbeobachtungen in großen Höhen.“ *ZS. f. Phys.* **38**, 404—406, 1926, Nr. 4/5. Millikan und Bowen führten seinerzeit den einzigen Wert für die Intensität der Höhenstrahlung, den sie aus ihren verschiedenen Pilotballonaufstiegen erhalten konnten, gegen die Ergebnisse der früheren Ballonmessungen des Ref. an. Es wird gezeigt, daß dieser einzige Wert völlig unbestimmt, von Temperatureffekten entstellt und deshalb nicht beweisend ist. *Werner Kolhörster.*

**G. v. Salis.** Beitrag zum Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung. *ZS. f. Phys.* **50**, 793—807, 1928, Nr. 11/12. Es wird über Messungen der Höhenstrahlung mit einem Kolhörsterschen Strahlungsapparat mit Doppelschlingenelektrometer in den Monaten Juni bis September 1927 im Jungfrauebiet berichtet. Aus den mittleren Strahlungswerten am Mönchgipfel (mittlerer Barometerstand 467 mm Hg) und am Jungfrauoch (505 mm Hg) ergab sich

$$(\mu/\rho)_{\text{Luft}} = 4,96 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}.$$

Die auf Normaldruck korrigierte Strahlungsintensität betrug am Jungfrauoch 5,10 *J*, am Mönchgipfel 6,59 *J*. Der Barometereffekt wurde am Jungfrauoch zu 1,2% des Anteils der Höhenstrahlung, am Mönchgipfel zu 0,9% für 1 mm Hg Änderung bestimmt. Als Reststrahlung unter 10 m Eisschicht ergab sich 1,16 *J*, d. h. 18,5 bzw. 15% der Gesamtionisation am Joch oder Mönchgipfel. Nach Sternzeit geordnet, zeigen die Stundenmittel auf dem Mönch einen Gang, der mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit reell ist und dem 1926 am gleichen Ort beobachteten in seinem Hauptverlauf nicht widerspricht. Die maximale Amplitude des Ganges betrug am Mönch 11%. Am Jungfrauoch selbst konnte aus dem

Beobachtungsmaterial die Realität der Schwankungen nicht erwiesen werden, sie muß also kleiner als 10 % der Höhenstrahlungsintensität sein. *Werner Kolhörster.*

**W. Perschke.** Zur Frage nach dem Ursprung der durchdringenden Strahlung. *ZS. f. Phys.* **49**, 740—741, 1928, Nr. 9/10. Verf. betrachtet die Bildung von Heliumatomen aus vier Wasserstoffkernen und die damit verknüpfte Umwandlung von Masse (Verminderung des Atomgewichts um 0,032) in Strahlung als Quelle der Ultra- $\gamma$ -Strahlung, ähnlich wie dies schon früher von R. A. Millikan, J. H. Jeans, A. L. Hughes und G. E. M. Jauncey, sowie M. Home überlegt worden ist. Außer der Verringerung der Masse der vier H-Kerne wird nun vom Verf. noch die Aufnahme zweier äußerer Elektronen der früheren H-Atome in den Kernverband des He-Atoms in Betracht gezogen. Die bei diesem Hineinstürzen der Elektronen in die Kernoberfläche erzeugte Strahlung besitzt nach den Überlegungen des Verf. eine Wellenlänge von der Größenordnung  $10^{-13}$  cm und dies müßte die untere Grenze der Wellenlängen der Ultra- $\gamma$ -Strahlung darstellen. Der Vorgang der Heliumbildung aus Wasserstoff finde im Kosmos an Orten statt, wo neue Weltkörper in Bildung begriffen sind. *V. F. Hess.*

**Edward Condon.** Remarks on penetrating radiation. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **12**, 323—326, 1926, Nr. 5. Die außerordentlich kurzen Wellen der Höhenstrahlung lassen vermuten, daß die Quelle in Strahlungsprozessen zwischen Protonen und Elektronen zu suchen ist, die das Neutron bilden. Dieses kann einfache harmonische Schwingungen ausführen, deren Frequenz zu  $3,09 \cdot 10^{11}$  berechnet wird, in ungefährender Übereinstimmung mit den Frequenzen, wie sie aus den Wellenlängenschätzungen der Höhenstrahlung folgen. Verwendet man nicht das einfache Exponentialgesetz zur Berechnung der Absorptionskoeffizienten, sondern benutzt das Exponentialintegral, was den Versuchsbedingungen besser entsprechen dürfte, so läßt sich zeigen, daß man mit der Annahme einer homogenen Strahlung auskommt und daß die scheinbaren Abweichungen der Millikanschen Ergebnisse vom Exponentialgesetz (inhomogene Strahlung) in den geometrischen Bedingungen des Experiments begründet sind. Es ergibt sich mit dem Exponentialintegral die Frequenz  $\nu = 3,31 \cdot 10^{11}$ . Da aber die Intensitätsmessungen an der Erdoberfläche mit Strahlen ausgeführt sind, die bereits die Atmosphäre durchsetzt haben, so sind diese mehr und mehr parallel und für ein Parallelstrahlenbündel gilt das einfache Exponentialgesetz. Die Übereinstimmung zwischen berechneter und experimentell geschätzter Frequenz ist also den Umständen nach gut. Allerdings würde ein solcher Oszillator nach der klassischen Theorie nicht schwingen, und nach der Quantentheorie ist er zu klein, um mit einem Energiequant zu schwingen, ohne zu zerfallen. *Werner Kolhörster.*

**L. Myssowsky und L. Tuwim.** Absorption in Blei, sekundäre Strahlen und Wellenlänge der Höhenstrahlung. *ZS. f. Phys.* **50**, 273—292, 1928, Nr. 3/4. Mit einem Strahlungsapparat Kolhörster III wurde die Absorption der Höhenstrahlung in Blei untersucht, wozu etwa 28 Tonnen Blei benutzt wurden, um die Versuchsbedingungen möglichst den Absorptionsmessungen bei Wasser anzupassen. Es ergab sich für Bleidicken bis zu 50 cm  $(\mu/\rho)_{\text{Pb}} = (9,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , zwischen 80 bis 250 cm  $(\mu/\rho)_{\text{Pb}} = (2,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Aus früheren Wassermessungen war der Massenabsorptionskoeffizient zu  $(\mu/\rho)_{\text{H}_2\text{O}} = (2,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  gefunden worden, was  $(\mu/\rho)_{\text{Pb}} = (2,05 \pm 0,15) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  unter der Annahme einer Streuung am Elektron  $[\mu/\rho = Z/A \cdot N \cdot \mu_e]$  entspricht. Die Übereinstimmung beider Werte für große Schichtdicken zeigt, daß die primäre Strahlung sowohl in Wasser wie Blei durch Streuung ohne

merklichen Photoeffekt geschwächt wird. Zum Studium der Absorption in dünneren Schichten wurden Versuche in einem Eisblock von  $2 \times 2 \times 2 \text{ m}^3$  ausgeführt, wobei einmal die Strahlung zunächst durch dünnere Bleischichten, dann durch Eis zum Apparat gelangte, zweitens erst Eis, dann Blei durchsetzen mußte, bevor sie im Instrument zur Messung kam. Zur Umrechnung auf entsprechende Schichtdicken wurde die Beziehung  $\frac{\mu/\rho}{Z/A} = \text{const}$  benutzt. Es ergab sich bei Blei auf Wasser für Dicken bis 50 cm  $(\mu/\rho)_{\text{Pb}} = (5,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , zwischen 50 bis 150 cm  $(\mu/\rho)_{\text{Pb}} = (1,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , bei Wasser auf Blei dagegen fast genau dieselben Werte wie für Blei allein. Schließlich wurden noch Absorptionsmessungen in Wasser bzw. Eis allein ausgeführt, die, soweit aus der Kurve ersichtlich, nicht den Knick im Verlauf des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Dicke zeigen, wie die an Blei erhaltenen Kurven. — Der in der Nähe der Grenze von Luft oder Eis gefundene steile Abfall der Absorptionskurve wird durch eine den  $\gamma$ -Strahlen ähnliche Streustrahlung zu erklären versucht, bei deren Schwächung in Blei beträchtliche Photoabsorption auftritt und deren Wellenlänge zu ungefähr 17 X-E. bestimmt wird. Ihr Absorptionskoeffizient wird zu  $\mu_{\text{Pb}} = 56 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ,  $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 41 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  angegeben. Die Breite der Übergangsschicht, in der diese Strahlung auftritt, läßt sich zu etwa 50 cm schätzen, während experimentell etwa 70 cm gefunden wurden. Vergleicht man für Schichtdicken über 70 cm die Intensitäten bei Blei- und Wassermessungen, so wurden bei Blei nur etwa 80% der entsprechenden Intensität bei Wasser gefunden, während sich rechnerisch 72% ergeben. Aus alledem zeigt sich wieder, daß die Schwächung der Höhenstrahlung auch bei den schweren Substanzen, wie Blei, nur durch Streuung erfolgt. Aus dem Werte  $(\mu/\rho)_{\text{Pb}} = (\sigma/\rho)_{\text{Pb}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  errechnet sich daher nach Dirac die Wellenlänge zu 0,44 X-E. oder  $0,44 \cdot 10^{-3} \text{ \AA-E.}$

*Werner Kolhörster.*

**C. W. Lutz.** Das normale luftelektrische Potentialgefälle in München 1906 bis 1925. S.-A. Münchener Ber. 1928, S. 19—36. Die Anordnung der Münchener Registrierung des Potentialgefälles mit Benndorfelektrometer und Poloniumkollektor ist bereits in den Münchener Ber. 1911, S. 305 beschrieben. Die praktische Ladungsdauer des Kollektors betrug  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{3}{4}$  Min. Der Reduktionsfaktor auf den Absolutwert wurde durch Vergleich auf freiem Felde bestimmt. Es wird der Normalverlauf an heiteren und elektrisch ungestörten Tagen mitgeteilt, nämlich die Stundenmittel des Tages- und Jahresganges. Der Mittelwert für die 20 Jahre beträgt 179 Volt/m; ein Zusammenhang zwischen Sonnenfleckenrelativzahl und Gang des Jahresmittelwertes im Verlauf der 20 Jahre besteht nicht. Der Jahresgang zeigt die bekannte einfache Welle, der Tagesgang das ganze Jahr hindurch die Doppelwelle. Für diese sind aus den Stundenmittelwerten stündliche Augenblickswerte abgeleitet und harmonisch analysiert worden. Zum Schluß werden Untersuchungen der raschen Schwankungen des Potentialgefälles mit einem mechanischen Kollektor und einem photographisch registrierenden Saitenelektrometer angekündigt.

*Wigand.*

**J. Scholz.** Elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und Kondensationskernzahl. (Vorläufige Mitteilung.) Naturwissensch. 16, 760—761, 1928, Nr. 40. Verf. hat am Potsdamer Observatorium im Freien Leitfähigkeitsregistrierungen und gleichzeitige Messungen der Zahl der Aitkenkerne ausgeführt, welche ihn zu dem Schluß führen, daß das Morgenmaximum der Leitfähigkeit durch das Absinken der Kondensationskerne (Ausfällung derselben bei Taufall) bedingt sei. Messungen der Ionenzahlen und der Ionisierungsstärke zeigten,



daß die ersteren nicht in dem Maße wuchsen, daß daraus allein das Maximum der Leitfähigkeit erklärt werden könnte. Verf. vermutet daher, daß gleichzeitig auch ein starkes Anwachsen der mittleren Ionenbeweglichkeit stattfindet. Auf die Erklärung des morgendlichen Leitfähigkeitsmaximums in abgeschlossenen Kellerräumen geht Verf. nicht ein.

V. F. Hess.

**Henry L. Green.** On the Application of the Aitken Effect to the Study of Aerosols. Phil. Mag. (7) 4, 1046—1069, 1927, Nr. 25. Nach einer theoretischen Betrachtung des Aitkeneffektes (Ausfällung der Kondensationskerne aus wasserdampfhaltiger Luft durch adiabatische Expansion) beschreibt der Verf. eine neue Methode der Zählung der Kondensationskerne, welche auf einer sinnreichen Kombination der direkten ultramikroskopischen Methode (Whytlaw-Gray) mit der Kondensationsmethode Aitkens unter Zuhilfenahme des Wilsonschen Nebelapparats beruht: die zu untersuchende Luft wird in eine kleine Kammer eingesaugt, welche mit einem Wilsonschen Expansionsapparat in Verbindung steht. Durch einen langsam rotierenden, automatischen Hebelapparat mit Exzentrerscheiben werden in ununterbrochener Reihe folgende Operationen ausgeführt: in einem geeigneten Moment wird automatisch die Einsaugung der kernhaltigen Luft unterbrochen, ein Ventil geschlossen und unmittelbar darauf führt ein Kolben die zur Erzeugung der Wolke notwendige plötzliche Expansion der Kammerluft aus. Nachher bleiben die Ventile kurze Zeit in unveränderter Stellung, um subjektive Zählung der fallenden Tröpfchen mittels Ultramikroskops oder deren Photographie zu ermöglichen. Dann öffnet sich wieder das Ventil, neue Luft wird eingesaugt und der ganze Zyklus beginnt von neuem. Jede Umdrehung dauert zwei Sekunden. In 100 Sekunden können also 50 Zählungen durchgeführt werden. Zahlreiche experimentelle Schwierigkeiten waren zu überwinden, bis der Apparat klaglos funktionierte. Hierauf wurde auch die photographische Zählmethode ausgearbeitet. Als Beleuchtungsquelle diente eine selbstregulierende Bogenlampe mit 10 Amp. Betriebsstromstärke, und das Zählmikroskop wurde als Projektionsapparat benutzt. Besondere Sorgfalt ist zur Justierung der Auslösevorrichtung für die Kamera erforderlich. Die Platten werden nachher mittels eines schwach vergrößernden Mikroskops ausgezählt. Mit dem Apparat können Luftproben mit 30000 bis 3000000 Kernen pro Kubikzentimeter untersucht werden. Verf. verwendet die Methode zunächst zum Studium von Salmiak- und Cadmiumoxydwolken. Diese Wolken wurden durch Sublimieren von  $\text{NH}_4\text{Cl}$  mittels einer Heizspirale bzw. durch Erregung eines Lichtbogens zwischen Cd-Elektroden erzeugt. Man kann mit diesem Apparat die Koagulation dieser Wolkenelemente stundenlang verfolgen. Das Gesetz der Abnahme der Teilchenzahl ( $n$ ) mit der Zeit ( $t$ ) ist folgendes:  $1/n = 1/n_0 + Kt$ , d. h. die reziproke Teilchenzahl (Volumen pro Partikel) nimmt mit der Zeit linear zu. Smoluchowski (ZS. f. phys. Chem. 42, 121, 1928) hat theoretisch dasselbe Gesetz gefunden, doch stimmen die empirisch gefundenen Werte für die Konstante  $K$  mit der theoretisch berechneten nicht besonders gut überein; Gründe für die Abweichungen werden diskutiert.

V. F. Hess.

**F. Schindelhauer.** Radioaktive Niederschläge auf Hochantennen. Phys. ZS. 29, 479—487, 1928, Nr. 14. Aus der Zusammenfassung: Es wird der bei normalem Erdfeld in einen hervorragenden Punkt der Erdoberfläche einströmende Vertikalstrom gemessen; es wird gezeigt, daß dieser Strom in der Hauptsache durch radioaktiven Beschlag der Elektrode hervorgerufen wird, da 1. die Bodenatmung eine ausschlaggebende Rolle spielt, die Stromstärke wächst mit fallendem Luftdruck und mit steigenden Bodentemperaturen; 2. der

gemessene Austausch in den unteren Schichten von Einfluß ist, wie sich aus dem Vergleich mit Windgeschwindigkeit, Bewölkung und vertikalem Temperaturgefälle in den untersten Luftschichten ergibt. Sowohl die aperiodischen Änderungen wie der eigentliche Gang des Kollektorstromes laufen, wie zu erwarten, im allgemeinen mit dem Potentialgefälle parallel. Das Morgenmaximum des Potentialgefälles im Sommer läßt sich durch den Gang des Kollektorstromes erklären; es wird durch Einsetzen des Kollektorstromes eine Anreicherung positiver Träger in den untersten Luftschichten bewirkt. Der tägliche Gang des Kollektorstromes läßt sich durch die tägliche Änderung des Austauschoeffizienten unmittelbar über dem Boden erklären, durch den der Gehalt der Luft an radioaktiven Gasen geändert wird. Die Messungen ergeben außerordentlich hohe Werte des Vertikalstromes.

*K. W. F. Kohrausch.*

**D. B. Deodhar.** On Atmospheric Radio-Activity and Indian Weather. Proc. Roy. Soc. London (A) 109, 280—286, 1925, Nr. 750. Verf. hat nach der alten Elster-Geitelschen Drahtaktivierungsmethode Messungen der „Aktivierungszahl“ in Luknow (Indien) durch acht Monate täglich einmal mit zwei-stündiger Expositionszeit ausgeführt. Die erhaltenen Aktivierungszahlen (ausgedrückt in Volt pro Stunde pro Meter Drahtlänge des in die Ionisierungskammer eingebrachten aktivierten Drahtes) sind erheblich höher als in Mitteleuropa. Sie nehmen von Oktober (300) bis Januar (550) zu und dann wieder ab, um im Mai den niedrigsten Wert zu erreichen (250). Bei fallendem Barometer sind die Aktivierungszahlen größer, ebenso bei vom Himalaja und der Provinz Bengalen her wehenden Winden. Dies alles findet Verf. im Einklang mit den herrschenden wohlbegründeten Anschauungen über den rein festländischen Ursprung der Radiumemanation in der Atmosphäre. Um so sonderbarer mutet es an, wenn gleich darauf der Verf. die Tatsache, daß bei wolkigem Wetter kleinere Aktivierungszahlen erhalten werden, durch „Abschirmung der von oben kommenden Emanationsmengen durch die Wolken“ erklären will. Er scheint die Bongards-schen Ansichten über solare Herkunft der Radiumemanation in der Luft zu teilen und diese Ansichten schon für erwiesen zu halten. Um diese Ideen weiter zu prüfen, schlägt er Messungen der Aktivierungszahlen in verschiedenen Breiten vor, denn wenn die Emanation von der Sonne herstamme, so müßten die äquatorialen Gegenden größere Mengen Emanation empfangen als die polaren. Die zahlreichen Mängel der Drahtaktivierungsmethode werden nicht erwähnt. Verf. findet im Gegensatz zu anderen Beobachtern keine Abhängigkeit der am Drahte abgelagerten Aktivität von der Spannung im Bereich von 1500 bis 5000 Volt. Daß bei der Drahtmethode die Resultate durch Änderungen der Beweglichkeit der Träger des aktiven Niederschlags stark beeinflußt sind, scheint dem Verf. unbekannt zu sein.

*V. F. Hess.*

**G. Breit, M. A. Tuve and O. Dahl.** Effective heights of the Kennely-Heaviside layer in December, 1927 and Januar, 1928. Proc. Inst. Radio Eng. 16, 1236—1239, 1928, Nr. 9.

**Clifford N. Anderson.** Correlation of long wave transatlantic radio transmission with other factors affected by solar activity. Proc. Inst. Radio Eng. 16, 297—347, 1928, Nr. 3.

*Scheel.*

**E. O. Hulburt.** The origin of the aurora borealis. Terrestrial Magnetism 33, 11—13, 1928, Nr. 1. Der Verf. skizziert folgende, von der üblichen Erklärung abweichende Hypothese über die Entstehung des Polarlichtes: Ein Teil des

ultravioletten Sonnenlichtes wird in der hohen Atmosphäre absorbiert und erzeugt dort Ionen und Elektronen. Diese vereinigen sich nur langsam wieder. In Höhen über 200 km haben sie, wegen der geringen Zahl der Zusammenstöße, Gelegenheit zur Diffusion. Dabei wandern sie schneller längs der erdmagnetischen Kraftlinien als senkrecht dazu. Deshalb sollen sie sich in den polaren Regionen ansammeln, dort absinken, und bei der Wiedervereinigung soll die frei werdende Energie irgendwie das Nordlicht verursachen.

*J. Bartels.*

**Elmer A. Smith.** The aurora borealis. Proc. Ind. Acad. **37**, 279—281, 1927. Der Verf. will als Ursache atmosphärischer Störungen auf Hochspannungsleitungen während des Auftretens von Nordlicht durchdringende, kurzwellige Strahlen und andere elektromagnetische Wellen, die vom Nordlicht ausgehen sollen, nachgewiesen haben. Ein überzeugender Beweis dafür ist unter den phantasiereichen Spekulationen über diese Entdeckung und ihren Lobpreisungen nicht zu finden.

*Wigand.*

**J. C. Mc Lennan.** Bakerian Lecture. The Aurora and its Spectrum. Proc. Roy. Soc. London (A) **120**, 327—357, 1928, Nr. 785. Enthält einen ziemlich eingehenden Bericht über die Nordlichtforschungen anderer Autoren und eine zusammenfassende Darstellung der meistens an anderer Stelle veröffentlichten Arbeiten des Verf. und seiner Mitarbeiter über das Bandenspektrum des Stickstoffs und seine Deutung, die Deutung des Nordlichtspektrums und der Nordlichtlinie, die Einordnung der letzteren in das Termschema des Sauerstoffs, die Strahlung von metastabilen Zuständen aus, die Deutung einiger Nebuliumlinien (von Bowen), den Zeemaneffekt der Nordlichtlinie im Lichte des Nachthimmels, die experimentelle Technik zu ihrer Beobachtung und neuere Resultate dieser Untersuchung. Die Nordlichtlinie muß bei einem Übergang aus einem der metastabilen Zustände des Sauerstoffs  $^1S_0$  oder  $^1D_2$ , in die das Sauerstoffatom durch die Wirkung der Sonnenstrahlen gebracht wird, entstehen. Die Nordlichtlinie gibt im longitudinalen Magnetfeld ein Zeemantriplett mit einer Aufspaltung gleich dem Abstand der Komponenten eines normalen Dubletts. Aus der Zeemaneffektbeobachtung wird geschlossen, daß die Nordlichtlinie dem Übergang  $^1D_2 - ^1S_0$  entspricht. Die Intensität der Nordlichtlinien im Lichte des Nachthimmels hat eine tägliche Variation. Vom Sonnenuntergang wächst die Intensität des im Zenit beobachteten Lichtes kontinuierlich bis zu einem Maximum etwa  $1\frac{1}{2}$  Stunde nach Mitternacht, dann nimmt sie wieder ab. Die zu diesem Zwecke gebauten äußerst lichtstarken Spektrographen werden beschrieben.

*J. Holtzmark.*

**Ingolf Sestoft.** Om Aerologi og Aeronautisk Meteorologi. Fysisk Tidsskr. **26**, 113—126, 1928, Nr. 4.

**A. Sonnelfeld.** Warum erscheinen Gestirne in Horizontalstellung größer als in Höhenstellung? Central-Ztg. f. Opt. u. Mech. **47**, 277—280, 1926, Nr. 21.

*Scheel.*

**R. Esnault-Pelterie.** Sur la loi de constitution de l'atmosphère. C. R. **187**, 241—242, 1928, Nr. 4. Anknüpfend an eine frühere Arbeit (s. Phys. Ber. **9**, 1825, 1928) zeigt Verf. die Abhängigkeit  $\varrho/\varrho_0$  ( $\varrho$  = Dichte in 10500 m Höhe,  $\varrho_0$  = die für die Höhe Null), wenn für den Gradienten  $dT/dZ$  ( $T$  = Temperatur,  $Z$  = Höhe) verschiedene Annahmen gemacht werden. Er schließt ferner, daß  $\varrho$  in einer Höhe von 5170 m unabhängig von  $T_0$ , der Anfangstemperatur, sein müßte.

*H. Ebert.*

**Peter Lautner.** Wolkenbildung durch ein Flugzeug. *Meteorol. ZS.* **45**, 349, 1928, Nr. 9. Es werden zwei treffende photographische Aufnahmen von Kondensation an den Auspuffgasen eines Flugzeugs mitgeteilt, mit näherer Beschreibung der meteorologischen Verhältnisse bei dieser Art von Wolkenbildung. *Wigand.*

**H. B. Maris.** A theory of the upper atmosphere and meteors. *Proc. Inst. Radio Eng.* **16**, 177—180, 1928, Nr. 2. Eine Berechnung der Trennungsvorgänge von Gasen verschiedener Dichte in der Erdatmosphäre führt zu der Erwartung, daß unterhalb von 100 km Höhe alle Gase gleichmäßig gemischt und die Dichten von Wasserstoff und Helium nur noch ein Hunderttausendstel von den früher für größere Höhen berechneten Dichten sind. Die bekannten Absorptions- und Strahlungskoeffizienten der Gase der oberen Atmosphäre führen zu einer täglichen Temperaturschwankung von etwa  $140^{\circ}$  während des Sommers und  $30^{\circ}$  während des Winters für alle Höhen von mehr als 80 km.  $\text{CO}_2$  ist wirksamer als Wasserdampf bei dem endgültigen Entweichen der Strahlung von der Erde, und es wird der Schluß gezogen, daß Schwankungen im  $\text{CO}_2$ -Gehalt der Luft die klimatischen Schwankungen erklären können, die die Eiszeiten charakterisieren (Arrhenius!). Der Reibungswiderstand, den die obere Atmosphäre dem Durchgang von Meteoren entgegengesetzt, genügt nicht zur Erklärung der von diesen ausgestrahlten Energie. Es wird daher angenommen, daß die Energie der Meteore dadurch an die Luft abgegeben wird, daß Atome und Moleküle vom Meteor durch die Stöße der Luftmoleküle abgelöst werden. *Güntherschulze.*

**Wilhelm Anderson.** Die „Temperaturverspätung“ der Sternschnuppen als Fehlerquelle bei der Berechnung des Druckes in den höchsten Atmosphärenschichten. *Phys. ZS.* **29**, 721—724, 1928, Nr. 20. Will man aus dem Aufleuchten der Sternschnuppen die Drucke berechnen, welche in den entsprechenden Atmosphärenschichten herrschen, so darf man (besonders bei vertikal fallenden Meteoriten) die „Temperaturverspätung“ nicht ignorieren; sonst erhält man Drucke, die beträchtlich niedriger sind als in Wirklichkeit. Sollten die höchsten Atmosphärenschichten nicht aus Wasserstoff, sondern aus Stickstoff bestehen, so dürfte man die „Temperaturverspätung“ erst recht nicht ignorieren. *Scheel.*

**F. J. W. Whipple.** Audibility of Explosions and the constitution of the upper atmosphere. *Nature* **118**, 309—313, 1926, Nr. 2965. Aus den Ergebnissen über die Hörbarkeit der großen Sprengungen in La Courtine im Jahre 1924 schließt der Verf. auf eine Schicht konstanter Temperatur zwischen 12 und 32 km Höhe und eine darüberliegende Schicht der Temperaturumkehr. Seine Berechnungen ergeben bei  $17^{\circ}\text{C}$  an der Erdoberfläche und einem Temperaturgefälle von  $6\frac{2}{3}^{\circ}$  pro Kilometer oberhalb 12 km die konstante Temperatur von  $-63^{\circ}$ . Dann folgt die Schicht zunehmender Temperatur mit solchem Gefälle, daß in 40 bis 50 km Höhe wieder die Temperaturen der Erdoberfläche erreicht werden. Die Schallstrahlen sind dann Zykloidenbogen in der Troposphäre und der oberen Atmosphäre, gerade Linien in der Stratosphäre. Die Gebiete abnormer Hörbarkeit lassen sich mit diesen Annahmen der Temperaturverteilung gut erklären. Auch mit den Höhenbeobachtungen des Erscheinens und Verschwindens der Meteore lassen sich des Verf. Annahmen in Einklang bringen. Die Schallgeschwindigkeit ist dann am Gipfel der gekrümmten Strahlen die gleiche wie an der Erdoberfläche. *Cermak.*

**J. J. Jakosky.** Electrical prospecting. *Proc. Inst. Radio Eng.* **16**, 1305—1355, 1928, Nr. 10. *Scheel.*

**Karl Sundborg and Allan Nordstrom.** Electrical Prospecting for Molybdenite at Questa. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 122, 13 S., 1928. Die elektrische Aufsuchung des an sich metallisch leitenden, aber nur spärlich auftretenden Molybdänerzes beruht auf dem Gehalt an anderen gut leitenden, reichlicher vorhandenen Sulfiderzen und auf der Porosität dieser erzführenden Gänge, die Wasser aufnehmen und sich auch dadurch zu bestimmten Jahreszeiten von den umgebenden Gesteinen elektrisch stark unterscheiden. Verwandt wurde das Verfahren, Wechselstrom durch in diesem Falle lineare Elektroden in den Erdboden zu leiten und dessen magnetisches Feld aufzunehmen, wobei das magnetische Feld der phasenverschobenen Induktionsströme in den besser leitenden Erzgängen mit einem besonderen Kompensator zusammen mit dem Feld des Primärstromes aufgenommen wird. *Koenigsberger.*

**Noel H. Stearn.** The Dip Needle as a Geological Instrument. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng. Techn. Publ. Boston Meeting, August 1928, S. 1—19. Der Verf. gibt einen Überblick über die Verwendung eines einfachen, in den Vereinigten Staaten für Eisenerzaufsuchung viel gebrauchten Vertikalvariometers (dip needle) mit Gradteilung, das auch W. O. Hotchkiss und seine Mitarbeiter zur magnetischen Auffindung der mächtigen Eisenerzschichten in Nordwest-Wisconsin verwandten. Es folgen graphische und rechnerische Anweisungen zur Ausrechnung der Vertikalintensität aus der Stellung der ursprünglich horizontalen, in starken anormalen Feldern aber um viele Grade abweichenden Nadel des Instrumentes, die in dem magnetischen Meridian schwingt. Ferner gibt er ein Isanomalenbild („magnograph“) der magnetischen Wirkungen steil gestellter Eisenerzschichten. *Koenigsberger.*

**Noel H. Stearn.** A Background for the Application of Geomagnetism to Exploration. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Boston Meeting, August 1928, S. 1—28. Übersicht über die Grundlagen für die praktische Verwendung erdmagnetischer Messungen mit Angabe der bei großen Feldstärken von früheren Autoren bestimmten Suszeptibilitäten. *Koenigsberger.*

**Allen H. Rogers.** Geophysics and the Mining Engineer. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Techn. Publ. Nr. 135, S. 1—7, 1928. Kurzer, hauptsächlich für den Bergingenieur bestimmter Überblick. *Koenigsberger.*

**Charles E. St. John.** Astrophysical importance of the rare-earth elements. Phys. Rev. (2) 31, 918—919, 1928, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die niedrigen Werte der Umdrehung der Sonne und die großen Geschwindigkeiten des Ausströmens der Sonnenflecken zeigen, daß diese in einem sehr niedrigen Niveau der Sonnenatmosphäre vorkommen. Sie befinden sich im ionisierten Zustand, aber ihre Spektren zeigen insofern für ionisierte Atome eine Besonderheit, als ihre Linien im allgemeinen im Bogen stärker sind als im Funken und bei den Flash-Spektren sich deutlich sowohl von den ionisierten als auch den neutralen Atomen anderer Elemente unterscheiden. Ihre Linien sind in den Spektren von  $\gamma$ -Cygni sehr verstärkt, in den Spektren der Sonnenflecken jedoch geschwächt. In der Sonne sind neun Elemente der seltenen Erden bekannt:  $\text{La}^+$ ,  $\text{Ce}^+$ ,  $\text{Pr}^+$ ,  $\text{Nd}^+$ ,  $\text{Sa}^+$ ,  $\text{Eu}^+$ ,  $\text{Gd}^+$ ,  $\text{Dy}^+$  und  $\text{Yb}^+$ . Die ersten sieben finden sich auch in  $\gamma$ -Cygni. Die Laboratoriumsmessungen sind noch mangelhaft. Weitere werden nahegelegt, da sie nicht nur physikalisch und theoretisch interessant sind, sondern auch Aufschlüsse über manche Probleme der Gruppe der seltenen Erden erwarten lassen. *Güntherschulze.*

**Fritz Paneth.** (Nach Versuchen von **H. Gehlen** und **P. L. Günther.**) Über den Heliumgehalt und das Alter von Meteoriten. ZS. f. Elektrochem. **34**, 645—652, 1928, Nr. 9. Während die radioaktive Altersbestimmung der Meteoriten mit Hilfe der Bleimethode versagt, weil hierfür der Bleigehalt weitaus zu gering ist, verspricht die Heliummethode deshalb mehr Erfolg als im Falle der Altersbestimmungen irdischer Gesteine, weil erstens die Hauptfehlerquelle, das Entweichen von He, bei den kompakten Eisenmeteoriten vernachlässigbar zu erwarten ist, und weil zweitens wegen der chemisch fast gleichen Zusammensetzung der reinen Eisenmeteoriten vergleichbare Werte erhältlich sind. Daß Radioaktivität vorhanden ist, wenn auch in sehr geringem Maße (1,8 bis  $8,6 \cdot 10^{-14}$  g Ra pro Gramm Eisenmeteorit), ist durch die Versuche insbesondere von **Halle-dauer** (Phys. Ber. **6**, 1099, 1925) gesichert. Nach der vom Verf. und seinen Schülern entwickelten Methode zur He-Gehaltsbestimmung, die bis zur Empfindlichkeit von  $10^{-10}$  cm<sup>3</sup> He gehen und hier insofern abgeändert werden mußte, als das Auflösen des zu untersuchenden Materials unter völligem Luftabschluß erfolgen muß, wurde eine Anzahl von Meteoriten auf He-Gehalt analysiert. Die Meteorite „Savik, Toluca, Seeläsgen, Sao Juliao, Mount Joy, Cocke County, Nelson Co.“ ergaben pro Gramm He Gehalte, die von  $< 0,0002 \cdot 10^{-6}$  bis  $20 \cdot 10^{-6}$  cm<sup>3</sup> anstiegen. Ein Zusammenhang zwischen Eisengehalt oder Feinheit der Struktur und He-Gehalt ergab sich nicht. Für einige dieser Meteorite liegen von anderer Seite durchgeführte Untersuchungen über den Ra-Gehalt vor, und eine Kombination beider Messungen gibt (soweit sie wegen der Verschiedenheit der Proben vergleichbar sind) Minimalwerte für das Alter, die in der obigen Reihenfolge von 16 bis 2680 Millionen Jahre ansteigen. Bei abschätzender Berücksichtigung der He-Entwicklung von etwa vorhandenem Thorium werden diese Zahlen um etwa 30 % kleiner; diese Werte liegen im allgemeinen an der Größenordnung des Erdalters und würden die Mindestzeit angeben, die seit der letzten völligen Umschmelzung des Meteoriten vergangen ist.

*K. W. F. Kohlrausch.*

**H. J. Gramatzki.** Leitfaden der astronomischen Beobachtung. Mit 35 Abbildungen und 3 Tafeln. VI und 111 S. Berlin und Bonn, Ferd. Dümmlers Verlag, 1928. „Der Zweck dieses Leitfadens ist es, in die Methoden primitiver und fortgeschrittener Beobachtungskunst leichtfaßlich einzuführen und die Freude am Beobachten durch Vermeidung der Klippen, an denen sie häufig scheitert, zu erhalten und zu steigern.“

*Scheel.*

---

## Geophysikalische Berichte.

**Hans Passarge.** Die Gravitation, Wesen und Ursprung. 58 S. Leipzig, Otto Hillmann, 1928. Eine neue Theorie, die „Birotationstheorie“, soll das alte, viel umstrittene Problem vom Wesen und Ursprung der Gravitation in genialer Weise mit einem Schlage lösen. *K. Jung.*

**F. A. Vening Meinesz.** A formula expressing the deflection of the plumb-line in the gravity anomalies and some formulæ for the gravity-field and the gravity-potential outside the geoid. Proc. Amsterdam **31**, 315—331, 1928, Nr. 3. Eine bekannte Integralformel von Stokes gibt den Abstand zwischen Geoid und Sphäroid abhängig von der Verteilung der Schwereanomalien über der ganzen Erde. Durch Differenzieren dieser Formel erhält Verf. einen entsprechenden Integralausdruck, der die Lotabweichung abhängig von der Verteilung der Schwereanomalien darstellt. Der Einfluß entfernter Anomalien nimmt mit der Entfernung schnell ab: drei Lotabweichungen im Zentrum von Holland lassen sich mit hinreichender Genauigkeit (0,5'') aus den in Holland gemessenen Schwereanomalien allein berechnen. Die folgenden Paragraphen bringen Formeln für die Schwereanomalie und das Potential außerhalb des Geoids und den Nachweis, daß die Stokessche Formel und die Formeln des Verf. sowohl auf die allgemeine Gestalt der Erde, als auch auf lokale Unregelmäßigkeiten anwendbar sind. *K. Jung.*

**Karl Jung.** Bemerkungen zur numerischen und graphischen Behandlung der Krümmungsgröße. ZS. f. Geophys. **4**, 313—317, 1928, Nr. 6. Vortrag, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hamburg, September 1928. Bringt im wesentlichen ein handliches graphisches Verfahren für Addition, Subtraktion und Komponentenzersetzung von Krümmungsgrößen. *K. Jung.*

**H. Haalek.** Ein graphisches Verfahren für Drehwaagenmessungen zur Berechnung der Geländewirkung und der Wirkung beliebig gestalteter Massenkörper. ZS. f. Geophys. **4**, 161—178, 1928, Nr. 4. Nach allgemeinen Ausführungen über die Geländekorrekturen bei Drehwaagenmessungen werden Diagramme zur Bestimmung des Geländeeinflusses oder des Einflusses anderer, beliebig gestalteter Massen berechnet und in zwei Figuren wiedergegeben. Während die von Noumerov und Jung veröffentlichten graphischen Verfahren den Geländegrundriß mittels Diagrammen auszählen und die Höhe durch verschiedenes Gewicht, das den Diagrammfeldern zuerteilt wird, berücksichtigen, zählt man nach der neuen Methode die in den verschiedenen Azimuten ausgemessenen Profile, also Vertikalschnitte, aus und berücksichtigt den Azimutwinkel nachträglich, indem man die Ergebnisse der Auszählung in einfache, vom Verf. für Nivellements in 8, 16 und 32 Azimuten angegebene Formeln einsetzt. Bei dieser Methode fällt die Herstellung von Höhenlinienkarten oder Karten mit Linien gleichen Erhebungswinkels weg. Die Methode ist sehr geeignet, auch den Einfluß räumlich begrenzter Gebilde, wie z. B. von Felsen und spitzen Bergen, zu erfassen, was bei rechnerischen Methoden oft zu Umständlichkeiten führt. An einem Beispiel eines sehr unebenen Geländes wird die Ausführung erläutert. *K. Jung.*

**H. Haalek.** Zur Frage nach der Ursache von lokalen gravimetrischen und erdmagnetischen Störungen und ihre wechselseitigen Be-

ziehungen. I. Diagramme als Hilfsmittel für die Deutung von Drehwaagemeßbildern. *ZS. f. Geophys.* 4, 209—219, 1928, Nr. 5. Es werden Diagramme gebracht, mit denen die Wirkung horizontal liegender, sehr lang gestreckter Massen von überall gleichem Querschnitt durch Auszählen des Querschnitts bestimmt wird. Die Anwendung der Diagramme unterscheidet sich nicht von der bereits von Noumerov und Jung angegebenen und veröffentlichten Diagramme zur Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“ Massenarrangements. An einem Beispiel (Antiklinale leichten Gesteins über Verwerfung schwerer Massen) wird die Anwendung der Diagramme erläutert, und es wird angedeutet, wie das inverse Problem, aus der Drehwaagemessung die Massenarrangement zu finden, mit Hilfe der Diagramme in der Praxis gelöst werden kann. Die Angabe analoger Diagramme für magnetische Messungen wird in Aussicht gestellt. *K. Jung.*

**H. Haalck.** Zur Frage nach der Ursache von lokalen gravimetrischen und erdmagnetischen Störungen und ihre wechselseitigen Beziehungen. II. Die theoretischen Zusammenhänge zwischen Drehwaage- und erdmagnetischen Messungen; Diagramme als Hilfsmittel für die Deutung von örtlichen erdmagnetischen Störungen. *ZS. f. Geophys.* 4, 263—272, 1928, Nr. 6. Der bereits seit Eötvös bekannte Zusammenhang zwischen der erdmagnetischen Anomalie und den mit der Drehwaage gemessenen Größen erlaubt im allgemeinen nur die direkte Berechnung der Deklination aus den Drehwaagemessungen, während Vertikal- und Horizontalintensität in einer unlösbaren Kombination auftreten. Nimmt man den einfacheren Fall horizontal gelagerter Massen mit in der Streichrichtung unverändertem Querschnitt an, so lassen sich die Anomalien der Horizontalintensität, der Deklination und der Vertikalintensität aus Gradient und Krümmungsgröße getrennt berechnen. In diesem Falle sind also die in Teil I der vorliegenden Arbeit gebrachten Diagramme auch zur Bestimmung magnetischer Anomalien gegebener Massenformen verwendbar. An Hand des in Teil I bereits gebrachten Beispiels wird die Anwendung der Diagramme erläutert. *K. Jung.*

**Ernst Berger.** Drahtlose Fernsteuerung von Koinzidenzapparaten bei relativen Schweremessungen. *ZS. f. Instrkde.* 48, 366—374, 1928, Nr. 8. Eine von dem Verf. und E. Brückner im Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen, Wien, konstruierte handliche Apparatur zur drahtlosen Übermittlung von Uhrsignalen auf Koinzidenzapparate wird eingehend beschrieben, ihre Anwendung und Vorteile bei Referenzpendelmessungen werden erläutert. *K. Jung.*

**Gustaf Ising und Nils Urelus.** Die Verwendung astasierter Pendel für relative Schweremessungen. I, II. *Handlingar Stockholm* (3) 6, Nr. 4, 48 S., 1928. Im ersten theoretischen Teil werden die mathematischen Grundlagen der Schweremessung mit astasierten Pendeln abgeleitet. Es sei  $h$  die Direktionskraft, die das Pendel in die Ruhelage zurücktreibt,  $k$  eine entgegengerichtete, die „astasierende“ Direktionskraft, dann ist, wenn  $h > k$ , die resultierende Direktionskraft  $A = h - k$  wirksam.  $N = k/A$  ist ein Maß für die Astasierung. Bei einem dem Wiechertschen astatischen Horizontalseismographen ähnlichen Pendel ist  $h$  eine Instrumentkonstante,  $k$  abhängig von der Schwerkraft, gleich  $mgr$  ( $r$  = Abstand der Pendelmass von der horizontalen



Drehungsachse). Bezeichnen  $A_0, N_0, k_0, g_0$  und  $A_1, N_1, k_1, g_1$  die Werte von  $A, N, k, g$  an zwei verschiedenen Stationen, so berechnet man leicht die Beziehung:

$$\frac{g_1 - g_0}{g_0} = \frac{N_1 - N_0}{N_0(N_1 + 1)} = \frac{1 - \frac{A_1}{A_0}}{N_0}.$$

Unter der Voraussetzung, daß die Instrumentkonstanten sich nicht ändern, genügt es,  $A_1/A_0$  mit einer Genauigkeit von  $10^{-3}$  zu bestimmen, wenn  $N_0$  etwa den Betrag 1000 hat. Hierdurch wird die zu Pendelmessungen benötigte Zeit erheblich abgekürzt und die Messung erleichtert.  $N$  kann durch Kippen der Unterlage des Pendels bekannt werden:  $\vartheta = N \cdot \varphi$  ( $\varphi$  = Kippwinkel,  $\vartheta$  = statischer Ausschlag des Pendels),  $A$  kann man durch Messung der Schwingungsdauer erhalten. Ähnliche Formeln ergeben sich für andere Konstruktionen astasierter Pendel, z. B. für ein hängendes Pendel, das außer von der üblichen Aufhängung noch von einer Spiralfeder getragen wird, für bifilar oder trifilar aufgehängte Pendel usw. Für die bequeme Ausführung der Messung ist es vorteilhaft, die Abmessungen des Instruments sehr klein zu halten, Länge des Pendels nur wenige Zentimeter. Dann ist es leicht, das Instrument mit einem Eismantel zu umgeben und so die Einwirkung der Temperatur auf die Instrumentkonstanten zu verringern. — Der zweite Teil berichtet über Versuche, die mit verschiedenen Ausführungen astatischer Pendel von 1922 bis 1926 ausgeführt wurden. Bifilar aufgehängte Pendel und vertikale Pendel mit biegsamem Stiel haben, selbst wenn sie aus Quarz hergestellt waren, keinen Erfolg gebracht, Astasierungen von mehr als  $N = 400$  bzw.  $N = 100$  konnten wegen auftretender Nullpunktswanderungen nicht sicher bestimmt werden. Günstiger fielen Versuche mit einem leichten vertikalen Quarzpendel auf horizontalem Torsionsdraht (Quarz) aus. Nach eingehender Ableitung der Theorie werden Versuchsergebnisse mitgeteilt, die wesentlich besser, aber noch nicht ganz befriedigend waren. Um die Empfindlichkeit gegen zufällige Neigungen der Unterlage herabzusetzen, wurde schließlich der zuletzt angeführte Apparat auf eine aufgehängte Unterlage gesetzt. Das Instrument erhielt einen Eismantel, und ein zweites Exemplar wurde außerdem mit luftdichter Umhüllung versehen und auf konstantem Druck gehalten. Mit diesen beiden Instrumenten wurde die Schweredifferenz zwischen Stockholm und Kopenhagen mit einer Genauigkeit von  $0,01 \text{ cm sec}^{-2}$  ( $= 1 : 10^{-6}$ ) bestimmt, es ergab sich  $0,273$  statt  $0,284$ . Die Apparate haben den Transport gut überstanden. Über Konstantenbestimmung, Beobachtungsmethoden und Korrekturen werden genaue Angaben gebracht. Bemerkenswert ist, daß die Adsorption von Wasserdampf an der Quarzoberfläche unerwartet große Korrekturen schon bei geringer relativer Feuchtigkeit erfordert. *K. Jung.*

**Olaf Devik.** Ein Accelerograph für das Praktikum. Phys. ZS. 29, 308—311, 1928, Nr. 10. Beschrieben wird ein für die Messung von Vertikalbeschleunigungen von der Größenordnung  $100 \text{ cm/sec}^2$  bestimmter Accelerograph. Verwendet wird ein an einer Blattfeder aufgehängtes Gewicht, das durch den Registrierzylinder gebildet wird. Angaben für eine zweckmäßige Eichung für Amplitude und Beschleunigung nach Größe und Phase. *Spiess.*

**Alfred Vitols.** Über den Einfluß der Trägheitskräfte auf den Versickerungsprozeß des auf die Erdoberfläche gelangenden flüssigen Wassers. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 8, 216—225, 1928, Nr. 3. Der Autor hat sich die Aufgabe gestellt, die Versickerungsintensität als Funktion der Zeit zu erforschen. Wird bei einer zylindrischen Wassersäule von der Länge  $y$  das

Eindringen in die Erde untersucht, so kann man die Versickerungsintensität als die erste Abgeleitete der Länge  $y$  nach der Zeit auffassen, d. h.  $dy/dt = y' = f(t)$ . An Hand entsprechender Beobachtungsdaten, wie z. B. der Wollnyschen, die man in der Arbeit von Dr. A. Mitscherlich: „Bodenkunde für Land- und Forstwirte“, 1905, S. 201 findet, könnte man die Funktion  $y' = f(t)$  empirisch ableiten. Hierbei wäre die empirische Funktion  $f(t)$  so zu wählen, daß in ihr die aus der Beobachtung bekannten Zusammenhänge erkennbar wären. Diese wären: 1. Für jede homogene Bodenart ist  $y' = f(t)$  eine bestimmte stetige Funktion der Zeit  $t$ ; 2. die Anfangsintensität  $(y')_{t=0} = y'_0$  ist eine bekannte, für jede Bodenart spezifische Größe; 3. es ist  $y'' = d^2y/dt^2 < 0$ , d. h. die Versickerungsbeschleunigung ist negativ oder die Versickerungsintensität nimmt ab mit der Zeit; 4.  $(y')_{t=\infty} = y'_\infty$  ist wiederum eine bekannte, für jede Bodenart spezifische Größe. Wenn man nun die empirischen Funktionen dieser Art untersucht, so stößt man auf die charakteristische Eigenschaft der Wollnyschen Daten: Sie lassen sich nur in eine empirische Formel einstellen, die die bekannte Zahl „e“ enthält. Es liegt hierin eine neue Bestätigung der Gültigkeit des bekannten Darcyschen Versickerungsgesetzes, wie dieses vom Autor an Hand der von ihm aufgestellten Versickerungstheorie bewiesen wird. Dieser Theorie wird das aus der Mechanik bekannte Prinzip der lebendigen Kraft zugrunde gelegt, indem alle auf den Versickerungsstrom einwirkenden Kräfte, darunter auch die Kapillarkraft, in Betracht gezogen werden. Der Ausdruck der Reibungskraft wird laut Darcy angenommen. Als Quelle für den Versickerungsstrom wird ein Regen angenommen, und nun werden verschiedene Sonderfälle untersucht. Der Sonderfall eines künstlichen Regens, den Wollny für seine Versuche angewandt hat, ergibt eine gute Übereinstimmung des theoretischen Ausdrucks für die Länge des Versickerungsstromes,  $y = F(t)$ , mit der nach der einen im Anfang erwähnten, die Zahl „e“ enthaltenden, empirischen Formel gefundenen Größe, was zur Bestätigung des Darcyschen Gesetzes für den Zustand einer astationären (mit der Zeit veränderlichen) Bewegung dient. Die Untersuchung der aufgestellten Differentialgleichungen führt den Autor zu der Feststellung einiger Sonderpunkte der  $y' = f(t)$ -Kurve. Diese sind  $y'_0 = \Delta/\mu$ , wo  $\Delta$  die regelmäßige Regenintensität,  $\mu$  den Porositätskoeffizienten bedeuten,

$$y'_\infty = (y')_{t=\infty} = \frac{(1-\mu)w_0 + \sqrt{(1-\mu)^2w_0^2 + 4\Delta w_0}}{2},$$

wo  $w_0$  die Konstante der Darcyschen Formel  $w = w_0i$  ist. Weiter kann man beweisen, daß  $y''_0 = (y'')_{t=0} = -\infty$  und  $y''_\infty = (y'')_{t=\infty} = 0$  sind. Von dem letzten Zusammenhang ausgehend, zeigt der Autor, daß die in der Baupraxis für neuerbauten Kanäle angewandten Isolationsschichten nur eine temporäre Rolle spielen, die mit  $t = \infty$  aufhört. Schließlich wird die Bewegung eines freien Versickerungsstromes, wie er in Seen und Teichen zu beobachten ist, untersucht; es erweist sich die Tatsache, daß zwei gleiche Becken in einem und demselben homogenen Boden angelegt, nach Verlauf der Zeit  $t = \infty$  ganz verschiedene Wassermengen  $y_\infty$  versickern können, was von dem Gesetz der Füllung der Becken, die sich im Laufe ganzer geologischer Perioden vollzogen hat, abhängen kann. Das Füllungsgesetz beeinflusst auch die Form der unterirdischen Strömsäule, die in entsprechenden Fällen sehr schlank werden kann. Vitolz.

**F. Paneth, H. Gehlen und K. Peters.** Heliumuntersuchungen. IV. Über den Heliumgehalt von Erdgasen. ZS. f. anorg. Chem. 175, 383—401, 1928, Nr. 4. Nach Diskussion der bisher zur Untersuchung des Edelgasgehalts von Erdgasen verwendeten Methoden und nach Beschreibung der hier ange-

wendeten Methode, die sich auf die früheren He-Untersuchungen Paneths und seiner Mitarbeiter stützt und so empfindlich ist, daß man mit dem 20. Teil der sonst für eine solche Analyse nötigen Gasmenge das Auslangen findet, werden die Ergebnisse einiger Analysen mitgeteilt. Untersucht wurden drei deutsche und sieben ausländische europäische Gasquellen, die als maximalen prozentischen He-Gehalt 0,19 (Ahlen in Westfalen) und 0,076 (Ascheberg bei Münster) ergaben, während in außereuropäischen, insbesondere in amerikanischen Quellen bis 1,8 % He gefunden wurde. Überdies sind die letzteren Quellen noch unverhältnismäßig viel ergiebiger. Ein Zusammenhang des He-Gehalts mit der chemischen Zusammensetzung ergab sich nicht. Um zu prüfen, inwieweit das in Gasquellen ausströmende He-haltige Methan auch unter Tag verbreitet ist, wurden einige Analysen von Grubenluft durchgeführt. *K. W. F. Kohlrausch.*

**Charles Snowden Piggot.** Radium and geology. Journ. Amer. Chem. Soc. 50, 2910—2916, 1928, Nr. 11. Der Artikel gibt einen kurzen Bericht über die Problemstellung, über die im geophysikalischen Laboratorium des Carnegie-Instituts in Washington verwendeten experimentellen Methoden und einige bisher erhaltenen Ergebnisse. Für die Problemstellung wird folgende Unterteilung vorgenommen: 1. Bestimmung des Ra-Gehalts und seiner Verteilung in der Lithosphäre und Gewinnung von Anhaltspunkten für die Schätzung des Gehalts und der Verteilung im Erdinnern. 2. Bestimmung der verfügbaren Wärmemenge und deren Rolle bei der Gebirgsbildung. 3. Die Altersbestimmung mit Hilfe des Zerfalls von U in Pb. Als Ergebnisse werden mitgeteilt: 1. Sieben repräsentative Granite von der Ostküste der U. S. A. werden analysiert. 2. Bezüglich der radioaktiven Wärmeentwicklung wird die Diskussion bis zum Vorhandensein eines größeren Erfahrungsmaterials verschoben. 3. Für die Altersbestimmung wird als experimentelle Grundlage vorgeschlagen, das Blei in flüchtige Form (Bleitetramethyl) zu bringen und in Astons Massenspektrographen auf Isotopenzusammensetzung zu prüfen. *K. W. F. Kohlrausch.*

**Joseph L. Gillson.** Horizontal versus vertical forces in crustal movements of the earth. Science (N. S.) 67, 608—610, 1928, Nr. 1746. Eine von Prof. B. Willis bei der Boston Geological Society unter dem Titel „Horizontalist or Verticalist?“ eingereichte Arbeit behandelt die Möglichkeit und das Vorkommen vertikal und horizontal schiebender Kräfte in der Entwicklung der Erdkruste. *K. Jung.*

**H. J. Menges.** Schädliche Erschütterungswirkungen des Straßenverkehrs. ZS. f. techn. Phys. 9, 311—315, 1928, Nr. 9. Erweiterte Wiedergabe eines Vortrags, gehalten auf der Tagung des Ausschusses für Mechanische Schwingungen, Darmstadt, März 1928. Es werden die bereits erschienenen, das gleiche Gebiet behandelnden Veröffentlichungen angeführt, sodann wird über eigene Messungen des Verf. über die Bodenerschütterungen durch Fahrzeuge berichtet. Die Schädlichkeit der Fahrzeuge wird einmal proportional der dem Boden erteilten maximalen Beschleunigung definiert, ein andermal proportional der dem Boden übertragenen Energie. Zwei Figuren geben die Anordnung verschiedener Fahrzeuge hinsichtlich der beiden Arten von Schädlichkeiten an. Verhältnismäßig sehr schädlich sind die Lastkraftwagen mit Vollreifen, dann folgen Pferdefuhrwerke, während die mit Pneumatik versehenen Personen- und Lastkraftwagen so gut wie unschädlich sind. Natürlich spielt die Beschaffenheit der Straße bei nicht mit Pneumatik versehenen Fahrzeugen eine große Rolle. *K. Jung.*

**Kyoji Suyehiro.** On the Focal Depth of Earthquakes and the Group of Seismic Waves. Proc. Imp. Acad. Tokyo 4, 41—43, 1928, Nr. 2. In einer Tabelle sind 17 in Tokio von einem gedämpften Seismographen — Eigenperiode gleich 0,3 Sek. — erhaltenen Bebenaufzeichnungen mit Bebenherdentfernungen innerhalb 100 km aufgeführt. Auftretende Wellengruppen werden als Kennzeichen für einen Erdbebenstoß angesehen, wenn die Stöße nicht gleichzeitig von demselben oder nahezu von dem gleichen Ort ausgehen. Die angegebenen, zwischen 25 und 95 km sich bewegenden Herdtiefen sind errechnet und wohl auch nur als angenäherte Zahlenwerte anzusehen. Die Tiefe der unter Tokio liegenden Unstetigkeitsschicht wird zu etwa 45 km angenommen. Nach dem Autor geht der Zusammenbruch der Erdkruste in verschiedenen Schichten vor sich, an verschiedenen Punkten gleichzeitig oder auch nacheinander. *Mainka.*

**Torahiko Terada and Naomi Miyabe.** On the Horizontal Displacements of Earth Crust Produced by the Tango Earthquake. Proc. Imp. Acad. Tokyo 4, 211—214, 1928, Nr. 5.

**Torahiko Terada and Naomi Miyabe.** Relation between Horizontal Deformation and Postseismic Vertical Displacement of Earth Crust which Accompanied the Tango Earthquake. Proc. Imp. Acad. Tokyo 4, 215—217, 1928, Nr. 5.

**Torahiko Terada and Naomi Miyabe.** Postseismic Slow Vertical Displacement of Earth Crust and Isostasy. Proc. Imp. Acad. Tokyo 4, 218—221, 1928, Nr. 5. Aus den mehrfach wiederholten Triangulationen im Tangodistrikt nach dem Tangobeben lassen sich postseismische horizontale Verschiebungen des Erdbodens feststellen. Diese werden in der ersten der angeführten Veröffentlichungen angegeben. Einen Zusammenhang zwischen den postseismischen horizontalen Bewegungen und den Vertikalbewegungen bringt die zweite Arbeit. Im großen und ganzen zeigt sich ein paralleler Verlauf der Senkungen mit der Divergenz des Vektors der Horizontalverschiebung. Diese Tatsache legt den Gedanken nahe, daß die vertikale Bewegung im wesentlichen auf isostatischen Vorgängen beruht, die die durch die Dislokationen des Bebens verursachten Störungen auszugleichen suchen. Wie die dritte Veröffentlichung zeigt, kann diese Annahme aufrechterhalten werden, wenn man annimmt, daß den Zerrungen und Zusammenpressungen eine etwa 5 km dicke Oberschicht des Sials unterworfen ist. Leider lassen die nicht so vollständigen Beobachtungen im Kwantodistrikt eine entsprechende Untersuchung über das Kwantobeben nicht zu.

*K. Jung.*

**H. H. Turner.** On the Persistence of the 21 Minute Period during the Nine Years 1918—1926, as shown by the Philippine Records of Earthquakes. Month. Not., Geophys. Suppl. 2, 73—76, 1928, Nr. 2. Der Verf. kommt zu dem Ergebnis, daß nach den Erdbebenberichten im Zeitraum 1918 bis 1926 die Beben auf den Philippinen eine Periode von 20,993342 Minuten zeigen, und zwar nimmt innerhalb der Periode die Häufigkeit schnell zu, dann gleichmäßig ab. Leider fehlen Angaben zur Feststellung der Realität der Periode, insbesondere darüber, nach wieviel Perioden sich die Beben im allgemeinen wiederholen.

*Gutenberg.*

**F. J. W. Whipple and F. J. Serase.** On the Frequency of Microseisms of Different Periods at Eskdalemuir and at Kew. Month. Not., Geophys. Suppl. 2, 76—88, 1928, Nr. 2. Die Verff. finden, daß in Kew und Eskdalemuir, ähnlich wie dies C. Mainka schon früher für Mittel- und Osteuropa gefunden hatte, die Perioden der regelmäßigen Bodenunruhe im Sommer niedriger sind

als im Winter, und geben eine größere Anzahl von wertvollen Tabellen und graphischen Darstellungen hierzu. Eine bestimmte Periode (außer der jeweilig häufigsten Periode) herrscht nicht vor. Die Verff. weisen darauf hin, daß von Castrillon für Barcelona gefundene Häufigkeitsmaxima von besonders 5,5 bis 5,6, dann von 3,7, 4,8, 6,3 und 7,4 Sek. infolge der dauernden Periodenschwankungen möglicherweise Zufallsergebnisse sind, da die Genauigkeit der Periodenfeststellung derartige Angaben im allgemeinen nicht erlaubt. Die Verff. finden ferner, daß eine schwache tägliche Periode vorhanden ist; sowohl die Perioden wie die Amplituden erreichen ihr Maximum nachts, ihr Minimum am Tage. Die Schwankungen betragen im Mittel nur 1 bzw. 7 % der Absolutwerte. Die Extremwerte der Perioden betragen 2 und 10 Sekunden, ihr Jahresmittel 5,4 (Kew) und 5,3 Sekunden (Eskdalemuir), die Häufigkeitsmaxima liegen bei 4,9 bzw. 5,0 Sekunden. *Gutenberg.*

**Naomi Miyabe.** On Fluctuations in Frequency and in Position of Destructive Earthquakes in China. Proc. Imp. Acad. Tokyo 3, 659—661, 1927, Nr. 10. Das Ergebnis dieser statistischen Studie über die Schwankungen der Häufigkeit und über die der Lage der Erdbeben in China ist: Ähnlich wie in Japan ist in China eine Schwankung der Tätigkeit von der Breite der Gebiete abhängig mit einer Periode von 100 bis 150 Jahren zu vermerken. Gleichfalls sind die Beziehungen der Schwankungen der Breiten und Längen der Erdbebengebiete in beiden Ländern dieselben. Die Erdbebengebiete im nördlichen und südlichen China treten abwechselnd in Tätigkeit. In Nordchina und Japan sind die Schwankungen in der Häufigkeit die gleichen. *Mainka.*

**V. Conrad.** Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927. ZS. f. Geophys. 4, 286—289, 1928, Nr. 6. *Scheel.*

**E. Rothé.** Essais de séismographes à la plate-forme. — Appareil pour le synthèse de mouvements périodiques. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 28 S—29 S, 1927, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 242.] Die bekannte Schwingungsgleichung wird mit Hilfe der von Mainka konstruierten — und auch für gleiche Zwecke benutzten — Schwingungsuntersuchungsplatte für drei Komponenten, für beliebige Perioden und Amplituden mit Hilfe eines aufgesetzten Seismographen in ihrem Verhalten für rein periodische Bewegungen demonstriert, auch als — bereits auch bekannt — Hilfsmittel für den Unterricht vorgeschlagen. *Mainka.*

**Rudolf Skutsch.** Über Apparate zur Aufzeichnung von Bewegungen. Glasers Ann. 103, 109—113, 1928, Nr. 9. Der Verf. gibt einige Prinzipien, nach welchen die älteren Seismographen und Erschütterungsmesser gebaut sind; er empfiehlt vor allem für Erschütterungsmessungen stärkere Benutzung von Beschleunigungsmessern. Leider werden die zahlreichen Gedanken und Instrumente, welche in den letzten Jahren bekannt geworden sind, kaum erwähnt. *Gutenberg.*

**Rudolf Briske.** Gemeinschaftliche Arbeit zwischen Seismologen und Baufachmann zur Verringerung von Erdbebenschäden. ZS. f. Geophys. 4, 219—225, 1928, Nr. 5. Die weitaus meisten Erdbebenschäden an Bauwerken sind auf ungeeignete Bauweisen zurückzuführen, die die wagerechten Erdbebenerschütterungen nicht aushalten. Eine einwandfreie statische Berechnung und Durchbildung der Bauten auf Grund der mutmaßlich größten wagerechten Erdbebenbeschleunigung ist in den meisten Fällen möglich. Enge Zusammenarbeit

zwischen Seismologen und Baufachmann ist notwendig, einerseits zur Festsetzung der in die statischen Berechnungen einzuführenden seismologischen Grundlagen, andererseits zur allgemeinen Planung der Bauanlagen im Hinblick auf die durch die Bodengestaltung bedingte Erdbebengefahr. *Scheel.*

**H. Hunkel.** Über turbulente Eigenströme der obersten Erdschichten und ihre Beziehungen zu den Gesteinsgrenzen. *ZS. f. prakt. Geologie* **36**, 12 S., 1928, Nr. 7 u. 9. Die seither bekannten spontanen Ströme der obersten Erdrinde werden unterschieden in Erdströme erster und zweiter Art. Neben diesen existieren Erdströme einer dritten Art, die „turbulenten Eigenströme“ genannt, und deren Eigenschaften an Hand eines experimentell ermittelten Verteilungsbildes erläutert werden. Die Frage nach der Existenz von Anhäufungen von flächenhaften Polen der turbulenten Eigenströme führt zu einer auf Wahrscheinlichkeitsgrundsätzen beruhenden Methode zur Auffindung von Gesteinsgrenzen. Die Anwendung dieser Methode auf einem Untersuchungsgebiet östlich von Darmstadt und die nach längerer Zeit erfolgte Nachprüfung der Ergebnisse durch Bohrungen und Schürfe werden mitgeteilt. In allen nachgeprüften Fällen werden die Ergebnisse der elektrischen Messungen eindeutig bestätigt. Die Entstehung der turbulenten Eigenströme wird erläutert und damit die Methode auch physikalisch begründet. Schließlich werden Apparatur und Technik der Meßmethode beschrieben, die infolge ihrer ganz außergewöhnlichen Einfachheit, Schnelligkeit und Sicherheit ein brauchbares Hilfsmittel des praktischen Geologen bei Spezialkartierungen zu werden verspricht. *Scheel.*

**Fernando Sanford.** Observations on Solar and Lunar Diurnal Variations of Earth Potential due to Changes in Distribution of the Earth's Surface Charge, including two new Methods of Recording such Variations, and on the Accompanying Variations in the Atmospheric Potential Gradient for the Year 1927. *Bull. Terr. Electr. Obs. Calif.* **5**, 26 S., 1928. Die vom Verf. als Erdpotential bezeichneten Elektrometerschwankungen sind auf unkontrollierte Fehlereinflüsse zurückzuführen, die sich anschließenden Spekulationen daher gegenstandslos. Vgl. das Referat über vorangehende Arbeiten: diese Ber. **8**, 2118, 1927. *Wigand.*

**Fernando Sanford.** Diurnal variation of distribution of the surface charge of the earth around the parallel of  $37,5^\circ$  for the year 1927. *Phys. Rev.* (2) **31**, 915—916, 1928, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Daß die Verteilung der Oberflächenladung der Erde nicht konstant ist, wird durch die Erdströme und die sie begleitenden magnetischen Schwankungen und die Veränderungen des elektrostatischen Feldes der Atmosphäre bewiesen. Die Tatsache, daß alle diese Phänomene ziemlich regelmäßige tägliche und jahreszeitliche Schwankungen sowohl in ihrer Intensität als auch ihrer Richtung zeigen, deutet darauf hin, daß sie von der Stellung der Sonne relativ zum Beobachtungsorte beeinflußt, wenn nicht völlig bestimmt werden. Die tägliche Schwankung der Oberflächenintensität der Erdladung in Palo Alto ist in den letzten sechs Jahren dauernd photographisch registriert worden, und kürzlich ist eine neue sehr empfindliche Methode der Registrierung ausgearbeitet worden, die von allen möglichen Wirkungen der Änderungen der Leitfähigkeit der Atmosphäre frei ist. Es zeigte sich, daß es sowohl eine tägliche Sonnen- und Mondvariation als auch eine jahreszeitliche Variation gibt, die zur Zeit der Äquinoktien am größten und zur Zeit der Solstitien am kleinsten ist. Die mittlere tägliche Schwankung jeden Monats wird in Kurven dargestellt. *Güntherschulze.*

**Fernando Sanford.** An experimental method of measuring the electrostatic induction of the sun's negative charge upon the earth. *Phys. Rev.* (2) **32**, 325, 1928, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei einem Quadrantenelektrometer wird ein diagonales Quadrantenpaar entfernt, das andere Paar miteinander und mit der metallischen Nadelaufhängung verbunden. Dieses System wird durch Bernsteinstützen in einem geschlossenen Metallgehäuse isoliert, das mit der Innenseite eines geerdeten Drahtkäfigs und mit der städtischen Wasserleitung verbunden ist. Wird es zur Erde entladen und dann isoliert und doppelt gegen Induktion von außen abgeschirmt erhalten, so wandert die Nadel durch eine doppelte Schwingungsperiode alle 24 Stunden. Der Ausschlag ist größer als der durch Ladung des isolierten Systems auf 150 Volt erzeugte. Zwei Elektrometer verschiedener Konstruktion und verschiedener Empfindlichkeit geben gleichzeitige entsprechende Ablenkungen. Die elektrischen Ladungen werden gegen die Erde als Nullpunkt gemessen. Ein ungeladener isolierter Körper nimmt Ladung an, wenn die Größe oder die Verteilung der Erdladung sich ändert. Die Nachtseite der Erde ist elektronegativer gegenüber der Tagseite, da das isolierte System bei Nacht positiv und bei Tage negativ geladen ist. Die Potentialdifferenz dieser Ladungen beträgt mehr als 150 Volt. *Güntherschulze.*

**A. T. Price and S. Chapman.** On Line-Integrals of the Diurnal Magnetic Variations. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **119**, 182—196, 1928, Nr. 782. Die

Auswertung der Gleichung:  $\oint H ds = 4 \pi J$  im magnetischen Erdfeld führt zu einer vertikalen Stromdichte  $J \sim 2 \cdot 10^{-2}$  Amp./km<sup>2</sup> im Gegensatz zu den luftelektrischen Messungen, nach denen  $J \sim 3 \cdot 10^{-6}$  Amp./km<sup>2</sup>. Ähnliche Diskrepanzen bestehen auch in bezug auf die täglichen Variationen des Erdmagnetismus, vor allem auch in der Frage, ob der veränderliche Teil des Feldes durch ein skalares Potential ausgedrückt werden könne. Zur Klärung dieser Frage wird das Integral

$$\oint H ds = \oint \bar{H} ds + \oint \Delta H ds = 4 \pi A (\bar{i} + \Delta i)$$

berechnet, wo  $A$  die von der Kurve umschlossene Fläche ist. Aus Zweckmäßigkeitsgründen beschränken sich die Verff. auf die Betrachtung von  $\Delta H$  und  $\Delta i$ . Die der Berechnung des Integrals zugrunde liegende Kurve wird von den Großkreisen gebildet, die folgende Observatorien verbinden: Greenwich, Eskdalemuir, Rude Skov, Seddin, de Bilt, Stonyhurst, und umschließt eine Fläche von  $\sim 396\,000$  km<sup>2</sup>. Die benutzten Werte sind Stundenmittel von  $\Delta H$  und  $\Delta D$  bzw.  $\Delta X$  und  $\Delta Y$  der 20 internationalen ruhigen Tage des Sommers (Mai bis August) 1924. Das Ergebnis liefert eine vertikale Stromintensität von bereits von anderer Seite angegebener Größe; doch ist die Richtungsverteilung des Stromes von nahezu entgegengesetztem Typus. Es folgt nun eine sorgfältige Abwägung der einzelnen Fehlerquellen, die das Ergebnis der Rechnung beeinflussen können. Es werden getrennt behandelt: 1. die den benutzten physikalischen Werten anhaftenden Fehler und 2. die Fehler, die durch die Interpolation veranlaßt wurden. Alle Fehler der ersten Quelle erscheinen für das Ergebnis belanglos. • Die genauere Analyse der Fehler der zweiten Gattung ergibt aber, daß die Unsicherheit der berechneten Vertikalströme durchaus vergleichbar ist mit der Größe dieser Ströme selbst. Andererseits ergibt sich aber, daß es nur ein ganz kleiner Teil der magnetischen Variationen sein kann, für den kein skalares Potential besteht. *G. Fanselau.*

**Sydney Chapman.** The Correlation of Solar and Terrestrial Magnetic Phenomena. *Nature* **121**, 989—991, 1928, Nr. 3060. Der das magnetische Erdfeld störende Einfluß der Sonne wird in zwei Komponenten zerlegt. Die eine ruft die magnetischen Störungen hervor, die jedem einzelnen Tag seinen bestimmten magnetischen Charakter verleihen, der durch die internationalen magnetischen Charakterzahlen erfaßt wird. Diese Charakterzahlen stehen, da sie mit den Sonnenumdrehungen periodisch sind, in keinem engeren Zusammenhang mit den Wolfischen Sonnenrelativzahlen. Neben diesen ersten Störungen, ihnen sich einfach überlagernd, laufen andere tägliche Schwankungen, die man in ihrer reinen Struktur an magnetisch ruhigen Tagen erkennen kann. Beide Felder — das erste heiße  $D$ , das zweite  $Sq$  — zeigen zwar einen rohen Parallelismus zu dem Sonnenfleckenzyklus, sind aber sonst in vieler Hinsicht durchaus voneinander verschieden. Zur Charakterisierung des  $Sq$ -Störungsfeldes wird die Verwendung von magnetischen Indizes für jeden Tag vorgeschlagen. Für das Bestehen beider Felder werden verschiedene Sonnenstrahlungen verantwortlich gemacht. Das  $D$ -Feld wird von einer räumlich wohlbegrenzten Korpuskularstrahlung erregt, die infolge hohen Strahlungsdruckes von besonders hellen Stellen der der Erde zugewandten Sonnenscheibe ausgeht, das  $Sq$ -Feld von einer harten Wellenstrahlung der Sonne. Um auch den für das  $D$ -Feld charakteristischen Zustand der Sonnenscheibe prägnant fassen zu können, wird die Verwendung einer weiteren Art von Sonnencharakterzahlen vorgeschlagen, die ein Maß für die Anzahl der hellen Flecken auf der Sonnenscheibe sein sollen. Beide Sonnenstrahlungen müssen sich durch die Ionisation, die sie in der äußeren Atmosphäre hervorrufen, geltend machen, sind also mit vielen anderen physikalischen Vorgängen, die sich ebenfalls in der oberen Atmosphäre abspielen, vergleichbar. Ein Vergleich der täglichen Variationen des  $Sq$ -Feldes mit den Messungen von Pettit auf dem Mount Wilson im Jahre 1924 ergab eine gute Übereinstimmung. *G. Fanslau.*

**Ross Gunn.** The diamagnetic layer of the earth's atmosphere and its relation to the diurnal variation of terrestrial magnetism. *Phys. Rev.* **32**, 133—141, 1928, Juli. Die Theorien der täglichen Variationen des Erdfeldes stützen sich auf die Zirkulation elektrischer Ströme in der Heavisideschicht. Eine nähere Betrachtung der Zustände in dieser Schicht zeigt, daß sie sich in zwei wesentlichen Punkten von einer gewöhnlichen leitenden Schicht unterscheidet: 1. ist die Leitfähigkeit anisotrop und 2. ist die Schicht diamagnetisch. Die Leitfähigkeit in dieser Schicht kann man berechnen, wenn man die Bewegungsgleichungen eines Ions unter dem Einfluß eines magnetischen und elektrischen Feldes aufstellt. Es zeigt sich da, daß die Leitfähigkeit in Richtung des elektrischen Feldes verschwindet. Die Theorie von Stewart erscheint also, abgesehen vielleicht für Gebiete kurzer freier Weglängen, als ziemlich unwahrscheinlich. Für den diamagnetischen Effekt liefert eine elementare Rechnung einen Ausdruck, der der Zahl  $N$  der in  $1 \text{ cm}^3$  vorhandenen Ionen und Elektronen proportional ist. Es folgt daraus, daß dieser Effekt zwischen Mittag und Mitternacht (nach Ortszeit) stark variieren muß, da die Anzahl der Ionen unter dem Einfluß des ultravioletten Sonnenlichtes stark zunimmt. Man kann also die Ursachen der solaren Komponente im täglichen Gang der Variationen in einer der Sonne zugewandten diamagnetischen Kappe sehen. Durch die Erddrehung gewinnt der Vorgang dann seinen periodischen Charakter, da jeder Erdpunkt abwechselnd dem Einfluß dieser Schicht ausgesetzt oder entzogen wird. Das Maximum der Erscheinung scheint, wie Experimente zeigen, etwa zwei Stunden vor Mittag (nach Ortszeit) zu liegen. Eine rohe, doch das Wesentliche treffende Rechnung ergibt eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung. Umgekehrt kann man aus



dem Unterschied zwischen der Größe des Erdfeldes am Mittag und zu Mitternacht (etwa  $40 \gamma = 4 \cdot 10^{-4} I$ ) die Zahl der Ionen aller Art im Kubikzentimeter zur Nachtzeit berechnen. Für diese Zahl ergibt sich  $6 \cdot 10^{10}$ . Gegen eine solch hohe Ionisierung schienen bislang keine Tatsachen zu sprechen. Vielmehr zeigt Hulburts Berechnung für diese hohen Schichten, daß die Wiedervereinigung von Ionen dort selten ist, und stets genügend Kurzwellenenergie von der Sonne geliefert wird, um diesen Verlust an Ionen zu ersetzen. Auch die Zahl der zur Absorption der längeren Radiowellen nötigen Ionen liegt in derselben Größenordnung, wie die hier angegebenen. Bedeutend komplizierter liegen die Dinge bei der Mondkomponente der täglichen Variation, da hier zwei Phänomene zusammenspielen: einmal die ionisierende Wirkung der Sonne und dann ein gezeitenähnlicher Effekt. Um hier Theorie und Erfahrung in Übereinstimmung zu bringen, muß man annehmen, daß die Gezeitenwirkung den Ionen eine genügende additive Geschwindigkeit erteilt. Aus der Größe der Mondvariation des Erdfeldes ergibt sich rückwärts ein Wert für diesen „Gezeitenwind“ von etwa  $10^4$  cm/sec. Für die Vorgänge an gestörten Tagen gibt die Theorie nicht im gleichen Maße befriedigende Gründe. Nur unter Aufgabe der eingangs erwähnten Tatsache, daß die Leitfähigkeit der Schicht in Richtung des elektrischen Feldes verschwindet, gelingt es, eine einigermaßen vernünftige Erklärung für die Störungen zu gewinnen.

*G. Fanselau.*

**Leo Wenzel Pollak.** Das Periodogramm der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen. *ZS. f. Geophys.* 4, 289—294, 1928, Nr. 6.

*Scheel.*

**Adolf Schmidt.** Der Stand der erdmagnetischen Forschung. *ZS. f. Geophys.* 4, 294—304, 1928, Nr. 6. Es wird der Stand unserer Kenntnis von dem beharrlichen Hauptteil des erdmagnetischen Feldes und der Säkularvariation, von den periodischen Schwankungen und von den Störungen und der Nachstörung besprochen und auf die in bezug hierauf bestehenden Probleme hingewiesen. Dabei zeigt sich überall der hemmende Einfluß, den die ungenügende Anzahl und noch mehr die sehr ungünstige Verteilung der magnetischen Observatorien ausübt, so daß eine planmäßige Vervollständigung des Netzes dieser Anstalten als wesentliche Vorbedingung weiteren Fortschritts erscheint. *Scheel.*

**H. Hunkel.** Bemerkungen zu den magnetischen Vermessungen des Gebietes zwischen Salzgitterer Höhenzug und Oderwaldsattel durch E. Kohl und R. Krahnann. *Metall u. Erz* 25, 571—582, 1928, Nr. 22.

*Scheel.*

**Fr. Schuh.** Magnetische Anomalien im westlichen Mecklenburg. *ZS. f. Geophys.* 4, 304—313, 1928, Nr. 6. Vortrag, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hamburg, September 1928. Enthält Angaben über die vom Verf. mit der Schmidtschen Feldwaage durchgeführte magnetische Vermessung im westlichen Mecklenburg. Ein regionales Störungsgebiet streicht von Südwest nach Nordost, die Amplitude ist  $270 \gamma$ . Die geologische Deutung dieser Anomalie und einiger lokaler Unregelmäßigkeiten wird versucht.

*K. Jung.*

**S. Chapman.** The Daily Terrestrial Magnetic Variations; and the Sun's Magnetic Field. *Nature* 122, 572, 1928, Nr. 3076. R. Gunn hatte die Vermutung geäußert, daß die tägliche Variation des magnetischen Erdfeldes durch den Diamagnetismus der höchsten Atmosphärenschichten hervorgerufen sei; denn dadurch, daß sich die Elektronen zwischen zwei Zusammenstößen viele Male ungehindert um die Kraftlinien des Erdfeldes bewegen können, wirken

sie wie kleine Magnete. Es zeigt sich aber, daß diesen Effekt der Antrieb weit überwiegt, den die Elektronen durch das magnetische und Schwerefeld der Erde und durch das vertikale elektrostatische Feld erhalten. Das magnetische Feld dieser Elektronenströme, die aus diesem Antrieb resultieren, ist durchaus jenem ähnlich, das durch den Diamagnetismus jener äußeren Schichten hervorgerufen wird, übertrifft es aber weit an Intensität. Beide Felder sind dem Gang der täglichen Variation des Erdfeldes ähnlich, und es ist schwer zu sagen, welche von beiden Erscheinungen die Hauptursache für die magnetischen Variationen ist. Diese Elektronenströme scheinen auch eine Erklärung für den außerordentlich raschen Abfall der Intensität des Magnetfeldes der Sonne nach außen hin zu liefern und für das Magnetfeld der Sonnenflecken von Bedeutung zu sein.

*G. Fanselau.*

**E. O. Hulburt.** On the origin of the aurora borealis. *Phys. Rev.* (2) **31**, 1038—1039, 1928, Nr. 6. Der Verf. weist auf gewisse Schwierigkeiten hin, die bei der Erklärung der Polarlichterscheinungen sowohl durch positive Strahlen, als auch durch Kathodenstrahlen von der Sonne her noch bestehen. Durch seine soeben [*Phys. Rev.* (2) **31**, 1018—1030, 1928, Nr. 6] erschienene Theorie der Ionisation der höchsten atmosphärischen Schichten wurde der Verf. dazu angeregt, die ultraviolette Sonnenstrahlung selbst als Träger der zur Erregung des Nordlichtes notwendigen Energie anzusehen: er stellt sich vor, daß die bei der Absorption des ultravioletten Lichtes in den obersten Luftschichten erzeugten freien Elektronen und positiven Ionen wegen des geringen Luftdruckes fast gar nicht sich wieder vereinigen und daher durch reine Diffusion weite Strecken zurücklegen. Unter dem Einfluß des erdmagnetischen Feldes werden diese Ionen und Elektronen in Höhen von mehr als 200 km vorzugsweise zu den Polkappen der Erde hingezogen. Wenn sie nun dort in niedrigere Schichten eindringen, so wird die Rekombination immer stärker und bei dieser wird das Licht emittiert, das wir Nordlicht nennen. Gelegentlich eines starken Nordlichtes in Maine am 20. August 1927 hat Verf. eine Helligkeitsschätzung ausgeführt, nach welcher die totale Strahlung dieses Nordlichtes  $10^{15}$  Erg/sec betragen haben mag. Nach der erwähnten Hulburtschen Theorie der Ionisation der hohen Luftschichten durch ultraviolettes Sonnenlicht darf man erwarten, daß ungefähr eine Energie von dieser Größenordnung tatsächlich als Gesamtlichtenergie des Polarlichtes auftreten kann.

*V. F. Hess.*

**Carl Størmer.** Short Wave Echoes and the Aurora Borealis. *Nature* **122**, 681, 1928, Nr. 3079. Der norwegische Ingenieur Jörgen Hals in Bygdö teilte dem Verf. mit, daß er gegen Ende des Sommers 1927 wiederholt Zeichen der Kurzwellenstation PCJJ (Eindhoven, Holland) direkt, dann  $\frac{1}{7}$  Sek. später (d. h. nach einmaligem Umlauf um die Erde) und ferner ein Echo der einzelnen Zeichen nach etwa 3 Sek. aufgefangen habe. Die Intensität dieser Echosignale war 10- bis 20mal schwächer als die der direkt aufgefangenen Signale. Verf. erklärt diese Erscheinung in folgender Weise: Die von der Sonne her gegen die Erde geschleuderten Elektronen, die das Polarlicht erzeugen, werden durch das magnetische Erdfeld in eine ringförmige Bahn abgelenkt. Dadurch entstehen im Weltraum weite Regionen, die praktisch frei von Elektronen sind. Kommen nun Kurzwellensignale von der Erde her mit genügender Intensität, um die Heavisideschicht zu durchdringen, so können diese an der Grenzfläche zwischen dem abgelenkten Elektronenstrom und der elektronenfreien Zwischenschicht bei senkrechter Inzidenz in sich selbst oder zur Erde zurückreflektiert werden. Verf. hat dann unter Mitwirkung von van der Pol in Eindhoven und Hals in Bygdö die Versuche mit 31,4 m-Wellen wiederholt und im Oktober 1928

wiederholt Echos in Intervallen von 3 bis 15 Sek. nach dem direkten Signal wahrgenommen. Dieselbe Beobachtung wurde gleichzeitig an der Sendestation selbst von van der Pol gemacht. Die reflektierenden Schichten müssen also in Entfernungen von 900 000 bis 4 500 000 km von der Erde liegen. *V. F. Hess.*

**T. L. Eckersley.** Radio Echoes and Magnetic Storms *Nature* **122**, 768, 1928, Nr. 3081. Verf. hat bei einer bestimmten Art von atmosphärischen Störungen, den sogenannten Pfiffen, beobachtet, daß sie immer in Verbindung mit magnetischen Stürmen auftreten. Oft hört man zuerst ein knallartiges Geräusch und dann Pfliffe in regelmäßigen Intervallen von 3 Sek. bzw. Echos in 3,8 Sek.-Intervallen. Der musikalische Ton des Pfiffes wird durch die verschiedene Gruppengeschwindigkeit der Komponenten der ersten Störung hervorgerufen. Verf. glaubt, daß diese Echos der Störungen gleichen Ursprung haben, wie die von Hals und Störmer beobachteten Echos der Kurzwellen der Station Eindhoven (vgl. vorst. Ref.). *V. F. Hess.*

**S. Chapman.** Radio Echoes and Magnetic Storms. *Nature* **122**, 768, 1928, Nr. 3081. Verf. macht darauf aufmerksam, daß zur Reflexion der 31,4 m-Radiowellen an der Grenzschicht des Elektronenstromes eine Elektronendichte von  $10^6$  bis  $10^8$ /ccm erforderlich ist, und daß die Elektronen auch von positiven Teilchen in ungefähr gleicher Zahl begleitet sein müssen. Die Elektronendichte in der Chromosphäre muß mindestens gleich groß sein. Eine Trennung der positiven und negativen Teilchen durch das magnetische Erdfeld kann in einer Entfernung von 200 Erdradien kaum in nennenswertem Umfang auftreten. *V. F. Hess.*

**Carl Störmer.** Vom Jahre 1922 an im südlichen Norwegen aufgenommene Nordlichtphotogramme. *ZS. f. Geophys.* **4**, 261—262, 1928, Nr. 6. *Scheel.*

**Helge Petersen.** Über die Temperatur in den höheren Schichten der Atmosphäre. *Phys. ZS.* **28**, 510—513, 1927, Nr. 14.

**Wilhelm Anderson.** Über die Hypothese von H. Petersen, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch  $\beta$ -Strahlen erwärmt werden. *Phys. ZS.* **29**, 232—233, 1928, Nr. 8.

**Helge Petersen.** Über die Hypothese, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch  $\beta$ -Strahlen erwärmt werden. *Phys. ZS.* **29**, 492, 1928, Nr. 14.

**Wilhelm Anderson.** Erwiderung auf den letzten Artikel des Herrn Petersen. *Phys. ZS.* **29**, 492—493, 1928, Nr. 14. H. Petersen diskutiert in der ersten Mitteilung die Möglichkeit, daß die höchsten Luftschichten durch sehr schnelle, von der Sonne ausgehende  $\beta$ -Strahlen erwärmt werden, wobei er mit Birkeland die Stärke des die Erdatmosphäre treffenden Elektronenstromes mit  $10^6$  Amp. annimmt. Unter plausiblen Annahmen über die Absorption dieser Elektronen in den ersten Luftschichten gelangt er zu dem Resultat, daß die Wärmeproduktion durch diese Absorption ausreicht, um jene Temperaturerhöhung in der Stratosphäre zu erklären, deren Vorhandensein nun von verschiedenen Seiten her so wahrscheinlich gemacht worden ist. In der ersten Erwiderung von W. Anderson (vgl. diese Ber. **9**, 1596, 1928) wird ausgeführt, daß bei alleiniger Aussendung von Elektronen sich dann die Sonne in einem Bruchteil einer Sekunde zu einem positiven Potential von vielen Millionen Volt aufladen würde, das ausreichen würde, um sofort den weiteren Elektronenaustritt zu verhindern. Nimmt man nun, wie z. B. H. Benndorf (*Phys. ZS.* **26**, 89, 1925) es tut, an, daß gleichzeitig mit den Elektronen auch positive Strahlen von der Sonne

ausgehen, so ist die erwähnte Schwierigkeit wohl behoben, dann aber müßten die positiven Teilchen wegen ihrer vieltausendfach größeren Masse eine größere Erwärmung erzeugen, als die Elektronen. Oder man läßt die von H. Rudolph, W. F. G. Swann und W. Anderson benutzte Hypothese zu, daß im Sonnenkörper eine langsame, spontane Vernichtung von Protonen und deren Umwandlung in strahlende Energie stattfindet. Aber auch dann bleibt noch die Schwierigkeit bestehen, daß die Erde, wenn sie in der Sekunde  $10^6$  Coulomb an Elektronen aufnimmt, in kurzer Zeit ein so hohes negatives Potential erhalten würde, daß dadurch ein weiterer Zustrom verhindert würde. H. Petersen gibt zu, daß Schwierigkeiten dieser Erklärungsmöglichkeiten im Wege stehen. Eine noch größere Schwierigkeit sieht er darin, daß ein einseitig geladenes Strahlenbündel von Korpuskularstrahlen trotz ihrer gegenseitigen Abstoßung die Erde erreichen soll. Trotzdem aber meint er, müsse zugegeben werden, daß die Annahme von positiven und negativen Korpuskularstrahlen bei der Erklärung der Polarlichterscheinungen sich so gut bewährt habe, daß man die Existenz solcher bis zur Erde reichender Strahlen als sehr wahrscheinlich bezeichnen müsse. Petersen steht der Annahme des gleichzeitigen Bestehens beider Korpuskularstrahlenarten durchaus freundlich gegenüber: die Schwierigkeiten, die sonst durch die einseitige Aufladung der Sonne bzw. der Erde entstehen, fallen dann fort und zur Erwärmung der obersten Luftschichten würden eben dann die positiven Teilchen und die Elektronen beitragen, wodurch die zu erwartende Erwärmung ja nur vergrößert würde. W. Anderson sagt in der Erwiderung, daß er nur dann die Möglichkeit zugebe, daß die Elektronen bei der Erwärmung der obersten Schichten die Hauptrolle spielen, wenn nicht gleichzeitig positive Strahlen in diese Schichten eindringen. Wenn man dagegen annimmt, daß auch positive Atomstrahlen die Erdatmosphäre erreichen, so müssen diese die Hauptrolle bei der Erwärmung spielen, auch dann, wenn man ihnen nur 150 mal kleinere Geschwindigkeit zuschreibt, wie den Elektronen. Er denkt dabei an die positiven Calciumionen, die nach E. A. Milne von der Sonne durch Strahlungsdruck weggetrieben werden und Geschwindigkeiten bis zu  $1,6 \cdot 10^8$  cm/sec erreichen würden. Wenn diese Protonenmassen in die Erdatmosphäre eindringen, so würden sie trotzdem keine Aufladung hervorrufen, sobald sie von einer gleich großen Menge von Elektronen begleitet sind.

V. F. Hess.

**J. C. Schelleng.** Note on the determination of the ionization in the upper atmosphere. Proc. Inst. Radio Eng. 16, 1471—1476, 1928, Nr. 11.

Scheel.

**A. Matthias.** Fortschritte in der Aufklärung der Gewittereinflüsse auf Leitungsanlagen. (Mitteilung aus den Arbeiten der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen, Berlin.) Elektrizitätswirtschaft, Nr. 413, S. 297—307, Juli 1926.

**A. Matthias.** Bisherige Ergebnisse der Gewitterforschung der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen. Elektrizitätswirtschaft Nr. 424, S. 2—18, Januar 1927. Das Studium der Gewittererscheinungen und ihrer Rückwirkungen auf Hochspannungsanlagen ist mehrere Jahre hindurch das Hauptarbeitsgebiet der „Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen“ gewesen. In Wünsdorf bei Zossen ist eine besondere Gewitterforschungsstation errichtet worden. Diese Wünsdorfer Messungen bedeuten einen großen Fortschritt gegenüber allen früheren, weil in ihnen zum erstenmal gleichzeitig alle Blitzwirkungen aufgezeichnet wurden, so daß eindeutige Schlüsse aus ihnen gezogen werden konnten. Die ganze Wünsdorfer Registrierung war in einem ringsum geerdeten, unterirdischen Meßraum untergebracht, wodurch einmal erreicht

wird, daß das Versuchsfeld nicht elektrostatisch gestört wird, und dann, daß der Beobachter vor direkten Blitzschlägen geschützt ist. Matthias verwandte einen Schleifenzillographen von Siemens & Halske, dessen photographisches Papier mit einer Geschwindigkeit von 10 bis 20 cm/sec abließ. Außer der Zeit, die durch eine schwingende Stimmgabel registriert wurde, wurden folgende Größen aufgezeichnet: 1. die elektrische Feldstärke  $F$  durch eine nach dem Prinzip des mechanischen Kollektors gebaute Feldmeßmaschine, bei welcher der durch schnelle Rotation einer mit zwei leitenden Flächen bedeckten großen Walze entstehende Wechselstrom gemessen wurde, nachdem er durch Verstärker auf das 10- oder 100fache transformiert war; 2. die Größe  $\Delta F$  oder  $dF/dt$  durch eine mehrere hundert Meter lange, in etwa 10 m Höhe über dem Erdboden ausgespannte Antenne, ähnlich wie sie Norider bei seinen Messungen der schnellen Spannungsänderungen mit dem Kathodenzillographen in Schweden angewandt hat; 3. die Blitzstromänderung  $di/dt$  aus der Induktionswirkung auf zwei gekreuzte Rahmenantennen, von denen die eine in der Nord-Süd-, die andere in der West-Ostebene stand; 4. der Donner durch ein Mikrophon. Die Aufzeichnung 3. gab im Verein mit der Beobachtung des Blitzeinschlags die Strömungsrichtung des Blitzes. Die Augenbeobachtung war deswegen nicht zu entbehren, weil zwei entgegengesetzte Blitze in  $180^\circ$  Abstand, also z. B. ein Blitz Luft—Erde im Norden und ein Blitz Erde—Luft im Süden dieselbe Wirkung auf die Rahmenantenne West—Ost ausüben müssen. — Auf diese Weise ließ sich im Sommer 1926 in Wünsdorf die Strömungsrichtung bei 88 Blitzschlägen bestimmen, von denen ein großer Teil in der Nähe der Station niederging. Nicht weniger als 76 hatten die Richtung Erde—Wolke, waren also negativ, und nur 12 waren positiv mit der Richtung Wolke—Erde. Das Verhältnis der negativen zu den positiven Blitzzentladungen war demnach 6:1. Plötzliche Feldänderungen  $\Delta F$  wurden im ganzen 188 aufgezeichnet. Davon ließen sich 99 auf Blitzschläge mit zusammen 530 Teilentladungen zurückführen. Dabei kamen positive Feldänderungen etwa doppelt so häufig vor als negative. Es ist also nicht richtig, wenn man aus dem Überwiegen der positiven Feldänderungen, die nach C. T. R. Wilson im wesentlichen durch Abbau eines negativen Feldes in der Wolke entstehen, genau die Anzahl der negativen Blitze berechnen will. Diese negativen Blitze sind nach den Wünsdorfer Messungen noch weit zahlreicher als die positiven Feldänderungen. — Als häufigste Werte für die Spannung fand Matthias bei den positiven plötzlichen Feldänderungen 12000 bis 15000 Volt/m, bei den negativen 10000 Volt/m. Werte, die darüber hinausgingen, waren verhältnismäßig selten und dauerten stets nur kurze Zeit. Bei einem Junigewitter traten + 40000 und — 20000 Volt/m auf, aus der Registrierung eines Aprilgewitters muß man auf 100000 Volt/m schließen. Diese letzten Werte nähern sich den von Norider in Schweden gefundenen Zahlen. Der höchste Ausschlag in Wünsdorf in  $\frac{1}{1000}$  Sek. war 1800 Volt/m. Die ungefähre Stromstärke der Blitze berechnet Matthias aus dem Ausschlag der Rahmenantenne mit Hilfe der aus dem Zeitunterschied Blitz—Donner bekannten Entfernung zu 1000 bis 15000 Amp. Das sind aber nur Mindestwerte, weil in die Rechnung eigentlich noch die zeitliche Änderung des elektrischen Feldes eingehen müßte, von der man nicht weiß, wie sie sich nach der Blitzbahn zu räumlich ändert. Es wurde so gerechnet, als ob das ganze Gebiet bis zur Blitzbahn die gleiche Feldstärke hat wie am Beobachtungsort, was natürlich zu kleine Werte geben muß. Von den auf Töplers Vorschlag im Sommer 1926 an vielen Blitzableitern<sup>1</sup> angebrachten Stahlstäbchen (Koerzit) erwiesen sich drei als stark durch den Blitz magnetisiert. Daraus berechnen sich die viel höheren Stromstärken 26000, 31000 und 40000 Amp. — Die Abbildungsproben, die Matthias bringt, zeigen,

daß man bei nahen Gewittern ziemlich scharf unterscheiden kann zwischen den plötzlichen Feldänderungen, die im Gefolge von Blitzen auftreten, und gleichmäßigen Änderungen, die zwischen den Blitzschlägen liegen. Besonders charakteristisch ist, daß plötzliche Feldänderungen gleichen Vorzeichens sich häufig wiederholen. In einer Bildprobe finden sich z. B. in knapp zwei Minuten sieben plötzliche  $+$ -Feldänderungen, die entsprechend den Erholungskurven Wilsons stets von längerem langsamen Spannungsabfall unterbrochen sind. Diese Pausen zwischen den einzelnen Blitzschlägen betragen etwa 10 bis 20 Sek. Die Blitzdauer selbst ergibt sich aus den Oszillogrammen zu 0,01 bis 0,0005 Sek., der Abstand zwischen zwei Teilentladungen zu 0,37 bis 0,0 Sek. Das sind ganz ähnliche Zahlen, wie sie früher Walter bei seinen Blitzphotographien mit bewegter Kammer fand. Ein charakteristisches Beispiel sei hier noch angefügt: Ein Blitz, der 2,5 km im NNW der Station von der Erde zur Wolke ging und 0,004 Sek. dauerte, gab bei einem Felde  $F$  von  $-6200$  Volt/m, das sich kurz vor und zu Beginn der Entladung auf  $-8000$  verstärkte, ein positives  $\Delta F$ . Nach der Blitzentladung stellte sich das Feld  $-6200$  Volt/m wieder her. Dann setzte eine andere Entladung ein, die, wie sich aus der Registrierung der Rahmenantenne ergibt, an der gleichen oder nahe benachbarten Stelle vom Erdboden zur Wolke ging. Dieser zweite Blitz zog sich mit schwächeren Nachentladungen über 0,4 Sek. hin. Der nach 7 Sek. einsetzende Donner wurde ebenfalls aufgezeichnet. Nach etwa zwei Minuten folgten neue heftige Blitzschläge, die aber diesmal im S und SE ebenfalls in 2,5 km Entfernung lagen. Die Einschlagstelle des einen konnte später festgestellt werden. Das Feld  $F$  war wie vorher negativ. Jetzt begann  $\Delta F$  gleich mit einem Abbau dieses negativen  $F$ , bis etwa zum halben Werte. Dann folgte wieder ein langsamer Aufbauvorgang (Erholungskurve), bis ein neues, noch stärkeres positives  $\Delta F$  einsetzte, dem wieder, wie bei den im Norden niedergehenden Blitzschlägen, Teilentladungen von gleichem Charakter und gleicher Richtung folgten. Die Erscheinungen sind also zwar, wie das ja aus Walters Untersuchungen schon bekannt war, recht vielseitig, doch wiederholen sich oft gewisse typische Vorgänge. Auf die Art der Schäden in den Hochspannungsleitungen, sowie auf die Schlußfolgerungen für die Werke und die Abwehrmittel gegen die Gewitterstörungen kann, da sie für die Geophysik nicht das Interesse wie für die Praxis haben, hier im Rahmen dieses Referats nicht eingegangen werden.

Kähler.

**M. Töpler.** Gewitter, Blitze und Wanderwellen auf Leitungsnetzen. Mitteilungen der Hermsdorf-Schomburg-Isolatoren 1926, S. 743—780, Nr. 25. Die Beurteilung der Störungen bei Hochspannungsanlagen setzt die Kenntnis der Höhe der elektrischen Spannungen und der Gestalt der Wanderwellen voraus, die bei Gewittern und besonders bei Blitzschlägen in und neben den Leitungen auftreten. Bei der raschen Vermehrung der Hochspannungsanlagen haben diese Schäden ganz erheblich zugenommen, und zwar nicht nur absolut, sondern auch relativ zur Leitungslänge. Töpler gibt zunächst eine Übersicht über die Art der elektrischen Entladungen und behandelt dann genauer den Gewittermechanismus, wobei er das ideale Schema eines Wärmegewitters zugrunde legt. Er gelangt so zu einer Elektrizitätsverteilung in der Wolke, von der er annimmt, daß sie vor der Bildung des ersten Blitzes unten positive, oben negative Ladungen hat, also negativ bipolar ist. Die Feldstärke unter der Wolke wäre vom Erdboden bis zum unteren Wolkenrand Null, stiege dann bis zur Wolkenmitte auf  $4\pi\epsilon \cdot S$ , wo  $\epsilon$  die elektrische Raumladung,  $S$  die halbe Schichtdicke der Wolke ist, um bis zum oberen Wolkenrand wieder Null zu werden. Töpler rechnet dann für plausible Wolkengrößen die Spannung, maximale Feldstärke, Ladung,

Energie usw. aus und gelangt so zu Werten, welche die von der Blitzwirkung her bekannten Größenordnungen haben. Er dehnt dann seine Betrachtungen auf die Front- und Wintergewitter aus. Er nimmt an, daß beim Frontgewitter nicht mehr wie beim Wärmegewitter die beiden Wolkenladungen glatt übereinanderliegen, sondern mehr oder weniger stark gegeneinander verschoben sind und dabei wohl auch meistens stark durcheinandergewürfelt werden. Infolgedessen können jetzt auch ohne Blitzentladungen am Erdboden erhebliche Felder auftreten. Noch viel größer sollen diese Felder werden bei den Wintergewittern, bei denen durch den Luftstrom die grobflockige positive Schneeladung direkt am Erdboden vor der feinflockigen negativen herdreibt, so daß hier die beiden Ladungen nicht übereinander, sondern nebeneinander liegen. So kommt es, daß die Blitzentladungen beim Wintergewitter so selten sind und stets zur Erde gehen. Es muß jedoch betont werden, daß diese Töplerschen Annahmen eben nur Hypothesen sind, die kaum durch die Beobachtungstatsachen gestützt werden. Die Blitzbildung erklärt Töpler dadurch, daß zuerst in Richtung des Feldes lichtschwache Leuchtfäden entstehen, in der Wolke vor allem an den gekrümmten Tropfenoberflächen, weil hier die Funkengrenze (bei normaler Luftdichte 30000 Volt/cm) eher erreicht wird. Die Blitzphotographien sind insofern einseitig, als sie diese lichtschwachen Fäden nicht wiedergeben; sie müßten sich vor allem in den Endbüscheln der Blitzkanäle zeigen. Man erhält sie aber z. B. bei Gleitbüscheln auf photographischen Platten. Die Spannung, die zu den negativen Leuchtfäden nötig ist, beträgt nach Versuchen Töplers 11600 Volt/cm, zu den positiven dagegen nur 5900 Volt/cm. Jedenfalls genügt zum Weiterwachsen der Leuchtfäden von Tropfen zu Tropfen eine Feldstärke von 5 bis 10 kV/m. Bei weiteren Spannungssteigerungen treten rauschende und knatternde Funken auf: der Leuchtfaden wird zu einem rötlichen Funkenkanal. Aus der gemessenen Länge der Endbüschel bei Perlschnurblitzen berechnet Töpler als Spannung zwischen den Enden einer 1 km langen Blitzbahn 25 bis 30 Millionen Volt. Am Schluß behandelt Töpler die Folgerungen für den Spannungsverlauf und die Höchstspannungen in den Einschlagsstellen und für die Gestalt der ausgelösten Wanderwellen in den Leitungsnetzen. *Kähler.*

**Sigurd Rump.** Frequenz des Blitzes. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. 17, 407—427, 1926, Nr. 9. Die Überlegungen und Ableitungen des Autors deuten darauf hin, daß die äquivalente Frequenz einer Entladung einer Gewitterwolke oder die sogenannte Blitzfrequenz im allgemeinen größer sein wird als etwa 33000 bzw. 85000 1/sec. Die in der Literatur bekanntgegebenen Messungen zeigen, daß auch Entladungen mit kleinerer Geschwindigkeit vorkommen, und es ist wahrscheinlich, daß solche mit sehr verschiedenen Geschwindigkeiten auftreten können. Diejenigen, die sich langsam abspielen, sind aber weniger gefährlich für Hochspannungsanlagen und also von weniger Interesse für die Hochspannungstechnik. Die durchgerechneten Beispiele basieren auf Messungen, die ergänzungsbedürftig sind. Die gefundenen Zahlen dürften jedoch einen Anhaltspunkt über die mögliche Blitzfrequenz geben. *Scheel.*

**B. F. J. Schonland.** The Polarity of Thunderclouds. Proc. Roy. Soc. London (A) 118, 233—251, 1928, Nr. 779. Die Arbeit von Schonland und Craib aus dem Jahre 1926 (vgl. diese Ber. 8, 133, 1927) wurde im Januar und Februar 1927 an demselben Beobachtungsort, Somerset East, Südafrika, mit ähnlicher Apparatur fortgesetzt. Alle beobachteten Gewitter zogen von Westen nach Osten. Sie hatten sehr wenig Regen und überhaupt keinen Hagel. Zuerst bespricht Schonland ganz allgemein die Möglichkeiten, aus plötzlichen Feld-

änderungen am Erdboden Schlüsse auf die Wolkenladungen zu ziehen. Von den sechs Möglichkeiten, die nach ihm in Betracht kommen, geben nur drei eine klare Entscheidung über die Ladungsverteilung, nämlich 1. Feldänderungen, die sehr entfernten Entladungen innerhalb der Wolke (Wolkenblitzen) ihren Ursprung verdanken; 2. das Auftreten positiver Feldänderungen bei entfernten Erdblitzten; 3. die Feldänderungen bei den Gewittern, die zentral über der Station stehen. Die übrigen drei Möglichkeiten geben nur eine „nützliche Information“, so z. B. die Vorzeichenumkehr der meisten Feldänderungen mit der Entfernung, sowie das Vorzeichen des Feldes vor und nach den plötzlichen Feldänderungen. Bei allen Blitzen ist genaue Beobachtung der Entladungsart notwendig, um Schlüsse ziehen zu können. Diese Beobachtung ist aber bei Tage, wo man nicht alle Blitze sieht, sehr erschwert. Aus dem Beobachtungsmaterial von 1926 und 1927 ergibt sich nun bei den Blitzen, bei denen sich gleichzeitig Blitzart und Feldänderung feststellen ließ, daß 12 Gewitter, die mehr als 15 km entfernt waren, insgesamt 517 negative und nur 6 plötzliche positive Feldänderungen durch Entladungen innerhalb der Wolke brachten. Von den sechs positiven Feldänderungen traten zwei bei horizontalen Blitzen ein. Es waren dies die einzigen horizontalen Blitze, die beobachtet wurden, alle anderen Wolkenblitze waren vertikal. Schonland schließt aus dem starken Überwiegen der negativen Feldänderungen, daß die Gewitterwolken oben die positive, unten die negative Ladung trugen, also positiv bipolar waren. Außer den sechs schon erwähnten positiven Feldänderungen bei Wolkenblitzen traten noch 48 positive Feldänderungen bei Blitzen von der Wolke zum Erdboden auf. Es rührten also 89 % der positiven Entladungen bei entfernten Gewittern von Erdblitzten her. — Im Jahre 1927 gaben insgesamt 29 mehr als 15 km entfernte Gewitter 1931 negative und 188 positive Feldänderungen; sechs mittelnahе Gewitter, 7 bis 15 km entfernt, lieferten 83 negative und 61 positive, sechs nahe Gewitter nur 9 negative und 188 positive Feldänderungen. Der starke Vorzeichenwechsel ist nach Schonland ein Beweis dafür, daß die meisten Blitze den Erdboden nicht erreichten. Die Beobachtungen bei nahen Gewittern sprechen gegen die Ansicht, daß die unteren Wolkenanteile positiv geladen sind. Auch der Befund, daß die starken Felder vor und nach den plötzlichen Feldänderungen bei nahen Gewittern fast ausnahmslos negativ waren, ist schwer mit der Ansicht zu vereinen, daß die Wolken negativ bipolar sein sollen. Schonland zieht also, trotzdem Simpson glaubt, daß die Messungen von 1926 seine Gewittertheorie stützen, aus den Beobachtungen von 1927 erneut den Schluß, „daß kein Beweis dafür erhalten worden ist, daß bei Blitzentladungen jemals die positive Elektrizität in der Wolke aufwärts geht, wie das bei negativ bipolaren Wolken häufig eintreten müßte“. Die Ergebnisse beweisen im Gegenteil, daß die positive Elektrizität in der Wolke nach unten geht. Eine Bestätigung der Ansicht, daß die Wolken positiv bipolar sind, liegt ferner in dem Ergebnis, daß die Entladung zwischen Wolkenbasis und Erdboden negativ gefunden wurde. Auch die starken Felder unter der Gewitterwolke waren fast dauernd negativ, während sie bei entfernten Gewitterwolken, soweit sie dann gemessen werden konnten, stets positiv waren. Die Augenbeobachtungen zeigten, daß in Südafrika aber nur etwa jeder zehnte Blitz von der Wolke zum Erdboden geht. Am Schluß bringt Schonland zehn Beispiele photographischer Registrierungen von plötzlichen Feldänderungen.

*Kähler.*

**B. F. J. Schonland.** The Interchange of Electricity between Thunderclouds and the Earth. Proc. Roy. Soc. London (A) 118, 252—262, 1928, Nr. 779. C. T. R. Wilson hat 1921 die Theorie aufgestellt, daß der Elektrizitätsaustausch zwischen Gewitterwolken und Erdboden ein wichtiger Faktor für



die Aufrechterhaltung der negativen Erdladung ist. Ein solcher Austausch kann auf drei Arten erfolgen: 1. durch den Blitzstrom, 2. durch die Niederschläge, 3. durch Ionenströme im starken Felde unterhalb der Gewitterwolke. In der vorigen Arbeit ist nun von Schonland gezeigt worden, daß in Südafrika unter der Wolke fast ausnahmslos ein starkes negatives Feld herrscht, sowie daß die negativen Erdblitzes überwiegen. Wenn also auch der Regen mehr positive Ladungen zum Boden bringt (Wirkung 2.), so wird doch der negative Strom der Wirkungen 1. und 3. überwiegen. Um die Wirkungsweise 3. quantitativ nachzuprüfen, wurde in Somerset East, Südafrika, eine typische, 12 Fuß hohe Acacia Karroo, ein Dornbaum mit vielen langen und scharfen Dornen, auf Ebonit isoliert aufgestellt und mit Isolatordrähten gehalten. Der Baum war durch eine geschützte Drahtleitung mit einem Galvanometer verbunden. — Es zeigte sich, daß bei Gewittern der Strom mit wachsender negativer Feldstärke stark anstieg, etwa bis zum Höchstwert  $-4,5 \cdot 10^{-6}$  Amp. Positive stetige Ströme traten so gut wie nicht auf. Die in der vorigen Arbeit besprochenen schnellen Feldänderungen ergaben ballistische Ausschläge im Galvanometer beiderlei Vorzeichens. Als Summe der stetigen negativen Strömung wurde bei fünf Gewittern während einer Zeitdauer von 230 Minuten  $-0,0129$  Coulomb erhalten. Bekanntlich fand Wormell in England mit einem 8 m hohen Mast, der offenbar stärker wirkte als der Baum, ähnliche Werte. Bei gutem Wetter gab der Baum bei einem Felde von 60 Volt/m einen Strom von etwa  $+9 \cdot 10^{-11}$  Amp. Da die Spitzenentladung nur bei Feldern, die größer als  $-3000$  Volt/m sind, merklich wird, wirkt ein Gewitter etwa in einem Kreise vom Erdbodenradius 4 bis 5 km. In Südafrika geben die  $2,6 \cdot 10^6$  Bäume, die auf diesem Gebiet stehen, während eines Gewitters pro Baum 0,8 Mikroamp., also zusammen einen Aufwärtsstrom von 2,1 Amp. Dazu kommt noch die Wirkung der Blitzströme, die ja in Südafrika zu neun Zehntel ebenfalls nach oben gerichtet sind. Mit Hilfe des gemessenen elektrischen Moments und plausiblen Annahmen über Blitzlänge und Häufigkeit ergibt sich so als Stromstärke 0,1 Amp. nach oben. Dieser kleine Wert ist auffallend. Schonland vermutet, daß er in Europa, wo Blitze Wolke—Erde häufiger sind, größer ist. Entgegengesetzt wirkt nun der Konvektionsstrom durch den Regen. Aus den in der vorigen Arbeit erwähnten photographischen Registrierungen läßt sich dafür ein Anhalt gewinnen. In allen Fällen, wo das Feld stark negativ war, war der Regen positiv geladen mit einer Ausnahme, wo aber der Strom nur klein war. Die größte Stromdichte des positiven Regens war 1927 nur  $2,3 \cdot 10^{-13}$  Amp./cm<sup>2</sup>, 1926 dagegen etwa  $10^{-11}$ . Der Mittelwert für 1927 betrug  $10^{-12}$  Amp./cm<sup>2</sup>. Die mittlere Fläche, auf der Regen bei einem Gewitter gefallen ist, schätzt Schonland auf 20 km<sup>2</sup>. Der gesamte positive Konvektionsstrom über dieser Fläche ist daher nur  $+0,02$  Amp., also gegenüber der Spitzenentladung vollkommen zu vernachlässigen. Es bleibt also beim Gewitter ein Gesamtstrom von  $-2,2$  Amp. — Schonland kommt also ebenso wie Wormell zu dem Ergebnis, daß sehr wohl die negative Erdladung durch die Spitzenentladungen auf der Erdoberfläche entstehen kann. Er sagt aber selbst, daß es, bevor Wilsons Ansicht bewiesen ist, noch nötig ist, weitere Beobachtungen auszuführen. Man muß dabei alle Faktoren berücksichtigen, vor allem auch die Ströme, die eintreten, wenn es nicht zur Gewitterbildung und zum Auslösen der Entladungen kommt.

Kähler.

**K. Kähler.** Über die elektrischen Vorgänge im Gewitter. Meteorol. ZS. 44, 441—453, 1927, Nr. 12. Die Arbeit bringt eine Zusammenfassung der neueren Meßergebnisse über Gewitterelektrizität, sowie eine Kritik der neueren Gewittertheorien.

Kähler.

**K. Kähler.** Über den Ursprung der Gewitterelektrizität. *Naturwissensch.* **16**, 95—100, 1928, Nr. 6. Zusammenstellung der gesamten Beobachtungstatsachen und Folgerungen für die Gewittertheorien. *Kähler.*

**G. C. Simpson.** Die Theorie der Gewitter. *Meteorol. ZS.* **45**, 321—326, 1928, Nr. 9. Erwiderung auf Käblers Kritik der Simpsonschen Gewittertheorie, Deutung der Messungen von Matthias in Wünsdorf im Sinne dieser Theorie. *Kähler.*

**R. A. Millikan and G. H. Cameron.** New precision in cosmic ray measurements; yielding extension of spectrum and indications of bands. *Phys. Rev.* (2) **31**, 921—930, 1928, Nr. 6. Die Autoren strebten die Erreichung größerer Meßgenauigkeit an und konstruierten für diesen Zweck eine Type von Strahlungsapparaten speziell für Unterwasserversuche mit kugelförmigem, 1,6 Liter fassendem Ionisationsgefäß, elektromagnetischer Ladesonde und Hochdruckfüllung (8 Atm.). Die Unsicherheit in der Bestimmung von Kapazitäten von der Größenordnung 1 cm suchen sie durch ein Verfahren zu eliminieren, das auf Messung der  $\gamma$ -Strahlwirkung eines Radiumpräparats mit dem Fadensystem allein, dann mit Fadensystem und zwei zylindrischen Einsteckstiften beruht. Sie glauben mit diesem Verfahren eine Kapazitätsmessung auf 0,1 % genau ermöglicht zu haben. Die Polarisationserscheinungen im Isolator sollen durch Verkleinerung des das Fadensystem tragenden Quarzzyinders herabgemindert werden. Die Apparate stellen eine Art Kombination der alten Wulfschen Strahler mit den Hochdruckionisationskammern von W. F. G. Swann und Hoffmann-Steinke vor. Die Verf. haben an zwei hochgelegenen Seen Kaliforniens mit diesen Apparaten Einsenkversuche durchgeführt, wobei dank der Hochdruckfüllung die Verminderung der Ionisation bis etwa 60 m Wassertiefe verfolgt werden konnte. Die an den zwei verschiedenen hoch gelegenen Seen erhaltenen Punkte lassen sich in eine einzige Kurve einordnen, wenn die dazwischen liegende Luftsäule in äquivalente Wassertiefen umgerechnet wird. Auf dieser Absorptionskurve (Ionisation als Ordinate, Wassertiefe als Abszisse bzw. ihrer Interpretation) sind nun alle weiteren Schlüsse aufgebaut. Es zeigt sich wieder, daß die Ultra- $\gamma$ -Strahlung stark heterogen ist: der Absorptionskoeffizient (aus Messungen in Wasser bzw. aus in Wasseräquivalenten ausgedrückten Luftsichten) nimmt von  $0,22 \text{ m}^{-1}$  bis auf  $0,05 \text{ m}^{-1}$  ab. Aus der Form der Kurve schließen die Verf., daß die Ultra- $\gamma$ -Strahlung nicht ein kontinuierliches Spektrum aufweist, sondern aus mehreren Komponenten (getrennten Banden) besteht, deren Absorptionskoeffizienten mit 0,04, 0,08 und  $0,35 \text{ m}^{-1}$  angenommen werden. Der härtesten Bande würde dann die Wellenlänge  $0,08 \text{ X-E.}$  ( $8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ) entsprechen, berechnet nach der Comptonschen Formel. Es sei hier bemerkt, daß der Versuch einer Deutung der Absorptionskurve der Ultra- $\gamma$ -Strahlung durch Superposition von härteren und weicheren Komponenten schon vor Millikan von E. Steinke (*ZS. f. Phys.* **48**, 675, 1928, 14. März) gemacht worden ist. Steinke versuchte zunächst nur die Annahme zweier Komponenten, sagt aber ausdrücklich, daß damit nur gemeint sei, daß mindestens zwei Komponenten existieren müßten. Jedenfalls kann man aus der Kurvenanalyse von Millikan und Cameron nicht den Eindruck gewinnen, daß dies die einzig mögliche Deutung, sondern nur eine mögliche Interpretation der experimentellen Absorptionskurve sei. Der Absolutwert der Strahlung im Meeresniveau betrug bei der Füllung des Apparats mit 8 Atm.  $11,25 \text{ J.}$  Die Umrechnung auf Normaldruck durch Division durch 8 führt auf  $1,4 \text{ J.}$  ist aber natürlich ziemlich unsicher, wie die Autoren selbst zugeben. (Aus dieser Angabe läßt sich schließen, daß die Ionisierungsstärke

der Ultra- $\gamma$ -Strahlung im Meeresniveau unbedingt größer als  $1,4 J$  ist, da die Ionisation nicht proportional mit dem Druck wächst. Damit kommen die Ergebnisse der Verff. denen der europäischen Beobachter immer näher. Anm. d. Ref.) Wenn man für den Massenabsorptionskoeffizienten vom Meeresniveau aufwärts einen einheitlichen Wert  $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 0,25 \text{ m}^{-1}$  einsetzt, so erhält man als Gesamtionisation der Ultra- $\gamma$ -Strahlung in einer Luftsäule von  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt bis zur Grenze der Atmosphäre den Wert  $12,85 \cdot 10^6 J$ . Nimmt man die zur Erzeugung eines Ionenpaares nötige Energie zu  $2,4 \cdot 10^{-11} \text{ Erg}$  an, so berechnet sich daraus die mittlere (in Form von Ultra- $\gamma$ -Strahlung zur Erde gelangende) Energiedichte der Strahlung  $3 \cdot 10^{-4} \text{ Erg/cm}^2$ , was etwa einem Zehntel der Energie des Sternlichtes entspräche.

V. F. Hess.

**Robert A. Millikan and G. Harvey Cameron.** Evidence that the cosmic rays originate in interstellar space. Proc. Nat. Acad. Amer. 14, 637—641, 1928, Nr. 8. Die vorliegende Arbeit bildet den theoretischen Teil einer ausführlicheren, anschließend referierten Arbeit, so daß auf diese verwiesen werden kann.

V. F. Hess.

**R. A. Millikan and G. H. Cameron.** The origin of the cosmic rays. Phys. Rev. (2) 32, 533—557, 1928, Nr. 4. Eine rein theoretische Betrachtung, welche vor allem zur Voraussetzung hat, daß die von den beiden Verff. in einer früheren Arbeit durch Analyse einer Absorptionskurve errechneten Absorptionskoeffizienten der Ultra- $\gamma$ -Strahlung in Wasser, nämlich  $\mu = 0,35, 0,08$  und  $0,04 \text{ m}^{-1}$  zuverlässig richtig sind. Die Auffassung, daß die Ultra- $\gamma$ -Strahlung durch Anprall hochgeschwinder Elektronen (bis zu  $2 \cdot 10^8$  Volt) an Atomkerne bewirkt sei, wird nun von den Verff. aufgegeben. Andererseits sind die beobachteten Strahlen nicht genügend hart, um durch vollkommene Vernichtung von Wasserstoffatomen (der Umwandlung ihrer Energie in Strahlung) erklärt werden zu können. Eine Betrachtung der radioaktiven Umwandlungen zeigt, daß auch keine Umwandlung dieser Art in der Reihe der bekannten Elemente für die Erzeugung der beobachteten Ultra- $\gamma$ -Strahlung in Betracht kommen könne. Die Verff. kommen zu dem Schluß, daß die aus drei verschiedenen harten Komponenten zusammengesetzte Ultra- $\gamma$ -Strahlung durch die Massenvernichtung beim Aufbau von Atomen einiger Elemente, wie Helium, Sauerstoff und Silicium, aus Wasserstoffkernen zustande komme: aus dem Massendefizit, das bei der Bildung eines He-Atoms aus vier H-Kernen auftritt, berechnen die Verff. mit Hilfe der Einsteinschen Beziehung die bei jedem solchen Vorgang frei werdende Energie zu  $4,3 \cdot 10^{-5} \text{ Erg}$ ; dieser Energie entspricht eine Frequenz  $6,57 \cdot 10^{21}$ , d. h. eine Wellenlänge von  $0,46 \text{ X-E}$ . Aus der Diracschen Formel errechnet sich der zugehörige Massenabsorptionskoeffizient zu  $0,0030 \text{ cm}^2/\text{g}$ , während der empirisch gefundene Wert (für die weichste Komponente der Ultra- $\gamma$ -Strahlung)  $0,0035 \text{ cm}^2/\text{g}$  beträgt. Die Übereinstimmung reicht aus, um als Argument dafür aufgefaßt zu werden, daß der erwähnte Prozeß der Bildung von He-Atomen aus vier H-Kernen im Weltall tatsächlich vor sich geht. Die anderen von den Verff. beigebrachten Argumente wirken nach Ansicht des Ref. keineswegs überzeugend. In analoger Weise berechnen sodann die Verff. die Energie und den Absorptionskoeffizienten der Strahlung, die durch die Massenvernichtung bei Bildung von Sauerstoff, Silicium, Aluminium und Eisen aus H-Kernen frei wird. Sie finden, daß nur das plötzliche Zusammentreten von H-Kernen auf einmal genügend Energie liefert, um große Strahlenhärte zu ergeben; die Vereinigung von vier He-Kernen zu einem O-Atom wäre also nicht ausreichend. Die Bildung von Sauerstoff aus 16 H-Kernen würde nach Dirac Strahlungen mit Absorptions-

koeffizienten  $\mu/\rho = 0,00074$ , von Stickstoff  $0,00086$ , von Silicium  $0,00041 \text{ cm}^2/\text{g}$  erwarten lassen. Da die Verff. bei ihrer Analyse der empirischen Absorptionskurve der Ultra- $\gamma$ -Strahlung ähnliche Werte von  $\mu/\rho$  errechneten, so schließen sie, daß diese atombauenden Prozesse im Weltraum ebenfalls vorkommen und die eigentliche Quelle der Ultra- $\gamma$ -Strahlung vorstellen. Die Bildung von Eisenatomen aus H-Kernen ergäbe eine noch härtere Strahlung, als man bisher festgestellt hat ( $\mu/\rho = 0,00019 \text{ cm}^2/\text{g}$ ), was aber die Möglichkeit ihrer Existenz nicht ausschließt. Die Verff. suchen sodann unter der Annahme, daß die relativen Intensitäten der härtesten Komponenten der Ultra- $\gamma$ -Strahlung in demselben Verhältnis stehen wie die Häufigkeiten des Vorkommens der Elemente Sauerstoff (Silicium + Aluminium + Magnesium) und Eisen, die Absorptionskurve der Strahlung synthetisch zu reproduzieren. Die erzielte genügende Übereinstimmung kann — nach Ansicht des Ref. — beim Leser den Eindruck nicht verwischen, daß das ganze Gedankengebäude der Verff. auf höchst hypothetischer Basis steht, wenn auch diese Ideengänge äußerlich sehr faszinierend erscheinen. Wie die Verff. sehr richtig hervorheben, bietet die theoretische Erklärung des Zustandekommens jedes dieser Atombildungen aus H-Kernen außerordentliche Schwierigkeiten. Doch glauben sie, daß diese Prozesse durch Zufallskonstellationen von H-Kernen und Elektronen zwar selten, aber dennoch zustande kommen, und daß Orte mit sehr tiefer Temperatur und geringer Dichte der Materie dafür günstig sind. Sie führen theoretische Gründe dafür an, daß diese Atomaufbauprozesse nicht in den Sternen, sondern im Interstellarraum vor sich gehen, daß also die Ultra- $\gamma$ -Strahlung von dort herkomme. In den Sternen selbst gehen nach Ansicht der Verff. die umgekehrten Prozesse (Atomzerfall) unter dem Einfluß von enorm hohen Temperaturen, hohen Massendichten und hohen Drucken vor sich. Dort könnte auch die Vernichtung von H-Kernen unter Emission sehr harter Strahlung vor sich gehen, welche letztere aber innerhalb des Sternes selbst absorbiert und schließlich in Wärmeenergie umgewandelt würde. Theoretisch wäre es dann folgerichtig, anzunehmen, daß der umgekehrte Prozeß: Schaffung von H-Kernen aus Strahlungsenergie im Interstellarraum vor sich geht, wenn man auch dafür keinerlei empirische Anhaltspunkte hat. Die thermodynamischen Konsequenzen der Hypothesen der Verff. für die Auffassung des Zustandes des Universums sind: Möglichkeit des Vermeidens des „Wärmetodes“ und die Auffassung, daß das Weltall sich in einem stationären Zustand befindet. *V. F. Hess.*

**G. Hoffmann** und **F. Lindholm**. Registrierbeobachtungen der Hessschen Ultra- $\gamma$ -Strahlung auf Muottas Muraigl (2456 m). Gerlands Beitr. **20**, 12—54, 1928, Nr. 1. G. Hoffmann hat zum Studium der zeitlichen Schwankungen der Ultra- $\gamma$ -Strahlung einen Apparat konstruiert, der die Erreichung einer Meßgenauigkeit für je eine Stundenmessung von 1 bis 2‰ gewährleistet und an Empfindlichkeit alle bisher je in Verwendung genommenen Versuchsanordnungen übertrifft. Mit diesem Apparat läßt sich z. B. auch der Einfluß von Luftdruckschwankungen unmittelbar in den Einzelwerten für jede Stunde erkennen. Als Ionisationskammer wird ein hermetisch abgedichtetes, kuppelförmiges Stahlgefäß von 50 Liter Inhalt, gefüllt mit Luft oder  $\text{CO}_2$  von 20 Atm. Druck, benutzt. Durch ein Netz und passend geformte Elektroden wird der Einfluß der Wandstrahlung herabgedrückt und ein Sättigungsstrom gewährleistet. Ein 2500 kg schwerer Bleipanzern von 10 cm Wandstärke umgibt den Apparat. Oben besitzt der Panzer eine 35 cm weite Öffnung, um den Eintritt von weicherer Strahlung zu ermöglichen. Der Ionisationsstrom wird durch eine automatisch betätigte Kompensationsanordnung gemessen. Dabei wird der größte Teil des zu messenden Stromes durch genau geregelte langsame Potentialänderung einer

mit dem System verbundenen Kapazität kompensiert, so daß nur der Überschuß von etwa 5 % des Stromes über den konstanten Kompensationsstrom elektrometrisch registriert zu werden braucht. Die ganze, sehr umfangreiche Apparatur wurde zuerst in Königsberg und dann in dem meteorologischen Observatorium auf Muottas Muraigl (Engadin) in 2456 m Seehöhe aufgebaut. Der Beobachtungsraum wird durch elektrische Heizung auf innerhalb  $\pm 0,1^{\circ}$  konstanter Temperatur gehalten. Einfluß von Temperaturstand und Temperaturschwankungen wurden genau studiert. Bei oben offenem Panzer bildet der Einstrahlungsraum einen Kegel von  $20^{\circ}$  Öffnung (von der Mitte der Ionisationskammer gesehen). Eichung des Apparats in absoluten Einheiten ergibt, daß einer Elektrometerbewegung von 1 mm pro Stunde eine Ionisation von  $0,00187 J$  entspricht. [Auf einen kleinen Rechenfehler (S. 25) sei hier aufmerksam gemacht. Es soll heißen: 1 mA Walzenstrom (Kompensationsstrom) entspricht  $0,1040 J$  (nicht  $0,0963 J$ ). Die Absolutwerte erfahren dadurch eine kleine Korrektur. Der Ref.] Die Beobachtungen in Königsberg zeigen — in Übereinstimmung mit den mit einer kleineren Apparatur ausgeführten Messungen E. Steinkes —, daß die Ultra- $\gamma$ -Strahlung im Meeresniveau hinter 10 cm dickem Bleipanzer nur um höchstens  $\pm 1\%$  schwankt; der Mittelwert beträgt  $1,104 J$ , das Maximum  $1,115 J$ , das Minimum  $1,090 J$ . — Die Schwankungen scheinen unregelmäßig zu sein. Der Barometereffekt beträgt für die durch 10 cm Blei hindurchgegangene harte Strahlung nur  $1,5\%$  pro Zentimeter Quecksilber Luftdruckänderung, ist also viel kleiner, als bei den Messungen mit ungepanzerten Apparaten. Auf Muottas Muraigl (2456 m) zeigten schon die ersten Messungsreihen im Oktober 1927 mit geschlossenem 10 cm-Panzer, daß die Schwankungen an manchen Tagen prozentuell etwa doppelt so groß sind wie im Meeresniveau. Es ist ein Minimum in den Vormittagsstunden, ein Maximum gegen Abend (etwa 19 Uhr MEZ) erkennbar. An anderen Tagen wiederum sind die Schwankungen nicht größer als im Meeresniveau. Im Dezember 1927 waren die Schwankungen noch geringer ( $1,70 J \pm 0,5\%$ ). Der Barometereffekt hinter 10 cm Blei betrug in der Höhe von Muottas Muraigl  $3,9\%$  pro Zentimeter Hg, war also mehr als doppelt so groß wie in Meereshöhe. Im Januar und März 1928 wurden ausgedehnte Beobachtungsreihen, zum Teil mit nach oben freier Panzeröffnung, zum Teil bei Abdeckung dieser mit 3,6 und 9 cm Pb durchgeführt. Wenn man die weichere Strahlung in den Apparat zuläßt, so wird der Barometereffekt — berechnet für die durch die Öffnung dringende Strahlung —  $7,2\%$  pro Zentimeter Hg, welcher Wert mit den Messungen von Büttner in 2964 m recht gut übereinstimmt. Die erhaltenen Strahlungswerte wurden nun durch Reduktion vom Luftdruckeinfluß befreit geordnet. Eine Sichtung des umfangreichen Beobachtungsmaterials zeigt deutlich, daß die Tagesmittel der einzelnen Tage untereinander um mehrere Prozent differieren (es sind dies die „Schwankungen zweiter Art“, auf die bereits A. Corlin und W. Kolhörster aufmerksam gemacht haben und die auch von V. F. Hess und O. Mathias im Winter 1927/28 beobachtet worden sind); außerdem ist ein allmähliches Steigen der Tagesmittel von Januar bis März erkennbar. Es gibt Tage mit großer und solche mit kleiner mittlerer Strahlungsschwankung. Die Tageskurven verschiedener Tage zeigen mitunter ganz verschiedenartigen Charakter. Eine deutliche sternzeitliche Periode ist nicht zu erkennen, ebenso wenig eine nach Ortszeit: „die mittlere Schwankung der Intensitäten verschiedener Stunden am gleichen Tage ist von fast gleicher Größe, wie die mittlere Schwankung der Intensitäten von verschiedenen Tagen zu der gleichen Stunde“. Diese unregelmäßigen Schwankungen sind aber zweifellos Strahlungsschwankungen und nicht etwa Apparateinflüsse. Die Tageskurven können mitunter recht beträchtlich voneinander abweichen. Die Verff. schließen, daß erst weiteres größeres

Beobachtungsmaterial volle Klarheit bringen könne. Sie bemerken weiter, daß die Tagwerte (Mittel) zweifellos etwas größer sind als die Nachtwerte. Der Unterschied ist bei offenem Panzer nur etwa  $0,01 J$ , bei gedeckter Panzeröffnung noch wesentlich kleiner. Bewölkte Tage zeigen ebenfalls eine um  $0,01 J$  höhere Strahlung, daneben auch etwas höhere tägliche Amplitude. Der Kurvenverlauf der mittleren Strahlungsintensitäten nach Ortszeit im Januar hat Ähnlichkeit mit dem Tagesverlauf des Potentialgefälles in Davos. Die Messungen werden fortgesetzt.

V. F. Hess.

**Richard Ingalese.** Dr. Millikan is Not the Discoverer of Cosmic Rays. *Occultist* 1928, S. 7—10, Mai/Juli. Ein ziemlich satirisch gefaßter Artikel, in welchem dargelegt wird, daß die kosmischen Strahlen „oder Kräfte“ (gemeint ist die Ultra- $\gamma$ -Strahlung) schon vor mehr als 20 Jahren in der okkultistischen Literatur bekannt gewesen seien, und daß daher Millikan nicht der Entdecker dieser Strahlen sei. Einige Textproben: „The leading chemists of the world disagree with the Millikan group as to the interior construction of his atom, but at present the physicists seem to have the better press agents“ . . . „Dr. Millikan and associates have been testing and measuring the wave lengths of the new energy alleged to have been discovered by him. They have collected all kinds of inconclusive data upon which they have based quickly changing theories etc.“ — In der internationalen Fachwelt dürfte bereits genügend bekannt sein, daß die Ultra- $\gamma$ -Strahlung nicht von Millikan entdeckt worden ist, daher sich die weitere Besprechung dieses nichtphysikalischen Artikels von Ingalese durch einen Physiker wohl erübrigt.

V. F. Hess.

**A. C. Banerji and Rama Shankar Varma.** On Tidal Waves in Canals having Sinuous Banks. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **24**, 567—577, 1928, Nr. 4.

**A. T. Doodson.** The analysis of tidal observations. *Phil. Trans. (A)* **227**, 223—279, 1928, Nr. 652.

**A. T. Doodson.** The Analysis and Prediction of Tidal Currents from Observations of Times of Slack Water. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **121**, 72—88, 1928, Nr. 787.

**Heinrich Seilkopf.** Meteorologische Forschungen auf dem Nordatlantischen Ozean als Vorbereitung transatlantischen Luftverkehrs. *ZS. f. Geophys.* **4**, 272—281, 1928, Nr. 6.

**Fr. Baur.** Statistische Mechanik der Atmosphäre. *ZS. f. Geophys.* **4**, 281—285, 1928, Nr. 6.

**W. Meinardus.** Der Wasserhaushalt der Antarktis in der Eiszeit. *ZS. f. Geophys.* **4**, 317—319, 1928, Nr. 6.

Scheel.

**E. Gold.** Water Vapour in the Atmosphere. The Constitution of Fog and Cloud. *Nature* **119**, 654—655, 1927, Nr. 3000. Bericht über Untersuchungen von Kohler am Halde-Observatorium über die Struktur von Wolken und Nebeln. Dieselben wurden teils durch mikroskopische Untersuchung solcher Wasserniederschläge auf Objektträgern unter- und oberhalb des Gefrierpunktes, teils durch Beobachtung und Ausmessung der an der Sonne und künstlichen Lichtquellen auftretenden Beugungsringe ausgeführt. In den meisten Fällen von Nebel und Wolken der Cumulus-, Alto-Cumulus- und Strato-Cumulustype wurde festgestellt, daß das Wasser in Form von Tropfen und nicht von Kristallen ausgeschieden war.

Dagegen deuteten Messungen der Beugung in Cirrus- und Alto-Stratuswolken auf kristalline Struktur. Sehr gehäufte Messungen über die Größe der Teilchen zeigten nicht die zu erwartende Verteilung der Fehlerkurve, sondern mehrere Maxima, die auf Kombinationen mehrerer Tropfen zurückgeführt werden. Der Chlorgehalt der Niederschläge von Wolken und Nebeln variierte zwischen 0,07 und 56 mg/kg und beträgt im Mittel 3,5 mg/kg. Als Kondensationskerne werden Salzkerne angenommen, die über der See in die Atmosphäre getragen werden und deren Gewicht zu  $1,89 \cdot 10^{-22}$  g berechnet wird. *Sewig.*

**V. Bjerknæs.** Die atmosphärischen Störungsgleichungen. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 7, 17—26, 1927, Nr. 1. Die Abhandlung knüpft an die grundlegenden empirischen Befunde der folgenden, in diesen Berichten noch nicht referierten Abhandlungen an: J. Bjerknæs und H. Solberg: „Meteorological Conditions for the Formation of Rain“; „Life Cycle of Cyclones and the Polar Front Theory of Atmospheric Circulation“; J. Bjerknæs: „Diagnostic and Prognostic Application of Mountain Observations“. Geofysiske Publikationer, Oslo, Bd. II, Nr. 3, 1921; Bd. III, Nr. 1, 1922; Nr. 6, 1924. Die empirischen Resultate dieser Abhandlungen führen, nach der Meinung des Verf., zu einer Auffassung der Zykklonen, die uns gestattet, das Problem der Zykklonenbildung auf ein wohldefiniertes mathematisches Problem zurückzuführen. Die entsprechenden „atmosphärischen Störungsgleichungen“ werden folgenderweise abgeleitet. Es wird erst eine als bekannt angenommene, aber sonst nicht genauer spezifizierte Grundströmung betrachtet, von der nur vorausgesetzt wird, daß sie den Eulerschen hydrodynamischen Gleichungen mit Erddrehungsgliedern und einschließlich inneren und äußeren Grenzflächenbedingungen genügt; dann werden die auf lineare Form reduzierbaren Gleichungen abgeleitet, die eine beliebige kleine Störung dieser beliebigen Grundströmung darstellen. Sieht man von den Erddrehungsgliedern ab, so geben diese Gleichungen alle bekannten kleinen Störungen des Gleichgewichtes oder der Bewegungszustände von Gasen und Flüssigkeiten, wie Schallwellen, Oberflächenwellen, innere Grenzschichtwellen usw. Wenn die Erddrehung hinzukommt, sind Lösungen der erwünschten Allgemeinheit dieser Gleichungen noch nicht analytisch ermittelt worden. Für den Fall, daß die Grundströmung aus zwei aneinandergrenzenden „Gradientwinden“ verschiedener Temperatur besteht, erwartet der Verf., daß sich eine die Zykklonenbildung darstellende Lösung ergeben wird. Der Verf. hat ein räumliches Modell der erwarteten Lösung gebaut, von dem sich z. B. ein Exemplar in dem Geophysikalischen Institut der Universität Leipzig und in dem Institut für Strömungsforschung in Göttingen befindet. *V. Bjerknæs.*

**W. Kühl.** Eichwerte der Potsdamer Kaliumzelle nach achtjährigen Messungen. Ber. üb. d. Tät. d. Pr. Met. Inst. f. 1927, S. 81—89, Berlin 1928. Für geophysikalische Strahlungsmessungen im Sichtbaren ist die langjährige Konstanz photoelektrischer Zellen die wichtigste, bisher aber wenig geprüfte Forderung. Eine 1913 von Günther & Tegetmeyer (Braunschweig) hergestellte Kalium-Argon-Zelle wurde seit 1919 regelmäßig mit einer unterbelasteten Glühlampe geeicht. Die hierbei und bei den Messungen vor Sonne benutzten technischen Einzelheiten, die für die Konstanz sehr wichtig sind, werden beschrieben. Zur Vermeidung von Ermüdungen wurde die Stromintensität von  $1,5 \cdot 10^{-7}$  Amp., abgelesen am Spiegelgalvanometer, nicht überschritten. An die Zelle wurde stets eine beschleunigende Spannung von 40 Volt gelegt. Vor Sonne treten zuweilen geringe (1%) Nachwirkungen auf, deren Grund nicht anzugeben ist; die Eichversuche sind frei davon. Sehr störend hat die Verschmutzung des

vor die Zelle gesetzten Mattglases gewirkt. Die Lichtempfindlichkeit der Zelle ohne Mattscheibe zeigt nun nach den Eichungen eine recht gute Konstanz (bis auf etwa 2%). Ein systematischer Gang fehlt. Dies günstige Ergebnis kann aber nicht ohne weiteres verallgemeinert werden.

*K. Büttner.*

**C. G. Abbot.** Variations of solar radiation. Terrestrial Magnetism **33**, 149—150, 1928, Nr. 3. Solarkonstantenmessungen nach der Methode von Langley — Messung bei verschiedenen Sonnenhöhen — wie nach der neuen abgekürzten Methode — Messung der Helligkeit der Sonnenumgebung — zeigen für die Smithsonian-Stationen in Chile, Calama und Mt. Montezuma, völlige Unabhängigkeit von Wetterbedingungen. Hiermit verglichen, haben die Ergebnisse von Kalifornien — Table Mountain — einen jährlichen Gang und tägliche Schwankungen. Der Grund liegt in den nur im Norden auftretenden Schwankungen der hohen atmosphärischen Ozonschicht (s. folg. Ref.). Doch zeigen sich auch für Südamerika noch Solarkonstantenvariationen von einigen Prozent, die den Schwankungen der Sonnenfleckenhäufigkeit folgen.

*K. Büttner.*

**F. E. Fowle.** Ozone in the northern and southern hemispheres. Terrestrial Magnetism **33**, 151—157, 1928, Nr. 3. Ozonbestimmungen mit der grünen Bande analog den Arbeiten von Cabannes und Dufay wurden für die Smithsonian-Stationen Mt. Montezuma (Chile) und Table Mountain (Kalifornien) gemacht. Ein Verlust der Sonnenstrahlung von 0,01 cal/min/cm<sup>2</sup> entspricht einer Stärke der Ozonschicht von 4 mm (Ozonmittel in Europa nach Dobson etwa 3 mm). An der chilenischen Station ist der Ozonbetrag klein, nur etwa die Hälfte, verglichen mit Kalifornien (dies, den Arbeiten von Cabannes und Dufay widersprechende Ergebnis ist, wenn es richtig ist, von großer geophysikalischer usw. Bedeutung. Der Ref.), aber zeitlich sehr konstant. Dagegen ist das Ozon über Table Mountain eine beträchtliche Störungsquelle für die Sonnenstrahlung. Es zeigt sich für 1926/27 eine deutliche jahreszeitliche Schwankung, die den europäischen Ergebnissen (Dobson) entspricht. Es bestehen für Table Mountain Zusammenhänge zwischen Ozon und magnetischem Charakter des betreffenden Tages, Sonnenfleckenzahl und besonders ausgeprägt zu den H- und Ca-Flocculi.

*K. Büttner.*

**R. Allik.** Über die Dispersion der Himmelpolarisation in verschiedenen Punkten des Sonnenvertikals. Meteorol. ZS. **45**, 375—377, 1928, Nr. 10. Kalitin (s. diese Ber. **7**, 1277—1278, 1926) hatte für 90° ⊖-Abstand, Tichanowski (ebenda **8**, 90, 1927) auch für geringere Sonnenabstände — entgegen den Ergebnissen Dornos und anderer — für reinsten Himmel größte Polarisationswerte im Rot, kleinste im Blau gefunden. Allik führte nun bei ⊖-Abständen von 30, 50, 70, 90, 110, 130 und 150° mit drei Lichtfiltern, deren maximale Durchlässigkeit bei Berücksichtigung der Augenempfindlichkeit bei 625, 535 und 465  $\mu$ g, Bestimmungen der Polarisationsgröße (*P*) durch. Im ersten Augenblick scheint es so, daß er unter der Voraussetzung, daß hohe *P*-Werte ein sicheres Kriterium für große Luftreinheit bilden, aus seinen Zahlen schließen darf, daß sich das *P*-Maximum für alle Punkte des ⊖-Vertikals bei Annäherung der Atmosphäre an den reineren Zustand auf die Seite der größten Wellenlängen verschiebt — bis auf eine Verzögerung bei den ⊖-Abständen 50 und 70°. In Erwägung der — drei Farben und sieben Sonnenabstände — verhältnismäßig langen Beobachtungszeit gibt aber die Reduktion der Messungen auf den nämlichen Durchschnittswert der ⊖-Höhe (nahezu 14°) zu Bedenken Anlaß, einmal wegen der möglichen Änderung des atmosphärischen Reinheitsgrades in der Zwischenzeit, zum anderen, weil sich die *P*-Werte bei niedrigen ⊖-Höhen relativ stark ändern.



Bei weiteren diesbezüglichen Messungen wird man außerdem weitgehend berücksichtigen müssen, daß man auf Grund der ausgedehnten Dornoschen Untersuchungen (s. Dornos Hauptwerk, S. 173 und 174. Berlin, Behrend & Co., 1919) keineswegs ohne weiteres für alle Sonnenabstände und -höhen eine Abnahme von *P* mit unreiner werdender Atmosphäre annehmen darf. Eine aus der Arbeit zu ersiehende Divergenz zwischen der Beobachtung und der Tichanowskischen Theorie sucht Verf. dadurch zu erklären, daß in der Theorie die Lichtextinktion und große Teilchen unberücksichtigt blieben. *Chr. Jensen.*

**Wilhelm Ostwald.** Blaustufen zur Messung der Himmelsfarben. I. Teil. Meteorol. ZS. 45, 367—369, 1928, Nr. 10. Auf Aufforderung durch Prof. Linke (s. das nächste Referat) hat W. Ostwald eine Stufenleiter von Himmelsfarben ausgeführt, indem durch Mischungen von Ultramarin mit Litopon eine achtstufige Blauskale mit 1,00, 0,56, 0,35, 0,22, 0,14, 0,089, 0,056, 0,035 Weißgehalt verfertigt wurde. Diese Lösung der Aufgabe wird als vorläufige bezeichnet, da sie keine Rücksicht nimmt auf Farbänderungen des Himmelslichtes und weil sie den verschiedenen Grauwerten, die auftreten können, nicht Rechnung trägt.

*K. W. F. Kohlrausch.*

**Franz Linke.** Blaustufen zur Messung der Himmelsfarben. II. Teil. Meteorol. ZS. 45, 369—370, 1928, Nr. 10. Mit der von W. Ostwald hergestellten Blauskale (vgl. das vorhergehende Referat) hat F. Linke einige Beobachtungen angestellt, über die hier berichtet wird. Bei der Beobachtung muß man erst lernen, „den Gesichtssinn nur auf Blaufärbung einzustellen“, also die dem Himmelslicht beigemischten roten, grünen, schwarzen Töne nicht zu empfinden, damit ein Vergleich mit der nur Blau enthaltenden Skale möglich und reproduzierbar wird. Als Ziel der Schätzung der Blaufärbung wird eine rohe Orientierung über die Reinheit der Luft, das heißt über die Zahl und Größe der Aerosole bezeichnet.

*K. W. F. Kohlrausch.*

**F. W. P. Götz and G. M. B. Dobson.** Observations of the Height of the Ozone in the Upper Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 120, 251—259, 1928, Nr. 785. Die Versuchsergebnisse Dobsons, daß die Stärke der hohen atmosphärischen Ozonschicht abhängig ist vom Luftdruck in der Troposphäre, sind schwer erklärbar bei Beachtung der Ergebnisse von Cabannes u. a., daß die Höhe der Schicht 40 bis 50 km beträgt. Deshalb wurden mit einem (wenig lichtstarken) Dobson-Quarzspektrographen in Arosa August 1927 bis Mai 1928 Messungen der Höhe der Ozonschicht angestellt. Die Versuche werden mit verbesserter Apparatur fortgesetzt. Aus den gleichmäßig über alle Sonnenhöhen (oberhalb 12°) verteilten Messungen der Ozonmenge folgt die Höhe der Schicht (bzw. deren Schwerpunkthöhe) aus den Abweichungen vom Bouguerschen Gesetz (Wirkung der Erdkrümmung). Die Methode versagt, wie an einem schönen Beispiel gezeigt wird, sobald im Laufe des Tages Änderungen der Stärke der Schicht auftreten. Im allgemeinen kommen diese aber nicht vor, auch eine tägliche Periode ist nicht erkennbar. Nach den nicht sehr zahlreichen, sehr streuenden Ergebnissen scheint die Höhe der Schicht mit zunehmender Dichte der Schicht zu wachsen. Ferner ist dementsprechend eine Höhenzunahme vom Herbst zum Frühjahr angedeutet. Die mittlere Höhe ist 30 bis 40 km. *K. Büttner.*

**Daniel Chalonge.** Étude des fluctuations nocturnes de l'ozone atmosphérique. C. R. 186, 1856—1858, 1928, Nr. 26. Mit einem früher benutzten und beschriebenen Quarzspektrographen wurden im Winter 1927/28 in 15 Nächten Ultraviolettaufnahmen des Mondes gemacht. Bei einer Belichtungszeit von

$\frac{1}{4}$  bis 10 Minuten ergaben sich im Gebiete von 3100 bis 3250 Å genügende Schwärzungen, nicht dagegen um 3000 Å, wo gewöhnlich (vor Sonne) die Ozonbestimmungen ausgeführt werden. Die wenig untersuchten Absorptionskoeffizienten für 3100 bis 3250 Å wurden daher neu bestimmt. Die Ozonbestimmungen nachts werden verglichen mit solchen am Tage von Paris, Arosa und Oxford mit folgendem Ergebnis: 1. Die hohe Atmosphäre enthält nachts niemals weniger Ozon als am Tage. 2. Die mittlere nächtliche Ozondichte beträgt 3,35 mm, die Einzelwerte weichen davon wenig ab, insbesondere zeigt sich keine Schwankung mit der Jahreszeit. Es muß also zur Erklärung der Bildung und der Schwankungen der hohen Ozonschicht noch andere Ursachen geben als das Sonnenultraviolett.

*K. Büttner.*

**R. Ambronn.** Elektrische Bodenforschung mittels Wechselströmen. Gerlands Beitr. 19, 5—58, 1928, Nr. 1. *Scheel.*

**Kasimir Graff.** Grundriß der Astrophysik. Mit 6 Lichtdrucktafeln und 468 Textabbildungen. VIII u. 751 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1928. „Der Grundriß der Astrophysik soll künftighin die im gleichen Verlage erschienene Populäre Astronomie von J. Scheiner ersetzen . . . Die alten, der astrometrischen Schule entlehnten Verfahren . . . sind zum großen Teil durch weniger genaue, großzügigere Arbeitsmethoden abgelöst worden . . . Daß bei einer so raschen, dem älteren Zweige der Himmelskunde völlig unbekanntem Arbeitsweise nicht alle Einzelheiten der neuzeitlichen Astrophysik Ewigkeitswert besitzen, ist ohne weiteres klar. Ein vollkommen auf die Gegenwart und ihre Tagestheorien eingestelltes Buch wird daher weit rascher veralten, als ein anderes, das in erster Linie auf den feststehenden Erfahrungstatsachen aufgebaut ist, und in dem nur vorsichtig die alten Pfade verlassen werden. Hier das richtige Maß zu treffen, ist durchaus nicht leicht. Wie der Leser des vorliegenden Grundrisses bald erkennen wird, hat dem Verf. von Anfang an der zweite Gesichtspunkt als Leitgedanke weit stärker vorgeschwebt als der erste . . .“ Inhalt: Strahlung und Bau der Materie. Die Grundlagen der Optik. Die photographische Technik und ihre Geschichte. Die photographische Optik; Aufnahme- und Meßinstrumente. Die spektralanalytischen Theorien. Die Konstruktion der astronomischen Spektralapparate. Die photometrischen Theorien. Die photometrischen Meßapparate. Die Strahlungsmessung. Die Erscheinungen der Sonnenoberfläche. Einflüsse der Sonne auf Erde und Planeten. Die Sonnentheorien. Die Planeten und ihre Trabanten: Der Erdmond. Die Kometen, Meteore und das Zodiakallicht. Photometrische und spektroskopische Einteilung der Fixsterne. Beziehungen zwischen den Spektren, der Bewegung und der Entfernung der Sterne. Die physische Beschaffenheit der Sterne. Die Neuen und die Veränderlichen Sterne. Die galaktische und außergalaktische Nebelwelt. Die kugelförmigen und zerstreuten Sternhaufen.

*Scheel.*

## Geophysikalische Berichte.

**Mario Bossolasco.** Sur l'ellipticité de l'équateur terrestre. C. R. 187, 814—815, 1928, Nr. 19. Helmert, Berroth und Heiskanen haben aus Schwere-messungen abgeleitet, daß der Erdäquator durch eine Ellipse angenähert wird, deren Halbachsen um 150 bis 345 m voneinander verschieden sind; die Richtung der großen Äquatorachse fällt angenähert in die Meridianebene von Greenwich (+ 17 bis - 18°). Aus den Darlegungen Helmersts ergibt sich ferner, daß die Schwerkraft an den Enden der großen Äquatorachse am größten ist, ein Ergebnis, das mit einer einfachen Vorstellung, insbesondere aber auch mit der Attraktions-wirkung der Kontinente und der Ozeane im Widerspruch steht. Diesen erklärt Verf. dadurch, daß bereits in der Ableitung der benutzten Formeln die Lage der Hauptträgheitsachsen festgelegt ist. Durch eine neue Rechnung erhält der Verf. für die Differenz der Halbachsen des Äquators 340 m und für die Richtung der kleinen Achse 3° 35' östl. v. Gr. *Schmehl.*

**K. Mack.** Geschichte der Hohenheimer Erdbebenwarte von ihren Anfängen bis zum Jahre 1925. Württ. Jahrb. f. Stat. u. Landeskd. 1925/26, S. 87. Der Verf., der die Entwicklung der seismischen Beobachtungen in Württemberg von ihren ersten Anfängen an selbst miterlebt hat und dem das Hauptverdienst um den bisherigen instrumentellen Ausbau der württembergischen Erdbebenwarten zukommt, beschreibt in diesem Aufsatz nicht nur die Geschichte der Hohenheimer Erdbebenwarte allein, sondern die Geschichte des Erdbeben-dienstes in Württemberg überhaupt. Aus dem reichen Inhalt sei kurz folgendes herausgegriffen: 1886 Bildung einer Erdbebenkommission durch den „Verein für Vaterländische Naturkunde in Württemberg“ mit der Aufgabe, die Erdbeben-wahrnehmungen in Württemberg und Hohenzollern zu sammeln und das ge-sammelte Material wissenschaftlich zu verarbeiten. Auf Bitte dieser Kommission nahm einige Jahre später das Württembergische Statistische Landesamt die Erdbebenbeobachtungen in seinen Aufgabenkreis auf. K. Mack stellte 1893 in Hohenheim bei Stuttgart eine Reihe von verschiedenen Seismoskop- und Seismometertypen auf, darunter auch ein Seismometer, das den Zeitpunkt des Einsetzens eines Erdbebens zu bestimmen erlaubte. Diese Erdbebenwarte wurde 1897 vom Statistischen Landesamt übernommen und weiterhin unterhalten. Die raschen Fortschritte der Seismometrie brachten auch in Hohenheim bald mancherlei Änderungen. 1905 wurde im freien Felde ein kleiner Neubau errichtet, der zunächst zwei Horizontalpendel nach Omori-Bosch und kurz darauf das Schmidtsche Trifilargravimeter aufnahm. Dann folgte die Errichtung der Erdbebenwarte in Biberach, ausgerüstet mit zwei Horizontalpendeln vom gleichen Typus. Der Beobachtungsdienst in Biberach hörte 1917 wieder auf. Hohenheim erhielt 1913 eine Komponente eines bifilaren Kegelpendels nach Mainka (450 kg), die zweite konnte leider erst 1925 gebaut werden. An die Stelle von Biberach trat nach dem Kriege die Station Ravensburg, die schon seit 1914 mit zwei Komponenten eines Mainkapendels ausgerüstet war, während des Krieges aber nicht in Betrieb genommen werden konnte. Württemberg hat damit seit Kriegsende zwei gute Erdbebenwarten, die in der Nähe und zu beiden Seiten des Herdgebiets der Schwäbischen Alb liegen. *W. Hiller.*

**R. Spitaler.** Horizontale Druckkräfte infolge der Achsenschwankungen der Erde. Gerlands Beitr. 20, 388—396, 1928, Nr. 3/4. Bei Ver-lagerung der Erdachse treten Kräfte auf, die den Erdkörper in eine neue Gleich-

gewichtform überzuführen bestrebt sind. Diese Kräfte werden elementar berechnet, und es wird gezeigt, daß sie groß genug sind, um tektonische Beben auszulösen.

*K. Jung.*

**W. Werenskiöld.** The figure of the earth. Geofys. Publ. 5, Nr. 7, 9 S., 1928. Es wird Rotationssymmetrie vorausgesetzt, dann ist zu unterscheiden zwischen dem Erdsphäroid, dem Hauptellipsoid und den Referenzellipsoiden. Das Sphäroid ist die angenäherte Gestalt der Erde. Sie kommt dem Hauptellipsoid, einem Rotationsellipsoid mit gleichen Hauptachsen, sehr nahe. Die Referenzellipsoide berühren das Sphäroid längs der Breitenkreise, sie haben die gleichen Hauptkrümmungsradien wie das Sphäroid, aber andere Äquatorhalbachse und Abplattung. Jeder Breite entspricht ein besonderes Referenzellipsoid. Beim Übergang vom Sphäroid zum Hauptellipsoid werden die Hauptkrümmungsradien verändert, beim Übergang vom Sphäroid zum Referenzellipsoid die Halbachsen und die Abplattung. Diese Änderungen werden in Abhängigkeit von der geographischen Breite abgeleitet und ihr Verlauf graphisch aufgetragen. Auch die Änderung des Meridianbogens wird bestimmt. Absolutwerte werden unter zwei verschiedenen Annahmen über die Erddimensionen in einer Tabelle gebracht. Betrachtungen über den besten Wert für Äquatorhalbachse und Abplattung bilden den Schluß.

*K. Jung.*

**F. Hopfner.** Eine Folgeerscheinung der isostatischen Reduktion. Gerlands Beitr. 20, 278—280, 1928, Nr. 3/4. Es wird vom Verf. darauf aufmerksam gemacht, daß eine Übereinstimmung der aus Gradmessungen berechneten Abplattung mit der aus Schwermessungen berechneten wegen der Undulationen des Geoids nicht zu erwarten oder zu fordern ist. Wie eine Abschätzung nach Bruns zeigt, sind den Undulationen des Geoids proportionale Abweichungen der auf die beiden angegebenen Arten berechneten Abplattungen zu erwarten. Die bei den Schwermessungen üblichen isostatischen Reduktionen jedoch ebnet die Undulationen des Geoids ein und sind die Ursache der erreichten Übereinstimmung.

*K. Jung.*

**F. Hopfner.** Isostasie und Dreiachsigkeit der Erdfigur. Gerlands Beitr. 20, 430—431, 1928, Nr. 3/4. Die isostatischen Reduktionen der Schwermessungen erzeugen einen Massenausgleich und künstliche Geoide, die mit ihren Niveausphäroiden zusammenfallen. Diese sind dreiahsig, wie die bekannten Schwereformeln von Helmert, Berroth und Heiskanen zeigen. Nach der Ansicht des Verf. ist diese Dreiachsigkeit lediglich eine Folge der angewandten Reduktionsverfahren.

*K. Jung.*

**Joseph Larmor.** Insular Gravity and Oceanic Isostasy. Proc. Cambridge Phil. Soc. 23, 130—135, 1926, Nr. 2. Enthält Ausführungen über die Abweichung des Geoids vom Sphäroid auf hoher See und kleinen Inseln im Ozean, über die Schwereanomalien und die isostatischen Verhältnisse.

*K. Jung.*

**A. Gischitzki.** Schwermessungen im NW-Bezirk von USSR, angestellt im Jahre 1927. Bull. de l'Inst. Astron. Leningrad 1928, Nr. 21, S. 10—12. (Russisch mit deutschem Auszug.) Bericht über die Schwermessungen, die mit dem Pendel unter Leitung des Verf. im NW-Bezirk Rußlands im Jahre 1927 vorgenommen wurden. Die Beobachtungsdauer auf jeder Station betrug 24 Stunden, das Mitschwingen des Pendelstativs wurde nach der Borrasschen Methode berücksichtigt, zur Uhrenkontrolle dienten die Funksignale von Bordeaux,

Nauen, Detskoje Selo und Moskau. Die Schwingungszeiten der Pendel auf den verschiedenen Stationen sind in einer Tabelle angegeben. Eine Karte zeigt das endgültige Ergebnis: Eine negative Anomalie (bis - 38 Milligal) zieht von Finnland aus in breiten Streifen nach Süden, flankiert von Gebieten mit positiver Anomalie (bis über + 20 Milligal).  
*K. Jung.*

**Clarence N. Fenner.** The analytical determination of uranium, thorium, and lead as a basis for age-calculations. *Sill. Journ.* (5) 16, 369—381, 1928, Nr. 95. Für die geologische Altersbestimmung aus dem Gehalt eines Minerals an Uran, Thor und Blei sind exakte Gehaltsbestimmungen Voraussetzung. Viele Mineralien sind aber von solcher Zusammensetzung, daß die Analyse außerordentlich erschwert wird. In dieser Arbeit werden verschiedene analytische Methoden, die sich in der Praxis bewährt haben, beschrieben, und zwar die Bestimmung von U und Th in Euxenit, Polycrase, Samarskit und die Th-, U- und Pb-Bestimmung in Monazit. In bezug auf die Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden.  
*K. W. F. Kohlbrausch.*

**Torahiko Terada and Naomi Miyabe.** On a Long Period Fluctuation in Latitude of the Macro seismic Zone of the Earth. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* 3, 275—278, 1927, Nr. 5. Aus statistischen Beobachtungen über die zeitliche und örtliche Verteilung von Erdbeben auf dem europäisch-asiatischen Kontinent scheinen sich gewisse Gesetzmäßigkeiten herauszukristallisieren. Insbesondere treten offenbar langsame Schwankungen der mittleren Breite der makroseismischen Aktivität der Erde ein. Gegenwärtig ist es nicht klar, ob diese Periode mit der von Turner an chinesischen Erdbeben gefundenen identisch ist. Es wird die Vermutung ausgesprochen, daß die untersuchten Erscheinungen mit einer säkularen periodischen Deformation der Erdkruste durch den Einfluß des Mondes zusammenhängen.  
*Sewig.*

**Hantaro Nagaoka.** Elasticity and Temperature of the Material in the Interior of the Earth. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* 2, 484—488, 1926, Nr. 9. Aus Messungen über die Ausbreitungsgeschwindigkeit seismischer Wellen werden, namentlich mit Hinblick auf die Arbeiten von Knott, Schlüsse über elastische Konstanten, Temperatur und Druck im Erdinnern gezogen.  
*Sewig.*

**Hantaro Nagaoka.** Variation of Density and of Elastic Constants in the Interior of the Earth. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* 2, 529—532, 1926, Nr. 10. Den Rechnungen des Verf. über die elastischen Konstanten des Erdinnern (vgl. das vorstehende Referat) lag die Voraussetzung  $\partial \rho / \partial z = 0$  ( $\rho =$  Dichte) für die außerhalb der Zone plötzlicher Dichteänderung (etwa 1500 km unter der Erdoberfläche) gelegenen Schichten zugrunde. In der vorliegenden Untersuchung wird gezeigt, daß die Veränderung der Dichte zwischen dem äußeren und inneren Teil innerhalb einer Übergangsschicht von 200 km Dicke ziemlich plötzlich erfolgt. Wenn aus weiteren Untersuchungen über die Dichteverteilung ihre Konstanz hervorgeht, so können die Zahlenwerte derselben aus der an der Oberfläche gemessenen Schwerkraft und dem aus astronomischen Daten bekannten Trägheitsmoment ermittelt werden. Aus der Tatsache, daß der Mond eine der äußeren Erdschale konstanter Dichte nahezu gleiche Dichte (3,3) hat und sein Radius (1750 km) auch nahezu der Dicke dieser Schicht gleich ist, wird als wahrscheinlich gefolgert, daß der Mond von der Erdkruste abgespalten ist.  
*Sewig.*

**J. Joly.** The Theory of Thermal Cycles. (A Reply to Dr. Lotze.) *Gerlands Beitr.* 20, 288—292, 1928, Nr. 3/4. Die Abhandlung ist eine Antwort auf Ein-

wendungen, die Lotze gegen die Theorie der Wärmezyklen erhoben hat (Gerlands Beitr. 20, 77—84, 1928). Verf. hebt folgende Punkte hervor. Der zyklische Charakter der Erdgeschichte geht bereits aus rein geologischen Untersuchungen eindeutig hervor, wie namhafte Fachgelehrte bezeugen, ist also keine Konstruktion ad hoc des Autors der Theorie of Thermal Cycles. Dem komplizierten Bilde des geologischen Geschehens wird diese Theorie weit eher gerecht als irgend eine andere Hypothese. Die Theorie stimmt auch darin mit den Tatsachen gut überein, daß sie den orogenen Perioden relativ kleinere Zeiträume zuweist. Über Regelmäßigkeit des periodischen Ablaufs und Gleichmäßigkeit der Intensität des Geschehens wird in der Theorie der Wärmezyklen keine Aussage gemacht. Die Ansicht Lotzes, daß der durch Radioaktivität erzeugte Wärmeüberschuß durch Vulkanausbrüche nach außen befördert werden könne, wird verworfen, da der durch den Vulkanismus verausgabte Betrag im Wärmehaushalt der Erde durchaus zu vernachlässigen ist. Den Anteil der radioaktiven Energie, der etwa unter den Bedingungen der großen Erdtiefen nicht in Wärme umgesetzt wird, wie Lotze annimmt, schätzt Joly nach Ausführungen Lawsons auf 1%.

R. Köhler.

**B. Kotó.** The Twin Earthquake of Tango in 1927. (Report.) Gerlands Beitr. 20, 308—311, 1928, Nr. 3/4. Die Arbeit, die einen Auszug aus ausführlichen Veröffentlichungen des Verf. darstellt, beschäftigt sich mit dem Doppelbeben vom 7. März 1927, das an zwei zueinander senkrechten Verwerfungslinien entstanden zu denken ist. Verf. hat die dabei auftretenden und teilweise nach einigen Monaten wieder zurückgehenden Dislokationen, Scherungen und Niveauänderungen, eingehend untersucht. Die Beziehungen des Doppelbebens und seiner Auswirkungen zur geologischen Struktur des Tangogebietes werden diskutiert.

R. Köhler.

**V. Conrad.** Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927. (Ein Beitrag zur Konstitution der oberen Erdkruste.) Gerlands Beitr. 20, 240—277, 1928, Nr. 3/4. Die Arbeit ist in gekürzter Fassung auch in der ZS. f. Geophys. 4, 286—289, 1928 erschienen. Die Untersuchung des Schwadorfer Bebens ergibt mit Sicherheit die Existenz einer  $P$ -Welle, deren Einsatzzeiten zwischen denen der normalen  $P$ -Wellen ( $P_n$ ) und denen der individuellen undae primae ( $\bar{P}$ ) gelegen sind. Die zugehörige Transversalwelle, die Jeffreys entdeckt hat, konnte verifiziert werden. Das Zeit-Wegdiagramm weist ferner eine  $Px$ -Laufzeitkurve auf, die nahezu parallel und sehr nahe der  $P_n$ -Laufzeitkurve verläuft. Aus dieser Tatsache wird geschlossen, daß die  $Px$ -Wellen an der großen Diskontinuität erregt werden. Zugrunde gelegt sind der Untersuchung 24 Registrierbogen der verschiedensten Stationen bis zu 1286 km Herddistanz. Durch Ausmessung der Diagramme auf verschiedenen Wegen ist ein hohes Maß von Objektivität erreicht worden. Als wahrscheinlichster Wert der Herdtiefe ist nach mehreren Methoden in guter Übereinstimmung 28 km berechnet worden. Die Dicke der granitischen Schicht wurde zu 40 km bestimmt. Zum Schluß wird darauf hingewiesen, daß die Häufungsstelle der Herdtiefen bei 30 km vielleicht zu einer Revision der Vorstellungen über das Zustandekommen der Erdbeben führen muß. Die Vorstellung, daß bei den in 30 km Tiefe herrschenden Drucken von 10000 Atm. noch ruckweise Verschiebungen der Gesteinsmassen gegeneinander stattfinden, bereitet Schwierigkeiten. Verf. ist ferner geneigt, die Erdbebenherde für örtlich begrenzter zu halten, als man bisher zu tun pflegte.

R. Köhler.

**Jüichi Obata.** The Application of a Generating Valve Circuit to the Measurement of Pulsatory Oscillations and Microtremors.

Proc. Imp. Acad. Tokyo 2, 405—409, 1926, Nr. 8. Es werden Anordnungen zum Anzeigen mikroseismischer Störungen und Schwingungen der Erdoberfläche beschrieben, welche auf der Änderung des Anodenstromes eines kleinen Röhrensenders durch die von den festzustellenden Störungen verursachten Schwankungen der Kapazität eines Kondensators beruhen. Bei einer Apparatur war die eine Kondensatorplatte am Boden, die andere an einem Horizontalpendel langer Schwingungsdauer angebracht. Bei einer anderen Anordnung bestand der Kondensator aus einem mit Quecksilber gefüllten Becher und einer der Quecksilberoberfläche in 0,3 mm Abstand gegenüberstehenden Platte. Die mit dieser Methode erzielten Messungen sind wegen der Eigenschwingungen der Quecksilbermasse, die vornehmlich registriert werden, schwer quantitativ zu werten. Auch die durch Näherung und Entfernung eines am Pendel angebrachten Metallklotzes in diesem variierten Wirbelstromverluste wurden, aber mit wenig Erfolg, zur Messung herangezogen. Der Anodenruhestrom ist kompensiert, Registrierung erfolgt mit dem Saitengalvanometer. Einige Seismogramme zeigen das Arbeiten der verschiedenen Apparate. Vorläufige Veröffentlichung. *Seewig.*

**A. Petrowsky.** The Problem of a Hidden Polarized Sphere. Part I. Phil. Mag. (7) 5, 334—353, 1928, Nr. 28. Part II. Ebenda S. 914—927, Nr. 31. Part III. Ebenda S. 927—933, Nr. 31. Der Verf. bringt in der vorliegenden Arbeit die theoretischen Grundlagen für die Auffindung von im Erdinnern verborgenen Metallkugeln vermittelt einer Messung der Horizontalkomponente der elektrischen Feldstärke an der Erdoberfläche (Ausmessung von „Elektroprofilen“). Für diese Zwecke behandelt er folgendes idealisierte Problem: Auf der einen Seite einer Ebene befindet sich ein Isolator, auf der anderen ein leitendes Medium, in das eine durch irgendwelche Ursachen polarisierte Kugel eingebettet ist. Es werden nun die an der Trennungsfäche auftretenden Feldstärken berechnet und weiter mit großer Ausführlichkeit graphische Methoden angegeben, die aus der Kenntnis dieser Feldstärken (aus den gemessenen „Elektroprofilen“ also) die genaue Lage und den Radius der Kugel zu bestimmen gestatten. *Spenke.*

**F. Schuh.** Das große magnetische Störungsgebiet im westlichen Mecklenburg. (Mit Karte.) Sitzungsber. u. Abhandl. d. Naturf. Ges. zu Rostock (3) 2, S.-A. 1927/28. Nach Einführungen über die Lage und die Natur der magnetischen Anomalien in Norddeutschland berichtet der Verf. über seine im Dezember 1927 und Januar 1928 im westlichen Mecklenburg ausgeführten Messungen der magnetischen Vertikalintensität mit der Schmidtschen Feldwaage. Angaben über Skalenwert, Temperatureinfluß und Änderung des Basisstandes lassen die Genauigkeit der Ergebnisse beurteilen. Eine Isanomalienkarte der magnetischen Vertikalintensität, wie sie sich nach diesen Messungen ergibt, ist der Veröffentlichung beigegeben. Die Isanomalien sind im Abstand von 40  $\gamma$  gezeichnet. Die Karte zeigt zwischen Schwerin und Lübeck einen SW—NO streichenden Streifen positiver Z-Anomalie, der im NW und SO von Gebieten negativer Anomalie flankiert wird. Die zentrale Zone des Maximums zerfällt in einen westlichen Kern bei Ratzeburg und einen Doppelkern, dessen Zentren über der Wismarer Bucht und nördlich vom Schweriner See liegen. Die Anomalie erreicht nicht den hohen Betrag, den man aus der preußischen magnetischen Vermessung erster Ordnung berechnet hat. Der Grund hierfür ist wohl in der Unsicherheit der Inklinationmessungen bei der Vermessung erster Ordnung zu suchen. *K. Jung.*

**Ivo Ranzi.** Le aurore polari. Cim. (N. S.) 5, CXLV—CLII, 1928, Nr. 8. *Scheel.*

**H. B. Maris and E. O. Hulburt.** The Ultra-Violet Light of the Sun as the Origin of Aurorae and Magnetic Storms. *Nature* **122**, 807—808, 1928, Nr. 3082. Die Verff. betrachten den Einfluß des ultravioletten Sonnenlichtes auf die höchsten Schichten der Erdatmosphäre. Dort, in Höhen von 300 bis 400 km, berechnen sie Temperaturen, die bei Tage  $1000^{\circ}$  K betragen können. Einzelne Atome können dort so hohe Geschwindigkeiten erlangen, daß sie in Höhen von 20000 bis 40000 km vordringen, bis sie durch das ultraviolette Licht ionisiert und durch das Magnetfeld der Erde in spiralförmig geformten Bahnen wieder abwärts zur Erde gezogen werden. Münden diese Bahnen auf der Nachtseite der Erde, so wird die Energie dieser Atome bei ihrer Rekombination in Form von Licht und Wärme frei, ersteres kann als schwache Polarlichterscheinung sichtbar werden. Eine Schätzung zeigt, daß ein merklicher Prozentsatz der totalen Ultraviolettenergie des Sonnenlichtes so in eine Region von  $20$  bis  $30^{\circ}$  um die magnetischen Pole der Erde gelangt. Dies wird als Ursache der normalen, d. h. jahraus und jahrein regelmäßig zwei- bis dreimal wöchentlich auftretenden Polarlichterscheinungen aufgefaßt. Die Verff. nehmen nun weiter an, daß in Zeiten größerer Sonnenaktivität plötzliche enorme Mengen ultravioletter Strahlung emittiert werden. Wenn z. B. Stellen mit Temperaturen von  $30000^{\circ}$  bloßliegen, so würde die wirksame Ultraviolettstrahlung zwischen  $500$  und  $1000 \text{ \AA}$  auf das  $10^5$ -fache ihres Normalwertes ansteigen, ohne daß dabei die Gesamtenergie um mehr als  $1\%$  gesteigert wäre. Von solchen Regionen aus würden dann in der Atmosphäre immense Quantitäten hochfliegender Ionen ausgelöst, deren Rückkehr zur Erde im Magnetfeld dann zu abnormen magnetischen Erscheinungen (magnetischen Stürmen) Anlaß geben wird. In der Nähe der magnetischen Pole, und zwar in Breiten bis zu  $25^{\circ}$  von diesen werden diese herabkommenden Ionen größere diamagnetische Zonen bilden, die, wenn die Ultraviolettausbrüche von der Sonne einen Tag oder länger anhalten, bei Tage an Intensität zunehmen und bei Nacht verschwinden. Dieses Verhalten deckt sich mit den Beobachtungen bei magnetischen Stürmen. *V. F. Hess.*

**S. Chapman.** The Ultra-Violet Light of the Sun as the Origin of Aurorae and Magnetic Storms. *Nature* **122**, 921, 1928, Nr. 3085. Eine neue Theorie von H. B. Maris und E. O. Hulburt (*Nature* **122**, 807, 1928, Nr. 3082; vgl. vorstehendes Referat) nimmt an, daß gelegentliche gewaltige Steigerungen oder „Ausbrüche“ ultravioletter Strahlung der Sonnenoberfläche die Ursache von starken Polarlichterscheinungen und magnetischen Stürmen seien. Die terrestrischen Effekte solcher Ausbrüche würden fast sofort in Erscheinung treten und nur wenig von der tatsächlichen Stellung der Ausbruchsstelle auf der Sonnenoberfläche abhängen. Verf. führt aus, daß diese Folgerungen unvereinbar seien mit der bekannten 27tägigen Periode der Wiederkehr abnormaler erdmagnetischer Zustände. Die darauf seinerzeit aufgebauten Beweisgründe für eine korpuskulare Natur der Ursache der Störungen bleiben auch jetzt noch in Gültigkeit. Es scheint, daß der Korpuskularstrom längere Zeit — etwa bis zu einem Tag lang — braucht, um von der Sonne zur Erde zu gelangen. Der Verf. bringt ferner auch Argumente gegen die Einzelheiten in der Erklärung des charakteristischen Ablaufs der magnetischen Stürme von Maris und Hulburt; diesbezüglich muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. Chapman hofft, in kurzem eine neue Theorie der magnetischen Stürme zu veröffentlichen, in welcher er als Ursache dieser Stürme elektrisch neutrale Ströme von Korpuskeln mit positiven und negativen Einzelladungen annimmt. *V. F. Hess.*

**Axel Corlin.** Statistische Behandlung der Höhenstrahlungsmessungen. *ZS. f. Phys.* **50**, 808—848, 1928, Nr. 11/12. In der Einleitung führt der Verf.



einige statistische Bemerkungen an, die die Verarbeitung des Beobachtungsmaterials betreffen. Insbesondere wird darauf verwiesen, daß es wegen der Kleinheit der Schwankungen der Ultra- $\gamma$ -Strahlung notwendig ist, die Einzelwerte der Messungen von vornherein nach der verdächtigen Begleiterscheinung zu ordnen. Auf diese Weise wird es möglich, die verschiedenen Einflüsse, welche die Schwankungen verursachen, zu erkennen und der Reihe nach zu eliminieren. Es werden zwei Kriterien angeführt für die Beurteilung der Realität der beobachteten Schwankungen, von denen sich das eine auf die Resultate einer einzelnen Messungsreihe bezieht, während das zweite die Ergebnisse mehrerer Reihen vergleicht. Unter diesen strengen statistischen Gesichtspunkten werden sodann die Beobachtungsreihen von E. Steinke (Königsberg 1926), K. Büttner und W. Feld (Zugspitze 1927) und W. Kolhörster und G. v. Salis (Mönchgipfel und Jochtrichter 1926) verarbeitet. Die Abhängigkeit der Schwankungen vom Luftdruck, die Sternzeitperiode und die unregelmäßigen, langsam veränderlichen Schwankungen („Schwankungen zweiter Art“) werden für die angeführten Messungsreihen ermittelt und im zweiten Teil ausführlich diskutiert. Die Messungen von R. A. Millikan (Bolivia 1926) lassen wegen mangelhafter Publikation und zu großer Ablesintervalle eine strenge Verarbeitung nicht zu. Der Verf. kommt durch die Vergleichung der Intensitätskurven zu dem Schluß, daß die Sternzeitperiode „praktisch sicher“ reell ist. Die Abnahme der relativen Amplitude mit der Höhe kann durch zwei Hauptkomponenten verschiedenen Ursprungs erklärt werden; eine weichere Komponente liefert die Sternzeitperiode, eine harte ist gleichmäßig über den Himmel verteilt. Diese Auffassung steht auch in Übereinstimmung mit den von Hess und Mathias gewonnenen Beobachtungen. Zur Erklärung der Schwankungen zweiter Art werden fünf Möglichkeiten besprochen, von denen die fünfte, daß nämlich auch diese Schwankungen einen rein kosmischen Ursprung haben, die wahrscheinlichste ist. Ein Einfluß der Sonne ist nicht nachweisbar.

*O. Mathias.*

**E. C. Stoner.** Cosmic rays and a cyclic universe. *Nature* **122**, 1017, 1928, Nr. 3087. [Leeds Soc., Dec. 4, 1928.] Verf. führt aus, daß nur der Vorgang der vollständigen Vernichtung der Materie (Umwandlung von Masse in Strahlung) als Quelle der kosmischen Ultra- $\gamma$ -Strahlung in Betracht komme, da nur er mit der beobachteten Härte der Strahlung und mit den Jeansschen Überlegungen über das Alter der Sterne verträglich sei. Die Auslegung der Millikanschen Absorptionsmessungen hängt ganz von der Wahl der Formel ab, welche Wellenlänge und Absorptionskoeffizienten verknüpft. Wählt man die Formel von Klein und Nishina (statt der von Dirac), so stimmt der beobachtete kleinste Absorptionskoeffizient mit dem für die Massenvernichtung berechneten Koeffizienten vollkommen überein. — Auch wenn man die Existenz atomaufbauender Prozesse im Weltall und rein spekulativ die Umwandlung von Strahlung in Protonen und Elektronen zugibt, würde ein solcher vollständiger Zyklus wieder zu anderen Unwahrscheinlichkeiten führen.

*V. F. Hess.*

**L. R. Maxwell.** Cosmic Radiations and Radioactive Disintegration. *Nature* **122**, 997, 1928, Nr. 3087. Perrin hat die Hypothese aufgestellt, daß der radioaktive Zerfall bei den Elementen der Uran-Radium- bzw. -Actinium- und Thoriumfamilie durch die Absorption der immerwährend auf sie einfallenden kosmischen Ultra- $\gamma$ -Strahlung veranlaßt werde. Trotzdem verschiedene Versuche, den radioaktiven Zerfall durch Bestrahlung mit intensiver  $\gamma$ -Strahlung zu beschleunigen, negativ ausgefallen sind, hat Verf. nachfolgendes Experiment durchgeführt: Es wurde die Aktivität eines Poloniumpräparats genau gemessen und

dasselbe Präparat sodann in einem 380 m tiefen Schacht eines Zinkbergwerks in Franklin (New Jersey) wieder untersucht. Obzwar dort die Intensität der kosmischen Ultra- $\gamma$ -Strahlung fast auf Null geschwächt ist, ergab sich keine Änderung in der Aktivität des Präparats, was gegen Perrins Hypothese spricht.

V. F. Hess.

**W. F. G. Swann.** Cosmic Radiation and Radioactive Disintegration. Nature 122, 998, 1928, Nr. 3087. Eine theoretische Überlegung, welche es im voraus als äußerst unwahrscheinlich erscheinen läßt, daß eine Beschleunigung des radioaktiven Zerfalls durch Ultra- $\gamma$ -Strahlung experimentell (wie bei dem vorher besprochenen Versuch von Maxwell) je nachweisbar ist. Die Poloniummenge bei dem Maxwellschen Experiment ( $10^{-11}$  g) würde nur alle  $10^{16}$  Sekunden (d. h. alle 20 Millionen Jahre) je ein Ultra- $\gamma$ -Quant absorbieren.

V. F. Hess.

Potential Gradient at Great Heights. Nature 122, 1013, 1928, Nr. 3087. Es wird berichtet, daß nunmehr eine ausführliche Abhandlung von P. Idrac über die Registrierungen des Potentialgefälles in der Atmosphäre bis zu Höhen von 20 km bei Pilotballonaufstiegen des Observatoriums in Trappes (Frankreich) erschienen sei. Sie ist von der Office National Météorologique de France publiziert worden (nähere Angaben fehlen). Wie schon in der vorläufigen Mitteilung Idracs (C. R. Juni 1926) angedeutet, erfolgte die Registrierung nach den Angaben von P. Lejay mittels eines Elektronenröhrenverstärkers und Milliampereometers, wobei von den untereinander hängenden Potentialsonden (brennende Luntten) die eine mit dem Heizdraht, die andere mit dem Gitter der Elektronenröhre verbunden ist. Vom Mai 1926 bis Ende 1927 wurden 44 erfolgreiche Registrierungen zu verschiedenen Tageszeiten durchgeführt. Bei den Nachmittagsaufstiegen beträgt das mittlere Potentialgefälle in 2 km Höhe 43 Volt/m, in 5 km 11 Volt/m, in 7 km wieder 25 Volt/m, in 9 km 30 Volt/m. Bei Eintritt in die Stratosphäre fällt der Gradient auf 2 Volt/m, steigt aber wieder oberhalb  $12\frac{1}{2}$  km an und erreicht bei 14 km einen Maximalwert von 16 Volt/m. Ein Abfall des Gradienten auf den Wert Null in 20 km Höhe scheint nur ein einziges Mal beobachtet worden zu sein. Die Beobachtungen deuten darauf hin, daß die Atmosphäre elektrisch geschichtet ist: am Nachmittag ist positive Raumladung bis 5 km, darüber negative bis 9 km und von 9 bis 11 km wieder positive Raumladung vorhanden. Nachts und am Morgen ist die Schichtung einfacher.

V. F. Hess.

**Werner Kolhörster.** Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Steinke: Neue Untersuchungen über die durchdringende Hesssche Strahlung. ZS. f. Phys. 51, 899—900, 1928, Nr. 11/12. Die vom Verf. in einer „Notiz zum sogenannten Barometereffekt der Höhenstrahlung“ (ZS. f. Phys. 44, 754, 1927; diese Ber. 9, 617, 1928) gemachten Bemerkungen werden, weil von Steinke (ZS. f. Phys. 48, 647, 1928; diese Ber. 9, 1821, 1928) Widerspruch erfolgte, zahlenmäßig belegt.

Scheel.

**Victor F. Hess und Oskar Mathias.** Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. Nr. 70. Untersuchung der Schwankungen der kosmischen Ultragammapstrahlung auf dem Sonnenblick (3100 m) und in Tirol. Wiener Anz. 1928, S. 86—87, Nr. 10; Wiener Ber. 137 [2a], 327—349, 1928, Nr. 5/6; auch Helv. Phys. Acta 1, 287—288, 1928, Nr. 4. [C. R. Séance Soc. Suisse de phys., Bern, 12. Mai 1928.] Es wurden in vier verschiedenen Seehöhen, Graz 380 m, Lans in Tirol 890 m, Patscherkofel 1970 m und auf dem Sonnenblick 3106 m Beobachtungen und Registrierungen der Höhenstrahlung mit zwei Kolhörster-Strahlungsapparaten ausgeführt. Bei Verwendung eines

7 cm-Eisenpanzers, Ausführung der subjektiven Ableesungen nach Sternzeit und Benutzung einer die Ablesefehler vermindernenden Beobachtungsmethode wurden zwar stückweise ähnliche Kurven des Intensitätsverlaufs mit der Sternzeit gefunden, eine Übereinstimmung in den Eintrittszeiten der Extremwerte war aber im allgemeinen nicht vorhanden. Es ist möglich, daß die härtere, durch 7 cm Eisen dringende Strahlung keine tägliche Periode aufweist, während eine von ihr unabhängige weichere Strahlung die Sternzeitperiode ergibt. Für den Massenabsorptionskoeffizienten wurden bei Annahme senkrechten Einfalls zwischen 0 und 10 m Eis  $2,07 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  und deutliche Härtung mit zunehmender Schichtdicke gefunden, für Eisen ergab sich  $(\mu/\rho)_{\text{Fe}} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , für Luft  $(\mu/\rho)_{\text{Luft}} = 3,9 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  zwischen 390 und 3106 m Höhe.

*Werner Kolhörster.*

**Ferrié.** Exposés et discussions relatifs à la propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 130 S—131 S, 1927, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 239.] In diesem einleitenden Sitzungsvortrag weist Verf. auf die Beweggründe hin, die das Comité Français de Radiotélégraphie Scientifique veranlaßt haben, vor der Société Physique über das Problem der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen zu sprechen, nämlich die Erkenntnis, daß die dabei auftretenden physikalischen Phänomene so mannigfacher Natur sind, daß es wünschenswert erscheint, ganz allgemein der Physikerschaft diese Probleme näherzubringen. Die dadurch erzeugte verschiedene Beleuchtung dieser Fragestellungen würde für deren Klärung von großem Nutzen sein.

*Killat.*

**R. Jouaust.** Exposés et discussions relatifs à la propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 131 S—133 S, 1927, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 239.] Bei gleicher Leistung des Senders nimmt die Reichweite der Wellen mit der Wellenlänge im allgemeinen ab und erreicht bei 200 bis 400 m ein Minimum. Von 50 m abwärts zu kürzeren Wellen findet ein sehr starkes Anwachsen der Reichweite statt. Überhaupt scheint bei 50 m Wellenlänge eine völlige Änderung des Charakters der Ausbreitung einzutreten. Wellen von kleinerer Länge als 50 m weisen eine bei Nacht größere Zone in der Umgebung des Senders auf, in der man sie nicht wahrnehmen kann, als bei Tage. Ihre Erklärung finden diese Erscheinungen durch die Annahme, daß die Wellen an einer in den höheren Schichten der Atmosphäre befindlichen Ionisationsschicht, der Heavisideschicht, gebrochen oder reflektiert werden. Sodann werden Einzelheiten bezüglich der Natur der Ladungsträger in der Ionisationsschicht, Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Wellenvorgänge, meteorologische Einflüsse, der Frage der Erklärung der Heavisideschicht u. a. m. angegeben.

*Killat.*

**Ch. Maurain.** Exposés et discussions relatifs à la propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 133 S—134 S, 1927, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 239.] Es ist nicht gelungen, Beziehungen zwischen der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen und den elektrischen Eigenschaften der Atmosphäre aufzufinden. Aus bei langen Wellen (9000, 18000, 23000 m) angestellten Beobachtungen konnte Verf. keinen wesentlichen Einfluß magnetischer Störungen auf radioelektrische feststellen. Dagegen wurde von anderen Autoren bei Wellen von 225 m Länge ein deutlicher Zusammenhang der beiden Erscheinungen konstatiert. Der wesentliche Teil der Einflüsse auf die Wellenausbreitung scheint in den oberen Teilen der Atmosphäre seinen Sitz zu haben, während untere Schichten nur gewisse Asymmetrien und Verzerrungen erzeugen.

*Killat.*

**Ch. Fabry.** Esposés et discussions relatifs à la propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 134 S—135 S, 1927, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 239.] Der Ozongehalt der oberen Atmosphärenschichten gehört zu den wenigen physikalischen Größen, die man in jenen Regionen ermitteln kann. Er wird durch Absorption der Sonnenstrahlung erklärt und weist unregelmäßige Schwankungen auf. Das Ozon scheint bei der Frage der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen keine wesentliche Rolle zu spielen. Immerhin kann man Zusammenhänge zwischen dem Ozongehalt und der Ionisation der oberen Luftschichten vermuten, wenn man geneigt ist, beide Erscheinungen auf den Einfluß der Sonnenstrahlen des äußersten Ultravioletts zurückzuführen. *Killat.*

**J. Fuchs.** Der Einfluß der Erdatmosphäre auf die Ausbreitung kurzer Wellen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 32, 125—129, 1928, Nr. 4. Es wird gezeigt, daß die Änderungen in der Hörbarkeit überseeischer Kurzwellensender fast zur Gänze mit Änderungen in der Luftdruckverteilung über der Zwischenstrecke einhergehen. Es wird daraus gefolgert, daß die Atmosphäre auf die elektrischen Wellen eine einer diffusen Reflexion ähnliche Zerstreuung ausübt, deren Größe sich (auf direktem oder indirektem Wege) mit wechselndem Luftdruck ändert. *Scheel.*

**H. F. Johnston.** Determination of the atmospheric potential-gradient reduction-factor at the Watheroo Magnetic Observatory, Western Australia. Terr. Magn. 31, 145—152, 1926, Nr. 4. Die Bestimmungen des Reduktionsfaktors erfolgten einmal im Monat in einigen hundert Metern Entfernung von der Registriervorrichtung nach der von Simpson angegebenen Methode. Die mitgeteilten Beispiele zeigen in den Einzelablesungen die bekannten, ziemlich starken Schwankungen des Faktors, vor allem bei Anwesenheit von Bewölkung. Trotzdem weichen die Mittelwerte der einzelnen, monatlichen Messungen weniger voneinander ab als an anderen Meßorten. Am Schluß wird zusammenfassend eine Anleitung für Bestimmungen des Reduktionsfaktors gegeben, die vielleicht dahin zu erweitern ist, daß die Beobachtungszeit noch zu verlängern ist. *Kähler.*

**D. Grave.** Évaluation de l'influence de l'hyperatmosphère électrique sur le magnétisme terrestre. C. R. Leningrad (A) 1928, S. 455—456, Nr. 22. Text russisch, ohne Zusammenfassung in einer anderen Sprache. *V. F. Hess.*

**Carl Störmer.** Sur un écho d'ondes électromagnétiques courtes arrivant plusieurs secondes après le signal émis; et son exploration d'après le théorie des aurores boréales. C. R. 187, 811—812, 1928, Nr. 19. Verf. wurde auf die fragliche Erscheinung durch die Mitteilung eines nordischen Radiobeobachters, J. Hals, aufmerksam gemacht. Beide gingen nunmehr systematisch auf die Suche nach solchen radiotelegraphischen Echos. Nach einer Reihe von Versuchen mit negativem Ergebnis gelang die Beobachtung der seltenen Erscheinung. Die Länge der ungedämpften Wellen betrug 31,4 m. Während einer halben Stunde wurde in Abständen von 20 Sekunden ein starkes Zeichen gesandt und jedesmal ein Echo beobachtet, aber mit verschiedenem Zeitabstand von 3 bis 15 Sekunden. Einige davon waren doppelt. Zur Erklärung wird die Anschauung entwickelt, daß die elektromagnetischen Wellen an einem außerhalb der Heavisideschicht befindlichen Elektronenstrom reflektiert werden. Diese Kathodenstrahlen werden vom Magnetfeld der Erde je nach ihrer Ge-

schwindigkeit verschieden weit abgelenkt. Die Erscheinung erlaubt eine Abschätzung dieser Verhältnisse. Die Beobachtungen werden fortgesetzt. *W. Pupp.*

**H. Deslandres.** *Remarques sur la Communication precedente.* C. R. 187, 813, 1928, Nr. 19. Verf. zieht das Echolot als Vergleich heran. Ferner weist er auf den Ursprung der Kathodenstrahlen, die Sonne, hin und stellt auf Grund astronomischer Daten fest, daß diese am Beobachtungstag zur Aussendung von Elektronen infolge starker Sonnenflecken gut befähigt war. *W. Pupp.*

**Fritz Dahns.** Die Ursache und die Entstehung der Ebbe und Flut. 32 S. Hamburg, Christians Verlag, ohne Jahreszahl. Es vergeht kein Jahr, das eine neue Theorie der Ebbe und Flut unter gleichzeitiger Ablehnung der bisher geltenden bringt; diese Ablehnung erfolgt meist mit Hilfe einer Beweisführung, die deutlich zeigt, daß der Verf. mit den Grundlagen der geltenden Theorie der fluterzeugenden Kräfte von Sonne und Mond nicht vertraut ist. Auch im vorliegenden Falle ist es nicht anders; aber in der Folge der weiteren Erörterungen zeigt der Verf. dieser kleinen Schrift, daß er auch die elementarsten Grundlagen der Mechanik nicht kennt. Das Ergebnis seiner Deduktionen verdient deshalb keine weitere Beachtung. *A. Defant.*

**Albert Defant.** Die systematische Erforschung des Weltmeeres. S.-A. ZS. d. Ges. f. Erdkde. 1928, S. 459—505. Der Verf. gibt eine übersichtliche, kritische Darstellung des derzeitigen Standes der Erforschung des Weltmeeres, insbesondere seiner tieferen Schichten. In Karten wird die Verteilung der bisher vorliegenden hydrographischen Beobachtungen für die einzelnen Ozeane gegeben und nachgewiesen, daß man, abgesehen vom Südatlantischen Ozean, wo die Meteorexpedition gearbeitet hat, noch weit davon entfernt ist, von einer genügenden Erfassung der Beobachtungstatsachen durch ozeanographische Reihenmessungen zu sprechen. Im zweiten Teil der Abhandlung wird ein Überblick über unsere derzeitigen Kenntnisse von Wesen und Aufbau der ozeanischen Zirkulation gegeben; zunächst werden die von theoretischen Gesichtspunkten zu erwartenden Zirkulationserscheinungen besprochen, sodann diese Ergebnisse mit den aus den ozeanographischen Schnitten abgeleiteten Tatsachen verglichen. Dieser Vergleich ist aber mit den vorhandenen Beobachtungen derzeit nur in qualitativer Hinsicht durchführbar. Für eine quantitative Erfassung der Erscheinungen, was das Ziel jeder exakten Wissenschaft ist, fehlen noch zumeist die systematischen Beobachtungen, für deren Fortsetzung im Sinne der Meteorexpedition er sich warm einsetzt. *A. Defant.*

**Georg Wüst.** Der Ursprung der atlantischen Tiefenwässer. (Aus den Ergebnissen der Deutschen Atlantischen Expedition.) S.-A. ZS. d. Ges. f. Erdkde. 1928, S. 506—534. Das Problem der atlantischen Tiefenzirkulation bildete nach den Plänen von A. Merz die Hauptaufgabe der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungsschiff Meteor. Wüst gibt hier zum erstenmal für zwei Längsschnitte durch den Atlantischen Ozean auf Grund der auf dieser Expedition gesammelten Beobachtungen und der Beobachtungen früherer Expeditionen die Verteilung der Temperatur und des Salzgehaltes von der Oberfläche bis zum Meeresgrund. Der durch diese hauptsächlich in meridionaler Richtung verlaufenden Schnitte gegebene Aufbau des Meeres wird nun in Beziehung zu den großen Stromkonvergenzen der Oberfläche gesetzt und daraus die Bildung und Ausbreitung der atlantischen Tiefenwässer in dynamischer Hinsicht dem Verständnis näher gebracht. *A. Defant.*

**M. Holtzmann und L. Keller.** Ein Apparat zur Messung der atmosphärischen Turbulenz. *Phys. ZS.* **28**, 304—308, 1927, Nr. 8. Es wird — nach kurzem Eingehen auf die von Taylor, L. F. Richardson und W. Schmidt in Anlehnung an die Arbeiten von Reynolds hergeleitete dynamische Theorie der atmosphärischen Turbulenz — ein Apparat zur Ermittlung gewisser, mit den momentanen Abweichungen von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit des Windes in Zusammenhang stehender Größen beschrieben. Er besteht aus zwei koaxial übereinander angeordneten Robinsonschen Schalenkreuzanemometern, von denen das eine eine sehr geringe, das andere eine durch ein Schwungrad wesentlich erhöhte Trägheit hat. Das eine Schalenkreuz (mit großem Trägheitsmoment) folgt innerhalb gewisser, durch die konstruktive Ausführung gegebener Grenzen dem zeitlichen Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit, das andere, ebenfalls angenähert, deren Momentanwerten. Die Messung beruht auf elektromagnetischer Bremsung des einen Rades so weit, daß die Umlaufzahl beider Räder gleich wird. Die Bremsenergie wird mit einem Differentialkalorimeter gemessen. *Sewig.*

**J. Bartels.** Schwingungen der Atmosphäre. *Naturwissensch.* **15**, 860—865, 1927, Nr. 43. Grundlegend für Beobachtungen und Theorie der Schwingungen in der Atmosphäre ist die 12stündige Periode des Luftdruckes, die in den Tropen mit großer Regelmäßigkeit auftritt, sich aber nach höheren Breiten hin durch Überlagerung anderer Einflüsse bis zur völligen Unkenntlichkeit verwischt. Die erfolgreiche Auswertung der an verschiedenen, über alle Breiten verteilten Stationen aufgenommenen Barometerkurven setzte mit ihrer harmonischen Analyse nach Perioden von 12, 8, 6 Stunden usw. ein. Das ganztägige Sinusglied, welches an trüben Tagen fast verschwindet, an heiteren Tagen verstärkt ist, hängt mit dem Sonnenstand zusammen. Auch mit der Periode des Mondumlaufs gehende Schwingungen sind vorhanden, die durch sehr gehäufte Beobachtungen gefunden wurden und eine Amplitude von nur 0,01 mm haben. Die halbtägige Druckwelle wird auf Resonanzschwingungen der Atmosphäre als Ganzes zurückgeführt. Sie wird teils durch Temperaturänderungen, die ein Maximum bei 8½ Uhr, teils durch Druckänderungen angeregt, die ein Maximum bei 12 Uhr ergeben; hieraus resultiert das beobachtete Maximum bei 10 Uhr. *Sewig.*

**H. Hergesell und P. Duckert.** Die Ergebnisse der Sprengungen zu Forschungszwecken in Deutschland vom 1. April 1923 bis zum 30. September 1926. *Arbeiten Aeronaut. Obs. Lindenberg* **16**, *Wiss. Abh.*, Heft B, 55 S., 1927. Nach allgemeinen Einführungen über die Organisation, Durchführung und Beobachtung der Sprengungen und über die Konstruktion der Apparate bringen die Verf. das ganze deutsche Material der Schallbeobachtungen und aerologischen Beobachtungen von April 1923 bis September 1926. Dann folgen Betrachtungen über die Verteilung der Hörbarkeitszonen, über die Laufzeitkurven, besonders die des anormalen Schalles, die Ergebnisse der Hörbeobachtungen und den Einfluß des Wetters auf die Gestaltung der Hörbarkeitszonen. Mit einem umfangreichen, bis Juni 1927 fortgeführten Literaturverzeichnis schließt die Abhandlung. *K. Jung.*

**H. Helm Clayton.** Atmospheric Ozone and Solar Variability. *Nature* **120**, 153—154, 1927, Nr. 3013. Kritische Bemerkungen über einige Arbeiten betreffend den Zusammenhang zwischen Ozongehalt der Atmosphäre, Zahl der Sonnenflecken, magnetischen Störungen und Sonnenstrahlung. *Killat.*

**G. E. Brazier.** Observations et travaux actinométriques effectués à l'Observatoire du Parc Saint-Maur en 1926. Ann. Inst. Phys. du Globe 6, 119—139, 1928. Laufende Messungen der direkten, ungefilterten Sonnenstrahlung mit einem Michelson-Marten-Aktinometer und einem Pyrheliographen nach Moll mit registrierendem Millivoltmeter Richard, geeicht mit einem Smithsonian-silverdisk-Instrument, werden beschrieben und tabelliert. Hieraus werden die Tagessummen klarer Tage der auf horizontale Erdoberfläche fallenden Strahlung (Juni  $580 \text{ cal cm}^{-2}$ , Dezember  $95 \text{ cal cm}^{-2}$ ) sowie mit Hilfe der Sonnenscheindauer die mittleren Tagessummen aller Tage (Juli  $279 \text{ cal cm}^{-2}$ , Dezember  $18 \text{ cal cm}^{-2}$ ) berechnet. Die Eichungen zahlreicher Pyrheliographen mit Moll-Thermosäule haben günstige Ergebnisse, insbesondere Proportionalität von Strom (Millivolt) und Strahlung gegeben. Trotzdem wird empfohlen, das Instrument nur zur Interpolation zu benutzen. Auf der Suche nach einfachen, stabilen und billigen Aktinometern schieden thermoelektrische aus. An Fehlerquellen für diese wurden aufgedeckt: Windempfindlichkeit; bei Vergleich der Temperatur zweier verschieden absorbierender Oberflächen (schwarz-weiß?) verschieden schnelles Folgen dieser beiden Temperaturen bei Strahlungsänderungen; bei glasüberdeckten Apparaten Taubildung am Glase infolge dessen starker Ausstrahlung. Registriererische mit einer Kaliumphotozelle sind wegen der viel zu hohen benutzten Ströme ( $10^{-4}$  bis  $10^{-5}$  Amp.!) uninteressant. Zum Schluß wird die Neukonstruktion eines Aktinometers beschrieben, das auf der Wärmeausdehnung einer geschwärzten Kupferlamelle beruht (Empfindlichkeit bei 2000facher Vergrößerung  $48 \text{ mm/cal}$ ). Die Genauigkeit soll der des Michelsonaktinometers entsprechen. Geplant ist eine Eichung durch Heizung der Lamelle und Einrichtung zum Registrieren.

*K. Büttner.*

**F. Albrecht.** Zur Theorie des Schwarzkugelthermometers. Ber. üb. d. Tät. d. Pr. Met. Inst. f. 1927, S. 127—139, Berlin 1928. Das Schwarzkugelthermometer gehört wie der Sonnenscheinautograph zu den meteorologischen Instrumenten, deren Beschaffung und Bedienung sehr einfach ist, mit denen aber exakte Ergebnisse vorläufig nicht erzielt werden konnten. Hier werden theoretisch (und experimentell) die Eigenschaften und Fehlerquellen des Schwarzkugelthermometers untersucht: Infolge des geringen Abstandes Thermometerkugel—umgebende Glashülle erfolgt die Wärmeabgabe der bestrahlten Kugel nur durch Leitung und Strahlung ohne Konvektion. Daher ist (was für alle Aktinometer gilt) die Übertemperatur über die umgebende Luft der Strahlung proportional. Störend wirkt der Wind; durch teilweise Evakuierung des Glasgefäßes kann dies vermindert werden. Damit steigt aber die Trägheit und die Einwirkung der Temperatur. Bei Exposition eines Schwarzkugelthermometers im Freien wirkt die langwellige Ausstrahlung stark auf das Messungsergebnis ein; diese Einwirkung ist zugleich stark windabhängig. Bei Benutzung eines Blank- und eines Schwarzkugelthermometers (Arago-Davy) fällt die Wirkung der Ausstrahlung fort. Die Reflexstrahlung der Umgebung wird durch Abplattung der Thermometerkugeln zu horizontalen Flächen vermieden (Kalitin); nur so kann die auf die Horizontalebene fallende Sonnen + Himmelsstrahlung gemessen werden. Die Störung durch Wind und Temperatur bleibt aber.

*K. Büttner.*

**Friedrich Lauscher.** Bericht über Messungen der nächtlichen Ausstrahlung auf der Stolzalpe. Meteorol. ZS. 45, 371—375, 1928, Nr. 10. Verf. verarbeitet die von Dr. Fr. Schembor vom 10. Oktober 1926 bis 17. Dezember 1927 mittels des Pyrgeometers bzw. des Tulipan-Instruments ausgeführten Messungen, wobei der an anderen Orten meist übereinstimmend festgestellte mittlere Verlauf der Ausstrahlung bestätigt wird. Die bei heiterstem Himmel be-

sonders auffällige starke Erniedrigung der Ausstrahlung vor Sonnenaufgang wird als Folge eines Anstiegs der Gegenstrahlung der Atmosphäre infolge Bestrahlung der höheren Luftschichten durch die zum Horizont aufsteigende Sonne zu erklären versucht (hier wesentlich an die stets zunehmende diffuse Himmelsstrahlung gedacht), da die Temperatur- und Feuchtigkeitsänderungen in den Morgenstunden zu gering waren. Die vom 26. Oktober und 26. November mitgeteilten Werte scheinen die Ansicht des Verf. stark zu stützen. Dagegen scheint der Gang der nächtlichen Ausstrahlung im wesentlichen durch den Temperaturgang bedingt zu sein, indem allerdings in gewissen Nächten die einfache lineare Abhängigkeit der Ausstrahlung von der Bodentemperatur durch eine starke, nach Ansicht des Verf. vermutlich mit dynamischen Vorgängen im Sinne A. Ångströms zusammenhängende Variation der Gegenstrahlung getrübt ist. Lauscher fand eine gute Übereinstimmung der aus den Beobachtungen abgeleiteten Gegenstrahlung ( $G$ ) mit der Ångströmschen Formel  $\{G = T^4/293 \cdot [0,439 - 0,158 \cdot 10^{-0,069 e}]\}$ , wo  $T$  = absolute Temperatur und  $e$  = Dampfdruck. Über die Ausstrahlungswerte bei verschieden bewölktem bzw. getrübttem Himmel sei auf die Arbeit verwiesen.

*Chr. Jensen.*

**Bernhard Haurwitz.** Einfluß von Massenänderungen in großen Höhen auf die vertikale Temperaturverteilung. *Meteorol. ZS.* **44**, 253—260, 1927, Nr. 7.

**P. Gruner.** Observations des phénomènes crépusculaires en haute montagne. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) **9**, 108—127, 147—166, 1927, März/April, Mai/Juni.

*Sewig.*

**Jûichi Obata.** Directional Observations of Radio-Atmospheric Disturbances. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **4**, 462—463, 1928, Nr. 8. Verf. berichtet über die Ergebnisse von zweijährigen Beobachtungen der Zahl der atmosphärischen Störungen mittels drehbarer Rahmenantenne in Tokio. Meistens wurde diese oszillographisch registriert. Viele Störungen kommen von sehr scharf definierten Richtungen. Manchmal zeigen sich zwei und mehr Herkunftszonen mit maximaler Häufigkeit. Neben diesen streng „gerichteten“ Störungen kommen solche aus allen möglichen Richtungen fast stets ebenso häufig vor. Eine ständige Quelle von Störungen scheint in dem Bergland nordwestlich von Tokio zu liegen, eine andere in den tropischen Gegenden im Süden bis Südwest. Besondere Typen von Störungen sind mit dem Herannahen von Sturmzentren und deren Abziehen verknüpft.

*V. F. Hess.*

**K. R. Ramanathan.** The Stratosphere over North India. *Nature* **122**, 923, 1928, Nr. 3085. Verf. gibt die Resultate von 46 Pilotballonaufstiegen des Observatoriums Agra (Indien) aus den Jahren 1926 bis 1928. Es werden drei bzw. vier Typen des Übergangs zwischen Troposphäre und Stratosphäre (nach Dines) unterschieden. Die mittlere Höhe und Temperatur der unteren Begrenzungsfläche der Stratosphäre im Sommer ergibt sich zu 16,9 km und 194,5° K, im Winter (November bis Mitte Mai) zu 16,6 km und 201° K. Temperatur und Höhe der Übergangszone ändern sich im Verlauf des Jahres spiegelbildlich zueinander. Bei abnehmender Temperatur (die niedrigsten Werte bewegen sich um 185° K) scheint die Höhe der Übergangszone sich einem Grenzwert von 18 km zu nähern. Die Werte stimmen mit den Ergebnissen van Bemmels in Batavia gut überein.

*V. F. Hess.*

**F. J. W. Whipple.** The Detonating Meteor of 1926 September 6. An Instance of an Outer Zone of Audibility. *Month. Not., Geophys. Suppl.*



2, 89—96, 1928, Nr. 2. Aus dem relativ reichlichen Beobachtungsmaterial des Meteors vom 6. September 1926, das in England, Schottland, Irland, Belgien und Frankreich sichtbar und dessen heftige Detonation in weiten Gebieten Englands vernommen wurde, ergibt sich die sichere Existenz einer Schweigzone und einer äußeren Zone der Hörbarkeit. Das Beobachtungsmaterial ist nicht reichlich genug, um Schallgeschwindigkeitswerte für die oberen Schichten der Atmosphäre sicherzustellen, aber es gibt eine neue Bestätigung für die Annahme einer Schicht höherer Temperatur oberhalb der Stratosphäre. Der Verf. kann den hypothetischen Verlauf der Schallstrahlen für eine Schallquelle in 32 bzw. 40 km Höhe (Werte, die sich aus der Beobachtung des Meteors ergeben haben) in Übereinstimmung mit den Beobachtungsergebnissen bringen und stellt diesen Verlauf graphisch dar. *Cermak.*

**P. Gruner und H. Kleinert.** Die Dämmerungserscheinungen. Mit 30 Figuren im Text, 6 farbigen Tafeln, einem mehrfarbigen Übersichtsblatt und 11 Tabellen. VIII u. 124 S. Hamburg, Verlag von Henri Grand, 1927. (Probleme der kosmischen Physik, herausgegeben von Christian Jensen und Arnold Schwassmann, Bd. X.) Die Verff. haben möglichst alles, was auf dem Gebiet der Dämmerungsforschung, besonders in den letzten 30 Jahren beobachtet wurde, zu gemeinverständlicher Darstellung in diesem Buche verarbeitet. Besonders wertvoll ist, daß dabei so langjährige Beobachtungen von ein und demselben Forscher, wie die 25jährigen von Gruner oder die 15jährigen von Dorno, verwendet werden konnten. Das grundlegende Werk ist für die Dämmerungsforschung und die verwandten Erscheinungen von größter Bedeutung.

*Werner Kolhörster.*

**J. N. Hummel.** Theoretische Grundlagen für die Auffindung von Störungskörpern mittels solcher geelektrischer Methoden, bei denen zwei punktförmige Elektroden zur Erzeugung eines künstlichen Feldes verwandt werden. Gerlands Beitr. 20, 281—287, 1928, Nr. 3/4. Im Anschluß an die in früheren Veröffentlichungen des Verf. behandelte Quellsenkmethode werden einige Sonderfälle von Einlagerungen diskutiert, die sich in einem von Punkt- oder Linienelektroden herrührenden stationären Felde befinden. Einige solcher Körperformen und die ihnen entsprechenden Äquipotentiallinien werden berechnet und gezeichnet. *R. Köhler.*

**Erich Pautsch.** Application of electric methods in practical geophysics. Gerlands Beitr. 20, 85—98, 1928, Nr. 1/2. Die elektrischen Methoden der angewandten Geophysik, wie sie gegenwärtig für die Aufsuchung von nutzbaren Lagerstätten zur Anwendung kommen, werden einer kritischen Betrachtung unterzogen, Theorie und Praxis der Gleichstrom- und Wechselstrommethoden behandelt und die verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten der Wechselstrommethode diskutiert. Die Frage der Flächen- und Tiefenausbreitung der Erdströme wird kurz behandelt, und es werden interessante Formeln und Daten für verschiedene Frequenzen gegeben. Leider ist nicht mitgeteilt, wie die wiedergegebenen Formeln zustande kommen. *Geyger.*

**C. A. Heiland.** Modern Instruments and Methods of Seismic Prospecting. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng. Techn. Publ. Nr. 149, 19 S., 1928. Der Verf. gibt einen kurzen Überblick, mit Abbildungen von Instrumenten und Kurven, über das seismische Verfahren zur Feststellung geologischer Tektonik, wie es zuerst von Mintrop und seinen Mitarbeitern ausgearbeitet, doch nicht veröffentlicht wurde. Der Verf. diskutiert die Berechnungen durch Laufzeitkurven für direkte und gebrochene Wellen bei horizontal liegender

und geneigter Grenzschicht, dann die in Veröffentlichungen von den Autoren beschriebenen Verfahren von O. Meisser und von Schweydar mit Vertauschung von Sender und Empfangsstationen der Explosionswelle. *Koenigsberger.*

**J. Koenigsberger.** Über den Einfluß von Geländeunebenheiten auf das erdmagnetische Vertikalfeld. *Gerlands Beitr.* 20, 293—307, 1928, Nr. 3/4. Wie bei Schweremessungen, so ist auch bei magnetischen Messungen der topographische Einfluß des Geländes in Abzug zu bringen. Die Geländewirkung ist nicht so einfach zu berechnen wie bei der Schwerkraft. Für ein Gestein von der Suszeptibilität  $K$  erhält man als Maximum die Wirkung eines sehr gestreckten, in die Luft hineinragenden Rotationsellipsoids auf eine Station auf seiner Spitze, als Minimum die Wirkung eines ebenso gestalteten Hohlraums, der bis zur Erdoberfläche reicht und über dem sich die Station befindet. Die Beträge sind  $\Delta Z = \pm 4\pi KZ$ . Die natürlichen Geländeformen sind anders gestaltet und erreichen diese Wirkung nicht. Für  $K < 0,01$  ist die Geländewirkung proportional  $K$ , bei größerem  $K$  wächst sie langsamer. Für verschiedene Geländeformen wird die topographische Wirkung durch Messungen experimentell bestimmt. Hierbei zeigt sich: 1. Die Wirkung von Gipfeln und Schluchten bleibt innerhalb bestimmter positiver und negativer Schranken, z. B.  $\pm 60 \gamma$  für den Injektionsgneis von Bellinzona. 2. Die Grenzen für Steinbrüche in demselben Gestein sind  $-40$  bis  $-50 \gamma$ . 3. Bei sehr kleinem  $K$  tritt keine Wirkung auf. 4. Es kommt im wesentlichen auf die Neigung der Felswände an, die absolute Größe der Geländeunebenheiten ist ohne Bedeutung. Ob eine Abhängigkeit von der Orientierung der Felswand zum magnetischen Meridian vorliegt, ließ sich nicht eindeutig feststellen. *K. Jung.*

**P. Aksenov.** L'anomalie gravimétrique dans le domaine de Belgorod de l'anomalie magnétique de Kursk. *Bull. de l'acad. des Sciences de l'URSS* (7), Classe Phys.-Math. Leningrad 1928, S. 65—88 (russisch). Diese nur in russischer Sprache geschriebene Veröffentlichung enthält Angaben über die Organisation und Ausführung der Drehwaagemessungen, über die Konstanten des Instruments, die Lage der Stationspunkte, die gemessenen Gradienten und Krümmungsgrößen, Korrekturen und endgültigen Ergebnisse. Ausführliche Karten, Tabellen und Figuren ermöglichen die Verwendung der Resultate auch ohne Kenntnis der russischen Sprache. *K. Jung.*

**S. Oppenheim.** Über die Perioden der Sonnenflecken. *Gerlands Beitr.* 20, 379—387, 1928, Nr. 3/4. *Scheel.*

**W. H. Mc Crea.** A Note on the Hydrogen Chromosphere. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 24, 506—515, 1928, Nr. 4. Verf. gibt eine Untersuchung der Gleichgewichtsbedingungen in der Sonnenchromosphäre für Wasserstoff analog der Milneschen für Calcium, sie ist nur zutreffend für die Beobachtung des flash-Spektrums. Im ersten Teil wird eine Tabelle für den  $A$ -Koeffizienten der Einsteinschen Gleichung bei  $l = 2$  bis 5 und  $l' = 1$  bis 4 berechnet. Im zweiten Teil werden die Verhältnisse der Atomzahlen verschiedener Zustände berechnet und mit den Zahlen der Boltzmannschen Verteilung verglichen. Das Ergebnis ist bei Boltzmannscher Verteilung  $l$  für  $n_2/n_1 = 0,5$ ,  $n_3/n_1 = 0,389$ ,  $n_4/n_1 = 0,341$ ,  $n_5/n_1 = 0,312$ . Verf. schließt daraus, daß für  $n \rightarrow \infty$  der Bruch einem endlichen Grenzwert zustrebt. Er gelangt zu dem Schluß, daß das Problem nicht das ist, daß diese Wasserstoffschicht nur durch das Licht der Balmererie beleuchtet ist. Er bezweifelt jedoch, ob Intensitätsbeobachtungen die Gleichgewichtsfrage klären können. Im dritten Teil werden kurz die Ableitungen der Schätzungen gegeben. *Sättel.*

## Geophysikalische Berichte.

**Sven Hedin.** Auf großer Fahrt. Meine Expedition mit Schweden, Deutschen und Chinesen durch die Wüste Gobi 1927—1928. 2. Aufl. Mit 110 Abbildungen und einer Routenkarte. XII u. 347 S. Leipzig, F. A. Brockhaus, 1929. *Scheel.*

**Thadé Banachiewicz.** Sur l'ellipticité de l'équateur terrestre. C. R. 188, 46—47, 1929, Nr. 1. Als Antwort auf Einwände M. Bossolascos gegen die Helmertsche Berechnung der Hauptachsen der Äquatorellipse aus dem Längenglied der Schwereformeln wird in kurzer Rechnung gezeigt, daß tatsächlich die größere Schwerkraft mit der größeren Äquatorhalbachse zusammenfällt und nicht umgekehrt, also die Helmertsche Berechnungsweise zu richtigen Resultaten führt. Ausgehend von dem Hauptglied und dem Längenglied (das Breitenglied kann fortgelassen werden) einer bekannten Formel für das Schwerepotential:

$$U = \frac{fM}{r} \left( 1 + \frac{K}{r^2} \right), \quad K = 3 \frac{C - B}{4M} \cos^2 \varphi \cos 2\lambda$$

( $U$  = Schwerepotential,  $C$  und  $B$  = größtes und mittleres Hauptträgheitsmoment der Erde,  $f$  = Gravitationskonstante,  $M$  = Masse der Erde,  $r$  = Entfernung vom Erdmittelpunkt) ergibt sich einerseits:

$$r = r_0 \left( 1 + \frac{K}{r_0^2} \right) \quad \dots$$

( $r_0$  = Erdradius für  $K = 0$ , d. h.  $\lambda = \pm 45^\circ, \pm 135^\circ$ ), und andererseits:

$$g = \frac{fM}{r_0^2} \left( 1 + \frac{K}{r_0^2} \right).$$

Es ändert sich also längs eines Breitengrades  $g$  genau wie  $r$ .

*K. Jung.*

**Mario Bossolasco.** Sur l'ellipticité de l'équateur terrestre. C. R. 188, 238—240, 1929, Nr. 3. Verf. hatte behauptet (C. R. 187, 814, 1928), daß die aus Schweremessungen abgeleitete Äquatorellipse nicht in Richtung des Meridians von Greenwich verlängert ist, sondern daß die kleine Achse der Äquatorellipse etwa in dieser Meridianebene liegt. Diese Behauptung, deren Richtigkeit von Banachiewicz (vgl. vorst. Ref.) bezweifelt worden ist, soll durch Mitteilung der Art der Potentialentwicklung bewiesen werden. Die Ableitung ist indessen nicht vollständig genug, um die Richtigkeit erkennen zu können. *Schmehl.*

**Thadé Banachiewicz.** Sur l'ellipticité de l'équateur terrestre. C. R. 188, 492—493, 1929, Nr. 7. Antwort auf weitere Einwände M. Bossolascos gegen die Helmertsche Berechnungsweise der Hauptachsen der Äquatorellipse. Es wird darauf hingewiesen, daß die von M. Bossolasco angewandte Reihenentwicklung zu langsam konvergiert, als daß man aus den ersten Gliedern Schlüsse ziehen kann. Weiterhin wird auf einem von der Reihenentwicklung unabhängigen Weg gezeigt, daß die Helmertschen Resultate mit den Beobachtungen in Übereinstimmung sind. *K. Jung.*

**Walter D. Lambert.** Geodetic constants. Journ. Washington Acad. 18, 571—576, 1928, Nr. 21. Aus der Gravitationskonstante  $k$ , der Äquatorachse  $a$  der Erde, der Schwere  $g_0$  am Äquator, der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  und der Abplattung  $\alpha$  der Erde ergibt sich deren mittlere Dichte  $\rho$  aus

$$k \rho = \frac{3}{4\pi a} \left( g_0 + \frac{3}{2} \omega^2 a + \frac{3}{7} \omega^2 a \alpha \right)$$

zu 5,522, falls  $k = 6,664 \cdot 10^{-8}$  CGS, und für die übrigen Konstanten die international angenommenen Werte eingesetzt werden:  $a = 6378,388$  km,  $\alpha = 1 : 297,0$ . Ferner ist nach letzteren Werten  $c$  (kleine Achse) = 6356,912 km, Meridianquadrant = 10002,288 km. Methoden der Bestimmung dieser Werte sowie von  $g_0$  sowie Fehlerquellen werden erörtert. Für  $g_0$  ergeben sich 978,052 cm/sec<sup>2</sup>. Auf die Abweichung des Äquators von einem Kreise wird zum Schluß eingegangen. Der Verf. hält es für erwiesen, daß er eine Ellipse ist, deren große Achse etwa in den Meridian von Greenwich fällt und etwa 500 m größer ist als die kleine. Die Abweichung könnte möglicherweise bei der Loslösung des Mondes von der Erde entstanden sein. *Gutenberg.*

**Karl Jung.** Ergebnisse von Drehwaagemessungen in Schleswig-Holstein. ZS. f. Geophys. 4, 395–400, 1928, Nr. 7/8. Im Anschluß an die magnetischen Messungen von Dr. Reich wurde ein Gradientenzug mit der Eötvösschen Drehwaage zwischen Husum und Flensburg vermessen. Die aus den Gradienten berechneten Schweredifferenzen verlaufen im wesentlichen der Anomalie der magnetischen Vertikalintensität parallel. Überschlagsrechnungen lassen als Ursache der Gradienten hochgekommene ältere Gesteine vermuten, bei deren Aufspaltung der magnetisch wirksame Gesteinskern als Widerlager gedient hat. 5 km östlich von Schobüll ist vielleicht hochgepreßtes Devon, der Ursprung der bei Schobüll festgestellten Devonscholle, erfaßt. *K. Jung.*

**Pierre Lejay.** Die genaue Bestimmung der Schwingungsdauer eines Pendels. D. Uhrmacher-Ztg. 52, 899–901, 981–982, 1928, Nr. 48 u. 52. Es wird ein Verfahren beschrieben, die Pendelschwingungen zu registrieren ohne störenden Kontakt am Pendel. Die Antennen eines Senders und eines aperiodischen Empfängers werden bei jedem Schwingungsdurchgang kapazitiv gekoppelt. Im Empfänger entsteht ein Stromstoß, der durch einen geeigneten Verstärker auf einen Oszillographen übertragen werden kann. Die Schwingungsdauer des Pendels ist auf  $10^{-4}$  Sekunden genau zu bestimmen. Anschließend wird ein Verfahren für einen genauen Vergleich zweier Pendeluhren durch Koinzidenz beschrieben. Die beiden Pendel wirken wie oben parallel auf zwei Empfänger, deren Endverstärkungen auf die Gitter einer Doppelgitterröhre wirken. Bei Koinzidenz fließt durch die Doppelgitterröhre ein maximaler Strom, da beide Gitter gleichzeitig positiv aufgeladen sind. Diese Koinzidenzmethode wird auf Schweremessungen angewandt. Die Rückwirkung des radioelektrischen Systems auf das Pendel wurde eingehend untersucht. Der hierdurch entstehende Fehler beträgt beim Sekundenpendel  $1 \cdot 10^{-6}$  Sekunden. *Kühlewein.*

**F. Hopfner.** Isostasie und Hauptträgheitsachsen. Gerlands Beitr. 21, 103–111, 1929, Nr. 1. Mit Hilfe des Poinsoischen Trägheitsellipsoids werden die Verlagerungen der Hauptträgheitsachsen der Erde durch die isostatischen Reduktionen der Schweremessungen näher untersucht. Die Erde wird dreiaxsig mit den Hauptträgheitsmomenten  $A < B < C$  vorausgesetzt. Wie sich zeigt, hat das Hinzufügen oder Verlagern einer kleinen Masse auf die Lage der Hauptträgheitsachsen wenig Einfluß, wenn sich  $A, B, C$  merklich, d. h. um Größen nullter Ordnung, voneinander unterscheiden. Wenn jedoch, wie es in Wirklichkeit der Fall ist,  $C - A$  und  $C - B$  Größen nullter Ordnung sind,  $B - A$  aber eine kleine Größe erster Ordnung ist, so macht das Hinzufügen oder Verlagern einer kleinen Masse auf die Achse des Hauptträgheitsmoments  $C$  wenig aus, die Achsen von  $A$  und  $B$  jedoch können um große Winkel gedreht werden, wie es besonders

im Falle  $B - A \approx 0$  anschaulich klar ist. Hieraus ist zu folgern, daß die aus isostatisch reduzierten Schweremessungen berechnete Lage der Hauptträgheitsachsen von  $A$  und  $B$  wesentlich von der angewandten Reduktion mitbestimmt sein kann. Isostatisch reduzierte Schweremessungen sind demnach keine zuverlässigen Grundlagen für Untersuchungen über das dreiaxige Erdellipsoid.  
*K. Jung.*

**Friedrich Rinne.** Petrographisch-geologische Anschauungen über den Mobilitätsgrad und die Dislokationen der Materialien des Erdbaus. Forschungen u. Fortschritte 4, 321—322, 1928, Nr. 31.

**J. Geszti.** Zusammenschub der Erdrinde. Gerlands Beitr. 21, 36—78, 1929, Nr. 1. *Scheel.*

**E. Kraus, R. Meyer und A. Wegener.** Untersuchungen über den Krater von Sall auf Ösel. Gerlands Beitr. 20, 312—378, 1928, Nr. 3/4. Die Autoren haben in gemeinsamer Arbeit zahlreiche Krater auf der Insel Ösel untersucht, von denen der größte aus einem 4 bis 6 m über die Ebene emporragenden Ringwall von 100 m Durchmesser besteht, der eine Einsenkung von 14 bis 16 m Tiefe umschließt. Das Merkwürdige an diesem Krater ist, daß die obersilurischen Dolomitschichten, die sonst überall auf der Insel nahezu horizontal verlaufen, an seinem nach innen steil abfallenden Ringwall eine Aufrichtung von 30 bis 50° erfahren haben. Diese morphologische Eigentümlichkeit hat die verschiedensten Deutungen erfahren. In dem vorliegenden Bericht über ihre sehr ausführlichen Untersuchungen nehmen die Verf. zunächst eine kritische Sichtung des in der Literatur verstreuten Tatsachenmaterials vor. Eigene Messungen erstrecken sich auf folgende Punkte: 1. Der große Krater und seine Umgebung wurden vermessen und ausnivelliert. Die auf Grund dieser Vermessung berechneten Volumina des über die Ebene emporragenden Ringwalles einerseits und der Kraterhöhlung andererseits führen zu dem Ergebnis, daß der Krater nicht nur ausreicht, die Tiefe in seiner Mitte auszufüllen, sondern daß noch ein Überschuß von etwa 20 % seines Rauminhalts übrigbleibt. 2. Die geologische Struktur der Gegend von Sall im besonderen und die noch unvollkommen erforschte Geologie von Ösel im allgemeinen wurden an Hand mehrerer Bohrungen studiert. Die Aufeinanderfolge und die Formationszugehörigkeit der Schichten werden diskutiert. Insbesondere erlauben die Untersuchungen, einen schematischen Vertikalschnitt durch den großen Krater zu zeichnen. Über die wahrscheinliche Ursache der Kraterbildung sind die Verf. geteilter Meinung. Kraus hält die Aufwölbung ehemals salzreicher Gesteine unter dem Hauptkrater für wahrscheinlich. Die unter starkem Druck befindliche, spezifisch leichte Masse hat nach seiner Ansicht hier die Möglichkeit gefunden, durch Aufsteigen dem Druck auszuweichen. Sie hat dabei die Silur-Dolomitschichten aufgewölbt und zersprengt. Der Salzdom wurde später durch das eindringende Sickerwasser aufgelöst und weggeführt. In den entstehenden Hohlraum versackten die hangenden Gesteinsmassen. Meyer und Wegener entscheiden sich für eine Meteoritenhypothese. Sie vergleichen die tektonische Bauform des Sallkraters mit der des Arizonakraters, der nachweislich durch Meteoriteneinsturz entstanden ist, und finden gute Übereinstimmung. Die beim Meteoritenfall in Sibirien 1908 entstandenen Krater entsprechen in vielen Punkten den Nebekratern von Sall. Der Unauffindbarkeit von Meteoriten in der Gegend von Sall wird einstweilen keine Bedeutung beigelegt, da sich diese zwischen den zahlreichen Findlingen verstecken oder auch bereits verwittert sein können.  
*R. Köhler.*

**E. Kraus und R. Meyer.** Nachtrag zu „Untersuchungen über den Krater von Sall auf Ösel“. Gerlands Beitr. **20.** 428—429, 1928, Nr. 3/4. In einem Nachtrag zu ihrer früheren Arbeit (vgl. vorst. Ref.) nehmen die Verff. Stellung zu dem Bericht über die geologischen Untersuchungen am Krater von Sall, der von I. Reinwaldt und A. Luha veröffentlicht worden ist. Eine endgültige Entscheidung für die Salzauftriebs- oder die Meteoritenhypothese ist auch jetzt noch nicht möglich.  
R. Köhler.

**H. Stöltig.** Zu Wegeners Kontinentalverschiebungstheorie. Gerlands Beitr. **21,** 112—115, 1929, Nr. 1. Enthält Betrachtungen über den Mechanismus der Wegenerschen Kontinentalverschiebung, wobei nicht, wie sonst üblich, dem sichtbaren Sial, sondern dem schwereren Sima die treibende Rolle zugewiesen wird.  
K. Jung.

**H. Nakano.** Rayleigh waves in cylindrical coordinates. Geophys. Mag. **1,** 255—303, 1928, Nr. 6. Diese rein mathematische Veröffentlichung bringt Untersuchungen über Oberflächenwellen im isotropen Halbraum unter Verwendung von Zylinderkoordinaten. Als Gleichung für die Komponenten der Bewegung  $\mathcal{F}$  des Bodenteilchens ergibt sich nach längerer Rechnung aus den bekannten Differentialgleichungen der Bewegung im isotropen Medium ( $Z$  positiv abwärts,  $\omega$  in der Horizontalebene radial auswärts,  $\varphi$  Azimut in der Horizontalebene):

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_\omega &= A \frac{\varkappa}{2} \{ (2\varkappa^2 - k^2) e^{-\alpha_1 Z} - 2\alpha_1 \beta_1 e^{-\beta_1 Z} \} \{ H_{2,n-1}(\varkappa\omega) \\ &\quad - H_{2,n+1}(\varkappa\omega) \} \cos n\varphi \cdot e^{i p t}, \\ \mathcal{F}_\varphi &= -A n \varkappa \{ (2\varkappa^2 - k^2) e^{-\alpha_1 Z} - 2\alpha_1 \beta_1 e^{-\beta_1 Z} \} \frac{1}{\varkappa\omega} H_{2,n}(\varkappa\omega) \sin n\varphi \cdot e^{i p t}, \\ \mathcal{F}_Z &= -A \alpha_1 \{ (2\varkappa^2 - k^2) e^{-\alpha_1 Z} - 2\varkappa^2 e^{-\beta_1 Z} \} H_{2,n}(\varkappa\omega) \cos n\varphi \cdot e^{i p t}.\end{aligned}$$

Hierbei sind  $A$ ,  $n$ ,  $p$  Konstanten,  $\varkappa$  hängt mit der Geschwindigkeit  $V$  der gewöhnlichen Rayleighwelle folgendermaßen zusammen:  $\varkappa = p/V$ , ebenso  $h$  und  $k$  mit den Geschwindigkeiten der longitudinalen und transversalen Bewegung, ferner ist  $\alpha_1 = \sqrt{\varkappa^2 - h^2}$ ,  $\beta_1 = \sqrt{\varkappa^2 - k^2}$ ,  $H_{2,n}$  ist die Hankelsche Funktion zweiter Art und  $n$ -ter Ordnung. Im Herde der  $Z$ -Achse sind die Amplituden unendlich groß. Allgemein nimmt die Bewegung mit wachsender Tiefe nach einer  $e$ -Funktion ab. In ihrer Abhängigkeit vom Azimut hat sie die Symmetrie eines regulären  $n$ -strahligen Sternes. Die Abhängigkeit vom Radius ist durch den Verlauf der Hankelschen Funktionen bestimmt. Die weitere, sehr eingehende Diskussion ergibt folgendes: Die Bewegung der gewöhnlichen Rayleighwelle tritt erst in größerer Entfernung vom Herde auf. In der Nähe ist die Bewegung auch im allgemeinen elliptisch, die Bahnebene geht auch durch die Ruhelage des Teilchens und enthält den horizontalen Radiusvektor durch die Ruhelage. Sie ist jedoch geneigt, die Neigung hängt ab von Azimut und Entfernung. Die große Achse der Bahnellipse ist im allgemeinen nicht senkrecht auf dem horizontalen Radiusvektor, der Winkel, den sie mit diesem bildet, hängt von Azimut und Entfernung ab. Mit wachsender Herdentfernung wird die Lage der Bahnebene immer mehr senkrecht, der Winkel zwischen großer Achse der Bahnellipse und horizontalem Radiusvektor immer mehr ein rechter. In bestimmten Azimuten ( $\cos n\varphi = 0$ ) ist die Bewegung in eine horizontale transversale ausgeartet, in anderen ausgezeichneten Azimuten ( $\sin n\varphi = 0$ ) ist die Bahnebene stets vertikal. Bei Annäherung an den Herd überwiegt immer mehr die horizontale Komponente. Bei Betrachtung der sehr komplizierten Fortpflanzung ist zwischen Phase und Energie zu unterscheiden. Eine einheitliche Phase kann nicht definiert werden,

man muß die Komponenten einzeln betrachten. Die Phasengeschwindigkeiten der horizontal-transversalen und der vertikal-transversalen Komponente sind einander gleich, aber verschieden von der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Phase der radialen Komponente. Beide Geschwindigkeiten nähern sich mit zunehmender Herdentfernung der Geschwindigkeit der gewöhnlichen Rayleighwelle, im allgemeinen sind sie größer. Sie sind unabhängig vom Azimut, die Phasen werden in radialer Richtung fortgepflanzt, im allgemeinen nach außen. Ganz in der Nähe des Herdes kommt bei der radialen Komponente für  $n > 0$  auch Fortpflanzung nach innen vor. Die Fortpflanzung der Energie ist nicht einfach radial gerichtet. Eine Figur läßt dies anschaulich erkennen. Unmittelbar am Herde bevorzugt die Energie die Azimute der nur-horizontalen Bewegung, um sie später zu verlassen. Der größte Teil der Energie breitet sich in großer Herdentfernung gleichmäßig radial nach außen aus, ein kleiner Teil jedoch kehrt längs den Azimuten der senkrechten Bahnebene zum Herde zurück. In großer Entfernung nähert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Energie der Geschwindigkeit der gewöhnlichen Rayleighwelle, allein in den Azimuten der nur-horizontalen Bewegung bleibt sie schließlich kleiner. *K. Jung.*

**Whipple.** The action of wind on seismographs. *ZS. f. Geophys.* 4, 417—419, 1928, Nr. 7/8. Der von Gutenberg vertretenen Ansicht, starke Unruhe der Seismographen beim Vorüberziehen eines Sturmes sei auf den direkten Einfluß von Luftströmungen auf die Instrumente zurückzuführen, stehen Beobachtungen des Verf. an den Galitzinpendeln des Kew-Observatoriums entgegen. Hermetischer Verschuß der Pendel durch eine Haube beseitigt die Störungen nicht, während andererseits die durch einen Ventilator erzeugten starken Luftströmungen wirkungslos bleiben. Verf. nimmt an, daß der Sturm die obersten Erdschichten bewegt, die ihrerseits den Pfeiler anstoßen, auf denen die Pendel stehen. *R. Köhler.*

**Y. Kodaira.** On the Effect of the Pendulumic Motion of the Driving Weight on the Speed of the Recording Drum of a Seismograph. *Geophys. Mag.* 1, 9—13, 1926, Nr. 1. Die Registrierwerke der meisten Seismographen werden durch ein Gewicht in Gang gehalten. Dieses Gewicht gerät bei starken Beben in Schwingungen und kann so den Gang des Registrierwerkes störend beeinflussen. Bei den üblichen Registriergeschwindigkeiten bleiben die hierdurch verursachten Fehler unter der Beobachtungsfehlergrenze, werden jedoch bei genauen Messungen merkbar, wenn die Registriergeschwindigkeit auf 20 bis 30 cm/Min. gesteigert wird. *K. Jung.*

**T. Isikawa.** Eine neue Methode, die Epizentren mittels der Proportion auf die Dauer der Vorläufer zu erfinden. *Geophys. Mag.* 1, 157—160, 1928, Nr. 4. Die leider in sehr schlechtem Deutsch geschriebene Veröffentlichung erläutert eine einfache Methode der Herdbestimmung aus der an mehreren Stationen registrierten Zeitdifferenz  $t$  zwischen dem  $P$ - und dem  $S$ -Einsatz. Diese Zeitdifferenz ist bei Nahbeben dem Abstand der Station vom Herde proportional, bei Beben mit oberflächennahem Herde dem Abstand der Station vom Epizentrum. Hat man das Beben auf zwei Stationen registriert und sind die Zeitdifferenzen der  $P$ - und  $S$ -Einsätze  $t_1$  und  $t_2$ , so liegt bei oberflächennahen Beben das Epizentrum auf dem Kreise, der die Verbindungsgerade der beiden Stationen zum Durchmesser hat und sie innerlich und äußerlich im Verhältnis  $t_1 : t_2$  teilt. Aus Registrierungen mehrerer Stationen erhält man mehrere solcher Kreise, die das Epizentrum festlegen. Bei Beben mit tieferem Herde

treten an Stelle der Kreise Halbkugelflächen, die ihren Mittelpunkt in der Erdoberfläche haben und die Erdoberfläche in Kreisen schneiden, die auf die oben angegebene Weise gefunden werden. An fünf Beben aus den Jahren 1924 und 1927 wird die Methode durchgeführt. Eine aus sprachlichen Gründen leichter verständliche Darstellung derselben Methode findet sich in der im gleichen Hefte erschienenen Arbeit von K. Wadati (vgl. folgendes Ref.).

K. Jung.

**K. Wadati.** Shallow and deep earthquakes. Geophys. Mag. 1, 161—202, 1928, Nr. 4. Bisher sind aus Erdbebenregistrierungen nur Herdtiefen von 30 bis 60 km berechnet worden, einige in Japan beobachtete Beben jedoch zeigen Unregelmäßigkeiten in der Verteilung des Schüttergebiets und andere Unstimmigkeiten, die sich nur unter Annahme erheblich größerer Herdtiefe (300 bis 400 km) erklären lassen. Dazwischen liegende Herdtiefen sind nicht gefunden worden. Die vom Verf. angewandten Methoden verwenden nicht die Laufzeitkurve der *P*- und *S*-Wellen, sondern ausschließlich die Zeitdifferenz  $t_2 - t_1$  der *S*- und *P*-Einsätze. Im ersten Abschnitt wird eine graphische Methode zur Bestimmung von Epizentrum und Herdtiefe oberflächennaher Beben abgeleitet. Seien  $t_2 - t_1$  und  $t'_2 - t'_1$  die Differenzen der *S*- und *P*-Einsätze an zwei verschiedenen Stationen,  $X$  und  $X'$  die Abstände dieser Stationen vom Hypozentrum, so leitet man leicht die Proportion ab:  $X/X' = t_2 - t_1 / t'_2 - t'_1$ , und das Hypozentrum liegt auf der durch diese Gleichung bestimmten Halbkugel. Drei solcher geometrischer Örter, durch Beobachtung der Zeiten  $t_2 - t_1$  auf mehreren Stationen zu erhalten, bestimmen das Hypozentrum eindeutig. Eine einfache graphische Konstruktion erlaubt, Epizentrum und Herdtiefe aufzuzeichnen. Als Beispiel wird die Methode auf das Beben vom 7. Juli 1925 angewendet. Eine Liste der Beben vom Januar bis Juli 1925 zeigt, daß die Herdtiefe zwischen 26 und 46 km schwankt, ihr Mittel ist 32,5 km. Einige Beben zeigen ein abweichendes Verhalten. Das Schüttergebiet ist unregelmäßig verteilt, der Stärkegrad der gefühlten Erschütterung ist verhältnismäßig gering. Die *P*- und *S*-Einsätze sind in den Seismogrammen scharf ausgeprägt, die nach der Formel von Omori bestimmten Epizentren liegen ziemlich weit von der Küste entfernt im Pazifik, bisweilen auch in der Japanischen See. Die Differenz  $t_2 - t_1$  jedoch läßt sich bei herdentfernteren Stationen mit den berechneten Epizentren nicht in Übereinstimmung bringen. Dieser Widerspruch löst sich unter Annahme sehr viel größerer Herdtiefen. Die Neubestimmung der Epizentren geschieht durch Ziehen der Linien gleicher Differenz der *P*- und *S*-Einsätze. Wie die als Beispiele angegebenen Beben vom 15. Juni 1927 und vom 27. Juli 1926 zeigen, bilden diese Linien konzentrische Kreise und bestimmen das Epizentrum recht scharf. Der kleinste, im Epizentrum gemessene Betrag  $t_2 - t_1$  beträgt mehr als 30 Sekunden. Hieraus berechnet sich unter Annahme plausibler Laufgeschwindigkeiten eine Herdtiefe von der Größenordnung von 300 bis 400 km. Wie zu erwarten, liegen bei diesen tiefen Beben die Linien gleicher *P*-Einsätze weiter auseinander als bei oberflächennahen Beben. Die genauere Bestimmung der Herdtiefe bei den tiefen Beben geschieht mittels der „*P* — *S*-Welle“. Trägt man die Zeitdifferenzen  $t_2 - t_1$  abhängig von der Herdentfernung auf, so kann man diese Kurve als Laufzeitkurve einer gedachten Welle deuten. Nimmt man an, daß das Poissonsche Verhältnis überall den gleichen Wert hat, so durchlaufen die *P*- und die *S*-Welle im Erdinnern denselben Weg, und die  $t_2 - t_1$ -Kurve entspricht einer Welle, die gleichfalls diesen Weg durchläuft. Sie wird als „*P* — *S*-Welle“ bezeichnet. Im folgenden werden Methoden zur Bestimmung der Herdtiefe und der Geschwindigkeiten der *P* — *S*-Welle in verschiedenen Tiefen unter Benutzung der  $t_2 - t_1$ -Kurve abgeleitet. Die Herdtiefe der *P* — *S*-Welle stimmt nach obigem



mit der des Bebens überein. Das Beben vom 27. Juli 1926 wird als Beispiel für diese Methoden genauer betrachtet. Es ergibt sich eine Herdtiefe von etwa 340 km. Betrachtungen über die Energiedichte an der Erdoberfläche bei oberflächennahen und tiefen Beben folgen. Die Seismogramme zeigen als Besonderheiten scharfe *P*- und *S*-Einsätze, Oberflächenwellen scheinen zu fehlen. Beim Typ A sind die *P*-Einsätze groß, beim Typ B sind sie klein, in allen Fällen hat der *S*-Einsatz große Amplituden. Typ A ist nur bei tiefen Beben gefunden worden, Typ B wurde bei einigen tiefen Beben nur in östlich von der Zone der Epizentren liegenden Stationen registriert, während bei denselben Beben Typ A auf westlichen Stationen aufgezeichnet wurde. Die Zone der Epizentren ist ein Streifen, der die Insel Nippon in ihrer Mitte an der engsten Stelle in nordwestlicher—südöstlicher Richtung kreuzt. Sie fällt mit dem Gebiet der stärksten zerstörenden Beben zusammen. Letztere sind oberflächennahe Beben, und ob sich ein zeitlicher Zusammenhang zwischen ihnen und den tiefen Beben finden läßt, ist noch nicht sicher. Rohe Berechnungen der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der *P*- und *S*-Wellen in den Schichten oberhalb 400 km stimmen mit den von Zöppritz und Geiger aus Fernbeben erhaltenen Werten einigermaßen überein. *K. Jung.*

**Otto Myrbach.** Die bebenauslösende Wirkung der Sonnenflecken, gezeigt an der sogenannten elfjährigen Periode. *ZS. f. Geophys.* 4, 413—416, 1928, Nr. 7/8. Die bebenauslösende Wirkung der Sonnenflecken ist so zu denken, daß die in der Erdrinde angesammelten Spannungen bereits ausgelöst werden, bevor sie einen gewissen Schwellenwert erreicht haben, bei dessen Überschreitung normalerweise ein Beben erfolgt. Starke Fleckentätigkeit der Sonne müßte also Zunahme der Bebenhäufigkeit auf Kosten der Bebenintensität zur Folge haben. Diese Folgerungen werden vom Verf. an dem seismometrischen Beobachtungsmaterial der Wiener Warte geprüft. Die Bestätigung ist gut. *R. Köhler.*

**K. Wadati.** Preliminary report on the pulsatory oscillations in Tokyo. *Geophys. Mag.* 1, 35—44, 1926, Nr. 2. Die regelmäßigen Bodenbewegungen von Schwebungscharakter auf den Galitzinseismogrammen der Station Honmaru, Tokio, werden in der Zeit vom 1. Dezember 1925 bis zum 21. Januar 1926 genauer untersucht. Diese Bewegungen haben in Tokio Amplituden bis zu  $24 \mu$ , die beiden häufigsten Perioden sind 3,8 und 7,5 Sekunden. Erstere wird als Oberschwingung der größeren Periode angesehen, sie werden als Eigenschwingungen einer Oberflächenschicht von 1,5 km Dicke gedeutet. Zusammenhänge der Amplitude mit Windgeschwindigkeit und Änderung des Barometerstandes und Abhängigkeiten der Periode mit dem Barometerstand sind zu erkennen. Im Anhang werden die häufigsten Perioden von Fernbeben ( $\Delta > 1000$  km) betrachtet. Die meisten dieser Perioden können als Eigenperioden der Mohorovičićschicht gedeutet werden. *K. Jung.*

**K. Wadati.** On the Mohorovičić wave observed in Japan. *Geophys. Mag.* 1, 89—96, 1927, Nr. 3. Bei dem Tazimabeben vom 23. Mai 1925 wurden an mehreren herdnahen Stationen (bis etwa 120 km) starke erste Einsätze mit auf das Zentrum gerichteter Bewegung aufgezeichnet, in herdferneren Stationen schwache erste Einsätze mit umgekehrter Bewegungsrichtung und sehr bald darauf ein starker Einsatz von der Art des ersten der herdnahen Stationen. Die Betrachtung dieser Einsätze, besonders auch ihrer Laufzeitkurve, läßt erkennen, daß mit großer Deutlichkeit die direkte  $\bar{P}$ -Welle und die zum Teil in der tiefer-

liegenden Mohorovičićschicht mit größerer Geschwindigkeit gelaufene *P*-Welle registriert wurden. Die Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen in der oberen Schicht ist 5,56 km/sec, in der tiefen Schicht 7,50 km/sec, von etwa 120 km Herdentfernung an kommt der Einsatz der durch die tiefere Schicht gelaufenen Welle vor dem der direkten. Die Herdtiefe wird berechnet, sie ist etwa 33 km, die Tiefe der Mohorovičićschicht ist etwa 42 km. *K. Jung.*

**S. I. Kunitomi.** Note on the destructive Earthquake of Middle Etigo occurred on Oct. 27, 1927. *Geophys. Mag.* 1, 238—254, 1928, Nr. 5. Die Zone der zerstörenden Wirkung ist klein, das Epizentrum also makroseismisch gut bekannt. Nach geographischen Einführungen wird eine Bestimmung des Epizentrums aus Linien gleichzeitigen *P*-Einsatzes und aus Linien gleicher Zeitdifferenz zwischen dem *P*- und dem *S*-Einsatz vorgenommen. Beide Methoden geben das bekannte Epizentrum als Mittelpunkt einer Schar konzentrischer Kreise. Die *P*- und die  $\bar{P}$ -Welle sind an mehreren Stationen aufgezeichnet. Die Herdtiefe wird zu etwa 8 km, die Tiefe der Mohorovičićschicht zu etwa 39 km berechnet. Die Richtungen der Bodenbewegung beim *P*- und  $\bar{P}$ -Einsatz werden in eine Karte eingetragen, und es lassen sich hieraus Schlüsse auf die Vorgänge im Herde des Bebens ziehen. *K. Jung.*

**E. Tams.** Die Seismizität der Ozeane und Kontinente. *ZS. f. Geophys.* 4, 321—348, 1928, Nr. 7/8. Diese sehr sorgfältig ausgeführte Untersuchung bringt eine Übersicht über die Lage der Epizentren von 67 seit 1913 registrierten Beben. Die Übersicht betrifft nur solche Beben, deren Epizentren in Gebiete fallen, die in seismischer Hinsicht bisher nur ungenügend bekannt waren, und so führt die vorliegende Arbeit einen Schritt weiter zur genaueren Kenntnis der Seismizität der ganzen Erde. Nur solche Beben wurden berücksichtigt, deren Epizentren nach Länge und Breite mit einer Genauigkeit von 1 bis 2 Äquatorgrad bestimmt werden konnten, so daß die Ergebnisse als sicher anzusehen sind. Gesondert betrachtet werden die hohen nördlichen Breiten, die hohen südlichen Breiten, der Pazifik unter Ausschluß seiner in ihrer Seismizität genügend bekannten Randgebiete, der Indik. Zwei Karten geben die Lage der Epizentren im südöstlichen Pazifik unter Ausschluß der Zone der südamerikanischen Tiefseerinnen und des Indik unter Ausschluß der Zone der Sundarinne an. Wie eine zusammenfassende Betrachtung alles über die Seismizität Bekannten erkennen läßt, sind die zentral gelegenen, über 4000 und 5000 m tiefen Teile des Pazifiks, mit Ausnahme des Bezirks um den Hawai-Archipel, so gut wie erdbebenfrei, die Seismizität beschränkt sich auf die Randgebiete, aber durchaus nicht nur auf Tiefseerinnen; im Atlantischen Ozean ist als seismisch bewegteres Gebiet die atlantische Schwelle zu nennen; der Indik nimmt eine Mittelstellung ein. Aneinandergrenzende kontinentale und ozeanische Gebiete weisen überall ein seismisch übereinstimmendes Bild auf, ein tiefgehender Unterschied zwischen Kontinenten und Ozeanen besteht nicht, eine weitere Stütze für die Anschauung, daß eine weitgehende Sialbedeckung auch unter den Ozeanen vorhanden ist. Die starke Seismizität der Tiefseerinnen läßt schließen, daß bei ihrer Bildung vertikale Bewegungen wesentlich mitbeteiligt sind; in Ozeanbecken jedoch dürften in jüngerer geologischer Zeit nur noch epirogene Vorgänge wirksam sein. Zur Stütze dieser Anschauung werden noch die Schwerkraftsverhältnisse in Tiefseerinnen und Ozeanbecken herangezogen. Ein ausführliches Literaturverzeichnis und ein Verzeichnis der 67 seit 1913 aufgetretenen und besonders betrachteten Beben bilden den Schluß. *K. Jung.*

**Henrik Renquist.** Über kartographische Darstellung der Seismizität. ZS. f. Geophys. 4, 348—352, 1928, Nr. 7/8. Nach einer Übersicht über die bisher angewandten Methoden zur Darstellung der Seismizität wird vorgeschlagen, als Maß der Seismizität die Anzahl der in 100 Jahren an einem Orte verspürten Beben anzunehmen. Diese kann dann kartographisch durch Isolinien dargestellt werden. Bei dieser Methode werden die Intensitäten indirekt berücksichtigt, da starke Beben sich im allgemeinen durch die große Zahl ihrer Nachläufer auszeichnen. Als Beispiel werden Karten der Seismizität von Finnland entworfen.

*K. Jung.*

**E. Gherzi.** Note sur des microséismes solitaires (ondes „Z“) de longue période et sur les microséismes à groupes. ZS. f. Geophys. 4, 422—424, 1928, Nr. 7/8. Verf. empfiehlt die Zikaweiwellen mit einer Periode von mehreren Minuten aufs neue der Aufmerksamkeit der Seismologen. Der zweite Teil der Arbeit ist eine Fortsetzung der Diskussion mit Gutenberg über das Wesen der „Brandungsmikroseismik“.

*R. Köhler.*

**S. K. Banerji.** Microseisms associated with Storms in the Indian Seas. Nature 123, 163, 1929, Nr. 3092. Aufzeichnungen eines Milne-Shaw-Pendels in Colaba (Indien) zeigen drei Arten von Bodenunruhe: 1. bei Südwestmonsun, 2. bei Stürmen im Arabischen Meere und in der Bai von Bengalen, 3. lokale bei Land- und Seewind. Die Bewegungen unter 1. sind gleichmäßig und haben Perioden von 4 bis 10 Sekunden; die unter 2. sind unregelmäßig mit Perioden von 4 bis 6 Sekunden, ihre Amplituden hängen von der Entfernung und der Stärke des Sturmes ab. In den monsunfreien Zeiten läßt sich aus den Aufzeichnungen die Entwicklung von Stürmen verfolgen. Beim Erreichen des Landes, d. h. sobald keine Wogen mehr auf dem Ozean erzeugt werden, hört die Bewegung auf. Die Bewegung unter 3. besitzt Perioden von 20 bis 30 Sekunden und rührt nach Ansicht des Verf. von Wellenbewegungen über flachen Meeresteilen nahe der Küste her.

*Gutenberg.*

**G. Angenheister und J. Bartels.** Das Magnetfeld der Erde. Mit 13 Abbildungen. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. 25 [1], 525—684, 1928. *Scheel.*

**V. H. Ryd.** Note on a vertical-intensity variometer. Terr. Magn. 33, 165—166, 1928, Nr. 3. In Rude Skov wurde eine Lloydsche Waage konstruiert, bei der die Nadel nur 5 g schwer ist; das ganze System ist in ein fast luftleeres Glas eingeschlossen. 20 Wochen lang war der Basiswert befriedigend konstant.

*J. Bartels.*

**H. E. Mc Comb.** A new method of marking time on magnetograms. Terr. Mag. 33, 159—161, 1928, Nr. 3. Der Spalt vor der Lichtquelle wird alle Stunden für einige Sekunden erweitert, wodurch kurze schwarze Linien auf allen Basislinien und den Kurven entstehen.

*J. Bartels.*

**C. A. Heiland.** Theory of Adolf Schmidt's Horizontal Field Balance. S.-A. Geophysical Prospecting, publ. by the Amer. Inst. of Mining and Metallurg. Eng. 1929, 53 S. Die Feldwaage von Ad. Schmidt zur Messung der magnetischen Horizontalintensität wird beschrieben. Eine fundamentale Formel für Magnetometer wird abgeleitet und auf die Feldwaage angewendet. Verschiedene Einflüsse auf die Ablesung werden eingehend behandelt. Zwei Anhänge beschreiben Konstantenbestimmung, Korrekturen und Justierung, sowie ein Beobachtungsschema für den Feldgebrauch.

*J. Bartels.*

Ordnance Survey Office. A new field-magnetometer. Terr. Magn. **33**, 256, 1928, Nr. 4. Ein von F. E. Smith konstruiertes elektrisches Magnetometer zur Messung von  $D$  und  $H$  ist von der englischen Landesvermessung in Gebrauch genommen worden. Das Prinzip ist dasselbe wie bei dem absoluten Schuster-Smith-Magnetometer in Abinger. Der Durchmesser der beiden Spulen ist 40 cm, die Stromstärke etwa 0,1 Amp. In Abständen von 4 Minuten können  $H$ -Werte auf 2  $\gamma$  genau gemessen werden. Das Magnetsystem taucht vollständig in Alkohol und versucht zu schwimmen, wird aber von oben durch Pinne und Hütchen daran gehindert; der Auftrieb beträgt nur wenige Prozent des Gewichtes, so daß die Reibung sehr gering ist. *J. Bartels.*

C. S. Wright. Radio Communication and Magnetic Disturbances. Nature **122**, 961, 1928, Nr. 3086. Es werden die Aufzeichnungen der Funkentelegraphenstation Macquarie Island aus den Jahren 1914 und 1915 über atmosphärische Störungen des Funkentelegraphenverkehrs mit den Aufzeichnungen über erdmagnetische Störungen des gleichen Zeitraums in Verbindung gebracht. Damit zeigt sich eine weitgehende Gleichzeitigkeit von schlechtem Verkehr und erdmagnetischen Störungen. Beide Störungen sind in den Nordlichtgürteln in der Nähe der Pole besonders stark, so daß der Verf. unter Umständen einen Etappenverkehr der Funkenstationen empfiehlt, bei dem diese Zone umgangen wird. *Güntherschulze.*

F. P. Ulrich. Auroral observations, radio reception, and magnetic conditions at the Sitka Magnetic observatory, August 1927 — June 1928. Terr. Magn. **33**, 162—164, 1928, Nr. 3. Aus Beobachtungen von Rundfunkwellen, sowie langen Wellen bei Tag und Nacht in Sitka (Alaska) wird abgeleitet, daß weder Nordlicht noch der erdmagnetische Zustand im allgemeinen mit der Güte des Radioempfangs zusammenhängt. *J. Bartels.*

C. Chree. The regular diurnal variation of magnetic declination at Kew Observatory from selected years of many and few sunspots 1859 until 1894. Meteorological Office, Geophys. Mem. Nr. 43 (5, Nr. 3), 33 S. London 1928. Am Kew-Observatorium registrierten Magnetographen seit 1858, aber vor 1891 wurden die Kurven nicht regelmäßig ausgewertet. Diese Arbeit ist jetzt zum Teil nachgeholt, und die vorliegende Arbeit handelt von der gewöhnlichen täglichen Schwankung der Deklination in einer ausgewählten Reihe früherer Jahre. Die Stundenwerte und harmonischen Koeffizienten werden in ausführlichen Tabellen mitgeteilt, in zwei Gruppen mit starker und mit geringer Sonnentätigkeit zusammengefaßt und diskutiert. Die Eintrittszeiten der täglichen Maxima und Minima scheinen sich säkular zu verschieben, um etwa 14 Minuten in 33 Jahren. *J. Bartels.*

H. B. Maris and E. O. Hulburt. Note on the ultraviolet light of the sun as the origin of aurorae and magnetic storms. Terr. Magn. **33**, 229—231, 1928, Nr. 4. Für die Entstehung des Polarlichtes und der erdmagnetischen Stürme wird folgende Hypothese skizziert: In Höhen über 400 km sind die freien Weglängen in der Atmosphäre sehr groß. Tagsüber werden Atome der äußersten Schichten vom ultravioletten Sonnenlicht angeregt. Normale Atome können also durch Stöße zweiter Art hohe Geschwindigkeiten erhalten und deshalb den Anziehungsbereich der Erde verlassen. Unter dem photoelektrischen Einfluß des Sonnenlichtes werden sie jedoch bald ionisiert, worauf die Ionenpaare wieder durch das erdmagnetische Kraftfeld eingefangen werden. Diese Ionen werden

dabei den Polarlichtzonen zugeführt und erzeugen vielleicht das Polarlicht. In Zeiten gesteigerter Fleckentätigkeit soll die Sonne plötzliche Ausbrüche starken ultravioletten Lichtes aussenden; wenn  $\frac{1}{10000}$  der Sonnenoberfläche auf 30000<sup>0</sup> käme, würde die gesamte Ultraviolettenergie in den Wellenlängen 500 bis 1000 Å.-E. auf das 10<sup>6</sup>fache vermehrt, während sich die Solarkonstante um nur 1 % erhöhen würde. Die Zahl der hochfliegenden Atome in der Erdatmosphäre wird dann vermehrt und ein erdmagnetischer Sturm ausgelöst. Die Verff. geben zu, daß diese Hypothese zwar einige Schwierigkeiten der bisherigen Theorien beseitigt, daß sie aber auch ihrerseits Mängel haben könne, die ihnen bisher nicht aufgefallen sind.

*J. Bartels.*

**S. Chapman and T. T. Whitehead.** The influence of electromagnetic induction within the earth upon terrestrial magnetic storms. Proc. Internat. Math. Congr. Toronto 1924, S. 313—337. Das Ziel dieser Arbeit ist die mathematische Lösung bestimmter Probleme der elektromagnetischen Induktion, die für erdmagnetische Erscheinungen von Bedeutung sind. Dazu wird folgendes Modell der Erde betrachtet: Eine gleichförmige Kugel vom Radius  $a$ , in deren Innern ein konzentrischer Kern mit dem Radius  $0,96 a$  und der gleichförmigen elektrischen Leitfähigkeit  $3,65 \cdot 10^{-13}$  (elektromagnetisch) liegt, während die äußere Schicht nicht leitet. Die magnetische Permeabilität wird überall zu 1 angenommen. Die Kugel ist von einer konzentrischen dünnen Schale von gleichförmiger Leitfähigkeit (Heavisideschicht) umgeben; die Höhe wird zu 65 km angenommen, das Produkt aus spezifischer Leitfähigkeit und Dicke der Schale zu  $1,25 \cdot 10^{-5}$  (elektromagnetisch). In 20<sup>0</sup> Abstand von den Polen werden schließlich zwei leitende Ringe (Polarlichtzonen) in einer mittleren Höhe von 130 km angenommen, und zwar als Ankerringe von kreisförmigem Querschnitt (Durchmesser 64 km), die 40 mal besser leiten, als es derselben Zone auf der leitenden Schale entspräche. Es wird angenommen, daß zu Beginn nirgendwo Ströme fließen, und daß dann plötzlich eine konstante elektromotorische Kraft auf beide Ringe in gleicher Weise zu wirken beginnt. Verteilung und relative Stärke der magnetischen Felder der primären Ströme (in den Zonen) und der sekundären, in der Heavisideschicht und im Erdinnern erzeugten Ströme werden abgeleitet. Ein numerisches Beispiel, bei dem nur die induzierten Erdströme betrachtet werden, läßt wesentliche Züge des allgemeinen Verlaufs der magnetischen Stürme erkennen; einige Unstimmigkeiten ließen sich vermutlich beheben, wenn man den Einfluß der leitenden Atmosphärenschicht in die Rechnung einbezöge. In der Äquatorgegend ist der magnetische Effekt der primären Ströme sehr schwach, derjenige der sekundären Ströme dagegen besonders stark.

*J. Bartels.*

**W. M. H. Greaves and H. W. Newton.** Magnetic Storms and Solar Activity 1874 to 1927. Month. Not. 89, 84—92, 1928, Nr. 1. Aus dem Katalog der magnetischen Stürme, die in Greenwich 1874 bis 1927 beobachtet wurden, werden hier außer den großen Stürmen auch die 343 kleineren Stürme diskutiert (mit  $\angle D$  zwischen 30' und 1<sup>0</sup>, Amplitude der Kraftkomponenten zwischen 150 und 300  $\gamma$ ). Je stärker der Sturm, um so größer sind die mittleren Flächen der Sonnenflecken nahe der Mitte der Sonnenscheibe, verglichen mit denen am Sonnenrande. Es ist aber bemerkenswert, daß der Unterschied der Fleckenareale an ruhigen Tagen nur unwesentlich kleiner ist als an Tagen mit kleineren Stürmen. Das Mittel aus den internationalen fünf gestörten Tagen jedes Monats repräsentiert also durchaus noch keinen hohen Grad von solarer Aktivität. Unter den 32 Stürmen, die, entgegen der Regel, während längerer fleckenfreier Zeiten auftraten, ist der Sturm vom 10. Mai 1901 zu erwähnen; vom 28. März bis zum 18. Mai einschließlich

wurden weder Flecken noch Fackeln beobachtet. Stürme mit plötzlichem Anfang scheinen etwas enger mit den Sonnenflecken verbunden zu sein als die anderen. Für die Zeit, die die auslösende Strahlung von der Sonne zur Erde braucht, ergeben sich rund 1,5 Tage, wenn man annimmt, daß die Strahlung senkrecht zur Sonnenoberfläche austritt.

*J. Bartels.*

**O. Venske.** Die Mondperiode der erdmagnetischen Vertikalkomponente nach den Registrierungen des Potsdamer Magnetographen in den Jahren 1891–1905. Arch. d. Erdmagn. Heft 7 (= Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 357, Abhandl. 9, Nr. 1), S. 3–23, Berlin 1928. Die stündlichen Beobachtungen der Vertikalintensität in Potsdam werden in 409 Gruppen von je zwölf 25stündigen Intervallen zerlegt. Die harmonischen Komponenten der drei ersten Ordnungen werden vom sonnentägigen Gang befreit, auf mittlere Mondzeit umgerechnet und ausführlich mitgeteilt. Ausgefallene Registrierungen werden ergänzt. Gestörte Tage werden nicht ausgelassen. Durch übergreifende Mittelbildung über je 13 und 7 Gruppen werden zunächst die lang- und mittelperiodischen Schwankungen in den harmonischen Koeffizienten untersucht. Sie deuten auf Glieder hin, deren Argumente sich aus dem Stundenwinkel der Sonne ( $h$ ) und des Mondes ( $\tau$ ) in Verbindung mit einem Vorgang ergaben, der sich nach 26 bis 29 Tagen periodisch wiederholt. Die eigentliche Mondperiode enthält das Hauptglied  $0,35 \gamma \sin(2\tau - 17^\circ)$ , das von der Jahreszeit und der elfjährigen Periode abhängt, ferner Glieder mit den Argumenten  $(2\tau - h)$  und  $(2\tau + h)$ . Wirkungen der Mondentfernung und -deklination sind nicht klar zu erkennen. Für die Theorie wird darauf hingewiesen, daß neben der Leitfähigkeit der Atmosphäre möglicherweise auch ihre wechselnde statische Ladung von Bedeutung sein könnte.

*J. Bartels.*

**Ad. Schmidt.** Der Einfluß des Mondes auf die erdmagnetischen Elemente in Potsdam und Seddin während der Jahre 1905–1924. Arch. d. Erdmagn. Heft 7 (= Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 357, Abhandl. 9, Nr. 1), S. 25–80, Berlin 1928. Die 20jährige Beobachtungsreihe in Potsdam und Seddin wird auf den mondentägigen Gang der drei magnetischen Kraftkomponenten untersucht. Das Rechenverfahren wird beschrieben; es gestattet die Trennung nach der mittleren Aktivität von Zweimonatsabschnitten, sowie nach dem Abstand vom Perigäum (Mondentfernung) und vom aufsteigenden Knoten in der Mondbahn (Mondphase und -deklination). Durchschnittlich 14 Tage im Jahr werden als übermäßig gestört ausgeschlossen. Die Ergebnisse werden in ziemlich vollständigem Auszug in Tabellen mitgeteilt. Die verbleibenden Reste des sonnentägigen Ganges und der Störungen, die bei der Elimination noch übrigbleiben, werden abgeschätzt; auf dieser Grundlage läßt sich die Sicherheit der Ergebnisse beurteilen. Näherungsweise ist die Amplitude der mondentägigen Schwankung in einem Monats- oder Jahresmittel proportional der erdmagnetischen Aktivität  $u$ , die an der interdiurnen Veränderlichkeit der Horizontalintensität abgeschätzt wird. Zur Erleichterung des Vergleichs mit anderen Stationen werden auch die auf  $u = 1$  reduzierten mondentägigen Schwankungen mitgeteilt. Das Phasengesetz von Chapman bestätigt sich gut. Ein Einfluß der Entfernung oder der Deklination des Mondes tritt nicht hervor.

*J. Bartels.*

**G. van Dijk.** The magnetic character of the year 1927 and review of the years 1917–1927. Terr. Magn. 33, 203–204, 1928, Nr. 4. Die übliche Tafel der erdmagnetischen Charakterzahlen für 1927 wird durch eine Übersicht der mitarbeitenden Observatorien im letzten Jahrzehnt ergänzt.

*J. Bartels.*

**H. Reich.** Lokale und regionale magnetische Anomalien in Schleswig-Holstein. ZS. f. Geophys. 4, 380—383, 1928, Nr. 7/8. Lokale Anomalien der magnetischen Vertikalintensität von höchstens einigen hundert Metern Durchmesser und etwa 50  $\gamma$  Amplitude, die nicht künstlicher Natur sind oder vom Instrument vorgetäuscht werden, sind selten, kommen aber gelegentlich vor. Hierher gehören die Anomalien vom Heidberg bei Kiel, vom Segeberger Gipshut und vom Kreidehorst bei Heide-Hemmingstedt. — Sicherer bekannt sind regionale Anomalien mit Amplituden von 250  $\gamma$  und mehr. Am deutlichsten ausgeprägt ist die positive Anomalie der magnetischen Vertikalintensität, die von Kiel aus über Husum die ganze Halbinsel überquert und sich noch auf Sylt bemerkbar macht. Im Südwesten und Nordosten wird sie von Gebieten negativer Anomalie flankiert. Sie fällt mit den größten positiven Schwereanomalien (Kiel, Husum) zusammen, jedoch zeigt sich in der magnetischen Vertikalintensität kein Ansteigen nach dem Kleinen Belt hin, wie in den Schwerewerten, so daß die magnetischen Anomalien gewissermaßen nur die Rippen der Schwereanomalie wiedergeben. Beide Anomalien dürften ihre Ursache in tief liegenden Störungskörpern haben. Auffallend ist die Beziehung zum Küstenverlauf: positive Anomalien der magnetischen Vertikalintensität fallen mit Vorsprüngen der 20 m-Tiefenlinie zusammen, negative Anomalien mit Buchten, in Schleswig-Holstein sowohl wie auch längs der deutschen Ostseeküste. Verf. nimmt an, daß kristalline Kerne die Ursache der magnetischen Anomalien sind. Auf solchen Kernen wird erfahrungsgemäß weniger sedimentiert als in benachbarten Mulden. Das Zusammensacken der mächtigeren Sedimentschichten erzeugt sodann die jetzt vorhandene Küstenform. — Beziehungen der magnetischen Anomalie zur oberflächennahen Sedimenttektonik sind wohl vorhanden, aber nur lokaler oder indirekter Natur.

*K. Jung.*

**L. Vegard.** Das Nordlicht. Mit 19 Abbildungen. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. 25 [1], 383—476, 1928.

*Scheel.*

**H. U. Sverdrup.** On the importance of auroral photographs taken from one station. Terr. Magn. 33, 198—202, 1928, Nr. 4. Gleichzeitige Photographien von zwei Stationen aus gestatten die Berechnung der räumlichen Lage des Polarlichtes. Dabei hat sich unter anderem ergeben, daß die untere Begrenzung des Polarlichtes in der Nähe der Zone maximaler Häufigkeit stets in der Höhe von 100 bis 110 km liegt, und daß die Strahlen parallel zu den erdmagnetischen Kraftlinien verlaufen. Wenn man diese Regeln als allgemein gültig voraussetzt, so kann man auch Photographien von einer einzelnen Station aus zur Lagebestimmung benutzen. R. Wesøe hat daraufhin einige Photographien ausgewertet, die gelegentlich der Maudexpedition an der nordsibirischen Küste aufgenommen wurden. Wie bei den skandinavischen Doppelaufnahmen folgen die Bogen auch dort den konzentrischen Kreisen um die magnetische Erdachse.

*J. Bartels.*

**H. Benndorf.** Atmosphärische Elektrizität. Mit 26 Abbildungen. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. 25 [1], 255—381, 1928.

**R. Stoppel.** Untersuchungen über die Schwankungen der lokalen elektrischen Ladung der Erde. Gerlands Beitr. 21, 116—134, 1929, Nr. 1.

*Scheel.*

**Ernest Merritt and William E. Bostwick.** A visual method of observing the influence of atmospheric conditions on radio reception. Proc. Nat. Acad. Amer. 14, 884—888, 1928, Nr. 11. Die Verff. benutzen zur gleichzeitigen Aufnahme der von einer Sendestation direkt (entlang der Erdoberfläche)

kommenden und der an der Heavisideschicht reflektierten elektrischen Wellen zwei Rahmenantennen mit vertikaler Windungsfläche, von denen die eine (*A*) in der Richtung zum Sender, die andere (*B*) senkrecht dazu orientiert ist. Die erstere reagiert auf beide Wellen, während die zweite nur dann anspricht, wenn die resultierende magnetische Feldstärke eine gegen den Sender hin gerichtete Komponente aufweist, d. h. wenn der Empfänger von Wellen getroffen wird, welche eine vertikal nach abwärts gerichtete Komponente besitzen, deren magnetischer Vektor eine endliche Vertikalkomponente aufweist. Die Rahmenantenne *B* reagiert also auf die entlang der Erdoberfläche horizontal fortschreitenden Wellen gar nicht. Die mittels dieser beiden Antennen aufgenommenen Energien werden nun in zwei gleichgebauten Schwebungsempfangskreisen verstärkt und zu je einem Plattenpaar eines Kathodenstrahloszillographen geleitet. Der Lichtpunkt des Oszillographen beschreibt dann unter dem gleichzeitigen Einfluß beider Wellen Lissajoussche Figuren, deren Amplituden und Gestalt der Amplituden- bzw. der Phasendifferenz der beiden ankommenden Wellensysteme entsprechen. Bei Tag erhält man in der Regel nur eine hin und her gehende geradlinige Bewegung des Lichtflekes in der Horizontalen, entsprechend den Oszillationen von der „Oberflächenwelle“ von der Rahmenantenne *A*. Die von der Heavisideschicht nach abwärts geworfenen Wellenstrahlen („Himmelswellen“) werden durch Auftreten einer Vertikalkomponente der Lissajousschen Kurve angezeigt und treten meist erst gegen Sonnenuntergang auf. Unmittelbar nachher werden die Kurven rasch wechselnd, manchmal auch kreisförmig (zirkuläre Polarisation) oder elliptisch. Diese wechselnden Phasendifferenzen zwischen „Grundwelle“ und „Himmelswelle“ rühren zweifellos von der Änderung in der Höhenlage der Heavisideschicht her, die erst später in der Nacht eine stabile Höchstlage erreicht. Auch das Auftreten von Nordlicht konnte an Störungen der Oszillographenaufzeichnungen einmal sehr schön beobachtet werden. Es wurde sowohl mit den Trägerwellen der Rundfunksender als auch mit Kurzwellen gearbeitet.

V. F. Hess.

**C. R. Wait and H. U. Sverdrup.** Preliminary note on electromotive forces possibly produced by the earth's rotating magnetic field and on observed diurnal-variation of the atmospheric potential-gradient. Terr. Magn. 32, 73—83, 1927, Nr. 2.

Güntherschulze.

**D. Stenquist.** The diurnal variation of the normal earth-current in northern Sweden. Terr. Magn. 33, 205—209, 1928, Nr. 4. Monatsmittel der täglichen Gänge des Erdstroms nach einjährigen Beobachtungen an Telegraphenlinien, die von Haparanda ausgehen. Der Strom ist bei Tag und Nacht, sowie im Sommer und Winter etwa gleich stark. Die Amplitude ist bei der nördlichen Komponente des Potentialgradienten etwa 10, bei der östlichen 30 Millivolt pro Kilometer.

J. Bartels.

**Rose Stoppel.** Untersuchungen über die lokalen Schwankungen des Erdpotentials. ZS. f. Geophys. 4, 372—374, 1928, Nr. 7/8. Ein Einfadenelektrometer wurde in einen geerdeten Zinkkasten eingeschlossen. Die Schneiden wurden mit den beiden Polen einer isoliert aufgestellten Batterie verbunden, und der Faden wurde geerdet. Stündliche Ablesungen in Island und Deutschland ergaben, daß der Faden nachts mehr an die positiv geladene Schneide heranzwanderte, am Tage an die negativ geladene. Diese Beobachtungen werden dahin gedeutet, daß die Erde auf ihrer Tagseite eine stärker negative Ladung als auf ihrer Nachtseite hätte (vgl. aber F. Linke, ZS. f. Geophys. 5, 46—47, 1929, Nr. 1).

J. Bartels.



**H. Pollet.** Sur l'électricité atmosphérique au cours de vents de poussière du nord de la Chine. C. R. 188, 406—409, 1929, Nr. 5. In der Ebene von Chih-li im Norden Chinas wehen im Winter heftige Nordwest-, im Frühling Südweststürme, welche nicht nur örtlich gewaltige Staubmassen aufwirbeln, sondern auch aus der Mongolei über Entfernungen von über 1000 km feinen gelblichen Staub mitführen. Die Staubkörner haben einen mittleren Durchmesser von nur  $0,34 \mu$ , ihre Zahl beträgt nach Messungen mit einem Owenszähler 5 bis 42 pro Kubikzentimeter. Sie sind negativ geladen; dementsprechend laden sich dem staubführenden Winde exponierte Gegenstände durch Reibung positiv auf. Die Staubstürme bringen eine langandauernde Umkehrung des normalen atmosphärischen Potentialgefälles hervor. Gewöhnlich sind die Werte des negativen Gefälles 10- bis 25mal übernormal. In einem Falle wurde 66mal so großes Gefälle beobachtet. Der absolute Betrag des Potentialgradienten wurde nicht gemessen, die Relativmessungen wurden mit Poloniumsonde und einem Beaudouinschen Quadrantenelektrometer in Tientsin ausgeführt. Die Größe des verkehrten Potentialgefälles steigt mit der Windstärke. An Antennendrähten wurden starke Ladungserscheinungen mit Funken bis zu 5 mm beobachtet. Die atmosphärischen Empfangsstörungen sind während der Staubstürme besonders zahlreich. Eine Berechnung zeigt, daß die mittlere elektrische Ladung eines Staubkörnchens 100 Elementarladungen beträgt. V. F. Hess.

**E. V. Appleton.** Some notes on wireless methods of investigating the electric structure of the upper atmosphere. I. Proc. Phys. Soc. 41, 43—59, 1928, Nr. 226. Zur Messung der Höhe der ionisierten Schicht in der Atmosphäre sind bisher drei Methoden angewandt: Bei den beiden ersten wird die Interferenz zwischen der atmosphärischen und der Bodenwelle beobachtet, und zwar änderten Appleton und Barnett die Wellenlänge des Senders, während Breit und Tuve die Verzögerung von Signalgruppen maßen; Smith-Rose und Barfield maßen dagegen den Einfallswinkel, unter dem der atmosphärische Strahl zur Erde zurückkehrt. Wenn es sich um Reflexion an einer vollkommen spiegelnden Fläche handelte, würden alle drei Methoden dieselbe Höhe ergeben. Appleton zeigt theoretisch, daß auch im Falle der allmählichen Zunahme der Ionisation mit der Höhe die drei Methoden denselben Wert ergeben für die Höhe des Schnittpunktes der geradlinigen, auf- und absteigenden Stücke des Strahles, die in der nicht ionisierten Schicht verlaufen. Dabei vernachlässigt er den Einfluß des erdmagnetischen Feldes, was für kurze Wellen zulässig ist, und nimmt horizontale Schichtung an. Es wird stets dieselbe Größe gemessen, nämlich das Integral über den reziproken Wert des Brechungsindex längs des Weges in der Atmosphäre. Es werden Vorschläge gemacht, wie mit Hilfe dieser Methoden Anhaltspunkte über die Abhängigkeit der Ionisation von der Höhe gewonnen werden könnten. J. Bartels.

**K. Büttner.** Die durchdringende Strahlung. Mit 5 Abbildungen. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. 25 [1], 477—523, 1928.

**R. A. Millikan.** New results on Cosmic Rays. Atti Congr. Intern. dei Fisici Como-Pavia-Roma Sept. 1927, II, S. 251—269. Scheel.

**W. F. G. Swann.** The possibility of detecting individual cosmic rays. Journ. Frankl. Inst. 206, 771—778, 1928, Nr. 6. Verf. sucht auf theoretischem Wege die Versuchsbedingungen ausfindig zu machen, unter welchen es möglich sein würde, die von je einem Ultra- $\gamma$ -Quant direkt und durch Sekundärstrahlung

in einem Gefäß erzeugten Ionenschwaden nachzuweisen. Er kommt zu dem Ergebnis, daß mit einem bei 100 Atm. gefüllten Ionisationsgefäß von 10 cm Radius je ein Ionenschwaden („spurt of ions“) alle 10 Sekunden zu erwarten sei. Diese Schwaden würden aus je mindestens  $10^6$  Ionen bestehen, also elektrometrisch gerade noch nachweisbar sein. Durch Umhüllung des Gefäßes mit 2 cm Blei sollte der Effekt noch deutlicher werden. Die Berechnungen des Verf. sind unter der Voraussetzung gemacht, daß die Aussendung der Sekundärstrahlen allseitig symmetrisch erfolgt. Die Comptonstreuung ist im einzelnen nicht berücksichtigt. Bemerkenswert ist eine vom Verf. selbst als wichtig bezeichnete Fußnote, worin er ausdrücklich erklärt, daß die von ihm gefundene Zunahme der Ionisation pro Atmosphäre Druckzunahme im Gefäß von 0,75 J am Gipfel des Pikes Peak dem flachen Kurvenstück entnommen ist, d. h. jener Region, in der die Ionisation viel weniger ansteigt, als der Druckzunahme entspräche. Sein Theorem (1922), daß die Ionisationszunahme pro Atmosphäre in einem Gefäß größer ist als die im Gefäß bei einer Atmosphäre erzeugte Ionisation, bezieht sich ausdrücklich nur auf die im Gasraum innerhalb des Gefäßes selbst erregte Primär- und Sekundärwirkung, „wogegen der Hauptanteil der im Gefäße erzeugten Ionisation von Sekundärstrahlen herrühre, die irgendwo in der Luft außerhalb des Gefäßes oder in den Gefäßwänden ihren Ursprung haben“. (Damit schließt sich der Verf. der sonst allgemein angenommenen Anschauung an, daß durch Ultra- $\gamma$ -Strahlung und ihre Sekundärwirkungen in Erdnähe eine Ionisation von etwa 1,5 J erzeugt wird. Anm. des Ref.) V. F. Hess.

**G. M. B. Dobson.** Long Wave Radio Reception and Atmospheric Ozone. Nature 122, 725—726, 1928, Nr. 3080. Verf. warnt vor den von Sreenivasan in der Nature vom 27. Oktober gezogenen Schlüssen. Die von jenem gefundene stetige Abnahme der Ozonwerte während seiner Versuchsperiode ist die regelmäßige jährliche Ozonschwankung, die in allen Breiten außerhalb der Tropen vorhanden ist. In den Tropen sind die Ozonwerte dagegen das ganze Jahr hindurch sehr konstant. Für Schwankungen des Ozongehaltes über die ganze Erde hin fehlt jeder Anhaltspunkt. } Die Schlüsse Sreenivasans sind deshalb zum mindesten verfrüht. Güntherschulze.

**M. A. Tuve and O. Dahl.** A transmitter modulating device for the study of the Kennelly-Heaviside layer by the echo method. Proc. Inst. Radio Eng. 16, 794—798, 1928, Nr. 6. Es wird darauf hingewiesen, daß die Aussendung von Stößen sehr kurzer Dauer und geeignetem Abstand für die Untersuchung der Reflexion der Radiowellen durch die ionisierte Schicht der oberen Atmosphäre nach der Echomethode sehr wichtig ist. Die abgeänderte Wechselstrommodulation wird abgelehnt und eine Methode der Sendermodulation angegeben, die auf plötzlichen Impulsen des Anodenstromes beruht. Die Anwendung der Methode und ihre Wirksamkeit wird beschrieben. Güntherschulze.

**Carl Störmer.** Radio Echoes and Conditions for their Occurrence. Nature 123, 16—17, 1929, Nr. 3088. Nachdem beim Abhören eines holländischen Kurzwellensenders Echos beobachtet worden sind, deren Ursprung jenseits der Heavisideschicht gesucht wird, wurde gewissenhaft weiter beobachtet, jedoch konnten in den nächsten Monaten keine Echos mehr gehört werden. Als Ursache dieses seltenen Auftretens wird angenommen, daß folgende Bedingungen gleichzeitig vorliegen müssen: Wellenlänge, Richtung, Leistung und Standort des Senders günstig sowohl zur Durchbrechung der Heavisideschicht als auch für gleich-

zeitigen Empfang auf kürzerem Wege, geringe Luftstörungen und als wichtigstes eine Elektronenemission von der Sonne von solcher Form, daß spiegelnde Flächen im Raum außerhalb der Mondbahn gebildet werden, die die gewünschte Reflexion bewirken. Die Theorie der Bewegung elektrischer Teilchen um eine magnetische Kugel zeigt, daß ein torodialer Raum gebildet wird, wenn die Sonne senkrecht zur magnetischen Achse steht. Dieses Ergebnis wird bestätigt, wie ein gelungenes Lichtbild zeigt, durch einen Laboratoriumsversuch von Birkeland. Wenn die Erklärung richtig ist, dürfen solche Echos frühestens Mitte Februar 1929 wieder auftreten.

*Hch. Pauli.*

**K. Försterling.** Über die Ausbreitung kurzer elektromagnetischer Wellen in der Heavisideschicht. *Elektr. Nachr.-Techn.* 5, 530—542, 1928, Nr. 12. Vielfach gehen die Autoren, welche die Kurzwellenausbreitung in der Heavisideschicht theoretisch verfolgen, von gewissen Annahmen über die Elektronendichte derselben aus und behandeln, darauf fußend, die Fragen der Ausbreitung. Die Ergebnisse bleiben aber abhängig von der Richtigkeit der zugrunde gelegten Zahlen und der Fall ist nicht selten, daß die so gewonnenen Ergebnisse durch die fortschreitende experimentelle Erfahrung erheblich revidiert werden müssen. Die vorliegende Arbeit behandelt das Problem der Ausbreitung elektrischer Wellen in der Heavisideschicht ebenfalls theoretisch, aber ganz allgemein, d. h. also ohne zahlenmäßige Annahmen. Daher beanspruchen die Ergebnisse auch allgemeine Gültigkeit. Einleitend werden die Ursachen der Ionisation der oberen Atmosphäre besprochen. Für die Absorption der elektrischen Wellen in der Heavisideschicht wird eine Formel angegeben und diskutiert. Fußend auf der *Maxwellschen* Theorie, werden Brechung und Reflexion elektrischer Wellen durch die Heavisideschicht mathematisch behandelt und diskutiert, zunächst ausgehend von vereinfachten Annahmen über den Charakter der Heavisideschicht und schließlich unter Berücksichtigung der mutmaßlichen Verhältnisse derselben. Diese Betrachtungen sind aber allgemein gültig, da die möglichen Fälle alle berücksichtigt werden, auch imaginäre Fälle werden besprochen. Ebenfalls ausgehend von den *Maxwellschen* Gleichungen wird für den Energiestrom der Wellenausbreitung in der Schicht eine Formel aufgestellt und diskutiert. Dann wird gezeigt, daß ein Wellenstrahl, der auf ein Medium von langsam veränderlicher Dielektrizitätskonstante (Heavisideschicht) trifft, entweder gar keine oder totale Reflexion erleidet. Die Intensität der an der Heavisideschicht reflektierten Welle wird abhängig vom Einfallswinkel und der Wellenlänge allgemein diskutiert. Aus der Beobachtung einer Reflexion an der Heavisideschicht bei senkrechter Inzidenz ist nach dem Verf. zu schließen, daß der Brechungsexponent  $n$  innerhalb der Heavisideschicht gleich Null wird. Die Prüfung der Theorie an Beobachtungen macht Schwierigkeiten, da man beim Senden im allgemeinen nicht einen scharf begrenzten Strahl, sondern bestenfalls ein mehr oder minder breites Strahlenbündel hat, für dessen Verwendung das experimentelle Strahlungsdiagramm bekannt sein muß. Dasselbe könnte mittels Luftfahrzeug aufgenommen werden. Die Berücksichtigung der Wirkung des erdmagnetischen Feldes ist für eine mathematische Behandlung der Wellenausbreitung in der Heavisideschicht äußerst schwierig. Die Einwirkung des Magnetfeldes besteht darin, daß sich in einem magnetisierten Medium zwei elliptische Wellen fortpflanzen, wobei sich in dem Falle, daß das Medium inhomogen ist (Heavisideschicht), Polarisationszustand und Geschwindigkeit von Ort zu Ort ändern. Da sich die beiden Wellen auf verschiedenen Wegen in der Heavisideschicht ausbreiten, müßten sich zwei tote Zonen ergeben, wobei sich die beiden Wellen durch verschiedenen Polarisationszustand unterscheiden. Dies ist vor-

läufig nur bei Ost-West- und Nord-Süd-Ausbreitung einigermaßen zu übersehen. Zum Schluß wird auf die für den Einfluß des Erdmagnetfeldes kritische Wellenlänge von 210 m hingewiesen. *H. Plendl.*

**F. Schindelhauer.** Über elektromagnetische Störungen. Elektr. Nachr.-Techn. 5, 442—449, 1928, Nr. 11. Auf Grund einiger Vorversuche im Jahre 1921 wurden vom Verf. in enger Zusammenarbeit mit englischer Seite im Meteorologisch-Magnetischen Observatorium Potsdam grundlegende Versuche über die elektromagnetischen Störungen drahtloser Empfangsanlagen angestellt. Die benutzte Apparatur bestand in einem registrierenden Peilapparat, wie ihn bereits R. A. Watson Wat für ähnliche Untersuchungen erfolgreich verwandt hatte. Durch ein Austauschverfahren verfügte der Verf. über das Material folgender vier Stationen: 1. Potsdam, 2. Ditton Park, 3. Lerwick, 4. Abukir, das zur physikalischen Deutung der Vorgänge herangezogen werden konnte. Das vorläufige Ergebnis dieser Untersuchungen ist in kurzen Zügen folgendes: Meteorologische Feldstörungen, d. h. also elektrische Vorgänge in den niederen Atmosphärenschichten, scheinen, wie bereits von anderer Seite behauptet wurde, für die Störungen nicht wesentlich in Betracht zu kommen. Vielmehr sucht der Verf. den Ursprung für die beiden Hauptstörungstypen, das Knallen (clicks) und das langandauernde Brodeln (grinders), in kosmischen Erscheinungen. Die „clicks“ werden auf den Ringstrom der Erde zurückgeführt, während die „grinders“ durch die Stromwirbel in der Heavisideschicht erklärt werden. Gestützt wird diese Annahme durch zahlreiches Kurvenmaterial, das deutlich nachts eine maximale Störungsrichtung senkrecht zum magnetischen Meridian des Beobachtungsortes erkennen läßt, wie sie ja dem zur Erklärung herangezogenen Ringstrom entspricht. Tagsüber wird diese klare Störungsrichtung durch die von der Heavisideschicht hervorgerufenen „grinders“ verwischt, und es zeigt sich, daß einmal ein klarer, der Wanderung der Stromwirbel entsprechender täglicher Gang auftritt, außerdem aber auch eine jährliche Variation entsprechend der wechselnden Sonnentätigkeit im Sommer und Winter. *G. Fanslau.*

**J. Proudman and A. T. Doodson.** On the Tides in an Ocean bounded by two Meridians on a non-rotating Earth. Month. Not. 1, 468—483, 1927, Nr. 9. *Scheel.*

**August Schmauss und Albert Wigand.** Die Atmosphäre als Kolloid. IV u. 74 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1929. Inhalt: Die Atmosphäre als Kolloid (Aerosol). Ionen, Staub, Hydrometeore; Schweben der Suspensionen; Absetzen der Luftsuspensionen; Grenzflächen der Suspensionen; Stabilität der Hydrometeore; Kondensation des Wasserdampfes; Trübungsfaktor; elektrische Eigenschaften der Luftkörper; Zahl der Kondensationskerne; Art der Kondensationskerne; Tröpfchengrößen in Wolken; Schwankungen der Tröpfchengrößen; elektrische Ladungen der Tröpfchen und von Staub; Niederschlagsbildung; praktische Verwertung kolloider Vorstellungen in der Meteorologie; Schlußbetrachtung; Literaturverzeichnis. *Scheel.*

**H. Troeger.** Die Geschwindigkeit der Fronten. Mitt. Aeron. Observ. Lindenberg, S. 90—91, März 1927. *Güntherschulze.*

**A. Defant.** Statik und Dynamik der Atmosphäre. Mit 22 Abbildungen. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. 25 [1], 1—160, 1928. *Scheel.*

**J. Bartels.** Gezeitenschwingungen der Atmosphäre. Mit 22 Abbildungen. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. 25 [1], 161—210, 1928.

**R. Becker.** Zur Dynamik anisobarer Bewegungen an Gleitflächen. Gerlands Beitr. 21, 1—32, 1929, Nr. 1. *Scheel.*

**B. Iswekow.** Zur Frage des täglichen Windganges. Meteorol. ZS. 46, 1—7, 1929, Nr. 1. Der tägliche Gang der Windstärke zeigt in den bodennahen Schichten eine Zunahme in den Vormittagsstunden. Das Maximum tritt um Mittag ein. In einigen hundert Metern Höhe findet sich dagegen um Mittag ein Minimum der Windstärke. Nach Espy und Köppen wird diese Erscheinung dadurch hervorgerufen, daß durch die Erwärmung der untersten, dem Erdboden unmittelbar aufliegenden Luftschichten durch die Sonne eine starke vertikale Durchmischung der Luft eingeleitet wird und daß dadurch Luft aus den rascher bewegten höheren Schichten nach unten gelangt. Hier gibt sie den Überschuß der kinetischen Energie an die langsamer fließenden Luftmassen ab und erhöht deren Geschwindigkeit. Umgekehrt wirkt die von unten nach oben kommende Luft verzögernd auf die höheren Schichten ein. In der vorliegenden Arbeit legt Iswekow diese Verhältnisse quantitativ an Hand der hydrodynamischen Grundgleichungen für eine zähe Flüssigkeit dar, indem er die turbulente Reibung der Luft als eine periodische Funktion der Zeit setzt. Die Länge der Periode ist ein Tag. Also es ist

$$\frac{\eta}{\rho} = k = k_0 + k_1 \sin\left(\frac{2\pi}{\tau} \cdot t\right).$$

Vernachlässigt man die vertikale Geschwindigkeit, betrachtet die horizontale als eine Funktion von Zeit und Höhe und nimmt den Luftdruckgradienten als konstant an, so lassen sich die Grundgleichungen integrieren. Die in der Lösung auftretenden willkürlichen Konstanten bestimmt Iswekow zunächst so, daß im Ausdruck für die Windgeschwindigkeit das Glied von der Form  $e^{\alpha z}$  fortfällt. Für die Höhe der Umkehrschicht des täglichen Windganges erhält man dann Werte, die doppelt bis dreimal so groß sind als die wirklich beobachteten. Iswekow führt dies auf die Unsicherheit des Wertes von  $k$  zurück. Läßt man die Höhe  $z$  nicht ins Unbegrenzte wachsen, sondern beschränkt die Rechnung auf die untersten Atmosphärenschichten, so kann man das Glied  $e^{\alpha z}$  in der Lösung behalten. Indem Iswekow plausible Werte für die vorkommenden Konstanten annahm, hat er aus dieser Formel den Gang der Windgeschwindigkeit für verschiedene Höhen zwischen 0 und 400 m berechnet. Die Höhe der Umkehrschicht wurde dabei nach Angaben von Hellmann zu 90 m angenommen. Die berechneten Kurven zeigen mit den beobachteten befriedigende Übereinstimmung. Die Rechnungen von Iswekow zeigen, daß die Veränderung des turbulenten Zustandes der Luft im Laufe eines Tages auch quantitativ genügt, um die wesentlichen Erscheinungen des täglichen Windganges in den untersten Atmosphärenschichten zu erklären.

*Wagemann.*

**Rudolf Geiger.** Die vier Stufen der Klimatologie. Meteorol. ZS. 46, 7—10, 1929, Nr. 1. Geiger weist darauf hin, daß in das Gebiet der Klimatologie auch die Mikroklimatologie und die Klimaphysik gehören, die sich beide mit dem Ablauf des Wetters über eng begrenzten Örtlichkeiten befassen und deren Arbeitsmethoden denen der Physik ähneln. Nicht langjährige Beobachtungen, sondern experimentelle Untersuchungen im Gelände liefern das Arbeitsmaterial.

*Wagemann.*

**H. Ertel.** Zur Energetik atmosphärischer Luftsäulen. Meteorol. ZS. 46, 10—16, 1929, Nr. 1. Es wird die Änderung der inneren (thermischen) und

der potentiellen Energie einer Luftsäule berechnet, an deren oberem Ende sich der Druck ändert, und zwar sowohl die individuelle, an einem bestimmten Luftteilchen auftretende als auch die lokale, an einem bestimmten Orte auftretende Änderung. Ertel nennt sie die Änderung im materiefesten und im raumfesten Volumen. Die Änderung der inneren und der potentiellen Energie ist immer proportional der Druckänderung; unabhängig von der vertikalen Temperaturverteilung ist bloß die individuelle Änderung der inneren Energie. Die durch die ungeordnete Zirkulation der Atmosphäre bedingte Änderung der inneren Energie ist ungefähr von derselben Größenordnung, wie die von Ertel betrachtete, unter Umständen können sich beide aufheben. *Wagemann.*

**H. Wagemann.** Über Temperaturänderungen in einer 6 km hohen Luftschicht und gleichzeitig eintretende Schwankungen des Bodendruckes. *Meteorol. ZS.* 46, 27—32, 1929, Nr. 1. Es wird während dreier Wochen der Gang des Barometers zerlegt in eine Komponente, die durch die Temperaturänderungen in den untersten 6 km der Atmosphäre gegeben ist, und in eine Komponente, die durch Vorgänge in Höhen von mehr als 6 km verursacht wurde. Es ergibt sich das interessante Resultat, daß der beobachtete Barometergang am Boden die kleine Differenz zweier großer Zahlen ist. Die druckändernden Vorgänge oberhalb von 6 km hätten am Erdboden eine absolute Druckschwankung von 53 mm, die Temperaturänderungen von 0 bis 6 km eine Druckschwankung von 42 mm hervorbringen müssen, beobachtet wurden nur 14 mm. Das Vorzeichen der beobachteten Schwankung stimmte meist mit dem Vorzeichen des aus der Höhe stammenden, primären Gliedes überein. Es wird dargelegt, daß eine Zyklone sich über dem Skagerrak durch Superposition zweier verschiedener zyklonaler Windsysteme gebildet hat. Das eine war lokal bedingt und beschränkte sich auf die untersten troposphärischen Schichten, das andere war zunächst nur in der Höhe vorhanden und bewegte sich längs der norwegischen Küste von Norden nach Süden. Die Erklärung des hohen, primären Anteils an der Bodendruckschwankung durch Temperaturänderungen in der Stratosphäre ist möglich. Die dazu nötigen Temperaturänderungen bewegen sich durchaus in wahrscheinlichen Grenzen. *Wagemann.*

**C. Dorno.** Die Abkühlungsgröße in verschiedenen Klimaten nach Dauerregistrierungen mittels des „Davoser Frigorimeters“. *Meteorol. ZS.* 45, 401—421, 1928, Nr. 11. Nachdem Dorno schon in früheren Veröffentlichungen die instrumentellen Eigenschaften und die physiologische Bedeutung des „Davoser Frigorimeters“ behandelt hatte, werden nun hier die klimatologischen Ergebnisse der Dauerregistrierungen mittels dieses Instrumentes in verschiedenen Klimaten verarbeitet. Die registrierte „Abkühlungsgröße“ ist definiert als diejenige Wärmemenge (in 0,001 cal), die einer durch elektrische Heizung auf 33° C gehaltenen, geschwärzten, massiven Kupferkugel pro Quadratcentimeter und Sekunde entzogen wird durch die gleichzeitige Einwirkung der meteorologischen Faktoren: Temperatur und Feuchtigkeit der Luft, Wind, ein- und ausgehende Strahlung und Niederschläge. Während früher zur Kennzeichnung der Wärmeansprüche verschiedener Klimate an den Menschen vor allem Lufttemperatur und Wind angegeben wurden, was jedes für sich genommen durchaus irreführen kann, gestattet das Frigorimeter, die Gesamtwirkung der verschiedenen Elemente auf den Menschen zu erfassen. Aus dem reichen Material an mit dem Frigorimeter festgestellten Einzeltatsachen sei aus Dornos Arbeit nur folgendes hervorgehoben: Die Abkühlungsgröße wächst von den Tropen bis zur Ostseeküste auf den dreifachen Betrag. Erhebungen über den Meeresspiegel in Verbindung mit

Windschutz hält diese Zunahme beträchtlich auf; der Lufttemperatur verläuft die Abkühlungsgröße durchaus nicht immer entgegengesetzt. Tag- und Nachtwerte unterscheiden sich um so mehr, je größer der Strahlungs-, je geringer der Windeinfluß ist. Ein bemerkenswerter Beweis für die Stärke des Windeinflusses ist die Tatsache, daß in Davos, trotz seiner Meereshöhe von 1600 m und der entsprechenden niedrigen Lufttemperatur, wegen der geringen Luftbewegung die Abkühlungsgröße im Winter und Frühjahr kleiner ist als in der milden, aber windreicheren Gegend von Lugano. Auch gegenüber der Oberrheinischen Tiefebene ist Davos durch geringere Abkühlung im Winter stark bevorzugt. *Mörikofer.*

**N. Critikos.** Über die Struktur des Taues. Gerlands Beitr. **21**, 33—35, 1929, Nr. 1. *Scheel.*

**Victor F. Hess.** Die mittlere Lebensdauer der Ionen in der Luft über dem Meere. (Nach neuen Messungen auf Helgoland, Sommer 1928.) Phys. ZS. **29**, 849—851, 1928, Nr. 22. [Vortrag auf der Hamburger Naturforschervers. Sept. 1928.] Die Arbeit ist Fortsetzung und Erweiterung von Versuchen, über welche bereits in der Phys. ZS. **28**, 882, 1927 berichtet wurde. Es soll die Frage geklärt werden, ob die bekannten Ionisatoren der Atmosphäre ausreichend sind, den beobachteten Ionisationszustand der Luft hervorzurufen. Hierzu wird die mittlere Lebensdauer der kleinen Ionen  $\vartheta$  nach Schweidlers Methode II aus der Halbwertsparnung bestimmt, wozu Verf. eine auch für Reisen geeignete Apparatur geschaffen hat. Gleichzeitig wurden Messungen an zwei Ebertapparaten, an einem Apparat nach Hess zur Messung schwerer Ionen, an zwei Kolhörster-Strahlungsapparaten und an einem Aitkenkernzähler (gemeinsam mit Mathias) ausgeführt. Es wurde auf der Nordspitze Helgolands gefunden, daß  $\vartheta$  bei „Polarluft“ (NNW—N-Winde) 200 bis 300 Sek. beträgt, oder vier- bis sechsmal größer als in reiner Landluft ist. Ähnlich verhält sich die Kernzahl (500 bis 1500 gegen 10000/cm<sup>3</sup>). Bei Landluft (S-Winde) beträgt auch in Helgoland wie auf dem Festlande  $\vartheta$  etwa 30 Sek., die Kernzahl bis 10000. Hiernach ist festgestellt, daß über landfernen Gebieten nur die Höhenstrahlung als Ionisator auftritt, während mit Annäherung an das Festland die radioaktiven Substanzen mehr und mehr hinzutreten. *Kolhörster.*

**H. B. Maris.** The upper atmosphere. Terr. Magn. **33**, 233—255, 1928, Nr. 4. Die Bestandteile einer völlig durchgemischten Atmosphäre würden sich, wenn keine Winde wehten, durch Diffusion entmischen. So würde z. B. in der Erdatmosphäre das Schweregleichgewicht für Helium über 140 km in einem Tage, über 106 km in 50 Tagen eintreten. In einer Höhe von 80 km lassen Strahlung und Absorption eine tägliche Temperaturschwankung von 140° im Sommer und 30° im Winter erwarten. Der CO<sub>2</sub>-Gehalt erweist sich als wichtiger für die Absorption ausgehender Strahlung als der Wasserdampf. Über 300 km kann die Atmosphäre wegen der ionisierenden Strahlung nicht im Gleichgewicht sein; der Prozentsatz von Molekülen sehr hoher Energie muß weit größer sein als bei einer Maxwellverteilung. *J. Bartels.*

**W. Milch.** Optik der Atmosphäre. S.-A. Handb. d. Experimentalphys. **25** [1], 211—253, 1928.

**G. Falckenberg.** Absorptionskonstanten einiger meteorologisch wichtiger Körper für infrarote Wellen. Meteorol. ZS. **45**, 334—337, 1928, Nr. 9. *Scheel.*

**Robert S. Mulliken.** Interpretation of the atmospheric absorption bands of oxygen. *Phys. Rev.* (2) **32**, 880—887, 1928, Nr. 6. Für die atmosphärischen Sauerstoffbanden wird eine Termanalyse gegeben, die von der der früheren Autoren etwas abweicht. Danach ist der Normalzustand des  $O_2$ -Moleküls ein  $^3S$ -Zustand, der Endzustand der atmosphärischen Absorptionsbanden ein  $^1S$ -Zustand, der wegen der außerordentlich geringen Intensität des  $^3S - ^1S$ -Überganges als metastabil zu bezeichnen ist. Zwischen diesen beiden Termen ist noch ein  $^1D$ -Term zu erwarten, so daß im Ultrarot noch ein weiteres System von atmosphärischen Absorptionsbanden des Sauerstoffs liegen müßte. *H. Kuhn.*

**J. C. McLennan.** The Spectrum of the Auroral Light. *Atti Congr. Intern. dei Fisici Como-Pavia-Roma Sept. 1927*, II, S. 305—330. *Scheel.*

**Manindra Nath Nitra.** Photographs of Coronas in monochromatic Light. *Indian Journ. of Phys.* **3**, 175—180, 1928, Nr. 2. Nach einem historischen Überblick über die Theorie der Kränze von Fraunhofer bis Mecke (*Ann. d. Phys.* **61**, **62**, **63**) und Blumer (*ZS. f. Phys.* **38** und **39**) wird die vom Verf. angewandte photographische Methode beschrieben. Eine mit destilliertem Wasser versehene Flasche steht durch Sperrhähne einmal mit einem evakuierten Gefäß, zum anderen mit der atmosphärischen Luft in Verbindung. Durch adiabatische Expansion entstehen Wolken, und durch sorgfältige Regulierung hat man es in der Hand, Partikeln jeder gewünschten Größe zu erhalten, die nun durch Beleuchtung mit dem von einer Quecksilberdampfampe aus- und durch eine schwefelsaure Chininlösung hindurchgehenden Licht, wie die beigefügten Figuren zeigen, vielfach rasch wechselnde Ringsysteme liefern. *Chr. Jensen.*

**G. Falckenberg.** Apparatur zur Messung der Himmelsstrahlung und Bodentemperatur. *Meteorol. ZS.* **45**, 422—425, 1928, Nr. 11. Es wird eine thermoelektrische Apparatur beschrieben, die gestattet, sowohl die Himmelsstrahlung zu messen und zu registrieren, als auch die Oberflächentemperatur des Bodens auf dem Umwege über dessen Strahlung zu bestimmen. Vergleichen mit dem Ängströmschen Pyrgeometer haben die Brauchbarkeit des neuen Apparates erwiesen. Damit wird sodann nachgewiesen, daß die Erdoberfläche nachts wärmer bleibt, als dem Strahlungsgleichgewicht entspricht, und als Energiequellen zur Deckung dieses Strahlungsaufwandes werden Wärmeleitung von unten und Turbulenzkonvektion von oben bezeichnet. *Mörikofer.*

**W. Kastrow.** Durchlässigkeit der absolut reinen und trockenen Atmosphäre für Sonnenstrahlung. *Meteorol. ZS.* **45**, 377—381, 1928, Nr. 10. In Anlehnung an Linkes Trübungsfaktor, für dessen Berechnung Linke sich auf die früheren Bestimmungen der extraterrestrischen Sonnenstrahlung stützte, berechnet Verf. nun auf Grund neuer Bestimmungen der Energieverteilung im Sonnenspektrum durch die Smithsonian Institution auf dem Mt. Wilson neue Werte für den Durchlässigkeitskoeffizienten der reinen und trockenen Atmosphäre für Gesamtsonnenstrahlung. Um die Abschwächung der Strahlung durch Zerstreuung an den Luftmolekülen und durch selektive Absorption (besonders in den Wasserdampf- und Ozonbanden) zu eliminieren, wird nicht wie früher der Weg einer numerischen Integration der Energiekurve eingeschlagen, sondern die empirische Kurve durch einen sie im ganzen gut wiedergebenden analytischen Ausdruck dargestellt und so integriert. Auch die Übereinstimmung mit der zur Kontrolle versuchten numerischen Integration ist vorzüglich, dagegen bestehen gegenüber den Berechnungen von Linke und Fowle wesentliche Differenzen, über deren Ursachen Vermutungen geäußert werden. *Mörikofer.*



**P. A. Galbas.** Berichte des Strahlungsklimatologischen Stationsnetzes im Deutschen Nordseegebiet. Herausgegeben im Auftrage der Gesellschaft zur Förderung der Klimaforschung im Deutschen Nordseegebiet. Braunschweig, Druck von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1928. Durch aufopfernde, zielbewußte Tätigkeit gelang es dem durch seine Förderung der Sonnenstrahlungsmessung am Taunusobservatorium bekannten Herausgeber, mit Rücksicht auf die praktischen medizinischen Forderungen in verhältnismäßig kurzer Zeit aus dem nur für theoretische Ziele gedachten „Sonnenstrahlungsnetz“ das „Strahlungsklimatologische Stationsnetz“ mit seinem erweiterten Aufgabenkreis zu entwickeln. Der erste hier vorliegende Jahresbericht soll vor allem den noch nicht genügend unterrichteten Kreisen die Kenntnisse der Grundbegriffe der strahlungsklimatischen Forschung übermitteln. Von diesem Gesichtspunkt aus wurde hier der von Linke auf der Tagung der Gesellschaft für Lichtforschung in Hamburg im September 1927 gehaltene Vortrag „Die Sonnen- und Himmelsstrahlung“ zum Abdruck gebracht, und von solchen Gesichtspunkten aus ist auch der ausgezeichnete, aus der Feder des durch seine Untersuchungen über die Intensitätsverteilung im kurzwelligen Teil des Sonnenspektrums (Dornostrahlung) bekannten Dr. Hoelper stammende Aufsatz über die ultraviolette Sonnenstrahlung zu bewerten. Von dem Bericht über die geschichtliche Entwicklung und die Ziele des Strahlungsklimatologischen Stationsnetzes abgesehen, sei ferner ganz besonders auf die „Klimatographie der Nordsee“ von Galbas hingewiesen, wo in klarer, anschaulicher Weise unter gerechter Würdigung der alten klimatischen Darstellungsart den neueren, für den Mediziner (Hygieniker) wichtigen Klimadarstellungen (Klimogramm) auf Grund der besonders die Abkühlungsgröße berücksichtigenden Dorno-van Oordtschen Vorschläge das Wort geredet und eine erschöpfende Darstellung des Nordseeklimas gegeben wird. Einen besonderen Hinweis verdient auch das sechste, aus der Hand von O. Moese (Breslau-Krietern) stammende Kapitel, da der Verf. bei seinen Helgoländer Untersuchungen in der Hochsaison 1927 eine starke Abhängigkeit der aktinometrisch erschlossenen Sonnenstrahlungsintensität von der Verteilung der Kalt- und Warmluftmassen in der Atmosphäre fand.

*Chr. Jensen.*

**J. J. Tichanowsky.** Eine Bemerkung über die Abhängigkeit der maximalen Himmelspolarisation von der Sonnenhöhe. Meteorol. ZS. 45, 480, 1928, Nr. 12. Der Tagesgang des Staubgehaltes und die Annäherung des beobachteten Punktes (im  $\odot$ -Vertikal  $90^\circ$  von der Sonne entfernt) an den Horizont wirkt im Sinne einer dauernden Verminderung der maximalen Polarisation mit zunehmender  $\odot$ -Höhe. Theoretische Erwägungen führten zur Annahme einer Zunahme von größeren  $\odot$ -Höhen ab (Meteorol. ZS. 41, 354, 1924; diese Ber. 8, 367—368, 558, 1927; 9, 2131, 1928). Hier wird ein Fall guter Übereinstimmung zwischen der Theorie und den im Juli 1927 auf Ai-Petri gefundenen Werten angeführt.

*Chr. Jensen.*

**J. J. Tichanowsky.** Über den Einfluß des Polychroismus auf die beobachtete Himmelspolarisation. Meteorol. ZS. 45, 480—481, 1928, Nr. 12. Verf. wies bereits im Jahre 1924 auf den möglichen Einfluß des Polychroismus der beiden senkrecht zueinander stehenden Polarisationskomponenten auf die beobachtete Polarisationsgröße (P.) im unzerlegten Licht hin. Aus dem im September und Oktober 1927 in Potsdam im Rot, Grün und Blau bestimmten P. berechnet er nach einer in der Meteorol. ZS. 41, 353, 1924 angegebenen Formel die P. des unzerlegten Lichtes. Aus den geringen Differenzen zwischen den berechneten und den beobachteten Werten zieht er den Schluß, daß bei geringer Polarisations-

dispersion der mögliche Einfluß des Polychroismus auf die Messung der P. nicht mehr als einige Promille ist. Zu bedenken ist die unstabile Wetterlage während der Beobachtung.

*Chr. Jensen.*

**Paul Duckert.** Messungen des Ozongehaltes über Lindenberg. S.-A. Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. 14, 219—239, 1928, Nr. 4. Die Untersuchungen über den Aufbau der höheren Atmosphärenschichten haben gezeigt, daß in verschiedenen Höhen Schichten vorhanden sind, an welchen sich gewisse Konstanten (Geschwindigkeit elastischer Wellen, Leitfähigkeit u. a.) stark ändern. Eine wesentliche Bereicherung unserer Kenntnisse über die höheren Atmosphärenschichten ist vom Studium des Ozongehaltes zu erwarten, mit dem Dobson begonnen hatte. Der Verf. veröffentlicht die Ergebnisse der Messungen, die nach der von Dobson angegebenen Methode 1926/27 in Lindenberg angestellt wurden, und diskutiert sie. Es bestehen zwei Maxima des Ozongehaltes, eins dicht unter der Entstehungsstelle in etwa 40 km Höhe, ein zweites dicht über der Stratosphärenrennze. Die äquivalente Schichtdicke des oberen Maximums beträgt zwischen 0,20 und 0,24 cm Ozon, die zweite Schicht hängt von der Luftdruckverteilung ab und bewirkt einen Zusammenhang zwischen Lage der Tiefdruckgebiete am Boden und Ozonmenge in der Stratosphäre. Aus dem Ozongehalt der oberen Häufungsstelle folgt eine Temperatur von  $+37^{\circ}\text{C}$  für 40 km Höhe, wie dies schon früher aus der anormalen Schallausbreitung gefolgert worden war. Der Verf. weist zum Schluß auf die noch vorhandenen Lücken hin. *Gutenberg.*

**F. Vercelli.** Rilievi sperimentali su alcuni metodi geoelettrici. Lincei Rend. (6) 8, 342—347, 1928, Nr. 9. Bericht über geoelektrische Versuche zum Zwecke der Aufsuchung von Erdölvorkommen. Benutzt wird Wechselstrom von akustischer Frequenz zwischen geerdeten Elektroden in einigen hundert Metern Abstand. Ausgemessen wird mittels Verstärker und Telephon bzw. Gleichrichter und Galvanometer sowohl das elektrische Feld am Erdboden als auch das im Luftraum induzierte elektromagnetische Feld. Um Störungen zu vermeiden, werden die Zuführungskabel sorgfältig abgeschirmt. Unter diesen Umständen sind die Vektoren des elektromagnetischen Feldes horizontal; jede Abweichung von dieser Richtung deutet auf Inhomogenitäten des Untergrundes bzw. Störungen durch leitende Massen. Die sonst beobachtete elliptische Polarisierung des Feldes verschwindet bei Abschirmung der Kabel, außer an jenen Stellen, die auch anormale Neigung zeigen. Die Anwendung eingehenderer Theorien scheint dem Verf. noch verfrüht. Die Äquipotentiallinien des statischen Feldes an der Erdoberfläche lassen sich auf Dezimeter genau bestimmen; nur in anormalen Gebieten zeigen sich auch hier Abweichungen, die aber weniger direkte Anhaltspunkte für die Erforschung des Untergrundes bieten als das elektromagnetische Feld. Bei Vergrößerung des Elektrodenabstandes treten die Anomalien stärker hervor. In einem weiten Gebiet der Ämilia mit relativ gut leitendem Untergrund deuten die Störungen auf Inseln schlechter leitenden Materials, wahrscheinlich Kohlenwasserstoffe, hin.

*K. Przißram.*

**R. Ambronn.** Elektrische Bodenforschung mittels Wechselströmen. Gerlands Beitr. 19, 5—58, 1928, Nr. 1. Es wird zunächst gezeigt, daß zwischen der Ausbreitung von Gleichströmen und von Wechselströmen in den räumlichen Leitern der Erdrinde ein grundlegender Unterschied besteht, welchem bisher bei den meisten Untersuchungen über die Ausbreitung von Wechselströmen im Untergrunde noch nicht Rechnung getragen ist, obgleich er in vielen Fällen für die Beurteilung und Diskussion der Messungsergebnisse von größter Bedeutung

ist. Während nämlich die Ausbreitung von Gleichstrom im Untergrunde ein lineares Strömungsfeld und als Integralwirkung der Bodenströmung auch ein lineares Magnetfeld zur Folge hat, ist das Strömungsfeld von Wechselströmen in den räumlichen Leitern der Erdrinde stets elliptisch polarisiert. Infolgedessen ist auch das als Integralfeld von den Wechselströmen im Boden erzeugte magnetische Feld ein elliptisch polarisiertes Magnetfeld. Diese Feststellung bedeutet, daß sowohl die Spannungs- und Stromvektoren im Erdinnern als auch der magnetische Vektor im Raum stets ebene Ellipsen mit der Frequenz der die Strömung erregenden als sinusförmig vorausgesetzten Wechselspannung umschreiben. Erst durch die quantitative Vermessung dieser Schwingungsellipsen kann eine vollständige Analyse des elektromagnetischen Feldes der Bodenströmung erlangt werden. Zu diesem Zwecke kann man entweder die Bestimmungsgrößen dieser Schwingungsellipsen selbst oder vollständige Systeme von je drei linearen Schwingungskomponenten ausmessen und zur Darstellung der Verteilung des elektromagnetischen Feldes im Raume verwerten. Es werden Umrechnungsformeln verschiedener solcher Systeme vollständiger und eindeutiger Darstellungsmethoden des elektromagnetischen Feldes der Bodenströme gegeben. Es wird weiter gezeigt, daß der Zustand des elektromagnetischen Feldes der Bodenströme zu einer bestimmten Zeit als Momentanfeld des elektrischen und magnetischen Vektors an jedem Punkt dargestellt werden kann. Diese Momentanfelder, welche sozusagen Momentaufnahmen der in jeder Periode wiederkehrenden, zu einer bestimmten Phase der Sendespannung gehörigen elektrischen Verteilung darstellen, bilden ein sehr durchsichtiges Hilfsmittel der elektrischen Bodenforschung. Durch vektorielle Subtraktion des für das betreffende Gebiet unter Ausschluß des Einflusses der gesuchten störenden Einlagerungen abweichender elektrischer Leitfähigkeit normalen elektromagnetischen Feldes von dem tatsächlich gemessenen Felde erhält man ein ebenfalls elliptisch polarisiertes Störungsfeld, welches die Wirkungen der gesuchten Objekte am klarsten zum Ausdruck bringt. Auch für dieses Störungsfeld kann man Momentanfelder für zweckmäßig gewählte Phasen berechnen und bildlich darstellen. Schließlich wird gezeigt, daß die bisher bekannten elektrischen Bodenforschungsverfahren, welche die elliptische Struktur des elektromagnetischen Feldes von Wechselstromverteilungen im Boden nicht berücksichtigen, nur zu rohen und vielfach sogar physikalisch völlig falschen Ergebnissen führen können.

*R. Ambronn.*

Geophysical Methods as applied in the study of geological structure. **Daniel L. Hazard.** The relation of the magnetic work of the United States Coast and Geodetic Survey to geophysical prospecting methods. **C. A. Heiland.** Geophysical methods of prospecting, with special reference to magnetic, radioactive, and electric methods. **O. H. Gish.** Depths of groundwater and other subsurface features indicated by earth-resistivity surveys. **Donald C. Barton.** The Eötvös torsion-balance method of mapping geological structure. **Roy W. Geranson.** Transmission of elastic waves through surface-rocks. **Harry Fielding Reid.** The advance of an earthquake disturbance. *Terr. Magn.* **33**, 129—148, 1928, Nr. 3. In sechs kleinen Abschnitten werden die Grundlagen der geophysikalischen Aufschlußverfahren zusammenfassend besprochen.

*J. Bartels.*

**L. Zehnder.** Die Synthese des Universums. *S.-A. Scientia* 1928, S. 163—172, September. Aus dem Chaos aller in ihre kleinsten Teilchen aufgelösten Substanzen des Weltalls mußten die Atome zu Staubkörnchen, diese zu Meteoriten

zusammenfrieren, in absoluter Kälte und Dunkelheit. Meteoritenschwärme, Meteoritenwolken entstanden, durch Zusammenballungen daraus leuchtende Sterne. Zahllose Meteoritenwolken durchziehen das Weltall, begegnen sich, durchdringen sich. Dabei stoßen unzählige Paare von Meteoriten überaus heftig zusammen. Blitzlichter flammen dort plötzlich auf, erlöschen langsam: der beiden Wolken gemeinsame Durchdringungsraum erscheint als Nebelfleck. Die Nebelfleckspektren bekommen deshalb Asymmetrien, die nicht als Eigenbewegungen solcher Gebilde gedeutet werden dürfen. *Zehnder.*

**A. S. Eddington.** The Electrical State of a Star (Abstract). Atti Congr. Intern. dei Fisici Como-Pavia-Roma Sept. 1927, II, S. 541—544. *Scheel.*

**A. S. Eddington.** Sub-Atomic Energy. Mem. and Proc. Manchester Soc. 72, 101—117, 1927/28, Nr. 7. Gemeinverständliche Entwicklung der Problemstellungen und Hypothesen, zu denen die moderne Astrophysik, das Werden und Vergehen der Materie betreffend, geführt hat. *Kirsch.*

**S. Chapman.** The Electrical Conductivity of Stellar Matter. Month. Not. 89, 54—57, 1928, Nr. 1. Mit Ausnahme der dichtesten Teile der Zwergsterne scheint es erlaubt, die elektrische Leitfähigkeit stellarer Materie (betrachtet als elektrisch neutral und bestehend aus freien Elektronen und positiven atomaren Ionen nur einer Art) mittels der gewöhnlichen kinetischen Gastheorie zu berechnen. Unter Benutzung früherer eigener Arbeiten leitet der Verf. einen Ausdruck für die spezifische Leitfähigkeit  $\sigma$  ab, der außer universellen Konstanten nur die Temperatur  $T$ , das Verhältnis  $Z$  der Anzahl der Elektronen und positiven Ionen, die Masse  $m_2$  der positiven Ionen und die Dichte  $\rho$  enthält. Dabei wird benutzt, daß  $T^3/\rho$  in allen Tiefen des Sternes konstant ist. Mit  $Z = 25$  und  $m_2 = 50 m_H$  berechnet sich  $\sigma_c$  für den Mittelpunkt, in elektromagnetischen Einheiten, für einen Riesenstern ( $\rho_c = 0,1$ ,  $T_c = 7 \cdot 10^6$ ) zu  $2,1 \cdot 10^{-5}$ , für die Sonne ( $\rho_c = 76$ ,  $T_c = 4 \cdot 10^7$ ) zu  $3,4 \cdot 10^{-4}$ . In einem Niveau mit  $T = 10000^\circ$ , wo  $Z = 1$  und die Dichten beim Riesenstern gleich  $3 \cdot 10^{-10}$ , bei der Sonne  $1,2 \cdot 10^{-9}$  sind, werden die spezifischen Leitfähigkeiten  $1,1 \cdot 10^{-8}$  und  $1,2 \cdot 10^{-8}$ . Diese Werte erreichen zwar nicht diejenigen für Metalle bei gewöhnlicher Temperatur (Kupfer  $6 \cdot 10^{-4}$  elektromagn. =  $6 \cdot 10^5 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ), sind aber doch beträchtlich, namentlich im Hinblick auf die Auswirkung für das magnetische Feld der Sonne. *J. Bartels.*

**Harlan True Stetson.** Variation of Latitude with the Moon's Position. Nature 123, 127—128, 1929, Nr. 3091. Aus etwa 2000 bis 3000 Beobachtungen, die an der Sternwarte der Harvard-Universität in Cambridge (U. S. A.) angestellt wurden, ergab sich eine Abhängigkeit der geographischen Breite (Polhöhe) der Sternwarte von der Mondhöhe. Im Mittel 1911 bis 1914 erreichte die Breite ihr Maximum bei einer Mondhöhe von etwa  $30^\circ$ , die Schwankungen erreichen fast  $0,1''$  und können bei Sternbeobachtungen wesentliche Fehlerquellen bilden. Infolge der Mittelbildung kommen meteorologische Ursachen nicht in Frage, dagegen wäre es denkbar, daß es sich um Refraktionsänderungen durch die atmosphärischen Gezeiten handelt. *Gutenberg.*

**Ronald W. Gurney.** Angular distribution of intensity of resonance radiation. Proc. Nat. Acad. Amer. 14, 946—951, 1928, Nr. 12. Wood und Ellet fanden, daß bei Anregung mit polarisiertem Licht die Intensität der Resonanzlinie  $\lambda 2537$  von Hg in Richtung des elektrischen Vektors gegenüber

der in Richtung des magnetischen Vektors „sehr schwach“ ist. Daraus folgt, wie der Verf. zeigt, daß bei unpolarisierter Anregung die Intensität der Resonanzstrahlung senkrecht zum erregenden Strahl etwa halb so groß ist wie in Richtung desselben. Die Voraussetzung gleichmäßiger Intensitätsverteilung um den erregenden Strahl wurde bisher in der Astrophysik bei der Behandlung der planetarischen Nebel mit zentralem Stern gemacht. Dadurch, daß diese Voraussetzung nicht erfüllt ist, können gewisse Anomalien in der Intensitätsverteilung dieser Nebel erklärt werden. Wenn es sich nicht um Einstrahlung der Resonanzlinie, sondern von Linien mit höherem Anfangsniveau handelt, sind die Verhältnisse nicht ohne weiteres zu übersehen. Auch bei Anregung mit einem Elektronenstrahl ist eine ähnliche ungleichförmige Intensitätsverteilung um diesen Strahl zu erwarten. *G. Herzberg.*

**Alfred Brill.** Die Temperaturstrahlung der Fixsterne. ZS. f. Phys. 52, 767—794, 1929, Nr. 11/12. Einleitend werden die Prinzipien einer Temperaturdefinition für die Fixsternstrahlung erläutert. Die Farbtemperatur bezieht sich auf die Form der Energiekurve, die Strahlungstemperatur auf die Intensität der vom Stern zu uns gelangenden Strahlung. Da die Sonne nicht wie ein vollkommen schwarzer Körper strahlt, erhält man je nach dem Spektralbereich verschiedene Farbtemperaturen. Mit bekannten Daten wird die Strahlungstemperatur der bolometrischen, der visuellen und der photographischen Helligkeit für die Sonne bestimmt. Die von Wilsing und Rosenberg aus der Intensitätsverteilung in den Sternspektren abgeleiteten Farbtemperaturen werden einer eingehenden Kritik unterzogen. Die Farbtemperatur der Fixsterne hängt wie die der Sonne von dem Spektralgebiet ab, auf das sich die Messungen beziehen. Die mittlere Wellenlänge der Sampsonischen spektralphotometrischen Beobachtungen liegt zwischen den mittleren Wellenlängen der Wilsingschen und der Rosenbergschen. Der photographische Farbenindex (photographische minus visuelle Helligkeit) und der Wärmeindex (visuelle minus bolometrische Helligkeit) können zur Sicherung der Farbtemperaturskala benutzt werden, wenn man die beobachteten Helligkeiten auf ein einheitliches, durch Rechnung festgelegtes System reduziert. Die Strahlungstemperatur der Fixsterne wird bestimmt erstens indirekt durch Berücksichtigung der Abweichungen der Sternstrahlung von der schwarzen Strahlung nach den spektralphotometrischen Beobachtungen oder nach den photographischen Farbenindizes, zweitens direkt aus der scheinbaren Helligkeit, wenn der scheinbare Halbmesser des Sternes bekannt ist. Den Schluß des Aufsatzes bildet eine Zusammenstellung der Temperaturen von 14 hellen Fixsternen, die von verschiedenen Autoren mit verschiedenen Instrumenten nach verschiedenartigen Beobachtungs- und Reduktionsmethoden erhalten wurden. *Scheel.*

**A. Amerio.** Nuove misure sulla radiazione solare. Atti Congr. Intern. dei Fisici Como-Pavia-Roma Sept. 1927, II, S. 421—432. *Scheel.*

**Ross Gunn.** Note on the radial magnetic gradient of the sun. Terr. Magn. 33, 231—232, 1928, Nr. 4. Kurze Mitteilung über theoretische Rechnungen zur Erklärung der radialen Begrenzung des magnetischen Feldes der Sonne. Sie soll auf dem diamagnetischen Effekt in ionisierten Gasschichten geringer Dichte beruhen. *J. Bartels.*

**W. Brunner.** Relative sunspot-numbers for the central zone of the sun's disk for the 11-year-period 1917 to 1927. Terr. Magn. 33, 223—228, 1928, Nr. 4. Um das Studium der Beziehungen zwischen solaren und terrestrischen

Erscheinungen zu erleichtern, werden Relativzahlen der Sonnenflecken für eine zentrale Kreisfläche vom halben Radius der Sonnenscheibe aus den Beobachtungen in Zürich berechnet und in Tabellen für jeden Tag der Jahre 1917 bis 1927 mitgeteilt. *J. Bartels.*

**S. Chapman.** On the Radial Limitation of the Sun's Magnetic Field. Month. Not. 89, 57—79, 1928, Nr. 1. Es wird gezeigt, daß sich unter der vereinigten Wirkung der Schwerkraft und der elektrostatischen und magnetischen Felder in der umkehrenden Schicht der Sonne ein ostwärts gerichteter Driftstrom aus westwärts wandernden Elektronen herausbilden wird, und daß dieser Strom von der richtigen Größenordnung ist, um die radiale Begrenzung des solaren Magnetfeldes zu erklären. Aus der Theorie folgt eine untere Grenze ( $10^{-4}$  Atm.) für den Druck an der Basis der umkehrenden Schicht, der von derselben Größenordnung, nur etwas größer, ist wie der von E. A. Milne auf Grund ganz anderer Überlegungen gefundene Druck. Die radiale Abnahme der magnetischen Feldstärke von 50 auf 10 Gauß geschieht wahrscheinlich in einer Schicht von nur 25 km Dicke. Der schnelle Anstieg der Stärke des Magnetfeldes nach unten zu setzt sich wahrscheinlich bis zu einer Tiefe von etwa 100 km unter der Photosphäre fort, wo das Feld auf etwa 10000 Gauß steigen mag; genauere Überlegungen aus der Gastheorie, die in einem Anhang erwähnt werden, führen jedoch nur auf weniger als  $\frac{1}{14}$  dieses Wertes. Dieses innere Feld kann mit Larmor aufgefaßt werden als Wirkung eines Systems westwärts gerichteter Ströme in einer tieferen Schicht, das durch elektromagnetische Induktion vermöge innerer meridionaler Zirkulation solarer Massen entsteht. Die Zirkulation könnte von der Art sein, wie sie Bjerknes zur Erklärung der elfjährigen Fleckenperiode vorschlägt. Die Driftströme in der äußeren Sonnenschicht beschränken lediglich die magnetischen Kraftlinien inneren Ursprungs, die sich sonst in den Raum ausbreiten würden, auf die Sonnenatmosphäre. Genauere gaskinetische Behandlung dieser Fragen ist beabsichtigt.

*J. Bartels.*

**S. Chapman.** The Sun's General Magnetic Field and the Chromosphere. Month. Not. 89, 80—84, 1928, Nr. 1. In der vorstehend besprochenen Arbeit ist die Theorie der Begrenzung des solaren Magnetfeldes ausgearbeitet unter der Annahme, daß die Sonnenatmosphäre gleichmäßige Temperatur hat und vom gewöhnlichen Gasdruck getragen wird. In der oberen umkehrenden Schicht und in der Chromosphäre wirkt selektiver Strahlungsdruck. Es wird untersucht, wie die Theorie davon beeinflusst wird. Aus der starken, ostwärts gerichteten Bewegung, die in der Chromosphäre beobachtet wird, läßt sich schließen, daß das allgemeine Magnetfeld der Sonne sich nicht merklich in die Chromosphäre erstrecken kann. Auch die Form der Korona kann also nicht vom inneren Sonnenfeld beeinflusst werden, ebensowenig wie die Bahn der von der Sonne ausgehenden Korpuskularstrahlen, die die erdmagnetischen Störungen auslösen. *J. Bartels.*

## Geophysikalische Berichte.

**F. Krüger.** Materie und Energie im Weltgeschehen. Rektoratsrede. Greifswalder Universitätsreden, Heft 15, 29 S., 1928. Nach einem kurzen Überblick über die Entwicklung der Physik seit Robert Mayer und Helmholtz werden die neueren kosmogonischen Theorien besprochen. Die Hypothese, daß die Welt einen Anfang gehabt hat, aber noch nicht lange genug gelebt hat, als daß ihr Wärmetod hätte eintreten können, wird abgelehnt. Die thermodynamischen Schwierigkeiten der anderen Annahme, daß die Welt sich im Gleichgewicht befindet, werden erörtert und in Anlehnung an Nernst und Wichert gezeigt, welche Auswege sich bieten.

*Güntherschulze.*

**H. Schmehl.** Die Reduktion der Koinzidenzzeiten von Pendeln zur Berechnung von Schweredifferenzen. ZS. f. Geophys. 5, 1—15, 1929, Nr. 1. Zur Reduktion der Schwerependelbeobachtungen wird ein Verfahren angegeben, das die meist üblichen Rechnungen: Bestimmung der beobachteten Schwingungszeiten eines Pendels aus den beobachteten Koinzidenzzeiten, Reduktion der beobachteten Schwingungszeiten auf gleiche Verhältnisse, Berechnung der relativen Schwerkraft aus reduzierten Schwingungszeitdifferenzen, ersetzt durch: Reduktion der beobachteten Koinzidenzzeiten auf gleiche Verhältnisse, Berechnung der relativen Schwerkraft aus reduzierten Koinzidenzzeitdifferenzen. Die Reduktionsformeln werden allgemein zur Reduktion der Beobachtungen von  $1/i$ -Sekundenpendeln abgeleitet. Neben dem Einpendelverfahren wird auch das Zweipendelverfahren berücksichtigt. Zahlenbeispiele dienen zur Erläuterung der Reduktionen.

*Schmehl.*

**Leo Wenzel Pollak.** Fortschritte in der Anwendung des Lochkartenverfahrens auf geophysikalische Probleme. ZS. f. Geophys. 5, 33—36, 1929, Nr. 1. Der Verf. zeigt zunächst, wie das von ihm ausgearbeitete und für eine ganze Reihe von Untersuchungen mit vorzüglichen Erfolgen angewandte Lochkartenverfahren zur harmonischen Analyse der Gezeiten verwendet werden kann, und verweist dann auf die Versuche, bei denen Lochkarten- und Rechenmaschinen elektrisch gekoppelt wurden, so daß z. B. die auf Rechenmaschinen gewonnenen Produkte, aber auch beliebig anders errechnete Werte, direkt gelocht werden. Auf diesem Wege können alle in der Geophysik vorkommenden Aufgaben, welche Multiplikationen erfordern, z. B. Berechnung von Korrelationskoeffizienten, durchgeführt werden.

*Gutenberg.*

**B. P. Weinberg.** Die natürlichen produktiven Kräfte und die geophysikalischen Untersuchungen. Wiss. Arbeiter Leningrad, Nr. 5/6, S. 13—19, 1927 (russisch). Der Verf. gibt eine Klassifikation der produktiven Kräfte nach dem materiell-energetischen Prinzip (die Vorräte des Stoffes, die Vorräte der Energie und die Quellen der Leistung) sowie eine Klassifikation der Objekte von geophysikalischen Untersuchungen (die Zustände und Erscheinungen, welche hauptsächlich von der Materie und der Energie der Erdkugel abhängen, und die Erscheinungen, welche von der Sonnenenergie und von anderen kosmischen Einflüssen abhängen). Auf Grund dieser Klassifikation bestimmt der Verf. die rationellsten Methoden der Erforschung und der Ausnutzung der produktiven Kräfte, die Kategorien und Methoden der geophysikalischen Untersuchungen, sowie die notwendigen Wechselbeziehungen zwischen der Erforschung und Ausnutzung der produktiven Kräfte und den geophysikalischen Untersuchungen.

*B. Weinberg.*

**G. Silva.** Sulla definizione della gravità normale. *Lincei Rend.* (6) 8, 691—696, 1928, Nr. 12. *Güntherschulze.*

**R. Wavre.** Sur les formules de Clairaut relatives à la géodésie. *C. R. Séances Soc. de phys. de Genève* 45, 143—146, 1928, Nr. 3. (Suppl. Arch. sc. phys. et nat.) Ausgehend von einer bereits früher vom Verf. abgeleiteten, allgemein gültigen Beziehung zwischen der Dichte in einem rotierenden, flüssigen Planeten, der Rotationsgeschwindigkeit und der Gestalt der Flächen gleicher Dichte leitet der Verf. unter Annahme sehr geringer Abplattung und langsamer Rotation eine dem Clairautschen Theorem entsprechende Beziehung ab, die die Abplattung der Flächen gleicher Dichte mit der mittleren Dichte des von diesen Flächen eingeschlossenen Volumens verbindet. Weiterhin werden Beziehungen angegeben zwischen den mittleren Krümmungen der Flächen gleicher Dichte und der Potentialflächen auf der Polarachse, der Rotationsgeschwindigkeit, der Schwere und ihrer Veränderlichkeit mit der Tiefe. Zum Schluß werden noch die polaren Krümmungsradien der Meridianellipsen auf den Flächen gleicher Dichte, den Flächen gleichen Druckes und den Potentialflächen eingeführt.

*K. Jung.*

**Rolin Wavre.** Sur les lignes de forces du champ de la pesanteur. *C. R. Séances Soc. de phys. de Genève* 45, 132—133, 1928, Nr. 3. (Suppl. Arch. sc. phys. et nat.) Aus einer früher schon vom Verf. abgeleiteten Formel werden folgende Sätze gefolgert: 1. Wenn in einem Teile eines flüssigen Planeten die Flächen gleicher Dichte einander parallel sind, so haben sie an dieser Stelle konstante mittlere Krümmung. 2. Wenn in einem Punkte die Tangente an eine Schwerkraftlinie stationär ist, so ist dort die mittlere Krümmung der Fläche gleicher Dichte auch stationär.

*K. Jung.*

**R. Wavre.** Sur les figures d'équilibre d'une masse fluide hétérogène. *C. R.* 186, 734—736, 1928, Nr. 12. Bringt Zusammenhänge zwischen der Gestalt der Flächen gleicher Dichte, der Dichte und der Schwerkraft im Innern eines rotierenden, flüssigen Planeten. Es wird Rotationssymmetrie und Symmetrie zur Äquatorebene vorausgesetzt.

*K. Jung.*

**D. Pekár.** Die Entwicklung der Eötvösschen Originaldrehwaagen. *Naturwissensch.* 16, 1079—1088, 1928, Nr. 51. Nach einem Hinweis auf die Wichtigkeit der Drehwaage für die Wissenschaften der Geophysik, Geologie, Geodäsie und Seismik wie für die Praxis wird eine Geschichte der bekanntlich von dem ungarischen Physiker Eötvös erfundenen Drehwaage von den ersten Anfängen im Beginn der 80er Jahre des vorigen Jahrhunderts bis zur Jetztzeit gegeben, wobei unter anderem erwähnt wird, daß man in Ungarn die photographische Methode nicht benutzt. Zahlreiche Abbildungen.

*Otto Meissner-Potsdam.*

**Karl Oltay.** Die Genauigkeit der mit der Eötvösschen Drehwaage durchgeführten relativen Schwerkraftmessungen. *Geodätische Arbeiten der Baron v. Eötvösschen Geophysischen Forschungen III u. 114 S., 2 Tafeln.* Budapest 1928. In den Jahren 1908 und 1909 sind vom Verf. in dem von Eötvös mit der Drehwaage genau untersuchten Gebiet sorgfältige Pendelmessungen zur Bestimmung der Schwereunterschiede ausgeführt worden. Die vorliegende Veröffentlichung enthält außer den Resultaten der Pendelmessungen genaue Angaben über die Lage der Pendelstationen, die Pendelkonstanten, die Korrekturen wegen Uhrgang, Mitschwingen des Stativs, Temperatur und Luftdruck, und die Reduktionen auf gleiche Meereshöhe. Eingehende Untersuchungen über die



möglichen Fehler und die Genauigkeit jeder der Reduktionen erlauben ein sicheres Urteil über die Zuverlässigkeit der Resultate. Nachdem das endgültige Resultat mit großer Sorgfalt ermittelt ist, werden die Schwereunterschiede mit den von Eötvös aus den Gradienten berechneten Schwereunterschieden verglichen. Wie sich zeigt, „können die aus den Messungen mit der Eötvösschen Drehwaage abgeleiteten Schwerkraftunterschiede als ebenso genau betrachtet werden als jene, welche aus Resultaten mit invariablen Pendeln abgeleitet wurden, wenn die Stationen dicht aufeinanderfolgen und das Terrain ziemlich flach ist“. Ein Anhang bringt die Resultate aller nach dem Jahre 1908 in den verschiedensten Teilen Ungarns ausgeführten Pendelmessungen. *K. Jung.*

**George R. Putnam.** Isostasy. *Nature* **123**, 298—299, 1929, Nr. 3095. Der Verf. bespricht einige Probleme der Schererreduktion im Zusammenhang mit der Frage, ob lokale Isostasie möglich sei, was er verneint. *Gutenberg.*

**George R. Putnam.** Regional Isostasy over the Oceans. *Nature* **123**, 316, 1929, Nr. 3096. Die Schweremessungen, die Meinesz im Unterseeboot ausführte, zeigen, daß auch über den Ozeanböden regionale und keine lokale Isostasie vorhanden ist. Der Verf. weist auch hier (vgl. vorstehendes Referat) auf eine Reihe von Schwierigkeiten hin, welche die Sicherheit der Rechenergebnisse beeinträchtigen. *Gutenberg.*

**A. Belluigi.** Sul calcolo della profondità di masse profonde gravimetricamente disturbanti. *Gerlands Beitr.* **21**, 173—177, 1929, Nr. 2/3. Enthält allgemeine Ausführungen über die Terrainreduktion des Gradienten und Angaben über die Wirkung kugelförmiger Masseneinbettungen. *K. Jung.*

**A. Belluigi.** Rilievi gravimetrici ed isostasia. *Lincei Rend.* (6) **8**, 302—305, 1928, Nr. 7/8. Enthält Betrachtungen über Isostasie und Schwereanomalien. *K. Jung.*

**A. Belluigi.** Sulla forma delle masse profonde gravimetricamente perturbanti. *Lincei Rend.* (6) **9**, 60—63, 1929, Nr. 1. Einfluß der Gestalt unterirdischer Massen auf die gravimetrischen Messungen. *Mainka.*

**R. Schwinner.** Schweremessungen und Gebirgsbau im Riesengebirge. *Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanstalt Berlin* **49**, Teil I, 270—278, 1928. Über die Herkunft des Granits im zentralen Teile des Riesengebirges stehen zwei Annahmen zur Diskussion: A. Der Granit ist in einer trichterartig erweiterten Spalte etwa unter der heutigen Kammlinie aufgestiegen und hat sich von dort aus in einer unterirdischen Schichtfuge nordwärts ziemlich horizontal ausgebreitet. B. Der Granit stammt von einem im Norden in größerer Tiefe gelegenen Magmaherd und ist als Lagergang südwärts bis in seine heutige Lage vorgedrungen. In beiden Fällen hat Erosion den Granit freigelegt. Im Falle A. müßte, da der Granit etwas leichter ist als seine Umgebung, ein Schwereminimum etwa auf dem Hauptkamm des Riesengebirges zu finden sein, im Falle B. liegt es nördlicher. Die isostatisch reduzierten Schweremessungen schließen den Fall A. aus. *K. Jung.*

**William Bowie.** Possible Origin of Oceans and Continents. *Gerlands Beitr.* **21**, 178—182, 1929, Nr. 2/3. Nimmt man den isostatischen Hypothesen entsprechend an, daß die Kontinente im wesentlichen granitartige Schollen sind, die auf dem etwas schwereren, in Tiefseeböden zutage tretenden basaltischen Material schwimmen, so steht noch eine befriedigende Erklärung für

die geographische Verteilung der Kontinente und Ozeane aus, es fehlt sogar noch eine Erklärung dafür, daß nicht einfach eine dünne Schicht granitartigen Materials das basaltische Material lückenlos überdeckt. Die geographische Verteilung von Land und Ozean mag sich auf eine den Wegenerschen Annahmen ähnliche Art herausgebildet haben. Die erste Anlage der Tiefseebecken sucht der Verf. übereinstimmend mit den vor etwa 40 Jahren von Osmond Fisher in seinem Buche „Physics of the Earth“ geäußerten Ansichten in der Loslösung des Mondes von der Erde. Es ist unentschieden, ob Gezeitenwirkungen im Sinne Darwins oder ob eine Riesenexplosion die Ursache dieser für die Oberflächen-gestaltung der Erde so bedeutungsvollen Katastrophe war. Die Massen des Mondes fehlen in den Tiefseebecken; und da nach der Katastrophe kein wesentlicher horizontaler Massenausgleich stattgefunden hat, muß die Loslösung des Mondes zu einer Zeit erfolgt sein, als die Erdkruste bereits zu einer festen Masse erstarrt war.

*K. Jung.*

**E. Rutherford.** Origin of Actinium and Age of the Earth. Nature 123, 313—314, 1929, Nr. 3096. F. W. Aston hat kürzlich mit seinem Massenspektrographen das Massenspektrum von Uranblei aufgenommen und darin eine starke Linie bei 206, eine schwache bei 207 und eine noch schwächere bei 208 im ungefähren Intensitätsverhältnis 100 : 10,7 : 4,5 gefunden; die Linie mit 207 wurde von ihm dem Actiniumblei zugeschrieben, woraus für Protactinium das Atomgewicht 231 folgt. Daran knüpft Rutherford einige Bemerkungen; als Abzweigungsstelle von der Uranreihe wird ein „Actinouran“ angesehen mit dem Atomgewicht 235, aus dem über einen  $\alpha$ -Zerfall UY und über einen  $\beta$ -Zerfall Pa entsteht. Da ungefähr 3% der U-Reihe in die Ac-Reihe abspalten und da aus Astons Messungen das Verhältnis von AcPb zu UPb ungefähr bekannt ist — es wird mit 7% angesetzt —, kann man für die Halbwertszeit des AcU den Wert von  $4,2 \cdot 10^8$  Jahren errechnen. Daraus folgt weiter, daß AcU nur 0,28% des Hauptvertreter der U-Isotope jetzt beträgt und 1,44% vor  $10^9$  Jahren betragen hat. Und diese Zahlen wieder werden verwendet, um Schlüsse auf das Erdalter ( $3,4 \cdot 10^9$  Jahre) und auf jene Zeitepochen zu ziehen, in denen in der Sonne Elemente wie Uran entstehen können.

*K. W. F. Kohlrausch.*

**Kyoji Suyehiro.** A Device for preventing the Instability of Horizontal Seismometers. Proc. Imp. Acad. Tokyo 4, 597—599, 1928, Nr. 10. Wird ein Pendel mit großer Eigenperiode — der Verf. benutzte ein Rebeur-Paschwitz-Pendel — senkrecht zu seiner eigentlichen Schwingungsrichtung mit kurzer Periode angeregt, so gerät es in Eigenschwingungen, wie der Verf. an Hand von Plattformversuchen zeigt. (Auf die Wirkung der Dämpfung wird nicht eingegangen!) Diese Erscheinung wird stark gemildert, wenn man zwei um 180° gegeneinander gedrehte Pendel benutzt, deren obere Aufhängungspunkte starr verbunden sind.

*Gutenberg.*

The Schweydar Two-Component Seismograph. Instrument World 1, 335—336, 1929, Nr. 11. Eine kurze, alles Wesentliche enthaltende Beschreibung des für die Zwecke der angewandten Geophysik konstruierten Apparats. Ohne Figur.

*K. Jung.*

**E. Oddone.** Per l'interpretazione delle onde sismiche superficiali. Lincei Rend. (6) 8, 64—70, 1928, Nr. 1/2. Die Mitteilung behandelt die verschiedenen Annahmen über die seismischen Oberflächenwellen.

*Mainka.*

**Roy W. Goranson.** Transmission of elastic waves through surface-rocks. S.-A. Terr. Magn. **33**, 143—148, 1928, Nr. 3. Verf. berichtet über eine von ihm unternommene Untersuchung angeführter Art. Soweit seismische Registrierungen in Frage kommen, reichen die Herdentfernungen in der dargestellten Laufzeitkurve bis zu 1000 km. Insbesondere für zwei Fälle gibt der Autor zwei leicht verständliche Abbildungen: 1. Zwei scharf aneinanderstoßende Felsschichten verschiedener Art. 2. Zwei Felsschichten verschiedener Art voneinander durch eine Übergangsschicht getrennt. Tiefe etwa 60 km. Die gegebene Darstellung erscheint plausibel, sie als beweiskräftig anzusehen, erscheint fraglich, zumal die ursprünglichen Ausgangsdaten fehlen, was übrigens auch sonst üblich ist, leider. Verf. geht dann ebenfalls im Rahmen eines erzählenden Berichtes auf die Praxis ein: Erregung elastischer Wellen in den obersten Schichten durch Sprengungen und anschließende Feststellung des Untergrundes. Leider fehlt hier eine Angabe, wie weit der Geologe mithilft, so daß über die Genauigkeit der reinen seismischen Arbeit nichts gesagt werden kann. *Mainka.*

**Charles Davison.** The Eleven-year and Nineteen-year Periods and other related Periods of Earthquake Frequency. Phil. Mag. (7) **7**, 580—586, 1929, Nr. 43. Der Verf. untersucht nach einer eigenen Methode Periodizitäten von Erdbeben auf der Nordhalbkugel auf Grund eines Erdbebenkatalogs von Milne und kommt dabei zu folgenden Ergebnissen, die auch bei Trennung des Materials nach Jahreszeiten und Gegenden im wesentlichen die gleichen sind:

Untersuchte Periode Jahre	Nördliche Tropen		Nördliche gemäßigte Zone	
	Maximum	Amplitude	Maximum	Amplitude
11	1708	0,35	1709	0,15
22	1716/17	0,32	1716	0,11
33	1724/25	0,18	1722/24	0,24
19	1715	0,20	1715	0,21
38	1726/28	0,33	1723/24	0,17

*Gutenberg.*

**Robert Schwinner.** Zur Deutung der Transversalbeben in den nordöstlichen Alpen. ZS. f. Geophys. **5**, 16—31, 1929, Nr. 1. Bei Beben, deren Zentrum in den inneren Zonen der nordöstlichen Alpen liegt, zeigt die Verteilung des Schüttergebiets und die Bebenstärke keinen deutlichen Zusammenhang mit der geologischen Struktur. Die Beben pflanzen sich vorzugsweise quer („transversal“) zum Streichen der Gebirgsmassen fort und sind in ihrem ganzen Verhalten sehr unregelmäßig. Nach Ansicht des Verf. wird der größte Teil der Bebenenergie im Sinne Ullers an einer Unstetigkeitsfläche entlang geführt. Am nächsten liegt die Annahme, daß die Grenze Sial—Sima die Führungsfläche ist. An Kanten und Stufen dieser Fläche wird die Bebenenergie zerstreut, und es treten Unregelmäßigkeiten der Bebenfortpflanzung auf, die sich an der Oberfläche durch plötzliche Verbreiterung oder Verengerung des Schüttergebiets, durch plötzliche Zunahme oder Abnahme der Bebenstärke erkennen lassen. Diese Erscheinungen stehen in engem Zusammenhang mit variskischen und älteren Gebirgsbildungen an der Stelle der heutigen Alpen. Auch die Schwereverteilung im Gebiet der Ostalpen deutet darauf hin. *K. Jung.*

**Katsutada Sezawa.** The Tilting of the Surface of a Semi-infinite Solid due to the Internal Nuclei of Strain. Proc. Imp. Acad. Tokyo **4**,

600—602, 1928, Nr. 10. Der Verf. leitet die Verschiebungen der Erdkruste ab, falls in einer bestimmten Tiefe Spannungen vorhanden sind, über die verschiedene Annahmen gemacht werden. Eine ausführliche Arbeit über den gleichen Gegenstand wird angekündigt.

*Gutenberg.*

**J. Versluys.** How can intermittence of springs be explained? Proc. Amsterdam 32, 88—93, 1929, Nr. 2. Der Verf. zeigt, daß eine Mischung von Flüssigkeit mit Dampf unter zwei verschiedenen Bedingungen aus einem unterirdischen Kanal ausströmen kann, die er als Schaum (foam) und Nebel (mist) bezeichnet. Von wesentlicher Bedeutung ist die Verschiedenheit der Geschwindigkeit, mit der das Gas und die Flüssigkeit ausströmen. Ein direkter Übergang vom einen in den anderen Zustand ist nicht möglich. Liegen in einem Teile des Kanals die Verhältnisse zwischen den für die beiden Zustände geltenden Grenzwerten, so tritt intermittierendes Ausströmen ein.

*Gutenberg.*

**Thorkell Thorkelsson.** On the Geyser Theory. (J. Joly, Editorial Note.) Phil. Mag. (7) 5, 441—444, 1928, Nr. 28. Zur Erklärung der Geisererscheinungen weist Verf. auf seine von Bunsen abweichende Theorie hin. Heiße Quellgase, Dampf und Wasser in Kanälen und Höhlungen des Geisers spielen nach dem Verf. die Hauptrolle, wobei viele Variationen möglich sind. Als Beispiel werden seine neuesten Beobachtungen an einem isländischen Geiser gebracht, dessen Ausbrüche mit einer Periode von 14 m 57 sec vor sich gingen. Es stellte sich heraus, daß das Quellwasser Seewasser war, obwohl die Entfernung des Geisers von der Küste 1350 m und die Öffnung des Geisers 20 m über dem Seespiegel war; bei keiner anderen heißen Quelle war Seewasser zu beobachten. Mit der Annahme von Bunsen läßt sich diese Beobachtung nicht vereinbaren. Es muß vielmehr die Geiseröffnung mit dem Innern, wo Dämpfe und Gase erzeugt werden, durch einen Hauptkanal verbunden sein, in den durch einen Seitenkanal das Seewasser hineinsickert.

*Mainka.*

**D. Grave.** L'hyperatmosphère électrique et le magnétisme terrestre. Bull. Acad. Sc. Leningrad 1928, S. 347—366, Nr. 4/5 (russisch). Einleitend wird ganz allgemein über Beziehungen zwischen Sonnenflecken und verschiedenen physikalischen und biologischen Phänomenen auf der Erde berichtet. In den Vordergrund gerückt werden die Schwankungen des Nordlichts und des irdischen Magnetismus, die parallel verlaufen und im ursächlichen Zusammenhang mit dem Erscheinen der Sonnenflecken stehen. Zur Erklärung wird die Nordlichttheorie von Bjerkeland und Störmer herangezogen. Es wird der Versuch gemacht, die bekannten Abweichungen von der Newtonschen Mechanik des Sonnensystems mit Hilfe der Annahme einer elektrischen Hyperatmosphäre zu erklären, wobei der Einfluß für die sonnennahen Planeten (bzw. die heißen Planeten nahen Trabanten) am größten ist. Die Ansätze werden mit der Relativitätstheorie verglichen. Die Schwankungen des irdischen Magnetismus werden durch die äußere, veränderliche Komponente erklärt, die ihren Ursprung in der Hyperatmosphäre hat. Zur Erforschung dieser elektrischen Atmosphäre wird die Aufnahme radiotechnischer Versuche vorgeschlagen.

*Sachse.*

**W. M. H. Greaves and H. W. Newton.** Large Magnetic Storms and Large Sunspots. Month. Not. 88, 556—567, 1928, Nr. 7. Aus den Sonnenbeobachtungen und erdmagnetischen Registrierungen in Greenwich 1874 bis 1927 wurden zwei Kataloge ausgezogen: Der eine umfaßt alle Fleckengruppen (Anzahl 455), deren mittlere Fläche 500 Millionstel der Sonnenhalbkugel oder mehr bedeckt (ge-

wöhnlich mit bloßem Auge sichtbar); der andere enthält alle magnetischen Störungen, deren Amplituden  $30'$  in Deklination oder  $150 \gamma$  in einer Kraftkomponente überschreiten (Anzahl 405). Vorliegende Arbeit bezieht sich auf eine weiter eingeschränkte Liste der 61 größten Stürme (über  $1^\circ$  in  $D$ , oder über  $300 \gamma$  in einer Kraftkomponente). Es wird gezeigt, daß die einzelnen Stürme und Flecken öfter miteinander verbunden sind, als dem bloßen Zufall zuzuschreiben; die Neigung zur Verbundenheit scheint für die allergrößten 17 Stürme am stärksten zu sein. Welche Form solarer Aktivität auch für einen magnetischen Sturm verantwortlich sein mag: Wenn sie genügt, um einen ungewöhnlich großen erdmagnetischen Sturm zu erzeugen, so wird sie sich wahrscheinlich als ein großer Sonnenfleck bemerkbar machen. Jedoch wird auf einen sehr großen Sturm hingewiesen, bei dessen Ausbruch nur sehr kleine Flecken sichtbar waren. Bei 30 Fällen, in denen nur eine große Fleckengruppe in Frage kam, scheint der Sturm etwa einen Tag nach dem Durchgang der Gruppe durch den Zentralmeridian zu beginnen. Eine Neigung zum Wiedereintritt einer magnetischen Störung im Abstand einer Sonnenrotation nach den großen Stürmen ist im Katalog angedeutet; von den 60 größten Stürmen traten 10 paarweise im Abstand von 27 Tagen ein (vgl. auch diese Ber. S. 911). *J. Bartels.*

**B. P. Weinberg.** Wer hat als Erster die Kursker magnetische Anomalie entdeckt? *Meteorol. Bote, Leningrad* **38**, 163–164, 1927. Ein Hinweis darauf, daß in einem Aufsatz des Akademikers Inochodzew (*Acta Acad. Petrop.* 1781, II, S. 381–388, 1785), wo er die von ihm im Jahre 1783 erhaltene Deklination für Kursk angibt, folgender Satz sich befindet: „*Quum haec declinatio a reliquis quas hac in expeditione et antea ad Wolgam observavi discrepat, de vicinia minerae ferri suspicari licet*“. *B. Weinberg.*

**H. B. Maris and E. O. Hulburt.** The ultraviolet light of the sun as the origin of auroras and magnetic storms. *Phys. Rev.* (2) **33**, 269, 1929, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird gezeigt, daß man die Erscheinungen des Nordlichtes und der magnetischen Stürme durch eine spontane kurz andauernde intensive ultraviolette Emission der Sonne klären kann. Es kann fraglich sein, ob das vorliegende Zahlenmaterial zur Prüfung dieser Hypothese hinreichend ist. *Sewig.*

**H. B. Maris and E. O. Hulburt.** Comets and terrestrial magnetic storms. *Phys. Rev.* (2) **33**, 283, 1929, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Kürzlich wurde gezeigt, daß praktisch alle beobachteten Einzelheiten erdmagnetischer Stürme durch die Annahme gedeutet werden können, daß die Sonnenstörung ein halbstündiger Ausbruch ultravioletter Strahlung ist, wie er von einer den  $10^{-4}$ -ten Teil der Sonnenscheibe umfassenden Stelle mit einer Temperatur von  $30000^\circ \text{K}$  ausgehen würde. Solch ein Blitz würde — ebenso wie in unserer Atmosphäre — auch bei Kometen voraussichtlich beträchtliche Störungen bewirken, was durch die Beobachtungen bestätigt wird. Denn fast stets zeigte sich, daß der Zeitpunkt des Auftretens ungewöhnlicher Ereignisse an einem Kometen, z. B. Zertrümmerung seines Kerns, Verluste am Schweif, plötzliche Helligkeitszunahme usw., innerhalb einer Woche nach dem Auftreten starker magnetischer Stürme auf der Erde lag, vorausgesetzt, daß Erde und Komet annähernd an derselben Seite der Sonne standen. Wenn sich Komet und Erde an entgegengesetzten Seiten der Sonne befanden, so traten die Störungen am Komet zwischen den durch eine Sonnenumdrehung getrennten Perioden erdmagnetischer Stürme auf. Ferner soll die

Wirkung der ultravioletten Emission der ungestörten Sonne auf den Kometenkern einige bisher ungeklärte Punkte im Verhalten des Schweifes zu deuten erlauben.

*Sewig.*

**Ross Gunn.** The sun's radial magnetic gradient and atmosphere. Phys. Rev. (2) **33**, 283, 1929, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Theorie des steilen magnetischen Gradienten der Sonne in radialer Richtung auf Grund der diamagnetischen Wirkung der Ionen in der Umkehrschicht. Freie Weglänge, Temperatur, Ionisation und magnetisches Feld sind gerade so, daß ein starker diamagnetischer Effekt entsteht, welcher den sehr großen beobachteten Gradienten erklärt. Eine Extrapolation nach den unteren Schichten hin, wo der Diamagnetismus zu kleinen Werten abfällt, deutet darauf hin, daß die polare Feldstärke an der Sonnenoberfläche um mehrere Male größer ist, als man zurzeit annimmt. Die Ionendichten wurden in Abhängigkeit von der Höhe über der Photosphäre erhalten. Die aus den diamagnetischen Beziehungen abgeleiteten Ionendichten stehen mit anderweitigen Zahlen in Einklang. Das mittlere Atomgewicht der Partikeln in der Sonnenatmosphäre wird zu etwa 3,3 berechnet.

*Sewig.*

**H. B. Maris and E. O. Hulburt.** A theory of auroras and magnetic storms. Phys. Rev. (2) **33**, 412—431, 1929, Nr. 3. Ausführlichere Darstellung der Hypothesen über Polarlicht und magnetische Stürme, die bereits auf Grund vorläufiger Mitteilungen hier genügend besprochen sind (diese Ber. S. 630 und 910). *J. Bartels.*

**L. H. Thomas.** Short Waves Echoes and the Aurora Borealis. Nature **123**, 166, 1929, Nr. 3092. In der gleichen Zeitschrift haben Prof. Appleton und Dr. van der Pol den Gedanken angeregt, daß das von Prof. Störmer beobachtete Kurzwellenecho mit Verspätungen von etwa zehn Sekunden dadurch erklärt werden könnte, daß die Störung eine lange Zeit in einer Region verbringt, welche so viel Elektronen pro Kubikzentimeter enthält, daß die Gruppengeschwindigkeit der Störung sehr klein wird. Der Verf. zeigt, daß diese Erklärung unhaltbar ist, falls für die Elektronengeschwindigkeit in der Heavisideschicht  $1,2 \cdot 10^7$  cm/sec (P. O. Pedersen, „The Propagation of Radio Waves“) gesetzt wird. Erst bei Annahme von 30mal größerer Elektronengeschwindigkeit ( $3,6 \cdot 10^8$  cm/sec, entsprechend 37 Volt) läßt sich eine der Beobachtung zugängliche Reduktion der Signalstärke errechnen.

*H. Plendl.*

**Ivo Ranzi.** Nuovo registratore di atmosferici e primi risultati con esso ottenuti. Cim. (N. S.) **5**, 326—330, 1928, Nr. 8. Es wird ein Registrierapparat für atmosphärische Störungen beschrieben, der auf der Verwendung einer Neonlampe und einer photographischen Registriervorrichtung beruht. Vom 1. März bis 10. Juli 1928 wurde damit im ganzen 2000 Stunden lang registriert. Die Ergebnisse bestätigen die Schlüsse von Bureau über die Einteilung und den Ursprung der atmosphärischen Störungen.

*Güntherschulze.*

**E. V. Appleton.** The Equivalent Heights of the Atmospheric Ionised Regions in England and America. Nature **123**, 445, 1929, Nr. 3099. In einer kurzen Zusehrift weist der Verf. auf die Übereinstimmung von englischen und amerikanischen Messungen über die Höhe der Ionisierungsschichten hin. In England ergaben Messungen mit Wellen um 100 m herum deutlich das Vorhandensein von zwei Schichten, deren Höhe zu 98 und 226 km bestimmt wurde. Auf amerikanischer Seite wurden für eine Welle von 75 m Echozeichen aufgenommen mit Laufzeiten im Verhältnis 1 : 2 : 4. Dabei handelt es sich bei den

ersten beiden Echos um Reflexionen an Ionisierungsschichten in 105 und 225 km, während das letzte Echo auf eine doppelte Reflexion an der zweiten Schicht zurückzuführen ist. Die Übereinstimmung der Zahlenwerte für beide Schichten ist beachtenswert.

*K. Krüger.*

**F. Linke.** Bemerkung zu R. Stoppel: Untersuchungen über die lokalen Schwankungen des Erdpotentials. *ZS. f. Geophys.* **5**, 46–47, 1929, Nr. 1. Die von R. Stoppel beobachteten Standänderungen des Elektrometerfadens sind keine Schwankungen des Erdpotentials, sondern nur solche der Isolation der Apparatur. Die gefundene Periodizität ist wahrscheinlich auf die täglichen Schwankungen der Temperatur und Feuchtigkeit zurückzuführen.

*J. Bartels.*

**J. P. Rowland.** Magnetic Storm of Feb. 27–28. *Nature* **123**, 450, 1929, Nr. 3099. Am angegebenen Tage wurde in Stonyhurst ein magnetischer Sturm ( $\Delta D = 100'$ ,  $\Delta H = 530 \gamma$ ) beobachtet, mit gleichzeitigen Telegraphenstörungen. Nur wenige, unbedeutende Sonnenfleckengruppen waren zurzeit sichtbar.

*J. Bartels.*

**M. Rössiger.** Die Messung der Horizontal- und der Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron. *ZS. f. Instrkte.* **49**, 105–113, 1929, Nr. 3. Das Magnetron ist eine Elektronenröhre mit geradem Glühfaden in der Achse einer zylindrischen Anode. Ein Magnetfeld, das parallel zum Glühfaden gerichtet ist, lenkt die Elektronen, die den Glühdraht verlassen, in kreisförmige Bahnen. Die Röhrencharakteristik, die den Anodenstrom als Funktion der magnetischen Feldstärke darstellt, zeigt deshalb einen steilen Abfall des Stromes auf den Wert Null, und zwar innerhalb eines engen Bereiches der Feldstärke, bei  $H = 6,72 \sqrt{V}/r$ , mit der Anodenspannung  $V$  in Volt und dem Zylinderradius  $r$  cm. Durch eine konaxiale Stromspule wird ein Hilfsmagnetfeld erzeugt, das den Anodenstrom in den steilen Bereich der Charakteristik verlegt. In schwachen Feldern, wie z. B. im Erdfeld, wirkt nur die Komponente des Magnetfeldes parallel zum Glühdraht. Bei horizontalem Glühfaden im magnetischen Meridian wirkt also außer dem Hilfsfeld nur die erdmagnetische Horizontalkomponente, und der Wert des Anodenstroms ist entweder ein Maximum oder ein Minimum. Die Messung besteht in der Bestimmung eines Stromes, der beim Durchfließen einer Helmholtzspule bekannter Dimensionen ein Feld erzeugt, das das Erdfeld kompensiert; die richtige Stromstärke wird daran erkannt, daß sich beim Drehen der Röhre mit der Hilfsspule um  $180^\circ$  (bei feststehender Helmholtzspule) der Anodenstrom nicht ändert. Bei der Messung der Vertikalintensität liegen die Windungen der Helmholtzspule horizontal. Es ist schwierig, die Schwankungen des Heizstroms unter 1% herabzudrücken. Man befreit sich von ihnen durch eine „Unempfindlichkeitsschaltung“, indem ein Teil des Hilfsfeldes durch den Heizstrom erzeugt wird; dadurch wird erreicht, daß der Anodenstrom für die normale Heizung ein Maximum erreicht, also unempfindlich gegen geringe Heizstromschwankungen ist. Die Streuung der Einzelwerte der Feldstärke beträgt  $40 \gamma$ ; die Genauigkeit steht also hinter den klassischen absoluten Methoden zurück.

*J. Bartels.*

**S. Chapman and J. M. Stagg.** On the Variability of the Quiet-Day Diurnal Magnetic Variation at Eskdalemuir and Greenwich. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **123**, 27–53, 1929, Nr. 791. Als wirklich ruhige Tage werden diejenigen mit den internationalen Charakterzahlen 0,0 und 0,1 betrachtet. Die regelmäßigen Veränderungen der sonnentägigen magnetischen Schwankung an solchen Tagen im Laufe des Jahres und in der Sonnenfleckenperiode werden

für Eskdalemuir und Greenwich untersucht; die Ergebnisse werden benutzt, um für jeden solchen ruhigen Tag in der Periode 1913—1923 eine normale Amplitude  $R_n$  der täglichen Schwankung festzusetzen. Die tatsächlichen Amplituden  $R$  unterscheiden sich von den normalen  $R_n$ ; die prozentualen Abweichungen  $\Delta R$  von Normalen werden untersucht.  $\Delta R$  liegt durchschnittlich zwischen 20 und 30 %; die Häufigkeit der Prozentzahlen ist ziemlich symmetrisch um den Mittelwert verteilt, und ähnlich in den drei Kraftkomponenten und an den beiden Observatorien. Korrespondierende Tageswerte für  $\Delta R$  für dieselbe Komponente an den beiden Observatorien sind eng korreliert, während korrespondierende  $\Delta R$  für verschiedene Komponenten am gleichen Observatorium wesentlich loser zusammenhängen.  $R$  oder  $\Delta R$  charakterisieren die ganze tägliche Variation in jeder Jahreszeit zur Genüge, weil die täglichen Variationen an ruhigen Tagen mit großen und kleinen Amplituden sich nicht in der Form, sondern nur im Maßstab der Kurve unterscheiden. Schließlich ergeben sich einige deutliche und unerwartete Beziehungen zwischen den Werten von  $\Delta R$ , der nicht-zyklischen Variation und der Abweichung der Tagesmittel von den Monatsmitteln der Kraftkomponenten.

*J. Bartels.*

**E. Regener.** Messungen über das kurzwellige Ende der durchdringenden Höhenstrahlung. (Vorläufige Mitteilung.) Naturwissensch. 17, 183, 1929, Nr. 11. Es wird über Messungen der Höhenstrahlung durch Versenken eines Registrierapparates bis zu 230 m Tiefe im Bodensee berichtet. Als Ionisationskammer diente eine Stahlbombe von 1 cm Wandstärke, 39 Liter Inhalt, die mit Kohlensäure von 30 Atm. Druck gefüllt war. Die zentrale Ionenelektrode war mit einem Registrierelektrometer besonderer Konstruktion ausgerüstet. Diese Apparatur wurde je zwei Tage lang für jeden der sieben Meßpunkte auf die entsprechende Tiefe versenkt. Von der Oberfläche bis zu 78,6 m Tiefe nimmt der Absorptionskoeffizient langsam ab und bleibt dann bis zur größten erreichten Tiefe von 230,8 m konstant,  $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  (Berechnung nach dem einfachen Exponentialgesetz). Hieraus ergibt sich die Wellenlänge nach Compton zu  $4,6 \cdot 10^{-13}$ , nach Dirac zu  $2,74 \cdot 10^{-13}$  und nach Klein und Nishina zu  $0,6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ . Die stündlichen Mittelwerte der Höhenstrahlungsintensität zeigen die charakteristischen Schwankungen der Strahlung, besonders deutlich in geringeren Tiefen.

*Werner Kolhörster.*

**R. A. Millikan and G. H. Cameron.** Another attempt to find directional effects in cosmic rays. Phys. Rev. (2) 33, 266, 1929, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit verbesserten Apparaten und Versuchsbedingungen wurde neuerdings versucht, eine Richtungsabhängigkeit der durchdringenden Strahlung in bezug auf gewisse Himmelskörper festzustellen, ohne daß der geringste Anhalt für das Vorhandensein irgend eines Richtungseffektes zu erbringen gewesen wäre. Wenn ein solcher Effekt doch angenommen wird, so können die durch ihn bedingten Schwankungen nicht mehr als höchstens 2 oder 3 % der Gesamtintensität der untersuchten Strahlung ausmachen.

*Sewig.*

**Richard Gans.** El color del mar. Contrib. Estud. Ciencias La Plata 3, 383—403, 1925, Nr. 4 (63). Die Farbe des Meeres läßt sich durch die Diffusion der Sonnenstrahlen durch die Wassermoleküle erklären. Die Absorption der roten, gelben und grünen Farben macht das Wasser blau. Die Differentialgleichungen dieser Absorption werden aufgestellt und ihre Grenzbedingungen angegeben. Die Lösung gelingt in Form einer Reihe, deren Terme die Diffusionskoeffizienten



der verschiedenen Ordnungen sind. Zum Schluß wird eine andere Art der Integration mit Hilfe sphärischer Funktionen angegeben. Sie ist besonders für die Spektralbereiche geringer Absorption geeignet.

*Güntherschulze.*

**Georges Claude.** Sur l'utilisation de l'énergie thermique des mers. C. R. 188, 431—435, 1929, Nr. 6. Entwicklung des Projektes des Verf., in den Tropen gewaltige Wassermengen vom kalten Meeresgrund an die Oberfläche zu pumpen und dort die Temperaturdifferenz zwischen diesem und dem warmen Oberflächenwasser energetisch nutzbar zu machen. Die Versuche sollen in Kuba ausgeführt werden. Das Wasserrohr soll 2000 m lang werden und in eine Tiefe von 600 m hinabreichen. Das Wasser hat dort eine Temperatur von 10,5° C.

*Güntherschulze.*

**Torahiko Terada.** Some Experiments on Periodic Columnar Forms of Vortices Caused by Convection. Rep. Aeronaut. Res. Inst. Tôkyô Univ. 3, 1—47, 1928, Nr. 1. Es wird die Wirbelbewegung experimentell untersucht, welche entsteht, wenn die Grenzen einer Flüssigkeit verschiedenen Temperaturen ausgesetzt sind (Mischbewegung). Es wird dann auf die Anwendungen in der Meteorologie, Ozeanographie usw. hingewiesen.

*H. Kaden.*

**Paul S. Epstein.** Settling of gases and constitution of the atmosphere. Phys. Rev. (2) 33, 269—270, 1929, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Bewegungsvorgänge in der Atmosphäre hängen von zwei Ursachen ab: 1. Diffusion im Schwerfeld der Erde, die eine dem barometrischen Gesetz entsprechende Konzentration jedes Gases herzustellen trachtet, 2. durch Konvektionsströme hervorgerufene heftige Störungen. Der Diffusionsprozeß spielt sich nach einer Gleichung von der Form  $\partial u / \partial t = a^2 x^{-m}$ ,  $\lambda_2 u / \partial x^2$  ab, für welche eine vollständige Theorie entwickelt wurde. Geht man von einem Zustand aus, in welchem die Atmosphäre einen kleinen gleichförmig verteilten Prozentsatz von Wasserstoff enthält, so ist die Zeit bis zur Erreichung des Gleichgewichtszustandes bei der Abwesenheit von Konvektionsstörungen groß im Vergleich mit einer Zeit von 10000 Jahren. In einem Zeitraum von 10 Jahren ändert sich die Konzentration um nicht mehr als 0,3%. Für schwerere Gase kommen noch größere Zeiten heraus. Es folgt, daß für die unteren Teile der Atmosphäre (Troposphäre) die Konvektionsströmungen bedeutender und gleichmäßiger verteilt sind. Konzentrationen nach der barometrischen Formel werden sich dagegen in größeren Höhen einstellen, wo die Dichte zu gering ist, um heftige Konvektionsströmungen zuzulassen.

*Sewig.*

**Joh. Grunow.** Ein neues Registriergerät für Richtung und Geschwindigkeit des Windes. Meteorol. ZS. 46, 96—102, 1929, Nr. 3. Die Aufstellung von Anemographen, also Geräten zur Registrierung der Richtung und Geschwindigkeit des Windes war bisher zum größten Teile auf Observatorien, Flugwetterwarten usw. beschränkt. Verf. hat einen brauchbaren und billigen Anemographen konstruiert, der eine fühlbare Lücke auf dem Instrumentenmarkt ausfüllen soll. Als Aufnahmegerät ist auch hier ein Robinsonsches Schalenkreuzanemometer und eine Windfahne genommen. Besondere Sorgfalt wurde auf die Konstruktion der Kontaktvorrichtung verwendet. Eine wesentliche Vereinfachung stellt die Aufzeichnung je zweier Richtungen mit nur einer Schreibfeder dar. Die bisher im Gebrauch befindlichen Instrumente haben durchaus befriedigt.

*H. Ebert.*

**Wilhelm Schmidt.** Die Struktur des Windes. (1. Mitteilung.) Wiener Anz. 1929, S. 72–73, Nr. 9. Verf. hat eine neue Beobachtungsmethode ausgearbeitet, bei der leichte, aus weitmaschiger Gaze gefertigte Druckplatten in größerer Zahl nebeneinander angebracht und gleichzeitig kinematographisch aufgenommen werden. Die Beobachtungen über Grasflächen zeigen, daß ungeordnete, turbulente Bewegung der Luft im Freien nur höchst selten eigentliche Wirbel aufweist. Ferner wurde die räumliche und zeitliche Verteilung der Augenblicksgeschwindigkeiten am Ufer des Neusiedlersees untersucht, wobei sich sehr bemerkenswerte strukturelle Unterschiede ergaben, je nachdem der Wind über der glatten Seefläche oder vom Lande her wehte. Aus den Beobachtungen läßt sich das Gesetz der Zunahme der Windgeschwindigkeit über dem Boden ableiten. Die neue Methode ist für das Studium der Feinstruktur des Windes sehr geeignet. Die Versuche werden in größerem Stile weitergeführt.

V. F. Hess.

**Th. Hesselberg.** Die kinetische Energie des Windes. Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 14, 35–39, 1928, Nr. 1/2. Der Verf. weist darauf hin, daß die kinetische Energie einer Luftmasse bei gleichbleibender Geschwindigkeit  $v$  wesentlich kleiner ist, als wenn dieselbe Luftmasse in turbulenter Bewegung sich befindet, und untersucht, in welcher Weise ein Ausdruck für die kinetische Energie dieser turbulent bewegten Luftmasse gefunden werden kann. Er findet bei bekannter Windunruhe  $u$  die kinetische Energie der Masseneinheit zu:

$$k = \frac{1}{2} v^2 + \frac{1}{2} u^2.$$

Ist die Windunruhe nicht bekannt, wohl aber der Reibungskoeffizient  $\eta$ , so ergibt sich für die kinetische Energie der Masseneinheit:

$$k = \frac{1}{2} v^2 + 3a\eta^*,$$

wobei  $a$  das spezifische Volumen bezeichnet und  $\eta^*$  den gleichen numerischen Wert wie  $\eta$  besitzt, jedoch eine andere Dimension hat, wie sich aus einer einfachen Überlegung ergibt. Ein numerisches Beispiel ergibt gute Übereinstimmung der Resultate beider Formeln.

K. Keil.

**Bernhard Haurwitz.** Die Arbeiten zur Dynamik der Atmosphäre von Diro Kitao. S.-A. Gerlands Beitr. 21, 81–102, 1929, Nr. 1. Zusammenfassung: Die grundlegenden Ansätze werden im Anschluß an Diro Kitao, aber vektoranalytisch, entwickelt, wodurch sich die Darstellung wesentlich vereinfacht. Nach Übergang zum Koordinatensystem werden die Bewegungsgleichungen der „Schwerpunkte“ von zwei atmosphärischen Wirbelgebieten — nur für  $n = 2$  ist das Problem auf Quadraturen zurückführbar — aufgestellt. Die Integration der Bewegungsgleichungen liefert zunächst einige Resultate, die an bekannte Sätze aus der analytischen Mechanik erinnern. Ferner ergibt sich bei Annahme einer Reihe von Voraussetzungen, daß zwei Zyklonen mit immer abnehmendem Abstand und zunehmender Radialgeschwindigkeit entgegen dem Uhrzeigersinne um ihren gemeinsamen Schwerpunkt kreisen. Zwei Antizyklonen dagegen entfernen sich voneinander und rotieren dabei im Uhrzeigersinn um den Gesamt-schwerpunkt.

Scheel.

**W. Schostakowitsch.** Beziehungen von Luftdruck, Temperatur, Niederschlag zu Sonnenflecken, sowie Einfluß der Vulkanausbrüche auf die Klimaelemente. Meteorol. ZS. 45, 326–334, 1928, Nr. 9. Der Verf.

macht den Versuch, auf Grund seiner graphischen Analysenmethode Gebiete der Erde abzugrenzen, in denen eine positive bzw. negative Korrelation der Sonnenaktivität mit verschiedenen meteorologischen Elementen (Druck, Temperatur, Niederschlag) existiert. Afrika, Südasien und Australien gehören einem Gebiet negativer Korrelation des Druckes mit den Sonnenflecken an. Ebenso zeigt der Nordatlantik und Nordsibirien negative Korrelation. Die übrige Erde soll positive Korrelation haben. Es wird hervorgehoben, daß die durch die Sonnenflecken-Korrelation abgegrenzten Gebiete identisch sind mit jenen, die sich bei Untersuchungen in ganz anderer Richtung ergeben haben. Im wesentlichen kommt der Verf. zu folgenden Resultaten: 1. Die Intensität der allgemeinen Zirkulation ist mit der Sonnenaktivität positiv korreliert. 2. Wie bereits oben bemerkt, gibt es Gebiete auf der Erde, wo Luftdruck und Sonnenflecken positiv, und solche, wo sie negativ korreliert sind. 3. Auch Temperatur und Niederschlag zeigen ein ähnliches Verhalten. 4. Lockerausbrüche der Vulkane können als Störungsursache der normalen Klimaschwankungen angesehen werden. Was dem Referenten bei solchen Untersuchungen, die gewiß großes Interesse beanspruchen, immer wieder auffällt, ist der Umstand, daß stets eine konstante Periodenlänge der Sonnenflecken-Intensitätsschwankung als Arbeitshypothese angenommen zu werden scheint. Und das ist doch bestimmt nicht richtig.

*Conrad-Wien.*

**Johannes Letzmann.** Zur Methodik der Trombenforschung. *Meteorol. ZS.* 45, 434—439, 1928, Nr. 11. Der Verf. stellt fest, daß die Trombenforschung seitens der Zentralinstitute, die dazu für ihr Gebiet berufen wären, noch recht im argen liegt. Es wird für derartige Arbeiten ein System aufgestellt, wobei natürlich der Spuruntersuchung das Hauptgewicht beigemessen wird. Der Verf. gibt die Methode der Querlinienmessung als einzige an, die zu einwandfreien Resultaten führen kann. Sehr instruktiv ist eine Tafel mit 16 Spurtypen, die auf 4 Grundtypen zurückgeführt werden. Diese Diagramme können wohl grundsätzlich als Unterlage für Untersuchungen über Tromben gelten, da sie dem Beobachter eine Art Arbeitshypothese an die Hand geben. Im übrigen enthält die Abhandlung zahlreiche Hinweise auf die Praxis der Spuraufnahme und eine Nomenklatur, die zur Vermeidung von Fehlauflassungen dienen soll. *Conrad-Wien.*

**W. Pepler.** Aerologische Studien über Temperatur und Windrichtung. I. Mitteilung: Die Mitteltemperatur der Windrichtungen. *S.-A. Beitr. z. Phys. d. freien Atm.* 14, 278—290, 1928, Nr. 4. Der Untersuchung liegen die Ergebnisse 20jähriger Fesselballonaufstiege der Drachstation in Friedrichshafen zugrunde. In dieser ersten Mitteilung werden die Normalwerte der Temperatur für 16 Windrichtungen und Kalme in den Jahreszeiten und dem Jahre für 500 m-Höhenstufen (500 bis 4000 m) gegeben. Sehr interessant ist vor allem die Feststellung der vertikalen Reichweite der temperaturlausgleichenden Wirkung des Sees, die mit rund 500 m (relative Höhe) ihre obere Grenze finden mag. Die größten Temperaturdifferenzen zwischen wärmster und kältester Windrichtung resultieren in dem 1000 m-Niveau (600 m über dem Seespiegel) mit 9 bis 1,1° C. Mit wachsender Höhe nimmt die Differenz dann im allgemeinen ab. In einer Zyklone werden daher die größten Temperaturunterschiede in 1 bis 2 km Höhe zu finden sein. Verschiedene andere Zusammenstellungen beziehen sich auf die Temperaturdifferenz der S- und N- sowie der E- und W-Winde, ebenso wie auf die der SE- und NW- sowie der SW- und NE-Winde. Weitere Tabellen stellen die Abweichungen der Temperatur der Windrichtungen von der Mitteltemperatur, sowie den jährlichen Gang der Temperatur der NE- bis E- und der SW- bis W-Winde dar. Die vorliegende Arbeit soll die Grundlage bilden zu weiteren

Untersuchungen vor allem über die Zusammenhänge der Abweichung der Temperatur einer bestimmten Windrichtung vom Normalwert mit der Wetterlage. Das Hauptziel des Verf. scheint es zu sein, aus dem vorliegenden reichen Material Temperaturcharakteristiken für Luft verschiedener Provenienz in einem Vertikalschnitt zu erhalten, um so wesentliche Beiträge zu den neuen Betrachtungsweisen in der dynamischen Meteorologie beizusteuern. *Conrad-Wien.*

**Edward H. Gowan.** The Effect of Ozone on the Temperature of the Upper Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) **120**, 655—669, 1928, Nr. 786. Anschließend an die Arbeiten und Ansichten von Lindemann und Dobson über die Temperaturverhältnisse der hohen Schichten der Atmosphäre werden Rechnungen und Schätzungen über das Strahlungsgleichgewicht der hohen Atmosphärenschichten mit Rücksicht auf die selektive Absorption von Wasserdampf und Ozon ausgeführt. Es wird gezeigt, daß auch solche Betrachtungen zu einer Schicht hoher Temperatur führen, die in einem Niveau, ungefähr in 60 km Höhe und darüber liegt. *Conrad-Wien.*

**R. Süring.** Forschungsmethoden der Sonnen- und Himmelsstrahlung. Strahlentherapie **31**, 325—329, 1929, Nr. 2. In diesem kurzen und äußerst instruktiven Artikel werden besprochen: Gesamtintensität der Sonnenstrahlung und Messung der Intensität des kurzwelligen Strahlenbereichs. Besonderes Gewicht legt der Verf. mit Recht auf die Verwendung von verschiedenen Filtern, die relativ enge Spektralbereiche ausschneiden. Namentlich in Potsdam (K. Büttner) wurden in der letzten Zeit in dieser Richtung große Fortschritte erzielt. Wesentlich erscheinen einige Bemerkungen über Reduktion der gemessenen Intensitäten auf gleiche Luftmasse bei verschiedener Seehöhe der Beobachtungsstationen. Es werden noch Ultraviolett-Photometer erwähnt, denen der Verf., was bei seiner großen Erfahrung bedeutungsvoll erscheint, eine ergebnisreiche Zukunft voraussagt. Es ist das vor allem ein Aceton-Methylenblau-Photometer von Leonard Hill, von dem bereits mehrjährige Ergebnisse vorliegen, und ein etwas ähnliches Instrument der „I. G. Farben A.-G.“. Zum Schluß weist der Verf. noch auf die gute Gültigkeit der Ångströmschen Formel hin, die es zuläßt, aus der Gesamtstrahlung an völlig wolkenlosen Tagen und der relativen Sonnenscheindauer die mittlere effektive Gesamtstrahlung zu errechnen. *Conrad-Wien.*

**L. Rosenbaum.** Über langjährige Klimaschwankungen und deren Abhängigkeit von der Sonnenfleckenhäufigkeit. Meteorolog. ZS. **45**, 473—477, 1928, Nr. 12. Auf Grund des von E. Brückner zusammengestellten Materials über kalte und warme Winter glaubt der Verf. die von W. Köppen und später von C. Easton vermutete 70- und 90jährige Klimaschwankung nachweisen bzw. plausibel machen zu können. Die hier wiedergegebenen Mittelzahlen stimmen jedenfalls sehr gut. Auch ein Zusammenhang mit den Sonnenflecken wird aufgezeigt, der aber doch nicht auf ganz festen Füßen zu stehen scheint. Hohe Relativzahlen sollen von kontinentalen Jahren, niedrige von ozeanischen begleitet sein. *Conrad-Wien.*

**G. Polvani.** A proposito del „Collettore del calorico“ di Angelo Bellani. Cim. (N. S.) **6**, XL, 1929, Nr. 1. *Scheel.*

**Wm. S. Franklin.** A rational proposal for the control of a hurricane. Phys. Rev. (2) **33**, 294—295, 1929, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) *Sewig.*

**R. C. Colwell.** Weather forecasting by the intensity of radio signals. Phys. Rev. (2) **33**, 283, 1929, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) In Morgantown, West-Virginia, über die Signalintensität der in Pittsburg, Pa., befindlichen Station angestellte Beobachtungen haben gezeigt, daß nach Sonnenuntergang die Empfangsintensität starken Schwankungen unterworfen ist, was graphisch dargestellt wurde. Zu verschiedenen Zeiten über eine Periode von 2 Jahren aufgenommene Kurven zeigen, daß nach Einbruch der Nacht zunehmende Intensität Bewölkung oder Regen für den folgenden Tag voraussagt, während abnehmende Intensität ein Zeichen dafür ist, daß am nächsten Tage klares Wetter wird. Die aus den Fadingkurven erhaltenen Resultate wurden für einige Wochen des vergangenen Herbstes mit den üblichen Wettervoraussagen verglichen. *Sewig.*

**Hilding Köhler.** Eine neue Methode zur Bestimmung des Wassergehalts der Wolken. Medd. Meteorol.-Hydrogr. Anstalt Stockholm **5**, Nr. 2, 11 S., 1928. Der beschriebene, auch bei Temperaturen unter 0° C zuverlässige Feuchtigkeitsmesser besteht aus einem Assmannschen Aspirationspsychrometer, dessen Luftstrom durch einen Heizkörper angesaugt wird. Seine Wirkungsweise gründet sich darauf, daß die Dampfspannung einer bei unverändertem Barometerstand erhitzten Luftmasse von der Temperatur unabhängig ist. *Sewig.*

**Marcel A. Lissman.** High-Voltage Phenomena in Thunderstorms. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **48**, 45—49, 1929, Nr. 1. Es werden die Vorgänge bei Blitzschlägen an Hand von Laboratoriumsversuchen über Gasentladungen bei hohen Feldstärken untersucht. Besondere Berücksichtigung findet die Raumladung. Eingehend untersucht werden ferner die Vorgänge von Entladungen in Luft von Atmosphärendruck bei hohen Feldstärken, der Veränderung ihrer elektrischen Eigenschaften von denen eines Nichtleiters zu denen eines sehr gut leitenden Körpers und die Rückkehr zum Verhalten eines Isolators. *Sewig.*

**R. Becker.** Über oszillierende Bewegungen einer Luftmasse unter dem Einfluß der Erdbodenreibung. Meteorol. ZS. **46**, 62—64, 1929, Nr. 2. *Scheel.*

**B. P. Weinberg.** Mittlere Leistungsfähigkeit verschiedener natürlicher Energiequellen. Meteorol. Bote, Leningrad **37**, 84—85, 1927 (russisch). Der Verf. bestimmt die Größenordnung der mittleren Leistungsfähigkeit der Energieströmung pro Querschnittseinheit für die Wasserströme, für den Wind an der Erdoberfläche, für den Wind in der ganzen Dicke der Atmosphäre und für die Sonnenstrahlung und erhält die Werte von der Ordnung 3, 1, 3 und  $6 \cdot 10^5 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$ . *B. Weinberg.*

**B. P. Weinberg.** Zur Methodik der klimatologischen Mikroaufnahmen. Meteorol. Bote, Leningrad **38**, 33—40, 1927 (russisch). Der Aufsatz enthält die Beschreibung eines Versuchs, die Beziehungen zwischen meteorologischen Faktoren und lokalen orographischen Verhältnissen rasch zu studieren. Dieser Versuch war vom Verf. im Jahre 1921 am Kurort Nowaja Belokuricha (Vorgebirge des Altai) gemacht und bestand in der Organisation täglicher Rundgänge mit leichten, tragbaren meteorologischen Instrumenten und in der nachfolgenden Zusammenstellung der Resultate mit den gleichzeitigen Beobachtungen an einer festen zentralen Station. *B. Weinberg.*

**Ernst Rietschel.** Die 3- bis 3½jährige und die 2jährige Temperaturschwankung. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 4, 1—48, 1929, Nr. 1. *Scheel.*

**E. Wertheimer.** Der Temperaturbegriff in der Thermodynamik und in der Meteorologie. Meteorol. ZS. 45, 457—465, 1928, Nr. 12. Der Verf. stellt seine Untersuchungen (ZS. f. Phys. 32, 596, 1925) über die kinetische und elektromagnetische Definition der thermodynamischen Temperatur eines Gases in ausführlicherer Form dar. Der in der Meteorologie eingeführte Begriff der „Lufttemperatur“ bezeichnet keine Temperatur im thermodynamischen Sinne, sondern ist nur eine Maßzahl für die translatorische Bewegungsenergie der Luftmoleküle, die im Wärmeleitungsgleichgewicht mit dem Quecksilberthermometer stehen. Die thermodynamische Temperatur zeigt das Meßinstrument erst dann an, wenn es auch im Wärmestrahlungsgleichgewicht mit dem umgebenden Medium steht. *Tingwaldt.*

**Fritz Löhle.** Lichtzerstreuung und Sicht. Meteorol. ZS. 46, 49—59, 1929, Nr. 2. Es wird ein Verfahren zur Messung der optischen Trübung der Atmosphäre (des Zerstreungskoeffizienten der Luft) mitgeteilt. Die Homogenität der bodennahen Luftschichten, d. i. die Freiheit von örtlichen Dunststörungen, wird durch Messung der Horizontelligkeit geprüft. Einige Fehlerquellen des Wigandschen Sichtmessers, ihre Ursache und Vermeidung, werden im Anschluß an eigene Beobachtungen besprochen. *F. Löhle.*

**J. Spijkerboer.** Een stralende bol in een verstrooiende atmosfeer. Physica 8, 323—328, 1928, Nr. 9/10. Es wird das Problem einer strahlenden Kugel in einer trüben Atmosphäre behandelt. Die optische Masse dieser Atmosphäre und die Radienverhältnisse bestimmen die Verteilung der Strahlung über die als Scheibe erscheinende Kugel (Sonne) und auch, ob sie gesehen werden kann oder nicht. *Güntherschulze.*

**P. Barreca.** Application de la loi de Gauss aux durées des colorations crépusculaires. Arch. sc. phys. et nat. (5) 9, 307—315, 1927, Sept./Okt. Die Dauern der Wolkenfärbungen, die beim Auf- und Untergang der Sonne beobachtet werden, weichen von ihren Mittelwerten (mit einer gewissen Einschränkung) gemäß dem Gaußschen Gesetz ab, obwohl es sich nicht um zufällige Fehler, sondern um Naturereignisse handelt. *Killat.*

**Joseph Kaplan.** The excitation of the aurora green line in active nitrogen. Phys. Rev. (2) 33, 154—156, 1929, Nr. 2. Es gelang dem Verf., die grüne Nordlichtlinie im nachleuchtenden Stickstoff zu finden, wenn in der Entladung, die den Stickstoff erregte, Sauerstoff vorhanden war. Die Deutung der Erscheinung wird auf Grund der neuen Hypothese von Kaplan und Cario über die Natur des aktiven Stickstoffs gegeben. *Güntherschulze.*

**T. S. Dymond.** The Green Ray. Nature 123, 207, 1929, Nr. 3093. Verf. kann von seinem Hause die See sehen und hat den grünen Strahl bei Sonnenuntergang in rein grüner Farbe beobachtet. *Güntherschulze.*

**Boyd W. Bartlett.** An unusual atmospheric phenomenon. Science (N. S.) 67, 195, 1928, Nr. 1729. Es handelt sich um die Beobachtung eines prächtigen und besonders langdauernden Zirkumzenitalbogens. *Chr. Jensen.*

**K. R. Ramanathan.** Sky-Illumination at Sunrise and Sunset. Mem. of the Ind. Met. Department 25, 13 S. u. 2 Tafeln, 1927, Nr. 1. Verf. berechnet auf Grund der Lichtzerstreuung an den Luftmolekeln unter Vernachlässigung der Refraktion für einen in 2 km Seehöhe liegenden Ort für Horizontstand der Sonne für  $\lambda = 450, 550$  und  $650 \text{ m}\mu$  die Helligkeitsverteilung im Sonnenvertikal und in einem dazu senkrechten Hauptkreis (Zenitdistanzen von 5, 10, 30, 45 und  $90^\circ$ ). Die der Berechnung zugrunde gelegte Luftdichte entnimmt er bis zu 20 km Höhe den von Dines angegebenen Durchschnittswerten der Temperatur und des Luftdrucks für die freie Atmosphäre über Europa und errechnet sie zwischen 20 und 50 km unter Annahme der Isothermie. Die mit Hilfe graphischer Integration durchgeführte Rechnung ergab als wesentlichstes Resultat das Zurücktreten der kurzen Wellen gegenüber den langen bei tiefem Sonnenstand, was ja an sich zu erwarten war. Ramanathan findet eine recht gute Übereinstimmung mit den für die Jahreszeiten mit gut lichtdurchlässigem Himmel geltenden Zahlen, die er dem großen Dornoschen Material (Himmelhelligkeit usw., Veröff. d. Preuß. Met. Inst. Nr. 303, Berlin 1919 und Meteorol. ZS. 1919) entnahm, wohingegen die der Grunerschen Berechnung entnommenen Werte wesentlich größer ausfielen. Seines Erachtens rührt diese Unstimmigkeit im wesentlichen — abgesehen vom Unterschied in der Rechenmethode usw. — daher, daß Gruner bei Benutzung der für den Mt. Whitney geltenden Lichtzerstreuungs-Koeffizienten fälschlich annahm, daß dort die Lichtschwächung nur auf Grund des vom Verf. den Rechnungen zugrunde gelegten Rayleighschen Gesetzes vor sich geht (dies nicht recht verständlich erscheinend, da Verf. an anderer Stelle der Arbeit den Schluß zieht, daß die Lichtschwächung sowohl am Mt. Wilson als auch am Mt. Whitney annähernd nur auf Konto der Luftmolekel zu setzen sei). Zu beachten ist, daß Ramanathan die sekundäre Diffusion unberücksichtigt läßt, was sich — worauf er selber hinweist — vor allem bei den kürzeren Wellen bemerkbar machen dürfte. Zum Schluß geht Ramanathan auf die Polarisationsgröße ( $P$ ) bei der  $\odot$ -Höhe von  $0^\circ$  ein. Er meint, daß die wesentlich für die kurzen Wellen in Frage kommende sekundäre Diffusion das  $P$  in  $90^\circ$  Sonnenabstand im Blau mehr als im Rot herabsetzen müsse, was seinen Beobachtungen im Zenit am Simla-Observatorium im Winter 1925/26 entsprechen würde, dabei auf die Ergebnisse Kalitins (Meteorol. ZS. 43, 132 ff., 1913) verweisend. Ganz auffällig ist sein Beobachtungsergebnis eines größeren  $P$  in Horizontnähe in  $90^\circ \odot$ -Abstand als im Zenit. *Chr. Jensen.*

**W. G. Duffield.** Observations of Luminosity of the Night Sky. Nature 123, 202—203, 1929, Nr. 3093. Es werden mit einem Photometer vom Typus des von Lord Rayleigh verwendeten Helligkeitsmessungen des Nachthimmels ausgeführt. Dieses Photometer mißt die absolute Intensität in drei Regionen des Spektrums, nämlich im Rot, einem Teile des Grüns und im Blau. Unter der Annahme, daß das durch das rote Filter gehende Licht frei von Nordlichstrahlung ist, läßt sich eine Methode angeben, die es gestattet, das schwache übergelagerte kontinuierliche Spektrum ganz oder zu einem großen Teile auszuschließen. Das geschieht durch Beobachtung des sonnigen Taghimmels nach Schwächung der einfallenden Lichtstärke auf die Intensität des Nachthimmels. Die durch die drei Filter gehenden Lichtströme werden gemessen und die Intensitäten auf die durch das Rotfilter gehende bezogen. Dadurch läßt sich der dem kontinuierlichen Spektrum entsprechende Anteil im Grün und Blau eliminieren. Beobachtungen in dunstfreien Nächten ergeben einen wesentlichen Gehalt von Nordlichstrahlung im Grün, der während des Jahres beträchtliche Schwankungen zeigt. Maxima treten auf im April/Mai, sowie Oktober/November. Die blaue Komponente

schwankt auch, aber mit geringerer Amplitude. Die Annahme Rayleighs [Proc. Roy. Soc. London (A) 119, 23, 1928], daß es zwei Nordlichttypen gebe, ein polares und ein nichtpolares, wird gestützt und angenommen, daß die schwache aureole Beleuchtung im April und November auf das polare Nordlicht zurückgeht und durch Erregung der Stickstoffbanden verursacht wird. Die Unterschiede zwischen Beobachtungen Rayleighs und denen anderer Autoren werden durch Beimischung des kontinuierlichen Spektrums erklärt. Eine beigegebene Tabelle zeigt, daß die Elimination dieses Spektrums die Unterschiede bedeutend verringert. *Dadiou.*

**G. Falckenberg und E. Stoecker.** Bodeninversion und atmosphärische Energieleitung durch Strahlung. Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 13, 246—270, 1927, Nr. 4. In weiterer Verfolgung einer von Steiner begonnenen Arbeit über die Bildung der Bodeninversion untersuchen die Verff. die weiteren Schicksale der Inversion und insbesondere den Einfluß der Strahlung. Experimentell wird festgestellt, daß bei ungestörtem Wetter etwa 2 Stunden nach Sonnenuntergang in rund 250 m Höhe über dem Boden eine Schicht auftritt, deren Temperatur diejenige aller anderen gleichzeitig darüber oder darunter befindlichen Schichten um wenigstens  $1\frac{1}{2}^{\circ}$  übertrifft. Die Verff. sind der Ansicht, daß die Ursache für die warme Schicht ein Einbruch feuchter, kalter Luft von ungefähr 100 m Mächtigkeit am Boden ist. Diese Luft sinkt nach ungefähr einer weiteren halben Stunde zusammen, die warme Luft der Wärmeinsel folgt nach und bildet die verhältnismäßig scharfe Inversion. Diese Wärmeinsel zeigt deutliche Strahlungswirkung, wie an Hand einer Kurve der schwarzen Gesamtstrahlung des Erdbodens dargetan wird. Die Verff. untersuchen nun theoretisch die Frage, wie die Strahlung auf die Luftmassen wirkt, und können zeigen, daß nur, wenn die Atmosphäre in einzelnen Wellenlängen absorbiert, die Bildung einer Inversion möglich ist, daß dagegen eine graustrahlende und -absorbierende Atmosphäre die Bildung einer Inversion nicht zulassen würde. Die Verff. machen Vorschläge für die Prüfung der theoretisch gefundenen Resultate und verweisen zum Schluß auf die Zusammenhänge von Massenaustausch und Inversionsbildung. *K. Keil.*

**Franz Linke.** Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn W. Kastrow über die Durchlässigkeit der absolut reinen und trockenen Atmosphäre für Sonnenstrahlung. Meteorol. ZS. 46, 112—113, 1929, Nr. 3. Die von Kastrow bei seiner Berechnung der atmosphärischen Durchlässigkeit (Meteorol. ZS. 45, 377—381, 1928) gefundenen Unterschiede gegenüber den von Linke und von Fowle bestimmten Werten glaubt Linke dadurch erklären zu können, daß die von Kastrow verwendeten Transmissionskoeffizienten von Fowle für 623 mm Luftdruck gefunden, von Kastrow dagegen für Meeresebene benutzt wurden; bei Anbringung einer entsprechenden Korrektur fallen die Unterschiede der verschiedenen Berechnungen innerhalb der Fehlergrenze. Im übrigen bezweifelt Linke, ob es sich bei der mangelhaften Kenntnis des Sonnenspektrums und des Transmissionskoeffizienten lohnt, diese durch empirische Funktionen analytisch darzustellen und ihr Produkt zu integrieren. *Mörikofer.*

**F. W. Paul Götz.** Un filtre pour l'actinomètre de Michelson. Arch. sc. phys. et nat. (5) 10, 322—324, 1928, Sept./Okt. [C. R. Soc. suisse de géophys., météor. et astron. Lausanne 1928.] Verf. bespricht die Farbfilter, die zur Unterteilung des Gesamtspektrums bei den Messungen der Sonnenstrahlungsintensität mit dem Aktinometer Michelson-Martens eingeführt wurden. Neben dem bewährten Rotfilter Schott F 4512, das außer Rot auch das gesamte Ultrarot



durchläßt, ist neu das Gelbfilter Schott F 12 632, das bei  $525\text{ m}\mu$  abschneidet und Gelb, Rot und Ultrarot durchläßt. Die Durchlässigkeit, die nach zwei verschiedenen Bestimmungen angegeben wird, läßt das Filter für regelmäßige Strahlungsmessungen geeignet erscheinen; unabhängig von Götz' Untersuchungen wurde es auch vom Observatorium Potsdam eingeführt und an verschiedene Stationen abgegeben. *Mörikofer.*

**G. M. B. Dobson, D. N. Harrison and J. Lawrence.** Measurements of the Amount of Ozone in the Earths Atmosphere and its Relation to other Geophysical Conditions. Part III. Proc. Roy. Soc. London (A) **122**, 456—486, 1929, Nr. 790. An denselben Stationen und mit denselben Instrumenten, wie sie in den vorhergehenden Mitteilungen [Proc. Roy. Soc. London (A) **110**, 660, 1926; **114**, 521, 1927] beschrieben worden sind, wurden weitere Beobachtungen des Ozongehalts vom Juli 1926 bis Oktober 1928 durchgeführt. Zunächst wird gezeigt, daß Dunst, d. h. Anwesenheit kleiner, lichtstreuender Teilchen in der Atmosphäre keinen Einfluß auf die gemessenen Werte des Ozongehalts hat. Der Ozongehalt zeigt an allen europäischen Stationen deutlichen jährlichen Gang mit einem Maximum im Frühling und einem Minimum im Herbst. In Chile ist dagegen dieser Gang sehr gering. An Tagen mit großem Ozongehalt sind magnetische Störungen häufiger. Die Verteilung des Ozongehalts in Zyklonen und Antizyklonen wird an einer Reihe von Wetterkarten erörtert, in denen die Ozonmessungen eingetragen sind. Der Ozongehalt hängt mit der Herkunft der allgemeinen Luftströmung am jeweiligen Beobachtungsort zusammen: Polarluft hat im allgemeinen hohen, tropische Luft niedrigen Ozongehalt. Da nun die Ozonschicht doch hoch in der Stratosphäre sich befindet, so scheint daraus zu folgen, daß die großen Luftströmungen sich auch in diese Höhen erstrecken, d. h. sozusagen ihre eigene Stratosphäre mit sich führen. Die höchsten Ozonwerte kommen immer an der Rückseite von Depressionen vor, halten aber meist nur einen Tag lang an. Der Föhnwind als solcher hat keinen Einfluß auf den Ozongehalt, wie besonders die Messungen von Götz in Arosa zeigen; wohl aber sind vor dem Föhn und besonders nach dem Föhn etwas höhere Ozonwerte feststellbar, was mit den allgemeinen Druckverhältnissen zusammenhängt. In einigen Fällen ist das Wandern von Zonen höheren Ozongehalts über Europa deutlich verfolgt worden. Die Verff. kommen zu dem Ergebnis, daß die Bildung des Ozons in der Höhe von 40 bis 50 km nicht, wie man allgemein annimmt, hauptsächlich unter dem Einfluß des ultravioletten Sonnenlichts vor sich geht. Denn die Luft, die im Frühling aus der Polarregion äquatorwärts strömt, ist am reichsten an Ozon, trotzdem sie aus Gegenden kommt, in die durch viele Wochen kein Sonnenstrahl gedrungen ist. Wenn keine anderen ozonbildenden Vorgänge existieren, müßte man geradezu annehmen, daß bei Polarluftströmung in der Troposphäre eine äquatoriale Gegenströmung in der Stratosphäre vorherrscht, die ozonreichere Luft gegen die Pole führt. Die natürliche Zersetzung des Ozons scheint in der Atmosphäre recht langsam zu erfolgen, so daß die Änderung in einem Tage kaum feststellbar ist. Die Verff. geben die Zeit, in der eine gegebene Ozonmenge zur Hälfte sich zersetzt, für verschiedene Temperaturen an. Licht von der Wellenlänge  $1600\text{ \AA}$  wirkt ozonbildend, höhere Wellenlängen ozonzerstörend. Zum Schluß werden einige Ozonbestimmungen von Kalifornien, Ägypten, Indien und Neuseeland angegeben. Die Werte in den Tropen liegen um  $220 \cdot 10^{-3}\text{ cm}$ , in Europa um  $300 \cdot 10^{-3}\text{ cm}$  Ozonhöhe bei  $0^\circ$  und 760 mm. *V. F. Hess.*

**Rupert Holzapfel.** Ergebnisse von Strahlungs- und Polarisationsmessungen auf dem Hochobir im Sommer 1927. Wiener Anz. 1929,

S. 1, Nr. 1. Die Sonnenstrahlung wurde mittels des Michelson-Martensschen Aktinometers, die Sonnen- und Himmelsstrahlung mittels eines Ängströmschen Pyranometers gemessen. Am Obir beträgt die durchschnittliche Tagessumme der Sonnenstrahlungsenergie 360 cal pro Quadratcentimeter. Die Trübungs-faktoren waren durchaus nicht gering. Nur an einzelnen Tagen waren die Strahlungsintensitäten hoch (Maximum 1,46 gcal/min. qcm). Die Himmelsstrahlung betrug durchschnittlich 0,1 gcal, im Maximum sogar 0,89 gcal. Die Ausstrahlung (mit dem Pyrgeometer gemessen) betrug im Durchschnitt 0,16 gcal, der Polarisationsgrad 63%.  
*V. F. Hess.*

**J. C. McLennan, R. Ruedy and Mrs. V. Krotkov.** On the Altitude of the Ozone Layer. Trans. Roy. Soc. Canada, Sect. III, (3) 22, 293—301, 1928, Nr. 2. Die Verf. legen zuerst dar, wie man darauf geführt wurde, anzunehmen, daß erst in der mittleren Stratosphäre eine größere Anreicherung von Ozon vorhanden sei. Sodann wird die Theorie der Methode der Bestimmung der Höhe dieser Ozonschicht entwickelt. Die Messungen wurden in Toronto in folgender Weise ausgeführt: In den dem Sonnenaufgang folgenden oder dem Sonnenuntergang vorausgehenden 1½ Stunden wurden in 20- bis 30minütigen Intervallen je drei Aufnahmen des Spektrums des zenitnahen Himmelsgebiets mittels eines Quarzspektrographen ausgeführt. Die Schwärzungen der den Hugginsschen Banden (Absorptionsspektrum des Ozons) entsprechenden Stellen der Platten wurden mittels des Mollschens selbstregistrierenden Photometers ausgemessen. Aus diesen Messungen läßt sich dann nach einem halblogarithmischen Verfahren die mittlere Höhe der Ozonschicht über der Erdoberfläche berechnen. Vier Versuche ergeben Höhen von 47,5 bis 57 km, was in vortrefflicher Übereinstimmung mit den Ergebnissen von J. Cabannes und J. Dufay (1927) steht. Die Konzentration des Ozons in diesen Höhen ist jedenfalls weit größer, als man aus Laboratoriumsversuchen mit ultraviolettem Licht schließen würde; aus solchen würde nämlich folgen, daß im Gleichgewichtszustand zwischen der ozonbildenden Wirkung des äußersten Ultravioletts (unter 2000 Å) und der ozonzerstörenden Wirkung des Ultravioletts zwischen 3000 und 2000 Å nur etwa 2% des Sauerstoffs als Ozon bestehen würde.  
*V. F. Hess.*

**H. Buisson.** Mesures de l'ozone de la haute atmosphère. C. R. 188, 647—648, 1929, Nr. 9. Verf. hat seine Messungen des Ozongehalts der oberen Luftschichten in Marseille auch im Jahre 1928 fortgesetzt; eine Tabelle gibt die Ergebnisse in den üblichen Einheiten in hundertstel Millimetern der Ozonschicht-höhe bei Normaldruck und 0° C an. Der Maximalgehalt ( $375 \cdot 10^{-3}$  cm) tritt im Frühling, der Minimalgehalt ( $225 \cdot 10^{-3}$  cm) im Herbst ein. Die Übereinstimmung mit den Messungen des Ozongehalts in Arosa (1800 m) ist recht befriedigend. Im Jahre 1927 war der Ozongehalt an beiden Stationen um  $16 \cdot 10^{-3}$  cm höher als in den entsprechenden Monaten des Jahres 1928.  
*V. F. Hess.*

**G. Déjardin.** La filtration du rayonnement solaire par l'ozone atmosphérique. C. R. Séance. Soc. de phys. de Genève 45, 43—44, 1928, Nr. 1. (Supl. Arch. sc. phys. et nat.) Die Mitteilung ist ein kurzer Bericht über eine auf dem Montblanc in dem dortigen Observatorium durchgeführte Untersuchung über die atmosphärische Absorption der Sonnenstrahlung. Zur spektralen Zerlegung dient ein Konkavgitter von 1 m Krümmungsradius. Die gewonnenen Aufnahmen werden mit einem Mikrophotometer ausphotometriert. Zwischen  $\lambda$  3500 und  $\lambda$  3090 zeigt sich eine vollkommene Übereinstimmung der Absorptionskurve mit der Absorption des Ozons. Aus den Absorptionskurven, die für eine bestimmte

Wellenlänge die Abhängigkeit der Absorption von der Zenitdistanz geben, schließt der Verf., daß die absorbierende Substanz nicht gleichförmig in der Atmosphäre verteilt ist, sondern sich in einer gewissen Höhe, die er zu 45 km schätzt, besonders angereichert vorfindet. Was das Verschwinden der Sonnenstrahlung unterhalb  $\lambda$  2100 betrifft, so glaubt der Verf., daß die Absorption des Ozons hierfür nicht verantwortlich zu machen ist, hält es vielmehr für wahrscheinlich, daß die in diesem Gebiet emittierte Sonnenstrahlung durch Schichten von Sauerstoff hoher Dichte absorbiert wird. *K. Wurm.*

**Ch. Maurain et E. Salles.** Sur l'ionisation atmosphérique. C. R. 188, 723—725, 1929, Nr. 10. Seit mehreren Jahren wird in Paris (Quartier du Val de Grace) und in der Umgebung, am Lande (Val-Joyeux, 24 km von Paris) der Gehalt der Luft an kleinen und großen Ionen gemessen; in Val-Joyeux kommen dazu noch Messungen der Leitfähigkeit. Die Gesamtmittel der Zahl der großen Ionen ( $N$ ) und kleinen Ionen ( $n$ ) sind in Paris  $N_+ = 16710$ ,  $N_- = 16700$ ,  $n_+ = 86$ ,  $n_- = 70$ , in Val-Joyeux  $N_+ = 1620$ ,  $N_- = 1610$ ,  $n_+ = 345$ ,  $n_- = 283$ . Die letztgenannten Zahlen sind kleiner, als man sonst im Mittel über Land gefunden hat. Die Verf. machen sehr richtig darauf aufmerksam, daß die meisten bisherigen Angaben über die Zahl der Kleinionen zu hoch sind wegen der Mitablagerung und Mit-zählung eines Teiles der großen Ionen; in Val-Joyeux könnten sich aber doch außerdem noch Stadteinflüsse bemerkbar machen. Aus den Mittelwerten der Ionenzählungen und Leitfähigkeitsmessungen werden die Beweglichkeiten der Kleinionen zu  $k_+ = 1,51$ ,  $k_- = 1,91$  cm/sec pro Volt/cm und nach der bekannten Bilanzgleichung  $q = a \cdot n^2 + 2 \eta_2 \cdot N \cdot n$  die Ionisation berechnet: es ergibt sich diese in Val-Joyeux zu  $7,2 J$ , in Paris ist sie mehr als zweimal so groß, was zum Teil auf Ionenerzeugung durch chemische Prozesse (Benzinmotoren usw.), zum Teil auf Anreicherung des radioaktiven Niederschlags an den Kernen der Stadtluft zurückgeführt werden kann. *V. F. Hess.*

**P. J. Nolan and Cilian O'Brolchain.** Recombination of ions in atmospheric air. Part I. Investigation of the decay coefficient by Schweidler's method. Proc. Roy. Irish Acad. (A) 38, 40—48, 1929, Nr. 4/5. Mißt man den Strom  $i$  in einem mit atmosphärischer Luft gefüllten Ionisierungsgefäß für verschiedene zwischen den Elektroden angelegte Spannungen  $E$  — eine Methode, die von W. Schlenk und V. F. Hess angegeben ist — und trägt  $i$  in Abhängigkeit von  $i/E$  auf, so sollte sich eine Gerade ergeben, falls die von E. von Schweidler aufgestellte Theorie, daß die Rekombination kleiner Ionen in atmosphärischer Luft einem linearen Gesetz gehorcht, richtig ist. Die experimentelle Prüfung durch die Verf. hat ergeben, daß diese Gesetzmäßigkeit angenähert erfüllt wird. Der Koeffizient  $\eta_2$  für die Rekombination zwischen geladenen (größeren) Kernen und kleinen Ionen ist nicht konstant, ohne daß dabei ein Zusammenhang zwischen  $\eta_2$  und dem Staubgehalt der Luft, der mit einem Aitken- oder Owen-Staubzähler ermittelt wurde, bemerkt werden konnte in dem untersuchten Intervall von 17000 bis 53000 Staubkerne pro Kubikzentimeter. Der Staubgehalt der Luft scheint also keine wesentliche Rolle in dem Ionisierungsgleichgewicht zu spielen. *Staudé.*

**P. J. Nolan.** Recombination of ions in atmospheric air. Part II. The law of recombination of ions and nuclei. Proc. Roy. Irish Acad. (A) 38, 49—59, 1929, Nr. 4/5. Die Beziehung zwischen  $i$  und  $i/E$  wird wie in der vorhergehenden Arbeit als nach dem Schweidlerschen Gesetz verlaufend gefunden. Durch künstliche Vergrößerung bzw. Verminderung der Kernkonzentra-

tion zwischen 1000 und 97000 Kernen pro Kubikzentimeter zeigt der Verf. entgegen den früheren Ergebnissen, daß eine bestimmte Beziehung zwischen Kernkonzentration  $N$  und Rekombinationskonstante  $\eta_2$  besteht, und zwar ändert sich  $\eta_2$  umgekehrt mit  $\sqrt{N}$ . Eine theoretische Erklärung dafür ist nicht möglich, vielleicht liegt es daran, daß die Kerne größer werden, oder daß mehrfach geladene Kerne vorkommen. Die Beziehung zwischen der Entstehungsgeschwindigkeit der Ionen in atmosphärischer Luft und der Gleichgewichtskonzentration für Ionen und ungeladene Kerne wird wiedergegeben durch  $q = an^2 + \zeta n\sqrt{N}$ , dabei ist  $\zeta = 55 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{3/2}/\text{sec}$ ,  $q$  die Anzahl Ionenpaare, die pro Kubikzentimeter und pro Sekunde erzeugt werden,  $n$  die Anzahl der positiven oder negativen Ionen pro Kubikzentimeter,  $N$  die Summe der entgegengesetzt geladenen Ionen und ungeladenen Kerne,  $a$  eine Konstante. Die Formel bedeutet, daß das Massenwirkungsgesetz für die Rekombination nicht gültig ist. Die Prüfung dieser an Versuchen im Laboratorium gewonnenen Formel an freier Luft ergibt teilweise ganz befriedigende Ergebnisse, doch sprechen andere Beobachtungen, die vom Verf. allerdings als nicht ganz einwandfrei bezeichnet werden, zugunsten der alten Formel  $q = an^2 + \gamma nN$ . Die neue Gleichung gibt auch das Ionisierungsgleichgewicht über See befriedigend wieder, wenn man die Messungen von Aitkin über dem Atlantischen Ozean zugrunde legt, dagegen erklären sich die Beobachtungen von Hess auf Helgoland besser mit der alten Formel. Trotz alledem glaubt der Verf. aus seinen Ergebnissen im Laboratorium und verschiedenen Beobachtungen an freier Luft den Schluß ziehen zu müssen, daß „eine radikale Abkehr von der alten Theorie notwendig ist“. *Staude.*

**S. Chapman.** On the origin of the aurora polaris. Phys. Rev. (2) **32**, 993–995, 1928, Nr. 6.

**E. O. Hulburt.** Reply to the foregoing criticism by S. Chapman. Phys. Rev. (2) **32**, 996, 1928, Nr. 6. Zu den schon früher geäußerten Einwänden gegen die neue Theorie von H. B. Maris und E. O. Hulburt (diese Ber. S. 90), welche annimmt, daß durch die ultraviolette Sonnenstrahlung indirekt die Polarlichterscheinungen bewirkt werden, fügt S. Chapman neue hinzu. Sein Hauptbedenken richtet sich gegen die polwärts gerichtete Bewegung der durch die Ultraviolettstrahlung in den obersten Schichten der Atmosphäre erzeugten Ionen und Elektronen. Er stellt deren Bewegungsgleichung im Magnetfeld der Erde auf und kommt zu dem Ergebnis, daß, wenn ein geladenes Teilchen z. B. in einer Höhe von 1000 km über dem Äquator seine Abwärtsbewegung beginnt, es höchstens eine geographische Breite von  $22^\circ$  erreichen kann. Für Teilchen in höheren Breiten wäre die polwärts zurückgelegte Strecke noch viel geringer. Um die Breiten von  $60^\circ$  und darüber (die Polarlichtzone) zu erreichen, müßten die Ionen und Elektronen zuerst in Höhen von über 18000 km gelangen; dies aber hält Chapman für nicht möglich. Bezüglich der übrigen Einwände muß auf Chapmans Originalarbeit verwiesen werden. Hulburt erwidert, daß seine eben im Erscheinen begriffene ausführliche Arbeit bei durchaus plausiblen Annahmen unzweifelhaft zu dem Ergebnis führe, daß geladene Teilchen Höhen von 30000 km über dem Äquator erreichen. *V. F. Hess.*

**O. Barsch.** Über den Verlauf künstlicher elastischer Bodenwellen und die Berechnung der Unstetigkeitsflächen. Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanstalt Berlin **49**, I, 327–338, 1928. Es werden Formeln ausführlich abgeleitet, mit denen man aus der Laufzeitkurve künstlicher elastischer Bodenwellen Tiefe und Neigungswinkel untereinander paralleler, im allgemeinen zur

Erdoberfläche geneigter Schichten bestimmen kann. Wie üblich, wird angenommen, daß die Bewegung sich in der Tiefe längs der Schichtgrenzen mit der Geschwindigkeit der tieferen Schicht fortpflanzt, unentschieden wird gelassen, ob die oberen Schichten senkrecht zu den Schichtgrenzen durchdrungen werden oder ob die Bodenwellen auf den Schichtgrenzen unter einem Winkel auftreffen, dessen Betrag zwischen einem rechten Winkel und dem Winkel der streifenden Inzidenz liegt. Für beide Extremfälle werden Methoden abgeleitet, und es wird der Unterschied der unter den beiden extremen Annahmen berechneten Tiefen festgestellt. Dieser Unterschied ist ein Maß für die Unsicherheit der Ergebnisse. Während man die wahre Tiefe mehr oder weniger genau erhält, wenn die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bodenwellen von Schicht zu Schicht mit der Tiefe wächst, wird die Tiefe zu groß gefunden, wenn Schichten geringerer Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit Schichten größerer Geschwindigkeit abwechseln. In diesem Falle erhält man Maximalwerte. *K. Jung.*

**Sabba S. Ștefănescu.** Pour la prospection électrique du sous-sol. Notes sur le champ électromagnétique de Mr. Schlumberger. Bull. Acad. Roumaine 11, 10–13, 1928, Nr. 4. Zwei Punkte  $A$  und  $B$  auf der Oberfläche einer homogenen und isotropen Erde sind durch ein in  $A$  und  $B$  geerdetes Kabel verbunden. In dem Kabel fließe ein konstanter Strom  $J$ , zu dessen Rückleitung die Erde dient. Das elektromagnetische Feld, das durch den Strom  $J$  in dem Kabel und durch die durch die Erde zurückgeleiteten Ströme hervorgerufen wird, bezeichnet der Verf. kurz mit „Feld  $S$ “. Um zu einfachen Gleichungen zu kommen, kann man sich das Feld  $S$  von vier einzelnen elektrischen Strömen herrührend denken. Nach  $A$ , einem Punkte der Erdoberfläche, gelange ein Strom  $J$  durch ein in  $A$  geerdetes und senkrecht nach oben geführtes Kabel. Der Strom  $J$  soll sich radial und gleichförmig im Innern der Erde ausbreiten. In  $B$ , einem zweiten Punkte der Erdoberfläche, ist ebenfalls ein Kabel geerdet und senkrecht nach oben geführt. Dieses dient zum Rückfluß des von  $A$  durch die Erde kommenden Stromes  $J$ . Dicht neben dem in  $A$  senkrecht hochgeführten Kabel liegt ein zweites Kabel parallel, das unmittelbar über der Erdoberfläche rechtwinklig abbiegt und über  $B$  ins Unendliche führt. In diesem Kabel fließt ein Strom  $J$ , der aber die umgekehrte Richtung hat, wie der durch das erste Kabel nach  $A$  gelangende Strom. Auch im Punkte  $B$  ist ein zweites Kabel senkrecht hochgeführt, biegt unmittelbar über der Erdoberfläche rechtwinklig ab und führt in derselben Richtung wie das zweite Kabel von  $A$  ins Unendliche. In dem zweiten Kabel von  $B$  fließt ein Strom von der Stärke  $J$ , der aber die umgekehrte Richtung hat, wie der von der Erde in das erste Kabel von  $B$  gelangende Strom. Für die eben beschriebenen vier Ströme, die in ihrem Zusammenwirken das Feld  $S$  hervorrufen, setzt der Verf. die Maxwell'schen Gleichungen an und berechnet den Verlauf der Kraftlinien im Boden und in der Luft. *W. Schneider.*

**Sabba S. Ștefănescu.** Pour la prospection électrique du sous-sol. Étude du champ  $S$  normal. Bull. Acad. Roumaine 11, 26–28, 1928, Nr. 7/8. Im Anschluß an die vorstehende Arbeit führt der Verf. noch ergänzende Berechnungen über den Verlauf der Kraftlinien des Feldes  $S$  aus. *W. Schneider.*

**A. Rostagni.** Eine Anwendung der Theorie von T. Levi-Civita über den „Einfluß einer leitenden Schicht auf das elektromagnetische Feld eines zur Schicht parallel laufenden Wechselstroms“ auf geophysikalische Untersuchungen. ZS. f. Geophys. 4, 425–429, 1928,

Nr. 7/8. Übersetzung aus *Lincei Rend.* (6) 7, 1006—1010, 1928. Gegenstand des vorliegenden Referates über die angegebene Arbeit von T. Levi-Civita sind theoretische Ansätze zur Deutung geophysikalischer Untersuchungen zur Struktur von Erdschichten nach der sogenannten „Sundbergmethode“. Letztere umfaßt die Ausmessung der elektromagnetischen Felder eines den Boden durchfließenden Wechselstromes, der durch einen vom Erdboden isolierten Leiter, also ohne eingegrabene Elektroden induziert wird. Praktisch dasselbe leistend wie die Theorie von J. N. Hummel, setzt die Arbeit von Levi-Civita die Grenzen der Annäherung an die wirklichen Verhältnisse fest und führt, durch Wahl eines gedanklich zufriedenstellenderen Modells, tiefer in die Natur der Vorgänge hinein. An einen kurzen Auszug aus der Theorie schließt sich ein Zahlenbeispiel.

*Sewig.*

**Max Mason.** *Geophysical Exploration for Ores.* Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng. Technical Publ. No. 45. New York 1927. Überblick besonders über geoelektrische Methoden der angewandten Geophysik, genauere Beschreibung einer induktiven Methode. Modellversuch über die Einwirkung einer leitenden Kugel von einem Radius etwas kleiner als die Mittelpunktstiefe unter der Oberfläche eines schwach leitenden unendlichen Halbraumes. Der induzierende horizontal liegende Dipol ist weit entfernt. Es werden die Richtung (Fallen und Streichen) der gesamten magnetischen Feldstärke ohne Berücksichtigung der Phasenverschiebung gegeben, desgleichen die Ergebnisse derartiger Vermessungen über Erzgängen. Auch Schlumbergers Messungen natürlicher Potentialdifferenz auf der Erde wird kurz an einem Beispiel diskutiert. Der Verf. betont, daß im allgemeinen nur Körper entdeckt werden können, deren Durchmesser nicht kleiner ist als die Hälfte der Mittelpunktstiefe, und dann, daß man nicht bestimmte chemische Substanzen, sondern nur die physikalischen Eigenschaften feststellen kann, die vielen gemeinsam sind.

*Koenigsberger.*

**J. H. Jeans.** *Recent developments of cosmical physics.* From the *Smithson. Rep. for 1927*, S. 167—189, 1928. Zusammenfassende Darstellung der neuesten Forschungen über Sternspektren, Größe der Sterne, physischen Zustand des Sterninnern, Mechanik des Sterninnern, Energieübertragung im Sterninnern, Gleichgewicht eines Sternes, Entwicklung eines Sternes, Atomgewicht der Sternmaterie, Verteilung der chemischen Elemente im Stern, Energieerzeugung in den Sternen, die kritische Zentraltemperatur und die kosmische durchdringende Strahlung.

*Güntherschulze.*

**Walter Grundmann.** *Arago-Davysche Thermometerkombination.* *Meteorol. ZS.* 45, 439—441, 1928, Nr. 11. Bei dem großen Interesse, das in den letzten Jahren den präzisen Methoden der Sonnenstrahlungsmessung zugewandt wird, sind auch die Versuche verständlich, leicht zu handhabende Strahlungsmeßinstrumente einzuführen. Diesem Bestreben dienen die Bemühungen von Kalitin, Albrecht und Robitzsch, die durch die strengere Wissenschaft wegen ihrer vielen Fehlerquellen gänzlich abgelehnte Arago-Davysche Kombination eines Schwarzkugelthermometers mit einem blanken im Vakuum durch konstruktive Verbesserungen brauchbarer zu gestalten. Die vorliegende Mitteilung befaßt sich nun speziell mit den Neuerungsvorschlägen von Robitzsch (*Meteorol. ZS.* 1928, S. 432), einer Kombination einer berußten mit einer künstlich geweißten Thermometerkugel, und zeigt, daß die alte primitivere Konstruktion ihr für Sonnenhöhen von 25 bis 55° in nichts nachsteht und im ganzen sogar eine etwas größere Einstellgeschwindigkeit besitzt.

*Mörikofer.*

**Seth B. Nicholson and Nicolas Perrakis.** Evidence of boron in the sun. *Astrophys. Journ.* **68**, 327—334, 1928, Nr. 4. Die im Sonnenspektrum zu erwartenden Atomlinien des Bors liegen im Ultraviolett, weshalb die Anwesenheit von Bor in der Sonnenatmosphäre auf Grund des Linienspektrums nicht nachgewiesen werden konnte. Den Verff. gelingt der Nachweis, indem sie alle starken Linien aus den Banden der Borsäure zwischen  $\lambda$  5028 und  $\lambda$  5157 mit Linien aus dem Sonnenfleckenspektrum identifizieren können. Die mittlere Abweichung in den Wellenlängenwerten beträgt 0,006 Å.-E. *K. Wurm.*

**Charlotte E. Moore and Henry Norris Russell.** The presence of predicted iron lines in the solar spectrum and the terms in the arc spectrum of iron. *Astrophys. Journ.* **68**, 151—164, 1928, Nr. 2. Eine Prüfung aller bis jetzt bekannten Multipletterme des Fe I-Spektrums zeigt, daß eine große Anzahl von zu erwartenden Linien bei Aufnahmen im Laboratorium nicht gefunden sind. Den Verff. gelingt es nun, 289 solcher aus den bekannten Termen errechneter Linien im Fraunhoferschen Spektrum aufzufinden, deren Ursprung bisher unbekannt war. Ein Teil dieser Linien konnte nachträglich auf Aufnahmen aufgefunden werden, die von extrem langen Belichtungszeiten herrührten. Weitere 41 Linien des Fraunhoferschen Spektrums, die bisher irrtümlich anderen Elementen zugeschrieben waren, erwiesen sich ebenfalls als dem Fe I zugehörig. Am Schluß der Arbeit sind alle bekannten Multipletterme des Fe I in einer Tabelle aufgeführt. *K. Wurm.*

**Ira M. Freeman.** The spectrum of the solar corona. *Astrophys. Journ.* **68**, 177—193, 1928, Nr. 3. Der Verf. versucht, eine Anzahl von Koronalinien als Linien aus dem Bogenspektrum des Argons zu deuten. Die Wellenlängenwerte der Koronalinien werden den Tabellen von Campbell und Moore (*Lick Observatory Bulletin* **10**, 31, 1918) entnommen. Von den 45 Koronalinien werden 32 identifiziert. Die Identifikation ergibt sich bei 22 Linien infolge Wellenlängenübereinstimmung mit gemessenen Linien aus dem Argonspektrum. Die weiteren 10 zugeordneten Linien entsprechen verbotenen Übergängen, die aus den Meissnerschen (*ZS. f. Phys.* **39**, 172, 1926 und **40**, 839, 1927) Termwerten gewonnen werden. Aus der Gruppe der 22 Linien sind 12 Linien von Meissner in Serien untergebracht, und zwar entsprechen diese 12 Linien durchweg höheren Seriengliedern. Anschließend diskutiert der Verf., wie weit die gefundene Übereinstimmung in den Wellenlängen als zufällig angesehen werden kann und kommt zu dem Schluß, daß die tatsächlich gefundene Wellenlängenübereinstimmung trotz des Linienreichtums des Argonspektrums auf Grund reinen Zufalls nicht zu erwarten wäre. *K. Wurm.*

**L. d'Azambuja.** Sur la structure de la chromosphère solaire. *C. R.* **188**, 773—775, 1929, Nr. 11. Verf. berichtet über die vorläufigen Ergebnisse von Untersuchungen monochromatischer Sonnenaufnahmen bei Isolierung verschiedener Strahlen der tieferen Chromosphäre am Spektroheliographen von Meudon. Die beobachtete Granulation ist von der der Photosphäre durch die Größe der Körnung verschieden. Diese spezielle Granulation wird im Lichte von Ca 4227 bis Fe 4384 und Ca 4227 bis Fe 4202 aufgenommen. Durch einfache Anordnung werden beide Bilder gleichzeitig nebeneinander auf einer Platte photographiert, so daß eine Vergleichung mit dem Blinkmikroskop vorgenommen werden kann. Die verschiedenen Bilder zeigen keine nennenswerten Unterschiede in Form und Verteilung der Körnung; ferner scheinen sie unabhängig von der

Schichthöhe zu sein. Da dieser Unterschied bei obigen Strahlen nur 500 km beträgt, gegenüber einer Ausdehnung der Wolken von 5000 km, so ist kaum ein solcher zu erwarten. Eine einzige Granulation mit *Ha* also in beträchtlich höherer Schicht zeigt aber ebenso merkliche Ähnlichkeit mit der der tieferliegenden Gase.

*Sättele.*

**L. d'Azambuja.** Recherches sur la structure de la chromosphère solaire. Journ. de phys. et le Radium (6) 9, 136S—137S, 1928, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 269.] Verf. gibt eine Zusammenstellung der Untersuchungen der Sonne in monochromatischem Lichte am großen Spektroheliographen in Meudon, analog den im Lichte der *H*- und *K*-Linien des  $\text{Ca}^+$  und der Wasserstofflinien. Zweck der Untersuchung ist die Erforschung der tieferen Schichten der Chromosphäre; benutzt wurden 11 Linien von Mg 3838 bis Na 5890. Die Ergebnisse sind folgende: Ähnliche Zusammensetzung der Linien der tieferliegenden Gase wie die von *H* und *K*. Merkwürdige Diskontinuität in der Sichtbarkeit von Fackeln und Flecken. Sie erscheinen im zentralen Teile der Linien, verschwinden im anschließenden fast vollständig und erscheinen wieder in den Spitzen der Linien. Weiterhin wurde die Existenz einer speziellen Granulation nachgewiesen, die von der der Photosphäre verschieden ist und die sich in den  $\text{Ca}^+$ -Bildern nicht wiederfindet. Dicke der Gasschichten am Sonnenrand Fe 4202: 700 km, Mg 3838: 2100 km.

*Sättele.*

**W. Ewart Williams.** Kombination eines Fabry-Perotschen Interferometers mit einem Spektroheliographen zur Bestimmung solarer Geschwindigkeiten und der Drehung der Sonne. ZS. f. Phys. 53, 542—547, 1929, Nr. 7/8. Hinter den Kollimator eines Spektroheliographen setzt Verf. ein Fabry-Perotsches Plattenpaar aus geschmolzenem Quarz und erhält dadurch auf dem Heliogramm ein Streifensystem, aus dessen Deformationen er den Dopplereffekt für jeden Punkt der Sonnenoberfläche ersehen kann. Exakte Messungen sollen bald ausgeführt werden.

*Wägler.*

**Hermann Strebel.** Über Aufnahmen der Sonne durch Ultraviolettstrahlen und Fluoreszenzlicht. (Vorläufige Mitteilung.) S.-A. Münchener Ber. 1928, S. 367—374. Verf. berichtet über Untersuchungen der Sonne auf der Privatsternwarte in Herrsching am Ammersee. Die Sonne wird durch ein Ultraviolettfilter aus Hanauer Dunkelglas aufgenommen. Die Durchlässigkeit erstreckt sich von B bis Ultrarot und von H bis P; der visuelle Teil des Spektrums wird vollständig absorbiert. Der Vorteil dieser Aufnahmen auf Diapositivplatten ist der, daß Granulation (dunkel auf hellem Grund) und Fackeln über die ganze Scheibe sichtbar sind. Die graue Granulation ist starker Veränderung unterworfen. Die Flecken sind mit einem hellen Rand umgeben. Verf. geht nun, um die Einzelheiten noch deutlicher hervortreten zu lassen, zur Fluoreszenzwirkung über. Die Platten werden mit Äsculin sensibil gemacht. Neu treten bei diesen Bildern noch hinzu: helle Streifen, die sich über die ganze Scheibe hinziehen und die vielleicht mit den Deslandresschen alignements identisch sind. Verf. bezeichnet diese Aufnahmen als Zwischenstufe der Aufnahmen in monochromatischem Lichte und der in visuellem Lichte. Er vermutet aus der Beständigkeit der Einzelheiten über mehrere Rotationen, daß die Erscheinungen, die bis auf die Flecktrichter hinunterreichen, der Photosphäre angehören und für die Physik dieser Schicht von Bedeutung sind. Vorteile dieser Methode liegen vor allem in der Billigkeit der Versuchsanordnung und in der größeren Unabhängigkeit von der



Luftbeschaffenheit. Der Abhandlung sind drei ausgezeichnete Abzüge beigegeben, die sehr deutlich die Verschiedenheit von den monochromatischen Aufnahmen zeigen. *Sättele.*

**Paul S. Epstein.** What is the moon made of? Phys. Rev. (2) **33**, 269, 1929, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Aus Beobachtungen von Nicholson und Pettit über die Temperaturänderungen des Mondes während einer Mondfinsternis wird geschlossen, daß die Oberflächenschicht des Mondes nicht aus irgend einem festen, auf der Erde vorkommenden Gestein bestehen kann, sondern wahrscheinlich aus einem Material, das sich in thermischer Beziehung ähnlich verhält wie vulkanische Aschen. *Sewig.*

**Edison Pettit and Seth B. Nicholson.** Lunar radiation and temperatures during an eclipse. Phys. Rev. (2) **33**, 273, 1929, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Messungen der planetarischen Wärme eines 2' vom südlichen Rande entfernten Punktes auf dem Monde wurden mit dem Thermoelement am 100-zölligen Teleskop während der Mondfinsternis vom 14. Juni 1927 gemacht. Die planetarische Strahlung während der nahezu eine Stunde dauernden partiellen Phase folgte annähernd der Formel  $h = (0,44 H + 0,17) \text{ cal cm}^{-2} \text{ mm}^{-1}$ , worin  $h$  die vom Monde ausgestrahlte Wärme und  $H$  die Energie ist, die er von der Sonne erhält. Während der 2<sup>h</sup> 40<sup>m</sup> dauernden totalen Verfinsternung wurde aus der Gleichung:  $h = (0,065 - 83 t \cdot 10^{-6}) \text{ cal cm}^{-2} \text{ mm}^{-1}$ , worin  $t$  die verflissenen Minuten, beginnend eine halbe Stunde nach der totalen Verfinsternung, bedeuten. 20 Minuten lang nach Beginn der Totalität ändert sich die Strahlung nicht erheblich, dann jedoch beginnt sie kräftig anzusteigen entsprechend der Formel  $h = (1,1 H - 0,81) \text{ cal cm}^{-2} \text{ mm}^{-1}$ . Die diesen Formeln entsprechenden Temperaturen sind etwa 346° K zu Beginn der Verfinsternung, 210° K zu Beginn der Totalität und 152° K zu Ende der Totalität. Von diesen Werten ist 1,1 cal cm<sup>-2</sup> mm<sup>-1</sup> absorbiert, aber wieder ausgestrahlt; 0,1 cal cm<sup>-2</sup> mm<sup>-1</sup> oder 6% von  $H$  vor der Verfinsternung durch Leitung nach innen abgegeben und etwa 0,044 cal cm<sup>-2</sup> mm<sup>-1</sup> zu Ende der totalen Phase durch Leitung aus der Oberfläche abgegeben. *Sewig.*

**G. Stracke.** Bahnbestimmung der Planeten und Kometen. Mit 21 Abbildungen, VIII und 365 Seiten. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1929. Vorwort: „Das vorliegende Werk steht an Umfang zwischen dem ‚Grundriß der theoretischen Astronomie‘ von J. Frischauf (3. Aufl. 1922) und den umfangreichen Werken ‚Lehrbuch zur Bahnbestimmung der Kometen und Planeten‘ von Th. v. Oppolzer (Bd. I, 2. Aufl. 1882; Bd. II, 1880), ‚Theoretical Astronomy‘ von J. C. Watson (ed. 1896), ‚Theoretische Astronomie‘ von W. Klinkerfues (H. Buchholz, 3. Aufl. 1912), ‚Die Bahnbestimmung der Himmelskörper‘ von J. Bauschinger (2. Aufl. 1928). Es wendet sich an die Studierenden der Astronomie, denen es eine Einführung in die Bahnbestimmung geben, an die Fachastronomen, denen es mit der Zusammenstellung erprobter brauchbarer Methoden dienen will, und an den Kreis der Nichtfachastronomen, die in letzter Zeit in steigendem Maße ihr Interesse durch erfolgreiche Mitarbeit an den rechnerischen Aufgaben bekundet haben. Da die Bahnbestimmung ein Problem des praktischen Rechnens ist, so habe ich auf die praktische Behandlung der Materie durch Formelzusammenstellungen und Beigabe zahlreicher Beispiele besonderen Wert gelegt. Aber auch dem Gesichtspunkt mathematischer Durchsichtigkeit hoffe ich in ausreichendem Maße Rechnung getragen zu haben.“ *Scheel.*

**Edmund C. Stoner.** The Limiting Density in White Dwarf Stars. Phil. Mag. (7) 7, 63—70, 1929, Nr. 41. Unter Verwendung der Fermistatistik wird gezeigt, daß die Grenzdichte  $\rho$  einer gleichförmigen Kugel von der Masse  $M$ , die aus einer Mischung vollkommen ionisierter Atome besteht, unter dem Einfluß der Gravitation und der Elektronen-Pack-Effekte durch die Gleichung  $\rho = 3,85 \cdot 10^2 (M/M_S)^2$  gegeben ist, wo  $M_S$  die Masse der Sonne ist. Für Kugeln mit den Massen von Sirius B und  $O_2$  Eridani B ergeben sich die Grenzdichten von  $2,8 \cdot 10^6$  und  $7,5 \cdot 10^5$ . Es wird die Hypothese aufgestellt, daß weiße Zwergsterne einen Kern von Material enthalten, dessen Dichte der Grenzdichte nahekommt, wobei das Verhältnis von Kernradius zu Sternradius in den beiden angegebenen Fällen 0,25 und 0,61 ist. Der Kern befindet sich in einem fast inkompressiblen oder quasiflüssigen Zustande infolge der Elektronenanhäufung. Weiter wird kurz die Theorie von Jeans über die Verteilung der Sterne in dem Temperatur-Helligkeits-Diagramm von Russell besprochen. Es wird gezeigt, daß der quasiflüssige Zustand, der für die Stabilität nötig ist, bei weißen Zwergsternen lediglich durch die Elektronenpackung erreicht werden kann, ohne daß es nötig ist, ein Zusammenpressen der wenigen übrigbleibenden Atome durch  $K$ -Ringe anzunehmen. *Güntherschulze.*

**G. I. Pokrowski.** Zur Frage nach der oberen Grenze für die Masse eines Sternes. ZS. f. Phys. 49, 587—589, 1928, Nr. 7/8.

**Wilhelm Anderson.** Zur Theorie von G. I. Pokrowski über die obere Grenze für die Masse eines Sternes. ZS. f. Phys. 53, 597—600, 1929, Nr. 7/8. Auf Grund einer von der bekannten Eddingtonschen abweichenden Theorie kommt Pokrowski zu einer für die obere Grenze der Masse eines Sternes geltenden Formel

$$M = \frac{C^3}{2} \left( \frac{3}{\pi \cdot \rho \cdot K^3} \right)^{1/2}$$

( $M$  = obere Grenze der Masse eines Sternes,  $\rho$  = maximale mögliche Dichte,  $K$  die Gravitationskonstante und  $C$  Lichtgeschwindigkeit). Anderson weist nun darauf hin, daß er vor etwa 6 Jahren eine ähnliche Theorie aufgestellt habe, die zu der Formel

$$M = \left( \frac{5}{6} \right)^{3/2} \cdot \frac{C^3}{2} \left( \frac{3}{\pi \cdot \rho \cdot K^3} \right)^{1/2}$$

führt, die sich von der Pokrowskischen nur durch den Zahlenfaktor  $(5/6)^{3/2}$  unterscheidet. *K. Wurm.*

**A. Danjon.** Présentation d'un nouveau photomètre astronomique. Journ. de phys. et le Radium (6) 9, 30 S, 1928, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 257.] Kurze Beschreibung einer aus Fernrohr, einem System von total reflektierenden Prismen und einer verstellbaren Blende bestehenden photometrischen Einrichtung. Die Einrichtung dient zum photometrischen Vergleich von 1 bis  $2^0$  entfernten Sternen sowie zu Erdalbedobestimmungen (durch Vergleich der Mondflächenhelle mit der Flächenhelle des Teiles des Mondes, der nur durch das von der Erde reflektierte Licht beleuchtet wird). Das Instrument ist auf der Straßburger Sternwarte in Gebrauch. *Dziobek.*

## Geophysikalische Berichte.

**P. Lejay.** Sur un chronographe enregistreur le dix-millième de seconde, et son application à la mesure des irrégularités des pendules astronomiques. C. R. 188, 1089—1091, 1929, Nr. 17. Es wird ein Chronograph beschrieben, der Zeitintervalle von einigen 1 : 10 000 Sek. festzuhalten imstande ist. Ein mit photographischem Papier bespannter Zylinder läuft mit einer Drehgeschwindigkeit von einer oder zwei Sekunden; die Geschwindigkeit wird mittels eines Zentrifugalkraftregulators gleichmäßig gehalten. Die Papiergeschwindigkeit beträgt 120 cm/Sek. Ein Lichtspalt wird von dem Spiegel einer elektrischen Stimmgabel, die 100 Schwingungen in der Sekunde ausführt, durch ein sich sehr langsam drehendes Prisma auf den Zylinder geworfen; es entsteht auf diese Weise eine wellenförmige Schraubenlinie als Zeitmarkierung, ohne daß sich der Zylinder während der Drehung in Richtung der Drehachse zu verschieben braucht. Mit Hilfe eines Zahnrades mit 50 Zähnen wird die Drehgeschwindigkeit des Zylinders nach dem stroboskopischen Verfahren kontrolliert. Als Anwendung werden zur Untersuchung der Genauigkeit elektrischer Uhrpendelkontakte die Schwingungen des Uhrpendels gleichzeitig mit den Schwingungen eines freien Pendels mit kapazitiven Kontakten aufgezeichnet. *Schmehl.*

**Henryk Jedrzejowski.** Sur le phénomène d'inversion dans la biotité soumise à l'action des rayons  $\alpha$ . C. R. Soc. Pol. de phys. 3, 287—293, 1929, Nr. 4. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Ein 0,15 mm dickes Biotitblättchen wird der Strahlung eines mit Ra Em gefüllten Glasröhrchens mit  $\alpha$ -durchlässigen Wänden ausgesetzt und die Lichtdurchlässigkeit des Blättchens von Zeit zu Zeit mit Hilfe einer photoelektrischen Anordnung gegen ein zweites unbestrahltes Biotitblättchen relationiert. Die Transparenz nimmt anfänglich scharf ab mit der Bestrahlung, um nach Erreichung eines Minimums langsam wieder anzusteigen. Damit erscheint das von Joly geforderte Inversionsphänomen neuerlich nachgewiesen; die Schlüsse auf die Zulässigkeit von Altersschätzungen der Mineralien aus pleochroitischen Höfen ergeben sich nicht selbst.

*K. W. F. Kohlrausch.*

**V. S. Dubey and Arthur Holmes.** Estimates of the Ages of the Whin Sill and the Cleveland Dyke by the Helium Method. Nature 123, 794—795, 1929, Nr. 3108. Die verbesserten Untersuchungsmethoden erlauben nunmehr, die Heliummethode auch bei geringerem Gehalt an radioaktiven Substanzen anzuwenden. In der Praxis wurden folgende Ergebnisse erzielt:

Untersuchtes Gestein	Ra . 10 <sup>12</sup> g/g	U . 10 <sup>6</sup> g/g	Th . 10 <sup>6</sup> g/g	He . 10 <sup>6</sup> cm <sup>3</sup> /g
a) Whin Sill (Nr. 551) . . . .	0,27	0,81	3,0	36,0
b) Cleveland Dyke (Nr. 402) . .	0,61	1,83	6,1	11,0

Das angenäherte Alter ergibt sich aus He/U + 0,29 Th . 8,5 Millionen Jahre zu a) 182, b) 26 Millionen Jahre in guter Übereinstimmung mit dem Alter des Nachbargesteins. Die Methode gestattet, bessere geologische Zeittabellen zu gewinnen.

*Gutenberg.*

**G. Giorgi e A. Cabras.** Questioni relativistiche sulle prove della rotazione terrestre. Lincei Rend. (6) 9, 513—517, 1929, Nr. 7.

*K. Jung.*

**R. Wavre.** Sur les moments d'inertie de l'ellipsoïde terrestre. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 46, 65—67, 1929. [Beiblatt z. Arch. sc. phys. et

nat. (5) 11, 1929, März/April.] Es werden Zusammenhänge abgeleitet zwischen den Trägheitsmomenten  $B - A$  und  $C - A$  eines rotierenden Planeten und den die Gestalt des Planeten bestimmenden Größen: Masse, Schwere, Polarachse, Winkelgeschwindigkeit der Rotation, Abplattung, Zentrifugalkraft. *K. Jung.*

**F. W. Dyson and R. T. Cullen.** Variability of the Earth's Rotation. Month. Not. 89, 549—551, 1929, Nr. 5. Die Schwankungen  $M$  der Mond- und  $S$  der Sonnenlänge gegenüber den mittleren Werten zeigen einen vollständigen Parallelismus, welcher darauf hinweist, daß es sich um Schwankungen der Erdrotation handelt. Folgende Werte werden angegeben:

Jahr	1755	1760	1765	1770	1775	1780	1785	1790	1795
$S$ . . .	+ 0,01	+ 0,06	+ 0,35	+ 0,42	+ 0,22	- 0,17	- 0,34	- 0,38	- 0,40''
$M$ . . .	- 0,5	+ 1,3	+ 0,6	- 0,3	- 0,7	- 1,3	- 1,8	- 2,7	- 2,0
Jahr	1800	1805	1810	1815	1820	1825	1830	1835	1840
$S$ . . .	- 0,26	- 0,03	+ 0,17	+ 0,28	+ 0,20	- 0,05	- 0,09	- 0,07	- 0,11''
$M$ . . .	- 0,2	+ 0,4	+ 1,1	+ 2,5	+ 2,5	+ 0,6	+ 0,9	+ 1,6	+ 0,9
Jahr	1845	1850	1855	1860	1865	1870	1875	1880	1885
$S$ . . .	- 0,32	- 0,49	- 0,56	- 0,45	- 0,23	- 0,04	+ 0,14	+ 0,27	+ 0,14''
$M$ . . .	- 0,7	- 2,1	- 3,5	- 3,9	- 3,4	- 1,3	+ 1,7	+ 2,2	+ 2,7
Jahr	1890	1895	1900	1905	1910	1915	1920	1925	
$S$ . . .	+ 0,02	+ 0,32	+ 0,52	+ 0,42	+ 0,17	- 0,13	- 0,40	- 0,60''	
$M$ . . .	+ 3,7	+ 4,5	+ 3,3	+ 1,2	- 1,1	- 3,3	- 3,8	- 1,8	

Der Vergleich dieser Werte ergibt etwa  $10,1 S = M - 0,03''$ . *Gutenberg.*

**Preliminary Values of the Variation of Latitude at Greenwich in 1928.** Month. Not. 89, 551—552, 1929, Nr. 5. Die Breite nahm in Greenwich 1928 zuerst auf + 0,06'' (Februar) zu, dann stetig ab auf - 0,04'' (Juli), dann wieder zu auf + 0,03'' (November). Die maximalen Schwankungen betragen von 1925 bis 1929 nur 0,15''. *Gutenberg.*

**Torahiko Terada and Naomi Miyabe.** A Long Periodic Fluctuation in Latitude of the Seismic Activity on the Earth. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 333—343, 1929, März. Der Verf. sucht säkulare Schwankungen der Erdbeben-tätigkeit in verschiedenen Teilen der Erde festzustellen und mit anderen Perioden (Änderungen von Länge von Sonne, Mond und Planeten, sowie botanischen und meteorologischen Periodizitäten) zu vergleichen. Er findet in einigen Fällen Parallelismus. *Gutenberg.*

**Oswald v. Schmidt.** Angewandte Seismik. ZS.f. Geophys. 4, 134—146, 1928, Nr. 3. Die vorliegende Arbeit ist vom Standpunkt des praktischen Seismikers geschrieben. Sie enthält analytische Betrachtungen über die möglichen Laufzeitkurven bei einer steigenden oder fallenden verdeckten Schicht. Voraussetzung der Ableitung ist, daß der durch die verdeckte Schicht gelaufene Strahl dem

Fermatschen Prinzip gehorcht. Der Begriff der Scheingeschwindigkeit wird besonders hervorgehoben und die Bedingungen, unter denen unendliche und negative Scheingeschwindigkeiten möglich sind, werden diskutiert. Beispiele aus der Praxis und Angaben über die benutzten Apparate bilden den Schluß.

*R. Köhler.*

**Frank Wenner.** A new seismometer equipped for electromagnetic damping and electromagnetic and optical magnification. (Theory, general design and preliminary results.) Bur. of Stand. Journ. of Res. **2**, 963—999, 1929, Nr. 5 (Res. Pap. Nr. 66). Der Verf. berücksichtigt die Einwirkung der Galvanometerbewegungen auf die Pendelmasse bei galvanometrischer Registrierung von Pendelschwingungen und ist infolgedessen in der Lage, Pendel mit geringer Masse zu verwenden. Die gewonnenen theoretischen Ergebnisse verwandte er bei dem Bau eines Versuchspendels mit einer Masse von nur 500 g, mit dem er sehr befriedigende Bebenaufzeichnungen erhielt.

*Gutenberg.*

**Katsutada Sezawa and Genrokuro Nishimura.** Generation of Rayleigh-waves from an Internal Source of Multiplet-type. Proc. Imp. Acad. Tokyo **5**, 75—77, 1929, Nr. 2. Vorläufige Mitteilung über die Ausbreitung von Longitudinalwellen in einem Halbraum, die durch eine Multiplettquelle von  $n$ -ter Ordnung im Innern des Halbraumes erzeugt werden. Die Verff. kommen unter Verwendung von Besselschen Funktionen zu einer komplizierten Beziehung, deren Diskussion in einer weiteren Veröffentlichung erfolgen soll.

*Gutenberg.*

**B. Gutenberg.** Über Fortpflanzung von elastischen Wellen in viskosen Medien. Phys. ZS. **30**, 230—231, 1929, Nr. 8. Nach theoretischen Ergebnissen von Sezawa werden elastische Wellen in viskosen Medien bei der Fortpflanzung immer länger und flacher. Der Verf. findet, daß unter gewissen Voraussetzungen das Fortpflanzungsgesetz lautet: Periode  $T = \sqrt{T_0^2 + CD}$ , wo  $D$  = Distanz,  $C$  = Konstante für das betreffende Material. Die Beziehung hat sich innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit für eine ganze Reihe von geophysikalischen Vorgängen als richtig erwiesen, insbesondere für die Fortpflanzung der Wellen bei der seismischen Bodenunruhe, bei Erdbeben, künstlichen Erschütterungen, Meereswellen und qualitativ auch bei Schallwellen, wo quantitative Ergebnisse noch fehlen.

*Gutenberg.*

**Ryûtarô Takahasi.** Tilting Motion of the Earth Crust caused by Tidal Loading. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo **6**, 85—108, 1929, März. Registrierungen der Neigungsänderungen des Bodens in der Nähe der Küste zeigten völligen Parallelismus mit denen der Gezeiten. Bei Aburatubo entsprach einer Gezeitenamplitude von 34 cm in einer Entfernung von 23 m eine Neigungsänderung um 0,22 Sek. Sogar die von Seiches hervorgerufenen Neigungsänderungen sind zu erkennen.

*Gutenberg.*

**Torahiko Terada and Naomi Miyabe.** Experimental Investigations of the Deformation of Sand Mass by Lateral Pressure. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo **6**, 109—126, 1929, März. Zwischen zwei Wänden, einer festen und einer beweglichen, wurde Sand aufgeschüttet und dessen Bewegung untersucht, wenn eine Wand bewegt wurde. Folgerungen für geotektonische Vorgänge werden gezogen.

*Gutenberg.*

**Theodor Vahlen.** Deviation und Kompensation. Neue Grundlegung der Theorie, neue Anwendung auf die Praxis. Mit 27 Abbildungen. VIII u. 188 S.

Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1929. „Demgegenüber wende ich mich in dem vorliegenden Buch zwar an den Seemann mit ‚besseren Vorkenntnissen‘, . . . , leite ihm aber alles her. Dabei werden die einfachsten Wege aufgesucht und, wo es möglich war, das Anschauliche gegenüber dem unbeliebten Rechnerischen betont. Raum gewinne ich, indem ich auf Beschreibungen und Abbildungen von Instrumenten verzichte . . . Ordnung und Zusammenhang der Teile, folgerechter Aufbau und Abrundung des Ganzen waren die architektonischen Gesichtspunkte, die mich leiteten. Was das Reichsmarineamt für sein Lehrbuch der Navigation 1900 fast entschuldigend anführt, mache ich auch für mein Buch geltend; ‚Das Werk enthält manches, was für die praktische Navigierung nicht unbedingt nötig ist.‘“  
*Scheel.*

**A. Nippoldt.** Verlegung der magnetischen Observatorien von Potsdam und Seddin wegen Elektrisierung der Vorortbahnen. Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Instituts 1928, S. 52—60. Schon der erste elektrische Zug auf der Stadtbahnstrecke Berlin—Potsdam im April 1928 störte die Registrierungen des Potsdamer Observatoriums in der Deklination um 9 Minuten, in Horizontal- und Vertikalintensität um über 20  $\gamma$ . Seit der Aufnahme des regelmäßigen elektrischen Betriebes sind erdmagnetische Beobachtungen in Potsdam nicht mehr möglich, und auch im Hilfsobservatorium Seddin überschreiten die Gleichstromstörungen das zulässige Maß. Eine Stelle, die voraussichtlich störungsfrei bleiben wird, wurde bei Niemeck in 52° 04' nördlicher Breite, 12° 41' östlich von Greenwich ausgewählt; mit dem Neubau soll dort 1929 begonnen werden.  
*J. Bartels.*

**O. Venske.** Eine konstruktive Verbesserung einer Lloydschen Waage. Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Instituts 1928, S. 60—64. Im Registrierraum des magnetischen Observatoriums in Seddin kann die Temperatur im Laufe des Jahres zwischen  $-5$  und  $+25^{\circ}$  schwanken. Wegen der verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten der Einzelteile des Waagemagnets (Zweilamellenmagnet) traten bei Lloydschen Waagen Sprünge im Basiswert und in den Temperaturkoeffizienten auf. Einseitige Befestigung des Spiegels und Ersatz des neusilbernen Rahmens durch einen solchen aus weichem Wolframstahl verbesserte die Registrierung.  
*J. Bartels.*

**O. Venske.** Nachtrag zur Abhandlung: Ein Vergleich der erdmagnetischen Normalinstrumente von Potsdam und Rude Skov (Tätigkeitsbericht 1927). Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Instituts 1928, S. 64. Endgültige Werte der Unterschiede Potsdam minus Rude Skov bei  $D$  (westlich)  $-0,08'$ ,  $J$   $0,00'$ ,  $H$   $+4,4 \gamma$ .  
*J. Bartels.*

**F. Burmeister.** Erdmagnetische Landesaufnahme von Bayern. Veröff. d. Erdphysikal. Warte bei der Sternwarte in München, Heft 5, 87 S., 6 Karten. München 1928. J. B. Messerschmitt hat in den Jahren 1903 bis 1911 an 163 Stationen eine Landesvermessung von Bayern ausgeführt. Die Ergebnisse wurden jedoch nur teilweise und in vorläufiger Form veröffentlicht. Da sich mehrere Fehler in den Auswertungen fanden, hat der Verf. die Messungen ganz neu auf Grund der Tagebücher reduziert. Koordinaten der Stationen und die magnetischen Einzelwerte werden in ausführlichen Tabellen mitgeteilt. Sechs Karten zeigen den Verlauf der Isogonen, Isoklinen und Horizontalisdynamen für die beiden Epochen 1909,0 und 1925,5.  
*J. Bartels.*

**H. E. Mc Comb.** Distribution - coefficients for vertical - intensity magnetic variometers. *Terrestr. Magn.* **34**, 59—61, 1929, Nr. 1. Skalenwertbestimmungen an Z-Variometern mit kleinem Deflektor in kleinem Abstand in verschiedenen Azimuten, verglichen mit der Ablenkung durch große Deflektoren in großen Entfernungen. *J. Bartels.*

**A. K. Ludy.** Variometer scale-value determinations with a large deflector. *Terrestr. Magn.* **34**, 63—66, 1929, Nr. 1. Ein großer Deflektor mit dem magnetischen Moment  $14000 \text{ } \Gamma \text{ cm}^3$  in etwa 300 cm Abstand ergab genauere Skalenwerte als die üblichen kleinen Deflektoren in 25 bis 30 cm Abstand. *J. Bartels.*

**W. N. McFarland.** Method in oscillations. *Terrestr. Magn.* **34**, 67—72, 1929, Nr. 1. Fehlerbetrachtung über die beste Anordnung der Schwingungsbeobachtungen bei der Messung der magnetischen Horizontalintensität; Abhängigkeit der Genauigkeit von der Länge der Beobachtungsreihe und von der Berechnungsweise. *J. Bartels.*

**Gustaf S. Ljungdahl.** On certain sources of error in determination of magnetic declination. *Terrestr. Magn.* **34**, 73—76, 1929, Nr. 1. Ein C. I. W.-Magnetometer hatte eine *D*-Korrektion von  $0,3'$ , die auf unregelmäßige Brechung in der Kollimatorlinse zurückgeführt wird. Die Untersuchung auf derartige Fehler verläuft ebenso wie diejenige auf Eisenfreiheit des Instruments. Gewisse Beobachtungsfehler lassen sich dadurch vermindern, daß man mehrere Linien des Fadenkreuzes oder der Okularskale beobachtet. *J. Bartels.*

**S. Chapman.** On the diamagnetic field of the outer atmosphere. *Terrestr. Magn.* **34**, 1—16, 1929, Nr. 1. R. Gunn hat gezeigt, daß in den äußeren Schichten der Erdatmosphäre, wo die freien Weglängen groß sind, die ionisierte Luft, infolge der Spiralbewegungen der Ionen um die erdmagnetischen Kraftlinien, zu einem diamagnetischen Medium wird. Die Magnetisierung ist entgegengesetzt zum Erdfeld gerichtet und von der Größe  $k \nu T/H$  ( $k$  Boltzmannsche Konstante,  $\nu$  Gesamtzahl der freien Ladungen beider Vorzeichen pro Kubikzentimeter,  $T$  abs. Temperatur,  $H$  Intensität des erdmagnetischen Feldes). Die tägliche Schwankung des Erdmagnetismus wurde von Gunn mit dem entsprechenden täglichen Gang von  $\nu$  erklärt. Diese angenäherten Rechnungen werden durch Entwicklungen nach Kugelfunktionen genauer gestaltet. Dabei bleibt die qualitative Übereinstimmung mit den Beobachtungen der sonnentägigen erdmagnetischen Schwankung bestehen. Um sie quantitativ zu gestalten, müßte die maximale Gesamtzahl der Ionen über dem Quadratcentimeter der Erdoberfläche zu  $5 \cdot 10^{16}$  angenommen werden, also 1000mal mehr, als nach der Diskussion der elektrischen Eigenschaften der Atmosphäre von P. O. Pedersen zu erwarten. Wenn die Pedersenschen Zahlen einigermaßen richtig sind, kann die diamagnetische Theorie also nur einen Teil der magnetischen Variation erklären. Ungünstig für diese Theorie ist auch der Umstand, daß sie die Asymmetrie der erdmagnetischen Schwankungen in bezug auf den Mittagsmeridian nicht erklärt. *J. Bartels.*

**Ross Gunn.** The diamagnetic theory of undisturbed terrestrial-magnetic variations. *Terrestr. Magn.* **34**, 17—21, 1929, Nr. 1. Verschiedene Umstände werden erwähnt, durch die sich die Schätzung des maximalen Ionengehalts der Atmosphäre (vgl. vorstehendes Referat) um eine Zehnerpotenz erniedrigen läßt. Der Eintritt der maximalen magnetischen Variation vor dem Zenitstand der Sonne wird mit großen täglichen Änderungen der Temperatur und der Höhenlage der diamagnetischen Schicht erklärt. *J. Bartels.*

**J. P. Ault.** Preliminary values of the annual changes in the North Atlantic Ocean, as determined from the Carnegie Results, 1909—1928. *Terrestr. Magn.* **34**, 31—34, 1929, Nr. 1. Tabellen der mittleren jährlichen erdmagnetischen Säkularvariation im Nordatlantik. In der Höhe der Nordostecke von Südamerika zeigen die bisherigen Karten eine jährliche Abnahme der Horizontalintensität von 70 bis 90  $\gamma$ , während  $H$  tatsächlich jährlich um 10 bis 15  $\gamma$  wächst. *J. Bartels.*

**S. Bastamoff.** Magnetic storms observed by the international polar expeditions 1882—1883. *Terrestr. Magn.* **34**, 35—38, 1929, Nr. 1. Die täglichen und periodischen Amplituden der erdmagnetischen Elemente an elf Polarstationen werden berechnet, und die Amplituden der Deklination werden benutzt, um gestörte Tage zu definieren. Die Zahl dieser Tage wird mitgeteilt und in einer Karte veranschaulicht. *J. Bartels.*

**L. R. Hafstad and M. A. Tuve.** Note on Kennelly-Heaviside layer observations during a magnetic storm. *Terrestr. Magn.* **34**, 39—44, 1929, Nr. 1. Die Beobachtungen der Höhe der Heavisideschicht nach der Echomethode werden beschrieben. Während des magnetischen Sturmes vom 17. Oktober 1928 lag die reflektierende Schicht in 370 bis 420 km Höhe, etwa 100 km höher als an normalen Abenden, und die Echos sahen anders aus. Am Tage vor dem magnetischen Sturm waren die Empfangsverhältnisse ungewöhnlich günstig. *J. Bartels.*

**Joseph Kaplan.** The spectrum of the aurora borealis. *Science (N. S.)* **69**, 296—297, 1929, Nr. 1785. Verf. gibt zunächst die wesentlichsten Grundzüge der von Cario und Kaplan gegebenen Erklärung des Nachleuchtspektrums des aktiven Stickstoffs. In der Annahme, daß im Nordlicht auch metastabile Stickstoffmoleküle gebildet werden und ferner metastabile Stickstoffatome hauptsächlich im  $^2D$ -Zustand vorhanden sind, versucht Verf. zwei schwache Linien bei 5176 und 5149 Å als Banden der ersten positiven Gruppe zu erklären. Diese Linien sollen den Übergängen  $B_6 - A_0$  und  $B_7 - A_1$  entsprechen. Auch wird darauf hingewiesen, daß eine von Sommer vorgeschlagene Deutung dieser Linien als Stickstoffatomlinien nach den neuen Resultaten von Compton und Boyce nicht mehr möglich ist. Bemerkenswerterweise sollen die Banden, im Gegensatz zu den normalen Stickstoffbanden, nur eine Kante zeigen. (Nach Ansicht des Ref. müßten gleichzeitig, falls die Deutung richtig ist, zunächst die Banden  $B_6 - A_3$  und  $B_7 - A_4$  mit ganz überragender Intensität auftreten, was nicht der Fall ist.)

*Cario.*

**Joseph Kaplan.** The spectrum of the aurora borealis. *Phys. Rev. (2)* **33**, 638, 1929, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. berechnet zunächst die Differenz  $^1D_2 - ^3P$  im O I-Spektrum zu 1,96 Volt, ein Wert, der mit dem von Bowen auf anderem Wege berechneten Wert von 2,05 Volt gut übereinstimmt. Aus der Wellenlänge der grünen Nordlichtlinie ergibt sich ferner für  $^1S_0 - ^1D_2$  2,23 Volt. Ausgehend von diesen Werten erklärt der Verf. die Anregung der Banden 4670, 6323 und 5925 Å, die nach Ansicht des Verf. die einzigen  $\alpha$ -Banden des Stickstoffs sind, die im Nordlicht beobachtet werden, als eine Anregung metastabiler  $N_2$ -Moleküle im  $A_5$ -Zustand durch Zusammenstoß mit metastabilen O-Atomen im  $^1S_0$ - und  $^1D_2$ -Zustand. Die Existenz einer ausreichenden Zahl von  $N_2$ -Molekülen im  $A_5$ -Zustand glaubt der Verf. begründen zu können, gibt jedoch in dieser vorläufigen Mitteilung keine Einzelheiten. Dagegen sollen wenig metastabile N-Atome auftreten. Das  $B_{10}$ -Niveau (oberes Niveau von 6323 Å) kann auch von  $A_6$  erreicht



werden durch Zusammenstoß von metastabilen  $N_2$ -Molekülen im  $A_0$ -Zustand mit  $N_2^+$ -Molekülen im oberen Zustand der beiden intensivsten negativen Banden, die stets im Nordlicht beobachtet werden. *Cario.*

**Victor F. Hess.** Neue Untersuchungen über die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre auf Helgoland. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität Nr. 71. Wiener Anz. 1929, S. 98—100, Nr. 11. Auszug einer in den Wiener Ber. später erscheinenden ausführlichen Arbeit. *Hess.*

**S. G. C. Langendam.** Eenige waarnemingen betreffende fading en skipped distance in Ned. Oost-Indië. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 4, 3—12, 1928, Nr. 1. Verf. beschreibt seine Beobachtungen betreffs der Erscheinungen des „fading“ und des „skipped distance“ in Niederländisch-Ost-Indien. Anfänglich deuteten die Erscheinungen auf einen Einfluß der Umgebung des Senders auf fading. Als man diesen Einfluß näher prüfte, zeigte sich, daß die Erscheinung verschieden ausfiel in verschiedenen Empfangsposten rund um den Sender. Dagegen waren die Ergebnisse nicht so deutlich bei dem sogenannten langsamen fading. Gab man nun die niedrigfrequenten Seiten zweier Empfangsposten (Abstand 20 km) auf demselben Draht durch, so zeigte sich eine große Verbesserung für Telegraphie. Koppelte man vier Empfangsposten niedrigfrequent, so war die Lautstärke schon ziemlich konstant. Verf. gibt eine Erklärung der Erscheinung des Geräusches in Telephonsendern mit kurzen Wellen (die Unvollkommenheit der Ablflachung, der Unterschied der Bahnen bei verschiedenen Frequenzen, die Änderung der Frequenz unterwegs, schnelle Intensitätsänderung durch fading). Verf. beschreibt die Versuche, den Behörden in Indien eine zuverlässliche wechselseitige drahtlose Verbindung zu verschaffen. Dabei zeigte es sich, daß in Indien praktisch kein skipped distance gefunden wird, vielleicht die Folge der großen Ionisation durch die starke Sonnenbestrahlung. *Kolkmeijer.*

**Balth. van der Pol.** Kortegolf echo's en de aurora borealis. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 4, 13—16, 1928, Nr. 1. C. Størmer hat in Nature (3. November 1928) Beobachtungen beschrieben, bei welchen er mehrere Sekunden, nachdem er ein von P. C. J. J. ausgesandtes Signal empfangen hatte, ein Echo desselben empfing. Størmer in Oslo und Verf. in Eindhoven haben dann gemeinschaftlich die Erscheinung untersucht. In Eindhoven beobachtete Verf. das Echo 3 bis 15 Sekunden nach dem Signal. Die Frequenz des Echos war die gleiche als diejenige des Signals. Der Empfang des Echos in Oslo war oft gleichzeitig mit dem Empfang in Eindhoven. Størmer denkt, daß die Reflexion stattfindet an den Strömungen und Schichten von Elektronen, welche er bei seiner Erklärung der Aurora borealis angenommen hat. Verf. glaubt nicht, daß die Wellen durch die Kennelly-Heaviside-Schicht gehen und dann noch riesenhafte Abstände außerhalb der Atmosphäre zurücklegen können. Verf. gibt eine andere Erklärung. Die scheinbare dielektrische Konstante  $\epsilon = 1 - 4\pi N e^2 / m \omega^2$  ist für die benutzte Wellenlänge von 31,4 m und eine Elektronendichte  $10^6$  pro Kubikzentimeter Null, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit wird unendlich, die Gruppengeschwindigkeit Null. Das Signal wird dort also in der Kennelly-Heaviside-Schicht während einiger Zeit aufgehalten. *Kolkmeijer.*

**A. S. Eve, W. A. Steel, G. W. Olive, A. R. McEwan and J. H. Thompson.** Reception experiments in Mount Royal Tunnel. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 347—376, 1929, Nr. 2. Im Mount Royal-Tunnel der Canadian National Railways in Montreal wurden Empfangsversuche vorgenommen, um das Ein-

dringungsvermögen von Radiowellen festzustellen. Zu diesem Zwecke wurde an verschiedenen Punkten des  $3\frac{1}{2}$  Meilen langen Tunnels die Zeichenstärke eines außerhalb befindlichen Senders bestimmt. Diese Versuche wurden für mehrere Wellen im Kurzwellen-, Rundfunk- und Langwellengebiet durchgeführt. Zur Verringerung des Einflusses von Drähten, Kabeln und Geleisen wurden die Tunnelöffnungen blockiert und die Kabel geerdet. Die so erhaltenen Beobachtungsergebnisse zeigen, daß die Wirkung von Kabeln und Geleisen auch von der benutzten Wellenlänge abhängig ist. Die Beobachtungswerte sind in Schaubildern dargestellt. Diese zeigen, daß die Eindringung von Radiowellen abhängig von deren Frequenz ist, Wellen unter 100 m durchdringen Felsen oder Boden nur in der geringen Ausdehnung von wenigen hundert Fuß. Kabel und Geleise leiten die kürzeren Wellen und die Rundfunkwellen nicht in dem Maße fort wie die langen Wellen. Bei den Rundfunkwellen ist jedoch schon ein merklicher Einfluß vorhanden. Sind Drähte und Kabel ungeerdet, so wirken sie wie Wellenantennen. Werden sie geerdet, dann wirken sie wie Schleifen, natürlich abhängig von der benutzten Erdungsmethode. Die Wellen treten leichter durch die Tunnelöffnungen als durch den Felsen. Dies wird ersichtlich durch die Einwirkung der Luftachsen des Tunnels auf die Zeichenstärke, wie aus den Schaubildern hervorgeht. *H. Plendl.*

**E. H. Lange.** Note on the earth reflection of ultra short radio waves. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 745—751, 1929, Nr. 4. Zur Ergänzung der experimentellen Arbeiten von Yagi (Proc. Inst. Radio Eng. 16, 715, 1928) wird die Feldverteilung um einen in bestimmter Höhe über der Erde befindlichen, horizontalen Dipol berechnet. Dabei wird die Erde als unmagnetischer Körper mit einem gewissen spezifischen elektrischen Widerstand und einer gewissen Dielektrizitätskonstante betrachtet. Die Feldstärke in einem Punkte ergibt sich als vektorielle Summe des direkten und des an der Erdoberfläche reflektierten Strahles, der außer einer Phasenverschiebung durch verschiedene Weglänge zum Aufpunkt unter den gemachten Annahmen über die elektrischen Eigenschaften der Erde noch eine Amplitudenabnahme und Phasenverschiebung bei der Reflexion erfahren hat. Reflexionskoeffizient und Phasenverschiebung der Wellen werden aus den Maxwell'schen Gleichungen berechnet; sie ergeben sich als abhängig vom Einfallswinkel, der Dielektrizitätskonstante und dem Produkte von Frequenz und spezifischem elektrischen Widerstand. Die Zusammenhänge sind in mehreren Diagrammen dargestellt. Aus ihnen ergibt sich dann das Polardiagramm für verschiedene Strahlwinkel und verschiedene Höhe des Dipols über der Erde in relativ guter Übereinstimmung mit den Resultaten, wie sie Yagi für eine Wellenlänge von 260 cm erhalten hat. *Weihe.*

**K. Sreenivasan.** Long Wave Radio Reception and Atmospheric Ozone. Nature 122, 646—647, 1928, Nr. 3078. Der Verf. berichtet über Messungen der Empfangsstärke der Signale der mit 4000 m Wellenlänge arbeitenden Radiostation Madras in dem 8000 km entfernten Bangalore (Indien) in der Zeit von März bis August 1927. Die Empfangsstärke wurde aus Feldstärkemessungen beurteilt. Die gleichzeitig von Dobson und seinen Mitarbeitern in Europa gefundenen Werte des Ozongehalts, die Wolferschen Sonnenfleckenzahlen und die den magnetischen Charakter der betreffenden Tage beschreibenden Zahlen sind in Kurvenform mit angegeben. Die Kurven der Empfangsfeldstärke und des Ozongehalts zeigen bemerkenswerten Parallelismus, obschon der Ozongehalt nicht in Indien, sondern in Nordwesteuropa gemessen wurde. Der langsamen Verringerung des Ozongehalts von März bis August entspricht auch eine Verringerung der Empfangsfeldstärke. Der Korrelationskoeffizient ist 0,77 (in der Abhandlung

ist irrtümlich 1,77 angegeben). Auch die Kurve der Zahl der Sonnenflecken zeigt im allgemeinen parallelen Gang, doch sind öfters Ausnahmen zu beobachten; dies deutet Verf. dahin, daß die Sonnenflecken hinsichtlich der Emission geladener Korpuskeln sich oft sehr verschieden verhalten oder daß manchmal die Korpuskeln die Erdatmosphäre nicht erreichen. Ein Zusammenhang zwischen erdmagnetischem Charakter des betreffenden Tages und Empfangsfeldstärke war nicht feststellbar.

*V. F. Hess.*

**R. W. Wood.** Ozone Absorption during Long Arctic Night. *Nature* **123**, 644, 1929, Nr. 3104. Verf. weist darauf hin, daß möglicherweise die Aufnahme von Sternspektren an einer arktischen Station während der langen Polarnacht eine Ausdehnung der Spektren ins kurzwellige Ultraviolett ergeben werde, da diese Spektralpartie nur durch die Ozonschicht in der Stratosphäre so stark absorbiert werde. Die Station müßte ziemlich nahe dem Pol und so gewählt werden, daß durch Luftströme in der oberen Stratosphäre nicht Ozon aus niedrigeren Breiten in die Gegend über dem Beobachtungsort gebracht wird. Daß Prof. Rosseland (*Nature* **123**, 267, 1929) kein positives Resultat erhalten habe, sei nicht entscheidend, da an seinem Standort zu Mittag die Atmosphäre von 8 km aufwärts schon von Sonnenlicht bestrahlt war.

*V. F. Hess.*

**G. M. B. Dobson.** Ozone Absorption during Long Arctic Night. *Nature* **123**, 712, 1929, Nr. 3106. Erwiderung auf die Notiz von R. W. Wood (s. vorhergehendes Referat). Verf. führt aus, daß seine und seiner Mitarbeiter zahlreichen Ozonbestimmungen auf zwölf Stationen von 45° südlicher Breite bis 70° nördlicher Breite keinerlei Anhaltspunkte dafür ergeben, daß im hohen Norden während der Polarnacht der Ozongehalt der Stratosphäre besonders gering sei. Im Frühling ist der Ozongehalt in höheren Breiten sogar viel größer als im Tropengürtel, und im Herbst ist er in allen Breiten ungefähr gleich groß. Man müsse die Hypothese der alleinigen Bildung des Ozons durch ultraviolette Sonnenstrahlung aufgeben; wahrscheinlich spiele auch das Polarlicht direkt oder indirekt bei der Ozonbildung mit, wenn sich auch die sichtbare Entladung nicht bis unter 90 km Höhe erstrecke.

*V. F. Hess.*

**Fernando Sanford.** Is the twelve-hour variation in atmospheric pressure an electric phenomenon? *Science* (N. S.) **69**, 434—436, 1929, Nr. 1790. Wenn man die Nadel eines gewöhnlichen Quadrantenelektrometers mit einem Quadrantenpaar verbindet, das zweite Quadrantenpaar entfernt, und das ganze System isoliert innerhalb eines geerdeten Metallkäfigs sich selbst überläßt, so zeigt das Elektrometer periodisch wechselnde Aufladungen im Laufe des Tages: die Aufladung erreicht ihre höchsten Werte (ungefähr 150 Volt entsprechend) um 10 bis 11 Uhr vormittags und 7 bis 8 Uhr nachmittags, ihre niedrigsten Werte um 6 bis 7 Uhr vormittags und 4 Uhr nachmittags. Die neutralen Punkte liegen bei 7 Uhr vormittags und 3 Uhr nachmittags (Ortszeit). Es liegt also eine doppelte tägliche Periode vor, die einige Ähnlichkeit mit der doppelten täglichen Periode der Luftdruckschwankung aufweist. Es scheint, daß jeder unelektrische, isolierte Leiter in der Nähe der Erde, auch wenn er sich innerhalb eines geerdeten Faradaykäfigs befindet, zweimal täglich durch die elektrische Ladung des Erdkörpers besonders stark angezogen wird, und es ist daher möglich, daß die halbtägige Luftdruckwelle in irgend einer Weise mit dieser Attraktion zusammenhängt. Die Realität des elektrometrischen Effekts kann nicht bezweifelt werden, da zwei am gleichen Orte aufgestellte Elektrometer verschiedener Konstruktion dieselben Tageskurven ergeben. Zur Unterstützung der Hypothese des Verf. werden noch weitere Befunde angeführt; bemerkenswert ist vor allem, daß die

Größe der mittleren Tagesschwankung des Luftdruckes an acht europäischen Stationen im Verlauf eines Jahres sehr ähnlichen Veränderungen unterliegt, wie die mittlere Tagesschwankung der oben beschriebenen Elektrometerablenkung, des „Erdpotentials“ (nach Sanford). Die Schwankungen beider Größen sind am größten zur Zeit der Äquinoktien, am geringsten zur Zeit der Solstitien.

*V. F. Hess.*

**R. H. Canfield.** Atmospheric electricity during and storms. Science (N. S.) **69**, 474—475, 1929, Nr. 1792. Verf. berichtet, daß in Neu-Mexiko während heftiger Sandstürme derartige elektrische Spannungsdifferenzen auftreten, daß an Telephonblitzschutzschaltern und Radioanlagen Funken und stille leuchtende Entladungen von 3 bis 7 cm Länge in kurzen Intervallen immer wieder einsetzen.

*V. F. Hess.*

**A. M. Tyndall.** Carriers of Electricity in the Atmosphere. Nature **122**, 16—17, 1928, Nr. 3062. Ein Vortrag über die Ionenleitung in Luft, in welchem Verf. besonders den großen Einfluß von Beimengungen organischer Dämpfe auf die Ionenbeweglichkeit und die Stromstärke in Gas hervorhebt. Die Moleküle der Alkoholreihe verhalten sich wie stabförmige Dipole, deren Länge um so größer ist, je höher ihr Molekulargewicht ist. Anlagerung derartiger Dipole an ein normales Ion wird daher dessen „wirksame Größe“ riesig erhöhen. Daher wird (nach Versuchen des Verf. und von L. R. Phillips) z. B. die mittlere Beweglichkeit der negativen Ionen in Luft schon durch Beimengung von 0,3 %igem Amylalkoholdampf auf 40 % ihres Normalwertes verringert. Werden die Moleküle nicht polar gemacht, etwa durch Entfernung der OH-Gruppe bei gewissen Kohlenwasserstoffen, so fällt der Einfluß auf die Ionenbeweglichkeit fast ganz fort. Weiter erwähnt Verf. Vorlesungsversuche über die Verringerung der Stromstärke in einem Gas durch Einblasen von Alkoholdampf oder Rauch und die Rolle des elektrischen Windes bei der Ablagerung von Rauchpartikeln.

*V. F. Hess.*

**W. C. Parkinson.** Some Observations of the atmospheric-electric potential-gradient on Mountain Peaks in the Peruvian Andes near Huancayo, Peru. Terrest. Magn. **33**, 15—22, 1928, Nr. 1. In der Umgebung der luftelektrischen Station Huancayo (3350 m über dem Meeresspiegel) der Carnegie-Institution wurde an zwei Gipfeln, die 152 bzw. 671 m über der Hochebene emporragen, mehrere Wochen lang das atmosphärische Potentialgefälle mit Ioniumkollektor und Wulfelektrometer photographisch registriert. Die mittleren Absolutwerte an ungestörten Tagen sind: auf dem Matahuata (152 m über Huancayo) 120 Volt/m, auf dem Cerro-de-Ahuac (651 m über Huancayo) 140 Volt/m, in Huancayo selbst 49 Volt/m. Auf beiden Bergstationen tritt eine starke einfache Tagesschwankung mit dem Maximum um etwa 11 Uhr vormittags (Ortszeit) und einem schwach ausgeprägten Minimum um 5 Uhr vormittags auf. Kernzählungen zeigen an allen drei Orten sehr stark wechselnde Werte. Auf dem Cerro-de-Ahuac (3963 m über dem Meeresspiegel) sind die Extremwerte 950 und 6200, in Huancayo 700 und 148000 Kerne pro Kubikzentimeter.

*V. F. Hess.*

**W. C. Parkinson.** Note on some photographs of lightning-discharges made at the Huancayo magnetic Observatory. S.-A. Terrest. Magn. **33**, 23—25, 1928, Nr. 1. Verf. beschreibt eine Methode zur Aufnahme von Blitzentladungen mittels einer kinematographischen Kamera. Einige Vergrößerungen von gelungenen Aufnahmen von Linienblitzen in Huancayo (Peru) sind reproduziert und werden besprochen.

*V. F. Hess.*

**C. L. Fortescue, A. L. Atherton and J. H. Cox.** Theoretical and Field Investigations of Lightning. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 48, 277—280, 1929, Nr. 4. (Auszug.) Die auf Hochspannungsfreileitungen auftretenden Überspannungen durch Blitzentladungen wurden mittels verteilt aufgestellter Schleifenoszillographen, Klydnographen und mit einem Kathodenstrahloszillographen nach Norinder gemessen. Da die durch Blitze verursachten Störspannungen (in der Größenordnung von  $10^6$  Volt) nur innerhalb sehr kleiner Gebiete nachweisbar sind (z. B. in 8 km Entfernung keine Aufzeichnung möglich), so ist eine Vermehrung der Beobachtungsstellen erforderlich, da auch keiner der Leitungsabschnitte durch besonders häufige Störungen ausgezeichnet ist. Mit Hilfe der exakten Wanderwellentheorie — die nur in der vollständigen Arbeit enthalten ist — läßt sich die Schutzwirkung geerdeter Blitzseile auf das Übertragungssystem berechnen. Es wird der zeitliche Potentialverlauf der Leitung und des Blitzseiles sowie deren Differenz in Abhängigkeit vom Erdungswiderstand angegeben für den Fall, daß eine Induzierung der Leiter durch ferne Blitze erfolgt. Die Spannungsdifferenz, welche einen Isolatorüberschlag einleitet, ist von zwei Faktoren abhängig, nämlich der Potentialdifferenz zwischen Blitzseil und Leitung und der zwischen Leitung und Erde. Eine Erhöhung des Erdungswiderstandes kann bei induzierten Blitzstörungen nur den ersten Teil vermindern. Weiterhin bestimmen die Verf. die Leiterpotentiale und deren Unterschiede bei verschiedenen Erdungswiderständen unter Annahme eines direkten Blitzschlages, der entweder den Leitungsmast oder die Leitungen in der Mitte zwischen zwei Aufhängungspunkten trifft. Die Schutzwirkung von Blitzseilen erweist sich selbst dann noch beträchtlich, wenn der Erdungswiderstand einige hundert Ohm beträgt. *A. v. Engel.*

**F. W. Peek, Jr.** Lightning. Progress in Lightning Research in the Field and in the Laboratory. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 48, 303—307, 1929, Nr. 4. Die Arbeit bringt einen abgekürzten Überblick über den neuesten Stand der Blitzschutzforschung in Amerika. Die Entwicklung der Laboratoriumstechnik ermöglicht die Erzeugung von Blitzspannungen bis zu 5 Millionen Volt, für die vom Verf. eine neue, im abgekürzten Bericht nicht angegebene Methode zur Erzeugung benutzt worden ist. Mit diesen Spannungen sind im Laboratorium Versuche an Isolatoren, Transformatoren und anderen Hochspannungsgeräten unter Verwendung des Kathodenstrahloszillographen ausgeführt und die für die Sicherung der Freileitungen notwendigen praktischen Folgerungen gezogen worden. Die Oszillogramme ergeben, daß die bisherigen Sicherheitsmaßnahmen zum Schutz der Transformatoren nicht ausreichen und die Windungen noch mit einem besonderen Schutz versehen werden müssen, um eine gleichmäßige Verteilung der Spannung über die gesamten Windungen bei diesen hohen Spannungen, die praktisch den natürlichen Blitzspannungen gleichkommen, zu erzielen. Die Arbeit zeigt, welche Beachtung dem Blitzschutzproblem in Amerika gezollt und wie fieberhaft an der Beherrschung der höchsten Spannungen gearbeitet wird. *Pfestorf.*

**B. Walter.** Über die Süringsche Blitzaufnahme, sowie über einige neuere, vermeintliche Kugelblitzaufnahmen. Phys. ZS. 30, 261—267, 1929, Nr. 9. Die geringe Parallelität, welche die einzelnen Teilentladungen der Süringschen Blitzaufnahme zeigen, wird durch große Unregelmäßigkeiten in der Bewegung des Windes erklärt. Im zweiten Teil der Abhandlung wird darauf aufmerksam gemacht, daß es sich bei den von Laien stammenden Aufnahmen, die im Werke von O. Prochnow, „Erdball und Weltall“, reproduziert und dort als Kugelblitzaufnahmen beschrieben worden sind, wahrscheinlich um

die Bilder gewöhnlicher Lichtquellen (Straßenlaternen, Zimmerlampen und dergleichen) handelt, auf welche die Kamera unvorsichtigerweise gerichtet worden war. Durch unregelmäßige Bewegungen der Kamera ist das Zustandekommen dieser vermeintlichen Kugelblitzaufnahmen zu erklären. *Franziska Seidl.*

**E. Mathias.** Contribution à l'étude de la matière fulminante; son explosion par choc. C. R. 188, 1208—1211, 1929, Nr. 19. In dieser Abhandlung werden Beobachtungen von großen und kleinen Kugelblitzen mitgeteilt. Als Ursache für das Zustandekommen der Explosion, von welcher Kugelblitze meistens begleitet sind, wird das Zusammenstoßen eines Kugelblitzes mit einem festen Körper angenommen. *Franziska Seidl.*

**W. Bothe and W. Kolhörster.** The Nature of the Penetrating Radiation. Nature 123, 638, 1929, Nr. 3104.

**W. Bothe und W. Kolhörster.** Die Natur der Höhenstrahlung. Naturwissensch. 17, 271—273, 1929, Nr. 17. Die Verf. haben festgestellt, daß, wenn man zwei Elektronenzählrohre nach Geiger-Müller übereinander aufstellt und die radioaktive Umgebungsstrahlung durch mehrere Zentimeter Blei und Eisen abschirmt, in beiden Zählern eine erhebliche Zahl gleichzeitiger Ausschläge auftritt. Bei kleiner Entfernung der Zähler steigt die Zahl der gleichzeitigen Ausschläge (Koinzidenzen) bis zu 20 % der Gesamtzahl. Diese Erscheinung kann auf zweierlei Art erklärt werden: entweder die primäre Strahlung hat die Natur einer  $\gamma$ -Strahlung (Ultra- $\gamma$ -Strahlung) und die Koinzidenzen beruhen auf Elektronen, die sekundär von ihr ausgelöst werden. Oder die Primärstrahlung hat selbst korpuskulären Charakter; in diesem Falle wäre zu erwarten, daß ihr Absorptionskoeffizient — nach der Methode der Koinzidenzen gemessen — von gleicher Größe sich ergibt, wie man nach der gewöhnlichen Ionisationsmethode bei der kosmischen Höhenstrahlung gefunden hat. Im erstgenannten Falle wäre dagegen viel stärkere Absorption zu erwarten. Um zwischen diesen zwei Möglichkeiten zu entscheiden, wurde zwischen die beiden übereinanderliegenden Zählrohre ein 4,1 cm dicker Goldblock als Absorber gelegt und die Zahl der Koinzidenzen mit und ohne Goldblock durch Registrierungen festgestellt. Bei den ersten Versuchen in einem Zimmer mit mehreren Stockwerken darüber konnte überhaupt keine Verringerung der Koinzidenzzahl gefunden werden, offenbar weil die primäre Strahlung durch das Passieren dicker Mauerschichten stark gehärtet war. Im obersten Geschöß der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt dagegen, bei Verwendung ungehärteter Primärstrahlung, ergab sich für den Absorptionskoeffizienten nach der Koinzidenzmethode der Wert  $\mu/\rho = (3,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$ , der mit dem gewöhnlich gefundenen Absorptionskoeffizienten der nicht gefilterten Höhenstrahlung übereinstimmt. Die Verf. schließen daher, daß diese Strahlung ihrer Natur nach keine Ultra- $\gamma$ -, sondern eine Korpuskularstrahlung von besonders hohem Durchdringungsvermögen sei. Auf eine demnächst in der ZS. f. Phys. erscheinende ausführlichere Publikation wird hingewiesen. *V. F. Hess.*

**J. A. Gray,** Cosmic Rays. Nature 123, 447, 1929, Nr. 3099. Der Verf. findet, daß die von Millikan und Cameron stammende Deutung der Absorptionskurve der kosmischen Ultragammapstrahlung durch vier Komponenten mit den Absorptionskoeffizienten 0,30, 0,08, 0,04 und  $0,02 \text{ m}^{-1}$  (in Wasser) keineswegs die einzig mögliche ist. Die Kurve kann ebensogut aus zwei Komponenten mit den Absorptionskoeffizienten (0,30 und 0,05) reproduziert werden (Verf. kommt also zu demselben Ergebnis, wie E. Steinke, dessen Arbeiten er ebensowenig wie die Hoffmanns zitiert, Anm. d. Ref.). Eine dritte Type der Strahlung hält

Verf. für Elektronen der Größenordnung von  $10^8$  Volt Geschwindigkeit. Die Anwendung der Formel von Klein-Nishina gibt aus den beobachteten Absorptionskoeffizienten Frequenzen bzw. Wellenlängen, welche nicht denjenigen entsprechen, die bei der Bildung von Helium aus vier H-Kernen zu erwarten wären. Daher glaubt Verf. nicht, daß dieser Prozeß, welcher nach Millikan und Cameron den Hauptanteil der beobachteten Strahlung liefert, wirklich existiert. Verf. erwähnt dann wieder jenen Versuch von Millikan und Otis (Verringerung an Ionisation eines durch 5 cm Pb abgeschirmten Gefäßes während eines Schneesturmes), auf Grund dessen der erstgenannte jahrelang die Existenz einer kosmischen Ultragammastrahlung leugnete. Verf. sagt: „Wenn dieses Ergebnis nicht auf experimentellen Fehlern beruht, so scheint es, daß in der Atmosphäre irgend etwas eingetreten ist, was imstande war, die Intensitäten einer oder mehrerer Typen der Strahlung zu vermindern.“ Zum Schluß betrachtet Verf. den hypothetischen Vorgang der Ausschleuderung eines Protons aus einem Stickstoffkern, hervorgerufen durch ein  $\alpha$ -Teilchen, wobei letzteres vom Rückstoßatom des Stickstoffs (13) aufgenommen würde und ein Sauerstoffisotop von der Masse 17 bilden könnte. *V. F. Hess.*

**J. Clay.** Penetrating radiation. II. Proc. Amsterdam **31**, 1091—1097, 1928, Nr. 10. Angesichts der Schwierigkeiten und Ungenauigkeiten, die sich bei der Absolutbestimmung der kleinen Kapazitäten der Wulfsehen und Kolhörstersehen Strahlungsapparate nach den üblichen Methoden ergeben, hat Verf. die Bestimmung nach anderen Methoden nachgeprüft, und zwar 1. im Laboratorium Philips in Eindhoven nach einer Methode von V. D. Poll und Jr. Groeneveld und 2. in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt nach der Methode Zickners. Beide Methoden ergaben untereinander innerhalb 2% übereinstimmend sehr niedrige Werte, welche von den bisher angenommenen beträchtlich abweichen. Gründe hierfür werden nicht angegeben. Legt man die neuen Kapazitätswerte zugrunde, so ergäbe sich für die Evesche Zahl  $3,81 \cdot 10^9$  (also ein niedrigerer Wert, als Eve selbst für Luft gefunden hat, Anm. d. Ref.) und für die Intensitäten der Ultragammastrahlung im Meeresniveau in Leiden 1,49, in Bandoeng (730 m) auf Java 1,0 *J*. Auf der Reise von Holland nach Java wurde eine Abnahme der Ultragammastrahlung innerhalb eines 8 cm dicken Eisenpanzers von 1,49 bis auf etwa 0,88 *J* beobachtet, also eine Abnahme mit der geographischen Breite (dies steht im Widerspruch mit Ergebnissen Millikans und Camerons auf der Reise von Kalifornien nach Peru, Anm. d. Ref.). Nach Bestimmung der Reststrahlung der Apparate mit Eisenpanzer innerhalb eines Tunnels wurde die Absorption der Ultragammastrahlung in Blei bis zur Schichtdicke 35 cm gemessen. Von 11 cm aufwärts ergab sich der Absorptionskoeffizient in Blei zu  $0,17 \text{ cm}^{-1}$ , woraus sich die Wellenlänge 0,28 X-E. ergibt. Durch Extrapolation des „homogenen“ Teiles der Absorptionskurve auf die Schichtdicke Null ermittelt der Verf. den Anteil der weicheren Sekundärstrahlung am beobachteten Gesamteffekt zu 25%. Verf. wiederholt dann die Betrachtungen von Millikan und Cameron über die Erklärung der beobachteten Absorptionskoeffizienten (bzw. der Wellenlänge) nach der Einsteinschen Formel aus dem Massendefizit bei der Bildung je eines Heliumatoms aus vier Protonen, äußert aber zum Schluß die Meinung, daß es angesichts der von ihm gefundenen Abhängigkeit der Strahlungsintensität von der geographischen Breite und der negativen Ergebnisse betreffs der Sternzeitperiode wahrscheinlicher sei, daß die Strahlung von näher gelegenen Regionen, vielleicht sogar von den obersten atmosphärischen Schichten komme. *V. F. Hess.*

**L. H. Gray.** The Absorption of Penetrating Radiation. Proc. Roy. Soc. London (A) **122**, 647—668, 1929, Nr. 790. Die vorliegende rein theoretische

Untersuchung ist zu dem Zwecke angestellt worden, um eine quantitative Beziehung zwischen den Streukoeffizienten der Ultragammapstrahlung und der Ionisation innerhalb eines Gefäßes aufzustellen. Hierbei wurden stets die Berechnungen auf Grund der Comptonschen Formel und auf Grund der Formel von Klein und Nishina parallel durchgeführt, um die praktische Bewährung dieser Formeln besser beurteilen zu können. Für jede Schichtdicke werden getrennt die Ionisation durch die (als homogen betrachtete) Primärstrahlung und die Ionisation durch „degradierte“ der Sekundärstrahlung berechnet. Ein Vergleich der durch Superposition dieser Werte erhaltenen theoretischen Absorptionskurven mit den beobachteten Kurven zeigt, daß die Klein-Nishinasche Formel zu besserer Übereinstimmung führt. Auch bei der  $\gamma$ -Strahlung von RaB und RaC sind die nach dieser Formel berechneten Streukoeffizienten mit der Erfahrung in bester Übereinstimmung, während die Berechnung nach Compton und nach Dirac viel zu niedrige Werte liefert. Für die Energieniveaus der Komponenten der Ultragammapstrahlung mit den Absorptionskoeffizienten 0,35, 0,08 und 0,04  $m^{-1}$  (für Wasser) ergibt die Klein-Nishinasche Formel die Werte  $90 \cdot 10^6$ ,  $360 \cdot 10^6$  und  $920 \cdot 10^6$  e-Volt. Der letztgenannte Wert stimmt mit dem theoretisch errechneten Wert bei totaler Verwandlung der Masse eines Protons in Strahlung überein.

V. F. Hess.

**Jonas Ekman Fjelstad.** Contribution to the dynamics of free progressive tidal waves. Scient. Res. Norwegian North Polar Exped. with the „Maud“ 1918—1925, 4, Nr. 3, 80 S., 1929. Eine wertvolle umfangreiche Darstellung zur Theorie der freien Gezeitenwellen. Der Verf. geht von einem allgemeinen Ansatz aus und findet Rotationsströme. Die Achsen der Strömungsellipsen sind eine Funktion der Tiefe, ihr Verhältnis hat ihr Minimum am Meeresboden. Die Strömung erreicht vor Flut ihr Maximum, die Phasendifferenz ist am Boden am größten; bei eisbedecktem Meere gilt Analoges für die Nähe der Eisdecke. Der Verf. untersucht dann noch die Wirkung der inneren Reibung der Strömung, sowie die Wellengeschwindigkeit und die Energieextinktion. *Gutenberg.*

**A. Mallock.** Rise and Fall of the Tides. Nature **123**, 640—641, 1929, Nr. 3104. Die Gezeiten zeigen an manchen Stellen der Küsten außergewöhnlich große Amplituden, die bis zu 50 Fuß (etwa 15 m) gehen. Es handelt sich hier vorwiegend um die Konzentration der Energie, wenn eine Welle mit kleiner Amplitude, aber großer Ausdehnung von tiefen auf flache Meeresteile gelangt. Beispiele ähnlicher Energiekonzentration aus anderen Gebieten werden angeführt. Der Verf. weist darauf hin, daß die üblichen Gezeitentheorien diese Erscheinungen nicht berücksichtigen, und daß man daher aus den Küstenbeobachtungen der Gezeiten nicht sicher auf die Richtigkeit der Erde schließen könne. Hierzu müsse man die Gezeiten auf dem freien Ozean feststellen, was nicht aussichtslos erscheint. (Zur Bestimmung der Richtigkeit benutzt man nicht die vom Verf. erwähnten halbtägigen, sondern viel längerperiodische Glieder der Gezeiten. Der Ref.) *Gutenberg.*

**H. B. Maris.** The upper atmosphere. Terrestr. Magn. **34**, 45—53, 1929, Nr. 1. Fortsetzung und Zusammenfassung. Tabelle für Partialdrucke, -dichten und freie Weglängen für Sommer und Winter, Tag und Nacht. *J. Bartels.*

**Helge Petersen.** On the influence on the composition of the air of a possible high temperature in the highest strata of the air. Publ. Danske Meteorol. Inst., Communications Magnétiques Nr. 6, 15 S., Kopenhagen 1928.

**Helge Petersen.** Über den Einfluß der Temperatur auf die Zusammensetzung der Atmosphäre in den obersten Schichten, Phys. ZS. **29**.



879—884, 1928, Nr. 23. Die Annahme von Diffusionsgleichgewicht in den hohen Schichten der Atmosphäre würde dazu führen, daß die atmosphärischen Schichten über 200 km Höhe fast ausschließlich aus Helium bestehen, was der Beschaffenheit des Nordlichtspektrums widersprechen würde. Weiter scheint die totale Menge von He in der Atmosphäre gegenüber der Menge ziemlich klein zu sein, die der Erdoberfläche entströmt. Bei stratosphärischen Temperaturen kann das He durch thermische Molekularbewegungen nicht in den Weltraum zerstreut werden. Nimmt man aber, wie das heute vielfach geschieht, an, daß die Temperatur oberhalb der Stratosphäre bedeutend ansteigt, so wird bei stationärem Strömungsgleichgewicht, statt bei „statischem“ Diffusionsgleichgewicht, wie die Rechnung zeigt, die Dichte des Heliums so schnell mit der Höhe abnehmen, daß sie in Nordlichthöhe verschwindend ist. Wenn auch der Verf. gewisse Vorbehalte wegen der Unsicherheit der Ausgangswerte macht, so scheint ihm die Annahme des stationären Strömungszustandes die Heliumarmut der hohen Atmosphärenschichten am einfachsten zu erklären. Endlich wird noch der Möglichkeit Erwähnung getan, daß die Korpuskularstrahlung der Sonne an der Zerstreung der He-Moleküle in den Weltraum mitbeteiligt wäre.

*Conrad-Wien.*

**Felix M. Exner.** Gravitationswellen in der Atmosphäre. Wiener Anz. 1929, S. 91, Nr. 11. Druck und Temperaturwellen mit täglicher Periode scheinen im allgemeinen mit der Erscheinung identisch zu sein, welche sich bei der theoretischen Betrachtung von Gravitationswellen ergeben. Daneben treten, anscheinend aber seltener, solche auch bei horizontalen Druckverschiebungen auf, welche Luftmassen ungleicher Temperatur befördern. Im ersten Falle haben Druck- und Temperaturänderung am Boden gleiches, im zweiten Falle entgegengesetztes Vorzeichen (z. B. Druckanstieg bei Kälteeinbruch).

*Gutenberg.*

**E. V. Newnham.** Origin of the Semi-diurnal Pressure Wave in the Earth's Atmosphere. Nature 121, 353—354, 1928, Nr. 3045. Nach Goldie (Proc. Roy. Soc. Edinburgh 47, 4, Nr. 25) verursacht am Vormittag die Sonnenstrahlung, in der ersten Hälfte der Nacht die Wärmeausstrahlung der Atmosphäre eine Störung in der Stabilität der Luftmassen, die sich im wesentlichen in vertikaler Richtung auswirkt. Am Nachmittag und in der zweiten Hälfte der Nacht treten unter Beruhigung dieser Bewegungen mehr horizontale Luftströmungen auf. Beides zusammen erzeugt die halbtägige Luftdruckwelle. Der Verfasser hält die bekannte Erklärung, die in der halbtägigen Luftdruckwelle eine der Eigenschwingung der Atmosphäre fast gleichperiodische, durch Resonanz stark vergrößerte erzwungene Schwingung sieht, für zutreffender.

*K. Jung.*

**Joseph Kölzer.** Beitrag zur Schallausbreitung in der Atmosphäre. ZS. f. Geophys. 4, 250—257, 1928, Nr. 5. Der Verf. zeigt durch Zusammenstellung der neueren Schallgeschwindigkeitswerte für freie Luft, daß eine möglichst exakte Ermittlung der Schallgeschwindigkeit unter Berücksichtigung der Witterungseinflüsse notwendig ist, und er empfiehlt, bei solcher Messung die vorhandenen Funktürme auszunutzen, die die Aufstellung der Meßapparate in verschiedenen Höhen gestatten. Außerdem gibt er ein zeichnerisches Verfahren an, Schallgeschwindigkeitskurven zu konstruieren, welche Höhe, Temperatur und Windkomponente erfassen. Er kann aus der Form dieser Kurven das Zustandekommen einer Schweißzone ableiten.

*Cermak.*

**O. Meisser.** Die Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Sprengungen. (Forschungsarbeiten über Sprengungen, unterstützt von der

Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.) *Phys. ZS.* **30**, 170—175, 1929, Nr. 6. (Vortrag auf der Tagung des Gauvereins Sachsen-Thüringen-Schlesien d. D. Phys. Ges. in Leipzig am 19. und 20. Januar 1929.) Verf. berichtet über Schallregistrierungen einiger Sprengungen in Jüterbog in verschiedenen Distanzen jenseits der „Zone des Schweigens“. Es zeigt sich zunächst, daß ein beträchtlicher Teil der Schallwellen wegen seiner niedrigen Frequenz ( $T \sim 0,2$  Sek.) unhörbar ist. Zuerst wird der normale Schall registriert, der nur die unteren Schichten der Atmosphäre durchlaufen hat (maximale Höhe 15 km). Interessanter sind die Schalleinsätze, die bedeutend später als der normale Schall ankommen (mittlere Bodengeschwindigkeit 240 bis 305 m/sec). Verf. errechnet für diese Schallwellen eine Scheitelhöhe von etwa 40 km bei einer Scheitelgeschwindigkeit von 360 m/sec. Die wahrscheinliche Ursache für diese hohe Schallgeschwindigkeit ist in Windeinflüssen zu suchen. *Cario.*

**E. H. Sellards.** Sounds reported accompanying the fall of a meteor. *Science* (N. S.) **69**, 297—298, 1929, Nr. 1785. Beobachtungen der Bevölkerung beim Fall eines Meteors in Texas werden zusammengestellt. Das Meteor scheint den Erdboden nicht erreicht zu haben, sondern ist allem Anschein nach auf seinem mindestens 15 Meilen langen Wege in der unteren Atmosphäre völlig verbrannt. Die Rauchwolke war nach den verschiedenen Beobachtungen je nach dem Standort etwa 10 Minuten bis 3 Stunden sichtbar. Ferner war ein starkes Explosionsgeräusch wahrnehmbar, dem etwa  $1\frac{1}{2}$  bis 2 Minuten früher, scheinbar gleichzeitig mit dem Aufleuchten des Meteors, ein Geräusch ähnlich dem Zischen einer Rakete vorausging. *Cario.*

**Ino A. Fleming.** Observations of green flash. *Science* (N. S.) **69**, 298—299, 1929, Nr. 1785. Bericht über Beobachtung des grünen Strahles bei Sonnenuntergang in der Nähe der Bermudas am 29. August 1928. Schönes Wetter. Hohe Stratokumuluswolken. Horizont im Westen klar. Dunstiger roter Sonnenuntergang. Als die Sonne zu fünf Sechstel versunken war, wurde sie gelb und dann zwei Sekunden lang vor dem Verschwinden der Kuppe grün. *Güntherschulze.*

**C. Dautère.** Sur un orage observé au Pic du Midi et sur la formation de la grêle. *C. R.* **187**, 835—837, 1928, Nr. 19. Der Verf. beschreibt ein besonders heftiges, von Hagelfall begleitetes Gewitter, das er am 16. Juli 1928 auf dem Pic du Midi beobachtet hat. Es war ein ausgesprochenes lokales Wärmegewitter, mit geringen horizontalen Luftströmungen verbunden. Der Hagelfall dauerte eine halbe Stunde, gab einen Niederschlag von 24,8 mm und war während seiner ganzen Dauer von sehr heftigen elektrischen Entladungen begleitet. Der Potentialgradient war dauernd negativ und die Leitfähigkeit der negativen Ionen überstieg wesentlich die der positiven. An der Ausdehnung des Hagelfeldes konnte erkannt werden, daß die Bildung des Gewitters wesentlich durch das Bodenrelief beeinflusst war. Bezüglich der elektrischen Vorgänge spricht der Verf. die Ansicht aus, daß durch den aufsteigenden Luftstrom negativ geladene Wassertröpfchen der Wolke in das Gebiet der positiv geladenen Eisnadeln der Cirren geführt würden und daß durch die gegenseitige Anziehung der entgegengesetzt geladenen Tropfen und Eisnadeln die Hagelbildung hervorgerufen wird. *H. Benndorf.*

**Tor Bergeron.** Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse. Erster Teil: Prinzipielle Einführung in das Problem der Luftmassen- und Frontenbildung. *Geofys. Publ. Oslo* **5**, Nr. 6, 111 S. u. 3 Tafeln, 1928. Die groß angelegte Abhandlung ist folgendermaßen disponiert: Kapitel I: „Allgemeine Prinzipie zur Ausnutzung der inneren Verbindung zwischen den meteorolo-

logischen Elementen.“ Kapitel II: „Entstehung und Wiedererkennung der troposphärischen Luftmassen.“ Kapitel III: „Entstehung und Wiedererkennung der troposphärischen Fronten.“ Ein Anhang enthält die „Anleitung zur Beobachtung der Trübung der Luft“ und das von Cpt. C. K. M. Douglas bei Flugzeugaufstiegen gewonnene Beobachtungsmaterial. Es ist hier natürlich nicht möglich, einen richtigen Bericht über diese umfassende, große Arbeit (111 S. Quart) zu geben. Hervorgehoben kann nur werden, daß der Verf. die primären Wirkungen stratosphärischer Druckvorgänge mehr oder minder ablehnt und glaubt sich im allgemeinen auf die Vorgänge in der Troposphäre beschränken zu können. Wenn auch das vom Verf. Vorgebrachte stellenweise sehr bestechend wirkt, so werden seine diesbezüglichen Meinungen wohl nicht unwidersprochen bleiben, wie schon ein Referat von H. v. Ficker (Meteorol. ZS. 1929, S. 156) zeigt. Von besonderem Interesse sind die Ausführungen über die konservativen Eigenschaften einer Luftmasse, vor allem über die „opaleszente Trübung“. Weiter wären die Betrachtungen über die Struktur des Niederschlags in Warm- und Kaltmassen, sowie in Kapitel III die Behandlung der „Frontogenese“ und der „Frontolyse“ hervorzuheben. Es liegt hier jedenfalls eine Arbeit großen Stils vor, an der kein Meteorologe wird vorübergehen können, der sich mit einschlägigen Fragen befaßt.

*Conrad-Wien.*

**J. N. Hummel.** Beiträge zur geoelektrischen Methode. ZS. f. Geophys. 4, 178—203, 1928, Nr. 4. Die massiven Gesteinsmassen der Erde sind meistens von einer Schicht alluvialer oder diluvialer Ablagerungen überdeckt. Diese Schicht ist mehr oder weniger von Grund- und Sickerwässern durchtränkt und besitzt eine viel höhere Leitfähigkeit als die darunter liegenden massiven Gesteinsmassen. Diese verhältnismäßig gut leitende, oberste Schicht der Erdkruste ist von besonderer Bedeutung für das Auffinden von Einlagerungen erhöhter Leitfähigkeit in den massiven Gesteinsmassen mit Hilfe der geoelektrischen Aufschlußmethoden. Um nun festzustellen, wie groß die Einwirkung einer solchen Schicht ist, nimmt der Verf. an: Zwei homogene, isotrope unbegrenzte Medien verschiedener Leitfähigkeit seien durch eine Ebene getrennt und von einem stationären Strom in einer bestimmten Richtung parallel zur Trennungsebene durchströmt. In dem Medium mit der geringeren elektrischen Leitfähigkeit befinde sich ein Körper dritter Leitfähigkeit. Der Verf. behandelt die Fälle, wo der Körper dritter Leitfähigkeit kugelförmige und zylindrische Gestalt hat, und findet, daß die Ausbuchtung der Potentiallinien in dem besser leitenden Medium um so geringer ist, je größer die Leitfähigkeit desselben ist. Die Ausbuchtung der Potentiallinien hängt in erster Linie von der Leitfähigkeit und nur in geringem Maße von der Mächtigkeit der besser leitenden Schicht ab. Für die Praxis ergibt sich also, daß die Tiefenwirkung bei dem Potentiallinienverfahren bei Vorhandensein einer besser leitenden oberen Schicht sehr gering ist; bei der Rahmenmethode wird die Tiefenwirkung ebenfalls kleiner, aber sie ist in größerem Maße von der Mächtigkeit der besser leitenden Schicht abhängig. In einem zweiten Abschnitt gibt der Verf. Methoden für die Berechnung der Potentialverteilung in einem homogenen isotropen Untergrund an, wenn Geländeunebenheiten vorhanden sind. Einige Beispiele sind durchgerechnet. Im dritten Abschnitt wird die in der Hydro- und Aerodynamik entwickelte „Quellsenkmethode“ zur Ermittlung der Potentialverteilung um Störungskörper benutzt.

*W. Schneider.*

**Wilhelm Geyger.** Neuere über geoelektrische Untersuchungsmethoden mit Wechselstrom. Helios 35, 221—226, 1929, Nr. 22. Nach einleitenden Ausführungen über die neuere Literatur der geoelektrischen Methoden und über

das im Jahre 1912 von Schlumberger eingeführte Gleichstromverfahren werden die Wechselstrommethoden näher beschrieben und die dabei benutzten Meßverfahren kurz behandelt. *Geyger.*

**H. Haalck.** Ein elektromagnetisches Meßverfahren zur Erforschung des Stromverlaufs eines dem Erdboden mittels zweier Elektroden zugeführten Wechselstromes. *ZS. f. Geophys.* 4, 405—413, 1928, Nr. 7/8. Um die Wirkungen der stromdurchflossenen Leitungen bei elektromagnetischen Bodenforschungen zu eliminieren, wird die Zuleitung zu der einen Elektrode aus zwei Halbrechtecken, die zusammen als Rechteck das Aufnahmegebiet umschließen, gebildet. Die andere Elektrode liegt auf dem Mittelpunkt der gegenüberliegenden Seite. Auf der Verbindungslinie der Verzweigungspunkte (Elektroden) ist die Einwirkung Null, wenn die Stromstärken in beiden Zweigen gleich sind. Für andere Profile wird der Einfluß durch Änderung des Verhältnisses der Widerstände eliminiert. Es wird ferner ein Verfahren angegeben, mit Hilfe des Induktionsrahmens die Intensität und Richtung des vom Erdstrom herrührenden Magnetfeldes zu bestimmen; diese ergeben sich aus der Rahmenneigung bei Zu- und Abschalten eines oder der beiden Leiterzweige. *R. Bock.*

**Burton McCollum and K. H. Logan.** Practical Applications of the Earth-current Meter. *Technol. Pap. Bur. of Stand.* 21, 683—727, 1927, Nr. 351. Es wird eine Apparatur beschrieben, die die Bestimmung des Widerstandes und des Gradienten der Spannung in der Erde erlaubt. Die Apparatur soll sich durch Einfachheit und sichere Arbeitsweise auszeichnen. Die Arbeit enthält noch eine genaue Gebrauchsanweisung und Beispiele über im Felde ausgeführte Messungen. *W. Schneider.*

**C. A. Heiland.** A new graphical method for torsion balance-topographic corrections and interpretations. *S.-A. Bull. Amer. Ass. Petroleum Geologists* 13, 39—74, 1929, Nr. 1. Eine Einführung bespricht die bis jetzt veröffentlichten Verfahren der graphischen Geländereduktion für die Drehwaage und der Interpretation von Drehwaagemessungen. Ein Diagramm zur Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“, das ist horizontal gelagerter, in der Streichrichtung mit unveränderlichem Querschnitt unendlich ausgedehnter Einbettungen unterscheidet sich nur in Äußerlichkeiten von den entsprechenden, von Noumerov, Jung und Haalck veröffentlichten Diagrammen. Neu ist die Methode der Bestimmung der Wirkung beliebig gestalteter Massenformen und der Geländereduktion. Wie üblich, werden die Massen in Volumenteile zerlegt, die auf das Instrument gleiche Wirkung haben. Hierzu verwendet der Verf. sphärische Polarkoordinaten, während bisher Zylinderkoordinaten verwendet wurden. Wie bei Haalck werden Höhe und Entfernung durch Auszählen von Vertikalschnitten mittels geeigneter Diagramme berücksichtigt. Haalck verwendet nur je ein Diagramm für Gradient und Krümmungsgröße und berücksichtigt das Azimut, indem er die Auszählungsergebnisse in eine das Azimut enthaltende Formel einsetzt. Das neue Verfahren des Verf. bringt für jedes Azimut im Prinzip ein besonderes Diagramm, so daß weitere Rechnungen nicht mehr nötig sind. Wie sich zeigt, kann ein und dasselbe Diagramm für mehrere Azimute verwendet werden: beim Gradienten sind für 16 Azimute nur vier, bei der Krümmungsgröße nur zwei verschiedene Diagramme zum Auszählen der Vertikalschnitte nötig. Diese sechs Diagramme werden in gebrauchsfertigen Figuren wiedergegeben, eine weitere Figur regelt die Anwendung, insbesondere auch die Wahl des Vorzeichens. Wegen der bereits von Eöt vös gegebenen Beziehungen zwischen

der Wirkung ein und derselben Störungsmasse auf Schwerkraft und Magnetismus können die Diagramme wie alle ähnlichen auch zur Interpretation magnetischer Messungen dienen.

*K. Jung.*

**Y. Uchida, T. Saida and K. Muto.** An Investigation of the Vibration of a Steel Frame. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 345—353, 1929, März. (Japanisch mit englischer Übersicht.) Die Verff. untersuchen die Schwingungen des Stahlgerüsts, das einen Vorlesungsraum trägt, und fanden Schwingungen mit Perioden von 0,34 bzw. 0,40 Sek. in den Hauptrichtungen sowie Oberschwingungen mit Perioden von 0,15 bzw. 0,17 Sek.

*Gutenberg.*

**A. Turcev.** Investigation of the magnetic properties of rocks. Bull. Acad. Russ. 1928, S. 89—112, Nr. 1. Aus den experimentell gefundenen Werten der Induktion und der Koerzitivkraft von vier Gesteinsarten und zwei Mineralien wird gefolgert, daß die magnetischen Anomalien nicht durch Induktion durch das Erdfeld entstanden seien, vielmehr sei die Magnetisierung durch Gewitter die Ursache.

*R. Bock.*

**H. Hunkel.** Zur Streitfrage der direkten Auffindung von Erdöllagerstätten mit Hilfe elektrischer Verfahren. S.-A. Petroleum 25, 293—302, 1929, Nr. 10.

**N. Gella.** Erwiderung zu den Ausführungen Hunkels betreffend die direkte Auffindung von Erdöllagerstätten mit Hilfe elektrischer Verfahren. Ebenda S. 302—305.

**H. Hunkel.** Antwort. Ebenda S. 305—308.

**N. Gella.** Bemerkungen zur Antwort Hunkels. Ebenda S. 308. Die von den verschiedenen mit elektrischen Methoden arbeitenden geophysikalischen Gesellschaften aufgenommenen Versuchsarbeiten haben zu entgegengesetzten Ansichten über die Möglichkeit eines direkten Nachweises von Erdöl auf Grund seiner schlechten elektrischen Leitfähigkeit geführt. Auf der einen Seite wird die direkte Auffindbarkeit von Erdöllagerstätten bestritten (Ambronn, Sundberg), während die andere Seite (Koenigsberger, Gella, Krahmann) das Gegenteil behauptet und ihre Ansicht sowohl theoretisch als auch durch Veröffentlichung ausgeführter Untersuchungen zu beweisen sucht. Zwischen den Vertretern beider Anschauungen ist diese Streitfrage in zahlreichen Mitteilungen der letzten beiden Jahre erörtert worden. In der vorliegenden Arbeit unterzieht Verf. die seither von beiden Seiten vorgebrachten Argumente einer kritischen Betrachtung und beschränkt sich dabei auf die Frage des direkten Nachweises von Erdöllagerstätten durch elektrische Verfahren. Die Erörterung des indirekten Nachweises durch Feststellung von Antiklinalen und Salzwasserhorizonten wird einer späteren Arbeit vorbehalten. Verf. führt zunächst aus, daß die von Ambronn gebrachte Beweisführung gegen die direkte Auffindbarkeit von erdölführenden Schichten mit Hilfe elektrischer Verfahren aus mehreren Gründen hinfällig ist und daß der ausführliche Versuch Koenigsbergers, die Auffindbarkeit von Erdöllagerstätten theoretisch zu beweisen, in seinen entscheidenden Folgerungen auf bloße Behauptungen hinausläuft. Anschließend wird dann gezeigt, daß die Störungen der elektrischen Raumströmung durch gut oder schlecht leitende Einlagerungen im Untergrund sehr verschieden sind und daß unter den in der Natur allgemein gegebenen Verhältnissen und bei der heutigen Empfindlichkeit der elektrischen Meßapparaturen im allgemeinen keine wahrnehmbaren Wirkungen von Erdölhorizonten auf der Erdoberfläche hervor gebracht werden. Aus diesen Gründen lehnt auch Verf. die verschiedenen experi-

mentellen Untersuchungen, die als Beweis für die Auffindung von Erdöllagerstätten mit Hilfe elektrischer Verfahren veröffentlicht worden sind, ab und stellt fest, daß die beobachteten Anomalien im Stromverlauf sich in jenen Beispielen durch das Vorhandensein besser leitender Körper im Untergrunde zwanglos erklären lassen. — N. Gella hält die theoretischen Betrachtungen Hunkels für unrichtig und führt die tatsächlich erreichten und durch Bohrungen bestätigten Ergebnisse mehrerer Untersuchungen (Neuengamme in Holstein, Fanett, Goose Creek und Kingsville in Texas, Bruchsal in Baden) als praktischen Beweis an für die Möglichkeit des direkten Nachweises von Erdöllagerstätten mittels elektrischer Methoden. — H. Hunkel ist der Ansicht, daß die von Gella angeführten Bohrergebnisse nicht als Beweis für die Auffindbarkeit von Erdölhorizonten durch elektrische Methoden angesehen werden können und geht nochmals ausführlich ein auf die Untersuchungen am Salzdom von Fanett. Am Schluß der Arbeit hebt er nochmals hervor, daß seine gesamten Ausführungen nur den direkten Nachweis von Erdöllagerstätten betreffen, und weist darauf hin, daß die elektrischen Verfahren durch die Möglichkeit der Aufsuchung nicht zu tief liegender Salzwasserhorizonte und Salzdomflanken für die indirekte Aufsuchung von Erdöllagerstätten unter günstigen Bedingungen von erheblicher Bedeutung sein können. — N. Gella bedauert, daß Hunkel trotz Einsichtnahme in einige Untersuchungsergebnisse seinen Standpunkt nicht aufgeben und die praktisch erreichten Ergebnisse als Zufallserfolge hinstellen will, und sieht keine Veranlassung mehr, die Diskussion weiter zu verfolgen, zumal dies nach der Lage der Dinge zu einer endlosen Polemik führen würde.

*Geyger.*

**G. v. Gleich.** Überlagerung des Newtonschen Feldes durch ein Coulombsches Feld. *ZS. f. Phys.* **55**, 378—385, 1929, Nr. 5/6. Möglicherweise ist die Sonne auch der Mittelpunkt eines von ihr ausgehenden elektromagnetischen Feldes. Es wird untersucht, wie stark eine elektrische Ladung der Sonne sein müßte, um die vielumstrittene Perihelverschiebung des Merkur zu liefern. Der Unterschied ist verschwindend gering, ob hierbei die Masse oder die Ladung als von der Geschwindigkeit abhängig angenommen wird.

*Scheel.*

---

## Geophysikalische Berichte.

**F. M. Exner und A. Schmauss.** Professor Hugo Hergesell zum 70. Geburtstage. Meteorol. ZS. 46, 201, 1929, Nr. 6. *Scheel.*

**Karl Jung.** Über den größten möglichen Schwereunterschied. ZS. f. Geophys. 5, 65–72, 1929, Nr. 2. Es wird eine für alle vorkommenden Fälle ausreichende, die Krümmung der Erdoberfläche berücksichtigende Abschätzung für den größten möglichen, von Dichteunterschieden im Untergrund hervorgerufenen Schwereunterschied zwischen zwei Stationen  $P_1$  und  $P_2$  abgeleitet. Das Ergebnis wird in Form von übersichtlichen Kurven für den praktischen Gebrauch wiedergegeben. Als Faustregel gilt: Ist  $t$  die Tiefe in Kilometern, bis zu der Dichteunterschiede vom maximalen Betrag  $\Delta\sigma$  hinabreichen, so ist der größte mögliche, von den Dichteunterschieden hervorgerufene Schwereunterschied in  $P_1$  und  $P_2$  bei sehr großem Stationsabstand etwa  $40 \cdot t \cdot \Delta\sigma$  Milligal. Bei kleinerem Stationsabstand ist der größte mögliche Schwereunterschied geringer: Ist der halbe Stationsabstand gleich  $t$ , so wird bestenfalls etwa  $\frac{3}{4}$ , ist er  $\frac{1}{10} t$ , so wird etwa  $\frac{1}{5}$ , ist er  $\frac{1}{100} t$ , so wird etwa  $\frac{1}{20}$ , ist er  $\frac{1}{1000} t$ , so wird bestenfalls etwa  $\frac{1}{100}$  des Höchstbetrages erreicht. *K. Jung.*

**Karl Jung.** Zur Frage der Elliptizität des Erdäquators. Verh. d. in Berlin vom 24. bis 28. September 1928 abgehaltenen 4. Tagung d. Baltischen Geodätischen Komm. (Helsinki 1929), S. 143–147. Es wird angenommen, die Erde habe in früherer Zeit um die jetzige magnetische Achse rotiert, später sei die Rotationsachse in ihre heutige Lage gewandert, jedoch sei die alte Abplattung geblieben. Es wird untersucht, ob sich mit diesen Annahmen die von der Rotations-symmetrie abweichende Verteilung der Schwere auf der Erdoberfläche erklären läßt. Die berechnete Schwereverteilung entspricht weder der Größe nach noch in der Anordnung der Schwerewerte dem gemessenen Schwerefeld, und es ist also nicht möglich, aus Verlagerungen der Rotationsachse und bleibender Abplattung die Abweichung der Schwereverteilung von der Rotationssymmetrie, d. h. das Längenglied der Schwereformeln, zu erklären. *K. Jung.*

**C. Mineo.** Relazioni tra i parametri dell'Ellissoide terrestre e i valori della gravità. Lincei Rend. (6) 9, 650–651, 1929, Nr. 8. Es werden Formeln angegeben, die Beziehungen zwischen der Äquatorachse, der Abplattung und der Schwerebeschleunigung herstellen. Nach diesen Formeln können Äquatorachse und Abplattung aus zwei Schwerewerten, der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation und der mittleren Dichte der Erde berechnet werden. Als einfachster Fall wird die Berechnung aus den Schwerebeschleunigungen am Äquator und am Pol durchgeführt. *K. Jung.*

**B. Numerov.** Interrelation between local gravity anomalies and the derivatives of the potential. ZS. f. Geophys. 5, 58–62, 1929, Nr. 2. Vening Meinesz hat in seiner Veröffentlichung „A formula expressing the deflection of the plum-line in the gravity anomalies and some formula for the gravity-field and the gravity potential outside the geoids“ auf Zusammenhänge zwischen den Komponenten  $g_x$  und  $g_y$  der Schwerkraft und dem Integral über die Verteilung des Gradienten auf der ganzen Erde hingewiesen. Diesem Zusammenhang wird in der vorliegenden Veröffentlichung nachgegangen, und es werden darüber hinaus Zusammenhänge zwischen der Krümmungsgröße sowie der vertikalen Änderung der Schwerkraft und dem Integral über die Änderung des Gradienten

abgeleitet. Auch hier ist über die ganze Erde zu integrieren. Für das innerste Integrationsgebiet, vom Zentrum  $(_0)$  bis zur Entfernung  $l_0$ , bei der noch höhere Potenzen von  $l$  und höhere Differentialquotienten von  $g$  vernachlässigt werden können, gelten folgende Beziehungen:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial g}{\partial x} \right)_0 l_0, \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = \frac{3}{8} l_0 \left[ \left( \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right)_0 - \left( \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \right)_0 \right],$$

$$\frac{\partial V}{\partial y} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial g}{\partial y} \right)_0 l_0, \quad 2 \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} = \frac{3}{8} l_0 \left( \frac{\partial^2 g}{\partial x \partial y} \right)_0.$$

Die auf der rechten Seite stehenden Werte sind durch Integrationen über weiter entfernte Gebiete zu ergänzen, wofür gleichfalls Formeln gegeben werden. *K. Jung.*

**H. Mahnkopf.** Die Registrierung von Pendelschwingungen mittels kapazitiver Kontakte. *ZS. f. Geophys.* 5, 49–52, 1929, Nr. 2. Es wird eine Apparatur zur Registrierung von Pendelschwingungen beschrieben, die im Geodätischen Institut zu Potsdam ausprobt wurde. Diese unterscheidet sich von einer von Lejay (in Zikawei und Paris) angewandten insofern, als der Sender, der elektrische Schwingungen,  $\lambda = 500$  m, erzeugt, durch einen leistungsfähigeren Audionrückkopplungsempfänger und die Empfangseinrichtung durch einen einfacheren Verstärkungs- und Registrierapparat ersetzt wurde. Das mit einem kurzen Leiterstück versehene Pendel wirkt als „kapazitive Brücke“ zwischen dem dicht bei ihm fest aufmontierten „Antennen“drahtstück des Senders und der „Empfangsantenne“. Durch diese Vorrichtung erfolgt eine Steuerung der zum Empfänger gelangenden Energiebeträge. Registriert wird mit einem „Telephonrelais“, statt wie bei Lejay mit einem Oszillographen. Es wird hingewiesen auf die Vereinfachungen der Übertragungseinrichtungen, die sich aus der Verwendung eines Rückkopplungsempfängers ergeben; insbesondere wird eine in Potsdam angewandte „Verstimmungsschaltung“ beschrieben. Bei dieser verstimmt das Leiterstück des Pendels den Hochfrequenzschwingungskreis eines rückgekoppelten Audions, das so eingestellt ist, daß durch das Vorbeischieben des Pendels die Selbsterregung auf einen hohen Wert gebracht bzw. eine rasche Änderung der Tonfrequenzen erzielt wird. *H. Witte.*

**H. Schmehl.** Die Registrierung der Schwingungen eines Schwerkraftpendels mittels hochfrequenter elektrischer Schwingungen und ihre Rückwirkung auf das Pendel. *ZS. f. Geophys.* 5, 53–58, 1929, Nr. 2. Die von H. Mahnkopf (vgl. vorstehendes Referat) beschriebene Methode zur Registrierung von Pendelschwingungen mittels „kapazitiver Kontakte“ wird bei einem im Geodätischen Institut in Potsdam vorhandenen neuvergoldeten Nickel-Stahlhalbsekundenpendel angewendet. Es wird in Fortsetzung von im Oktober 1928 begonnenen Arbeiten die Rückwirkung dieser Übertragungsvorrichtung auf die Schwingungsdauer dieses Pendels untersucht. Bei dem von Lejay (Deutsche Uhrmacherzeitung 1928) angewandten Registrierverfahren ergab sich bei einem provisorischen Modell zuletzt eine Änderung der Schwingungsdauer eines 0,7-Sekundenpendels um  $1 \cdot 10^{-6}$  sec. Schmehl findet bei der des näheren beschriebenen Potsdamer Apparatur nach Anbringung aller Reduktionsfaktoren eine Verkürzung des beobachteten Koinzidenzintervalls von 29,89602 sec Länge um  $(0,25 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$  sec. Es ist dies das Ergebnis einer von äußeren Verhältnissen sehr begünstigten, sich mit Unterbrechung über 20 Tage hinziehenden 40 Messungen zu je 20 Einzelmessungen enthaltenden Meßreihe. In dieser werden nach dem Koinzidenzverfahren die Schwingungszeiten des erwähnten Pendels einmal mit, einmal ohne Betätigung des Über-



tragungsmechanismus mit denen einer Rieflersekundenuhr verglichen. Diese Rückwirkung verursacht bei Schweredifferenzmessungen mittels Pendelapparat einen Fehler von  $-0,3 \pm 0,2$  mgal, der zurzeit noch in der Größenordnung der gemachten Fehler liegt.

H. Witte.

**Chuji Tsuboi.** A Gravity Variometer of Vitreous Silica. Proc. Imp. Acad. Tokyo 4, 300—302, 1928, Nr. 6. Diese vorläufige Veröffentlichung enthält kurze Angaben über eine vom Verf. aus Quarz und Glas konstruierte Drehwaage. Das Gehänge besteht aus einem Quarzbalken, Quarzgewichten, das untere Gewicht hängt an einem Quarzfaden, auch der Torsionsdraht ist aus Quarz. Das Gehäuse ist aus Glas, der Schwingungsraum wird evakuiert. Gehänge, Torsionsdraht und innere Wand des Gehäuses sind versilbert und leitend mit der Erde verbunden, damit keine elektrostatischen Kräfte wirken können. Die Konstanten des Instruments sind: halbe Waagebalkenlänge  $l = 10$  cm, Masse der Gewichte je  $m = 25$  g, Höhenunterschied zwischen oberem und unterem Gewicht  $h = 20$  cm, Trägheitsmoment des Gehänges  $K = 66$  g . cm<sup>2</sup>, Länge des Torsionsdrahtes 20 cm, Durchmesser des Torsionsdrahtes  $5 \mu$ . Ein Gradient von 1 Einheit verursacht bei geeigneter Stellung des Instruments einen Ausschlag von etwa  $20''$ , das Instrument hat also die übliche Empfindlichkeit. Das Gehänge wiegt etwa 10 g, das ganze Instrument etwa 8 kg. Proberegistrierungen sind befriedigend ausgefallen.

K. Jung.

**Katsutada Sezawa and Genrokuro Nishimura.** Elastic Equilibrium of a Spherical Body under Surface Traction of a Certain Zonal and Azimuthal Distribution. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 47—62, 1929, März. Es wird die Spannungsverteilung im Innern einer ruhenden, homogenen, kugelförmigen Masse theoretisch untersucht, wenn eine äußere, nach Kugelfunktionen zu entwickelnde Kraft an einer bestimmten Stelle der Oberfläche radial angreift. Unter der Annahme, daß die äußere Kraft dem Ausdruck  $\sin^2 \Theta \cos^2 \Theta \cos^2 \Phi$  entsprechend verteilt ist, die Laméschen Konstanten  $\lambda$  und  $\mu$  einander gleich sind, wird die Spannungsverteilung im Innern der Kugel numerisch berechnet und in übersichtlichen Figuren wiedergegeben. Hierbei zeigt sich, daß selbst bei auf einem Ort konzentrierter äußerer Kraft die Spannung im Inneren mit wachsender Tiefe einer gleichmäßigen, weniger konzentrierten Verteilung zustrebt. Die gleichen Spannungskomponenten können in derselben Mittelpunktsentfernung an verschiedenen Stellen verschiedenes Vorzeichen haben. Die radiale und die tangentialen Druckkomponenten sind, besonders nahe der Oberfläche, von nahezu gleicher Größe, so daß auch unter Einwirkung einer äußeren Kraft nahezu hydrostatisches Gleichgewicht besteht. Die Schubspannungen sind wesentlich kleiner als die Druckspannungen, bei radial wirkender äußerer Kraft sind sie an der Oberfläche natürlich Null.

K. Jung.

**Jules Schokalsky.** Niveaux moyens comparés de la mer Blanche, de la Baltique, de la mer Noire et de l'océan Pacifique. C. R. 189, 24—25, 1929, Nr. 1. Aus russischen Präzisionsnivellements zwischen dem Schwarzen Meer, der Ostsee und dem Weißen Meer wurden folgende Niveauunterschiede berechnet: Weißes Meer bei Archangelsk—Ostsee bei Kronstadt =  $+0,24$  m, Schwarzes Meer bei Odessa—Ostsee bei Kronstadt =  $-0,88$  m. Als vorläufiger Wert für den Niveauunterschied Pazifischer Ozean bei Wladiwostok—Ostsee bei Kronstadt wird  $-1,80$  m angegeben.

K. Jung.

**Ryûtarô Takahasi.** A Graphical Determination of the Position of the Hypocentre of an Earthquake and the Velocity of the Propagation

of the Seismic Waves. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 231—244, 1929, März. Die Omorische Formel zur Bestimmung der Herdentfernung bei Nahbeben,  $\Delta = k \cdot t$  ( $k = 7,42$ ,  $t =$  Zeitunterschied zwischen dem  $P$ - und dem  $S$ -Einsatz) ist nicht unverändert bei allen Beben anzuwenden, häufig ist eine Neubestimmung des Faktors  $k$  notwendig. Der Verf. leitet eine einfache graphische Methode zur Herdbestimmung und zur Bestimmung des für das betreffende Beben geltenden Wertes von  $k$  ab. Es sind Registrierungen auf vier Stationen notwendig, auf diesen seien die  $P - S$ -Differenzen  $t_1$  bis  $t_4$  gemessen. Um die drei ersten dieser Stationen schlägt man mit den Radien  $k \cdot t_1$ ,  $k \cdot t_2$ ,  $k \cdot t_3$  je einen Kreis, wobei für  $k$  zunächst ein geeigneter, beliebiger Wert eingesetzt wird. Auf übliche Weise werden die Schnittpunkte je zweier dieser Kreise miteinander verbunden. Der Schnitt der Verbindungslinien ist wegen des willkürlich angenommenen Wertes für  $k$  noch nicht das Epizentrum. Man verbindet ihn mit dem Umkreismittelpunkt des von den drei Stationen gebildeten Dreiecks. Diese Linie ist der erste geometrische Ort für das Epizentrum. Den zweiten geometrischen Ort findet man ebenso aus der vierten Station und zwei der bereits verwendeten. Der Schnitt der geometrischen Örter ist das Epizentrum, und aus der Entfernung des Epizentrums von einer der vier Stationen in Verbindung mit dem entsprechenden Wert vom  $t$  findet man den Zahlenfaktor  $k$ . Unter der Annahme, daß die Geschwindigkeit der  $P$ - und  $S$ -Wellen sich mit der Tiefe nicht ändert, macht die Bestimmung der Herdtiefe keine neue Schwierigkeit. Die Herdbestimmung wird für die Nachstöße des Tangobebens vom 7. März 1927 durchgeführt.  $k$  schwankt von 6,1 bis 12,1, beträgt im Mittel etwas über 8, die Herdtiefe schwankt von 1,7 bis 36,6 km.  $k$  wächst mit der Herdtiefe. Diese Abhängigkeit wird zur Bestimmung der Geschwindigkeit der  $P$ - und  $S$ -Wellen in den obersten Erdschichten (bis etwa 20 km Tiefe) benutzt, es ergibt sich für die Tiefe  $x$ :  $v_p = 6,06 (1 + 0,0226 x)$ ,  $v_s = 3,40 (1 + 0,0226 x)$ .

*K. Jung.*

**Henry Mendel.** Die seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung. 46 S. Dissertation Hamburg, 1929. Der Verf. macht Angaben über die Bodenunruhe in Hamburg. Maximum  $8 \mu$  (horizontal) im Januar, Minimum im Juli/August mit  $0,4 \mu$ ; die Nord-Süd-komponente überwiegt ein wenig; Periodenmaximum im Januar (Mittel 6,3 sec), Minimum im Juli/August (4,8 sec). Häufigste Periode horizontal 5 bis 6, vertikal 4 bis 5 sec; größeren Amplituden entsprechen größere Perioden; der Zusammenhang mit der Brandung  $B$  in Norwegen ist sehr eng, es ergibt sich etwa  $A_H = 0,698 B^2 - 1,65$ ; der Korrelationsfaktor beträgt bei Verwendung von Dekadenmitteln  $0,96 \pm 0,009$ ; der Korrelationskoeffizient zwischen der Unruhe in Hamburg und in Eskdalemuir (Schottland) beträgt  $0,99 \pm 0,004$ .

*Gutenberg.*

**G. Angenheister.** Die besonderen seismischen Aufgaben der baltischen Länder. Verh. d. in Berlin vom 24. bis 28. September 1928 abgehaltenen 4. Tagung d. Baltischen Geodätischen Komm. (Helsinki 1929), S. 134—139. Die Baltischen Länder liegen etwa  $140$  bis  $150^\circ$  von der Tongarinne, dem wichtigsten Herd der den Erdkern durchlaufenden Großbebenwellen, entfernt. Es ist somit eine der Aufgaben der Baltischen Erdbebenstationen, die bei  $143^\circ$  Herdentfernung gelegene Grenze zwischen dem Schatten des Erdkerns und dem Gebiet der den Kern durchlaufenden Vorläufer zu beobachten und Beiträge zur Erforschung der physikalischen Zustände im Erdkern zu liefern. Eine besondere Aufgabe der Baltischen Länder ist ferner die Erforschung der Feinstruktur der Erdrinde in ihren und den benachbarten Gebieten. Hierzu dienen 1. die Ermittlung der Geschwindigkeit der Oberflächenwellen, 2. die Ermittlung der Krustendicke und der Herdtiefe aus der Laufzeitkurve der Nahbeben in bestimmten mobilen Zonen der baltischen Länder

und 3. die experimentelle seismische Erforschung lokal begrenzter Anomalien der Schwerkraft und des erdmagnetischen Feldes mit Hilfe künstlicher Erdbeben, mit Hilfe von Sprengungen. Beispiele von Registrierungen eines Tongabebens, Ergebnisse von Untersuchungen der Geschwindigkeit der Oberflächenwellen, Registrierungen und Laufzeitkurven von Sprengungen erläutern die Methoden.

*K. Jung.*

**Akitune Imamura.** Chronic Earth-tilting in the Kii Peninsula: An Indication of the Accumulation of Seismogenic Forces. Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 161—163, 1929, Nr. 4. Der Verf. untersucht die Bodenbewegungen (tilting) der Kii-Halbinsel (Japan), und findet, daß sie entgegengesetzt verlaufen, wie diejenigen, die bei dem Beben von 1854 auftraten. Es gibt mehrere Erklärungsmöglichkeiten. So kann z. B. die Halbinsel gegen einen Block im Süden gepreßt werden, so daß Spannungen entstehen, die durch ein Beben ausgelöst werden. Das Studium dieser Veränderungen ist wichtig für die Erdbebenvorhersage. Nach den vermutlich vorhandenen Spannungen wäre in dem untersuchten Gebiet ein Bruch (Erdbeben) in nicht zu ferner Zeit zu erwarten.

*Gutenberg.*

**Nobuji Nasu.** On the Crustal Block that Played an Important Rôle in the Destructive Tango Earthquake of 1927. Proc. Imp. Acad. Tokyo 5, 164—166, 1929, Nr. 4. Der Verf. versucht, aus der Lage der Nachstöße des Tangobebens Schlüsse auf die bewegte Scholle und die Bewegung selbst zu ziehen. Er kommt zu dem Ergebnis, daß ein zum Teil durch bekannte Verwerfungen (unter anderem Yamada-Fault) begrenzter Block gehoben und südwärts bewegt wurde.

*Gutenberg.*

**Nobuji Nasu.** On the Aftershocks of the Tango Earthquake. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 6, 245—331, 1929, März. (Japanisch mit englischer Einführung.) Ein ausführlicher englischer Auszug erlaubt zusammen mit 28 mit englischem Text versehenen Figuren und den mit englischem Text versehenen Tabellen einen Einblick in die wichtigsten Resultate. Unmittelbar nach dem zerstörenden Tangobeben vom 7. März 1927 wurden in der Nähe des Epizentrums zunächst drei, später vier seismische Stationen in Gang gesetzt, die vom 11. März bis 22. Dezember 1927 und ab 21. Januar 1928 die Nachstöße registrierten. Drei Stationen reichten nicht aus, weil der Faktor 7,42 in der Omori'schen Formel sich als nicht zutreffend erwies und neu bestimmt werden mußte. Man erhielt  $d = 8,4 \cdot t$  ( $d$  = Herdentfernung,  $t$  = Zeitunterschied zwischen dem  $P$ - und dem  $S$ -Einsatz). Dem Aussehen nach sind zwei Typen von Seismogrammen zu unterscheiden: der A-Typ mit verhältnismäßig großem  $P$ -Einsatz kommt bei vulkanischen Beben vor, der B-Typ mit kleinerem  $P$ -Einsatz bei nichtvulkanischen. Die Epizentren liegen westlich und südlich der Tangohalbinsel, diese selbst ist von Bebenherden so gut wie frei. Das bebenfreie Gebiet ist im Westen ungefähr von der Gomurastufe, im Süden von der Yamadastufe begrenzt, längs dieser Linien häufen sich die Epizentren. Die räumliche Lage der Hypozentren deutet eine Anordnung längs einiger Systeme von untereinander annähernd parallelen Spalten an. Die stündliche Bebenhäufigkeit in den ersten 54 Stunden nach dem Hauptbeben und die tägliche Häufigkeit in den ersten Monaten werden als Kurven gebracht. Wie ein Vergleich der mit Klinographen gemessenen Neigung der Erdschollen und den Ergebnissen der nach dem Beben ausgeführten Präzisionsnivellements zeigt, neigt sich die Erde vor einem Nachbeben dem Herd zu, wenn der Herd in einem Gebiet liegt, das bei dem Hauptbeben eine Senkung erfahren hat, liegt dagegen der Herd des Nachbebens in einem beim Hauptbeben gehobenen Gebiet, so wird der Boden vor dem Nachbeben in Richtung auf dessen Herd angehoben. *K. Jung.*

**G. Nippoldt.** Die Verteilung der regelmäßigen täglichen Variationen des Erdmagnetismus in Mitteleuropa. *ZS. f. Geophys.* 5, 80—83, 1929, Nr. 2. Für die Praxis der magnetischen Mutungen werden numerische Formeln mitgeteilt, die für  $D$ ,  $H$  und  $Z$  und für drei Jahresdrittel die geographische Verteilung der durchschnittlichen täglichen Variationen in Mitteleuropa darstellen. Außerdem werden die gegenwärtig tätigen Observatorien angeführt. *J. Bartels.*

**William J. Peters.** Tilting deviations in magnetic declinations.<sup>1</sup> *Terr. Magnetism* 34, 93—115, 1929, Nr. 2. Die Deviationen verschiedener Kompassse in einer schwingenden Schaukel wurden beobachtet, um auf die entsprechende Wirkung der rollenden Schiffsbewegungen zu schließen. Wenn die Schwingungsachse mit dem magnetischen Meridian einen schiefen Winkel bildet, treten systematische Deviationen auf, deren Vorzeichen und Größe bei jedem Kompaß verschieden sind; sie wachsen mit der Amplitude und dem Radius der Schaukel. Die Versuche lassen auf einem rollenden Schiff von der Größe der „Carnegie“ Deviationen bis zu einem Grad erwarten. Die Theorie dieser regelmäßigen Schwingungen eines Kompasses muß drei Gesichtspunkte beachten: a) der Schwerpunkt des Magnetsystems fällt nicht mit seinem Unterstützungspunkt zusammen; b) zentrifugale Drehmomente entstehen dadurch, daß die einzelnen Teile des Magnetsystems verschieden weit von der Rotationsachse entfernt sind; c) infolge der Kippung der Kompaßrose ändern sich die magnetischen Drehmomente. Punkt a) wurde von Bidlingmaier in seiner „Theorie der dynamischen Deviation“ behandelt; Punkt b) wird hier nur qualitativ betrachtet; Punkt c), der Fehler des „kinetischen Gleichgewichts“ nach Thomson, wird ausführlich untersucht. Die Theorie gibt erheblich kleinere Deviationen als beobachtet und kann deshalb noch nicht vollständig sein. *J. Bartels.*

**H. E. McComb and C. Huff.** The magneto-chronograph and its application to magnetic measurements. *Terr. Magnetism* 34, 123—141, 1929, Nr. 2. Bei den Messungen der Horizontalintensität wird die Schwingungsdauer des Magnets gewöhnlich nach der Auge-Ohr-Methode bestimmt. Bei der hier ausgearbeiteten Methode wird das Licht eines Scheinwerfers auf den Spiegel des schwingenden Magnets geworfen, von wo es auf einen Spalt vor einer lichtelektrischen Zelle reflektiert wird. Der Zellenstrom wird verstärkt und auf einem Chronographen registriert, zugleich mit den Sekundenmarken eines Chronometers. Unter anderem wird diese Methode benutzt, um das Trägheitsmoment eines Magnets zu bestimmen. Die mittlere Abweichung für die gefundene Schwingungsdauer beträgt dabei weniger als ein Fünftel des entsprechenden Fehlers bei der Auge-Ohr-Methode. Die größte Fehlerquelle scheint aber in der ungewissen Temperatur des Magnets zu liegen, nicht in der mehr oder weniger vollkommenen Bestimmung der Schwingungsdauer. *J. Bartels.*

**W. M. H. Greaves and H. W. Newton.** On the Recurrence of magnetic storms. *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* 89, 641—646, 1929, Nr. 7. Die Grundlage der Diskussion ist ein Katalog der erdmagnetischen Stürme und der Sonnenfleckenbeobachtungen in Greenwich 1874 bis 1927. Die 403 Stürme werden in fünf Gruppen nach ihrer Intensität eingeteilt und auf 27tägige Wiederholungen untersucht. Das Merkmal der 27tägigen Wiederholung scheint sich hauptsächlich bei den Stürmen mit kleinerer Amplitude zu finden. Das scheint zunächst paradox, weil die Verbindung mit den zentralen Sonnenflecken gerade bei den großen Stürmen sehr ausgeprägt ist. Anscheinend überlebt die solare Störung, die für große Stürme verantwortlich ist, nur selten eine Sonnenrotation.

Solche Stürme, denen nach 27 Tagen kein eigentlicher Sturm folgt, zeigen nach dieser Zeit auch keine merkliche Tendenz zu schwächeren Störungen. *J. Bartels.*

**Fr. Burmeister.** Erdmagnetische Landesaufnahme von Bayern. Veröff. Erdphys. Warte Sternw. München 5. Heft, 88 S., 1928. Die Abhandlung schließt die Lücke, welche Bayern in der Erforschung des Erdmagnetismus im Deutschen Reich bisher bildete, und bringt in einem eingehenden Text und in ausführlichen Tabellen alle für den Fachmann wichtigen Angaben über die Beobachtungen, welche I. B. Messerschmitt in den Jahren 1903 bis 1911 an 187 Punkten in Bayern vorgenommen hatte. Dem Werk sind sechs Karten im Maßstab 1 : 100 000 beigegeben, die den Verlauf der isomagnetischen Linien zeigen und sich auf die beiden Epochen 1909,0 und 1925,5 beziehen, außerdem zwei Kärtchen zur Ergänzung einer Studie über die Säkularvariation in der Zwischenzeit. Bei der Bearbeitung mußten wegen der schon damals gestörten Lage des Münchener Instituts die Ergebnisse des Potsdamer Observatoriums teilweise herangezogen werden, ein Weg, der gegenwärtig bei der völligen Lahmlegung der Münchener Warte der einzig mögliche für erdmagnetische Untersuchungen in Bayern ist, da trotz aller Bemühungen die längst notwendige Neuerrichtung dieses wichtigen Observatoriums von den Behörden nicht zu erreichen war. Bayern, durch Lamonts Verdienste einst führend in der erdmagnetischen Forschung, hat die Verpflichtung, die Pflege dieses, jetzt auch für praktische Zwecke bedeutungsvollen Zweiges der Geophysik nicht zu vernachlässigen. *Burmeister.*

**W. N. Mc Farland.** The variation of magnetic anomalies. Terr. Magnetism 34, 143—146, 1929, Nr. 2. Es wurden ausgeglichene Isogonenkarten für sieben Staaten von Nordamerika gezeichnet, indem für jede Station das Mittel aus dieser und den fünf nächstgelegenen eingetragen wurde. Die Abweichung der Einzelwerte von denjenigen, die sich für die betreffenden Stellen aus der ausgeglichenen Karte ergeben, werden Anomalien genannt. Die Häufigkeit der Anomalien verschiedener Größe wurde ausgezählt; ihre Verteilung befolgt annähernd das Gaußsche Gesetz. Der wahrscheinliche Fehler, der begangen wird, wenn der Wert für eine Station aus den Karten abgelesen wird, beträgt durchschnittlich etwa 15 Minuten, abgesehen von starken Lokalstörungen. *J. Bartels.*

**B. Weinberg.** A preliminary list of arctic magnetic determinations. Terr. Magnetism 34, 155—158, 1929, Nr. 2. Zeitlich geordnete Liste erdmagnetischer Beobachter in der Arktis. Zur Mitarbeit wird aufgefordert. *J. Bartels.*

**V. H. Ryd.** The departures of the daily means. Danske Meteor. Inst., Comm. Magn. Nr. 7, 30 S., 1929. Die Abweichungen der Tagesmittel des erdmagnetischen Feldvektors von seinem Monatsmittel werden für Rude Skov, 1905 bis 1925, statistisch untersucht. Dabei werden frühere Arbeiten absichtlich nicht berücksichtigt, um von ihren Ergebnissen nicht beeinflusst zu werden. Die vektoriellen Abweichungen werden graphisch dargestellt und nach ihrer Häufigkeit in den Oktanten ausgezählt, wobei sich charakteristische Asymmetrien ergeben. Zum Schluß werden mehrere Stationen miteinander verglichen. *J. Bartels.*

**E. Mathias.** Contribution à l'étude de la matière fulminante. Ses deux modes de décomposition. C. R. 188, 1132—1134, 1929 Nr. 18. Verf. macht auf zwei Arten des Verschwindens von Kugelblitzen aufmerksam. Er berichtet über einige Beobachtungen, bei denen Kugelblitze mit einem Knall außerordentlicher Intensität verschwanden, und über solche, bei denen Kugelblitze sich ohne Knall auflösten. *F. Leidl.*

**Alois F. Kovarik.** Basis for computing the age of a mineral. *Phys. Rev.* (2) **83**, 1069—1070, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es sind Gleichungen zur Berechnung des geologischen Lebensalters von Mineralien aus dem Gehalt und den relativen Konzentrationen der in ihm enthaltenen radioaktiven Zerfallsprodukte abgeleitet worden. *Sewig.*

**N. Dobronravov, P. Lukirsky and V. Pavlov.** Cosmic Radiation and Radioactive Disintegration. *Nature* **123**, 760, 1929, Nr. 3107. Auf Veranlassung der Verff. hat E. Halfin im Juni 1926 zwei fast gleiche Mengen Radiumemanation messend verfolgt, von denen die eine mehrere Tage im Finnischen Golf auf etwa 20 Fuß Wassertiefe versenkt worden war. Ein Einfluß der Höhenstrahlung war nicht festzustellen, beide Proben gaben gleiche Abklingungskonstanten innerhalb 1%. Es wird die Möglichkeit angedeutet, daß die kosmische Strahlung vielleicht den Zerfall der Anfangsglieder der radioaktiven Substanzen einleitet und Experimente mit Uran X werden vorgeschlagen. (Von Piccard und Stahel, *Arch. sc. phys. et nat.* **3**, 542, 1921 bereits ausgeführt, keine Änderung innerhalb 1<sup>0</sup>/<sub>100</sub>.) *Kolhörster.*

**Louis R. Maxwell.** Cosmic radiation and radioactivity. *Journ. Frankl. Inst.* **207**, 619—628, 1929, Nr. 5. Es wurde die Strahlungsstärke eines Poloniumpräparats an der Erdoberfläche und in 1150 Fuß Tiefe in einer Zinkmine bei Franklin (New Jersey U. S. A.) bestimmt und innerhalb 1% Änderung als gleich befunden. Sie betrug 9,6 bis 9,7 · 10<sup>-11</sup> Amp., während die natürliche Zerstreung allein 6 · 10<sup>-13</sup> Amp. ausmachte. Ein Einfluß der Höhenstrahlung auf die Aktivität des Poloniumpräparats ist nicht festzustellen und bei der geringen Intensität der kosmischen Strahlen auch nicht zu erwarten. *Kolhörster.*

**H. Hellmann.** Analyse von Absorptionskurven für allseitige Inzidenz inhomogener Strahlung bei ebenen Grenzflächen. *Phys. ZS.* **30**, 357—360, 1929, Nr. 11. Es wird ein bequemes Verfahren angegeben zur rechnerischen Analyse von Absorptionskurven für den Fall, daß eine inhomogene Strahlung allseitig bei ebenen Grenzflächen einfällt. Die Methode ist zur Analyse von Höhenstrahlungsmessungen entwickelt worden; sie eignet sich entsprechend der King-schen Reziprozitätsbeziehung ebenso für die Berechnung der Intensität einer punktförmigen Strahlungsquelle hinter einer unbegrenzt ausgedehnten absorbierenden Platte vorgeschriebener Dicke. *Koihörster.*

**J. Joly and Henry H. Dixon.** Cosmic Radiations and Evolution. *Nature* **123**, 981, 1929, Nr. 3113. Die geringe Intensität der Höhenstrahlung an der Erdoberfläche ist wahrscheinlich ohne Einfluß auf organisches Leben. Es ist aber nicht ausgeschlossen, daß zu anderen Zeiten größere Strahlenwirkung vorhanden war und somit von Bedeutung für die Entwicklung der Organismen wurde. Klinische Untersuchungen über die Wirkung von  $\gamma$ -Strahlen zeigen Zerstörung von krankem und Förderung von gesundem Gewebe. Es könnte daher die allgemein festgestellte Zunahme der Erkrankungen an Krebs mit einer — natürlich zunächst rein spekulativen — Abnahme der Höhenstrahlungsintensität zu erklären sein (Joly). Nach den Untersuchungen von Goodspeed und Olson (*Nat. Ac. of Sci.* **14**, Nr. 1, Januar 1928) wäre es auch möglich, daß kosmische Strahlen als Faktor bei der Variation der Arten in Betracht kommen (Dixon). *Kolhörster.*

**Marcel Brillouin.** Mouvements des océans. Potentiel newtonien du bourrelet en coordonnées cylindriques. *C. R.* **188**, 1637—1640, 1929, Nr. 26. Der Verf. gibt die Grundgleichungen. *Gutenberg.*

**A. Merz.** Hydrographische Untersuchungen in Bosphorus und Dardanellen. Bearbeitet von Lotte Möller. 284 S. mit 1 Atlas von 16 Karten und 133 Abb. im Text und 3 Tafeln. Berlin, E. S. Mittler u. Sohn, 1928. (Veröffentlichungen des Instituts für Meereskunde. Neue Folge A. Geographisch-naturwissenschaftliche Reihe, Heft 18, April 1928.)

**A. Defant.** Stabile Lagerung ozeanischer Wasserkörper und dazugehörige Stromsysteme. 33 S. mit 20 Abb. im Text. Berlin, E. S. Mittler u. Sohn, 1928. (Veröffentlichungen des Instituts für Meereskunde. Neue Folge A. Geographisch-naturwissenschaftliche Reihe, Heft 19, Februar 1929.)

**G. Wüst.** Schichtung und Tiefenzirkulation des Pazifischen Ozeans auf Grund zweier Längsschnitte. 64 S. mit 14 Abb. im Text und 4 Tafeln. Berlin, E. S. Mittler u. Sohn, 1929. (Veröffentlichungen des Instituts für Meereskunde. Neue Folge A. Geographisch-naturwissenschaftliche Reihe, Heft 20, Februar 1929.)

**Lotte Möller.** Die Zirkulation des Indischen Ozeans auf Grund von Temperatur- und Salzgehaltstiefenmessungen und Oberflächenstrombeobachtungen. 48 S. mit 24 Abb. im Text. Berlin, E. S. Mittler u. Sohn, 1929. (Veröffentlichungen des Instituts für Meereskunde. Neue Folge A. Geographisch-naturwissenschaftliche Reihe, Heft 21, April 1929.) *G. Angenheister.*

**Hilding Köhler.** Über das Irisieren und einige andere Erscheinungen in den Wolken. Meteorol. ZS. 46, 161–168, 1929, Nr. 5. Die Erklärung des Irisierens der Wolken hat viel Schwierigkeiten gemacht. Viel für sich hatte die Hypothese Simpsons, welcher annahm, daß die irisierenden Wolken aus Wassertropfen bestehen. Es standen derselben aber doch manche Schwierigkeiten entgegen. Besonders schwer war es, das von Köhler als „wirklich irisierende Wolken“ bezeichnete Phänomen zu erklären, wo die Farben die Wolken oder Wolkenteile umsäumen (der Saum der Wolke meist Rot, im Innern meist Grün überwiegend, hin und wieder auch Gelb und Blau vorkommend). Für dieses hat Köhler eine recht plausibel erscheinende Hypothese aufgestellt, indem er statt Sonne bzw. Mond eine andere wirksame Lichtquelle annimmt. Nach dieser Hypothese entstehen die Farben „wirklich irisierender“ Wolken in vorne liegenden Wolkenschichten durch Interferenz des Lichtes, das in dahinter liegenden Schichten zerstreut wird. So gedachte Wolken sollen dicker im Innern als an den Rändern sein. Seine bekannten Untersuchungen über die Elemente des Nebels und der Wolken hatten den Verf. zu dem Ergebnis geführt, daß bei sehr dichten Wolken die Partikeln klein und in Umbildung begriffen sind; um solche Wolken soll es sich bei den stark weißglänzenden wirklich irisierenden Wolken handeln. Unter der Köhler am plausibelsten erscheinenden Annahme, daß (s. hier auch Simpson) Wassertropfen — und nicht Eiskristalle — in Frage kommen, besteht die Umbildung einer Wolke gewöhnlich darin, daß Tropfen zusammenfließen. Da weiter die Fallgeschwindigkeit mit dem Tropfenradius wächst, müßte man weiter annehmen, daß sich die größeren Tropfen in den Wolkenpartien ansammeln. Das sekundäre weiße Licht der oberen Schichten mit den kleineren, aber verschiedenen großen Tropfen soll nun als Lichtquelle dienen und in den tieferen Schichten die als gewöhnliche Kränze aufgefaßten Farben erzeugen. Es erscheint auch wohl verständlich, daß die Projektion des hinteren Wolkenteiles auf den dem Beobachter zugekehrten häufig dieselbe Form aufweisen könnte wie dieser, so daß also die Kranzerscheinung derjenigen der Lichtquelle entspricht; ebenso, daß die Größe des Kranzes durch den Abstand des äußeren Randes der roten Farbe vom äußeren Rande des weißglänzenden Kerns der Wolke gegeben ist. Zur weiteren Begründung

der neuen Hypothese geht Köhler auf seine bekannte Schwarmtheorie ein, nach welcher das Gefrieren der Tropfen bei einer gewissen Größe eintritt (das Wachsen geschieht durch Zusammenfließen der Tropfen), so daß die Zahl der Eiskristalle eine verhältnismäßig geringe ist. Dies macht es nach Köhler verständlich, daß er niemals eine Wolke aus Eiskristallen sah, die als Masse weißglänzend war. Nach Verf. sollen Halos, auch wenn gleichzeitig in den Wasserwolken Kränze zu beobachten sind, in Kristallen unterhalb derselben entstehen (s. dazu die bekannte R. Meyersche Arbeit in der Meteorol. ZS., nach welcher Halos und Kränze sehr oft am nämlichen Tage, aber jedenfalls äußerst selten zu genau der nämlichen Zeit zu beobachten sind). Weiteres muß aus der äußerst wichtigen Arbeit ersehen werden.

*Chr. Jensen.*

**C. A. Heiland.** Geophysical methods of prospecting principles and recent successes. Quarterly Colorado School of Mines **24**, 1—163, 1929, Nr. 1. Nach einleitenden Ausführungen über Bedeutung und Anwendbarkeit der verschiedenen geophysikalischen Untersuchungsmethoden werden diese Methoden ausführlich besprochen. Behandelt werden: 1. Gravimetrische, 2. magnetische, 3. radioaktive, 4. geothermische, 5. seismische und 6. geoelektrische Methoden. Die Abhandlung enthält sehr wertvolle statistische Angaben über die praktische Verwendung der einzelnen geophysikalischen Methoden in Amerika und die dort erzielten Ergebnisse.

*Geyger.*

**Donald C. Barton.** The Eötvös Torsion Balance Method of Mapping Geologic Structure. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng. Techn. Publ. Nr. 50, 51 S., 1928. Der Verf. gibt einen guten Überblick über die Theorie und Praxis der Drehwaagenmessungen und einige wertvolle Übersichtskarten und Figuren von Messungen an Salzdomen sowie an Verwerfungen. Granitrücken, die unter jüngeren leichteren Schichten in der Tiefe verdeckt liegen, sind ebenfalls sicher auffindbar. Auch Fälle schwieriger zu entziffernder, sich gegenseitig beeinflussender geologischer Strukturen werden erwähnt. Zum Schluß wird betont, daß für wissenschaftliche Zwecke Pendelmessungen mit Drehwaagenmessungen kombiniert werden sollten, um bessere Auskunft über die Tiefenlage der störenden Massen zu erhalten.

*Koenigsberger.*

**E. Lancaster-Jones.** The Computation of Gravitational Effects due to Irregular Mass Distributions. Month. Not. **2**, 121—140, 1929, Nr. 3. Der Verf. entwickelt handliche, graphische Methoden zur Bestimmung der Wirkung beliebig geformter Massen auf die von Drehwaage und Pendel gemessenen und bei Bestimmung der Lotabweichung wichtigen Größen

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z}, \quad \frac{\partial U}{\partial z}, \quad \frac{\partial U}{\partial x}, \quad \frac{\partial U}{\partial y},$$

wobei  $U$  das Schwerepotential bedeutet, die  $Z$ -Achse nach unten gerichtet ist. Wie bei allen derartigen Methoden sind keine prinzipiellen Schwierigkeiten zu überwinden, und es kommt lediglich darauf an, eine wenig Zeit und Material verbrauchende Arbeitsweise zu finden. Der Massenkörper, dessen Wirkung zu bestimmen ist, wird durch parallele horizontale Schnitte in horizontale Platten von gleicher Dicke  $t$  zerlegt. Für eine solche Platte in der Tiefe  $c$  ist z. B.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = f \rho t c \int 3 \xi u^5 d\xi d\eta,$$

wobei  $f$  die Gravitationskonstante,  $\rho$  den Dichteunterschied der Masse gegen ihre Umgebung und  $u$  die reziproke Entfernung  $1/r$  des Massenelementes vom Aufpunkt bedeutet. Zu integrieren ist über die Fläche der horizontalen Platte. Nun wird diese Fläche durch Linien  $\eta = \text{const}$  in zur  $X$ -Achse parallele Streifen von gleicher



Breite  $\Delta(\eta)$  zerlegt. Bedeuten  $u_1$  und  $u_2$  die Werte von  $u$  in den Schnittpunkten der Linien  $\eta = \text{const}$  mit der Randkurve der Plattenoberfläche, so ist die Formel für die Wirkung der Platte:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = f \rho c t \Delta(\eta) \sum_{\eta} (u_1^3 - u_2^3),$$

und die endgültige Formel für die Wirkung des ganzen Massenkörpers ist:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = f \rho \Delta(\eta) \sum_{\zeta} c t \sum_{\eta} (u_1^3 - u_2^3).$$

Ein einfacher Apparat mit einer nach der Funktion  $u^3$  geteilten Skale ermöglicht schnelles Ablesen der jeweiligen Werte von  $u^3$ . Ähnliche Formeln werden für die anderen Größen abgeleitet, nur haben die Linien  $\eta = \text{const}$  nicht immer gleichen Abstand, und es treten andere Funktionen von  $u$  auf. Für besondere Massenformen wie senkrechte und horizontale Zylinder, besonders den „zweidimensionalen“ Fall des horizontalen, unendlich langen Zylinders, vereinfachen sich die Methoden zum Teil erheblich. Stets tritt an Stelle des bei Methoden anderer Verf. üblichen Auszählens der einen Grundriß oder sonstigen Schnitt bedeckenden Flächenelemente das Ablesen der Funktionen von  $u$  in bestimmten, nach einfachem Schema festzulegenden Punkten, eine Arbeit, die nach Angabe des Verf. weniger zeitraubend und mühevoll ist, besonders bei geeigneter Arbeitsteilung. *K. Jung.*

**Karl Jung.** Ergebnisse von Drehwaagemessungen in Schleswig-Holstein. Verh. d. i. Berlin vom 24. bis 28. September abgehaltenen 4. Tagung d. Baltischen Geodätischen Komm. (Helsinki 1929), S. 140–142. Enthält einen Teil der unter dem gleichen Titel in der ZS. f. Geophys. 1928, S. 395–400. erschienenen Veröffentlichung (Geophys. Ber. 1929, S. 62). *K. Jung.*

**H. Holst.** Drehwaagemessungen im Schauinsland bei Freiburg im Breisgau und ihre geologische Auswertung. 31 S., 3 Tafeln. S.-A. Mitt. d. Badischen Geol. Landesanst. 1928, Nr. 1. Diese Veröffentlichung enthält eine ausführliche Darstellung der Geologie des Schauinsland, soweit ihre Kenntnis zum Verständnis der dort abgebauten Erzgänge wichtig ist. Einige im Auftrag der Gepege (Gesellschaft für Praktische Geophysik, Freiburg i. B.) im Jahre 1924 unter Tage ausgeführten Drehwaagemessungen haben zur Vervollständigung der Kenntnisse über die Lage einzelner Erzgänge beigetragen. Der Titel der Veröffentlichung ist insofern irreführend, als die Ausführungen über die Drehwaagemessungen einen nur sehr kleinen Teil der Veröffentlichung einnehmen und in Anbetracht des Interesses, das Drehwaagemessungen unter Tage entgegengebracht wird, reichlich knapp dargestellt sind. *K. Jung.*

**T. M. Broderick and C. D. Hohl.** Geophysical methods applied to explorations and geologic Mapping in the Michigan Copper District. Soc. Economic Geol. Publ. 23, 489–514, 1928, Nr. 65. Die steil einfallenden flachen Erzlinsen enthalten etwa 1% metallisches Kupfer; sie sind meist nur 3 bis 7 m mächtig und liegen im Streichen in Abständen von etwa 20 m voneinander. Die geoelektrische Untersuchung geschah mit der Methode der Ablenkung von Äquipotentiallinien zweier Erdelektroden, durch welche Strom in die Erde geleitet wird und durch ein Induktionsschleifenverfahren, bei welchem besser leitende Einlagerungen Sekundärströme geben. Beide Methoden geben aber wegen des geringen Kupfergehalts keinen genügenden Unterschied gegen normal bergfeuchte Gesteine, weshalb die Verf. zur magnetischen Methode überging, die aber nicht das Kupfer, sondern nur tektonisch-geologische Grundzüge zu finden erlaubt.

*Koenigsberger.*

**A. S. Eve and D. A. Keys.** Geophysical Methods of Prospecting. A Brief and elementary account of the principles involved. Department of Commerce. Bureau of Mines. Technical Paper Nr. 420, 26 S., 1927. Kurze, verständliche Übersicht der Methoden der angewandten Geophysik. *Koenigsberger.*

**H. Shaw.** Gravity Surveying in Great Britain. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng. Techn. Publ. Nr. 74, 14 S., 1928. Die Messungen mit der Drehwaage finden in Großbritannien nach den Angaben des Verf. besonders günstige Bedingungen. Die Schwierigkeiten in der Praxis werden kurz diskutiert und die Brauchbarkeit des Instrumentes von Oertling nachgewiesen, das infolge starker Dämpfung die gesamte Beobachtungszeit einer Station auf etwa 2 Stunden herabsetzt. *Koenigsberger.*

**Frank Rieber.** Adaptation of Elastic-wave Exploration to Unconsolidated Structures. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Inc. Boston Meeting, August 1928, 14 S. Die Anwendung der seismischen Methode von Mintrop wird kurz an Hand von Abbildungen auseinandergesetzt und das Endergebnis von Feldmessungen, aber ohne nähere Angabe von Zahlen, für einen Fall mitgeteilt. *Koenigsberger.*

**C. A. Heiland and William H. Courtier.** Magnetometric Investigation of Gold Placer Deposits near Golden, Colo. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng., Inc. Boston Meeting, August 1928, 20 S. Goldführende Alluvialrinnen machen sich magnetisch geltend, weil da meist auch die schwereren Eisenverbindungen (z. B. Magnetit) in den Sanden abgelagert wurden. In anderen Fällen, die die Verf. genauer erörtern, ist das Alluvium schwächer magnetisch als das Gestein, in dem die Rinnen eingegraben wurden. Die Folgerungen stützen sich auf größere Messungsreihen von  $Z$  und  $H$ . Differenzen der Feldwaage der Askaniawerke gegen das Thomson-Thalen-Magnetometer werden erwähnt. *Koenigsberger.*

**J. Koenigsberger.** Zur Anisotropie der physikalischen Parameter von Gesteinen speziell der magnetischen Suszeptibilität. *ZS. f. Geophys.* 5, 62—64, 1929, Nr. 2. Bei der Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität von Gesteinen mit der a. a. O. beschriebenen Methode zeigten kristalline Schiefer eine deutliche magnetische Anisotropie analog ihrer thermischen, elektrischen, elastischen Anisotropie. Der Quotient  $K_{\parallel} : K_{\perp}$  ging bis zu 2,0. Man kann die Anisotropie auch ohne die Annahme anisotroper Träger der magnetischen Induktion, wie es z. B. Pyrrhotit ist, schon durch eine bestimmte Anordnung anisotroper oder auch ungeordneter anisotroper Erzkörner im Gestein erklären. *Koenigsberger.*

**J. G. Koenigsberger.** Field Observations of Electrical Resistivity and their Practical Application. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng. Techn. Publ. Nr. 129, 17 S., August 1928. Die Formel für die Bestimmung des spezifischen Widerstandes wird gegeben für den Fall, daß an der Oberfläche des unendlichen Halbraumes zwei kreisrunde Elektroden liegen, deren Abstand voneinander nicht groß ist, verglichen mit ihrem Radius. Das Verfahren zur Bestimmung von Gesteinswiderständen im Feld nebst Messungsergebnissen wird beschrieben. Dann wird die Bestimmung der Größe von besser als die Umgebung leitenden Erzkörpern von Hydrohämatit an Hand zahlreicher Beobachtungsdaten rechnerisch durchgeführt. Die Widerstandsmessung wird weiter angewandt, um die Nähe einer wasserführenden Verwerfung in Steinsalz festzustellen, die sich in einer Widerstandsverminderung des Steinsalzes längs sehr feiner Haarrisse kundgibt. Der Widerstandsabnahme parallel geht Zunahme der Radioaktivität

und Abnahme der Temperatur in Steinsalzbrocken (durch Verdunstung). Dann wurde nach der Methode von Schlumberger die Drehung von Äquipotentiallinien in eine Richtung parallel zur Verwerfung festgestellt. Die Annäherung an die Verwerfung ist also nach vier verschiedenen Methoden von etwa 100 m Abstand an zunehmend merklich. Mit Widerstandsmessungen kann auch die Tiefe von Grundwasser wahrgenommen werden. Dasselbe Verfahren erlaubt festzustellen, ob Kohle größere Mengen Kohlensäure (und Methan) enthält.  $\text{CO}_2$  erhöht den Widerstand auf das Zehn- bis Tausendfache des normalen Wertes durch Verdrängung des die Leitung übernehmenden Wassers aus den Gesteinsporen.

*Koenigsberger.*

**Irving B. Crosby and E. G. Leonardon.** Electrical Prospecting Applied to Foundation Problems. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng. Techn. Publ. Nr. 131, 12, 1928. Die Verf. benutzen die Veränderung der Äquipotentiallinien zweier Erdelektroden durch horizontale Schichten verschiedener Leitfähigkeit und geben ohne genauere Angabe des Verfahrens daraus erschlossene Werte des Widerstandes in Abhängigkeit von der Tiefe, die in einer Übereinstimmung zu der erhobten Zusammensetzung des Untergrundes stehen.

*Koenigsberger.*

**Hans Lundberg.** Recent Results in Electrical Prospecting for Ore. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Eng. Techn. Publ. Nr. 98, 36 S, 1928. Zahlreiche Messungsergebnisse nach der Methode der Äquipotentiallinien und der Messung des magnetischen Wechselfeldes eines durch zwei Linienelektroden in die Erde gesandten Stromes werden genauer mitgeteilt und erörtert. Die Schwierigkeit der Unterscheidung zwischen Erz hoher und geringer Konzentration wird betont. Dann werden mehrere Anwendungen des Induktionsverfahrens mit geradlinig ausgespanntem Kabel in der Praxis kurz beschrieben und die Bestätigungen durch Bohrungen angeführt.

*Koenigsberger.*

**O. Heckmann und H. Sidentopf.** Über die Struktur der kugelförmigen Sternhaufen. ZS. f. Phys. 54, 518—533, 1929, Nr. 7/8. Bedeutet  $n_i$  die beobachtete Anzahl der Sterne an der Sphäre innerhalb eines kleinen Bereichs eines kugelförmigen Sternhaufens und  $\bar{n}$  die entsprechende berechnete Anzahl unter Annahme eines mittleren Dichteabfalls nach außen, so beträgt für fünf Sternhaufen die „Schwankung“  $n_i - \bar{n}$  im Mittel nur 85 % des theoretisch zu erwartenden Wertes. Diese Erscheinung ist aus der Art der Durchführung der Zählungen zu erklären. Besondere Gesetzmäßigkeiten in der Anordnung der Sterne, die auf Strömungen in den Sternhaufen hinweisen würden, sind nicht wahrzunehmen.

*A. Kopff.*

**G. Viola.** Curva di luce e periodo di „W Ursae majoris“. Lincei Rend. (6) 9, 743—747, 1929, Nr. 9. Der Verf. verwertet 462 bisher unveröffentlichte Photometrierungen des veränderlichen W Ursae majoris, die Bemporad in den Jahren 1914 bis 1916 ausgeführt hat, und findet, daß die mittlere Helligkeitskurve eine leichte Asymmetrie in bezug auf das Minimum zeigt, daß die Minima verschieden tief sind, daß auch die Maxima nicht konstant sind und daß die Zeit zwischen den zwei Minimis nicht gleich der halben Periode ist. Die Periode selbst ist auch nicht konstant; es ergeben sich die Werte: 0,333 646 12, 0,333 637 60, 0,333 615 38 d.

*K. Przibram.*

**M. La Rosa.** Sull' interpretazione del comportamento di Algol et sulla variabilità della velocità della luce. Lincei Rend. (6) 9, 686—692, 1929, Nr. 9. Im Gegensatz zu Bernheimer und Salet findet der Verf. die vorliegenden Beobachtungen über die periodischen Helligkeits- und Geschwindigkeitsänderungen des Algolsystems in glänzender Übereinstimmung mit der von ihm

auf die veränderlichen Doppelsterne angewandten ballistischen Theorie der Lichtemission. *K. Prziwram.*

**Lord Rayleigh.** A Photoelectric Method of Measuring the Light of the Night Sky with Studies of the Course of Variation through the Night. Proc. Roy. Soc. London (A) **124**, 395—408, 1929, Nr. 794. Verf. beschreibt eine Methode zur Beobachtung der Helligkeit des Nachthimmels, bei der eine Photozelle, Elektrometer und Ableitwiderstand in üblicher Schaltung verwendet werden. Die Helligkeit eines Himmelsstückes wird mit der eines durch eine Glühlampe beleuchteten weißen Schirms verglichen. Letztere wird durch Heizung der Lampe verändert und durch ihren Spannungsabfall gemessen. Die Messungen beziehen sich hauptsächlich auf den Teil des nächtlichen Himmelslichtes, der auf der blauen Seite der Nordlichtlinie liegt. Ein Teil der beobachteten Schwankungen ist zufälliger Art. Doch lagert sich darüber ein regulärer täglicher Gang mit Maximum zu Mitternacht. Abgesehen von irregulären Schwankungen wird der Wert um  $6^{\circ}$  im Winter zu 0,7 bis 0,8 des Wertes bei Mitternacht angenommen.

*Sewig.*

**H. T. Stetson and L. B. Andrews.** On the distribution of light in the solar corona. Astrophys. Journ. **69**, 227—236, 1929, Nr. 3. Die Verf. teilen die Ergebnisse der Auswertung der Koronaplatten der Sumatraexpedition, 14. Januar 1926, mit. Die Untersuchung geschah zunächst an der besten Platte über 300 Punkte mit Hilfe einer Thermozelle. Das zweite Verfahren wurde mit rotierender Platte durchgeführt; die Brauchbarkeit der Methode wird eingehend an einer Vergleichsplatte mit verschiedenen Umdrehungszahlen geprüft (500 bis 0 Drehungen pro Minute). Dadurch wurde eine sehr zweckmäßige konzentrische Zoneneinteilung gewonnen. Die besten Versuche, aus den erhaltenen Werten das Abnahmegesetz der Koronahelligkeit abzuleiten, sind folgende: Ist  $r$  der Abstand vom Sonnenmittelpunkt in Teilen vom Halbmesser und  $L$  die Helligkeit der Korona, so gilt für  $r = 2$  bis 2,55  $L = cr^{-7}$ ; für  $r = 2,55$  bis 3,1  $L = cr^{-4}$ ; für  $r = 3,1$  bis Grenze (5)  $L = cr^{-2}$ . Für das Gebiet vom Sonnenrand bis zum Abstand 2 vom Mittelpunkt ergibt sich dasselbe Abnahmegesetz wie für 2 bis 2,55. Zum Schluß wird eine mittlere Kurve mitgeteilt für die Finsternisse von 1898 bis 1926. *Sättele.*

**Brian O'Brien.** Energy distribution in the solar ultra-violet spectrum. Phys. Rev. (2) **33**, 1072, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nach der früher (Phys. Rev. **33**, 640, 1929) beschriebenen Methode wurde vom 24. Dezember bis 21. März die Energieverteilung des Sonnenspektrums zwischen 3300 und 3007 Å.-E. und bis 2939 Å.-E. am 21. März auf einer unter  $42^{\circ} 27'$  nördlicher Breite und in 1480 Fuß Höhe gelegenen Station gemessen. Wenn nötig, wurde gestreutes Licht von längerer Wellenlänge durch Vordispersion mit einem  $30^{\circ}$ -Quarzprisma beseitigt. Die Durchlässigkeit der Atmosphäre bis 2953 Å.-E. wurde an mehreren Tagen mit dem Registrierradiometer aufgenommen. Fehlergrenzen sind angegeben. *Sewig.*

**N. Fairclough.** On the Vacuum Bolometer as used in Measurements of Solar Radiation. Phil. Mag. (7) **7**, 1067—1080, 1929, Nr. 46. Experimentelle Untersuchungen des Astrophysikalischen Observatoriums des Smithsonian-Instituts hatten ergeben, daß für die zur Bestimmung der Solarkonstanten verwendeten Vakuumbolometerstreifen aus Platin die günstigste Länge und Breite 1,6 und 0,01 cm beträgt. Es war zu erwarten, daß auch für die Dicke des Bolometerstreifens ein Optimum vorhanden sein mußte. Diese Frage zu klären, war die Aufgabe der vorliegenden Arbeit. Die Durchrechnung für neun verschiedene Dicken ergab in der Tat, daß es einen günstigsten Wert der Dicke gibt, und zwar

liegt der Wert zwischen 11,5 und 12,5 · 10<sup>-8</sup> cm. Daraus folgt, daß die im Smithsonian-Observatorium verwendeten Streifen, die beträchtlich dicker sind, bei weitem noch nicht die größtmögliche Empfindlichkeit haben. *Jubitz.*

**Otto Struve.** The Stark effect in stellar spectra. *Astrophys. Journ.* **69**, 173—195, 1929, Nr. 3. Verf. untersucht die Entstehung der Linienverbreiterung in Sternspektren als Folge des Starkeffektes. In der Einleitung wird eine Zusammenstellung der bisherigen Untersuchungen sowohl im Laboratorium als an Sternen gegeben. Die Erscheinung an Sternen früheren Typus (O bis B<sub>9</sub>), besonders der Vergleich der Verbreiterung der H-Linien mit der der anderen zeigt, daß Rotationseffekt nicht in Frage kommen kann. Ursache ist vorwiegend Starkeffekt und Verschiedenheit in der Schichttiefe. Dieser letztere Einfluß wird an Sternen späteren Typus zu prüfen sein. Die Untersuchung der Verbreiterung bei verschiedenen Elementen stimmt mit der Theorie überein: Die leichteren zeigen diese am meisten (Mg<sup>+</sup> 4481 enger als He 4472). Quantitative Bestimmung dürfte sehr schwer sein infolge der Intensitätsverschiedenheit (Vergleich von He 4472 mit H<sub>β</sub> 25 und 15 Å). Die Untersuchung des Starkeffektes bei gleichem Typus, aber verschiedener Leuchtkraft gibt unter Zuhilfenahme von Gleichungen von Milne und Eddington die bekannte Erscheinung, daß Sterne mit engen Linien größere Leuchtkraft besitzen. Das stärkste Argument ist die Existenz der sogenannten verbotenen Linien (4470 und 4470,064 mit Maximum in B<sub>3</sub>). Weiter deutet Verf. einige Ergebnisse der Tabellen von Wellenlängen bei Albrecht als einen unsymmetrischen Starkeffekt. Zweifel an der Untersuchung könnten vielleicht entstehen, wenn die Verbreiterung bei den höheren Seriengliedern mit den der niederen verglichen werden. An Sirius ist wohl die verlangte Zunahme bestätigt worden, aber in wesentlich kleinerem Verhältnis. Es ist aber möglich, daß H<sub>β</sub> in dichteren Schichten entsteht. Jedenfalls entsteht die Verbreiterung durch eine Störung zwischen den Atomen und freien Elektronen der umkehrenden Schicht. *Sättele.*

**H. N. Russell and I. S. Bowen.** Is there argon in the corona? *Astrophys. Journ.* **69**, 196—208, 1929, Nr. 3. Verf. gibt eine kritische Untersuchung der Ergebnisse von Freeman: The spectrum of the solar corona. *Astrophys. Journ.* **68**, 177—193, 1928, Nr. 3. (Freeman identifiziert die Hälfte des unbekanntes Koronaspektrums mit dem des Argons.) Verf. untersucht im ersten Teil die Beschaffenheit der als gemeinsam angegebenen Linien. Nicht zulässig sind die beim Vergleich zugelassenen Grenzen. Bei den Koinzidenzen sind nur die schwachen Linien vertreten, bei starken Linien fehlen diese ganz. Es ist doch auffallend, daß die Serienanfänge fehlen und erst spätere Linien erscheinen. Bei selektiver Beeinflussung ist dies möglich, aber auf der Sonne können diese nicht in Frage kommen (Woodches Experiment). Der Hauptteil der Arbeit befaßt sich mit Wahrscheinlichkeitsrechnungen über die Anzahl der zu erwartenden Übereinstimmungen, sowie mit der eingehenden Prüfung der aufgestellten Formel. Nach der Rechnung ergeben sich rund 13 in dem Intervall, in dem Freeman 18 festgestellt hat. Das bedeutet, daß das Auftreten dieser 18 Übereinstimmungen nichts für das Vorhandensein von Argon beweist. Dagegen ist das Fehlen der starken und charakteristischen Linien ein Beweis dafür, daß Argon überhaupt in der Korona nicht anwesend sein kann. Das Geheimnis der Zusammensetzung bleibt ungeklärt. Verf. fordern dazu auf, daß bei Sonnenfinsternissen ganz besonders das Spektrum der Korona weiter untersucht wird. *Sättele.*

**W. Nikonow.** Emission Lines in the Spectrum of the Solar Corona. *Nature* **123**, 909—910, 1929, Nr. 3111. Verf. wendet die Theorie von Zanstra

(Astrophys. Journ. **65**, 50–70, 1927, Nr. 1) über die Leuchtkraft diffuser Nebel auf die Entstehung der hellen Koronalinien an. Sie werden durch die Wiedervereinigung von freien Elektronen mit ionisierten Wasserstoffatomen, die von der Sonne ausgeschleudert werden, erzeugt. Mit Zanstrass Formel und denselben Schwingungszahlen (für die Korona  $\nu_0 = 32,84 \cdot 10^{22}$  bis unendlich; für die Sonne  $\nu_1 = 5,95 \cdot 10^{14}$  bis  $\nu_2 = 9,10 \cdot 10^{14}$ ) erhält Verf. folgende Helligkeitsverhältnisse:  $T = 6400 \Delta m = 18,0$ ,  $T = 5800 \Delta m = 20,8$ , wobei die Helligkeit der Sonne  $-26,0$  m. Also selbst bei der kleinst zulässigen effektiven Temperatur würde man ein schwaches, aber charakteristisches Hellinienspektrum über einem kontinuierlichen Spektrum erhalten. Verf. gibt zum Schluß einen Hinweis auf eine Bestätigung dieser Erklärung durch Koronaverdunklung über Protuberanzen, die die Koronamaterie anziehen. (Anm.: In Nature S. 910, Zeile 16 von oben, statt 99,1 muß es heißen 19,1.) *Sättele.*

**Albrecht Unsöld.** A spectroscopic determination of the pressure in the calcium chromosphere. An experimental test of Milne's theory. Astrophys. Journ. **69**, 209–226, 1929, Nr. 3. Die Theorie des Strahlungsgleichgewichtes wird angewandt auf das Emissions- und Absorptionsspektrum der Calciumchromosphäre ( $\text{Ca}^+$ -Resonanzlinien  $H$  und  $K$ ). Es zeigt sich dabei, daß die spektrale Verteilung des Streukoeffizienten in den oberen Schichten der Chromosphäre hauptsächlich auf Dopplereffekte der  $\text{Ca}^+$ -Atome zurückgeführt werden muß. (Die Beobachtungen lassen auf Geschwindigkeiten von ungefähr 15 km/sec schließen.) Beobachtungen von  $H$  und  $K$  in Emission und Absorption führen auf Grund der Theorie zur Berechnung der  $\text{Ca}^+$ -Drucke in der Chromosphäre, die sich zu etwa  $10^{-16}$  Atm. ergeben. Die gewonnenen Ergebnisse werden mit der Milneschen Theorie verglichen, und daran anschließend werden noch einige Überlegungen bezüglich der Dynamik der Chromosphäre gegeben. *K. L. Wolf.*

**Ross Gunn.** A theory of the magnetic field associated with sun-spots. Astrophys. Journ. **69**, 287–292, 1929, Nr. 4. Das magnetische Feld eines Sonnenfleckes ist unhomogen. Deshalb entstehen in der Sonnenatmosphäre Driftströme, die ein anfängliches magnetisches „Keimfeld“ verstärken und regenerieren sollen. *J. Bartels.*

**Ross Gunn.** Preliminary note on the origin of the permanent magnetic fields of the sun and earth. Terr. Magnetism **34**, 154, 1929, Nr. 2. Die bisherigen Untersuchungen des Verf. bezogen sich auf die Bewegung von Ionen in einem Magnetfeld für den Fall großer freier Weglängen. Hier wird der Fall betrachtet, daß die Weglängen kurz sind. Die Wärmebewegung der Ionen unter Einwirkung eines Magnetfeldes soll dann zu einer Gruppe von Erscheinungen führen, die für den Ursprung der magnetischen Felder der Sonne und der Erde von Interesse sein können. Driftströme von Ionen entstehen, wenn ein magnetischer Gradient mit einer Komponente senkrecht zum Magnetfeld besteht, oder auch wenn ein elektrisches oder Gravitationsfeld mit Komponenten senkrecht zum Magnetfeld vorhanden sind. Das permanente Magnetfeld der Erde und Sonne kann sich vielleicht durch diese Driftströme aus einem kleinen Keimfeld aufgebaut haben. *J. Bartels.*

**H. W. Fisk.** The lag between solar activity and magnetic activity. Terr. Magnetism **34**, 147–150, 1929, Nr. 2. Jahresmittel der Sonnenfleckenrelativzahlen und der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen werden verglichen. Sie zeigen in diesem Zeitabschnitt das bekannte Nachhinken der erdmagnetischen Aktivität um etwa ein halbes Jahr. *J. Bartels.*

---

## Geophysikalische Berichte.

**R. Süring.** Arthur Berson als Meteorologe. ZS. f. Flugtechn. **20**, 357—358, 1929, Nr. 14/15.

**Hans Benndorf.** Robert Sterneck †. S.-A. Gerlands Beitr. **20**, 230—233, 1928, Nr. 3/4.

**O. H. Gish.** Sebastian Jacob Mauchly, 1878—1928. S.-A. Terrestr. Magn. **34**, 77—80, 1929, Nr. 1. *Scheel.*

**Karl Jung.** Bemerkungen zur Ableitung des größten möglichen Schwereunterschieds. ZS. f. Geophys. **5**, 118—119, 1929, Nr. 3/4. Eine ergänzende Bemerkung zu der im Heft 2 der Zeitschrift für Geophysik unter dem Titel „Über den größten möglichen Schwereunterschied“ erschienenen Veröffentlichung desselben Verf. *K. Jung.*

Erhöhung der Beobachtungsgenauigkeit bei relativen Pendelmessungen. I. Registrierung von Pendelschwingungen, von **O. Meisser**. II. Das photographische Koinzidenzverfahren, von **H. Martin**. ZS. f. Geophys. **5**, 145—151, 1929, Nr. 3/4. Für die Zwecke der praktischen Geophysik ist die bisher erreichte Genauigkeit der Pendelmessungen, etwa  $10^{-3}$  cm . sec<sup>-2</sup>, nicht genau genug. Wie an einem einfachen Beispiel, der Wirkung einer im Untergrund verborgenen Platte, gezeigt wird, ist eine Erhöhung der Genauigkeit auf  $2 \cdot 10^{-4}$  cm . sec<sup>-2</sup> anzustreben. Entsprechend muß die Halbperiode des Halbskundenpendels auf  $4 \cdot 10^{-8}$  Sek., also Beginn und Ende der ersten und letzten Schwingung eines Beobachtungszeitraums von 40 bis 60 Minuten auf etwa  $2 \cdot 10^{-4}$  Sek. genau gemessen werden. Die Verff. geben zwei einfache photographische Verfahren an, mit denen sie im Laboratorium die erforderliche Genauigkeit erreicht haben. *K. Jung.*

**William Bowie.** The figure of the earth derived by triangulation-methods. Sill. Journ. (5) **18**, 53—59, 1929, Nr. 103. Ein kurzer Bericht über die Probleme und den Stand der Erforschung der Figur der Erde mit geodätischen Methoden, der besonders amerikanische Arbeiten betrifft. *K. Jung.*

**C. H. Swick.** The figure of the earth from gravity-measurements. Sill. Journ. (5) **18**, 60—64, 1929, Nr. 103. Eine kurze Besprechung der Aufgaben und Probleme der Schweremessung, soweit sie die Figur der Erde und die Iso-stasie betrifft. *K. Jung.*

**H. Mothes.** Neue Ergebnisse der Eisseismik. ZS. f. Geophys. **5**, 120—144, 1929, Nr. 3/4. Unterstützt von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, hat der Verf. seine seismischen Gletscherarbeiten (ZS. f. Geophys. **3**, 121—134) auf dem Hintereisferner fortgesetzt. Eine etwa 5 km lange, um 346 m ansteigende Linie, die sich ungefähr in der Mitte der Gletscherzunge hält, wurde seismisch vermessen. Einige Stationen liegen auch auf dem Firneis. Die der Veröffentlichung beigegebenen Seismogramme zeigen deutlich den longitudinalen Einsatz (I), den transversalen Einsatz (II) und die vom Luftschall hervorgerufene Erschütterung (*L. Sch.*). Vielfach ist zwischen (I) und (II) ein weiterer Einsatz (*R*) zu erkennen, der als Reflexion der longitudinalen Bewegung am Gletschergrund gedeutet wird. Je nach Lage von Spreng- und Beobachtungsort ist (*R*) in verschiedener Größe verschieden exakt zu erkennen. Der Sprengmoment ist in

üblicher Weise registriert, jedes Seismogramm ist mit Zeitmarkierung versehen. Die Geschwindigkeiten sind im Zungen- und Firneis verschieden. Im Zungeneis ist  $V_I = 3600$  m/sec,  $V_{II} = 1690$  m/sec, im Firneis ist  $V_I = 3140$  m/sec,  $V_{II} = 1350$  m/sec. Das Profil der Gletscherzunge wurde in doppelter Weise bestimmt: einmal aus den trigonometrisch eingemessenen Beobachtungsstationen und dem von H. Hess konstruierten Profil des Gletschergrundes, ein anderes Mal aus den Einsätzen der longitudinalen Welle und ihrer Reflexionen. Beide Profile stimmen gut miteinander überein. Im März dieses Jahres wurden seismische Messungen auf dem Konkordiaplatz (Großer Aletschgletscher) vorgenommen. Der Beobachtungsort blieb fest, die Sprengstellen verteilten sich auf fünf vom Beobachtungsort in alle Richtungen weisende gerade Strahlen. Auch hier sind die Einsätze (I), (R), (II), (L. Sch.) deutlich zu erkennen. Die Geschwindigkeiten  $V_I$  und  $V_{II}$  stimmen bis auf wenige Prozent mit denen des Zungeneises des Hintereisferners überein. Aus den Reflexionen werden Ansätze von Profilen berechnet, jedoch reicht hier zu eingehender Bestimmung das Material noch nicht aus.

*K. Jung.*

**E. Wiechert** †. Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen. ZS. f. Geophys. 5, 159–162, 1929, Nr. 3/4. Unter der Bezeichnung „Göttinger Laufzeitkurven“ werden die Laufzeitkurven veröffentlicht, die sich aus den von E. Wiechert großzügig angelegten und nach seinem Tode von seinen Schülern fortgesetzten seismischen Arbeiten ableiten lassen. Deutlich zeigen sich zwei  $P$ -Einsätze: die  $P_2$ -Welle, die durch das „Grundgebirge“ gelaufen ist, und die mit noch größerer Geschwindigkeit durch eine tiefere Schicht gelaufene  $P_3$ -Welle. In einzelnen Fällen wird auch die durch das Deckgebirge gelaufene  $P_1$ -Welle festgestellt. Leider etwas klein geratene Figuren bringen die Laufzeitkurven  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  mit Angabe der einzelnen Werte und eine Übersichtskarte der Spreng- und Beobachtungsorte.

*K. Jung.*

**B. Brockamp** und **K. Wölcken**. Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. ZS. f. Geophys. 5, 163–171, 1929, Nr. 3/4. Nach Angaben über die Apparatur werden die Göttinger Laufzeitkurven näher untersucht. Unter sorgfältiger Beachtung lokaler Unterschiede wird der mittlere Wert für die Geschwindigkeit  $v_2$  der das „Grundgebirge“ durchlaufenden  $P_2$ -Wellen zu 5,90 km/sec gefunden, die Geschwindigkeit  $v_3$  der  $P_3$ -Wellen zu 6,7 bis 6,9 km/sec. Die Tiefe  $h$  des von der  $P_2$ -Welle durchlaufenen „Grundgebirges“ wird bestimmt. Im Leinetal ist  $h$  etwa gleich 3 km, in der Hessischen Senke etwa 1,3 km. Die Tiefe der von der  $P_3$ -Welle durchlaufenen Schicht läßt sich weniger genau ermitteln, sie liegt um 8 km. Die Beobachtungen des Oppaubebens sind nicht immer mit den Göttinger Ergebnissen in Übereinstimmung, jedoch paßt gerade die im Göttinger Diagramm des Oppaubebens gemessene Differenz der ersten beiden Einsätze zu der derselben Herdentfernung entsprechenden Differenz  $P_2 - P_3$  der Göttinger Laufzeitkurven. Zusammenhänge zwischen lokalen Unterschieden des seismischen Charakters und Anomalien der Schwere und des Erdmagnetismus lassen sich noch nicht feststellen. *K. Jung.*

**I. J. Wymore**. The relation of radio propagation to disturbances in terrestrial magnetism. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1206–1213, 1929, Nr. 7. Am Tage zeigte der Empfang langer Wellen über große Entfernungen (400 bis 7100 km) nach einem magnetischen Sturm ein starkes Ansteigen. Ein Maximum wird nach ein oder zwei Tagen erreicht. Nach vier bis fünf Tagen wird der Empfang wieder normal. Bei kürzeren Entfernungen (250 bis 450 km) zeigte die Intensitätskurve vor und nach dem Sturm ein Maximum mit einer Breite von vier bis fünf Tagen.

*F. A. Fischer.*



**Hermann.** Eine einfache erdmagnetische Apparatur für Schulzwecke. *Prakt. Schulphys.* **9**, 168—172, 1929, Nr. 7. An Stelle des sonst gebrauchten Stabmagnets wird für die Messung der Deklination und Horizontalintensität ein glashartes, magnetisiertes Stahlband von 43 cm Länge, 1 cm Breite und 0,5 mm Dicke verwendet, etwas gekrümmt, so daß der Polabstand 40 cm beträgt. Dadurch erübrigt sich die Fadenaufhängung; es genügt für Schulzwecke, das Band auf einer Grammophonnadel schwingen zu lassen. Für den Ablenkungsversuch wird die Stabmitte über eine kurze Bussolennadel gelegt. *J. Bartels.*

**Ross Gunn.** A theory of the permanent magnetic fields of the sun and earth. *Phys. Rev.* (2) **34**, 335—343, 1929, Nr. 2. Bereits berichtet nach der vorläufigen Mitteilung in *Terrestr. Magn.* **34**, 154, 1929 (diese Ber. S. 1896). Hier wird die ausführliche Ableitung gegeben, die jedoch nicht überzeugend wirkt. *J. Bartels.*

**C. B. Mirick and E. R. Hentschel.** A new method of determining height of the Kennelly-Heaviside layer. *Proc. Inst. Radio Eng.* **17**, 1034—1041, 1929, Nr. 6. Die Verf. verwenden folgendes Verfahren zur Bestimmung der Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht: Ein Flugzeugsender sendet unmoduliert auf kurzen Wellen ( $\lambda = 100$  und 110 m, entsprechend  $f = 2725$  und 3000 kHz) mit konstanter Frequenz und Leistung, während das Flugzeug auf einem am Boden fest aufgestellten Empfänger zu- oder von diesem wegfliht. Infolge Überlagerung von Bodenwelle und Raumwelle treten beim Empfänger mit Rücksicht auf die ständige Änderung des Senderabstandes periodische Schwankungen der Empfangsintensität auf, die selbsttätig aufgezeichnet werden. Aus der Periode dieser Schwabungen läßt sich mit Hilfe weiterer bekannter Größen die Höhe einer reflektierenden Schicht berechnen. Die Rechnung wird für die vereinfachte Annahme geradlinigen Strahlengangs und scharfer Reflexion durchgeführt. Es ergeben Versuche bei Tage für eine solche Schicht Höhen von 85 bis 135 km. Die direkte Entfernung vom Flugzeug zum Empfänger betrug dabei 80 bis 200 km, die Flughöhe etwa 700 m, die Flugzeuggeschwindigkeit über Boden je nach der Windgeschwindigkeit 85 bis 220 km/Stunde und die Periode der Schwabungen 0,85 bis 0,26 Sek. *E. Mauz.*

**Carl Störmer.** Kurzwellenechos, die mehrere Sekunden nach dem Hauptsignal eintreffen, und wie sie sich aus der Theorie des Polarlichtes erklären lassen. *Naturwissensch.* **17**, 643—651, 1929, Nr. 33. Die ersten Beobachtungen an Kurzwellenechos großer Zeitdifferenz stammen von J. Hals aus dem Jahre 1927. In der Folge hat der Verf. systematische Beobachtungen in größerem Umfang durchgeführt, zeitweise gleichzeitig mit englischen und holländischen Stellen. Festgestellt wurden Echos mit Zeitdifferenzen von 3 bis 30 Sekunden gegenüber dem Hauptzeichen. Im übrigen zeigte sich, daß diese Echos nur selten auftreten. Damit das Phänomen beobachtet werden kann, muß eine Reihe von günstigen Bedingungen erfüllt sein. Die Wellenlänge muß günstig sein, die Sendeenergie hinreichend stark und die Heavisideschicht muß für die Wellen durchlässig sein. Der Verf. bringt die Erscheinungen der Kurzwellenechos in Zusammenhang mit seiner Theorie des Polarlichtes. Danach bilden die von der Sonne ausgehenden Kathodenstrahlpartikel unter dem Einfluß des magnetischen Erdfeldes einen torusartigen (ringförmigen) Raum um die Erdkugel herum. Die Kurzwellenzüge werden nun an den Elektronenwänden dieses Raumes reflektiert. Die hiernach berechneten und die beobachteten Echozeiten sind von der gleichen Größenordnung. *K. Krüger.*

**E. Mathias et Ch. Jacquet.** Variations du champ électrique terrestre à la Station du Sommet du Puy de Dôme. C. R. 189, 14–15, 1929, Nr. 1. Die in dieser Arbeit mitgeteilten Feldstärkemessungen wurden mit einem Radiumkollektor und zwei registrierenden Benndorfelektrometern verschiedener Empfindlichkeit ausgeführt (8 und 4 mm für 100 Volt/m), und zwar ohne Unterbrechung im Sommer 1928. Von den weniger häufig auftretenden negativen Werten wurde in der Mitteilung abgesehen. Die Beobachtungen ergaben während der Nacht geringere Werte als am Tage. Das Minimum der Nacht beträgt ungefähr 130 Volt. Das Maximum trat um 16 Uhr auf und betrug 183,8 Volt. Die täglichen Veränderungen in den Tagen, wo totale Nebelfreiheit herrschte, wurden in einer speziellen Tabelle zusammengestellt. In diesem Falle beträgt das Minimum der Nacht ungefähr 110 Volt. Während des Tages wurden zwei Maxima festgestellt, und zwar eins mit 175,6 Volt ungefähr um 10 Uhr und das zweite mit 173,9 Volt um 16 Uhr. Ein sekundäres Minimum war um 12 Uhr zu beobachten. Verf. versprechen interessante Resultate als Folge des Vergleichs von Messungen, welche durch zwei Jahre hindurch regelmäßig in der Ebene ausgeführt werden, mit den hier mitgeteilten Messungen in 1440 m Höhe. *Seidl.*

**S. W. Dean.** Correlation of directional observations of atmospherics with weather phenomena. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1185–1191, 1929, Nr. 7. Seit März 1928 sind nach dem von Watson Watt angegebenen Kathodenstrahlverfahren Richtungsbestimmungen atmosphärischer Störungen ausgeführt worden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit ihren Beziehungen zur Wetterlage und Verwendbarkeit bei der Wettervorhersage. Das Verfahren von Watson Watt hat gegenüber dem früher meist benutzten rotierenden Rahmenpeiler den großen Vorteil, daß man mit ihm mehrere Störungszentren zugleich verfolgen kann und keine Integralwerte, sondern die Richtung jeder einzelnen Störungen erhält. *F. A. Fischer.*

**Ross Aiken Gortner.** Atmospheric electricity during sand storms. Science (N. S.) 70, 118–119, 1929, Nr. 1805. Es wird darauf aufmerksam gemacht, daß der von Canfield während eines Sandsturmes beobachtete Effekt jener Erscheinung analog ist, welche man in der Elektrokinetik mit dem Namen „Ströme fallender Teilchen“ bezeichnet. Bei den Sandstürmen ist der Wind die Kraft, welche die Partikel bewegt, an Stelle der Schwerkraft. Die Reibung der Luft ist viel geringer als die eines flüssigen Systems ( $\eta = \text{etwa } 1900 \cdot 10^{-7}$  bei  $20^\circ$ ), die spezifische Leitfähigkeit trockener Luft ist außerordentlich gering, die Dielektrizitätskonstante ist klein (1,0). Somit ist das System ein solches, welches die Erzeugung hoher Potentiale begünstigt. Natürlich muß die relative Feuchtigkeit berücksichtigt werden, welche die Dielektrizitätskonstante, die Reibung und die Leitfähigkeit der Luft beeinflusst. *Seidl.*

**H. M. Towne.** The Lightning Arrester and Factors Affecting Its Performance and Application. Gen. Electr. Rev. 32, 428–436, 1929, Nr. 8. Der augenblickliche Stand des Schutzes der Leitungen und Apparate vor schädlichen Überspannungen wird vom Verf. vom Standpunkt des Wirtschafitlers und Technikers diskutiert. In einigen Kathodenstrahlzillogrammen und Kurven wird die Überspannung in Abhängigkeit von den Leitungskonstanten (Übergang von Freileitung zum Kabel) und vom Erdungswiderstand des Schutzapparats dargestellt, sowie die zweckmäßige Anbringung von Schutzapparaten erörtert. *Pfeistorf.*

**F. Lindholm.** Registrierbeobachtungen der Hess'schen Ultra- $\gamma$ -Strahlung auf Muottas-Muraigl (2456 m). II. Mitteilung. S.-A. Gerlands Beitr. **22**, 141–163, 1929, Nr. 1/2. Die weiter fortgesetzten Registrierungen der Höhenstrahlung auf Muottas-Muraigl (2456 m) im Jahre 1928 führen zu folgenden Ergebnissen: Bei oben offenem Bleimantel zeigt sich eine tägliche Periode (Minimum 4 Uhr, Maximum 16 Uhr, Schwankung 2%) mit Ortszeit und eine jährliche Periode (Maximum im Winter, Minimum im Sommer, 3% Schwankung). Der Barometereffekt beträgt im Mittel 5%/cm Hg. Die Beziehung zwischen Absorption und Luftdruck ist nicht konstant. Die Absorption hängt außer von der durchstrahlten Luftmasse auch von der Verteilung innerhalb der Masse ab. Bei 10 cm Bleipanzerung zeigt sich ähnlicher Tages- und Jahresgang mit kleinerer Amplitude. Der Barometereffekt beträgt hier 4,3%/cm Hg. Beziehungen zwischen Strahlungsintensität und Wolkendecke (im Sommer größere Zunahme als im Winter) und Gewitterböen (Strahlungszunahme) werden erwähnt. *Kolhörster.*

**F. T. Holmes.** Penetrating Radiation and de Broglie Waves. Nature **123**, 943, 1929, Nr. 3112. Gegenüber der korpuskularen Deutung, welche Bothe und Kolhörster ihren Versuchen über Höhenstrahlung geben, wird geltend gemacht, daß die für hochgeschwinde Elektronen errechenbare Brogliewellenlänge und die aus dem Photoprozeß ableitbare nahezu gleich werden. Aus Analogieschlüssen kann auch das Massenverhältnis der Elektronen- und Quantenmasse unter denselben Bedingungen nur nahezu eins werden. Wegen dieser Dualität ist daher aus einfachen Streu- und Absorptionsversuchen über die Natur der Strahlen nichts zu folgern. *Kolhörster.*

**Pierre Auger et D. Skobelzyn.** Sur la nature des rayons ultrapénétrants (rayons cosmiques). C. R. **189**, 55–57, 1929, Nr. 1. Bothe und Kolhörster schließen aus ihren Versuchen über Höhenstrahlung (Naturwissensch. **17**, 271, 1929) auf korpuskulare Natur der Strahlung, sehen also die von ihnen beobachtete Korpuskularstrahlung als die primäre Höhenstrahlung an. Skobelzyn hatte bei seinen Nebelkammerversuchen (ZS. f. Phys. **54**, 686, 1929) hochgeschwinde  $\beta$ -Strahlen, darunter auch einige Mehrfachbahnen gefunden. Gegenüber der früheren Deutung Skobelzyns für die Mehrfachbahnen (gemeinsames Emissionszentrum, Kernzertrümmerung) nehmen Verf. jetzt an, daß es sich dabei um Comptonprozesse einer primären Ultra- $\gamma$ -Strahlung handelt. Denn es ist möglich, daß das Elektron des ersten Comptonprozesses nahezu die Richtung besitzt, die das Elektron des zweiten Prozesses erhält, und rechenmäßig können Comptonelektronen der Ultra- $\gamma$ -Strahlung ein höheres Durchdringungsvermögen als die weicheren Höhenstrahlungskomponenten aufweisen. Sie halten also die  $\beta$ -Strahlen für eine Sekundärstrahlung der Höhenstrahlung. *Kolhörster.*

**M. Lombardini.** Sul calcolo della turbolenza nei bassi strati atmosferici. Lincei Rend. (6) **9**, 898–902, 1929, Nr. 10. In einer früheren Arbeit [Lincei Rend. (6) **9**, 63, 1929] hat der Verf. die Windbeobachtungen in Vigna di Valle mit der Theorie der Windbewegungen in niedrigen Luftschichten (G. I. Taylor, F. J. W. Whipple) verglichen und in guter Übereinstimmung gefunden. Zur Erleichterung der langwierigen Berechnungen gibt er nun numerische Tafeln zur Berechnung der Turbulenz an italienischen Stationen. *K. Przibram.*

**L. Egersdörfer.** Anleitung zur Darstellung von Häufigkeitskurven nach Bruns. Meteorol. ZS. **46**, 202–209, 1929, Nr. 6. Die Analyse von Häufig-

keitskurven mit Hilfe der von Bruns definierten  $\Phi$ -Reihe wird neuerdings in der Meteorologie oft angewandt, jedoch ist Bruns' Originalwerk sehr schwer zu lesen. Verf. gibt hier dankenswerterweise neben einem kurzen Einblick in die Theorie die Rechenregeln zur Bestimmung der Koeffizienten; nicht berücksichtigt ist nur das Verfahren bei sehr fein verteilten Argumenten der Häufigkeitstabellen.

*F. Möller.*

**Wilho Väisälä.** Kondensationshöhe aus der relativen Feuchtigkeit und Lufttemperatur. Meteorol. ZS. **46**, 229—230, 1929, Nr. 6. Es wird ausgegangen von der Veränderung der Temperatur bei adiabatischem Aufsteigen und der Änderung des Dampfdruckes bei gleichbleibender spezifischer Feuchtigkeit. Nach einigen Vereinfachungen ergibt sich für die Kondensationshöhe

$$z = 188 (t_0 + 105) \frac{\log r_0}{-5,1 + \log r_0},$$

wobei  $t_0$  = Temperatur,  $r_0$  = relative Feuchtigkeit im Anfangsstadium sind. Der Fehler ist in einem ungünstig gewählten Falle 15 m. Die Formel eignet sich zur Darstellung auf einem Rechenschieber.

*F. Möller.*

**L. Petitjean.** Sur l'accélération des masses d'air dans les mouvements atmosphériques. C. R. **188**, 1688—1690, 1929, Nr. 26. Es werden Rechnungen durchgeführt über die Beschleunigungen, die auftreten, wenn sich Massenteilchen im Druckfelde bewegen. Auf Grund früherer Arbeiten des Verf. werden dann Schlüsse gezogen über die Temperaturverteilung (Fronten) in den verschiedenen diskutierten Fällen. Die Rechnungen erscheinen einwandfrei, jedoch sind die Schlußfolgerungen nicht ganz durchsichtig.

*F. Möller.*

**L. H. Dawson, L. P. Granath and E. O. Hulburt.** The attenuation of ultra-violet light by the lower atmosphere. Phys. Rev. (2) **33**, 1073, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.)

**L. H. Dawson, L. P. Granath and E. O. Hulburt.** The attenuation of ultra-violet light by lower atmosphere. Phys. Rev. (2) **34**, 136—139, 1929, Nr. 1. Mit einem Quarzspektrographen und einer Quecksilberlampe wurde die Absorption des ultravioletten Lichtes zwischen 3000 und 2050 Å.-E. durch die Atmosphäre in Meereshöhe gemessen. Bei Wellenlängen größer als 3000 Å.-E. war die Absorption unmeßbar schwach. Unterhalb 2800 Å.-E. setzt deutliche Absorption ein, die dieselbe ist bei Tag und bei Nacht. Sie wird auch durch Änderung des Feuchtigkeitsgehalts nicht beeinflusst, nimmt aber bei leichtem Nebel zu. Die Dicke einer klaren Luftschicht, die erforderlich ist, um die Intensität des Lichtes auf  $10^{-2}$  zu verringern, beträgt 22 km für 2800, 5 km für 2500, 0,57 km für 2200 und 0,20 km für 2050 Å.-E. Die Absorption der unteren Atmosphäre zwischen 2800 und 2900 Å.-E. ist zu schwach, um das scharfe Abbrechen des Sonnenspektrums in diesem Spektralbereich zu erklären, das somit allein auf die absorbierende Wirkung des Ozons in den oberen Schichten zurückgeführt werden muß. Dagegen absorbiert die Luft der unteren Atmosphäre unterhalb von 2200 Å.-E., wo das Ozon wieder durchlässig ist, bereits so stark, daß hierdurch ein Durchdringen von Sonnenlicht dieser Wellenlängen bis zur Höhe des Meeresspiegels verhindert wird.

*K. L. Wolf.*

**L. P. Granath and E. O. Hulburt.** The absorption of light by fog. Phys. Rev. (2) **33**, 1073, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.)

**L. P. Granath and E. O. Hulburt.** The absorption of light by fog. Phys. Rev. (2) **34**, 140—144, 1929, Nr. 1. Mit Thermolement und Galvanometer

sowie spektrographisch wurden zwischen zwei 400 m entfernten Stationen Messungen über die Absorption des Lichtes durch Nebel für ein Wellenlängenintervall von 0,4 bis  $3 \mu$  ausgeführt. Es zeigte sich, daß die Absorption mit abnehmender Wellenlänge langsam zunimmt, aber zu langsam, um die Erscheinung zu erklären, daß rotes Licht Nebel besser zu durchdringen vermag als blaues. Für ziemlich dichten Nebel, bei welchem bei Tageslicht 600 m entfernte dunkle Gegenstände mit bloßem Auge noch sichtbar waren, waren die zur Schwächung des Lichtes auf den 100. Teil nötigen Schichtdicken für Wellenlängen von 0,4, 0,5, 0,6, 1,0, 2,0 bzw. 3,0 Å.-E.: 710, 843, 910, 970, 980 bzw. 980 m. *Sewig.*

**Frederick E. Fowle.** Atmospheric ozone: its relation to some solar and terrestrial phenomena. *Smiths. Misc. Coll.* 81, Nr. 11, 27 S., 1929. Um die Änderungen des atmosphärischen Ozongehalts während der Jahre 1921 bis 1928 zu bestimmen, verwendet Verf. Messungen der Sonnenstrahlung im Gebiet der gelben Ozonabsorptionsbande (4500 bis 6500 Å, Chappuisbande). Diese Beobachtungen wurden auf der nördlichen und südlichen Halbkugel durchgeführt. Der jährliche Gang des Ozongehalts weist auf der nördlichen Hälfte ein Maximum zwischen April und Mai, ein Minimum zwischen August und September auf; die südliche Hälfte zeigt ein Maximum zwischen August und September, ein Minimum zwischen April und Mai. Die absorbierte Energie variiert zwischen 20 und  $100 \cdot 10^{-4}$  cal/cm<sup>2</sup> und pro Minute im Monatsmittel für die nördliche Hälfte, für die südliche Hälfte zwischen 20 und  $50 \cdot 10^{-4}$ . Für die nördliche Hälfte wird eine Abhängigkeit von der Sonnenflecktätigkeit gefunden. Daraus leitet der Verf. die Existenz zweier Ozonschichten her, von denen die eine durch ultraviolette Sonnenstrahlung hervorgerufen wird und über allen Beobachtungspätzen ruht. Die zweite Ozonschicht wird auf positiv geladene Partikel, die bei Sonnenflecktätigkeit emittiert werden, zurückgeführt. Da diese Abhängigkeit auf der südlichen Hälfte nicht beobachtet wurde, schließt Verf., daß die Teilchen positiv geladen sind und nur die nördliche Hälfte treffen. Der Gang der magnetischen Störungen scheint den Schwankungen des Ozongehalts der Atmosphäre parallel zu laufen. *Cario.*

**Karl Fischer.** Eine Methode, den Schwankungen der Landesverdunstung näherzukommen. *Meteorol. ZS.* 46, 241—245, 1929, Nr. 7. *Scheel.*

**J. N. Hummel.** Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Rahmenmethoden. *ZS. f. Geophys.* 5, 72—80, 1929, Nr. 2. Das magnetische Feld eines durch den Untergrund gesandten stationären Stromes wird für den Fall untersucht, daß Rotationskörper abweichender Leitfähigkeit im sonst homogenen isotropen Medium eingelagert sind, wobei die Rotationsachse in der Richtung des homogenen Stromfeldes liegt. Es gelingt zu zeigen, daß bei tief unter der Erdoberfläche liegenden Einlagerungen die Störungen im normalen regelmäßigen Magnetfeld an der Oberfläche nahezu gleichzeitig mit den Verzerrungen im zugehörigen Potentiallinienbild verschwinden. *Kirsch.*

**Erwin Freundlich.** Über die Bedeutung der durchdringenden, kosmischen Strahlung für die Astrophysik. *Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind.* 89, 21—27, 1929. Die seinerzeit von Helmholtz angenommene Kontraktionsenergie zur Erklärung der Lebensdauer der Sterne ist nicht ausreichend, um ihre Strahlungsverluste zu decken. Radioaktive Vorgänge gewöhnlicher Art sind ebenfalls ungenügend, so daß man schon solche besonderer Art annehmen

muß, wie sie in Atombildungsprozessen zur Verfügung stehen. Solche Vorgänge, deren Mechanismus allerdings noch ganz ungeklärt ist, liefern durch den Übergang von Materie in Energie die erforderlichen Strahlungsmengen. Dabei können, nach der Relativitätstheorie verständlich, elektromagnetische Strahlen so kurzer Wellenlänge entstehen, wie sie bei der Höhenstrahlung anzunehmen sind. Wenn nun auch deren Erforschung sich erst im Anfangsstadium befindet, so ist das Problem der Höhenstrahlung doch bereits jetzt zu einem der grundlegendsten Probleme der Astrophysik geworden.

*Kolhörster.*

**Albrecht Unsöld.** On the thermal excitation of atoms in the reversing layer of the sun. *Astrophys. Journ.* **69**, 322—329, 1929, Nr. 5. Nach Adams und Russell ist die Verteilung der Atome in den höheren Quantenzuständen in Sternen verschiedener Temperatur nicht in Übereinstimmung mit dem Boltzmannschen Gesetz. Verf. untersucht die Gültigkeit dieses Gesetzes für die Sonne, indem er für zwei tiefliegende Quantenzustände mit Hilfe der früher von ihm beschriebenen Methode der Linienkonturen die Zahl der Atome, multipliziert mit der entsprechenden Oszillatorenstärke, bestimmt. Unter der Annahme, daß das Verhältnis der Oszillatorenstärken für die beiden ähnlichen Atome  $\text{Ca}^+$  und  $\text{Ba}^+$  dasselbe ist, können durch Bestimmung der Linienkonturen der zwei Multipletts  ${}^2S - {}^2P$  und  ${}^2S - {}^2D$  die  $f$  eliminiert und so die Anzahl der Atome in den beiden Zuständen  ${}^2S$  und  ${}^2D$  bestimmt werden. Es zeigt sich, daß die so ermittelte Zahl der Atome im oberen  ${}^2D$ -Zustand (1,7 Volt) innerhalb der Meßgenauigkeit übereinstimmt mit derjenigen, die sich mit Hilfe des Boltzmannschen Gesetzes aus der Temperatur der umkehrenden Schicht ergibt. Dieses Gesetz gilt also jedenfalls für so tiefliegende Quantenzustände. Nebenher ergibt sich, daß die gefundenen Übergangswahrscheinlichkeiten mit den nach der Quantenmechanik berechneten größenordnungsmäßig übereinstimmen. Die Lebensdauer des metastabilen  $3\ {}^2D$ -Zustandes von  $\text{Ca}^+$  muß größer als  $10^{-2}$  Sek. sein.

*G. Herzberg.*

**Yngve Öhman.** The Possibility of Observing an Emission Spectrum of the Calcium Substratum in the Galaxy. *Nature* **124**, 179—180, 1929, Nr. 3118. Verf. erörtert den Nachweis von interstellarem Calcium, das nach Gerasimovič und Struve (*Astrophys. Journ.* **69**, 7, 1929) gleichmäßig verteilt sein soll. Der erste Teil befaßt sich mit der  $K$ -Resonanzstrahlung. Unter der Voraussetzung kugelförmiger Verteilung mit  $R = 5000$  parsec und Sonne im Mittelpunkt erhält Verf. für das Verhältnis der Dichte der  $K$ -Strahlung zur Dichte des Sternlichtes gleicher Wellenlänge 4,5. Da aber die Breite der interstellaren  $K$ -Linie nur  $0,3 \text{ \AA}$  und nur 30% des Lichtes vom Nachthimmel auf die Sterne kommt (Dufay), wird das Verhältnis noch geringer; wäre keine  $K$ -Absorption vorhanden, so wäre die  $K$ -Linie nur um 0,1 m heller. Da aber sehr starke  $K$ -Absorption vorhanden ist, gibt es überhaupt keine Möglichkeit, die Linie gegen den kontinuierlichen Hintergrund zu beobachten. Im zweiten Teil wird die Aufspaltung in die Linien  $1\ \delta - 1\ \pi$  und in die verbotene  $1\ \sigma - 1\ \delta$  untersucht, ferner das Spektrum, das durch Einfangen von Elektronen durch  $\text{Ca}^{++}$  entsteht. Aber Beobachtungsmöglichkeit ergab sich nur für die verbotenen Übergänge infolge Fehlens im Sternspektrum, das Auffinden wird jedoch durch die Lage im roten Teil des Nachlichtspektrums erschwert. Verf. hält die Aufsuchung für wichtig, um Schlüsse auf Temperatur und Dichte der interstellaren Materie zu ziehen.

*Sättele.*

## Register der Geophysikalischen Berichte.

### 1. Allgemeines.

- Hans Benndorf. Robert Sterneck † 153.  
Olaf Devik. Accelerograph für das Praktikum 19.  
F. M. Exner und A. Schmauss. Professor Hugo Hergesell zum 70. Geburtstag 137.  
O. H. Gish. Sebastian Jacob Mauchly 153.  
Sven Hedin. Auf großer Fahrt 61.  
F. Krüger. Materie und Energie im Weltgeschehen 89.  
K. Mack. Geschichte der Hohenheimer Erdbebenwarte 45.  
Müller-Pouille's Lehrbuch der Physik 1.  
Hans Passarge. Gravitation, Wesen und Ursprung 17.  
Leo Wenzel Pollak. Anwendung des Lochkartenverfahrens auf geophysikalische Probleme 89.  
Rudolph. Ungelöste Fragen der Astro- und Geophysik 1.  
R. Süring. Arthur Berson als Meteorologe 153.  
B. P. Weinberg. Natürliche produktive Kräfte und geophysikalische Untersuchungen 89.

### 2. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

- Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung; Zeitbestimmung.  
F. W. Dyson and R. T. Cullen. Variability of the Earth's Rotation 118.  
G. Giorgi e A. Cabras. Questioni relativistiche sulle prove della rotazione terrestre 117.  
Pierre Lejay. Schwingungsdauer eines Pendels 61.  
P. Lejay. Chronographe enregistreur le dixmillième de seconde, et son application à la mesure des irrégularités des pendules astronomiques 117.  
Harlan True Stetson. Variation of Latitude with the Moon's Position 86.  
Variation of Latitude at Greenwich in 1928 118.  
Alfred Vitols. Einfluß der Trägheitskräfte auf den Versickerungsprozeß des auf die Erdoberfläche gelangenden flüssigen Wassers 19.  
Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.  
(Siehe auch Angewandte Geophysik.)  
P. Aksenov. Anomalie gravimétrique dans le domaine de Belgorod de l'anomalie magnétique de Koursk 60.  
Thadée Banachievicz. Ellipticité de l'équateur terrestre 61.  
Ernst Berger. Drahtlose Fernsteuerung von Koizidenzapparaten bei relativen Schweremessungen 18.  
A. Belluigi. Rilievi gravimetrici ed isostasia 91.  
Mario Bossolasco. Ellipticité de l'équateur terrestre 45, 61.  
William Bowie. Possible Origin of Oceans and Continents 91.  
— Figure of the earth derived by triangulation methods 153.  
A. Gischitzki. Schweremessungen im NW-Bezirk von USSR 46.  
H. Holst. Drehwaagemessungen im Schauinsland 147.  
F. Hopfner. Eine Folgeerscheinung der isostatischen Reduktion 46.  
— Isostasie und Dreiachsigkeit der Erdfigur 46.  
— Isostasie und Hauptträgheitsachsen 62.

- Gustaf Ising und Nils Urelius. Verwendung astasierter Pendel für relative Schweremessungen 18.
- J. Joly and J. H. J. Poole. Origine of the Earth's Surface Structure 3.
- Karl Jung. Drehwaagemessungen in Schleswig-Holstein 62, 147.  
— Elliptizität des Erdäquators 137.  
— Größter möglicher Schwereunterschied 137.  
— Ableitung des größten möglichen Schwereunterschiedes 153.
- Walter D. Lambert. Geodetic constants 61.
- E. Lancaster-Jones. Computation of Gravitational Effects due to Irregular Mass Distributions 146.
- Joseph Larmor. Insular Gravity and Oceanic Isostasy 46.
- H. Mahnkopf. Registrierung von Pendelschwingungen mittels kapazitiver Kontakte 138.
- H. Martin. Photographisches Koinzidenzverfahren 153.
- O. Meisser. Registrierung von Pendelschwingungen 153.
- C. Mineo. Relazioni tra i parametri dell'Ellissoide terrestre e i valori della gravità 137.
- B. Numerov. Interrelation between local gravity anomalies and the derivatives of the potential 137.
- Karl Oltay. Genauigkeit der mit der Eötvösschen Drehwaage durchgeführten relativen Schwerkraftmessungen 90.
- D. Pekár. Entwicklung der Eötvösschen Originaldrehwaagen 90.
- George R. Putnam. Isostasy 91.  
— Regional Isostasy over the Oceans 91.
- H. Schmehl. Reduktion der Koinzidenzzeiten von Pendeln zur Berechnung von Schweredifferenzen 89.  
— Registrierung der Schwingungen eines Schwerkraftpendels mittels hochfrequenter elektrischer Schwingungen 138.
- Jules Schokalsky. Niveaux moyens comparés de la mer Blanche, de la Baltique, de la mer Noire et de l'océan Pacifique 139.
- R. Schwiner. Schweremessungen und Gebirgsbau im Riesengebirge 91.
- Katsutada Sezawa and Genrokuro Nishimura. Elastic Equilibrium of a Spherical Body under Surface Traction of a Certain Zonal and Azimuthal Distribution 139.
- G. Silva. Definizione della gravità normale 90.
- H. Shaw. Gravity Surveying in Great Britain 148.
- R. Spitaler. Horizontale Druckkräfte infolge der Achsenschwankungen der Erde 45.
- C. H. Swick. Figure of the earth from gravity-measurements 153.
- Chuji Tsuboi. Gravity Variometer of Vitreous Silica 139.
- F. A. Vening Meinesz. Formula expressing the deflection of the plumb-line in the gravity anomalies 17.
- R. Wavre. Figures d'équilibre d'une masse fluide hétérogène 90.  
— Lignes de forces du champ de la pesanteur 90.  
— Formules de Clairaut relatives à la géodésie 90.  
— Moments d'inertie de l'ellipsoïde terrestre 117.
- W. Werenskiöld. Figure of the earth 46.
- Temperatur, Zusammensetzung und Aggregatzustand der Erde, Geochemie, Alter der Erde.
- V. S. Dubey and Arthur Holmes. Estimates of the Ages of the Whin Sill and the Cleveland Dyke by the Helium Method 117.
- Clarence N. Fenner. Analytical determination of uranium, thorium, and lead as a basis for age-calculations 47.
- Henryk Jędrzejowski. Phénomène d'inversion dans la biotite soumise à l'action des rayons  $\alpha$  117.
- Alois F. Kovarik. Basis for computing the age of a mineral 144.
- Hantaro Nagaoka. Elasticity and Temperature of the Material in the Interior of the Earth 47.
- F. Paneth, H. Gehlen und K. Peters. Heliumgehalt von Erdgasen 20.
- Charles Snowden Piggot. Lead isotopes and the problem of geologic time 2.  
— Radium content of Stone Mountain granit 2.  
— Radium and geology 21.
- Friedrich Rinne. Mobilitätsgrad und Dislokationen der Materialien des Erdbaus 63.
- E. Rutherford. Origin of Actinium and Age of the Earth 92.



**3. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste. Seismik.**

Tektonik, Vereisung,  
Klimaschwankung.

- J. Geszti. Zusammenschub der Erdrinde 63.  
Joseph L. Gillson. Horizontal versus vertical forces in crustal movements of the earth 21.  
J. Joly. Theory of Thermal Cycles 47.  
— and J. H. J. Poole. Origine of the Earth's Surface Structure 3.  
E. Kraus und R. Meyer. Krater von Sall auf Ösel 63, 64.  
Hantaro Nagaoka. Variation of Density and of Elastic Constants in the Interior of the Earth 47.  
R. Spitaler. Horizontale Druckkräfte infolge der Achsenschwankungen der Erde 45.  
H. Störling. Wegeners Kontinentalverschiebungstheorie 64.  
Torahiko Terada and Naomi Miyabe. Deformation of Sand Mass by Lateral Pressure 119.  
Thorkell Thorkelsson. Geyser Theory 94.  
J. Versluys. How can intermittence of springs be explained? 94.  
J. L. Wilser. Bewegungsmechanismus der Erdkruste 3.

Elastische Deformationen,  
Seismizität, Seismik  
(s. auch Angewandte Geophysik).

- G. Angenheister. Seismik 3.  
— Seismische Aufgaben der baltischen Länder 140.  
S. K. Banerji. Microseismus associated with Storms in the Indian Seas 69.  
O. Barsch. Verlauf künstlicher elastischer Bodenwellen und Berechnung der Unstetigkeitsflächen 110.  
B. Brockamp und K. Wölken. Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchspengungen 154.  
V. Conrad. Schwadorfer Beben. Konstitution der oberen Erdkruste 23, 48.  
Charles Davison. Eleven-year and Nineteen-year and other Periods of Earthquake Frequency 93.  
E. Gherzi. Microsismes solitaires de longue période et microsismes à groupes 69.  
Roy W. Goranson. Transmission of elastic waves through surface-rocks 85, 93.

- B. Gutenberg. Bodenunruhe durch Brandung und durch Frost 3.  
— Fortpflanzung von elastischen Wellen in viskosen Medien 119.  
Akitune Imamura. Seismic Observations with Long Period Horizontal Pendulums 6.  
— Topographical Changes preceding and following the Anegawa Earthquake 6.  
— Seismic Activity of Central Japan 6.  
— Cronic Earth-tilting in the Kii Peninsula: An Indication of the Accumulation of Seismogenic Forces 141.  
— and Fuyuhiko Kishinouye. Vibration of the Imperial Diet Building 5.  
Win Inouye. Correlation between the Long Period Fluctuation of Barometric Gradient and the Occurrence of Earthquakes in Kwatô District 4.  
T. Isikawa. Methode, die Epizentren mittels der Proportion auf die Dauer der Vorläufer zu erfinden 65.  
Y. Kodaira. Effect of the Pendulumic Motion of the Driving Weight on the Speed of the Recording Drum of a Seismograph 65.  
B. Kotô. Twin Earthquake of Tango in 1927 48.  
S. I. Kunitomi. Destructive Earthquake of Middle Etigo 68.  
Takeo Matuzawa. Observation of Earthquakes and their Time-Distance Curves 4.  
— Inspection of the Strong Etigo Earthquake 4.  
Henry Mendel. Seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung 140.  
Naomi Miyabe. Fluctuations in Frequency and in Position of Destructive Earthquakes in China 23.  
Nagaho Mononobe. Method of Improving the Seismic Stability of Reinforced Concrete Dams 5.  
H. Mothes. Ergebnisse der Eisseismik 153.  
Otto Myrbach. Bebensauslösende Wirkung der Sonnenflecken 67.  
Hantaro Nagaoka. Elasticity and Temperature of the Material in the Interior of the Earth 47.  
H. Nakano. Rayleigh waves in cylindrical coordinates 64.  
Nobuji Nasu. Stereometrical Study of the Origins of the Great Tango Earthquake and its Aftershocks 6.  
— Crustal Block that Played an Important Rôle in the Destructive Tango Earthquake of 1927 141.

- Nobuji Nasu. Aftershocks of the Tango Earthquake 141.
- Jūichi Obata. Application of a Generating Valve Circuit to the Measurement of Pulsatory Oscillations and Microtremors 48.
- E. Oddone. Interpretazione delle onde sismiche superficiali 92.
- Hitosi Omomura. Comparison of the Results of the Second and Third Precise Levellings in the Region Disturbed by the Tango Earthquake 6.
- N. P. Péntcheff, transmise par Charles Moureu. Gaz rares des sources thermales et grands tremblements de terre des 14 et 18 avril 1928 en Bulgarie 2.
- Henrik Renquist. Kartographische Darstellung der Seismizität 69.
- E. Rothé. Essais de séismographes à la plate-forme 23.
- Oswald v. Schmidt. Angewandte Seismik 118.
- Schweydar Two-Component Seismograph 92.
- Robert Schwiner. Deutung der Transversalbeben in den nordöstlichen Alpen 93.
- Katsutada Sezawa. Diffraction of Elastic Waves 4.
- Diffusion of Tremors on the Surface of a Semi-infinite Solid Body 5.
- Tilting of the Surface of a Semi-infinite Solid due to the Internal Nuclei of Strain 93.
- and Genrokuro Nishimura. Rayleigh-type Waves propagated along an Inner Stratum of a Body 5.
- — Generation of Rayleigh-waves from an Internal Source of Multiplet-type 119.
- Rudolf Skutsch. Apparate zur Aufzeichnung von Bewegungen 23.
- Kyoji Suyehiro. Focal Depth of Earthquakes and Group of Seismic Waves 22.
- Device for preventing the Instability of Horizontal Seismometers 92.
- Ryūtarō Takahasi. Tilting Motion of the Earth Crust caused by Tidal Loading 119.
- Graphical Determination of the Position of the Hypocentre of an Earthquake 139.
- E. Tams. Seismizität der Ozeane und Kontinente 68.
- Torahiko Terada and Naomi Miyaba. Horizontal Displacements of Earth Crust Produced by the Tango Earthquake 22.
- — Relation between Horizontal Deformation and Postseismic Vertical Displacement of Earth Crust which Accompanied the Tango Earthquake 22.
- — Postseismic Slow Vertical Displacement of Earth Crust and Isostasy 22.
- — Long Period Fluctuation in Latitude of the Macroseismic Zone of the Earth 47.
- — Long Periodic Fluctuation in Latitude of the Seismic Activity on the Earth 118.
- and Ukitirō Nakaya. Effect of an Irregular Succession of Impulses upon a Simple Vibrating System 5.
- H. H. Turner. Persistence of the 21 Minute Period during the Nine Years 1918—1926 22.
- K. Wadati. Pulsatory oscillations in Tokyo 67.
- Mohorovičić wave observed in Japan 67.
- Shallow and deep earthquakes 67.
- Frank Wenner. Seismometer equipped for electromagnetic damping and electromagnetic and optical magnification 119.
- E. Wiechert †. Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen 154.
- Whipple. Action of wind on seismographs 65.
- F. J. W. Whipple and F. J. Scrase. On the Frequency of Microseisms of Different Periods at Eskdalemuir and at Kew 22.

#### 4. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

- Erdmagnetismus  
(s. auch Angewandte Geophysik.)
- G. Angenheister und J. Bartels. Magnetfeld der Erde 69.
- J. P. Ault. Annual changes in the North Atlantic Ocean 122.
- S. Bastamoff. Magnetic storms observed by the international polar expeditions 1882—1883 122.
- Fr. Burmeister. Erdmagnetische Landesaufnahme von Bayern 143.

- Sydney Chapman. Correlation of Solar and Terrestrial Magnetic Phenomena 26.
- Daily Terrestrial Magnetic Variations; and Sun's Magnetic Field 27.
- Diamagnetic field of the outer atmosphere 121.
- and J. M. Stagg. Variability of the Quiet-Day Diurnal Magnetic Variation at Eskdalemuir and Greenwich 97.
- and T. T. Whitehead. Influence of electromagnetic induction within the earth upon terrestrial magnetic storms 71.
- C. Chree. Regular diurnal variation of magnetic declination at Kew Observatory 70.
- G. van Dijk. Magnetic character of the year 1927 and review of the years 1917—1927 72.
- H. W. Fisk. Lag between solar activity and magnetic activity 152.
- and J. A. Fleming. Magnetic and electric observations of the Maud Expedition 8.
- D. Grave. Influence de l'hyperatmosphère électrique sur le magnétisme terrestre 54.
- Hyperatmosphère électrique et magnétisme terrestre 94.
- W. M. H. Greaves and H. W. Newton. Magnetic Storms and Solar Activity 71.
- — Large Magnetic Storms and Large Sunspots 94.
- — Recurrence of Magnetic Storms 142.
- Ross Gunn. Diamagnetic layer of the earth's atmosphere and its relation to the diurnal variation of terrestrial magnetism 26.
- Diamagnetic theory of undisturbed terrestrial-magnetic variations 121.
- Theory of the permanent magnetic fields of the sun and earth 123.
- C. A. Heiland. Theory of Adolf Schmidt's Horizontal Field Balance 69.
- Hermann. Erdmagnetische Apparatur für Schulzwecke 155.
- H. Hunkel. Magnetische Vermessungen zwischen Salzgitterer Höhenzug und Oderwaldsattel 27.
- J. Koenigsberger. Genauigkeit bei lokal vergleichenden magnetischen Messungen der Vertikalintensität 6.
- Einfluß von Geländeunebenheiten auf das erdmagnetische Vertikalfeld 60.
- Gustav S. Ljungdahl. Sources of error in determinations of magnetic declination 121.
- A. K. Ludy. Variometer scale-value determinations with a large deflector 121.
- H. B. Maris and E. O. Hulburt. Comets and terrestrial magnetic storms 95.
- H. E. McComb. Method of marking time on magnetograms 69.
- Distribution-coefficients for vertical-intensity magnetic variometers 121.
- and C. Huff. Magneto-chronograph and its application to magnetic measurements 142.
- W. N. McFarland. Method in oscillations 121.
- Variation of magnetic anomalies 143.
- J. de Moidrey. Magnétisme terrestre 1877—1928 7.
- A. Nippoldt. Verlegung der magnetischen Observatorien von Potsdam und Seddin 120.
- Verteilung der regelmäßigen täglichen Variationen des Erdmagnetismus in Mitteleuropa 142.
- Ordnance Survey Office. Fieldmagnetometer 70.
- William J. Peters. Tilting deviations in magnetic declinations 142.
- A. Petrowsky. Problem of a Hidden Polarized Sphere 49.
- A. T. Price and S. Chapman. Line-Integrals of the Diurnal Magnetic Variations 25.
- Leo Wenzel Pollak. Periodogramm der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen 27.
- Potential Gradient at Great Heights 52.
- H. Reich. Lokale und regionale magnetische Anomalien in Schleswig-Holstein 73.
- M. Rössiger. Messung der Horizontal- und der Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron 97.
- J. P. Rowland. Magnetic Storm 97.
- V. H. Ryd. Vertical-intensity variometer 69.
- Departures of the daily mean 143.
- Adolf Schmidt. Stand der erdmagnetischen Forschung 27.
- Einfluß des Mondes auf die erdmagnetischen Elemente in Potsdam und Seddin 72.
- Fr. Schuh. Magnetische Anomalien im westlichen Mecklenburg 27.
- Magnetisches Störungsgebiet im westlichen Mecklenburg 49.

- Theodor Vahlen. Deviation und Kompensation 119.
- O. Venske. Mondperiode der erdmagnetischen Vertikalkomponente 72.
- Konstruktive Verbesserung einer Lloydschen Waage 120.
- Vergleich der erdmagnetischen Normalinstrumente von Potsdam und Rude Skov 120.
- G. R. Wait and H. V. Sverdrup. Electromotive forces possibly produced by the earth's rotating magnetic field and on observed diurnal-variation of the atmospheric potential-gradient 74.
- B. Weinberg. List of arctic magnetic determinations 143.
- Wer hat als Erster die Kursker magnetische Anomalie entdeckt? 95.
- I. J. Wymore. Relation of radio propagation to disturbances in terrestrial magnetism 154.

#### Polarlicht.

- S. Chapman. Ultra-Violet Light of the Sun as the Origin of Aurorae and Magnetic Storms 50.
- Origin of the aurora polaris 110.
- E. O. Hulburt. Origin of the aurora borealis 12, 28.
- Origin of the aurora polaris 110.
- Joseph Kaplan. Excitation of the aurora green line 104.
- Spectrum of the aurora borealis 122.
- H. B. Maris and E. O. Hulburt. Ultra-Violet Light of the Sun as the Origin of Aurorae and Magnetic Storms 50, 70, 95.
- Theory of auroras and magnetic storms 96.
- J. C. McLennan. Aurora and its Spectrum 13.
- Spectrum of the Auroral Light 82.
- Ivo Ranzi. Aurora polari 49.
- Elmer A. Smith. Aurora borealis 13.
- Carl Störmer. Im südlichen Norwegen aufgenommene Nordlichtphotogramme 29.
- H. U. Sverdrup. Importance of auroral photographs taken from one station 73.
- F. P. Ulrich. Auroral observations, radio reception, and magnetic conditions 70.
- L. Vegard. Nordlicht 73.

#### Erdströme, Erdladung, Luftelektrizität.

- Wilhelm Anderson. Hypothese von H. Petersen, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch  $\beta$ -Strahlen erwärmt werden 29.
- E. V. Appleton. Equivalent Heights of the Atmospheric Ionised Regions in England and America 96.
- H. Benndorf. Atmosphärische Elektrizität 73.
- G. Breit, M. A. Tuve and O. Dahl. Effective heights of the Kennelly-Heaviside layer 12.
- R. H. Canfield. Atmospheric electricity during sand storms 126.
- C. L. Fortescue, A. L. Atherton and J. H. Cox. Theoretical and Field Investigations of Lightning 127.
- O. H. Gish and W. J. Rooney. Earth current observations at Watheroo Magnetic Observatory 7.
- Ross Aiken Gortner. Atmospheric electricity during sand storms 156.
- Henry L. Green. Application of the Aitken Effect to the Study of Aerosols 11.
- L. R. Hafstad and M. A. Tuve. Kennelly-Heaviside layer observations during a magnetic storm 122.
- Victor F. Hess. Mittlere Lebensdauer der Ionen in der Luft über dem Meere 81.
- Ionisierungsbilanz der Atmosphäre auf Helgoland 123.
- H. F. Johnston. Atmospheric potential-gradient reduction-factor at the Watheroo Magnetic Observatory 54.
- K. Kähler. Elektrische Vorgänge im Gewitter 35.
- Ursprung der Gewitterelektrizität 36.
- F. Linke. Lokale Schwankungen des Erdpotentials 97.
- Marcel A. Lissman. High-Voltage Phenomena in Thunderstorms 103.
- C. W. Lutz. Normales luftelektrisches Potentialgefälle in München 10.
- E. Mathias. Matière fulminante 128, 143.
- et Ch. Jacquet. Variations du champ électrique terrestre à la Station du Sommet du Puy de Dôme 156.
- A. Matthias. Gewittereinflüsse auf Leitungsanlagen 30.
- Gewitterforschung der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen 30.

- Ch. Maurain et E. Salles. Ionisation atmosphérique 109.
- C. B. Mirick and E. R. Hentschel. Method of determining height of the Kennelly-Heaviside layer 155.
- P. J. Nolan. Recombination of ions in atmospheric air. Law of recombination of ions and nuclei 109.
- and Cilian O'Brolchain. Recombination of ions in atmospheric air. Investigation of the decay coefficient by Schweidler's method 109.
- W. C. Parkinson. Observations of atmospheric-electric potential-gradient on Mountain Peaks in the Peruvian Andes 126.
- Photographs of lightning-discharges made at the Huancayo magnetic Observatory 126.
- F. W. Peek, Jr. Lightning 127.
- Helge Petersen. Temperatur in den höheren Schichten der Atmosphäre 29.
- Hypothese, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch  $\beta$ -Strahlen erwärmt werden 29.
- H. Pollet. Électricité atmosphérique au cours des vents de poussière du nord de la Chine 75.
- Sigurd Rump. Frequenz des Blitzes 33.
- Fernando Sanford. Solar and Lunar Diurnal Variations of Earth Potential 24.
- Diurnal variation of distribution of the surface charge of the earth around the parallel of  $37,5^\circ$  for the year 1927 24.
- Method of measuring the electrostatic induction of the sun's negative charge upon the earth 25.
- Is the twelve-hour variation in atmospheric pressure an electric phenomenon? 125.
- J. C. Schelleng. Ionization in the upper atmosphere 30.
- J. Scholz. Elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und Kondensationskernzahl 10.
- B. F. J. Schonland. Polarity of Thunderclouds 33.
- Interchange of Electricity between Thunderclouds and the Earth 34.
- G. C. Simpson. Theorie der Gewitter 36.
- D. Stenquist. Diurnal variation of the normal earth-current in northern Sweden 74.
- R. Stoppel. Schwankungen der lokalen elektrischen Ladung der Erde 73.
- Lokale Schwankungen des Erdpotentials 74.
- M. Töpler. Gewitter, Blitze und Wanderwellen auf Leitungsnetzen 32.
- H. M. Towne. Lightning Arrester and Factors Affecting Its Performance and Application 156.
- A. M. Tyndall. Carriers of Electricity in the Atmosphere 126.
- B. Walter. Süringsche Blitzaufnahme, sowie neuere, vermeintliche Kugelblitzaufnahmen 127.
- Durchdringende Strahlung.
- Pierre Auger et D. Skobelzyn. Nature des rayons ultrapénétrants 157.
- K. Bergwitz, V. F. Hess, W. Kolhörster und E. Schweidler. Geschichte der Entdeckung und Erforschung der kosmischen Höhenstrahlung 8.
- W. Bothe und W. Kolhörster. Natur der Höhenstrahlung 128.
- K. Büttner. Durchdringende Strahlung 75.
- J. Clay. Penetrating radiations 129.
- Edward Condon. Penetrating radiation 9.
- Axel Corlin. Statistische Behandlung der Höhenstrahlungsmessungen 50.
- N. Dobronravov, P. Lukirsky and V. Pavlov. Cosmic Radiation and Radioactive Disintegration 144.
- J. A. Gray. Cosmic Rays 128.
- L. H. Gray. Adsorption of Penetrating Radiation 129.
- H. Hellmann. Analyse von Absorptionskurven für allseitige Inzidenz inhomogener Strahlung bei ebenen Grenzflächen 144.
- Victor F. Hess und Oskar Mathias. Schwankungen der kosmischen Ultragammastrahlung auf dem Sonnblick und in Tirol 52.
- F. T. Holmes. Penetrating Radiation and de Broglie Waves 157.
- G. Hoffmann und F. Lindholm. Hesssche Ultra- $\gamma$ -Strahlung auf Muottas Muragl 38.
- Richard Ingalese. Millikan is Not the Discoverer of Cosmic Rays 40.
- J. Joly and Henry H. Dixon. Cosmic Radiations and Evolution 144.

- Werner Kolhörster. Hochfrequenzstrahlen kosmischen Ursprungs 8.  
 — Durchdringende Hesssche Strahlung 52.
- F. Lindholm. Registrierbeobachtungen der Hessschen Ultra- $\gamma$ -Strahlung auf Muottas-Muraigl 157.
- L. R. Maxwell. Cosmic Radiation and Radioactive Disintegration 51.  
 — Cosmic radiation and radioactivity 144.
- R. A. Millikan. Cosmic Rays 75.  
 — and G. H. Cameron. New precision in cosmic ray measurements; yielding extension of spectrum and indications of bands 36.  
 — Evidence that the cosmic rays originate in interstellar space 37.  
 — — Origin of the cosmic rays 37.  
 — — Attempt to find directional effects in cosmic rays 98.
- L. Myssowsky und L. Tuwim. Absorption in Blei, sekundäre Strahlen und Wellenlänge der Höhenstrahlung 9
- W. Perschke. Ursprung der durchdringenden Strahlung 9.
- E. Regener. Messungen über das kurzweilige Ende der durchdringenden Höhenstrahlung 98.
- G. v. Salis. Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung 8.
- E. C. Stoner. Cosmic rays and a cyclic universe 51.
- W. F. G. Swann. Cosmic Radiation and Radioactive Disintegration 52.  
 — Possibility of detecting individual cosmic rays 75.
- Radioaktivität.**
- D. B. Deodhar. Atmospheric Radio-Activity and Indian Weather 12.
- F. Schindelhauer. Radioaktive Niederschläge auf Hochantennen 11.
- Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.**
- E. V. Appleton. Wireless methods of investigating the electrical structure of the upper atmosphere 75.
- S. Chapman. Radio Echoes and Magnetic Storms 29.
- Clifford N. Anderson. Correlation of long wave transatlantic radio transmission with other factors affected by solar activity 12.
- S. W. Dean. Correlation of directional observations of atmospherics with weather phenomena 156.
- H. Deslandres. Remarques sur la Communication précédente 55.
- G. M. B. Dobson. Long Wave Radio Reception and Atmospheric Ozone 76.
- T. L. Eckersley. Radio Echoes and Magnetic Storms 29.
- A. S. Eve, W. A. Steel, G. W. Olive, A. R. McEwan and J. H. Thompson. Reception experiments in Mount Royal Tunnel 123.
- Ch. Fabry. Propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère 54.
- Ferrié. Propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère 53.
- K. Försterling. Ausbreitung kurzer elektromagnetischer Wellen in der Heavisideschicht 77.
- J. Fuchs. Einfluß der Erdatmosphäre auf die Ausbreitung kurzer Wellen 54.
- R. Jouaust. Propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère 53.
- E. H. Lange. Earth reflection of ultra short radio waves 124.
- Ir. S. G. C. Langendam. Waarnemingen betreffende fading en skipped distance in Ned. Oost-Indië 123.
- Ch. Maurain. Propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère 53.
- Ernest Merrit and William E. Bostwick. Visual method of observing the influence of atmospheric conditions on radio reception 73.
- Jûichi Obata. Directional Observations of the Radio-Atmospheric Disturbances 58.
- Balth. van der Pol. Kortegolf echo's en de aurora borealis 123.
- Ivo Ranzi. Registratore di atmosferici e primi risultati con esso ottenuti 96.
- F. Schindelhauer. Elektromagnetische Störungen 78.
- K. Sreenivasan. Long Wave Radio Reception and Atmospheric Ozone 124.
- Carl Størmer. Short Wave Echoes and Aurora Borealis 28.  
 — Echo d'ondes électromagnétiques courtes 54.  
 — Radio Echoes and Conditions for their Occurrence 76.  
 — Kurzwellenechos, die mehrere Sekunden nach dem Hauptsignal eintreffen 155.

- L. H. Thomas. Short Wave Echoes and the Aurora Borealis 96.  
 M. A. Tuve and O. Dahl. Transmitter modulating device for the study of the Kennelly-Heaviside layer by the echo method 76.  
 C. S. Wright. Radio Communication and Magnetic Disturbances 70.

### 5. Physik des Meeres.

Zusammensetzung des Meerwassers,  
 Statik, Dynamik und Optik,  
 Ozeanographie.

- Marcel Brillouin. Mouvements des océans 144.  
 Georges Claude. Utilisation de l'énergie thermique des mers 99.  
 Albert Defant. Systematische Erforschung des Weltmeeres 55.  
 — Stabile Lagerung ozeanischer Wasserkörper und dazugehörige Stromsysteme 145.  
 Richard Gans. Color del mar 98.  
 A. Merz. Hydrographische Untersuchungen in Bosporus und Dardanellen 145.  
 Lotte Möller. Zirkulation des Indischen Ozeans auf Grund von Temperatur- und Salzgehaltstiefenmessungen und Oberflächenstrombeobachtungen 145.  
 J. Proudman and A. T. Doodson. Tides in an Ocean bounded by two Meridians on a non-rotating Earth 78.  
 Torahiko Terada. Periodic Columnar Forms of Vortices Caused by Convection 99.  
 Georg Wüst. Ursprung der atlantischen Tiefenwässer 55.  
 — Schichtung und Tiefenzirkulation des Pazifischen Ozeans auf Grund zweier Längsschnitte 145.
- Gezeiten.
- A. C. Banerji and Rama Shankar Varma. Tidal Waves in Canals having Sinuous Banks 40.  
 Fritz Dahns. Ursache und Entstehung der Ebbe und Flut 55.  
 A. T. Doodson. Analysis and Prediction of Tidal Currents from Observations of Times of Slack Water 40.  
 — Analysis of tidal observations 40.

- Jonas Ekman Fjeldstad. Dynamics of free progressive tidal waves 130.  
 A. Mallock. Rise and Fall of the Tides 130.

### 6. Physik der Atmosphäre.

Statik und Dynamik.

- Wilhelm Anderson. Temperaturverspätung der Sternschnuppen als Fehlerquelle bei der Berechnung des Druckes in den höchsten Atmosphärenschichten 14.  
 J. Bartels. Schwingungen der Atmosphäre 56.  
 — Gezeitschwingungen der Atmosphäre 79.  
 Fr. Baur. Statistische Mechanik der Atmosphäre 40.  
 R. Becker. Dynamik anisobarer Bewegungen an Gleitflächen 79.  
 — Oszillierende Bewegungen einer Luftmasse unter dem Einfluß der Erdbodenreibung 103.  
 Tor Bergeron. Problem der Luftmassen- und Frontenbildung 132.  
 V. Bjerknes. Atmosphärische Störungsgleichungen 41.  
 R. C. Colwell. Weather forecasting by the intensity of radio signals 103.  
 N. Critikos. Struktur des Taues 81.  
 C. Dautère. Orage observé au Pic du Midi et formation de la grêle 132.  
 A. Defant. Statik und Dynamik der Atmosphäre 78.  
 C. Dorno. Abkühlungsgröße in verschiedenen Klimaten 80.  
 L. Egersdörfer. Darstellung von Häufigkeitskurven nach Bruns 157.  
 H. Ertel. Energetik atmosphärischer Luftsäulen 79.  
 Felix M. Exner. Gravitationswellen in der Atmosphäre 131.  
 Karl Fischer. Methode, den Schwankungen der Landesverdunstung näherzukommen 159.  
 Wm. S. Franklin. Proposal for the control of a hurricane 102.  
 Rudolf Geiger. Vier Stufen der Klimatologie 79.  
 E. Gold. Water Vapour in the Atmosphere. Constitution of Fog and Cloud 40.  
 Joh. Grunow. Registriergerät für Richtung und Geschwindigkeit des Windes 99.

- Bernhard Haurwitz. Einfluß von Massenänderungen in großen Höhen auf die vertikale Temperaturverteilung 58.
- Arbeiten zur Dynamik der Atmosphäre von Diro Kitao 100.
- Th. Hesselberg. Kinetische Energie des Windes 100.
- M. Holtzmann und L. Keller. Apparat zur Messung der atmosphärischen Turbulenz 56.
- B. Iswekow. Täglicher Windgang 79.
- Hilding Köhler. Bestimmung des Wassergehaltes der Wolken 103.
- Peter Lautner. Wolkenbildung durch ein Flugzeug 14.
- Johannes Letzmann. Methodik der Trombenforschung 101.
- M. Lombardini. Calcolo della turbolenza nei bassi strati atmosferici 157.
- W. Meinardus. Wasserhaushalt der Antarktis in der Eiszeit 40.
- E. V. Newnham. Origin of the Semi-diurnal Pressure Wave in the Earth's Atmosphere 131.
- W. Peppler. Mitteltemperatur der Windrichtungen 101.
- L. Petitjean. Accélération des masses d'air dans les mouvements atmosphériques 158.
- K. R. Ramanathan. Stratosphere over North India 58.
- Ernst Rietschel. 3- bis 3½ jährige und die 2jährige Temperaturschwankung 104.
- Wilhelm Schmidt. Struktur des Windes 100.
- W. Schostakowitsch. Beziehungen von Luftdruck, Temperatur, Niederschlag zu Sonnenflecken 100.
- Heinrich Seilkopf. Meteorologische Forschungen auf dem Nordatlantischen Ozean 40.
- Ingolf Sestoft. Aerologi og Aero-nautisk Meteorologi 13.
- H. Troeger. Geschwindigkeit der Fronten 78.
- Vilho Väisälä. Kondensationshöhe aus der relativen Feuchtigkeit und Lufttemperatur 158.
- H. Wagemann. Temperaturänderungen in einer 6 km hohen Luftschicht und gleichzeitig eintretende Schwankungen des Bodendruckes 80.
- B. P. Weinberg. Methodik der klimatologischen Mikroaufnahmen 103.
- Mittlere Leistungsfähigkeit verschiedener natürlicher Energiequellen 103.
- E. Wertheimer. Temperaturbegriff in der Thermodynamik und in der Meteorologie 104.
- Strahlungsvorgänge,  
Zusammensetzung der Atmosphäre,  
Solarkonstante.
- C. G. Abbot. Variations of solar radiation 42.
- F. Albrecht. Theorie des Schwarzkugelthermometers 57.
- R. Allik. Dispersion der Himmels-polarisation in verschiedenen Punkten des Sonnenvertikals 42.
- Wilhelm Anderson. Hypothese von H. Petersen, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch  $\beta$ -Strahlen erwärmt werden 29.
- Boyd W. Bartlett. Unusual atmospheric phenomenon 104.
- P. Barreca. Application de la loi de Gauss aux durées des colorations crépusculaires 104.
- G. E. Brazier. Travaux actinométriques à l'Observatoire du Parc Saint-Maur 57.
- H. Buisson. Mesures de l'ozone de la haute atmosphère 108.
- Daniel Chalonge. Fluctuations nocturnes de l'ozone atmosphérique 43.
- H. Helm Clayton. Atmospheric Ozone and Solar Variability 56.
- L. H. Dawson, L. P. Granath and E. O. Hulburt. Attenuation of ultra-violet light by the lower atmosphere 158.
- G. Déjardin. Filtration du rayonnement solaire par l'ozone atmosphérique 108.
- G. M. B. Dobson. Ozone Absorption during Long Arctic Night 125.
- , D. N. Harrison and J. Lawrence. Amount of Ozone in the Earth's Atmosphere and its Relation to other Geophysical Conditions 107.
- Paul Duckert. Ozongehalt über Lindenberg 84.
- W. G. Duffield. Luminosity of the Night Sky 105.
- T. S. Dymond. Green Ray 104.
- Paul S. Epstein. Settling of gases and constitution of the atmosphere 99.
- R. Esnault-Pelterie. Loi de constitution de l'atmosphère 13.



- G. Falckenberg. Absorptionskonstanten einiger meteorologisch wichtiger Körper für infrarote Wellen 81.
- Apparat zur Messung der Himmelsstrahlung und Bodentemperatur 82.
- und E. Stoecker. Bodeninversion und atmosphärische Energieleitung durch Strahlung 106.
- Ino A. Fleming. Observations of green flash 132.
- F. E. Fowle. Ozone in the northern and southern hemispheres 42.
- Frederick E. Fowle. Atmospheric ozone: its relation to some solar and terrestrial phenomena 159.
- P. A. Galbas. Berichte des Strahlungs-Klimatologischen Stationsnetzes im Deutschen Nordseegebiet 83.
- F. W. Paul Götz. Filtre pour l'actinométre de Michelson 106.
- and G. M. B. Dobson. Height of the Ozone in the upper Atmosphere 43.
- Edward H. Gowan. Effect of Ozone on the Temperature of the Upper Atmosphere 102.
- L. P. Granath and E. O. Hulburt. Absorption of light by fog 158.
- Walter Grundmann. Arago-Davy'sche Thermometerkombination 112.
- P. Gruner. Phénomènes crépusculaires en haute montagne 58.
- und H. Kleinert. Dämmerungserscheinungen 59.
- Victor F. Hess. Mittlere Lebensdauer der Ionen in der Luft über dem Meere 81.
- Rupert Holzapfel. Strahlungs- und Polarisationsmessungen auf dem Hochobir 107.
- W. Kastrow. Durchlässigkeit der absolut reinen und trockenen Atmosphäre für Sonnenstrahlung 82.
- Hilding Köhler. Irisieren und andere Erscheinungen in den Wolken 145.
- W. Köhl. Eichwerte der Potsdamer Kaliumzelle 41.
- Friedr. Lauscher. Nächtliche Ausstrahlung auf der Stolzalpe 57.
- Franz Linke. Blaustufen zur Messung der Himmelsfarben 43.
- Durchlässigkeit der absolut reinen und trockenen Atmosphäre für Sonnenstrahlung 106.
- Fritz Löhle. Lichtzerstreuung und Sicht 104.
- H. B. Maris. Theory of the upper atmosphere and meteors 14.
- Uppert atmosphere 81, 130.
- J. C. McLennan, R. Ruedy and Mrs. V. Krotkov. Altitude of the Ozone Layer 108.
- W. Milch. Optik der Atmosphäre 81.
- Robert S. Mulliken. Interpretation of the atmospheric absorption bands of oxygen 82.
- Manindra Nath Nitra. Photographs of Coronas in Monochromatic Light 82.
- Wilhelm Ostwald. Blaustufen zur Messung der Himmelsfarben 43.
- Helge Petersen. Temperatur in den höheren Schichten der Atmosphäre 29.
- Hypothese, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch  $\beta$ -Strahlen erwärmt werden 29.
- Influence on the composition of the air of a possible high temperature in the highest strata of the air 130.
- G. Polvani. Proposito del „Collettore del calorico“ di Angelo Bellani 102.
- K. R. Ramanathan. Sky-illumination at Sunrise and Sunset 105.
- Lord Rayleigh. Photoelectric Method of Measuring the Light of the Night Sky 150.
- L. Rosenbaum. Langjährige Klimaschwankungen und deren Abhängigkeit von der Sonnenfleckenhäufigkeit 102.
- August Schmauss und Albert Wigand. Atmosphäre als Kolloid 78.
- A. Sonnefeld. Warum erscheinen Gestirne in Horizontalstellung größer als in Höhenstellung? 13.
- J. Spijkerboer. Een stralende bol in een verstrooiende atmosfeer 104.
- R. Süring. Forschungsmethoden der Sonnen- und Himmelsstrahlung 102.
- J. J. Tichanowsky. Abhängigkeit der maximalen Himmelspolarisation von der Sonnenhöhe 83.
- Einfluß des Polychroismus auf die beobachtete Himmelspolarisation 83.
- R. W. Wood. Ozone Absorption during Long Arctic Night 125.

#### Akustik.

- H. Hergesell und P. Duckert. Sprengungen zu Forschungszwecken in Deutschland 56.
- Joseph Kölzer. Schallausbreitung in der Atmosphäre 131.
- O. Meisser. Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Sprengungen 131.

- E. H. Sellards. Sounds reported accompanying the fall of a meteor 132.  
 F. J. W. Whipple. Audibility of Explosions and constitution of the upper atmosphere 14.  
 — Detonating Meteor. Instance of an Outer Zone of Audibility 58.

## 7. Angewandte Geophysik.

### Allgemeines.

- T. M. Broderick and C. D. Hohl. Geophysical Methods applied to exploration and geologic Mapping in the Michigan Copper District 147.  
 A. S. Eve and D. A. Keys. Geophysical Methods of Prospecting 148.  
 C. A. Heiland. Instruments and Methods of Seismic Prospecting 59.  
 — Geophysical methods of prospecting principles and recent successes 146.  
 Allen H. Rogers. Geophysics and the Mining Engineer 15.

### Schwerkraftmethoden.

- P. Aksenov. Anomalie gravimétrique dans le domaine de Belgorod de l'anomalie magnétique de Koursk 60.  
 Donald C. Barton. Eötvös torsion-balance method of mapping geological structure 85, 146.  
 A. Belluigi. Forma delle masse profonde gravimetricamente perturbanti 91.  
 — Calcolo della profondità di masse profonde gravimetricamente disturbanti 91.  
 P. W. George. Experiments with Eötvös Torsion Balance in the Tri-State Zinc and Lead District 1.  
 H. Haalek. Graphisches Verfahren für Drehwaagenmessungen zur Berechnung der Geländewirkung und der Wirkung beliebig gestalteter Massenkörper 17.  
 — Ursache von lokalen gravimetrischen und erdmagnetischen Störungen 17, 18.  
 C. A. Heiland. Cartographic Correction for the Eötvös Torsion Balance 2.  
 — Graphical method for torsion balance-topographic corrections and interpretations 134.  
 H. Holst. Drehwaagemessungen im Schauinsland 147.  
 Karl Jung. Numerische und graphische Behandlung der Krümmungsgröße 17.

- Karl Jung. Größter möglicher Schwereunterschied 137.  
 — Drehwaagemessungen in Schleswig-Holstein 147.  
 E. Lancaster-Jones. Computation of Eötvös Gravity Effects 1.  
 — Computation of Gravitational Effects due to Irregular Mass Distributions 146.  
 B. Numerov. Interrelation between local gravity anomalies and the derivatives of the potential 137.  
 Karl Oltay. Genauigkeit der mit der Eötvösschen Drehwaage durchgeführten relativen Schwerkraftmessungen 90.  
 H. Shaw. Gravity Surveying in Great Britain 148.  
 Chuji Tsuboi. Gravity Variometer of Vitreous Silica 139.

### Seismische und akustische Methoden.

- O. Barsch. Verlauf künstlicher elastischer Bodenwellen und Berechnung der Unstetigkeitsflächen 110.  
 Rudolf Briske. Gemeinschaftliche Arbeit zwischen Seismologen und Baufachmann zur Verringerung von Erdbebenschäden 23.  
 Roy W. Goranson. Transmission of elastic waves through surface-rocks 85, 93.  
 H. J. Menges. Schädliche Erschütterungswirkungen des Straßenverkehrs 21.  
 H. Mothes. Ergebnisse der Eisseismik 153.  
 Harry Fielding Reid. Advance of an earthquake disturbance 85.  
 Frank Rieber. Adaptation of Elastic-wave Exploration to Unconsolidated Structures 148.  
 Schweydar Two-Component Seismograph 92.  
 Y. Uchida, T. Saida and K. Muto. Vibration of a Steel Frame 135.  
 Elektrische, magnetische, radioaktive und thermische Methoden.  
 R. Ambronn. Elektrische Bodenforschung mittels Wechselströmen 44, 84.  
 Irving B. Crosby and E. G. Leonard. Electrical Prospecting Applied to Foundation Problems 149.

- N. Gella. Auffindung von Erdöllagerstätten mit Hilfe elektrischer Verfahren 135.
- Wilhelm Geyger. Geoelektrische Untersuchungsmethoden mit Wechselstrom 133.
- O. H. Gish. Depths of groundwater and other subsurface features indicated by earth-resistivity surveys 85.
- H. Haalek. Elektromagnetisches Meßverfahren zur Erforschung des Stromverlaufs eines dem Erdboden mittels zweier Elektroden zugeführten Wechselstromes 134.
- Daniel L. Hazard. Relation of the magnetic work of the United States Coast and Geodetic Survey to geophysical prospecting methods 85.
- C. A. Heiland. Geophysical methods of prospecting, with special reference to magnetic, radioactive, and electric methods 85.
- and William H. Courtier. Magnetometric Investigation of Gold Placer Deposits 148.
- J. N. Hummel. Auffindung von Störungskörpern mittels geoelektrischer Methoden 59.
- Geoelektrische Methode 133.
- Tiefenwirkung bei geoelektrischen Rahmenmethoden 159.
- H. Hunkel. Über turbulente Eigenströme der obersten Erdschichten und ihre Beziehungen zu den Gesteinsgrenzen 24.
- Auffindung von Erdöllagerstätten mit Hilfe elektrischer Verfahren 135.
- J. J. Jakosky. Electrical prospecting 14.
- J. Koenigsberger. Einfluß von Geländeunebenheiten auf das erdmagnetische Vertikalfeld 60.
- Anisotropie der physikalischen Parameter von Gesteinen speziell der magnetischen Suszeptibilität 148.
- J. G. Koenigsberger. Field Observations of Electrical Resistivity and their Practical Application 148.
- Hans Lundberg. Recent Results in Electrical Prospecting for Ore 149.
- Max Mason. Geophysical Exploration for Ores 112.
- Burton McCollum and K. H. Logan. Practical Applications of the Earth-current Meter 134.
- Erich Pautsch. Application of electric methods in practical geophysics 59.
- A. Rostagni. Einfluß einer leitenden Schicht auf das elektromagnetische Feld eines zur Schicht parallel laufenden Wechselstromes. Eine Anwendung auf geophysikalische Untersuchungen 111.
- Noel H. Stearn. Dip Needle as a Geological-Instrument 15.
- Background for the Application of Geomagnetism to Exploration 15.
- Sabba S. Stăfănescu. Prospection électrique du sous-sol 111.
- Karl Sundborg and Allan Nordstrom. Electrical Prospecting for Molybdenite at Questa 5.
- A. Turceev (A. Tourtsev). Magnetic properties of rocks 135.
- F. Vercelli. Rilievi sperimentali su alcuni metodi geoelettrici 84.

### 8. Kosmische Physik.

- A. Amerio. Radiazione solare 47.
- Wilhelm Anderson. Obere Grenze für die Masse eines Sternes 116.
- L. d'Azambuja. Structure de la chromosphère solaire 113, 114.
- Alfred Brill. Temperaturstrahlung der Fixsterne 87.
- W. Brunner. Sunspot-numbers for the central zone of the sun's disk 87.
- S. Chapman. Electrical Conductivity of Stellar Matter 86.
- Sun's General Magnetic Field and Chromosphere 88.
- Radial Limitation of the Sun's Magnetic Field 88.
- A. Danjon. Photomètre astronomique 116.
- A. S. Eddington. Sub-Atomic Energy 86.
- Electrical State of a Star 86.
- Paul S. Epstein. What is the moon made of? 115.
- N. Fairclough. Vacuum Bolometer as used in Measurements of Solar Radiation 150.
- H. W. Fisk. Lag between solar activity and magnetic activity 152.
- Ira M. Freeman. Spectrum of the solar corona 113.
- Erwin Freundlich. Bedeutung der durchdringenden, kosmischen Strahlung für die Astrophysik 159.
- G. v. Gleich. Überlagerung des Newtonschen Feldes durch ein Coulombsches Feld 136.
- Kasimir Graff. Astrophysik 44.
- H. J. Gramatzki. Leitfaden der astronomischen Beobachtung 16.

- Ross Gunn. Radial magnetic gradient of the sun 87.
- Sun's radial magnetic gradient and atmosphere 96.
- Theory of the magnetic field associated with sun-spots 152.
- Origin of the permanent magnetic fields of the sun and earth 152.
- Ronald W. Gurney. Angular distribution of intensity of resonance radiation 86.
- O. Heckmann und H. Siedentopf. Struktur der kugelförmigen Sternhaufen 149.
- J. H. Jeans. Recent developments of cosmical physics 112.
- Charles E. St. John. Astrophysical importance of the rare-earth elements 15.
- W. H. McCrea. Hydrogen Chromosphere 60.
- Charlotte E. Moore and Henry Norris Russell. Presence of predicted iron lines in the solar spectrum and terms in the arc spectrum of iron 113.
- Seth B. Nicholson and Nicolas Perrakis. Evidence of boron in the sun 113.
- W. Nikonow. Emission Lines in the Spectrum of the Solar Corona 151.
- Brian O'Brien. Energy distribution in the solar ultra-violet spectrum 150.
- Yngve Öhman. Possibility of Observing an Emission Spectrum of the Calcium Substratum in the Galaxy 160.
- S. Oppenheim. Perioden der Sonnenflecken 60.
- Fritz Paneth. (Nach Versuchen von H. Gehlen und P. L. Günther.) Heliumgehalt und das Alter von Meteoriten 16.
- G. I. Pokrowski. Obere Grenze für die Masse eines Sterns 116.
- Edison Pettit and Seth B. Nicholson. Lunar radiation and temperatures during an eclipse 115.
- M. La Rosa. Interpretazione del comportamento di Algol et variabilità della velocità della luce 149.
- H. N. Russell and I. S. Bowen. Is there argon in the corona? 151.
- E. Rutherford. Origin of Actinium and Age of the Earth 92.
- H. T. Stetson and L. B. Andrews. Distribution of light in the solar corona 150.
- Edmund C. Stoner. Limiting Density in White Dwarf Stars 116.
- G. Stracke. Bahnbestimmung der Planeten und Kometen 115.
- Hermann Strebel. Aufnahmen der Sonne durch Ultraviolettstrahlen und Fluoreszenzlicht 114.
- Otto Struve. Stark effect in stellar spectra 151.
- Albrecht Unsöld. Spectroscopic determination of the pressure in the calcium chromosphere 152.
- Thermal excitation of atoms in the reversing layer of the sun 160.
- G. Viola. Curva di luce e periodo di W Ursae majoris 149.
- W. Ewart Williams. Kombination eines Fabry-Perotschen Interferometers mit einem Spektroheliographen zur Bestimmung solarer Geschwindigkeiten und der Drehung der Sonne 114.
- L. Zehnder. Synthese des Universums 85.

# Mitgliederverzeichnis

## der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach dem Stande vom 1. Juli 1929.

Bankkonto: Deutsche Bank, Filiale Hamburg. Postscheckkonto: Hamburg Nr. 43 999  
(Beides für die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft.)

### Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

1. Vorsitzender: E. KOHLSCHÜTTER, Potsdam.

2. Stellvertretende Vorsitzende: O. HECKER, Jena;

L. WEICKMANN, Leipzig.

Schatzmeister: R. SCHÜTT, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.

Schriftleiter der Zeitschrift für Geophysik: G. ANGENHEISTER, Göttingen.

### Weitere Vorstandsmitglieder:

F. LINKE, Frankfurt; FR. KOSSMAT, Leipzig; A. WEGENER, Graz; W. MEINARDUS,  
Göttingen; K. HAUSSMANN, Schwäbisch-Gmünd; A. WIGAND, Hamburg.

Es wird gebeten, Änderungen der Anschrift dem Vorsitzenden, dem Schatzmeister und der Schriftleitung mitzuteilen.

(Die mit \* Bezeichneten sind Gründer der Gesellschaft.)

- \*1. ALMSTEDT, KARL, Dr., Braunschweig, Leonhardstraße 41.
- \*2. ANDRÉE, K., Prof. Dr., Vorst. d. Geophys. Warte d. Albertus-Universität Königsberg i. Pr., Heumarkt 1.
- \*3. ANGENHEISTER, G., Prof. Dr., Direktor d. Geophysikal. Institut, Göttingen, Herzberger-Landstraße 180.
- \*4. ANSEL, Prof. Dr., Freiburg i. Br., Jakobistraße 45.
  5. Askaniawerke, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87.
  6. Badische Geologische Landesanstalt, Freiburg i. Br.
  7. BARTELS, JULIUS, Prof. Dr., Eberswalde, Neue Kreuzstraße 17.
  8. BARTON, DONALD C., Dr., Houston, Texas, Petroleum Building, U. S. A.
  9. BAUR, FR., Dr., Falkensee b. Berlin, Seepromenade 28.
  10. Bayerische Landeswetterwarte München, Gabelsbergerstraße 55.
  11. BELAR, ALBIN, Prof., Direktor des Observatoriums „Sir Humphrey Davy“ Gorje Bled (Jugoslawien).
  12. BEMMELEN, W. VAN, Prof. Dr., Den Haag (Holland), Blankenburgstraße 31.
  13. BENNDORF, H., Prof. Dr., Phys. Institut d. Universität Graz.
  14. Bergens Museum, Jordskjelsstasjon, Bergen (Norwegen).
  - \*15. BERGER, RUDOLF, Assistent am Geodätischen Institut Potsdam.
  16. BORN, A., Prof. Dr., Berlin-Grünwald, Hohenzollerndamm 86.
  17. BOSSOLASCO, MARIO, Dr., Torino, Via S. Quintino 33.
  18. BRAND, J., Dr., Bremen, Viktoriastraße 6.

19. BRINKMANN, R., Prof. Dr., Geolog. Institut Göttingen.
20. BÜLOW, E.-U. v., Dr., Geologist and Consulting Geophysicist. 509 Seventeenth Street, Denver, Colorado, U. S. A.
- \*21. BURMEISTER, Dr., Observator an der Erdphys. Warte b. d. Sternwarte München.
22. CLOOS, E., Geologe Dr., Hannover, Omptedastraße 39.
23. Colorado School of Mines; Golden Colorado U. S. A.
24. CONRAD, V., Prof. Dr., Leiter der Erdbebenwarte der Zentralanstalt f. Meteorologie und Geodynamik, Wien VI (Österreich), Mariahilferstraße 91.
25. DEFANT, A., Prof. Dr., Direktor d. Inst. f. Meereskunde, Berlin NW. 7, Georgenstraße 34—36.
26. Deutscher Markscheideverein Bochum (Vorsitz Markscheider LÖHR).
27. Deutsche Seewarte, Wetterwarte in Stettin.
28. Dominion Observatory, Ottawa (Canada).
29. DUNSTAN, D., Geologist of Queensland, Chief Government, Brisbane (Australien).
30. ECKHARDT, E. A., Dr., Research Department, Gulf Oil Companies 903 Law-and Finance Building, Pittsburgh, Pa., U. S. A.
31. Erdbebenwarte am Markscheideinstitut der Technischen Hochschule Aachen.
32. Erdbeben- und Wetterwarte Ravensburg.
33. Erdbebenstation am Physikalischen Institut der Universität Graz (Österreich).
- \*34. ERRLAT, Dr., Assistent a. d. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr., Metgethen (Ostpreußen), Forstweg 8.
35. Flugwetterwarte Köln.
36. FONTSERÉ, EDUARDO, Prof. Dr., Direktor der seismischen Station des Observatoriums Fabra, Barcelona (Spanien), C. Salmeron 11.
- \*37. FRIEDLÄNDER, IMM., Dr., Direktor d. Vulkanologischen Instituts Neapel (Italien), Vomero, Via Luigia Sanfelice 60.
38. Fysikaliske Laboratoriet, Helsingfors (Finland), Brombergsterrassen.
39. GALBAS, P. A., Dr., Wilhelmshaven-Rüstringen, Holtermannstraße 63 d.
40. GASSMANN, FRITZ, Prof. Dr. an der Kantonschule Aarau und Privatdozent für Geophysik d. Techn. Hochschule Zürich, Aarau (Schweiz), Rütliweg 2.
41. GELLA, N., Ingenieur, Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 423.
42. Geographisches Seminar der Universität Göttingen, Prinzenstraße.
43. Geolog.-mineralisches Institut der Universität Köln, Severinswall 38.
44. Geolog.-paläontologisches Institut d. Techn. Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 170.
45. Geolog.-paläontologisches Institut der Universität Heidelberg.
46. Geophysikal. Institut der Universität Göttingen, Herzberger-Landstraße 180.
47. Geophysikal. Institut der Universität Leipzig, Thalstraße 38.
48. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr., Heumarkt 1.
49. GEUSSENHAINER, Dr., Hannover, Lärchenstraße 14.
50. GÖTZ, F. W. PAUL, Dr. phil. nat., Leiter d. Lichtklimatischen Observatoriums Arosa (Schweiz), Inner-Arosa.
51. GOMEZ DE LLARENA, JOAQUIN, Prof. Dr., Direktor d. Real Instituto de Jovellanos, Gijon (Spanien).
52. GROTEWAHL, MAX, Dr., Kiel, Wilhelminenstraße 28.
53. GÜNZBURGER, O., Dr., Freiburg i. Br., Sternwaldstraße 13.
- \*54. GUTENBERG, BENNO, Prof. Dr., Darmstadt, Mühlstraße 6.
55. HAALCK, H., Dr., Berlin-Lichterfelde-Ost, Heinersdorferstraße 16. Tel. Lichterfelde 5722. Observator am Geodät. Institut Potsdam.
56. HAARMANN, Prof. Dr., Berlin-Halensee, Küstrinerstraße 11.
57. HARTMANN, W., Dr., Bremische Landeswetterwarte.
- \*58. HAUBOLD, Dr., Göttingen, Am Weißen Stein 16<sup>III</sup>.

59. HAUSSMANN, K., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-ing. h. c., Schwäbisch-Gmünd, Parlerstr. 24.
- \*60. HECKER, O., Geh. Ober-Reg.-Rat Prof. Dr., Direktor der Reichsanstalt f. Erdbebenforschung, Jena, Villengang 3.
61. HEILAND, C., Prof. Dr., Prof. of Geophysics Colorado School of Mines, Golden, Colorado (U. S. A.).
62. HEISE, W., Bergingenieur, Houston (Texas), 109 Hawthorne Avenue. Bis auf weiteres: Bochum, Bergschule.
63. HELMS, HANS v., Dr. phil., Hannover, Lavesstraße 82.
64. HERGESELL, H., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Berlin NW., Siegmundhof 10.
65. HESS, V. F., Prof. Dr., Graz, Lehrkanzel f. Experimentalphysik der Universität.
66. HILLER, WILH., Dr., Wissenschaftl. Assistent d. Württemb. Landeswetterwarte, Stuttgart, Büchsenstraße 56.
67. HLAUSCHECK, HANS, Dr., Prag, nábřeží legii 10.
68. HUBERT, F., Dr. Stud.-Ass., Emden, Petkumerstraße 42.
69. HUNKEL, Dr., Köln-Mühlheim, Holweidestraße 3 c.
70. Institut f. Kosmische Physik d. Universität Innsbruck, Schöpfstraße 41.
71. Institut f. Meereskunde Berlin NW. 7, Georgenstraße 34—36.
72. Institut f. Meteorologie und Geophysik Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
73. JENSEN, C., Prof. Dr., Technische Staatslehranstalten Hamburg, Privatdozent a. d. Universität, Hamburg, Lübeckerstraße 24.
74. JONGMANS, W., Dr., Directeur van het Geologisch Bureau voor het Nederlandsche Mynged Heerlen (Holland), Akerstraat 86.
75. JUNG, KARL, Dr., Potsdam, Geodätisches Institut. Wohnung: Potsdam, Saarmunderstraße 17<sup>II</sup>.
76. KAPPES, TH., Dipl.-Ing., Markscheider, Assistent a. d. Techn. Hochschule Aachen, Karlsgraben 41.
77. KLEINSCHMIDT, Prof. Dr., Direktor d. meteorol. Abteilung d. Württemb. Statist. Landesamts Stuttgart, Büchsenstraße 56.
78. KÖLZER, J., Reg.-Rat Dr., Referent im Reichswehrministerium, Berlin W 30, Nollendorfstraße 29/30.
79. KOENIGSBERGER, J., Prof. Dr., Freiburg i. Br., Günterthalstraße 47.
80. KOHLSCHÜTTER, E., Wirkl. Admiral.-Rat Prof. Dr., Dir. d. Geod. Inst. Potsdam.
81. KOLB, W., Markscheider, Hannover, Hinüberstraße 4 a.
82. KOSCHMIEDER, K., Dr., Direktor d. Staatl. Observ. Danzig-Langfuhr, Heeresanger 9.
83. Kosmographisches Institut d. Universität Budapest VIII, Muzeum-körút 6, z. Händen Prof. Dr. v. KÖVESLIGETHY.
- \*84. KOSSMAT, FR., Geh. Bergrat Prof. Dr., Direktor d. sächs. Geolog. Landesuntersuchung, Leipzig, Talstraße 35.
85. KRAHMANN, R., Dr.-Ing., Dipl. Berging., Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 423.
- \*86. KRUMBACH, G., Reg.-Rat bei d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Kirchplatz 6.
87. KÜHN, Geh. Bergrat Prof. Dr., Abteilungsdirektor d. preuß. Geolog. Landesanstalt, Berlin-Dahlem, Humboldtstraße 24.
88. KUHLBRODT, E., Ober-Reg.-Rat Prof. Dr., Abteilungsvorsteher u. Privatdozent f. Meteorologie, Hamburg 3, Deutsche Seewarte.
89. LAMBERT, MR. WALTER DAVIS, U. S. Coast and Geodetic Survey Washington, U. S. A.
90. LAMBRECHT, W., Göttingen, A.-G., Fabrik wissenschaftl. Instrumente.
91. LEHMANN, INGE, Frl. cand. mag., Kopenhagen, Den Danske Gradmaaling, Proviantgaarden.
92. LINK, E., Reg.-Baumeister, Vertreter der Siemens-Bauunion, Rio de Janeiro (Brasilien), Caixa Postal 1812.
93. LINKE, F., Prof. Dr., Leiter d. Meteorol. Geophysikal. Instituts Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.

- \*94. LÖHR, Markscheider, Vorsteher der Erdbebenwarte der Westfälischen Berggewerkschaftskasse Bochum, Kanalstraße 24.
95. LOOS, P. A., Dr., Godoy Crux, Prov. de Mendoza (Argentinien), Perito Moreno 1161.
96. LORENSEER, E., Dr., Hannover, Lutherstraße 18.
97. LÜCKERATH, H., Dr., Hannover, Hinüberstraße 4 a.
98. LUTZ, C. W., Prof. Dr., Leiter d. Erdphysikal. Warte b. d. Sternwarte München.
- \*99. MACK, C., Prof. Dr., Stuttgart-Degerloch, Werastraße 33.
100. MAINKA, C., Prof. Dr., Direktor der Oberschles. Erdwissenschaftlichen Landeswarte, Ratibor O. S., Bahnhofstraße 4.
101. MARTIN, J., Dr., Jena, Fröbelstieg 3.
102. MEINARDUS, Prof. Dr., Direktor des Geograph. Seminars Göttingen, Grüner Weg 2.
103. MEISSER, O., Dr., Assistent a. d. Reichsanst. f. Erdbebenf. Jena, Fröbelstieg 3.
104. MEISSNER, O., Potsdam, Stiftstraße 2.
105. Meteorol. Magn. Obs. Potsdam, Telegraphenberg.
106. Meteorol. Institut d. Rep. Türkei, Angora Observat., Poste Boite 50.
107. MEYER, W., Geophysiker Dr., Hannover, Hinüberstraße 4 a.
108. MIHAILOVIĆ, J., Prof. Dr., Dir. d. Inst. Seismologique, Beograd, Tasmaidan, S. H. S
109. MILLER, A. H., Dominion Observatory, Ottawa, Canada.
- \*110. MINTROP, L., Prof. Dr., Breslau, Technische Hochschule.
111. MÜGGE, R., Privatdozent Dr., Frankfurt a. M., Am Dammgraben 68, Eisenbahnsiedlung.
112. MÜLLER, FERD., Dr., Geophys., Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 423.
113. MÜLLER-LIEBENAU, J., Bergass., Dortmund, Bismarckstraße 48.
114. Naturwissenschaftl. Verein (Prof. Dr. SCHLÖZER) Karlsruhe, Techn. Hochschule.
115. NAVARRO NEUMANN, M. M., S. J., Dr., Direktor der Seism. Station Cartuja-Granada (Spanien).
116. NIKIFOROV, PAUL, Physicien en chef de l'Académie des Sciences de l'USSR, Professeur à l'Université de Leningrad, Quai de l'Université.
117. NIPPOLDT, A., Prof. Dr., Potsdam, Weißenburgerstraße 31. Vorst. d. Mag. Inst.
118. NÖRLUND, N. E., Prof. Dr., Dir. d. Geodaetisk Institut, Kopenhagen, Universität.
119. NUMEROW, BORIS, Univ.-Prof., Direktor d. Astronom. Instituts und Geophysikal. Zentralobservatoriums Leningrad VII O. 2, Linie 3.
120. OISHI, W., Direktor des Aerologischen Observatoriums, Tateno bei Tutiura (Ibarakiken), Japan.
121. ONO SUMONOSUKE, Prof. Dr., Meteorolog. Zentralobserv. Tokio, Kojimachi, Moteocho 1, Japan.
122. OSTERMEIER, JOH. B., Geologe, Altheggenberg, Ob. Bayern.
123. PAUTSCH, ERICH, Dr., Harburg-Wilhelmsburg, Vulkanstraße 4.
124. Photogrammetrie, G. m. b. H., München, Sendlingerortplatz 1.
- \*125. POLIS, P., Prof. Dr., Direktor des Meteorol. Observ. Aachen, Monheimallee.
126. POLLAK, L. W., Dr., a. o. Prof. a. d. deutsch. Univ. Prag, Smichov Svědská 28.
127. Preuß. Geodät. Institut Potsdam, Telegraphenberg.
128. Preuß. Geolog. Landesanstalt Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
129. Preuß. Meteorol. Institut, Berlin W. 56, Schinkelplatz 6.
130. PREY, ADALBERT, Prof. Dr., Direktor d. Sternwarte d. Deutschen Universität in Prag I, Klementinum.
131. REICH, H., Dr., Geologe a. d. Preuß. Geol. Landesanst. Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
132. Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.
133. RELLENSMANN, O., Dr., Dortmund-Eving, Gärtnerstraße 5.
134. RENQVIST, H., Dr., Abteilungsvorst. a. Institut f. Meeresforschung, Helsingfors (Finland), Apollo-gatan 3.
135. RÉTHLY, A., Prof. Dr., Budapest II, Margit-körut 60, IV. 3.



136. REUTLINGER, G., Assistent a. d. Techn. Hochschule Darmstadt, Saalbaustraße 81.
137. RITZAU, K., Diploming., Mexiko D. F. Apartado Portal 1146.
138. RIZZO, G. B., Prof. Dr., Direttore dell'Istituto di Fisica Terrestre della R. Università, Napoli (Italien) Largo S. Marcellino No. 10.
139. ROBITZSCH, N., Dr., Aeronautisches Observatorium Lindenberg, Kr. Beeskow.
140. RÖPKE, C., Geophysiker Dr., Bisperode bei Hameln.
141. ROESENER, FR., Studienrat Dr., Hannover, Ferdinandstraße 16<sup>II</sup>.
142. ROMBERG, A., Dr., Prof. d. Physik, Universität Austin, Texas, U. S. A.
143. SCHLEUSENER, A., Berlin-Steglitz, Schloßstraße 119.
144. SCHLOMKA, T., Dr., Halle a. S., Blumenthalstraße 14.
145. SCHMEHL, H., Privatdozent Dr., Observator am Geodätischen Institut Potsdam.
146. SCHMIDT, AD., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Potsdam.
147. SCHMIDT, C., Geologe Dr., Hannover, Hinüberstraße 4a.
148. SCHMIDT, WILH., Prof., Hochschule f. Bodenkultur, Wien.
149. SCHNEIDER, WILH., Dr., Chem.-Techn. Reichsanstalt Berlin. Wohnung: Charlottenburg, Galvanistraße 18.
- \*150. SCHÜTT, R., Prof. Dr., Vorsteher der Hauptstation f. Erdbebenforschung am Physik. Staatsinstitut, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.
151. SCHUH, Prof., Rostock, Friedr. Franzstraße 75.
152. Schweizerische Meteorol. Zentralanst. Zürich.
- \*153. SCHWEYDAR, W., Prof. Dr., Potsdam, Höhenstraße 7.
154. SCHWINNER, R., Prof. Dr., Graz (Österreich), Schillerstraße 5.
155. SEIDL, E., Geh. Rat Dr.-Ing., Charlottenburg, Alemannenallee 6.
156. SEISMOS, Ges. zur Erforschung von Gebirgsschichten u. nutzbaren Lagerstätten, Hannover, Hinüberstraße 4 a.
157. SHIRATORI, K., Prof., Taiwan Imperial University Taihoten, Japan.
- \*158. SIEBERG, A., Prof. Dr., Reg.-Rat b. d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Schützenstraße 17.
159. SIEMENS & HALSKE, Zentralstelle f. wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten des SIEMENS-Konzerns, Siemensstadt bei Berlin.
160. Société de Prospection de Pétrole et de Minéraux par les Procédés Geophysique (P. P. G.) Paris 24, Rue de Clichy.
161. SPITALER, R., Prof. Dr., Vorstand d. Instituts f. kosmische Physik d. Deutschen Universität Prag II, Viničná 3.
162. STENZ, EDWARD, Dr., Lwów (Polen), Instytut Geofizyki, Uniwersytet.
163. STILLE, K., Prof. Dr., Dir. d. Geolog. Inst. d. Univ. Göttingen, Herzbergerlandstraße 55.
164. STINY, J., ordentl. Prof., Dr. d. Geologie an d. Techn. Hochschule Wien IV.
165. STOPPEL, ROSE, Frl. Prof. Dr. phil., Institut für allgemeine Botanik, Hamburg 36, Jungiusstraße 6.
166. STRAUBEL, R., Prof. Dr., Geschäftsleiter d. Zeisswerkes Jena, Botzstraße 10.
167. STÜVE, G., Dr., Geophysik. Institut Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
168. SVERDRUP, H. U., Prof. Dr. d. Meteorologie am Geophysikal. Institut in Bergen (Norwegen), Kalfarveien 59.
169. TAMMANN, G., Geh. Rat Prof. Dr., Dr.-Ing. h. c., Direktor d. Phys.-Chem. Instituts Göttingen, Bürgerstraße 50.
- \*170. TAMS, E., Prof. Dr., Wissenschaftl. Rat a. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung, Hamburg 36, Jungiusstraße 9.
171. Taunusobservatorium, Post Königstein im Taunus.
172. TEICHERT, K., Dr., Geolog. Institut Freiburg i. Br., Hebelstraße 40.
173. TETENS, O., Prof. Dr., Lindenberg, Kreis Beeskow.
174. THOMAS, E., Geologe u. Diploming. Dr., Cannawurf bei Heldrungen.

175. TICHANOWSKY, J., Prof., Simferopol USSR, Pädagogisches Institut.  
176. TRAPPE, FR., Dr., Göttingen, Herzberger-Landstraße 59.  
177. ULLER, Prof. Dr., Giessen, Südanlage 19.  
178. VISSER, S. W., Dr., Koninkl. magn. Met. Observ. Weltevreden, Java, Nederl. Indie.  
179. WEGENER, A., Prof. Dr., Graz (Steiermark), Blumengasse 9.  
180. WEICKMANN, L., Prof. Dr., Direktor d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, Talstraße 38.  
181. WEIGELT, I., Prof. Dr., Greifswald, Steinstraße 58.  
182. WIGAND, A., Prof. Dr., Direktor d. Meteorol. Institutes Hamburg 20, Alsterkrug-  
chaussee 124.  
183. WILIP, Prof. Dr., Physik. Institut d. Universität Dorpat (Estland).  
184. WILSKI, P., Prof. Dr., Vorst. d. Erdbebenwarte d. Techn. Hochschule Aachen,  
Kurbrunnenstraße 18.  
185. WOLF, M., Geh. Hofrat Prof. Dr., Vorst. d. Bad. Landessternwarte Heidelberg-  
Königstuhl.  
\*186. ZEISSIG, C., Prof. Dr., Vorst. d. Seismischen Station Darmstadt-Jugenheim.  
187. Zentralanstalt f. Meteorologie u. Geodynamik, Wien XIX, Hohe Warte 38.
-