SUB | NIEDERSÄCHSISCHE STAATS- UND UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK GÖTTINGEN

Werk

Jahr: 1940
Kollektion: fid.geo
Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:16
Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Werk Id: PPN101433392X_0016
PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0016

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X
PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X
OPAC: http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.
Each copy of any part of this document must contain there Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.
Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Zeitschrift
für
Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hecker †, München – Fr. Kossmat †, Leipzig
F. Linke, Frankfurt – W. Schweydar, Potsdam – E. Wiechert †, Göttingen

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen



XVI. Jahrgang 1940

Mit 145 Figuren im Text und 1 Bildnis

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Universitäts-Bibliothek
Göttingen

Alle Rechte vorbehalten

Printed in Germany

Druck von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Autorenverzeichnis

Aliverti, G. 284.
Angenheister, G. 93.

Bärnreuther, H. 89.
Bartels, J. 101.
Brunner, W. 87, 195, 196, 250, 332.
Bungers, R. 89.
Burger, A. 85, 185, 247.
Burmeister, Fr. 125.

Fanselau, G. 181.
Fedtke, C. 88.
Förtsch, O. 57.
Fritsch, V. 149.

Gnass, G. 1.
Graf, A. 31.

Hoffmeister, C. 89.
Huang Si-Tang 213, 334.

Ising, G. 27.

Jung, H. 90, 254, 255.

Köhne, K. 310.
Kohlschütter, E. 233, 246, 333.
Kulin, G. 198.

Ledersteger, K. 203.
Liebermann, K. 88, 251, 333.
Link, F. 198.
Loreta, E. 197.

Malsch, W. 197.
Meister, F. J. 105.
Müller, M. 274.

Regula, W. 40.
Renner, R. 99.

Schmerwitz, G. 119.
Schriel, W. 91.
Schulz, B. 97.
Schumann, R. 259.
Stümke, H. 127.
Suckstorff, G. A. 94, 95, 96, 199, 200.

Tesch, H. 289.
Thyssen, St. von 210.
Trommsdorff, F. 331.

Visser, S. W. 329.
Voit, H. 16.

Wang Tzu-Chang 160.
Wegener, K. 33, 244.

Sachverzeichnis

I. Physik des festen Erdkörpers

1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere

G. Gnass: Bestimmung gezeitlicher Änderungen des Schwerevektors hinsichtlich der Tide M_2 aus gleichzeitigen Horizontalpendelbeobachtungen in Pillnitz, Berchtesgaden und Beuthen. S. 1

H. Voit: Über die Erzielung möglichst großer innerer und absoluter Genauigkeit bei der Analyse von Horizontalpendel- und Gravimeterbeobachtungen. S. 16.

G. Ising: Die Bestimmung der Apparatkonstanten bei astasierten Gravimetern. (Bemerkung zur Abhandlung von A. Graf, „Über die Bestimmung der Gravimeterkonstante bei einem frei hängenden Federsystem".) S. 27.

A. Graf: Stellungnahme zur vorstehenden Abhandlung von G. Ising über die Bestimmung der Apparatekonstante bei astasierten Gravimetern. S. 31.

K. Wegener: Die hydrostatische Reduktion der Schwerebeobachtungen. S. 33.

K. Ledersteger: Wittings Störungen und die Veränderlichkeit der Chandlerschen Amplitude. S. 203.

St. v. Thyssen: Drehwaageregistrierungen unter gleichzeitiger Einwirkung elastischer Wellen. S. 210.

E. Kohlschütter: Bemerkungen zu der Abhandlung „Die hydrostatische Reduktion der Schwerebeobachtungen" von Kurt Wegener. S. 233.

K. Wegener: Antwort auf die Bemerkungen Herrn Kohlschütters zu der Abhandlung: „Die hydrostatische Reduktion der Schwerebeobachtungen". S. 244.

E. Kohlschütter: Entgegnung auf die Antwort von Herrn Wegener. S. 246.

R. Schumann: Numerische Untersuchung über Radiusvektor und Azimut der Polbahn 1890—1938. S. 259.

H. Tesch: Der Einfluß der Elastizität der Schneide und Unterlage eines Pendels auf die Schwingungszeit. S. 289.

2. Gezeiten, Deformationen, Seismik

W. Regula: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXXVIII. Untersuchungen elastischer Eigenschaften von Gesteinsstäben. S. 40.

O. Förtsch: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXXIX. Ableitung des von der Frequenz unabhängigen Absorptionskoeffizienten aus Maschinenschwingungen. S. 57.

F. J. Meister: Schwingungsmessung mittels Trägerstrom. S. 105.

G. Schmerwitz: Ausgleichung der $\overline{P}$-Wellen-Einsätze des Bebens vom 11. Juni 1938 in Belgien. S. 119.

Huang Si-Tang: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XL. Bestimmung der Geschwindigkeit, Dämpfung und Absorption von Kompressions- und Scherwellen in Kautschuk. S. 213.

S. W. Visser: Der Zusammenhang zwischen Bodenunruhe und Zyklonen. S. 329.

F. Trommsdorff: Ergänzende Bemerkung zu „Der Zusammenhang zwischen Bodenunruhe und Zyklonen" von S. W. Visser. S. 331.

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

Erdmagnetismus, Polarlicht, Luftelektrizität, Durchdringende Strahlung

A. Burger: Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. S. 85.

W. Brunner: Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1939. S. 87.

C. Fedtke: Nordlicht. S. 88.

K. Liebermann: Nordlicht 1940, Januar 3. S. 88.

H. Bärnreuther: Beobachtung eines Nordlichtes am 3. Januar 1940. S. 89.

C. Hoffmeister: Beobachtung auf der Sternwarte zu Sonneberg. S. 89.

J. Bartels: Sonnenstrahlung und Erdmagnetismus. S. 101.

Fr. Burmeister: Über die Bestimmung der Temperatur eines schwingenden Magneten. S. 125.

V. Fritsch: Die Bedeutung geoelektrischer Faktoren bei der Überprüfung von Blitzableitererden. S. 149.

Tzu-Chang-Wang: Eine einfache Methode zur Bestimmung der magnetischen Suszeptibilitäten von Gesteinen in schwachen Feldern. S. 160.

G. Fanselau: Vorläufige Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Niemegk im Jahre 1939. S. 181.

A. Burger: Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. S. 185.

W. Brunner: Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1939. S. 195.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1940. S. 196.

W. Malsch: Nordlichtbeobachtung zu Nürnberg am 24. März 1940. S. 197.

W. Sandner: Nordlicht 1940. III. 29d. S. 197.

E. Loreta: Nordlicht. S. 197.

G. Kulin: Das Nordlicht 1940 März 24 in Ungarn. S. 198.

F. Link: Über den möglichen Zusammenhang zwischen den Polarlichtern vom 25. Januar 1938 und 24. März 1940. S. 198.

A. Burger: Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. S. 247.

W. Brunner: Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1940. S. 250.

K. Liebermann: Nordlicht 1940, September 26. S. 251.

F. Löhle: Das Nordlicht vom 29./30. März 1940 nach Beobachtungen in Pommern. S. 252.

M. Müller: Ergebnisse geoelektrischer Polarisationsmessungen. S. 274.

G. Aliverti: Über die indirekten emanometrischen Aliverti- und Gerdien-Methoden. S. 284.

W. Brunner: Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1940. S. 332.

K. Liebermann: Nordlichtbeobachtung. S. 333.

III. Physik der Atmosphäre

Statik, Dynamik der Atmosphäre, Strahlungsvorgänge

H. Stümke: Rotationssymmetrische Gleichgewichtsstörungen in einer isothermen Atmosphäre nebst einem Modellversuch mit rotierender Flüssigkeit. S. 127.

K. Köhne: Untersuchungen über Feindruckwellen. S. 310.

S. W. Visser: Der Zusammenhang zwischen Bodenunruhe und Zyklonen. S. 329.

F. Trommsdorff: Ergänzende Bemerkung zu „Der Zusammenhang zwischen Bodenunruhe und Zyklonen" von S. W. Visser. S. 331.

IV. Physik des Meeres und der Gewässer

V. Angewandte Geophysik

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

G. Ising: Die Bestimmung der Apparatkonstanten bei astasierten Gravimetern. (Bemerkung zur Abhandlung von A. Graf, „Über die Bestimmung der Gravimeterkonstante bei einem frei hängenden Federsystem"). S. 27.

A. Graf: Stellungnahme zur vorstehenden Abhandlung von G. Ising über die Bestimmung der Apparatekonstante bei astasierten Gravimetern. S. 31.

W. Regula: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXXVIII. Untersuchungen elastischer Eigenschaften von Gesteinsstäben. S. 40.

O. Förtsch: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXXIX. Ableitung des von der Frequenz unabhängigen Absorptionskoeffizienten aus Maschinenschwingungen. S. 57.

F. J. Meister: Schwingungsmessung mittels Trägerstrom. S. 105.

G. Schmerwitz: Ausgleichung der $\overline{P}$-Wellen-Einsätze des Bebens vom 11. Juni 1938 in Belgien. S. 119.

V. Fritsch: Die Bedeutung geoelektrischer Faktoren bei der Überprüfung von Blitzableitererden. S. 149.

Tzu-Chang-Wang: Eine einfache Methode zur Bestimmung der magnetischen Suszeptibilitäten von Gesteinen in schwachen Feldern. S. 160.

St. v. Thyssen: Drehwaageregistrierungen unter gleichzeitiger Einwirkung elastischer Wellen. S. 210.

Huang Si-Tang: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XL. Bestimmung der Geschwindigkeit, Dämpfung und Absorption von Kompressions- und Scherwellen in Kautschuk. S. 213.

M. Müller: Ergebnisse geoelektrischer Polarisationsmessungen. S. 274.

H. Tesch: Der Einfluß der Elastizität der Schneide und Unterlage eines Pendels auf die Schwingungszeit. S. 289.

Verschiedenes und Mitteilungen

Notiz des Oberkommandos der Kriegsmarine über „Zeitsignale". S. 200.

Nachruf auf Karl Haussmann. S. 201.

Wissenschaftliche Wettbewerbe der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik e. V. Elfter Wettbewerb 1941. S. 257.

Der Zehnte (wissenschaftliche) Wettbewerb der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik e. V. war erfolgreich. S. 258.

Druckfehlerberichtigung. S. 333.

Druckfehlerberichtigung. S. 334.

Referate

R. Bungers: Die geodätischen, gletscherkundlichen und geographischen Ergebnisse der Deutschen Himalaja-Expedition 1934 zum Nanga Parbat. S. 89.

H. Jung: W. Jordan-O. Eggert: Handbuch der Vermessungskunde. 3. Band, 1. Halbband (Landesvermessung, sphärische Berechnungen und astronomische Ortsbestimmung). S. 90.

W. Schriel: Tom. F. W. Barth, Carl W. Correns, Pentti Eskola: Die Entstehung der Gesteine. S. 91.

G. Angenheister: Walther Huebner: Geology and Allied Sciences. A Thesaurus and a Coordination of English an German Specific and General Terms. Part I, German-English. S. 93.

L. A. Suckstorff: Jahrbuch für die Gewässerkunde Norddeutschlands. Abflußjahr 1936. S. 94.

— Ferdinand Steinhauser: Die Meteorologie des Sonnblicks. 1. Teil. S. 95.

— R. C. Sutcliffe: Meteorology for Aviators. S. 95.

— Meteorologisches Taschenbuch, 4. und 5. Ausgabe. S. 96.

B. Schulz: A. Defant und Bj. Helland-Hansen: Bericht über die ozeanographischen Untersuchungen im zentralen und östlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans im Frühsommer 1938. S. 97.

R. Renner: Heinz Lettau: Atmosphärische Turbulenz. S. 99.

G. A. Suckstorff: Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Abt. II. Physikalische Methoden. Teil 3. S. 199.

— M. Robitzsch: Ausführliche barometrische Reduktions- und Höhentafeln. S. 200.

H. Jung: Wilhelm Kleffner: Die Reichskartenwerke mit besonderer Behandlung der Darstellung der Bodenformen. S. 254.

— H. Ertel: Elemente der Operatorenrechnung mit geophysikalischen Anwendungen. S. 255.

Geophysikalische Berichte

S. 1— 68. Heft 1/2.
S. 69—150. Heft 3/4.
S. 151—194. Heft 5/6.
S. 195—222. Heft 7/8.

Bestimmung gezeitlicher Änderungen des Schwerevektors hinsichtlich der Tide M_2 aus gleichzeitigen Horizontalpendelbeobachtungen in Pillnitz, Berchtesgaden und Beuthen*)

Von **Gerhard Gnaß.** — (Mit 14 Abbildungen)

Im Rahmen vorliegender Arbeit, die sich an die Arbeiten von Tomaschek und Schaffernicht anschließt, sollte die Lotablenkung an verschiedenen Orten gleichzeitig gemessen werden, um ein Bild darüber zu erhalten, ob regional abhängige Unterschiede zwischen der Größe der Lotablenkung bestehen. Überdies kann aus der Lotschwankung zusammen mit den Werten für die Schwankung der vertikalen Schwereintensität der zeitliche Verlauf der Schwerebeschleunigung für alle drei Koordinatenrichtungen $x\ y\ z$ ermittelt werden.

1. Meßgeräte und Messungen

Die Fig. 1 zeigt zwei Horizontalpendel in der Ausführungsform nach Tomaschek und Schaffernicht**). Während der Registrierung sind die Pendelgehänge mit luftdicht schließenden eisernen Hauben (10 mm Wandstärke) umgeben, um frei von Störungen durch Luftdruckschwankungen zu sein. Das Pendelgehänge besteht aus einem Aluminiumstab von $0.5 \cdot 0.2$ cm^2 Querschnitt und 20 cm Länge (Fig. 2), der einen kleinen Spiegel von 20 mm Durchmesser, zwei Fadenklemmen, ein zylindrisches Pendelgewicht und eine Schneide trägt, die in der Drehachse angebracht sein muß, um die Schwingungszeit bei $i = 90^0$ bestimmen zu können. Das Gewicht der Pendelstangen betrug durchschnittlich bei allen Geräten etwa 40 g. Die Schlitze der Fadenklemmen wurden in der Längsrichtung des Pendelbalkens angeordnet, weil anderenfalls während der Registrierung zusätzliche Kippmomente auftreten, die ein sauberes Arbeiten stören. Die Schlitze wurden so geformt, daß die Fäden, an denen der Pendelstab hängt, senkrecht aus der Klemme austreten. Als sehr nützlich hat sich die leichte Verstellbarkeit der Spiegelebene erwiesen. Die Regulierung erfolgt mittels einer Schraube, an die der Metallhalter des Spiegels federnd drückt. Die Schwingungsdauer T_i kann in kurzer Zeit (etwa 2 Stunden) bei einiger Geschicklichkeit mühelos auf 150 s gebracht werden, was bei den benutzten Registrierentfernungen einer Empfindlichkeit von etwa 0.0005″/mm entspricht. Aller-

*) Dresdener Dissertation.

) Siehe W. Schaffernicht: Ann. d. Phys. **29, 349 (1937).

dings hat es bei einem neuaufgestellten Gerät keinen großen Wert, die Schwingungsdauer gleich *so* hoch zu treiben, da der elastische Gang der benutzten Fäden bei zu großer Schwingungsdauer T_i am Anfang zu sehr stört. Als Fadenmaterial wurde Phosphorbronzeband mit rechteckigem Querschnitt $0.3 \cdot 0.02\ \text{mm}^2$ verwendet.

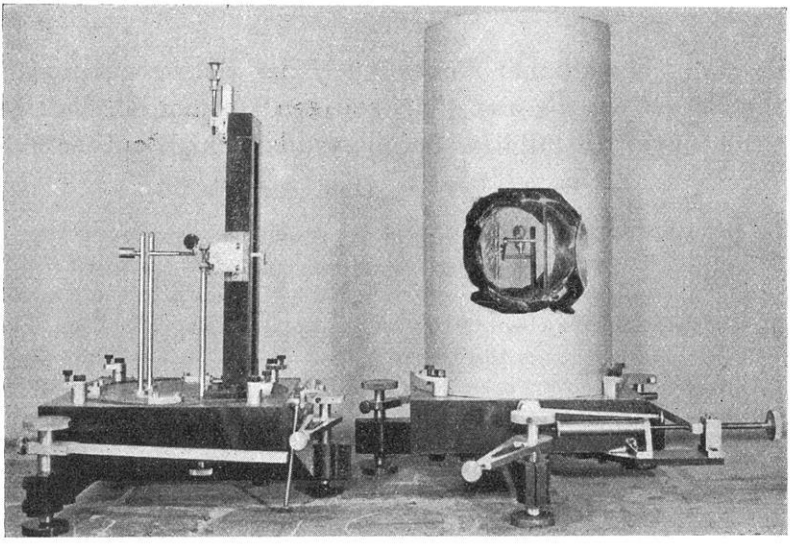


Fig. 1. Horizontalpendel mit Zöllnerscher Aufhängung, links offen, rechts geschlossen

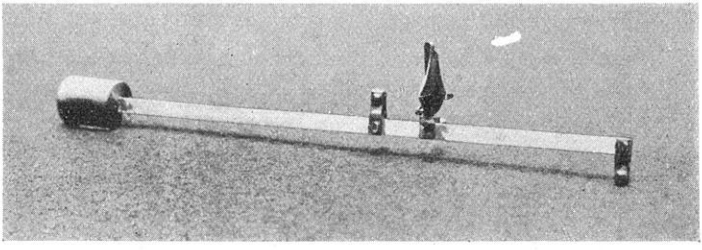


Fig. 2. Pendelgehänge des Horizontalpendels. (Spiegel abgenommen)

Als Beobachtungsorte waren folgende drei Stationen ausersehen:

1. Pillnitz bei Dresden . . . . . $\varphi = 51^0\ 1'$ $\lambda = -13^0\ 53'$,
2. Berchtesgaden . . . . . $\varphi = 47^0\ 38'$ $\lambda = -12^0\ 59'$,
3. Beuthen O/S . . . . . $\varphi = 50^0\ 51'$ $\lambda = -36^0\ 36'$.

Da an drei verschiedenen Orten gleichzeitige Beobachtungen ausgeführt werden sollten, waren sechs Horizontalpendel erforderlich.

Die Pillnitzer Station besteht aus einem Felsengewölbe, das 45 m waagerecht im Granit vorgetrieben ist und eine durchschnittliche Breite und Höhe von 4.5 m hat. Der Pendelraum befindet sich etwa 50 m unter der Erdoberfläche. Das Gestein gehört zu einem westlichen Ausläufer des Lausitzer Granitmassivs. Die Aufstellung der beiden Horizontalpendel erfolgte in dem nach außen hin vollkommen abgeschlossenen Raum auf einem gemeinsamen großen Sandsteinsockel, der auf dem gewachsenen Granitgestein fest verankert war. Genügende Temperaturkonstanz wurde während mehrwöchiger Temperaturregistrierung mittels einer empfindlichen Bimetallspirale festgestellt. Die Temperaturänderung je Woche lag unter 0.01° C. Die durchschnittliche Jahrestemperatur betrug etwa 8.8° C. Die Pendel standen in einem vom Registrierwerk vollkommen getrennten Raum, der nur hin und wieder zwecks Justierung der Geräte betreten werden mußte. Durch diese getrennte Aufstellung wurden Temperaturstörungen der Pendel vermieden. Die photographische Registriervorrichtung war in einem zweiten Raum untergebracht. In der Trennwand nach den Instrumenten hin befand sich ein Registrierfenster. Die Aufzeichnungen erfolgten mittels lichtempfindlichen Millimeterpapiers, das auf eine Trommel aufgespannt wurde, die sich in einer Woche einmal herumdrehte. Der Streifenwechsel erfolgte entsprechend alle 7 Tage. Der Vorschub des Papiers betrug in 1 Stunde knapp 0.5 cm. Durch eine genau gehende Stundenkontaktuhr wurde der Registrierstreifen über seine ganze Breite durch einen Schlitz hindurch stündlich etwa 30 s belichtet. Gleichzeitig wurde diese Belichtung so eingerichtet, daß auf dem Registrierstreifen laufend eine Nullmarke entstand, die zum Ablesen der Kurvenordinaten erwünscht ist. Da Verzerrungen des Papiers beim Entwickeln und während der Registrierung selbst nicht ausgeschlossen sind, ist der Vorteil der über die ganze Streifenbreite laufenden Zeitmarke offenbar, weil somit ganz sicher zusammengehörige Punkte von Kurve und Zeit- bzw. Nullmarke abgelesen werden können. Der Pendelinnenraum wie auch Registrierwerk und Stundenkontaktuhr waren mit einem Trockenmittel versehen. Infolge der großen Feuchtigkeit in der Pillnitzer Station mußten alle Abbildungslinsen und Registrierfenster in der Trennwand zwischen Instrumenten- und Beobachtungsraum elektrisch beheizt werden. Die Stromstärke in den Heizdrähten war so bemessen, daß die sich einstellende Temperatur gerade noch über derjenigen des Kellers lag. Für die spätere Auswertung war *der* Umstand günstig, daß die Pendel in N-S- und E-W-Richtung aufgestellt werden konnten. Die Gewichte der Pendelstangen betrugen beim N-S-Pendel 37.801 g, beim E-W-Pendel 43.303 g. Der Registrierabstand war bei beiden Geräten 455 cm. Die Schwingungsdauer T_0 bei waagerechter Drehachse betrug bei dem N-S- und E-W-Pendel 0.731 s. Während der Zeit, für die die Ergebnisse der Analysen beigegeben sind, war die mittlere Schwingungszeit in der Gebrauchslage beim N-S-Pendel $T_i = 76.0$ s, bei dem E-W-Pendel $T_i = 91.5$ s. Also hat $\sin i = (T_0/T_i)^2$ für das E-W-Pendel den Wert $0.64 \cdot 10^{-4}$; einer Ordinatenänderung von einem Millimeter auf dem Registrierpapier entsprach eine Neigungsänderung der Pendelachse um $\partial \varphi = 0.00144''$. Entsprechend ergab sich für das N-S-Pendel $\partial \varphi = 0.00210''$.

Unter den in den Analysen aufgeschriebenen Skalenwerten ist $w = 10^3 \cdot \partial q$ zu verstehen, d. h. in unserem Beispiel ist $w = 1.44$ bzw. $w = 2.10$.

Wie schon Schaffernicht bei seinen Messungen beobachtete, ändern sich die Schwingungszeiten T_i laufend nach einer Richtung. In Pillnitz war der T_i-Gang beim E-W-Pendel stärker als beim N-S-Pendel. Im Laufe von $1^1/_4$ Jahren stieg die Schwingungszeit beim E-W-Pendel von 84 auf 125 s, um dann in wenigen Tagen in Form einer e-Kurve nach unendlich zu wandern. Die häufige Bestimmung der Schwingungszeit ist also unerläßlich. Beim N-S-Pendel änderte sich die Schwingungszeit im gleichen Zeitraum von 64 auf 79 s. Allerdings wird der Gang des T_i zum Teil durch die Nachjustierung hervorgerufen, die ab und zu erfolgen muß, weil auch die Nullpunktslage beider Pendel einen Gang zeigte. Infolge der Anordnung der Fußschrauben der Pendelsockel (Fig. 3) entsteht beim Zurückholen des Lichtzeigers in die alte Nullage mittels der Fußschrauben I und II eine Kippkomponente senkrecht zu der Ebene durch Drehachse und Vertikale. Jede derartige Neigungsänderung bewirkt eine Änderung der Empfindlichkeit und hat einen statischen Pendelausschlag zur Folge. Zwar ist es möglich, die alte Nullpunktslage bei *gleicher* Empfindlichkeit durch entsprechende Verstellung der beiden Fußschrauben I und II zu bewirken, jedoch müßte immer noch zur Kontrolle nach jeder Justierung T_i bestimmt werden. Die Justierung bei gleichbleibender Empfindlichkeit könnte mit Hilfe eines zum Meßpendel senkrecht aufgehängten, unempfindlicheren Hilfspendels erfolgen. Die Nullpunktsänderung betrug im Verlauf von $1^1/_4$ Jahren beim E-W-Pendel etwa 11″, beim N-S-Pendel 4″, und zwar entsprach dem Gang des E-W-Pendels ein Senken des Bodens im Westen und dem Gang des N-S-Pendels ein Senken im Norden. Diese Gänge sind zum Teil an den Registrierkurven (Fig. 7) zu erkennen, die als Beispiele für die Ergebnisse dieser Messungen beigefügt sind (photographisch verkleinert). Daß der Gang der Registrierkurven nicht nur von der elastischen Änderung der Fäden herrührt, sondern auch tatsächlich auf vorhandene Neigungsänderungen des Bodens zurückzuführen ist, wurde mit Hilfe einer hochempfindlichen Registrierlibelle festgestellt (vgl. Fig. 7 und 8). In der Mitte der Fig. 7 sind die Endpunkte der Stundenmarken zugleich die Bilder des Randes der Blase der Registrierlibelle. Der Gang ist deutlich zu verfolgen. Das Wandern der Blase in der Röhrenlibelle, die neben den Pendeln auf dem gleichen Sockel aufgestellt war, wurde optisch auf dem Registrierstreifen mit aufgezeichnet. Die Abbildung erfolgte mit einem langbrennweitigen Achromaten und zwei 90°-Prismen. In der Fig. 8 ist die Registrierlibelle mit den beiden Prismen ohne Gehäuse zu sehen. Die Beleuchtung des Apparates erfolgte mit einer sehr lichtstarken Quecksilberhochdruckdampflampe, die alle Stunde (zugleich als Stundenmarkenlampe) für kurze Zeit aufflammte. In Fig. 7 ist bei etwa gleicher Empfindlichkeit beider Horizontalpendel

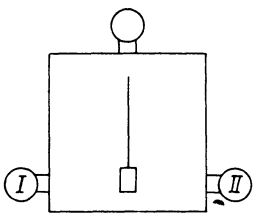


Fig. 3. Schema der Pendelanordnung

die größere Amplitude des E-W-Pendels zu erkennen (vgl. Pillnitz-Analyse). Weiterhin tritt die Überlagerung einer halbtägigen und ganztägigen Welle sowohl bei dem N-S- als auch bei dem E-W-Pendel deutlich hervor (Fig. 4 und 6). Da die

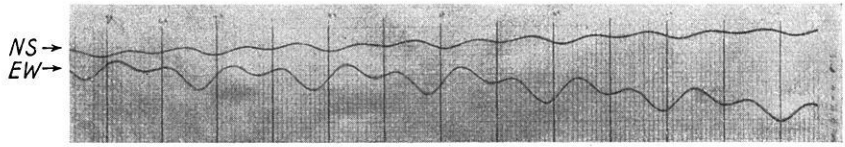


Fig. 4. Beispiel von zwei zu gleicher Zeit in Pillnitz aufgenommenen Registrierkurven in den Richtungen N–S und E–W, sechsfach verkleinert (etwa gleiche Empfindlichkeit beider Pendel)

Der zeitliche Abstand zwischen je zwei starken senkrechten Strichen beträgt zwölf Stunden. Die Lotschwankung in der EW-Richtung ist stärker. Beide Pendel zeigen die Überlagerung einer halbtägigen und ganztägigen Welle

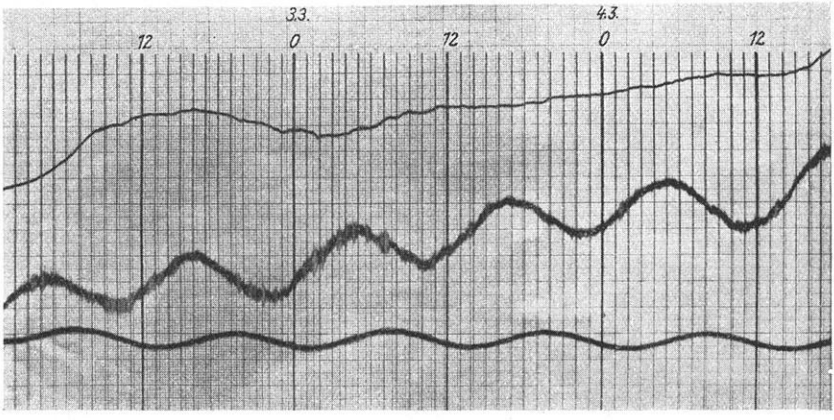


Fig. 5. Beispiel einer durch stärkere mikroseismische Unruhe gestörten Kurve (2.3-fach verkleinert). Die oberste, dünne Kurve ist die Aufzeichnung des Luftdruckes

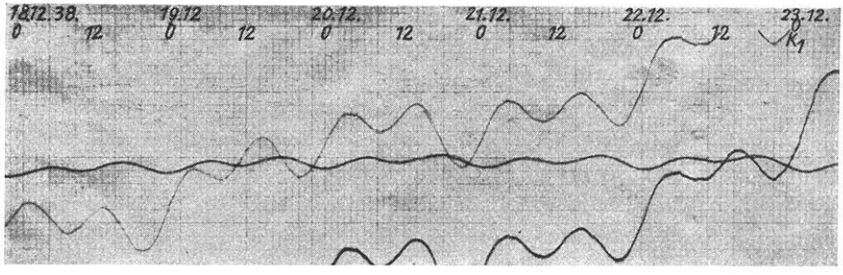


Fig. 6. Die abgebildete Horizontalpendelregistrierkurve zeigt besonders deutlich die Überlagerung einer halbtägigen und ganztägigen Welle (6fach verkleinert)

Nullpunktsänderung des E-W-Pendels zeitweise sehr stark war, wurde die optische Abbildung verdoppelt, d. h. das eine Pendel registrierte mit zwei Lichtzeigern derart, daß, falls der *eine* aus dem Registrierbereich hinauswanderte, der andere hereinkam. So sind die Parallelkurven in den beiden Fig. 6 und 7 zu erklären. Außerdem wurde noch der Luftdruck mitregistriert, um gegebenenfalls in späteren Untersuchungen seinen Einfluß zu beobachten. Erdbebenstörungen, die zum Teil sehr große Amplituden und Eigenschwingungen der Pendel verursachten, hatten auf den Gesamtverlauf der Registrierungen keinen wesentlichen Einfluß. Ebenso bleiben die Pendel bei lokalen Erschütterungen mit kurzer Schwingungsdauer beinahe ungestört. Weit ungünstiger wirken plötzlich auftretende Massen-

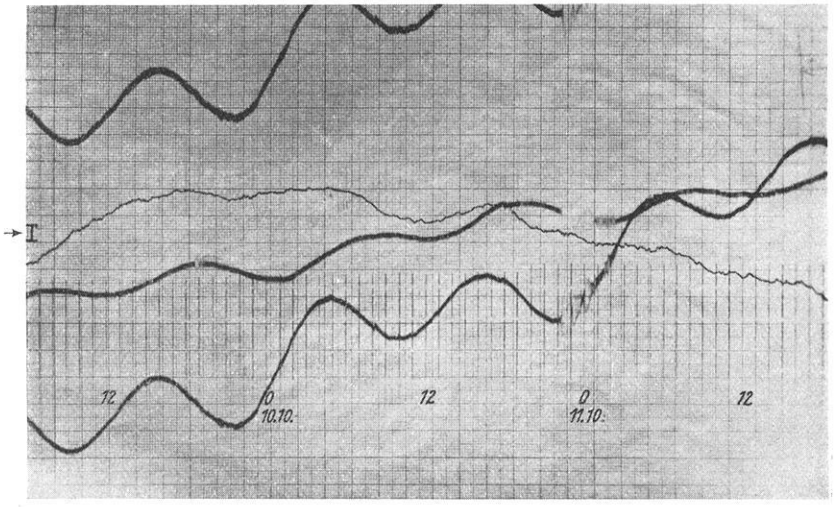


Fig. 7 zeigt ein Stück einer Registrierkurve mit einem starken, von beiden Pendeln aufgezeichneten Erdbeben am 10. Oktober 1938 $22^h\,20''$ (2.2fach verkleinert). Wie in Fig. 6 zeichnet auch hier das eine Pendel infolge doppelter Abbildung zweifach auf. Die dünne Kurve gibt den Luftdruck an

verlagerungen infolge starker Niederschläge wie Regen und Schnee. Einwandfrei wurde in Berchtesgaden zur Zeit der Schneeschmelze ein Neigen des Bergmassivs nach dem Tal der Berchtesgadener Achse hin festgestellt, in dem sich durch die Schneeschmelze große Wassermassen sammelten, so daß eine starke Massenverlagerung stattfand, die zu der erwähnten Kippbewegung führte. Das Tal verläuft in der Nähe der Beobachtungsstation ungefähr in Ost-West-Richtung. Außerdem kann starker Sturm Bodenneigungen hervorrufen. Dies ist bisweilen besonders deutlich in Pillnitz beobachtet worden, wo das Bergmassiv, in dem sich die Beobachtungsstation befand, den auftretenden Luftströmungen eine große Angriffsfläche entgegenstellte. Hin und wieder ist eine besondere seismische Unruhe meist als Folge von Frostwirkungen zu beobachten gewesen. Fig. 5 gibt

hierfür ein Beispiel. Der Gesamtverlauf der Messung wird dadurch nicht weiter gestört.

Eine zweite Beobachtungsstation konnte in einem Beuthener Steinkohlenbergwerk dank des Entgegenkommens von Prof. Mainka und der Bergwerksgesellschaft G. v. Giesches Erben eingerichtet werden. Die Station befindet sich in unmittelbarer Nähe der ehemaligen Reichsgrenze 540 m unter Tage in einem abgedämmten stilliegenden Querschlag. Ehe die Station ausgebaut wurde,

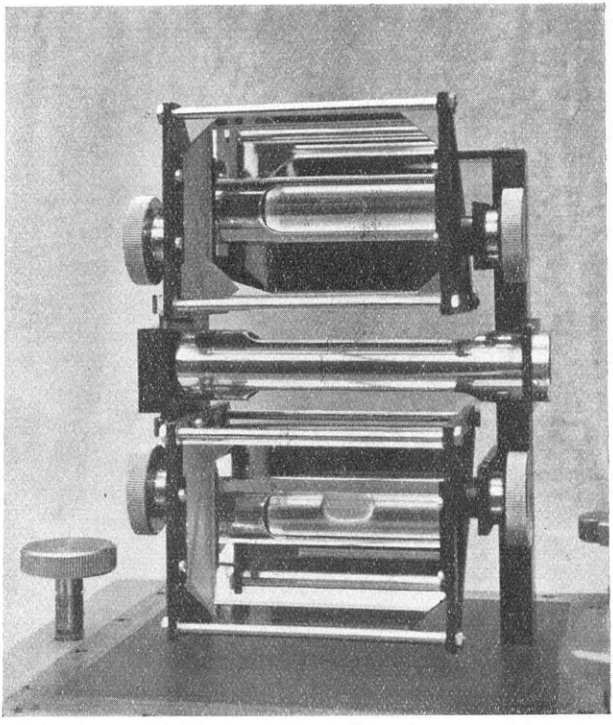


Fig. 8. Registrierlibelle (1.2″ je Skalenteil). Im oberen und unteren Prisma spiegelt sich die Libelle mit Blase und Teilung

waren sorgfältige Temperaturregistrierungen nötig, um eventuelle Temperaturschwankungen zu überprüfen. Im Gegensatz zu Pillnitz war es in der Grube sehr warm; in der später errichteten Kammer betrug die Temperatur im Mittel 29° C. Auch hier wurde der Instrumentenraum vom Registrierraum getrennt. Wieder mußte das Registrierfenster in der mittleren Trennwand elektrisch geheizt werden. In der Umgebung der Beuthener Station bestand die Erdrinde in der Hauptsache aus Sandstein mit zwischengelagerten Kohleflözen. Die Pendel standen auf einem Betonpfeiler, der auf den Natursandstein aufgesetzt worden war. Die Daten für die Beuthener Pendel sind folgende: Das von Süden aus über Westen gerechnete

Azimut betrug für das eine Pendel 18°, für das zweite Pendel 108°. Die Gewichte der Gehänge waren 44.705 g und 45.758 g. Als Registrierentfernung standen für beide Geräte 912 cm zur Verfügung. Die für horizontale Drehachse gemessenen Schwingungszeiten betrugen für das erste Pendel $T_0 = 0.7300$ s und für das zweite Pendel $T_0 = 0.7305$ s. Da während der Beobachtungszeit die mittlere Schwingungsdauer in Gebrauchslage 62.0 s für das N-S-Pendel und 54.6 s für das E-W-Pendel betrug, entsprechen einem Registrierausschlag von einem Millimeter folgende Neigungsänderungen der Pendeldrehachsen:

$$\text{N-S-Pendel} \ldots \ldots \ldots \ldots \quad \partial\varphi = 0.001565'',$$
$$\text{E-W-Pendel} \ldots \ldots \ldots \ldots \quad \partial\varphi = 0.002020''.$$

Die Schwingungszeiten der Beuthener Pendel änderten sich im Vergleich zu den Pillnitzer Geräten viel weniger. In einem Zeitraum von 6 Monaten betrug der

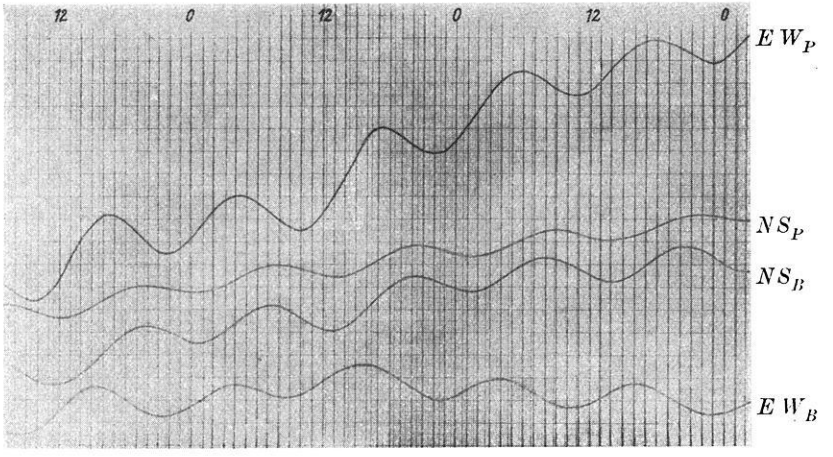


Fig. 9. Parallelregistrierung Pillnitz–Beuthen

T_i-Gang bei dem einen Pendel 2″, beim anderen beinahe ebensoviel. Trotzdem wurden auch bei diesen Geräten des öfteren die Schwingungszeiten bestimmt. Hin und wieder ruckartig auftretende Nullpunktsschwankungen waren auf die Abbauarbeiten in der Grube zurückzuführen.

Interessant ist die Fig. 9, die einen Ausschnitt aus der Pillnitz-Beuthener Parallelregistrierung zeigt. Die beiden mittleren und äußeren Kurven geben entsprechende Komponenten der Lotschwankungen wieder. Das Bild wurde im Pausverfahren hergestellt.

Schließlich sei noch kurz auf die dritte Station in Berchtesgaden eingegangen. Sie befindet sich in einem Steinsalzbergwerk 124 m unter der Erdoberfläche und 567 m über Normal-Null. Die mittlere Temperatur des Bergwerks lag bei 8° C. Der Registrierraum war verhältnismäßig trocken. Nach bewährtem Grundsatz

waren die Instrumente vom Registrierraum getrennt. Folgende Zahlen seien hier genannt:

N-S-Pendel
$T_0 = 0.720$ s,
$T_i \sim 100$ s,
Registrierentfernung 561 cm,
$\vartheta \Phi = 18.3837''$,
$w = \vartheta \varphi \cdot 10^3 \sim 1.04''$,
Pendelgewicht 41.72 g.

E-W-Pendel
$T_0 = 0.720$ s,
$T_i \sim 95$ s,
Registrierentfernung 532 cm,
$\vartheta \Phi = 19.3858''$,
$w = \vartheta \varphi \cdot 10^3 \sim 0.95''$,
Pendelgewicht 40.81 g.

Der Errichtung der einzelnen Beobachtungsstationen gingen langwierige Vorarbeiten voraus, da fast alle Instrumente und Hilfsgeräte wie Stundenkontaktuhren, Registrierwerke, optische Einrichtungen usw. in der Werkstatt des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Dresden angefertigt bzw. entwickelt und erprobt werden mußten. Bei der optischen Abbildung ist von Bedeutung, daß durch die Verwendung rhodinierter Oberflächenspiegel die Güte des Bildes auf dem Registrierwerk ganz erheblich verbessert werden konnte. Da die Bildweite der Linsenabbildung bis zu 14 m betrug und als Linsen gewöhnliche Brillengläser Verwendung fanden, war es teilweise schwierig, bei den gegebenen Verhältnissen gute Abbildungen zu erreichen.

2. Zur Auswertung der Registrierkurven

Das Beobachtungsmaterial wurde nach einem von H. Voit entwickelten Verfahren nach Amplitude und Phase des M_2-Gliedes analysiert. Dieses Verfahren*) hat den Vorteil, daß es bei befriedigender innerer Genauigkeit nur verhältnismäßig kurze Registrierreihen voraussetzt und außerdem ein Minimum an Rechenarbeit im Vergleich mit anderen Methoden erfordert. Die neue Methode ergab im wesentlichen bei gleichem Zahlenmaterial übereinstimmende Ergebnisse mit der Doodsonschen bzw. Darwinschen und Börgenschen Analyse. Zur Bestimmung der Tide M_2 werden im Prinzip nur 2 Tage, der 1. und 10. Tag der Messung, gebraucht, da sich in diesem Falle bei der Voitschen Analyse die anderen halbtägigen Glieder S_2, N_2 und K_2 herausheben.

Als Beispiel der Auswertung ist in Tabelle 1 und 2 eine Analyse mitgeteilt, in der die E-W-Komponente der Pillnitzer Station berechnet wird. In den

*) Eine Darstellung des Verfahrens siehe in der folgenden Arbeit von H. Voit.

Tabelle 1. Beispiel für die Bearbeitung der Beobachtungen (stündliche Ablesung)
Station Pillnitz, EW

Tag	Stde.	Beob.	2 · *A.M.*	Diff.	2 · *A.M.*	Tag	Stde.	Beob.	2 · *A.M.*	Diff.	2 · *A.M.*
11. 12.	0	16.5	34.5	— 2.5	— 4.1	20. 12.	0	25.9	47.9	— 0.9	+ 9.7
1937		18.0	37.0	— 1.6	— 1.9	1937		22.0	38.8	+ 10.6	+ 20.8
	2	19.0	38.6	— 0.3	+ 1.5		2	16.8	28.2	+ 10.2	+ 17.1
		19.6	38.9	+ 1.8	+ 5.6			11.4	18.0	+ 6.9	+ 9.7
	4	19.3	37.1	+ 3.8	+ 8.0		4	6.6	11.1	+ 2.8	+ 1.6
		17.8	33.3	+ 4.2	+ 7.7			4.5	8.3	— 1.2	— 6.0
	6	15.5	29.1	+ 3.5	+ 6.6		6	3.8	9.5	— 4.8	— 11.8
		13.6	25.6	+ 3.1	+ 3.9			5.7	14.3	— 7.0	— 15.3
	8	12.0	22.5	+ 0.8	— 1.1		8	8.6	21.3	— 8.3	— 15.4
		10.5	21.7	— 1.9	— 4.9			12.7	29.6	— 7.1	— 11.0
	10	11.2	23.6	— 3.0	— 7.6		10	16.9	36.7	— 3.9	— 4.6
		12.4	26.6	— 4.6	— 9.7			19.8	40.6	— 0.7	+ 1.1
	12	14.2	31.2	— 5.1	— 9.4		12	20.8	41.3	+ 1.8	+ 4.8
		17.0	36.3	— 4.3	— 8.3			20.5	39.5	+ 3.0	+ 6.3
	14	19.3	40.6	— 4.0	— 6.7		14	19.0	36.5	+ 3.3	+ 5.3
		21.3	44.6	— 2.7	— 3.2			17.5	33.2	+ 2.0	+ 0.4
	16	23.3	47.3	— 0.5	+ 1.0		16	15.7	31.2	— 1.6	— 6.0
		24.0	47.8	+ 1.5	+ 4.8			15.5	32.8	— 4.4	— 11.5
	18	23.8	46.3	+ 3.3	+ 7.1		18	17.3	37.2	— 7.1	— 16.5
		22.5	43.0	+ 3.8	+ 7.8			19.9	44.3	— 9.4	— 18.1
	20	20.5	39.2	+ 3.0	+ 4.6		20	24.4	53.7	— 8.7	— 16.3
		18.7	36.2	+ 1.6	+ 1.3			29.3	62.4	— 7.6	— 12.5
	22	17.5	34.6	— 0.3	— 1.9		22	33.1	70.0	— 4.9	— 4.7
		17.1	34.9	— 1.6	— 3.3			36.9	74.9	+ 0.2	+ 4.6
	0	17.8	36.5	— 1.7	— 3.8		0	38.0	74.7	+ 4.4	+ 11.7
		18.7	38.2	— 2.1	— 4.1			36.7	70.3	+ 7.3	+ 15.7
		19.5	40.3	— 2.0				33.6	63.0	+ 8.4	
		20.8	42.3					29.4	54.6		
		21.5						25.2			

Tabelle 2. Beispiel einer harmonischen Analyse
Station Pillnitz, EW (direkt)

11.12.1937	+4.1	−1.5	−8.0	−6.6	+1.1	+7.6	+9.4	+6.7	−1.0	−7.1	−4.6	+1.9	−3.3	+5.3	+2.0
	+13.5	−5.2	−9.0	−13.7	−3.5	+9.5	**+61.16**	**−12.74**							
	+27.2	+8.7	−18.5	+27.2	+13.6	+40.8	−9.8	−8.5							
											W = 1.499				
20.12.1937	−19.7	−17.1	−1.6	+11.8	+15.4	+4.6	−4.8	−5.3	+6.0	+16.5	+16.3	+4.7	−6.6	+33.4	+26.8
	−24.5	−22.4	+4.4	+28.3	+31.7	+9.3	**−116.56**	**−76.96**							
	−52.8	−54.1	−4.9	+49.2	−24.6	−77.4	−59.0	−51.1							
											W = 1.506				

+177.72	+0.0229	
−64.22	+8.6597	$\sqrt{74.9909} = 8.660$

$$\operatorname{tg} \bar{\varphi}^* = +378.152\,83$$

Tabellen 3 bis 5 sind einige Analysenergebnisse der drei Stationen (Pillnitz, Berchtesgaden und Beuthen) beigefügt, um die Übereinstimmung der sich ergebenden Phasen und Amplituden verfolgen zu können. Die täglichen harmonischen Ana-

Tabelle 3. Analysenergebnisse der Tide M_2.

		Tag	direkt	Koeffizient · 0.001″ aus der ersten Differenz
Pillnitz	E-W	11. 12. 1937	8.660	8.202
		12. 12. 1937	8.366	8.049
		13. 12. 1937	8.516	8.119
		14. 12. 1937	8.217	8.671
		15. 12. 1937	7.366	8.271
		16. 12. 1937	7.567	7.907
			Mittel 8.12 ± 0.48	Mittel 8.20 ± 0.24
	N-S	11. 12. 1937	6.166	4.921
		12. 12. 1937	4.839	4.800
		13. 12. 1937	4.915	5.013
		14. 12. 1937	5.380	5.303
		15. 12. 1937	5.286	5.282
		16. 12. 1937	5.530	5.432
			Mittel 5.19 ± 0.24	Mittel 5.13 ± 0.23
Berchtesgaden	E-W	9. 2. 1939	7.852	8.366
		11. 2. 1939	7.047	7.141
		14. 2. 1939	8.217	8.076
			Mittel 7.70 ± 0.49	Mittel 7.86 ± 0.52
	N-S	5. 2. 1939	4.374	4.655
		9. 2. 1939	4.593	4.576
		12. 2. 1939	4.013	3.947
			Mittel 4.33 ± 0.24	Mittel 4.39 ± 0.32
Beuthen.	(E-W)*)	13. 7. 1938	6.307	6.370
		17. 7. 1938	7.929	7.553
		18. 7. 1938	7.937	7.608
			Mittel 7.39 ± 0.77	Mittel 7.18 ± 0.57
	(N-S)*)	16. 7. 1938	5.449	4.875
		17. 7. 1938	7.255	6.035
		18. 7. 1938	6.444	6.657
			Mittel 6.38 ± 0.74	Mittel 5.26 ± 0.74

lysen wurden durchweg nach Angaben von J. Bartels (Potsdam) vorgenommen**). Die 12 Ausgangswerte in der Analysentabelle werden aus den stündlich abgelesenen Kurvenordinaten durch folgende Differenzbildung erhalten:

$$(2+3);\quad (4+5);\quad (6+7);\quad \ldots\quad (22+23);\quad (0+1).$$
$$-(0+1);\quad -(2+3);\quad -(4+5);\quad \ldots\quad -(20+21);\quad -(22+23).$$

*) Wegen der räumlichen Verhältnisse in der Station Beuthen stehen die Pendel dort nicht genau in E-W- und N-S-Richtung, sondern weichen um 18.5°, im Sinne des Uhrzeigers gezählt, davon ab. Die Reduktion ist der Einfachheit halber erst am Mittelwert in Tabelle 6 vorgenommen worden.

**) Es sei Herrn Prof. Bartels an dieser Stelle für sein freundliches Entgegenkommen bei der Einführung in seine Methode herzlichst gedankt.

Gleichzeitig wird durch diese Differenzbildung der Gang der Registrierkurve, falls er noch in den Zahlenwerten enthalten ist, linear herausgenommen. Da jedoch der Gang häufig infolge von Luftdruckschwankungen und Niederschlags-

Tabelle 4. Ergebnisse der Phasenberechnung von M_2

Ort	Pendel	Tag	Analyse direkt φ^*	Analyse direkt φ red.	Analyse mit erster Differenz φ^*	Analyse mit erster Differenz φ red.
Pillnitz	E-W	11. 12. 1937	+ 89° 51′	+ 44.850	+ 44° 2′	+ 44.033
		12. 12. 1937	+ 69° 26′	+ 48.817	+ 22° 22′	+ 46.750
		13. 12. 1937	+ 46° 10′	+ 49.933	+ 4° 13′	+ 52.983
		14. 12. 1937	+ 19° 52′	+ 48.017	− 25° 30′	+ 47.650
		15. 12. 1937	+ 1° 20′	+ 53.867	− 53° 11′	+ 44.350
		16. 12. 1937	− 27° 40′	+ 49.250	+ 88° 41′	+ 30.600
	N-S	11. 12. 1937	− 5° 34′	− 50.567	− 51° 54′	− 51.900
		12. 12. 1937	− 29° 41′	− 50.300	− 75° 37′	− 51.233
		13. 12. 1937	− 52° 54′	− 49.133	+ 77° 40′	− 53.567
		14. 12. 1937	− 77° 23′	− 49.250	+ 59° 51′	− 47.000
		15. 12. 1937	+ 82° 41′	− 44.800	+ 37° 15′	− 45.233
		16. 12. 1937	+ 57° 29′	− 46.617	+ 15° 12′	− 42.900
Berchtesgaden	E-W	9. 2. 1939	+ 1° 9′	+ 136.150	− 46° 49′	+ 133.167
		11. 2. 1939	− 44° 13′	+ 128.850	+ 84° 37′	+ 123.300
		14. 2. 1939	+ 30° 51′	+ 136.733	− 14° 20′	+ 136.550
	N-S	5. 2. 1939	− 42° 53′	− 75.700	+ 88° 51′	− 78.947
		9. 2. 1939	+ 62° 34′	− 64.900	+ 17° 15′	− 65.217
		12. 2. 1939	− 11° 44′	− 66.067	− 57° 49′	− 67.150
Beuthen O/S	(E-W)*)	13. 7. 1938	− 73° 20′	− 106.150	+ 59° 48′	− 108.017
		17. 7. 1938	+ 5° 12′	− 122.267	− 34° 58′	− 117.433
		18. 7. 1938	− 7° 35′	− 110.650	− 57° 12′	− 115.300
	(N-S)*)	16. 7. 1938	− 70° 59′	+ 64.017	+ 81° 46′	+ 81.767
		17. 7. 1938	+ 86° 24′	+ 65.783	+ 50° 4′	+ 74.450
		18. 7. 1938	+ 56° 38′	+ 60.400	+ 10° 53′	+ 69.650

Tabelle 5. Phasenmittel von M_2 für die angegebenen Tage um 0 Uhr

Station	Pendel	Tag	direkt	Aus der ersten Differenz
Pillnitz	E-W	11. 12. 1937	$\varphi = + 49.12^0 \pm 2.68^0$	$\varphi = + 44.39^0 \pm 6.88^0$
	N-S	11. 12. 1937	$\varphi = - 48.45^0 \pm 2.07^0$	$\varphi = - 48.64^0 \pm 2.62^0$
Berchtesgaden	E-W	9. 2. 1939	$\varphi = + 133.91^0 \pm 3.58^0$	$\varphi = + 131.01^0 \pm 5.63^0$
	N-S	5. 2. 1939	$\varphi = - 68.89^0 \pm 4.84^0$	$\varphi = - 70.44^0 \pm 6.07^0$
Beuthen. . . .	(E-W)*)	13. 7. 1938	$\varphi = - 113.02^0 \pm 6.78^0$	$\varphi = - 113.58^0 \pm 4.03^0$
	(N-S)	16. 7. 1938	$\varphi = + 63.40^0 \pm 2.24^0$	$\varphi = + 75.29^0 \pm 4.98^0$

*) Siehe Anmerkung S. 11.

störungen nicht linear ist, hat sich die aus dem Analysenschema ersichtliche weitere Mittel- und Differenzbildung als sehr vorteilhaft erwiesen, wodurch auch nichtlineare Gänge weitestgehend herausfallen. Die angegebene Art der Analysen hat noch den Vorteil, daß der sich eventuell täglich ändernde Skalenwert w mühelos berücksichtigt werden kann. Die mittlere Streuung bleibt bei allen Auswertungen, falls wenigstens fünf Analysen dazu benutzt werden, stets unter 6%.

3. Ergebnisse der Beobachtungen

Die in Tabelle 2 rechts unten stehende Zahl ist bereits der für den betreffenden Ort und die betreffende Richtung sich ergebende Wert für die Tide M_2. Die zugehörige Phase ergibt sich aus tg $\overline{\varphi}^*$.

In Tabelle 4 ist die Berechnung der Phasen tabellarisch zusammengestellt. Da das bei der Analyse vor der Wurzel stehende Wertepaar im wesentlichen $M_2 \cdot \cos \overline{\varphi}^*$ und $M_2 \cdot \sin \overline{\varphi}^*$ bedeutet, wird durch Division sofort tg $\overline{\varphi}^*$ erhalten, wobei jedoch $\overline{\varphi}^*$ nicht der gesuchte Phasenwinkel direkt ist. Vielmehr muß auf Grund der verschiedenen Differenzbildungen und Mittelbildungen noch eine Phasenkorrektion angebracht werden, die nach Anwendung der Bartelsschen Analyse — 45°, nach einer Differenzbildung + 75° und nach einer arithmetischen Mittelbildung — 15° beträgt. Danach ergibt sich die jeweilige Phase $\varphi_{\text{red.}}$, die die Verschiebung der analysierten M_2-Welle zu Beginn der Analyse bedeutet. In der Tabelle 4 zur Berechnung der Phasen stehen unter der Spalte „reduziert" die auf den ersten analysierten Tag 0 Uhr bezogenen Phasen. In Tabelle 5 ist das Mittel aller zu dem gleichen Ort gehörigen Phasenwerte berechnet.

Tabelle 6. Zusammenstellung aller Beobachtungsergebnisse

	Ort	Koeffizient theor. · 0.001″	Koeffizient beob. · 0.001″	γ	Phase (bezogen auf den 10. 1. 1939 0^h) theor.	Phase beob.	$\varkappa$
E-W	Pillnitz	10.21	8.27 ± 0.36	0.810	— 42° 40′	— 45° 50′ ± 5° 12′	+ 3° 10′
E-W	Berchtesgaden	10.94	8.15 ± 0.50	0.745	— 44° 28′	— 42° 0′ ± 8° 10′	— 2° 28′
E-W	Beuthen O/S	10.25	7.47 ± 0.60	0.729	+ 2° 46′	— 11° 6′ ± 3° 57′	+ 13° 52′
N-S	Pillnitz	7.94	4.95 ± 0.23	0.624	— 132° 40′	— 142° 4′ ± 3° 1′	+ 9° 24′
N-S	Berchtesgaden	0.08	4.25 ± 0.55	0.526	— 134° 28′	— 151° 25′ ± 7° 35′	+ 16° 57′
N-S	Beuthen O/S	7.95	5.62 ± 0.42	0.707	— 87° 14′	— 107° 42′ ± 4° 26′	+ 20° 28′

Die Tabelle 6 gibt eine Zusammenstellung der erhaltenen Ergebnisse, in der nicht nur die vorstehend aufgezählten, sondern alle durchgeführten Analysen berücksichtigt sind. Die Größe des M_2-Gliedes wird in der Einheit 0.001″ angegeben. γ stellt das für das elastische Verhalten der Erde charakteristische Amplitudenverhältnis (M_2-gemessen : M_2-theoretisch) dar, und $\varkappa$ bedeutet die Phasendifferenz der beobachteten gegen die berechnete Bewegung. Positives $\varkappa$ entspricht einer

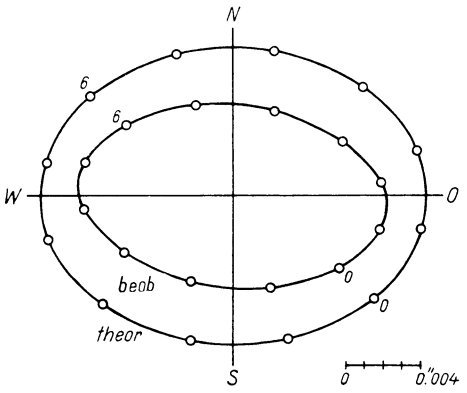


Fig. 10.
Theoretische und beobachtete Lotschwankung des M_2-Gliedes in Pillnitz

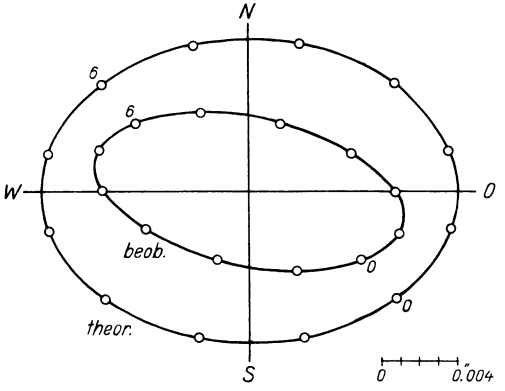


Fig. 11.
Theoretische und beobachtete Lotschwankung des M_2-Gliedes in Berchtesgaden

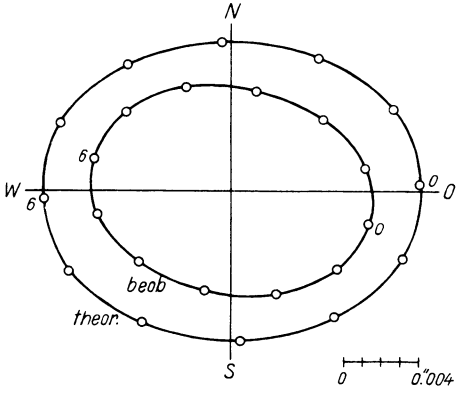


Fig. 12.
Theoretische und beobachtete Lotschwankung des M_2-Gliedes in Beuthen O/S

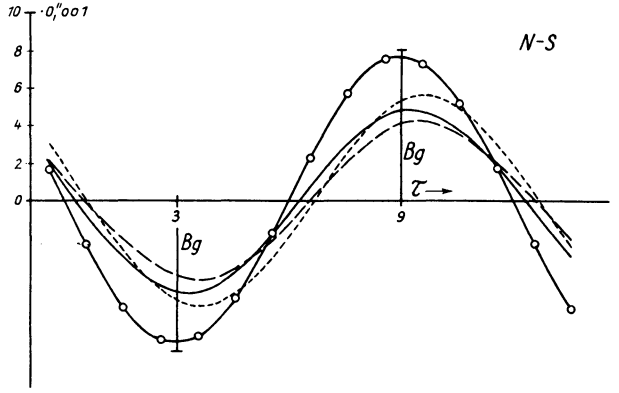


Fig. 13. Theoretische und beobachtete N-S-Komponente der Lotschwankung des M_2-Gliedes in Pillnitz, Berchtesgaden und Beuthen O/S für gleiche Mond-Ortszeit. τ = Mondstunden

o - - Theoretische Kurve für Pillnitz bzw. Beuthen O/S. Diejenige für Berchtesgaden ist nur durch die Amplitude Bg angedeutet. Beobachtete Kurven:
—— Pillnitz/Dresden; – – – – – Berchtesgaden; ·· ·· ·· Beuthen O/S

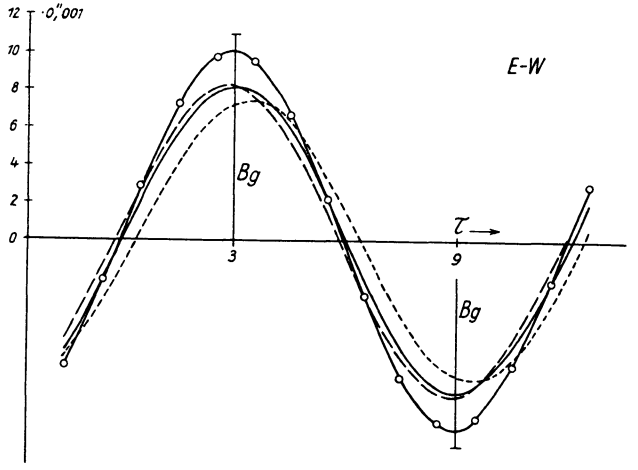


Fig. 14. Theoretische und beobachtete E-W-Komponente der Lotschwankung des M_2-Gliedes in Pillnitz, Berchtesgaden und Beuthen O/S für gleiche Mond-Ortszeit. τ = Mondstunden

o - - Theoretische Kurve für Pillnitz bzw. Beuthen O/S. Diejenige für Berchtesgaden ist nur durch die Amplitude Bg angedeutet. Beobachtete Kurven:
—— Pillnitz; – – – – – Berchtesgaden; ·· ·· ·· Beuthen O/S

Verspätung, negatives $\varkappa$ einer Verfrühung gegen das fluterzeugende Gestirn. Bemerkenswert ist, daß die γ-Werte für beide Komponenten und für verschiedene Orte verschieden groß sind. Wie zu ersehen ist, liegen alle gemessenen Werte unter den für starre Erde berechneten. Allem Anschein nach hängen die Amplituden stark von dem regionalen Aufbau der Erdkruste ab.

In den Fig. 10, 11, 12 sind die Ergebnisse für jede Station einzeln graphisch dargestellt. Die äußere Kurve gibt die theoretische, die innere die gemessene Lotschwankung der Tide M_2 wieder. Die Fig. 13 und 14 zeigen die N-S- und E-W-Komponenten für gleiche Mond-Ortszeit.

Für weitgehende Unterstützung bei der Ausführung der Arbeit danke ich besonders den Herren Prof. Dr. Tomaschek, der mir die Arbeit vorgeschlagen hat, Dr. Voit, der Deutschen Forschungsgemeinschaft, der Heinitzgrube in Beuthen O/S und dem Salzbergwerk Berchtesgaden.

Über die Erzielung möglichst großer innerer und absoluter Genauigkeit bei der Analyse von Horizontalpendel- und Gravimeterbeobachtungen

Von **H. Voit.** — (Mit 6 Abbildungen)

Messungen über die durch Gezeitenkräfte hervorgerufenen Deformationen der festen Erde können dazu dienen, nicht nur über deren elastisches Verhalten, sondern wahrscheinlich auch über einen eventuellen Schollenaufbau der Erdrinde Aufschlüsse zu geben. Dazu ist eine möglichst einwandfreie Bearbeitung des Beobachtungsmaterials notwendig. Die nachfolgende Abhandlung soll in diesem Sinne dazu beitragen, Arbeiten von Tomaschek und Schaffernicht weiterzuführen.

Das unter der Voraussetzung einer vollkommen starren Erde abgeleitete fluterzeugende Potential läßt sich in natürlicher Weise in Kugelfunktionen entwickeln, welche ihrerseits wieder durch harmonische Reihen dargestellt werden können. Die einzelnen Glieder in dieser Gesamtentwicklung, die sogenannten Tiden, sind in bezug auf verschiedene geophysikalische Probleme und hinsichtlich des elastischen Verhaltens der festen Erde im besonderen deshalb von großem Interesse, weil sie — theoretisch genau bekannt — auf Grund ihrer einfachen mathematischen Form vermuten lassen, auch den Beobachtungen entnommen werden zu können. Es kommt also darauf an, aus der Registrierkurve durch eine Art harmonischer Analyse die ihrer Periode nach bekannten einzelnen harmonischen Glieder zu trennen und so ihre Größe und Phase zu ermitteln.

Zur Erreichung dieses Zieles sind bisher Verfahren von Börgen, Darwin und Doodson*) angewendet worden, denen jedoch Mängel anhaften, auf die im folgenden näher eingegangen werden soll. Der am schwersten ins Gewicht fallende Umstand bei den erwähnten Methoden ist der, daß sie durchweg eine lückenlose und ungestörte Registrierung über einen längeren Zeitraum voraussetzen, falls nicht unbefriedigende und ungenaue Überbrückungen oder Ergänzungen vorgenommen werden wollen. Bei Börgen beträgt die zu beobachtende Zeitspanne 1 Jahr (genau 370 Tage), wobei hervorzuheben ist, daß sich dieses Verfahren nur dann lohnen kann, wenn auf das Bekanntsein einer großen Anzahl von Tiden Wert gelegt wird und nicht nur ein paar halb-, ganztägig oder länger periodische Glieder ermittelt werden sollen. Nach der Darwinschen Methode ist es immerhin schon möglich, mit einer Registrierzeit von 3 bis 4 Monaten auszukommen, wenn man lediglich das M_2-Glied errechnen will. Möchte man aber außerdem noch andere Tiden erhalten, so ist man auch bei diesem Verfahren genötigt, etwa $^1/_2$ Jahr Beobachtung in Kauf zu nehmen. Und selbst die neuere Doodsonsche Methode, die hinsichtlich der inneren Genauigkeit (mittlere Streuung bei n-Messungen) nicht mit Börgen oder Darwin wetteifern kann, benötigt eine fortlaufende Aufzeichnung über mindestens 15 Tage.

Praktisch gesehen läßt sich die Forderung nach ununterbrochener und ungestörter Registrierung über mindestens 15 Tage jedoch kaum erfüllen. Die immer wieder zur Ermittlung der Empfindlichkeit unerläßliche Bestimmung der Schwingungsdauer bei Horizontalpendeln und Gravimetern und die Erhaltung der Lichtpunkte im Registrierbereich durch Verstellen der Fußschrauben bedingen allein schon kleine Unterbrechungen. Aber auch ein unvorhergesehenes Aussetzen der Beobachtung ist erfahrungsgemäß häufig. Durch Kipp- und Schubbewegungen des Gesteins oder durch andere Veränderungen des Untergrundes beziehungsweise Sockels, auf dem die Instrumente stehen, zeigen dieselben einen oft recht starken Gang (siehe Fig. 1), wodurch es sehr leicht zum Abwandern der Lichtpunkte aus dem Registrierbereich kommt.

Bei zu großer Empfindlichkeit, die ebenfalls eine Folge des Ganges sein kann, genügen kleine Erdbeben oder Temperaturschwankungen, um ein Umschlagen der Apparate auszulösen. Auf viele andere Möglichkeiten, die eine Unterbrechung der Registrierung zeitigen können, soll hier nicht eingegangen werden; denn selbst wenn es gelingt, durch dauernde Überwachung der Meßinstrumente die Unterbrechungen auf ein Mindestmaß herabzudrücken, bleiben doch noch Störungen übrig, deren Einfluß den etwaiger Unterbrechungen überwiegt. Ändert sich zeitlich der Druck der Luftmasse auf den Erdboden in der Umgebung des Beobachtungsortes durch Vorüberziehen eines Hochs oder Tiefs, so gibt die Erde diesen Druckeinwirkungen bis zu einem gewissen Grade nach und die Horizontalpendel regi-

*) Börgen: Ann. d. Hydr. 1884, S. 305 u. 1894, S. 219; Hessen: ebenda 1920, S. 1; A. T. Doodson: Proc. Roy. Soc. London (A) **100**, 305—329 (1922); J. Egedal u. J. E. Fjeldstad: Geofysiske Publikasjoner Vol. XI, Nr. 14 „Observations of tidal motions of the earth's crust made at the geophysical institute Bergen".

strieren dies. In ähnlicher Weise können sich Winddruck und starke Niederschläge bemerkbar machen*). Das gleiche gilt für Temperaturschwankungen, deren Einfluß noch nicht ganz geklärt ist. Darüber hinaus verfälschen unkontrollierbare Vorgänge, wie elastische Nachwirkungen in den Fäden der Horizontalpendel oder den Federn der Gravimeter die zu beobachtenden Gezeitenerscheinungen.

Hinzu kommen die Schwierigkeiten, die bei der Auswertung des zu analysierenden Intervalls an sich entstehen. Die Registrierung bei Horizontalpendel-

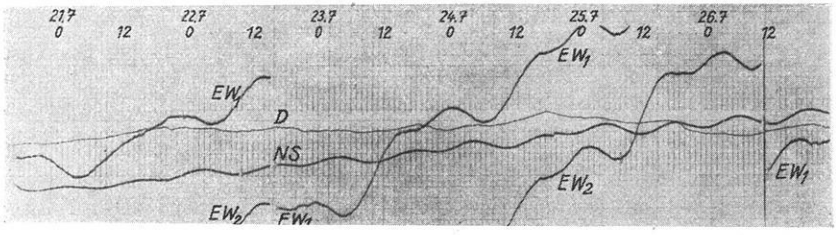


Fig. 1. Beispiel einer Registrierkurve mit verhältnismäßig starkem Gang (Horizontalpendelbeobachtung in Pillnitz bei Dresden).

NS = NS-Komponente; $EW_1 = EW_2$ = EW-Komponente; D = Luftdruck. Die Parallelführung der EW-Komponente rührt von einem zweiten Lichtpunkt her, der in den Registrierbereich hereinkommt; wenn der andere abwandert — eine Verbesserung, die G. Gnaß**) näher beschreibt

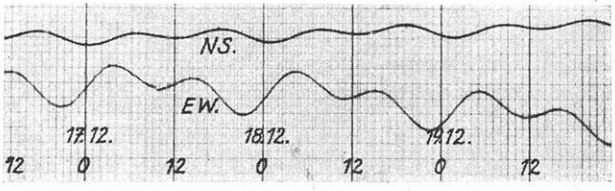


Fig. 1a zeigt im Gegensatz dazu ein nahezu einwandfreies Kurvenstück (Horizontalpendelbeobachtung in Pillnitz)

und Gravimeterbeobachtungen erfolgt optisch auf photographischem Millimeterpapier, wobei sich als Registrierwerk eine durch ein Uhrwerk betriebene Trommel (30 cm Durchmesser) am besten bewährt hat. Die stündliche Markierung der Registrierstreifen bewerkstelligt eine Kontaktuhr.

Mit Hilfe einer Lupe werden die Kurven an den Stundenmarken auf $\pm$ $^1/_{10}$ mm genau abgelesen und die erhaltenen Werte in Tabellen eingetragen. Die Ergänzung

*) Derartige Beobachtungen hat auch neuerdings H. Lettau durchgeführt [H. Lettau: Gerlands Beitr. z. Geophys. **54**, Heft 3, 179 (1939), „Lotschwankungen am Gebirgsrand zur Zeit der Schneeschmelze"]. Auf die Auswertung unserer diesbezüglichen Messungen werden wir in einer besonderen Arbeit zurückkommen.

**) G. Gnaß: siehe die vorhergehende Arbeit in dieser Zeitschrift.

fehlender Kurvenstücke kann zeichnerisch, oder rechnerisch durch Mittelbildung aus vorhergegangenen und nachfolgenden Tagen vorgenommen werden, oder indem man die theoretische Kurve in die Lücke einfügt. Die Mittelbildung wäre am ehesten zu empfehlen, weil die Rechenarbeit viel geringer ist als bei der theoretischen Kurve und weil nichts hereingetragen wird, was aus der Kurve erst abgelesen werden soll (siehe Fig. 2).

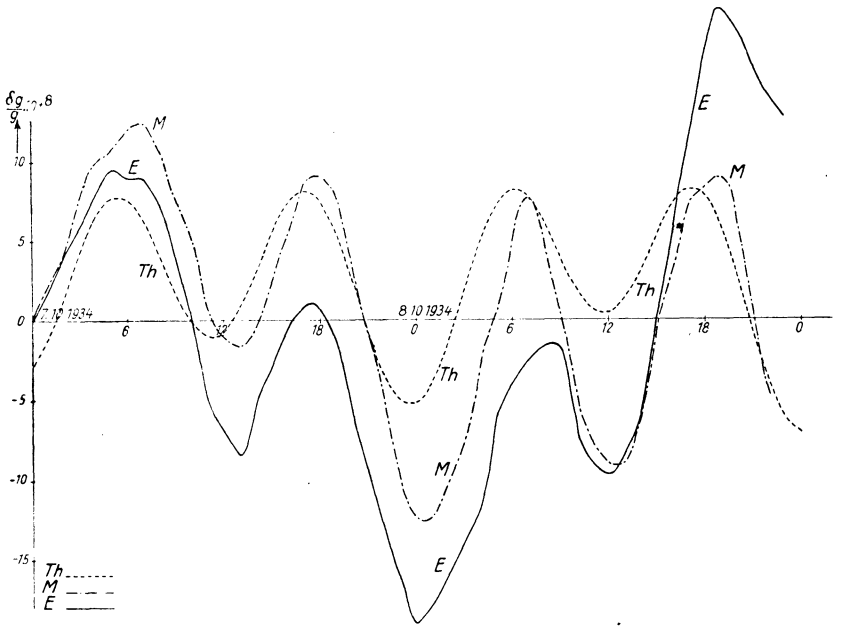


Fig. 2*). Ergänzung einer gedachten Unterbrechung bei einer Gravimeterbeobachtung in Berchtesgaden.

Th = durch die theoretische Kurve unter Berücksichtigung eines linearen Ganges auf gleiche Empfindlichkeit reduziert; *M* = durch die aus den vorhergegangenen (vom 1. Oktober 0^h bis 2. Oktober 24^h 1934) und nachfolgenden (vom 14. Oktober 0^h bis 15. Oktober 24^h 1934) Beobachtungen gemittelte Kurve ebenfalls unter Überlagerung eines linearen Ganges; *E* = tatsächlich registrierter Verlauf des Kurvenstücks

Auf Grund der aufgezeigten Schwierigkeiten erschien es wünschenswert, eine Analyse zu finden, die einen Verzicht auf fortlaufende und ungestörte Registrierung über einen längeren Zeitraum zuläßt. Dies gelingt unter Ausnutzung der gewöhnlichen Fourierschen Analyse, und es hat sich gezeigt, daß die Berechnung der wichtigsten Sonnen- und Mondglieder schon mit befriedigender Genauigkeit gelingt, wenn Gruppen von je drei voneinander unabhängigen Tagen zur Analyse benutzt werden. Hierzu ist Voraussetzung, daß wenigstens an einigen

*) Die zu obiger Fig. 2 notwendigen Rechnungen wurden von Herrn Robbi ausgeführt.

Tagen verhältnismäßig ungestörte Kurven erzielt werden können. Bei den Untersuchungen mit den Horizontalpendeln und Gravimetern von Tomaschek-Schaffernicht ist dies durchweg der Fall. Man ist somit in der Lage, nur die besten Kurvenstücke zur Auswertung zu benutzen und kann dabei untersuchen, inwieweit sich störende Einflüsse einerseits auf die Registrierkurve und andererseits auf die Analyse selbst auswirken. Wie noch gezeigt werden soll, ist es dadurch möglich, die Registrierkurve auf störende Einflüsse hin zu korrigieren, und so die innere und absolute Genauigkeit der ermittelten Werte systematisch zu verbessern.

Die folgende Tabelle enthält die wichtigsten Glieder des fluterzeugenden Potentials, die — wie leicht zu ersehen ist — ungefähr halb- oder ungefähr ganztägig sind.

Zeichen	Name	Periode in Stunden
M_2	Haupt-Mond-Glied	12.42
S_2	Haupt-Sonnen-Glied	12.00
N_2	Großes elliptisches Mondglied	12.66
K_2	Lunisolares Glied	11.97
K_1	Lunisolares Glied	23.93
O_1	Mond-Deklinationsglied	25.82
P_1	Sonnen-Deklinationsglied	24.07

Während bei einem großen Zeitabschnitt durch Überlagerung der im Argument nicht ganz übereinstimmenden Glieder eine „Schwebung" auftritt, wird die Superposition der vorstehenden Glieder bei einem genügend kurzen Intervall — von kleinen zu vernachlässigenden Fehlern abgesehen — aus einer ganztägigen und einer halbtägigen Schwingung bestehen. Wenn man daher die Registrierkurve in einer gegenüber der Periode der „Schwebung" kleinen Zeitspanne betrachtet, was für einen Tag zutrifft, so sind auch nach der Theorie des fluterzeugenden Potentials die in der Registrierkurve enthaltenen Perioden 24- bzw. 12stündig, wie es zum Ansatz der Fourierschen Analyse sein müßte. Von länger periodischen Gliedern kann wegen der Kleinheit ihrer Koeffizienten in erster Näherung abgesehen werden, zumal sie sich in kurzem Intervall nur als Gang auswirken. Deshalb wird die gewöhnliche harmonische Analyse über einen Zeitraum von 24 Stunden mit befriedigender Genauigkeit das ganz- und halbtägige Superpositionsglied liefern. Die Trennung der einzelnen Tiden kann man dadurch erreichen, daß an zwei weiteren in geeigneten Abständen gewählten Tagen wiederum harmonisch analysiert wird. Man gewinnt auf diese Weise zur Ermittlung der Koeffizienten und Phasen folgende Gleichungen:

$$1.\ A\cdot\cos(x+a) + B\cdot\cos(x+b) + C\cdot\cos(x+c) = H_1\cdot\cos(x_1+h_1),$$
$$2.\ A\cdot\cos(x+a+a_2) + B\cdot\cos(x+b) + C\cdot\cos(x+c+c_2) = H_2\cdot\cos(x+h_2),$$
$$3.\ A\cdot\cos(x+a+a_3) + B\cdot\cos(x+b) + C\cdot\cos(x+c+c_3) = H_3\cdot\cos(x+h_3).$$

Unter A, B, C, a, b, c sind die Koeffizienten und Phasen der unbekannten Tiden zu verstehen, während $a_1, a_2, a_3, H_1, H_2, H_3, h_1, h_2, h_3$ einesteils durch die Wahl der Abstände der 3 Tage untereinander, anderenteils durch die harmonische

Analyse als bekannt anzusehen sind. Im Falle ganztägiger Glieder würde B — wozu nur zwei Gleichungen erforderlich sind — $(P_1 + K_1)$, oder wenn es sich um halbtägige Glieder handelt $(S_2 + K_2)$ bezeichnen.

Die Gleichungen 1, 2 und 3 stellen Identitäten dar und müssen für jedes x erfüllt sein. Setzt man nun zweckmäßigerweise 0^0 und -90^0 für die Variable ein, so erhält man sechs lineare Gleichungen mit sechs Unbekannten. Durch Subtraktion werden daraus sofort vier lineare Gleichungen mit den vier Unbekannten $A \cdot \cos a$, $A \cdot \sin a$, $C \cdot \cos c$ und $C \cdot \sin c$.

Je nachdem die Abstände der 3 Tage voneinander gewählt wurden, können verschiedene Typen von Analysen dieser Art entwickelt werden, wobei die linearen Gleichungen nur ein einziges Mal — bei der Ableitung — gelöst zu werden brauchen.

Noch einfacher liegen die Dinge, wenn in einem besonderen Fall zunächst nur auf die rasche Ermittlung des M_2-Gliedes Wert gelegt wird. Es verschiebt sich nämlich nach 9 Tagen N_2 gegenüber S_2 in der Phase fast genau um 360^0. Die Anwendung der harmonischen Analyse an nur 2 Tagen (am nullten und neunten) führt bei der Subtraktion der 12stündigen Superpositionsglieder zum Herausfallen von S_2, K_2 und N_2 und es ergibt sich direkt M_2.

Wie bequem sich mit dem genannten Verfahren arbeiten läßt, erläutert folgendes Beispiel:

Gewöhnliche harmonische Analyse am 14. Dezember 1937

u	2.8	1.1	2.0	3.8	7.1	9.7	11.4	11.5	10.7	9.0	6.6	5.1	3.0	3.2	4.0
	7.1	11.8	16.6	19.8	21.1	20.3	17.8	13.8	9.2	5.1	2.8				
v	+ 1.9	+ 11.0	+ 6.1	− 3.2	− 8.0	− 5.5	+ 4.9	+ 17.3	+ 12.5	− 2.8					
	− 15.1	− 15.1													
w	+ 6.8	+ 28.3	+ 18.6	− 6.0	− 23.1	− 20.6									
z	+ 12.8	+ 51.4	+ 39.2												

$$11.6 \cdot a_2 = + 18.9$$
$$11.6 \cdot b_2 = + 78.5$$

Gewöhnliche harmonische Analyse am 23. Dezember 1937

$\bar{u}$	13.4	14.5	14.2	12.3	9.5	7.3	5.2	3.5	3.5	5.2	7.3	10.5	13.6
	16.9	18.8	21.0	22.9	23.3	22.6	21.3	20.6	20.4	21.5	23.0	25.2	27.3
$\bar{v}$	− 1.4	− 9.7	− 8.1	0.0	+ 9.1	+ 12.7	+ 9.3	+ 6.4	− 2.3	− 2.9			
	+ 3.5	+ 8.0											
$\bar{w}$	+ 7.9	− 3.3	− 10.4	− 2.9	+ 12.6	+ 20.7							
$\bar{z}$	+ 10.8	− 15.9	− 31.1										

$$11.6 \cdot \bar{a}_2 = + 18.4$$
$$11.6 \cdot \bar{b}_2 = - 40.7$$
$$11.6\,(a_2 - \bar{a}_2) = + \quad 0.5$$
$$11.6\,(b_2 - \bar{b}_2) = + 119.2$$

$$+ 0.5 \cdot (- 0.01546) + 119.2 \cdot (+ 0.04314) = + 5.135 = M_2 \cdot \cos(\varphi + 45)$$
$$+ 0.5 \cdot (+ 0.04314) + 119.2 \cdot (+ 0.01546) = + 1.864 = M_2 \cdot \sin(\varphi + 45)$$
$$M_2 = \sqrt{(+ 5.135)^2 + (+ 1.864)^2} \cdot (\text{Skalenwert}) = 5.463 \cdot 1.505 \cdot 10^{-3''}$$
$$= 8.22 \cdot 10^{-3''}$$
$$\varphi = - 25^0\,3'.$$

Dabei sind unter u_ν für $\nu = 0, \ldots, 25$ die stündlich abgelesenen Ordinaten der Registrierkurve zu verstehen. Außerdem ist:

$$v_\nu = (u_{2\nu+1} + u_{2\nu}) - (u_{2\nu-1} + u_{2\nu-2}) \quad \text{für } \nu = 1, \ldots, 12;$$
$$w_\nu = v_{\nu+6} + v_\nu \quad \text{für } \nu = 1, \ldots, 6;$$
$$z_\nu = w_{\nu+3} + w_\nu \quad \text{für } \nu = 1, 2, 3;$$
$$11.6\, a_2 = z_1 + {}^1/_2\,(z_2 - z_3)$$
$$\text{und} \quad 11.6\, b_2 = 0.866\,(z_2 + z_3);$$
φ = Phasenwinkel der M_2-Welle zu Beginn der Analyse.

Die Richtung vom oberen Rand der Registrierstreifen zum unteren zählt bei der Ablesung als positiv. Außerdem dient als Voraussetzung eine Drehung der Registriertrommel in dem Sinne, daß sich bei der Aufnahme die den Pendeln zugewandte Seite nach abwärts bewegt, und daß das Gewicht des NS-Pendels nach Westen zeigt bzw. das des EW-Pendels in Süden steht. (Bei Nichterfüllung einer dieser Voraussetzungen ist die Phase um 180° zu verändern.)

Die täglichen harmonischen Analysen sind nach Angabe von J. Bartels (Potsdam) ausgeführt; diese Methode erweist sich als sehr vorteilhaft. Die Schreib- und Rechenarbeit ist ganz gering, gute Kontrollmöglichkeiten sind vorhanden und durch anfängliche Differenzenbildung wird der Gang in den von der Registrierkurve abgelesenen Ordinaten linear eliminiert.

In den theoretischen Ableitungen sämtlicher Verfahren zur Analyse gezeitlicher Schwankungen sind die bereits erwähnten Störungen, welche die Registrierkurve unvermeidlich enthält, nicht berücksichtigt. Da sich diese Störungen bei den verschiedenen Methoden auch verschieden auswirken, läßt sich schwer etwas über die absolute Genauigkeit, mit der die betreffende Tide ermittelt wurde, aussagen. Das vorstehend geschilderte Verfahren, bei dem man für eine Analyse nur 2 bis 3 Tage Registrierung benötigt, bietet dagegen — wie schon angedeutet — die Möglichkeit, auf störende Einflüsse hin zu korrigieren. Betrachtet man auf Grund der mitregistrierten Störungsfunktionen, wie Luftdruck- und Temperaturschwankungen, die Ergebnisse, die bei einer Reihe von Einzelanalysen am stärksten vom arithmetischen Mittel abweichen, so läßt sich schon grob erkennen, welche der verfälschenden Faktoren die größte Rolle spielen. Ein empirisch angenommenes Korrektionsgesetz, das so gewählt ist, daß es in erster Linie die herausfallenden Werte verbessert, kann daraufhin geprüft werden, ob es auch im übrigen günstigen Einfluß zeigt. Man erreicht so eine schrittweise Ausmerzung der unerwünschten Einwirkungen.

Fig. 3 zeigt, wie sich eine besonders starke Druckschwankung auf die WE-Komponente auswirkt.

Die NS-Komponente ist von dem Druckabfall kaum betroffen. Es handelt sich offenbar um ein Gewitter, das in ziemlich genauer EW-Richtung über dem Beobachtungsort vorbeizog. Daß keine im Beobachtungsraum hervorgerufene adiabatische Abkühlung vorliegt, erkennt man daraus, daß die Kurve der betroffenen Komponente sprunghaft nach oben verschoben erscheint und nicht nach einigen Stunden wieder in die Schwingungsbewegung um die alte „Achse" zurück-

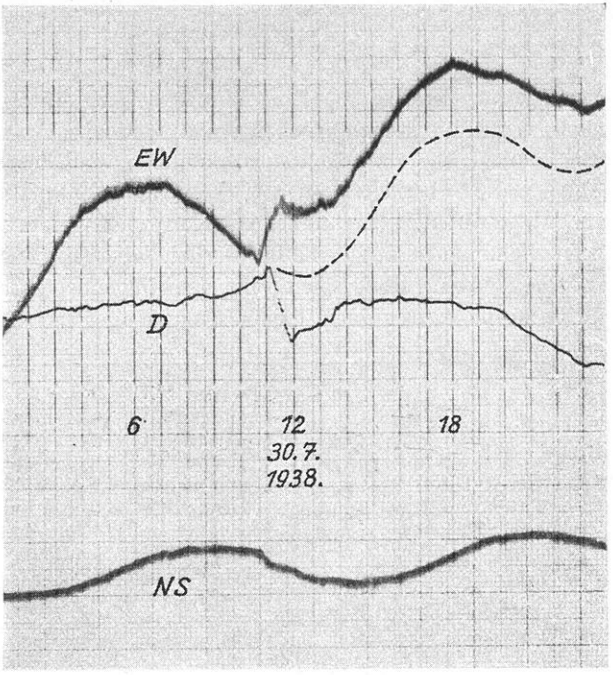


Fig. 3. Auswirkung einer Luftdruckschwankung auf die Registrierkurve (Horizontalpendelbeobachtung in Pillnitz).
NS = NS-Komponente; *EW* = EW-Komponente; *D* = Luftdruck. Das augenscheinliche Vorauseilen der EW-Komponente ist allein optisch begründet

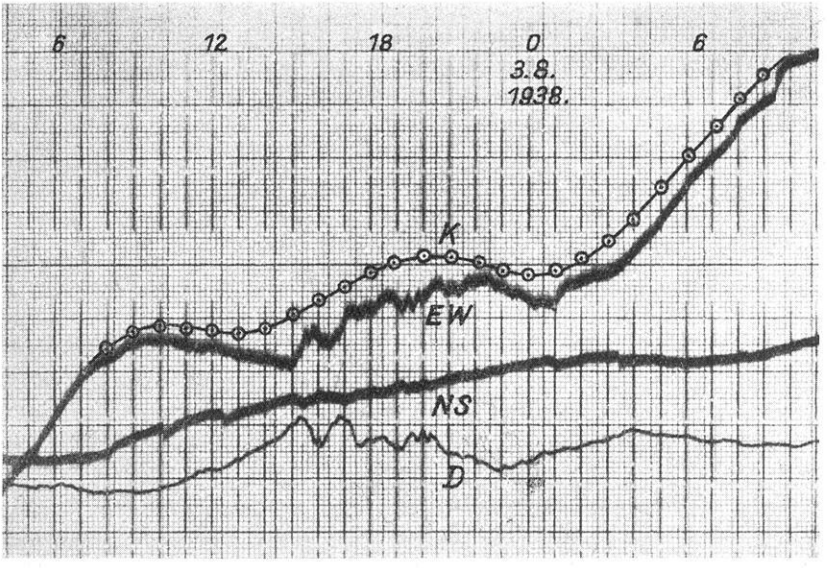


Fig. 4. Korrektion einer durch Luftdruckschwankungen gestörten Kurve (Horizontalpendelbeobachtung in Pillnitz).
NS = NS-Komponente; *EW* = EW-Komponente; *D* = Luftdruck; *K* = korrigierte EW-Komponente

kehrt. In erster Näherung wird man als Korrektionsgesetz ein lineares annehmen. Da aber in einem Zeitraum von einigen Tagen die Druckschwankungen sehr beträchtlich sein können, ist damit nicht auszukommen, weil der Kurve starke und unregelmäßige Gänge überlagert würden. Die wahren Verhältnisse werden sicherlich schon gut getroffen, wenn durch das Korrektionsgesetz zwar sprunghafte Änderungen vollkommen ausgeschaltet werden, aber ein lineares Steigen und Fallen des Druckes keine Rolle spielt. Bei dem folgenden Tabellenschema. das als Beispiel für solche Korrektionen dienen mag, ist dies erreicht.

Tag	Stunde	Wert vom Registrierstreifen abgelesen	Erste Differenz des Druckes	Zweite Differenz des Druckes absolut genommen	Zweites arithmetisches Mittel der zweiten (absolut genommenen) Druckdifferenz. multipliziert mit der ersten Druckdifferenz	Zahlen der vorhergehenden Spalte bis zur jeweiligen Zeile aufsummiert	Wert (aus der dritten Spalte) vermindert um diese Summe

Wie gut sich dieses Vorgehen bewährt, ist aus Fig. 4 zu ersehen. Es kann übrigens nach Bedarf beliebig verfeinert werden.

Bei sieben Analysen der EW-Komponente des M_2-Gliedes in Pillnitz betrug in der Zeit vom 18. Juli bis 25. Juli 1938 die mittlere Streuung 10.3% des erhaltenen Wertes. Nach der Druckkorrektion ging bei im Mittel gleichbleibendem Wert die Streuung auf 7.2% zurück. Mit diesem Ergebnis könnte man sich zufrieden geben, wenn die Tiden, z. B. das M_2-Glied, an ein und demselben Ort zu verschiedenen Zeiten von der Analyse mit gleichbleibendem Wert geliefert würden. Merkwürdigerweise haben Messungen in Pillnitz, Berchtesgaden und Beuthen eine solche jahreszeitliche Konstanz nicht immer gezeigt. Z. B. wurde in Pillnitz in der Zeit vom 18. Juli bis 25. Juli 1938 für die EW-Komponente von M_2 ein Wert von $9.78 \pm 1.01 \cdot 10^{-3}{}''$, in der Zeit vom 10. Dezember bis 17. Dezember 1937 aber ein Wert von $8.07 \pm 0.46 \cdot 10^{-3}{}'$ ermittelt. Bei der Prüfung dieses auffälligen Ergebnisses nach der Methode von Doodson ergaben sich für die obenerwähnten Zeiten mit der bei Doodson notwendigen Verlängerung die Werte 10.45 bzw. $8.12 \cdot 10^{-3}{}''$. Der Grund für diese „jahreszeitliche Schwankung" ist in Unregelmäßigkeiten des Ganges gefunden worden. Ein linearer Gang ist durch Differenzenbildung exakt herauszunehmen, ein unregelmäßiger wird nach mehrmaliger Anwendung derselben zumindest stark gemildert sein (siehe Fig. 5).

Praktisch ist die mehrmalige Differenzenbildung nur in Verbindung mit arithmetischer Mittelbildung möglich. weil erstere eine glatte Kurve voraussetzt. Die Verwendung von Differenzen bei der harmonischen Analyse wurde von

J. Bartels [Potsdam*)] beschrieben, und danach ist die Phase der analysierten Differenzenkurve um 90^0 zu vermindern, und die Koeffizienten der n-ten harmonischen Glieder sind mit $q_n = \frac{1}{2 \sin\left(\frac{n \Delta x}{2}\right)}$ zu multiplizieren. Δx bedeutet dabei die Differenz zweier aufeinanderfolgender Abszissenwerte. Bei der arithmetischen Mittelbildung bleibt die Phase erhalten und zu den n-ten harmonischen Koeffizienten tritt als Faktor $q_n = \frac{1}{\cos\left(\frac{n \Delta x}{2}\right)}$ **) hinzu. Die Anwendung dieser Gangkorrektionen auf obiges Beispiel einer „jahreszeitlichen Schwankung" hatte

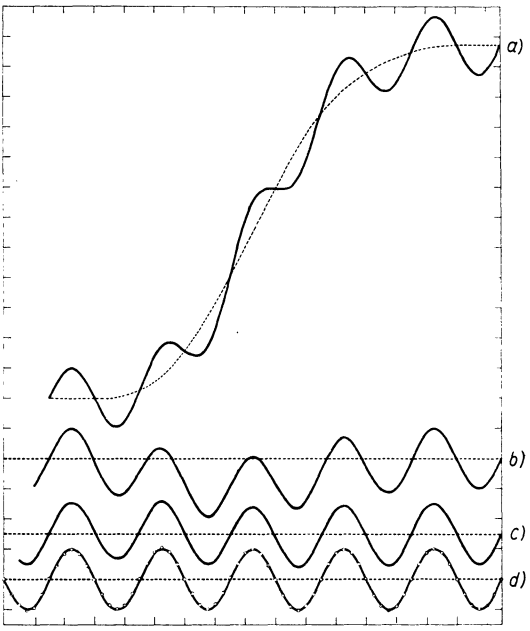


Fig. 5.

a) Reine Sinuslinie, die um eine angenommene „Achse" schwingt;

b) 1. Differenzengang der Überlagerungskurve, in Phase und Amplitude vergleichbar reduziert;

c) 2. Differenzengang;

d) reine Sinuslinie, von der die Punkte des 3. Differenzenganges kaum abweichen

folgendes Ergebnis. Bei Bildung der ersten und zweiten Differenz betrug M_2 im Sommer $8.69 \pm 0.90 \cdot 10^{-3''}$, im Winter $8.33 \pm 0.27 \cdot 10^{-3''}$. Bei Hinzunahme

*) J. Bartels: Gerlands Beitr. z. Geophys. **28**, 1—10 (1930).

**) Zur Vereinfachung des rechnerischen Verfahrens wird man nicht das arithmetische Mittel, sondern die Summe bilden. Dementsprechend wäre der Faktor

$$q_n = \frac{1}{2 \cos\left(\frac{n \Delta x}{2}\right)}.$$

auch der dritten Differenz ergab sich für M_2 ein Wert von $8.27 \pm 0.52 \cdot 10^{-3''}$ bzw. $8.15 \pm 0.21 \cdot 10^{-3''}$. Über die Phase sei lediglich bemerkt, daß sie keine „jahreszeitlichen Schwankungen" aufweist und auch durch Druck- und Gangkorrektionen nur im Rahmen der mittleren Streuung verändert wird.

Wie man sieht, kann selbst bei gestörtesten Kurvenstücken eine befriedigende innere Genauigkeit erzielt werden, und die Annahme ist berechtigt, daß der absolute Werte innerhalb der angegebenen mittleren Streuung liegt.

Die Größe der inneren Genauigkeit erhellt am besten ein Vergleich mit Börgen, dem bisher genauesten Verfahren (2.8 % mittlere Streuung bei der gleichen Anzahl von Analysen gegenüber 2.6 % bei der geschilderten Methode). Die Frage, ob zwei „benachbarte" Analysen voneinander abhängig sind, kann offen bleiben, weil eine solche Abhängigkeit infolge der festgestellten Auswirkungen der Gänge auch bestehen kann, wenn der Berechnung ein großer Zeitraum zugrunde gelegt wird. In seiner Arbeit über die „Bestimmung gezeitlicher Änderungen des Schwerevektors ...*) errechnete G. Gnaß das M_2-Glied bei Horizontalpendelbeobachtungen in Pillnitz, Berchtesgaden und Beuthen bereits nach dieser Methode. Das Ergebnis dieser Berechnung findet sich in Tabelle 6, S. 13 der vorhergehenden Arbeit von G. Gnaß.

Daß die anfänglich zu vermutende Verschiedenheit der Amplitudenwerte an ein und demselben Ort zu verschiedenen Jahreszeiten durch richtige Berücksichtigung der störenden Einflüsse verschwindet, zeigt nachstehende Aufstellung. (Die weniger gute Übereinstimmung bei Berchtesgaden und Beuthen rührt daher, daß der Gang nur bis zur zweiten Differenz herausgenommen wurde.)

Zweifellos muß aus den vorstehenden Tabellen auf beträchtliche örtliche Verschiedenheiten des elastischen Verhaltens der festen Erde geschlossen werden.

Tabelle 1

Komponente	Ort	Zeit	Koeffizient $\cdot 10^{-3''}$	Phase bezogen auf den 10. Jan. 1939
EW	Pillnitz	10. 12. 1937	8.15 ± 0.21	$-44^0\,21' \pm 4^0\,56'$
		18. 7. 1938	8.27 ± 0.52	$-47^0\,19' \pm 5^0\,29'$
	Berchtesgaden	15. 2. 1939	7.83 ± 0.56	$-36^0\,12' \pm 3^0\,47'$
		19. 3. 1939	8.47 ± 0.44	$-47^0\,48' \pm 12^0\,34'$
	Beuthen	1. 5. 1939	7.73 ± 0.73	$-10^0\,45' \pm 4^0\,22'$
		20. 8. 1939	7.21 ± 0.47	$-11^0\,27' \pm 3^0\,5'$
NS	Pillnitz	10. 12. 1937	5.07 ± 0.21	$-139^0\,24' \pm 2^0\,50'$
		18. 7. 1938	4.76 ± 0.24	$-144^0\,44' \pm 3^0\,12'$
	Berchtesgaden	15. 2. 1939	4.24 ± 0.55	$-154^0\,2' \pm 6^0\,37'$
		19. 3. 1939	4.27 ± 0.54	$-148^0\,48' \pm 8^0\,34'$
	Beuthen	1. 5. 1939	5.92 ± 0.36	$-108^0\,25' \pm 3^0\,5'$
		19. 7. 1939	5.24 ± 0.51	$-106^0\,59' \pm 5^0\,48'$

Unter dem in der Zeitspalte angeführten Datum ist jeweils die Mitte einer Zeit, die 5 bis 7 Analysen umspannt, zu verstehen. Koeffizienten und Phasen geben die Mittelwerte dieser Analysen an.

*) G. Gnaß: Siehe die vorhergehende Arbeit in dieser Zeitschrift.

Eine Prüfung der Tomaschekschen Vermutung, daß regionale Zusammenhänge bestehen, erfordert die Messung des M_2-Gliedes und anderer Tiden an möglichst vielen Orten. Eine „Wanderstation", die höchstenfalls einige Wochen an ein und demselben Ort registriert, würde die Klärung dieser Frage wesentlich vereinfachen und rascher zum Ziele führen. Die Rentabilität einer solchen Station ist nach der entwickelten Analyse und den geschilderten Korrektionsverfahren gewährleistet.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß die bisher mit der Interpolation der Skalenwerte, die manchmal notwendig ist, verbundene Fehlerquelle dadurch beseitigt werden kann, daß bei jeder Komponente der Horizontalpendel ein dazu senkrechtes unempfindliches Hilfspendel eingebaut wird, das den Skalenwert mitregistriert.

An dieser Stelle möchte ich noch herzlich danken Herrn Professor Dr. R. Tomaschek für anregendes und förderndes Interesse, sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft, welche die Durchführung der Arbeit ermöglichte.

München, Physikalisches Institut, den 1. Oktober 1939.

Die Bestimmung der Apparatkonstanten bei astasierten Gravimetern

(Bemerkung zur Abhandlung von A. Graf*), „Über die Bestimmung der Gravimeterkonstante bei einem frei hängenden Federsystem")

Von **Gustaf Ising**, Djursholm b. Stockholm

Die Behauptung Grafs, daß die laboratoriumsmäßige Eichung von *astasierten* Gravimetern aus prinzipiellen Gründen nur mit sehr beschränkter Genauigkeit ausgeführt werden könne, wird durch Hinweis auf einen allgemeinen Ausdruck für die Empfindlichkeit astasierter Geräte als irrig zurückgewiesen. Als experimenteller Beleg für die erreichte Eichgenauigkeit (etwa $^1/_2{}^0/_0$) bei dem vom Verfasser angegebenen Gravimeter mit einem astasierten, beinahe vertikal stehenden Pendel wird dann das Ergebnis einiger im Jahre 1938 mit zwei Gravimetern ausgeführten Messungen zwischen Stockholm und Kopenhagen mitgeteilt.

In der zitierten Abhandlung teilt Herr A. Graf bemerkenswerte Erfahrungen über Instrumente mit einem frei hängenden Federsystem mit und zeigt im besonderen, wie deren Skalenwert „auf physikalischem Wege", d. h. durch Laboratoriumsversuche an einem einzelnen Ort, mit einer Genauigkeit von etwa $1^0/_{00}$ bestimmbar ist. Er macht aber, nachdem diese Genauigkeit des Eichwertes eines Gravimeters für gewisse Zwecke (regionale Landesvermessungen) als

*) Zeitschr. f. Geophys. **15**, 49 (1939).

wünschenswert erwähnt worden ist, betreffs *astasierter* Instrumente eine irrige Behauptung, die den Anlaß zur folgenden Erörterung gegeben hat.

Graf schreibt*): „Diese Forderung ist für astasierte Geräte nur schwer erfüllbar; denn einerseits ist der Eichwert nicht über den ganzen Meßbereich konstant, sondern hängt vom Meßausschlag selbst ab, andererseits kann er physikalisch überhaupt nicht direkt mit der erwähnten Genauigkeit bestimmt werden. Es geht nämlich im Nenner des Ausdrucks**), der die Empfindlichkeit angibt:

$$d\,x = f\left(\frac{a}{n' - n}\right) d\,g$$

stets eine Differenz zweier Größen ein, die nahezu Null werden soll — denn erst dann tritt der Fall der Astasierung ein. Nimmt man beispielsweise an:

$$n' - n = 1 - 0.999 = 0.001.$$

so würde eine Genauigkeitsangabe des Ausdrucks $f\left(\frac{a}{n' - n}\right)$, also der Gravimeterkonstante, auf $1^0/_{00}$ heißen, daß n' und n auf 10^{-6} ihrer Größe ermittelt werden müssen, was physikalisch nicht möglich ist . . .“

Diese Behauptung ist aber unrichtig, denn die Größen n' und n, welche der elastischen bzw. der von der Schwere herrührenden entgegenwirkenden Direktionskraft proportional sind, *brauchen überhaupt nicht einzeln ermittelt zu werden*, sondern nur der Quotient

$$N = \frac{n}{n' - n},$$

der sogenannte *Astasierungsgrad****). — Nötig ist selbstredend auch, daß die elastische Direktionskraft auf 10^{-6} oder weniger *konstant* bleibt; diese Forderung gilt aber auch für nichtastasierte Geräte.

Es läßt sich nämlich allgemein zeigen†), daß bei einem astasierten Gravimetersystem beliebiger Konstruktion die Empfindlichkeit durch eine der Formeln

$$\frac{d\,x}{d\,g} = \frac{B}{g} \cdot N, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

*) Loc. cit. S. 50.

**) Die Abhandlung von Graf hat eigentlich, an Stelle von a, n und n', die entsprechenden *großen* Buchstaben; diese werden aber hier vermieden, da ich in früheren Publikationen N als Bezeichnung für den Astasierungsgrad (siehe w. u.) benutzt habe und diese Bedeutung im folgenden zu behalten wünsche.

***) Wenn N von der Größenordnung 1000 und auf $1^0/_{00}$ bekannt ist, kennt man allerdings damit den Quotienten n/n', der sehr nahe 1 liegt, auf etwa $1 \cdot 10^{-6}$; aber diese Genauigkeit der *Quotienten*bestimmung ist eben durch die Astasierung ermöglicht.

†) Es sei auf meine bald erscheinende Abhandlung: „Über die Eichung von astasierten Gravimetern“, Arkiv f. mat., astron. o. fysik Bd. 27 A, Nr. 4 verwiesen, wo auch der Inhalt der allgemeinen Formel (1) durch die Verhältnisse bei dem vom Verfasser angegebenen Gravimeter mit astasiertem, beinahe vertikal stehendem Quarzpendel (Hersteller: Elektrisk Malmletning A. G., Stockholm) beleuchtet wird.

oder

$$\frac{dx}{dg} = \frac{B}{g} \cdot (N + 1) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1a)$$

dargestellt wird, wo g die Schwerebeschleunigung ist und B eine nur von der Bauart des Instruments und dem Ausschlag (x) abhängige Größe bedeutet. Wenn man also die beiden Größen B und N auf $1^0/_{00}$ bestimmt hat, so kennt man damit auch dx/dg mit einer nur unwesentlich größeren (etwa $\sqrt{2}$facher) Unsicherheit.

Als experimenteller Beleg für die erreichte Eichgenauigkeit seien unten einige Meßergebnisse vom September 1938 angeführt, die mir H. Hedström*) freundlichst zur Verfügung gestellt hat. Es handelt sich um einige Messungen zwischen Stockholm und Kopenhagen, die von der genannten Gesellschaft, anläßlich einer von der Schwedischen Geologischen Landesanstalt beauftragten gravimetrischen Kartierung in Schonen, mit zwei astasierten Gravimetern eben zur Kontrolle der im Laboratorium ausgeführten Eichung vorgenommen wurden. Das eine Gravimeter war als Thermostatinstrument ausgebildet (Arbeitstemperatur etwa 30^0), das andere mittels Eis auf 0^0 gekühlt; beide waren vorher im Laboratorium in Stockholm geeicht worden. Die Messungen wurden nach der *Belastungs*methode ausgeführt, bei welcher das aufgehängte Pendelgestell durch Auflegen oder Abheben eines kleinen Gewichts Neigungen konstanter Größe nach der einen oder anderen Seite erhält und die dadurch bewirkten, zur Vertikalstellung symmetrischen Ausschläge des Pendels gemessen werden**).

Für die Schweredifferenz Stockholm-Kopenhagen liegen zwei neuere Messungen mit Sterneckpendeln vor, die im Jahre 1930 zwischen *Buddinge*, Kopenhagen und *Rikets allmänna kartverk*, Stockholm, von H. Schmehl und E. Andersen ausgeführt wurden und folgende Werte geliefert hatten***):

Schmehl	289.9 mgal
Andersen	286.8 „
Mittel:	288.4 mgal

Der mittlere Fehler dieser Bestimmungen kann auf etwa 2.2 mgal geschätzt werden.

Die Gravimetermessungen 1938 ergaben folgende Werte:

Thermostatinstrument,	Beobachter	G. B.	290.5 mgal
„	„	G. B.	290.2 „
„	„	B. J.	291.4 „
Eisinstrument,	„	B. J.	290.4 „

Die erhaltenen Werte stimmen miteinander sehr gut überein (mittlerer Fehler etwa 0.5 mgal); ihr Mittel 290.6 ist 2.2 mgal (= 0.76 %) höher als das Mittel aus den

*) Oberingenieur der Gesellschaft Elektrisk Malmletning, Stockholm.

**) Näheres über dieses Gravimeter und die mit demselben zu verwendenden Beobachtungsmethoden in G. Ising: Use of astatized pendulums for gravity measurements, Amer. inst. of min. and met. eng. 1937; Technical Publication Nr. 828.

***) Baltische Geodät. Kommission, Sonderveröff. Nr. 6, Helsinki 1937.

Pendelmessungen. Diese Abweichung ist ungefähr gleich dem mittleren Fehler der Pendelmessungen und dürfte wohl am ehesten auf die Ungenauigkeit dieser zurückzuführen sein.

Die Versuche erlaubten die Schlußfolgerung, daß kein Anlaß zur Korrigierung der im Laboratorium ausgeführten Eichung vorlag, und daß diese wahrscheinlich auf $^1/_2$ % richtig war*). Dabei ist noch zu bemerken, daß *keine* Korrektion für eine mögliche kleine „sekuläre" Änderung der Gravimeter während der Zeitintervalle (1 bis 2 Tage), die jedesmal zwischen den Messungen in Stockholm und in Kopenhagen lagen, und ferner, daß der Anschluß in Kopenhagen an die älteren Pendelmessungen nur ein indirekter war, da die Gravimetermessungen dort, aus gewissen praktischen Rücksichten, in einer anderen Lokalität (Geodätischem Institut) ausgeführt wurden, deren Schweredifferenz gegen Buddinge (als 3.4 mgal angenommen) mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sein dürfte.

Es sei zuletzt, um zu zeigen, daß (entgegen der Behauptung Grafs) auch bei astasierten Geräten der Eichwert über den ganzen Meßbereich konstant sein kann, noch auf eine andere Beobachtungsmethode, die „Schraubenmethode" hingewiesen, wo die Größe der symmetrischen Pendelausschläge *konstant* erhalten wird, während die zugehörigen Neigungen (z) des Pendelgestells gemessen werden. Es läßt sich zeigen**), daß dann die relativen Schwerebestimmungen der folgenden Formel gehorchen:

$$g - g_1 = C\ (z_1 - z),$$

wo nur die einzige Apparatkonstante C eingeht und man für praktisch beliebig große Schwereänderungen Proportionalität zwischen g und z hat***).

---

*) Mit etwa dieser Genauigkeit, die für die meisten Zwecke genügt, werden bisher die Konstanten im Laboratorium bestimmt; es steht aber prinzipiell nichts im Wege, dieselben noch genauer zu bestimmen. — Allerdings dürfte Herr Graf darin recht haben, daß die Konstantenbestimmung bei seinem Gravimeter etwas einfacher auszuführen sein dürfte, weil nur aus Belastungsversuchen nebst Messung der zugehörigen Federverlängerung bestehend; und dies mag den Eichfehler *ein wenig* (ceteris paribus, vielleicht auf die Hälfte) reduzieren. Aber von einer solchen großen prinzipiellen Überlegenheit betreffs der laboratoriumsmäßigen Eichung, wie er gegenüber astasierten Geräten behauptet, kann keine Rede sein.

**) Vgl. die oben zitierte Abhandlung „Use of usw."

***) Wenn bei *großer* Schwereänderung $g_1 - g$ die Astasierung N beträchtlich herabgeht, wird allerdings die *Einstellgenauigkeit* dem Werte von N entsprechend herabgesetzt.

Djursholm bei Stockholm, September 1939.

Stellungnahme zur vorstehenden Abhandlung von G. Ising über die Bestimmung der Apparatekonstante bei astasierten Gravimetern

Von **A. Graf**, z. Z. Houston, Texas

Es wird zur Kritik G. Isings zu einem Teile meiner Arbeit in Zeitschr. f. Geophys. **15**, 49 (1939) Stellung genommen.

Der Zweck meiner von G. Ising erwähnten Arbeit war zu zeigen, daß die laboratoriumsmäßige Eichung von Gravimetern, insbesondere bei nicht astasierten Systemen, einfach und zuverlässig ist und die Notwendigkeit nicht besteht, eine eigene Eichstrecke einzurichten. Gelegentlich eines geophysikalischen Kolloquiums in Berlin wurden nämlich von geodätischer Seite Zweifel gegen eine rein physikalische Bestimmung der Apparatekonstanten erhoben mit dem Hinweis darauf, daß im praktischen Feldbetriebe Faktoren hinzukämen, die im Laboratorium nicht vorhanden seien (Transporterschütterungen, große Temperaturunterschiede usw.). Demgegenüber stellte ich die Behauptung auf, daß solche Faktoren höchstens die Einstellung des Geräts, nicht aber die Eichung beeinflussen könnten und lieferte den experimentellen Beweis hierfür durch eine Messung auf der Eichstrecke Bad Harzburg—Torfhaus, wo der physikalische Eichwert mit den Ergebnissen der sorgfältig ausgeführten Pendelmessungen auf etwa $2^0/_{00}$ übereinstimmte, also einer Größe, die innerhalb der Genauigkeit der Pendelmessungen lag.

Wenn ich behauptete, daß die Eichung bei astasierten Gravimetern auf physikalischem Wege schwieriger ist, so bezog sich das in erster Linie auf praktische Erfahrungen. In der Tat hatten sich bei astasierten Geräten verschiedenster Bauart Schwierigkeiten bei der physikalischen Eichung eingestellt, da diese, wie auch G. Ising zugibt, schwieriger und weniger genau durchzuführen ist und längere Zeit in Anspruch nimmt als bei nicht astasierten. Beispielsweise benutzen sämtliche Gravimeter in USA. Eichstrecken (Humble, Mott Smith, Brown, La Coste—Romberg), die an Pendelpunkte der U. S. Coast and Geod. Survey angeschlossen oder direkt mit Pendelapparaten mehrfach vermessen waren. Ich bezweifle nicht, daß sich physikalische Methoden finden lassen, die, wie G. Ising angibt, die Bestimmung von N'-N auf direktem Wege umgehen, doch bleibt auch dann noch die Schwierigkeit, die übrigen Größen auf $1^0/_{00}$ zu ermitteln. Es steht dem zwar prinzipiell nichts im Wege, doch dürfte in diesem Falle die Eichung auf einer Eichstrecke als indirekte Methode einfacher sein, wenn sie auch physikalisch nicht so befriedigend ist. Bei den nicht astasierten Gravimetern, insbesondere bei meiner Bauart, genießt man den Vorteil, daß man nur 3 Wägungen auszuführen braucht, und diese ohne Schwierigkeit die erwähnte Genauigkeit liefern.

Es ist erfreulich, daß auch G. Ising der Überzeugung ist, daß die Eichung von Schweremessern (gleichgültig welcher Bauart) im Laboratorium prinzipiell auf $1^0/_{00}$ möglich ist. Damit wird erneut von zuständiger Seite erklärt, daß die indirekte Methode (Eichstrecke) keine größere Genauigkeit liefert als die direkte, eine Behauptung, die mich zur erwähnten Arbeit, wie eingangs erwähnt, veranlaßte.

Meiner Ansicht nach liegt der Vorteil einer Eichstrecke nicht so sehr in der Bestimmung des richtigen Skalenwertes, sondern in der Überprüfung desselben. Es dürfte wissenschaftlich feststehen, daß die Schweredifferenz zweier nur wenige Kilometer voneinander entfernt liegender Punkte über beliebig lange Zeiten auf weit über $1^0/_{00}$ konstant bleibt; daher ist eine Nachprüfung des Skalenwertes von Gravimetern in angemessenen Zeitabständen genauer auf einer Eichstrecke möglich als im Laboratorium. Die Bestimmung der Schweredifferenz der Strecke selbst jedoch dürfte nach G. Isings (wie aus dem Inhalt seiner Arbeit ersichtlich ist) wie nach meiner Meinung genauer mit Gravimetern mit physikalisch bestimmter Konstante ausführbar sein als mit Pendelapparaten, es sei denn, es handelt sich um Schweredifferenzen von über 800 bis 1000 mgl. In der Praxis halte ich beide Eichmethoden nebeneinander vorzunehmen für das richtige; denn einerseits drückt man hierdurch den mittleren Fehler der Eichstrecke selbst herab, andererseits verbessert man seine eigene Apparatekonstante durch die Mittelbildung aus den Konstanten der anderen Geräte, die früher dort gemessen haben und damit den Wert der Eichstrecke bestimmten.

Es soll noch kurz ein anderer Punkt erwähnt werden. Es kann im Feldbetrieb vorkommen, daß durch Unfälle oder Änderungen in der Temperaturstufe des Thermostaten*) Anzeigeverschiebungen um mehrere 100 mgl auftreten. Bei linear arbeitenden Geräten wird sich dann der Skalenwert nicht wesentlich ändern, sondern nur die Einstellung des Geräts, bei astasierten Instrumenten kann jedoch dann eine so erhebliche Empfindlichkeitsänderung eintreten, daß eine Neueinstellung vorgenommen werden muß.

Sofern die astasierten Gravimeter eine Kompensationseinrichtung besitzen, also nach einer Nullmethode arbeiten, ist die Ablesung zwar linear, doch gilt für die Bestimmung der Apparatekonstanten das Gleiche, was über astasierte Geräte gesagt wurde, sofern man sie direkt physikalisch ermitteln will.

*) Eine Änderung um mehrere hundert mgl kann auftreten, wenn bei nichttemperaturkompensierten Gravimetern die Thermostatentemperatur geändert wird, insbesondere, wenn der elastische Teil aus Quarz besteht (10^0 Celsius = 1100 mgl). Im allgemeinen wird im Laufe eines Jahres je nach Klima eine Änderung der Temperaturstufe um 15 bis 20^0 Celsius vorgenommen (20^0 Schalttemperatur im Winter, 40^0 im Sommer). Eines der Askania-Gravimeter arbeitet beispielsweise seit vielen Monaten in Westtexas (monatlich über 500 neue Stationen). Trotzdem die Thermostatentemperatur jüngst von 40 auf 30^0 Celsius herabgesetzt wurde, brauchte eine Neubestimmung des Skalenwertes nicht vorgenommen zu werden. Die Temperaturänderung um 10^0 Celsius brachte übrigens nur eine Einstellungsänderung von etwa 20 mgl.

Zusammenfassend möchte ich wiederholen, daß es mir in der kritisierten Arbeit keineswegs darum ging, die astasierten Gravimeter gegenüber den nicht astasierten als ungenauer hinsichtlich der Konstantenbestimmung hinzustellen, sondern aufzuzeigen, wie leicht und einfach die laboratoriumsmäßige Ermittelung des Skalenwertse besonders bei einem frei hängenden Federsystem ist, da dort die Meßformel sehr übersichtlich und so gebaut ist, daß nur wenige Wägungen vorgenommen zu werden brauchen, also Meßvorgänge, die seit jeher in der praktischen Physik zu den einfachsten und genauesten gerechnet wurden.

Houston, den 6. November 1939.

Die hydrostatische Reduktion der Schwerebeobachtungen

Von **Kurt Wegener,** Graz. — (Mit 3 Abbildungen)

Vergleich mit den üblichen Reduktionsmethoden

1. Das Prinzip. Der Satz der Elementarphysik, daß die Masse eines Schwimmkörpers gleich der Masse der verdrängten Flüssigkeit sei, ist irreführend: er gilt nur, wenn wir die Schwerebeschleunigung $g = \text{const}$ setzen, also die Lotlinien überall am Schwimmkörper als parallel betrachten; er gilt also streng nur über einer unendlich ausgedehnten anziehenden, gleichförmig mit Masse belegten Ebene; genähert auf einer Niveaufläche der Erde für einen Körper, der so klein ist, daß wir die Erdkrümmung vernachlässigen können; streng endlich wieder, wo eine örtliche Störung in der Massenverteilung der Umgebung eine Ebnung der im allgemeinen gekrümmten Niveaufläche zur Folge hat.

Das Schwimmgleichgewicht beruht vielmehr allgemein auf der Gleichheit des hydrostatischen Druckes.

Denken wir uns auf eine jener großen Eistafeln des Südpolargebiets versetzt, die zweifelsfrei im Schwimmgleichgewicht sind, und im allgemeinen 50 m über die Meeresfläche emporragen. Von der „Randstörung" der Schwere sehen wir im folgenden ab, denken uns also die Scholle sehr groß und uns selbst mitten auf der Scholle, oder wir eliminieren die „Randstörung". Dann ist die Gravitation der Erde auf den aus der Schwimmflüssigkeit herausragenden Teil kleiner, weil sie mit der Höhe abnimmt, folglich muß die Masse, um so mehr, je weiter wir von der Niveaufläche des Meeres (NN) entfernt sind, als Bedingung für das Schwimmgleichgewicht in umgekehrtem Verhältnis mit der Schwere wachsen! Die Masse unseres Schwimmkörpers ist also größer als die verdrängte Masse, weil die in die Region geringerer Schwere hinaufragenden Teile unserer Scholle nur dann den notwendigen gleichen hydrostatischen Druck wie die Schwimmflüssigkeit ausüben können, wenn sie vergrößerte Masse besitzen. Denken wir uns den herausragenden Teil der Scholle unter uns kondensiert zu einer dünnen Schicht großer Dichte (ϱ) im Meeresniveau, so erfährt diese Schicht jetzt stärkere Anziehung infolge Höhen-

verringerung, übt also größeren Druck aus als vorher, das Schwimmgleichgewicht ist also gestört, und die Scholle wird versinken.

Auch mit der kunstvollsten Verteilung der kondensierten Schicht oder Masse auf die Scholle unter dem Meeresniveau können wir dies offenbar nicht verhindern.

Das Maß dieses Massenüberschusses ist leicht zu ermitteln. Die Schwere nimmt bis ~ 3500 m Höhe um 1 Tausendstel ihres Wertes ab, folglich muß die Masse, damit Gewicht (Masse $\times$ Beschleunigung) oder Druck/Flächeneinheit konstant bleiben, bis zu dieser Höhe um 1 Tausendstel vergrößert werden, wenn Schwimmgleichgewicht herrschen soll. Der hierdurch notwendige Massenüberschuß ist also klein; aber er kombiniert sich mit einem viel größeren, den wir zu bestimmen haben und der von der Gravitation des oberen Teiles der Scholle auf die tieferen Teile herrührt. Ein Teilchen der Eisscholle, das im Meeresniveau liegt, wird durch die Gravitation des über ihm liegenden Eises nach oben angezogen, sein Gewicht und damit sein Druck ist vermindert, und zum Ersatz muß die über ihm liegende Masse vergrößert werden (wodurch das Gewicht des Teilchens weiter abnimmt) bis Gleichgewicht herrscht. Die Gravitation der ganzen Eisplatte oberhalb des Meeresniveaus (NN) sei B, dann ist um diesen Betrag die Schwere (und damit auch Gewicht und Druck) eines im NN befindlichen Massenteilchens vermindert. An der Oberfläche der Eisplatte ist die Verminderung 0, in der Mitte, und damit im Durchschnitt $B/2$. Der Druck der Eisplatte ist also halb so groß, wie die Masse zunächst vermuten läßt. Die Hälfte der Masse dient gewissermaßen zur Kompensation der Schwereänderung. Wenn wir die Masse aufs Meeresniveau kondensieren, um dann aus der Gleichheit der Schwere auf Gleichheit des hydrostatischen Druckes zu schließen, bekommen wir einen Überschuß an Schwere, der der Hälfte der Masse entspricht.

Wenn im folgenden von Massenüberschuß die Rede ist, so ist in erster Reihe diese Massenvergrößerung gemeint. Die weiter oben genannte soll hier daneben vernachlässigt werden. Ebenso ist, wenn von der Wirkung der Änderung der Schwere mit der Höhe die Rede ist, in erster Reihe die Schwereverminderung durch die Anziehung darüberliegender Massen gemeint.

Wenn die ältere Geodäsie aus den Schwerebeobachtungen das Resultat ableitete, daß die über die Ebene hinausragenden Berge durch Massendefekte, also geringere Dichte in der Tiefe nicht vollständig kompensiert seien, so daß in den Alpen ein Massenüberschuß des Gebirges gefunden wird, der einer dicken Gesteinsschicht entspricht, so ist nach dem Gesagten dies Ergebnis selbstverständlich. Man kann die Massen nicht vergleichen, ohne die Schwereänderung zu berücksichtigen, der man vor diesem Vergleich die Massen ausgesetzt hat.

2. Die üblichen Reduktionsmethoden. Man könnte vielleicht sagen, daß seit Clairaut das hydrostatische Gleichgewicht auch der Erdkruste genügend gesichert ist, die Schwerebeobachtungen also entwertet sind; aber eine Gebirgsfaltung ist unmöglich ohne *Störung* des hydrostatischen Gleichgewichts, wir brauchen also die Bedingungen des hydrostatischen Gleichgewichts, um die Störungen aufdecken zu können.

a) Die Freiluftreduktion (Δ) *auf* g_2. Jede Eigenschaft breitet sich in einem für sie isotropen Raum von einem Punkt oder von einer Kugeloberfläche, auf der sie gleichmäßig verteilt ist, in Form von Kugeloberflächen ($4 r_1^2 \pi$ usw.) aus. Wir können für unsere Zwecke genügend genau ein Stück der Erdoberfläche als Stück einer Kugeloberfläche betrachten, und erhalten also die Schwere g in zwei verschiedenen Höhen $[r + dr]$ und $[r]$:

$$\frac{g_r}{g_{r+dr}} = \frac{(r + dr)^2}{r^2} = 1 + \frac{2dr}{r} + \left(\frac{dr}{r}\right)^2,$$

wo dr die Höhe bedeutet, und unter Vernachlässigung des sehr kleinen quadratischen Gliedes:

$$g_{r+dr} - g_r = + \frac{2\,dr}{r} g_{r+dr} \sim + 0.308 \left[\frac{\text{mgal}}{\text{m}}\right]$$

bei Einsetzen der Werte für g_{r+dr} und den Krümmungsradius der Erdoberfläche r. Eigentlich gilt dies nur für luftleeren Raum, die Gravitation der Luft vernachlässigen wir also. — Durch die Freiluftreduktion erhalten wir aus dem Beobachtungswert g:

$$g + \Delta = g_2.$$

b) Bouguers Plateaureduktion (B) *auf* g_3. Bouguer zeigte, daß ein Plateau die halbe Anziehung ausübt wie eine die ganze Erde umspannende Kugelschale gleicher Dicke. Die Oberfläche der Kugelschale ist $4 r^2 \pi$, ihr Volumen $4 r^2 \pi \cdot dr$, ihre Masse, von der wir nach a) nicht unterscheiden können, ob sie auf einer Kugelschale verteilt oder in einem Punkt vereinigt ist, und die wir uns in einem Punkt vereinigt denken, $4 r^2 \pi \cdot dr \cdot \varrho$, ihre Gravitation im Abstande 1 cm, wenn K^2 die Gravitationskonstante ist, $4 r^2 \pi \cdot dr \cdot \varrho \cdot K^2$, und im Abstand r [Zentimeter] (an der Oberfläche der Kugelschale) $4 \pi\, dr\, \varrho \cdot K^2$; die Anziehung des Plateaus ist also $B = 2 \pi \varrho K^2 \cdot dr = 0.0419 \cdot \varrho \cdot dr$, wo dr in m gerechnet wird. Die Höhe des Plateaus dr können wir genau genug bestimmen, die Gesteinsdichte ϱ unter uns muß dagegen hypothetisch bleiben.

Die Tunnelbauten haben gezeigt, daß auch das Fachurteil des Geologen in dieser Frage häufig versagt. Eine weitere Schwäche der Bouguerschen Überlegung besteht darin, daß sie bei großen Plateaus wie Kontinentaltafeln, merklich falsche Werte liefert, und endlich nötigt sie im Gebirge zur Ergänzung der Berge zu Plateaus, wobei wieder eine Unsicherheit auftritt. Die *vollständige* Bouguer-Reduktion bestimmt die Gravitation, die das Gebirge einschließlich Geländereduktion ausübt, (B), zieht diesen Wert von dem beobachteten und Geländeergänzten g ab:

$$g - B,$$

verlegt nun den Standort in das Niveau der Ebene oder in das NN, mit Freiluftreduktion Δ, und erhält die Schwere

$$g - B + \Delta = g_3.$$

Wir sollen im Sinne Bouguers auf diese Weise nachprüfen können, ob ein Plateau frei von der übrigen Gesteinsdecke getragen wird, ohne daß diese sich gesenkt hat.

c) Preys Reduktion *). Reduziert man nach Bouguer auf NN (Meeresniveau) und fügt dann das Plateau, das ja da ist und schwerevermindernd am NN wirken muß, wieder zu, so erhält man den wirklichen Schwerewert im NN:

$$g - 2B + \Delta = g_1.$$

Diese Reduktion ist, abgesehen von den Schwächen der Bouguer- oder Plateaureduktion, hypothesenfrei. Sie liefert dem Geodäten aus den starken Ausbuchtungen der Flächen gleicher Schwere im NN die viel kleineren Ausbuchtungen der Niveaufläche NN, von wo aus alle Höhenangaben erst realen Wert bekommen. Sie liefert dem Geophysiker den Verlauf der Flächen gleicher Schwere in der Tiefe der Gebirge, wenn auch nur mit einer gewissen Annäherung.

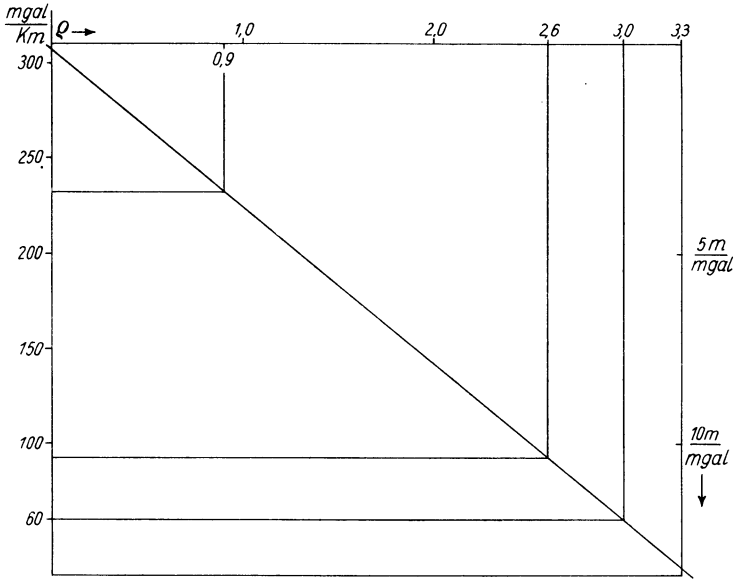


Fig. 1.
Vertikalgradient des Schwerepotentials im Plateau als Funktion der Dichte (ϱ)

Unter Berücksichtigung der Ungenauigkeit der Bouguer-Plateaureduktion ist es offenbar möglich, unter einem beobachteten Schwerewert nach dem Preyschen Verfahren die in irgendeiner Tiefe wirklich vorhandene Schwere zu errechnen.

*) Über die Reduktion der Schwerebeobachtungen auf das Meeresniveau. Sitz.-Ber. d. Akad. d. Wiss. Wien (IIa), Bd. 113 (1904). Franz Ackerl hat für 4165 Beobachtungsorte g und g_1 angegeben, so daß man dort, und wohl aus allen künftigen Schweretabellen, den Mittelwert $\frac{g + g_1}{2}$ unmittelbar entnehmen kann. (Die Schwerkraft am Geoid. Sitz.-Ber. d. Akad. d. Wiss. Wien, Math.-Naturwiss. Kl., Abt. IIa, Bd. 141, 5. bis 7. Heft, 1932, S. 303.)

Massenbeobachtungen, wie sie bei den Schweremessungen heute beginnen, beherrschen wir nach den Erfahrungen der Meteorologie nur noch durch graphische Darstellungen, die am besten der erreichbaren Genauigkeit Rechnung tragen und am leichtesten Beobachtungsfehler erkennen lassen. Die Preysche Reduktion ist deshalb in der nebenstehenden Zeichnung graphisch dargestellt. Die Ordinate links liefert uns die mgal/km (bzw. rechts m/mgal) für die verschieden dichten Materialien (Abszisse oben). Aus der an der Oberfläche beobachteten Schwere entnehmen wir also, je nach der Annahme über die Dichte ϱ des Materials, den im Gestein vorhandenen Vertikalgradienten des Schwerepotentials ohne Rechnung und erhalten damit für das angenommene ϱ die in jeder Tiefe herrschende Schwere.

3. Die hydrostatische Reduktion. Wir sind darauf angewiesen, die Gesteinsmassen der Gebirge auf das NN zu kondensieren, dann den Massenüberschuß auszuschalten und aus der Gleichheit der Schwere mit dem theoretisch errechneten Wert auf Gleichheit des hydrostatischen Druckes zu schließen.

Bei der Freiluftreduktion wird die gesamte Gesteinsmasse des Plateaus im NN kondensiert, hierbei aber unter größere Schwere gebracht, so daß nun ein Teil der Masse als Überschuß f wirksam ist. Also ist

$$g + A = g_0 + f \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

bei hydrostatischem Gleichgewicht. $g + A$ muß stets größer sein als g_0, der theoretisch errechnete Wert.

Bei der Bouguer-Plateaureduktion (B) wird wieder im NN kondensiert, dann aber sowohl die wirksame als die unwirksame Gesteinsmasse fortgenommen. $g - B + A$ ist also stets kleiner als g_0. Wir wollen nun die Preysche Überlegung zugrunde legen. Der Druck/Flächeneinheit, den ein Massenteilchen ausübt, ist gleich der Schwere, unter der es sich befindet. Wir zeichnen auf Grund der früheren graphischen Darstellung das Potentialgefälle der Schwere im Material und in der Luft *) und erhalten so alle wirklichen Schwerewerte bis zum NN. Ist ϱ konstant, sind beide Linien Gerade; und der Druck, mit dem das Plateau am hydrostatischen Gleichgewicht beteiligt ist, wird $\frac{g + g_1}{2}$ mal der Masse des Plateaus pro Flächeneinheit. Nun kondensieren wir die Schicht auf NN und messen als Gravitation an der Oberfläche der Schicht:

$$\frac{g_2 + g_1}{2} = g - B + A.$$

Hierbei ist die gesamte Masse, also auch f mit, kondensiert.

Die Bouguer-Reduktion kommt zum gleichen Resultat bei Wegnahme des Plateaus, das bei uns kondensiert dageblieben ist. Die Wegnahme des Plateaus ist offenbar mißverständlich. Unterhalb des Plateaus ist nämlich die Schwere,

*) S. auch die geometrische Schlußbetrachtung.

von der der hydrostatische Druck abhängt, vermindert durch die Gravitation des Plateaus. Entfernen wir also das Plateau, so wächst die Schwere darunter, und zwar um so viel, als die Anziehung des Plateaus ausmachte. Das Plateau ist also zwar entfernt, seine Wirkung aber ersetzt.

Durch die Kondensation des Plateaus auf NN ist bei unserer Reduktion dasselbe eingetreten wie bei der Freiluftreduktion.

Wir haben das Plateau bei unserer Reduktion nicht entfernt, sondern reduziert, seine volle Masse einschließlich des „Massenüberschusses" ist da, und wir erhalten für letzteren eine zweite Beziehung mit (negativem) B, in dem f (diesmal negativ) enthalten ist:

$$g - B + \Delta = g_0 - f \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

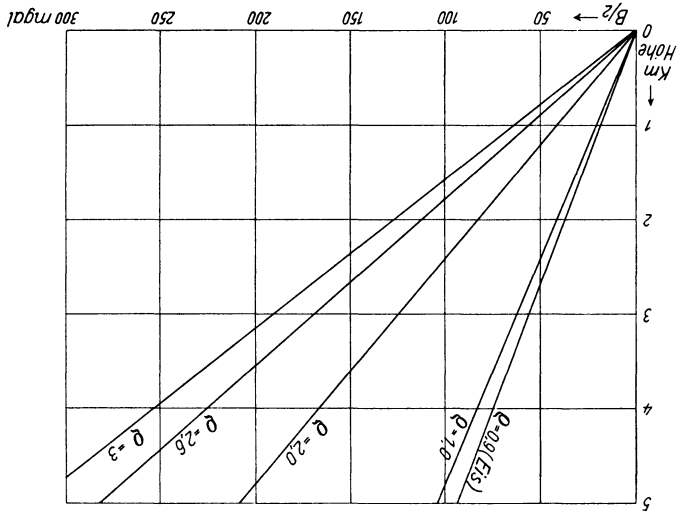


Fig. 2. $B/2$ als Funktion der Höhe und Dichte (ϱ) des Plateaus

Aus (1) und (2) folgt durch Summierung

$$(g - B + \Delta) + (g + \Delta) = 2\, g_0$$

und

$$(g + \Delta) - \frac{B}{2} = g_0 \qquad \text{und} \qquad \frac{B}{2} = f$$

für hydrostatisches Gleichgewicht. Oder in Worten: Der Mittelwert der freiluftreduzierten und der „Bouguer"-reduzierten Schwere muß bei hydrostatischem Gleichgewicht Übereinstimmung mit dem theoretisch errechneten g_0 ergeben.

Einen Überblick über $B/2$ als Funktion von Dichte und Höhe gibt die beigefügte graphische Darstellung.

Für ein Plateau von 3000 m Höhe erhalten wir, wenn $\varrho = 3.0$ ist, von uns aber zu 2.6 abgesetzt wurde, für $B/2$ einen Fehler 20 mgal.

Wir erhalten als Differenz der Freiluftreduktion und der Plateaureduktion (oder der Reduktion der wahren Schwerewerte)

$$(g + \Delta) - (g + \Delta - B) = B$$

die Anziehung des Plateaus. Diese wächst, da sie $\varrho \cdot dr \cdot$ const ist, proportional mit der Höhe und Dichte des Plateaus; also muß auch die Differenz der freiluft- und Bouguer-reduzierten Werte von 0 beginnend proportional der Dichte und Höhe des Plateaus wachsen. Für niedrige Plateaus wird die Differenz ~ 0. Dies ist der Grund, weshalb sich in der Literatur die beiden so verschiedenen Reduktionen für kleine Höhen friedlich nebeneinander finden.

Wir können die Gleichheit des hydrostatischen Druckes nur aus der Gleichheit der idealen Schwerewerte entnehmen. Dazu muß sein

$$\tfrac{1}{2}\,[(g + \Delta) + (g + \Delta\varrho - B)] - g_0 = 0,$$

$$\left[g + \Delta - \frac{B}{2}\right] - g_0 = 0,$$

wobei wir von den Änderungen der Schwere mit der geographischen Breite absehen. Ist der Wert rechts von 0 verschieden, so können wir von Schwereanomalie sprechen, ist er positiv, von Massen- oder Schwereüberschuß, ist er negativ, von Schwerefedizit.

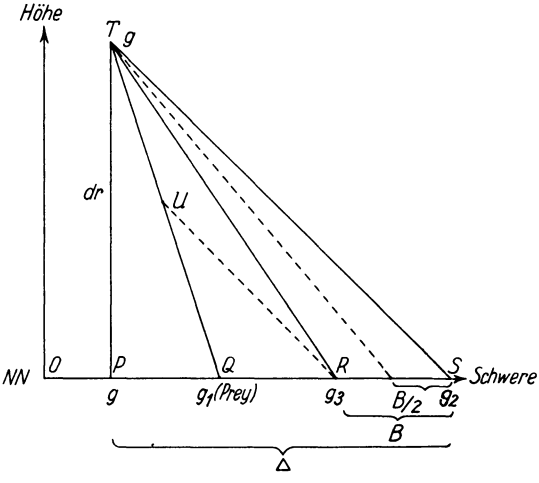


Fig. 3. Reduktionen und Schwereverteilung im Plateau

Geometrische Schlußbetrachtung. In ein Koordinatensystem Abszisse = Schwere, Ordinate = Höhe ist die auf einem Plateau beobachtete Schwere bei T eingetragen; es sei $\frac{\partial g}{\partial r(\text{Luft})}$ durch TS, $\frac{\partial g}{\partial r(\text{Fels})}$ durch TQ dargestellt. TS ist bis zu den Höhen, die auf der Erde in Frage kommen, praktisch eine Gerade. TQ dagegen nur, wenn wir $\varrho =$ const setzen, und wird im allgemeinen wohl etwas nach unten gekrümmt sein, kann auch Sprünge aufweisen, ist also nur eine Näherung. $QR = RS = B$ wird durch Halbierung von QS (Preys $2\,B$) erhalten, oder, indem wir den Mittelwert von TQ bilden (U) und mit Freiluftreduktion UR in das NN übertragen, unter Mitnahme der ganzen Masse des Plateaus.

Je höher wir mit der Abszissenachse an T herangehen, um so mehr rücken R (Bouguer-Reduktion) und S (Freiluftreduktion) zusammen. TR ist der Mittelwert der Schweregradienten $\frac{1}{2}$ (Luft + Fels). g_0 liegt zwischen R und S als Grenzwerten.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XXXVIII. Untersuchungen elastischer Eigenschaften von Gesteinsstäben

Von **Walter Regula,** Göttingen. — (Mit 7 Abbildungen)

Nach einer Übersicht über die bisher angewandten Methoden und ihre Ergebnisse werden Methoden besprochen, um auf statischem bzw. dynamischem Wege den Elastizitätsmodul und den Torsionsmodul von Gesteinsstäben zu ermitteln. Es ergeben sich starke Abweichungen der auf verschiedenem Wege erhaltenen Module, die ihre Ursache vor allem in der Einspannung haben. Es wird der Einfluß der Einspannung und der Querschnittsverwölbung in Stäben mit quadratischem Querschnitt untersucht. Für Stäbe mit großer Schwungmasse wird eine neue Formel zur Berechnung der Eigenfrequenz bei Torsionsschwingungen abgeleitet. Aus Elastizitäts- und Torsionsmodul wird der Poissonsche Koeffizient bestimmt und mit dem aus seismischen Messungen ermittelten verglichen. Zum Schluß folgt eine Besprechung der elastischen Hysteresis von Gesteinen.

Zur Überprüfung der aus seismischen Messungen gewonnenen longitudinalen und transversalen Geschwindigkeiten in Gesteinen muß man die Dichte ϱ und den Elastizitätsmodul E bzw. Scherungsmodul G der betreffenden Gesteinsart kennen.

Thyssen [1] berichtet über die Bestimmung des Elastizitätsmoduls durch Messung der Frequenzen und Amplituden erzwungener Längsschwingungen von Bohrkernen.

Ide [2] [7] verwandte die schon von Thyssen gebrauchte Anordnung mit der schwingenden Kondensatorplatte zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls. Er versetzte Prismen aus dem zu untersuchenden Gestein an einem Ende in erzwungene Torsionsschwingungen und stellt am anderen Ende die Resonanzstelle fest. Als Meßgenauigkeit wird hierfür 0.2% angegeben.

Ishimoto und Iida [3] berechneten den Elastizitätsmodul und Scherungsmodul von Lehm und Ton aus deren erzwungenen Biege- und Torsionsschwingungen.

Eine besondere Untersuchung über den Einfluß der Viskosität und des Wassergehalts auf die statische Torsion von Lehm stammt von Miyabe [4].

Ausgesprochene Hysteresisschleifen bei wechselnder Belastung von Gesteinen wurden von Zisman [5] beobachtet. Dementsprechend schwankte E zwischen $2.39 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² für 2.8 kg/cm² und $4.73 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² für 78.4 kg/cm² Belastung. Nach der Definitionsgleichung σ = Querkontraktion : Dehnung konnte σ direkt gemessen werden. Es wurde auch eine Änderung von σ bei verschiedener Belastung festgestellt, und zwar schwankte σ zwischen 0.084 für kleine Belastungen und 0.172 für 201 kg/cm².

In einer zweiten Arbeit [6] verglich Zisman die aus statischen Versuchen abgeleiteten Elastizitätskonstanten mit den aus dynamischen Messungen, insbesondere seismischen, berechneten. Danach sind die statischen Werte von E und σ kleiner als die dynamischen. Je dichter das Medium ist, um so besser ist die Übereinstimmung zwischen statischen und dynamischen Werten. Im Zusammenhang damit steht die Beobachtung, daß Gesteine aus größeren Tiefen bessere Werte von σ ergeben als die aus geringeren, da Poren und Risse im Gestein, die ein Abweichen von den Gleichungen für idealelastische Körper bewirken, mit zunehmender Tiefe durch den höheren Druck geschlossen werden.

Die Messung des Elastizitätsmoduls durch statische und dynamische Biegung wurde von Förtsch [8] durchgeführt. Die dynamischen Methoden bestanden einmal in der Bestimmung von E aus der Eigenfrequenz, das andere Mal aus dem Resonanzausschlag und der Dämpfung bei erzwungenen Schwingungen. Bestimmt wurden auf diese Weise die Elastizitätsmoduln von Stahl, Glas, Messing und Eschenholz. Die untersuchten Stäbe hatten eine Länge von 50 bis 100 cm und konnten in einem Schraubstock eingespannt werden. Schon bei geringen Kopflasten sind die Frequenzen niemals höher als 17 sec^{-1}, liegen also durchaus im Bereich der seismischen Wellen. Die Genauigkeit der Messungen bei der statischen Biegung beträgt 2.5 bis 4%. Bei der aus der Eigenfrequenz 2.5 bis 3%, bei der aus dem Resonanzausschlag 6 bis 8%.

A. Versuchsanordnung

Untersucht wurden Gesteinsstäbe von 20 cm Länge und rechteckigem Querschnitt von nahezu 1×1 cm^2. Diese Stäbe wurden zwecks einer festen Einspannung 4 cm tief in den Betonboden des Erdbebenhauses einzementiert. Um bei diesen kurzen Stäben eine noch bequem meßbare Frequenz zu erhalten, war sowohl bei Biegung als auch bei Torsion am freien Stabende eine große träge Masse aus Blei von 1556 g und einem axialen Trägheitsmoment Θ_z von 22730 g/cm^2 befestigt (Fig. 1). Die Dimensionen der Stäbe wurden dadurch bedingt, daß sich Gesteinsstäbe schlanker als 20 : 1 und mit kreisförmigem Querschnitt nur schwer herstellen ließen. Der eckige Querschnitt wurde auch deshalb gewählt, um der trägen Masse an dem einen Stabende und dem anderen Stabende im Boden einen festen Halt zu geben. Hierdurch ist allerdings die Diskussion der im rechteckigen Querschnitt auftretenden Verwölbung notwendig. Die freie Stablänge lag zwischen 11 bis 15 cm. Am Rande der Scheibe saß erstens in 7 cm Abstand von der Stablängsachse ein Spiegelsystem, mit welchem auf optischem Wege eine photographische Registrierung mit einer Vergrößerung bei Biegung von etwa 4500 : 1, bei Torsion von

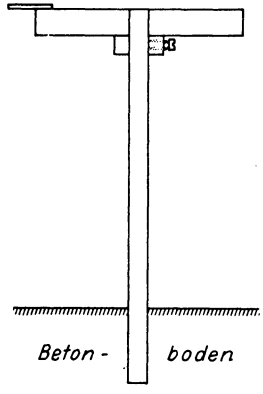


Fig. 1.
Versuchsanordnung

etwa 31 500 : 1 ermöglicht wurde: zweitens bei der Anregung des Stabes zu erzwungenen Torsionsschwingungen in 8 cm Abstand von der Stablängsachse ein kleines Rädchen mit einer Exzentermasse. Dieses Exzenterrädchen wurde durch einen Motor über eine Transmission angetrieben. Ferner wurde der Stab untersucht bei statischer Abbiegung bzw. Verdrillung des oberen Stabendes und seine Biegungs- und Torsionseigenschwingungen.

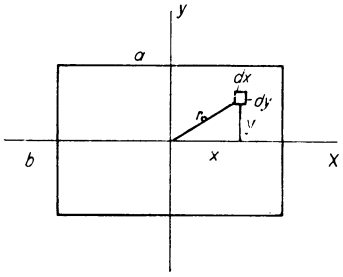


Fig. 2. Lage des Koordinatensystems im Stabquerschnitt

Als Zeitmaßstab wurden die Schwingungen einer Stimmgabel mit der Frequenz 50 sec^{-1} gleichzeitig auf den Film aufgezeichnet. Die Filmgeschwindigkeit betrug etwa 10 cm/sec.

Das Koordinatensystem möge so gelegt werden, daß der Ursprung in der Mitte des eingespannten Querschnitts liegt, und die z-Achse in der Richtung der Stablängsachse

Tabelle 1

		Messing	Weißer Marmor	Grauer Marmor	Schiefer	Granit
1	ϱ (g/cm³)	8.46	2.76	2.74	2.82	2.99
2	Biegung P (g)	10 20 30	5 10 15	5	5 10 15	10
3	f (cm)	0.92/4200	0.79/4400	0.245/4720	0.46/4800	0.8/5620
4	Statisch E_1 (dyn/cm²)	$7.51 \cdot 10^{11}$	$3.2 \cdot 10^{11}$	$5.4 \cdot 10^{11}$	$5.24 \cdot 10^{11}$	$7.59 \cdot 10^{11}$
5	n_1 (sec^{-1})	25	21.1	34.5	27.3	30
6	Dynamisch E_2 (dyn/cm²)	$6.71 \cdot 10^{11}$	$2.64 \cdot 10^{11}$	$4.78 \cdot 10^{11}$	$5.19 \cdot 10^{11}$	$6.79 \cdot 10^{11}$
7	E (dyn/cm²)	$8.09 \cdot 10^{11}$	$3.78 \cdot 10^{11}$	$5.87 \cdot 10^{11}$	$5.27 \cdot 10^{11}$	$8.17 \cdot 10^{11}$
8	$\frac{\Delta L}{L}$	0.0257	0.0502	0.028	0.0019	0.0254
9	Torsion P (g)	10 20 30	10 20 30	2×10	2×10 2×20	2×10
10	ψ	0.45/29 400	0.74/30 800	0.74/33 040	0.99/33 400	0.8/33 500
11	Statisch G_1 (dyn/cm²)	$4.45 \cdot 10^{11}$	$2.07 \cdot 10^{11}$	$3.45 \cdot 10^{11}$	$3.3 \cdot 10^{11}$	$3.99 \cdot 10^{11}$
12	Freie Schwing. n_2 (sec^{-1})	50.8	45.3	62.5	57	64.5
13	Dynamisch G_2 (dyn/cm²)	$3.45 \cdot 10^{11}$	$1.87 \cdot 10^{11}$	$2.76 \cdot 10^{11}$	$2.91 \cdot 10^{11}$	$3.62 \cdot 10^{11}$
14	G (dyn/cm²)	$2.82 \cdot 10^{11}$	$1.7 \cdot 10^{11}$	$2.29 \cdot 10^{11}$	$2.6 \cdot 10^{11}$	$3.31 \cdot 10^{11}$
15	$\frac{\Delta L}{L}$	0.183	0.0881	0.166	0.106	0.0849
16	Dämpfung $\varepsilon^2_{\text{fr. s.}}$	1.005	1.29	1.023	1.017	1.03
17	$\varepsilon^2_{\text{Res.}}$	1.011	1.043	1.022	1.019	1.03
18	Resonanz ψ	4.56/242	0.35/250	1.13/254	1.98/250	1.93/246
19	Erzw. Schwing. n_3 (sec^{-1})	45.4	43	57.5	54	61.2
20	G_3 (dyn/cm²)	$3.03 \cdot 10^{11}$	$1.29 \cdot 10^{11}$	$5.74 \cdot 10^{11}$	$4.74 \cdot 10^{11}$	$3.44 \cdot 10^{11}$
21	$\frac{E}{G}$	2.86	2.22	2.56	2.03	2.47
22	σ	0.43	0.11	0 28	0.015	0.24
23	$\frac{\Delta L}{L}$	0.197	0.099	0.154	0.103	0.099

durch die Mittelpunkte aller Querschnitte geht. Die xy-Ebene liegt dann im Stabquerschnitt, die x-Achse parallel zur Seite a, die y-Achse parallel zur Seite b. Die Bewegung des Stabes bei Biegung möge in die yz-Ebene fallen.

Bei den Messungen an Gesteinen ist zu beachten, daß diese kein homogenes Material sind. Die Elastizitätslehre fordert aber ein ideal elastisches Verhalten des Materials, wie es im Hookeschen Gesetz zum Ausdruck kommt. Aus diesem Grunde, und um im Bereich der in der Seismik auftretenden Kräfte zu bleiben, wurden nur sehr kleine Verrückungen betrachtet. Die kleinen Verrückungen bringen allerdings eine erhebliche Ungenauigkeit in der Messung mit sich. Die Inhomogenität des Materials, die Dimensionen der Stäbe und die Kleinheit der Verrückungen sind also für die im folgenden auftretenden großen Abweichungen verantwortlich zu machen.

B. Bestimmung des Elastizitätsmoduls

I. Aus statischer Biegung. Bei der statischen Auslenkung wurden an das obere Ende des Stabes Gewichte verschiedener Größe gehängt. Es wurde eine Hysteresisschleife aufgezeichnet, deren Mittelwert zur Berechnung von E benutzt wurde. Der Ausschlag auf dem Film betrug bei 5 g je nach Gesteinsart und Vergrößerung etwa 0.5 bis 1 cm. Dem entspricht eine wirkliche Bewegung des Stabendes von einigen 10^{-4} cm. Der Ablesefehler auf dem Film ist etwa 0.02 cm. Die Berechnung von E erfolgte nach der Gleichung aus der Hütte [9]

$$f = \frac{P}{E I_x} \cdot \frac{L^3}{3}$$

oder

$$E = \frac{P}{f I_x} \cdot \frac{L^3}{3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Hierin bedeute E den Elastizitätsmodul, P das angehängte Gewicht, L die Stablänge, f den Ausschlag des freien Stabendes.

Das äquatoriale Trägheitsmoment um die x-Achse I_x wird definiert durch

$$\iint y^2 \, dx \, dy \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Es ist für einen Stab mit rechteckigem Querschnitt

$$I_x = \frac{a b^3}{12} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

worin a und b die Querschnittsseiten sind.

Der Einfluß der Kopfmasse in Gestalt einer zusätzlichen Biegung berechnet sich [9] zu

$$f = \frac{P}{Q}\left(\frac{\operatorname{tg}(\tau L)}{\tau} - L\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

mit $\tau = \sqrt{\frac{P}{E I_x}}$ und Q dem Gewicht der Bleischeibe. Die davon herrührende Abbiegung ist kleiner als die Meßgenauigkeit, die 4% beträgt.

II. Aus Biegeschwingungen. Zur Ermittlung des Elastizitätsmoduls aus der Eigenfrequenz wurde die Gleichung

$$E = \left(\frac{L}{\beta\,(m)}\right)^4 \frac{\varrho F}{I_x}\,(2\,\pi\,n_1)^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

angewandt. ϱ ist die Dichte des Stabmaterials und n die Anzahl der Schwingungen pro Sekunde. Zur Berechnung von $\beta\,(m)$ darf hier nicht die einfache Gleichung

$$\frac{1}{\mathfrak{Cof}\,(\beta\,(m))} - \beta\,(m)\,\alpha\sin\beta\,(m) = -\cos\beta\,(m) - \alpha\,\beta\,(m)\,\mathfrak{Tg}\,\beta\,(m)\cos\beta\,(m)\,. \quad (6)$$

angewandt werden. Diese Gleichung berücksichtigt nur das Verhältnis α von Kopfmasse zur Stabmasse. Das ist solange zulässig, wie die Kopfmasse klein an Ausdehnung im Verhältnis zu den Dimensionen des Stabes ist, wenn also die Bewegung der Kopfmasse genügend genau durch die Bewegung ihres Schwerpunktes beschrieben wird. Dies ist jedoch nicht mehr erfüllt, sobald ihre Abmessungen nicht mehr klein sind. Dann führt ein Massenelement, das nicht gerade im Schwerpunkt liegt, außer seiner translatorischen Bewegung in der y-Richtung auch noch eine Drehung um eine Achse aus, die parallel der x-Achse senkrecht auf der Schwingungsebene steht. Diese Tatsache wird durch eine Zahl $\chi = \dfrac{\Theta_x}{m_{St}\,L^2}$ ausgedrückt, die gleich ist dem Trägheitsmoment um die x-Achse, dividiert durch die Stabmasse m_{St} mal dem Quadrat der Stablänge L. Die vollständige Gleichung lautet dann nach Puls [10]

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{\mathfrak{Cof}\,\beta\,(m)} + \frac{\alpha\,\chi\,\beta^4\,(m)}{\mathfrak{Cof}\,\beta\,(m)} - \beta\,(m)\,\alpha\sin\beta\,(m) \\ &-\chi\cdot\beta^3\,(m)\sin\beta\,(m) = -\cos\beta\,(m) + \alpha\,\chi\,\beta^4\,(m)\cos\beta\,(m) \\ &-\alpha\,\beta\,(m)\,\mathfrak{Tg}\,\beta\,(m)\cos\beta\,(m) + \chi\cdot\beta^3\,(m)\,\mathfrak{Tg}\,\beta\,(m)\cos\beta\,(m) \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (7)$$

Für eine Kreisscheibe ist das Trägheitsmoment um die x-Achse

$$\Theta_x = \frac{1}{4}\,m_K\left(\frac{d}{2}\right)^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

mit m_K als Kopfmasse und d als Durchmesser der Scheibe, so daß sich damit für χ ergibt

$$\chi = \frac{1}{4}\,\frac{m_K\left(\frac{d}{2}\right)^2}{m_{St}\,L^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

$$\chi = \frac{1}{4}\,\alpha\left(\frac{d}{2L}\right)^2 \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{m_K}{m_{St}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Die nach Gleichung (7) gefundenen Werte von $\beta\,(m)$ sind in hohem Maße von α, viel geringer von χ abhängig. In der folgenden Tabelle sind einige von ihnen zusammengestellt.

Esau und Hempel [11] führten Frequenzmessungen an Stäben mit Kopfmassen durch und verglichen sie mit den berechneten. Sie kamen zu dem Ergebnis, daß die mit Gleichung (6) berechneten Beiwerte nicht stimmen könnten. Statt der Gleichung (6) hätte also die Gleichung (7) benutzt werden müssen. Bei Kopf-

Tabelle 2

α	χ	$\beta(m)$	α	χ	$\beta(m)$
35	1.0	0.545	39	1.4	0.532
36	1.2	0.542	40	1.5	0.528
37.5	1.3	0.537			

massen, die das Doppelte der Stabmasse betragen, darf eben nicht, worauf schon Pöschl [12] und Förtsch hinwiesen, die Ausdehnung der Kopfmasse vernachlässigt werden. Das Trägheitsmoment Θ_x bewirkt eine Verkleinerung der Frequenz und damit auch von $\beta(m)$, wie sich das direkt mit der Gleichung (7) nachweisen läßt. Das stimmt aber gerade mit dem von Esau und Hempel gefundenen Ergebnis überein. Eine quantitative Nachrechnung war mangels Angabe von Dimensionen nicht durchführbar.

Der mögliche Fehler beträgt bei dieser Methode 4%.

III. Die Einspannung. Durch Vereinigung der statisch und dynamisch gemessenen Werte wurde bei Berücksichtigung einer Korrektion infolge der Einspannung nach Förtsch der wahre Elastizitätsmodul

$$E = \frac{5 E_1 E_2}{8 E_2 - 3 E_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (11)$$

berechnet. E_1 ist der statisch gemessene Wert, E_2 der dynamische. Ferner wurde die Länge ΔL, um die der Stab infolge seiner nichtidealen Einspannung verlängert wird, aus

$$\Delta L = \frac{E_1 - E_2}{8 E_2 - 3 E_1} L \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (12)$$

ermittelt. ΔL ist für Messing 0.38 cm, für weißen Marmor 0.72 cm, für grauen Marmor 0.32 cm, für Schiefer 0.03 cm und für Granit 0.36 cm.

Die so statisch und dynamisch berechneten Werte mit dem korrigierten Werte und der prozentualen Längenänderung sind in den Zeilen 4, 6, 7, 8 der Tabelle 1 eingetragen. Der statisch gemessene Wert ist auch hier größer als der dynamische. Wie man sieht, ist auch bei diesen kurzen Stäben $\Delta L/L$ sehr klein, da die Beanspruchung an der Klemmstelle proportional zum Drehmoment $M = PL$ ist, so daß auch hier noch die bei der Ableitung der Gleichungen (11) und (12) geübte Vernachlässigung des quadratischen Gliedes $(\Delta L/L)^2$ erlaubt ist. Untersucht wurden auf diese Weise Messing, weißer und grauer Marmor, Schiefer und Granit. Der Elastizitätsmodul für Messing liegt im Bereich der in Tabellen angegebenen Werte von 8 bis $10 \cdot 10^{11}$ dyn/cm^2.

C. Bestimmung des Scherungsmoduls

I. Aus statischer Torsion. Nach der Theorie von de Saint-Venant[13] ist das eine Verdrillung ψ hervorrufende Drehmoment M eines rechteckigen Stabes mit den Seiten a und b und dem Scherungsmodul G

$$M = G \cdot \frac{a \cdot b^3}{16} \frac{\psi}{L} \left\{ \frac{16}{3} - \left(\frac{4}{\pi}\right)^5 \frac{b}{a} \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{1}{(2\nu - 1)^5} \operatorname{Tg}\left(\frac{2\nu - 1}{2} \frac{a\pi}{b}\right) \right\} \quad . \quad (13)$$

oder kürzer, wenn man den Ausdruck in der Klammer nach Division durch 16 gleich γ setzt

$$M = G a b^3 \frac{\psi}{L} \gamma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Für nahezu quadratische Querschnitte, also kleines a/b, sind Werte von γ in der folgenden Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3

$\frac{a}{b}$	1.00	1.01	1.02	1.03	1.04	1.05	1.06	1.07	1.08	1.09	1.10
γ	0.141	0.142	0.144	0.145	0.146	0,148	0.149	0.150	0.152	0.153	0.154

Aus Gleichung (14) folgt für G

$$G = \frac{M L}{a b^3 \psi \gamma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

oder wenn man das Gewicht P der verdrillenden Massen und den Kraftarm R einführt

$$G = \frac{P R L}{a b^3 \psi \gamma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Das Drehmoment lieferten zwei gleichgroße tangentiale Züge in zwei Punkten im Abstande von 5 cm von der Stabachse, diese Züge wurden durch Fäden hervorgerufen, die über Rollen führten und durch Gewichte belastet waren. Der Ausschlag auf den Filmen betrug wieder wie bei Biegung etwa 0.5 cm. ψ ist dann der Winkel, um den zwei Querschnitte, die um die Länge L des Stabes voneinander entfernt sind, gegeneinander verdrillt werden. ψ ist dabei im Bogenmaß auf dem Einheitskreis, um die Stablängsachse zu messen. Es ist in der Größenordnung von einigen Sekunden. Die so gemessenen Werte von G sind in der 11. Zeile der Tabelle 1 verzeichnet. Die Meßgenauigkeit beträgt 6 %.

II. Aus Torsionsschwingungen. Die Stäbe wurden durch Abbrennen des angehängten Gewichts in freie Torsionsschwingungen versetzt. Zur Ermittlung des Scherungsmoduls aus der Frequenz und den Dimensionen des Stabes wurden zwei verschiedene Wege eingeschlagen.

1. Legt man die Schwingungsgleichung in ihrer allgemeinen Form zugrunde

$$(2\pi n_2)^2 = \frac{D}{\Theta_z} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

so läßt sich, da die Direktionskraft $D = M/\psi$ ist, für D nach Gleichung (14) schreiben

$$D = \frac{G\,a\,b^3\,\gamma}{L} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (18)$$

Dies in Gleichung (17) eingesetzt und nach G aufgelöst, ergibt

$$G = L\,\frac{\Theta_z}{a\,b^3\,\gamma}\,(2\,\pi\,n_2)^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (19)$$

2. Eine zweite Gleichung für G erhält man, wenn man ein von Timoschenko[14]) für erzwungene Torsionsschwingungen angegebenes Verfahren runder Stäbe auf freie Schwingungen von Stäben mit quadratischem Querschnitt überträgt. Die Durchführung dieser Rechnung ergab eine genauere Gleichung als (19), doch genügt (19) für unsere Ansprüche*).

Eine genaue Bestimmung des Stabquerschnitts ist von Wichtigkeit, da er mit der 4. Potenz in die Gleichung für I eingeht. Es waren jedoch bei einigen Stäben die Durchmesser nicht über die ganze Länge konstant. Die Dickenunterschiede betrugen bis zu 0.02 cm, d. h. der maximal mögliche Fehler bei I beträgt 8 %. In diesem Falle wurde zu dem kleinsten Durchmesser das Mittel der Dickenänderung, also 0.01 cm, hinzugezählt. Der Fehler in I ist dann sicher kleiner als 4 %. Die Genauigkeit dieser Methode beträgt 4 %.

III. Die Einspannung. Wie bei der Biegung ist auch bei der Torsion der statische Wert stets größer als der dynamische. Versucht man jedoch die bei der Biegung angewandte Einspannkorrektur (siehe B III) in analogerweise auf die Torsion anzuwenden, so erhält man für G erheblich zu hohe Werte, wie man sogleich an Hand des Poissonschen Koeffizienten feststellen kann. Es wurde nun eine Korrektion angebracht, so daß das resultierende G kleiner ist als die gemessenen Werte, daß also

$$G < G_2 < G_1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (20)$$

ist.

Diese Korrektion wurde auf folgende Weise erhalten: Ist G_1 der statische, G_2 der dynamische Wert, so wurde einmal

$$G = (L - 2\,\Delta L)\,\frac{R\,P}{a\,b^3\,\psi\,\gamma} = \left(1 - 2\,\frac{\Delta L}{L}\right) L\,\frac{R\,P}{a\,b^3\,\psi\,\gamma} \quad \ldots\ldots (21)$$

und

$$G = (L - \Delta L)\,\frac{\Theta_z}{a\,b^3\,\gamma}\,(2\,\pi\,n_2)^2 = \left(1 - \frac{\Delta L}{L}\right) L\,\frac{\Theta_z}{a\,b^3\,\gamma}\,(2\,\pi\,n_2)^2 \quad \ldots (22)$$

gesetzt.

Somit ist einmal

$$G = G_1\left(1 - \frac{2\,\Delta L}{L}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (23)$$

*) Die vollständige Ableitung der Schwingungsgleichung und ihre Diskussion findet sich im Anhang meiner Dissertation, Göttingen 1939.

und zweitens

$$G = G_2\left(1 - \frac{\Delta L}{L}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (24)$$

Durch Eliminierung von $\Delta L/L$ bzw. G aus diesen Gleichungen erhält man

$$G = \frac{G_1 G_2}{2G_1 - G_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (25)$$

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{G_1 - G_2}{2G_1 - G_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (26)$$

Die Annahme der doppelten Längenkorrektion $2\,\Delta L/L$ bei der statischen Methode im Vergleich zur dynamischen ist willkürlich. Ihre Berechtigung ergibt sich aus dem später zu besprechenden $\Delta L/L$ aus erzwungenen und freien Torsionsschwingungen. Daraus folgt für ΔL von Messing 2.73 cm, von weißem Marmor 1.26 cm, von grauem Marmor 1.87 cm, von Schiefer 1.43 cm und von Granit 1.21 cm. Wie also die Ergebnisse zeigen, tritt bei der Torsion eine Verkürzung der Stablänge ein. Diese läßt sich folgendermaßen erklären.

Bei der Torsion tritt, außer der Winkelverschiebung zweier benachbarter Querschnitte, bei Stäben mit nichtkreisförmigen Querschnitten eine Verwölbung dieser Querschnitte auf, die für rechteckigen Querschnitt nach Riemann-Weber[15]) durch die Gleichung

$$w = \frac{\varphi}{L}\left\{x\,y - \frac{8\,a^2}{\pi^3}\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{(-1)^\nu}{(2\nu+1)^3}\,\frac{\mathfrak{Sin}\dfrac{(2\nu+1)\,\pi\,y}{a}}{\mathfrak{Cof}\dfrac{(2\nu+1)\,\pi\,b}{2\,a}}\sin\frac{(2\nu+1)\,\pi\,x}{a}\right\} \quad \ldots (27)$$

gegeben ist. Eine Veranschaulichung der Verwölbung durch Höhenlinien findet sich bei de Saint-Venant[16] und Auerbach-Hort[17]. w_{max} liegt am Querschnittsrande.

Diese Gleichung zeigt keinerlei Abhängigkeit des betrachteten Querschnitts von seiner Entfernung z von der Einklemmstelle. Die Verwölbung ist also in allen Querschnitten konstant, an der Einspannstelle so groß wie am freien Ende. Der an der Einklemmstelle sich befindende Querschnitt wird jedoch festgehalten, so daß keine Verwölbung auftreten kann. Eine Verwölbung tritt nun aber offensichtlich ein, damit der Stab dem Zwange des äußeren Drehmoments mit einer Winkeländerung folgen kann. Wird der Stabquerschnitt an der Verwölbung verhindert, so muß der Drillwinkel zu klein ausfallen. Dieses ist dann gleichbedeutend mit einer Verkürzung der Stablänge bzw. einer Vergrößerung von G. Diese Erklärung wird gestützt durch einen Vergleich der Frequenzen bei freien und erzwungenen Torsionsschwingungen. Die letzteren sind erheblich kleiner als die ersteren, viel kleiner als das infolge des Dämpfungseinflusses sein dürfte. Dies läßt sich jedoch erklären, wenn die durch die Einspannung bewirkte Veränderung der Stablänge bei erzwungenen Torsionsschwingungen wie bei den erzwungenen

Biegeschwingungen (Förtsch) fortfällt, was also einer Erniedrigung der Frequenz gegenüber den freien Torsionsschwingungen gleichkommt.

Die quantitative Ausrechnung zeigt nun die Richtigkeit dieses Gedankenganges. Ist n_3 die aus Resonanzmessungen, n_2 die aus Eigenschwingungen gewonnene Eigenfrequenz des Stabes, so setze ich nach obigem

$$G = L \frac{\Theta_z}{a b^3 \gamma} (2 \pi n_3)^2 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (28)$$

und

$$G = (L - \Delta L) \frac{\Theta_z}{a b^3 \gamma} (2 \pi n_2)^2 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (29)$$

oder

$$G = \left(1 - \frac{\Delta L}{L}\right) L \frac{\Theta_z}{a b^3 \gamma} (2 \pi n_2)^2 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (30)$$

Aus den Gleichungen (28) und (30) folgt

$$\frac{\Delta L}{L} = 1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (31)$$

Setzt man für n_3 und n_2 die entsprechenden Werte ein, so erhält man für $\Delta L/L$ die in der letzten Zeile der Tabelle 1 angegebenen Größen. Sie stimmen mit verhältnismäßig geringen Abweichungen mit denen der 15. Zeile überein. Damit erscheint die obige Überlegung gerechtfertigt.

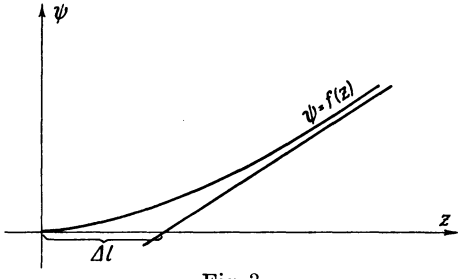


Fig. 3.
Torsionswinkel als Funktion der Stablänge

Bei zunehmender Länge des Stabes wird sich der Einfluß der Klemmstelle mehr und mehr verlieren, d. h. ΔL braucht bei großen Längen nicht mehr berücksichtigt zu werden. Dementsprechend ist also die Kurve $\psi = f(z)$ Asymptote an die Gerade, die die z-Achse an der Stelle $\psi = 0$, $z = \Delta L$ schneidet und das Steigungsmaß $\frac{M}{G a b^3 \gamma}$ besitzt (Fig. 3).

Berechnungen, die alle als Ergebnis hatten, daß die Stablänge infolge der Einspannung um einen Betrag $2 \Delta L$ zu verkürzen sei, wurden von Timoschenko [18] für Rechtecke mit großem Seitenverhältnis und für Doppel-T-Träger, von Föppl [19] für elliptischen Querschnitt und von Weber [20] für Träger mit einigen technisch wichtigen Querschnitten durchgeführt. Für den Fall, daß b groß gegen a ist, kommt Timoschenko bei Benutzung der hier üblichen Schreibweise zu dem Resultat, daß

$$\psi = \frac{\psi}{L_0} \left(L - 0.425 \frac{a}{2}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (32)$$

ist, oder

$$L_0 = \left(L - 0.425\,\frac{a}{2}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (33)$$

$$L_0 = L\left(1 - 0.213\,\frac{a}{L}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (34)$$

L_0 ist die Stablänge, mit der nach Abzug von ΔL zu rechnen ist.

Er erhält daher für die Längenkorrektion

$$\frac{\delta L}{L} = 0.213\,\frac{a}{L} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (35)$$

oder für $a = 1$ cm und $L = 14$ cm

$$\frac{\delta L}{L} = 0.016 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (36)$$

Zieht man nun bei meinen Messungen in Betracht, daß eine Korrektion der Stablänge nicht nur wegen der Einklemmung im Boden, sondern auch eine gleichgroße wegen der Einspannung in der Kreisscheibe erforderlich ist, andererseits aber

$$\frac{\delta L}{L} = \frac{2\,\Delta L}{L} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (37)$$

ist, so sieht man, daß die gemessenen Werte etwa zehnmal so groß sind, wie die berechneten. Diese Abweichung scheint bei Timoschenko in der Annahme des großen Seitenverhältnisses und der Annäherung der Querschnittsverwölbung durch eine Zylinderoberfläche bedingt zu sein. Timoschenko kommt in der gleichen Arbeit durch eine zweite Rechnung zu einem δL von $0.244\,a/L$. Der rechnerische Wert steht also auch noch nicht ganz fest. Immerhin werden also die theoretischen Ergebnisse der Längenverkürzung durch die experimentellen gestützt.

Timoschenko weist ferner in einer Rechnung auf eine Übertragung des Drehmoments durch Biegung für Stäbe mit eckigem Querschnitt hin. Dieser Fall scheint jedoch nur dann zu beachten zu sein, falls die eine Rechteckseite groß gegen die andere ist. Bei meinen Versuchen am quadratischen Querschnitt war solch ein Effekt nicht festzustellen. Es wurde ein Gummistäbchen mit angenähert quadratischem Querschnitt eingespannt und verdrillt. Die Kanten zeigten keine Veränderung, die auf eine Mitwirkung der Biegung hätte schließen lassen.

IV. Aus erzwungenen Torsionsschwingungen. Die Einspannung. An der einen Seite der Kreisscheibe wurde ein kleines Rädchen drehbar in einem Lagerbock angebracht. An ihm war in $r = 1.12$ cm Entfernung von der Drehachse eine kleine Schraube eingeschraubt, deren überstehende Enden die Exzentermasse m_e bildeten. Zu ihrer genauen Bestimmung wurde die erste Messung zweimal gemacht, einmal mit Schraube, das andere Mal ohne. Die beiden Resonanzkurven hatten in der Resonanzstelle verschieden große Amplituden. Aus ihnen und

der Masse der Schraube läßt sich die wirksame Exzentermasse berechnen. Sie betrug 0.195 g. Durch diese einseitige Anregung vollführte der Stab sowohl Biege- als auch Torsionsschwingungen. Um die ersteren zu eliminieren, wurde das Spiegelchen jetzt nicht mehr wie bei den bisherigen Versuchen am Rande der Scheibe angebracht, sondern genau in ihrem Mittelpunkte. Die Vergrößerung war jetzt etwa 250fach.

Die Umdrehungsfrequenz des Rädchens wurde durch Verschieben des Widerstandes an dem antreibenden Motor bewirkt. Die Änderung erfolgte sehr langsam,

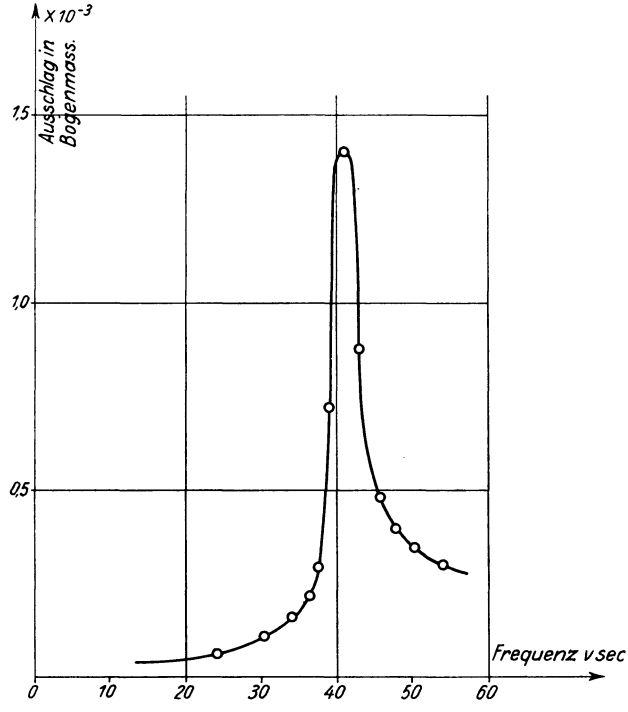


Fig. 4.
Resonanzkurve für Torsionsschwingungen von weißem Marmor

um den Stäben, die eine verhältnismäßig geringe Dämpfung besitzen, genügend Zeit zur Aufschaukelung zu lassen. In den meisten Fällen traten daher hinter dem Resonanzmaximum keine weiteren Schwebungsmaxima auf (Fig. 4).

Analog der von Förtsch bei erzwungenen Biegeschwingungen angewandten Formel wurde hier die erregende Kraft gleichgesetzt dem in der Entfernung $R = 1$ cm von der Stablängsachse angreifenden Drehmoment in der Resonanzstelle, also

$$R m_e (2\pi n_3)^2 r = \frac{G_3 a b^3 \gamma \psi (\varepsilon^2 - 1)}{L \varepsilon^2 \pi} \quad \ldots\ldots\ldots (38)$$

oder nach G_3 aufgelöst

$$G_3 = \frac{m_e (2\pi n_3)^2 r R L \varepsilon^2 \cdot \pi}{a b^3 \gamma \psi (\varepsilon^2 - 1)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (39)$$

Die Dämpfung wurde nun einmal aus der Abnahme der Maximalamplitude bei freien Schwingungen und zweitens aus der Resonanzkurvenbreite bestimmt. ε^2 ist das Verhältnis zweier nach derselben Seite aufeinanderfolgender Maximalamplituden. Andererseits ist auch die Schärfe der Resonanzstelle ein Maß für die Dämpfung. Bei Messing weichen die beiden Werte voneinander um 5 ‰ ab. Die Dämpfung läßt sich bei Metallen wegen ihrer Kleinheit nur sehr ungenau bestimmen. Bei weißem Marmor ist die Abweichung erheblich höher. Weißer Marmor zeigt auch in anderer Hinsicht große Abweichungen. Die Genauigkeit dieser Methode beträgt 6 %.

Die Werte G_3 liegen mit Ausnahme von weißem Marmor höher als die Werte G nach der im vorhergehenden behandelten Methode. Dieses kann seine Ursache in zu hohen Frequenzen oder in zu kleinen Amplituden haben. Ersteres scheidet aus, da die Frequenzen kleiner sind, als die aus Eigenschwingungen berechneten, worauf schon näher eingegangen wurde. Auf zu kleine Amplituden weisen aber gerade die Frequenzmessungen hin. Wie schon gesagt, wird bei erzwungenen Schwingungen ein Stück des Stabes von der Länge ΔL mehr tordiert als bei freien Schwingungen. Die durch das Exzenterrädchen zugeführte Energie wird also außer zur Verdrillung über die Länge L auch noch zur Verwölbung an der Klemmstelle gemäß dem Hookeschen Gesetz verbraucht. Die hierbei gebrauchte Arbeit geht der potentiellen Energie des Stabes in Gestalt einer Amplitudenverkleinerung verloren. Die G_3-Werte fallen also zu hoch aus. Eine Entscheidung, ob die Gleichung (39) mit π oder die von Förtsch angewandte analoge ohne π richtig ist, können diese Messungen nicht geben, da die Werte zu sehr streuen.

Eigentümlich ist, daß die Einspannkorrektion bei statischer Torsion mit $2\,\Delta L/L$, bei dynamischer mit $\Delta L/L$ eingeht, obgleich in der Gleichung (16) die Länge L in gleicher Potenz steht. Dieses wird dadurch erklärlich, daß außer der schon besprochenen Längenverkürzung aus demselben Grunde wie bei Biegung auch eine Längenvergrößerung auftreten muß. Die gemessene Verkürzung ist die Differenz beider. Die tatsächliche Verkürzung ist also erheblich höher.

D. Poissonsche Konstante

Aus den nach C und D ermittelten Elastizitäts- und Scherungsmoduln wurde nach der Gleichung

$$\sigma = \frac{E}{2G} - 1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (40)$$

die Poissonsche Konstante berechnet. Die Werte liegen im Bereich $0 < \sigma < 0.5$.

E. Elastische Hysteresis

Infolge der hohen Vergrößerung wurde schon bei den geringen Belastungen bis zu 30 g Hysteresisschleifen sowohl für Biegung als auch für Torsion festgestellt.

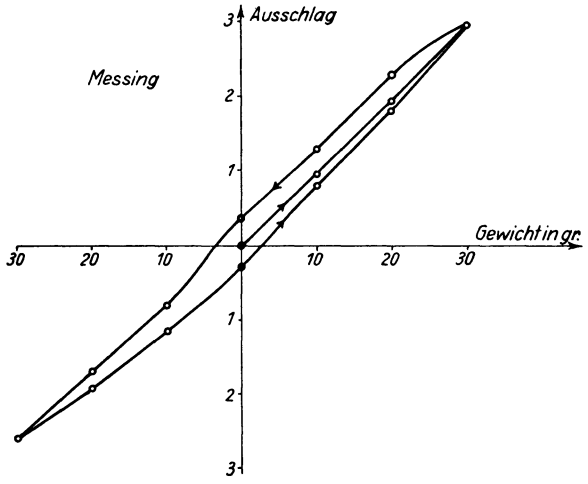


Fig. 5. Biegungshysteresis von Messing

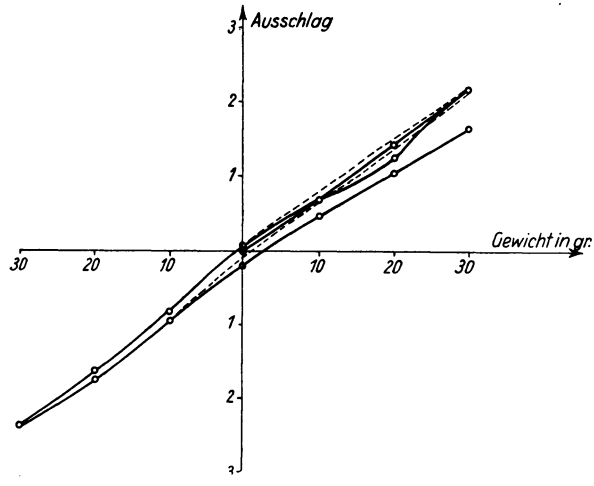


Fig. 6. Torsionshysteresis von Marmor

Die Hysteresisschleifen für Messing bei Biegung und weißem Marmor bei Torsion sind in Fig. 5 und 6 dargestellt. Bei der Hysteresisschleife von Marmor fällt die obere rechte Hälfte auf. Während die untere linke Hälfte einen sehr regelmäßigen Verlauf zeigt, weicht diese ganz erheblich vom normalen Zustande ab. Die ge-

strichelte Kurve bezeichnet, wie etwa der normale Verlauf der Kurve sein müßte. Der Ausschlag ist sowohl beim Hin- als auch beim Rückwege zu klein. Die Inhomogenität des Materials scheint hier die Ursache zu sein. Die Grenzschichten der einzelnen Kristalle gleiten nicht kontinuierlich aneinander vorbei, sondern ruckweise. In der Hysteresis liegt also eine weitere Schwierigkeit für eine exakte Bestimmung des Elastizitäts- und Scherungsmoduls. Bei einer Vergrößerung des angehängten Gewichts erfolgt der Ausschlag nicht nach dem Hookeschen Gesetz, sondern ist noch etwas größer. Dieses führt dazu, daß die einzelnen Elastizitäts- bzw. Scherungsmodule mit zunehmendem Gewicht kleiner werden. In der folgenden Tabelle sind die Werte für E und G von weißem Marmor zusammengestellt.

Tabelle 4

Biegung		Torsion	
P	E	P	G
5 g	$3.72 \cdot 10^{11}$	10 g	$2.25 \cdot 10^{11}$
10 g	$3.39 \cdot 10^{11}$	20 g	$2.07 \cdot 10^{11}$
15 g	$3.23 \cdot 10^{11}$	30 g	$2.07 \cdot 10^{11}$

Ein besonderes Verhalten zeigten die Torsionsversuche am Schiefer (Fig. 7).

Ergebnisse. Die nach diesen Methoden bestimmten Module mit den übrigen Eigenschaften der Stäbe sind in der Tabelle 1 verzeichnet. Für weißen Marmor ist $E = 3.78 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² und $G = 1.7 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² und liegen somit im Bereich der von Ide zu $E = 4.28 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² und $G = 1.14 - 2.23 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² berechneten. Daraus errechnet er σ zu 0.138 bis 0.226, während ich für $\sigma = 0.11$ fand. Eine genauere Bestimmung der Elastizitätszahlen ist nicht möglich, da, wie aus Ides Messungen hervorgeht, gleiche Proben in verschiedenen Richtungen verschiedene Elastizitätszahlen aufweisen. Zisman fand E für Marmor aus Dehnungsmessungn in dem Bereich $2.32 - 3.83 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² mit $\sigma = 0.104 - 0.15$. Marmor hat, wie aus diesen Messungen hervorgeht, sehr geringe Module. Dies machte sich schon äußerlich direkt in einer sehr geringen Festigkeit bemerkbar.

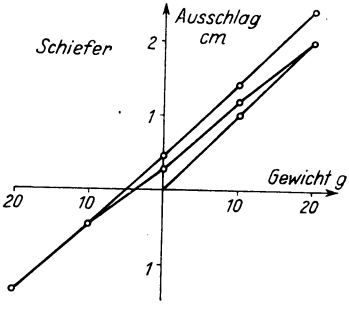


Fig. 7.
Torsionshysteresis von Schiefer

Schiefer wurde von mir quer zur Schieferung gebogen. Es ergibt sich ein Elastizitätsmodul $E = 5.27 \cdot 10^{11}$ dyn/cm², der im Verhältnis zum Scherungsmodul $G = 2.6 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² sehr klein ist, wie man aus $\sigma = 0.015$ erkennt. Dies hat offensichtlich seine Ursache darin, daß bei Biegung die Schichten aneinander vorbeigleiten und so einen kleineren Elastizitätsmodul vortäuschen, während die Bestimmung von G unabhängig von der Orientierung des Stabes ist. Dieses ist also eine Parallele zu dem Ergebnis, das Ide für G von Marmor fest-

stellte. Er fand, daß G senkrecht zur Schichtung nur 52 % von G, parallel der Schichtung gemessen, betrug.

Für Granit berechnete ich $E = 8.17 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² und $G = 3.31 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² mit $\sigma = 0.24$, während Ide $E = 3.95 \cdot 10^{11} - 5.99 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² und $G = 1.8 \cdot 10^{11} - 2.77 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² mit $\sigma = 0.045 - 0.069$ fand. Die Abweichung beruht offenbar darauf, daß Gesteine aus verschiedenen Gegenden und Tiefen auch voneinander abweichende Strukturen und Eigenschaften besitzen. Es wird also damit notwendig, für jede einzelne Geschwindigkeitsbestimmung seismischer Wellen eine eigene Untersuchung des dort vorkommenden Gesteins vorzunehmen.

In der folgenden Tabelle 5 sind mit Hilfe der korrigierten Werte von E und G nach den Gleichungen longitudinale Geschwindigkeit $= \sqrt{E/\varrho}$, transversale Geschwindigkeit $= \sqrt{G/\varrho}$ die longitudinalen und transversalen Geschwindigkeiten der untersuchten Materialien in km/sec eingetragen.

Tabelle 5

	Messing	Weißer Marmor	Grauer Marmor	Schiefer	Granit
Longitudinale Geschwindigkeit	3.09	3.7	4.62	4.32	5.22
Transversale Geschwindigkeit	1.82	2.48	2.9	3.04	3.32

Die Untersuchungen haben gezeigt, wenn man von dem einen Fall der Hysteresis bei Torsion absieht, daß die Gesteine auch bei kleinen Proben als isotropes Material im Sinne der Elastizitätslehre zu behandeln sind.

F. Zusammenfassung

Es wurden ein Messingstab und verschiedene Gesteinsstäbe auf ihr elastisches Verhalten hin untersucht. Die Stäbe hatten quadratischen Querschnitt und waren einseitig geklemmt. Eine feste Klemmung erfolgte durch Einzementierung. Zur Messung ihres Elastizitätsmoduls wurden sie einer statischen und dynamischen Biegung unterworfen. Der Scherungsmodul wurde aus statischer und dynamischer Torsion errechnet. Außerdem wurde er nach der von Förtsch angewandten Methode aus dem Resonanzausschlag und der Dämpfung berechnet. Die erhaltenen Werte liegen zu hoch. Der Fehler scheint an der Klemmung zu liegen. Der Einfluß der Klemmung wird aus dem statisch und aus Eigenschwingungen gemessenen Scherungsmodul, sowie aus den Frequenzen bei Eigen- und erzwungenen Schwingungen abgeschätzt. Es ergibt sich eine Stabverkürzung, die ihre Ursache in einer zu geringen Verwölbung hat. Eine Untersuchung über die Richtigkeit der experimentellen oder theoretischen Formel für Resonanzmessungen von Förtsch ließen die Ergebnisse nicht zu, da verschiedene Einflüsse eine starke Streuung der Werte des Scherungsmoduls hervorrufen. Aus Elastizitätsmodul und Scherungsmodul wurde die Poissonsche Konstante bestimmt. Zum Schluß wird auf die Hysteresis bei Gesteinen für Biegung und Torsion eingegangen.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Dr. G. Angenheister für sein Interesse und die Anregung zu dieser Arbeit meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

Literatur

[1] Thyssen: Ein neues Gerät zur Schnellbestimmung von Laufzeiten elastischer Wellen in Bohrkernen. Öl und Kohle, Sonderheft zur Mineralöltagung, 1938.

[2] Ide: The elastic properties of rocks: a correlation of theory and experiment. Proc. of the Nat. Acad. of Scienc. Vol. 22, Nr. 8, August 1936.

[3] Ishimoto u. Iida: Determination of the elastic constants of Soils by means of vibration methods. Part I. Young's modulus. Bulletin of the Earthqu. Res. Inst. **14** (1936). Part II. Modulus of rigidity and Poisson's ratio. Ebenda **15** (1937).

[4] Miyabe: Preliminary notes on experimental studies on the plastic deformation of soil. Ebenda **14** (1936).

[5] Zisman: Young's modulus and Poisson's ratio with reference to geophysical application. Proc. of the Nat. Acad. of Scienc. **19** (1933).

[6] Zisman: Comparision of the statically and seismologically determined elastic constants of rocks. Ebenda **19** (1933).

[7] Ide: Some dynamic methods for determination of Young's modulus. Rev. Scienc. Instr. **6** (1935).

[8] Förtsch: Das Verhalten noch freistehender Brückenpfeiler bei Schwingungen und deren Abhängigkeit vom Untergrund. Zeitschr. f. Geophys. **14**, 5/6 (1938).

[9] Hütte I, 26. Auflage.

[10] Puls: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Federlamellen. Dissertation Darmstadt, 1928.

[11] Esau u. Hempel: Über die Eigenfrequenzen einseitig eingespannter prismatischer Stäbe mit Zusatzmassen am freien Ende. Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, Nr. 5 (1930).

[12] Pöschl: Bemerkungen zu der Note von A. Esau u. N. Hempel über die Eigenfrequenz eines einseitig eingespannten Stabes. Ebenda **11**, Nr. 6 (1930).

[13] Handb. f. Experimentalphys. **17**, 1 (1934).

[14] Timoschenko: Erzwungene Schwingungen prismatischer Stäbe. Zeitschr. f. Math. u. Phys. **59** (1911).

[15] Riemann-Weber: Partielle Differentialgleichungen der math. Physik. 8. Aufl., Bd. II.

[16] De Saint-Venant: Mémoire sur la torsion des prismes.

[17] Auerbach-Hort: Handb. d. phys. u. techn. Mechanik **3** (1927).

[18] Timoschenko: On the torsion of a prism, one of the cross-sections of which remains plane. Proc. of the London Math. Soc. Ser. **2**, 20 (1922).

[19] Föppl: Die Beanspruchung eines Stabes von elliptischem Querschnitt auf Drillen bei behinderter Querschnittswölbung. Sitzungsber. d. bayr. Akad. d. Wissensch. 1920.

[20] Weber: Übertragung des Drehmoments in Balken mit doppelflanschigem Querschnitt. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mechanik **6** (1926).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Mai 1939.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XXXIX. Ableitung des von der Frequenz unabhängigen Absorptionskoeffizienten aus Maschinenschwingungen

Von **O. Förtsch**, Göttingen. — (Mit 11 Abbildungen)

Die nach den bekannten Ausbreitungsformeln für sinusförmige Bodenschwingungen berechneten Absorptionskoeffizienten zeigen stets eine starke Abhängigkeit von der Frequenz. Mißt man jedoch die Entfernungen nicht in Meter, sondern wählt als Einheit eine Wellenlänge, so sind die erhaltenen Koeffizienten von den Bestimmungsgrößen der Schwingung unabhängig und charakterisieren nur die Beschaffenheit des Untergrundes. Dies wird an theoretischen Überlegungen und an Messungen nachgewiesen. Dabei ergeben sich einige wichtige Aufschlüsse über den Ausbreitungsvorgang der Erschütterungen. Ferner wird der Zusammenhang zwischen dem Absorptionskoeffizienten von Bodenschwingungen und dem Dämpfungsverhältnis von Stabschwingungen, sowie zwischen dem ersteren und dem Dämpfungsverhältnis von Eigenschwingungen des Untergrundes dargelegt und nachgewiesen.

Über die durch Maschinen erzeugten, sinusförmigen Schwingungen des Bodens und die dabei auftretenden Probleme wurde bereits viel gearbeitet. Manche Fragen sind dabei schon geklärt worden. Es sei nur an die Ausbreitungsgeschwindigkeit, die Erscheinungen der Dispersion, der Interferenz und der Schwebungen erinnert. Das Problem der Absorption blieb dabei immer abseits liegen und wurde nur nebensächlich erwähnt, obwohl es schon sehr früh in Angriff genommen wurde. Im Jahre 1911 erschien von L. Mintrop [1] die erste Arbeit über die Absorption von Maschinenschwingungen. Es handelt sich hierbei um Bodenschwingungen, die von einer Großgasmaschine in Göttingen herrührten. Seitdem wurden noch mehrmals Untersuchungen mit derselben Aufgabestellung ausgeführt. Sie zeitigten jedoch alle Ergebnisse, mit denen man wenig anzufangen verstand. Zum Teil war schon die Aufnahmeapparatur schlecht für Absorptionsmessungen geeignet. Ferner wurde die Berechnung des Absorptionskoeffizienten ungünstig angelegt, so daß die erhaltenen Werte keine Aussagen über den Ausbreitungsvorgang der Bodenschwingungen zuließen.

Seit man eigens für systematische Bodenuntersuchungen konstruierte Schwingmaschinen in den Dienst nahm, war auch die Möglichkeit gegeben, genaue Absorptionsmessungen durchzuführen. Man wandte sich jedoch zuerst den anderen oben erwähnten Erscheinungen zu. In dieser Arbeit soll gezeigt werden, wie man aus stationären Maschinenschwingungen den Absorptionskoeffizienten berechnen kann, der nur von der Beschaffenheit des Untergrundes abhängig ist und deshalb zur Charakterisierung des Untersuchungsgeländes ebenso wie die Ausbreitungsgeschwindigkeit dienen kann.

I. Theoretische Ableitung der Absorptionsformeln

Jede Maschine, bei der irgendwelche nicht ausgewuchteten Teile rotieren, sowie alle Kolben- und ähnliche Maschinen (Dampfmaschinen, Pumpen, Sägegatter) erregen den Boden durch ihre periodisch wechselnden Massenkräfte zu nahezu sinusförmigen, erzwungenen Schwingungen, welche dieselbe Frequenz wie die umlaufenden Massen haben. Diese Schwingungen breiten sich vom Erregungsort gleichmäßig nach allen Seiten hin aus. Die von der Maschine in den Boden geschickte Energie strömt auseinander. Dies kann auf zwei Arten erfolgen:

a) Die Energie verteilt sich auf den ganzen Halbraum unter der Maschine, breitet sich also kugelförmig aus. Über jede Kugelschale integriert bleibt die Energie konstant, d. h. es verhalten sich die Energien E pro Flächeneinheit der zu dem Erregungsort konzentrischen Kugelschalen umgekehrt wie die Quadrate der Radien x derselben.

$$E_1 : E_2 = x_2^2 : x_1^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Für benachbarte Kugelschalen mit dem Abstand dx kann man schreiben:

$$\frac{E + dE}{E} = \frac{x^2}{(x + dx)^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

$$\frac{dE}{E} = -2\frac{dx}{x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Da aber bei Schwingungen sich die Energien wie die Quadrate der Amplituden y verhalten, läßt sich setzen:

$$\frac{dE}{E} = \frac{d(y^2)}{y^2} = 2\frac{dy}{y} = -2\frac{dx}{x} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

$$\frac{dy}{y} = -\frac{dx}{x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

b) Der Boden ist kein einheitliches Ganzes, sondern ist reich zergliedert in einzelne Schichten von verschieden elastischem Verhalten. Die Energie verteilt sich auf die einzelnen Schichten und breitet sich in ihnen flächenhaft aus. Summiert man sie in diesem Falle über einen Kreisring in der Schicht, so ist die Summe immer konstant. Es gilt:

$$E_1 : E_2 = y_1^2 : y_2^2 = x_2 : x_1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

$$2\frac{dy}{y} = -\frac{dx}{x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

$$\frac{dy}{y} = -\frac{1}{2}\cdot\frac{dx}{x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Bis jetzt wurde stillschweigend vorausgesetzt, daß die Energie sich verlustlos ausbreitet. Wie bei jedem Vorgang in der Natur, so ist auch hier das nicht der Fall. Als energieverzehrender Effekt kommt zunächst die innere Reibung in Betracht. Die Gesteine und Mineralien sind keine vollkommen elastischen Körper. Sie befolgen nicht genau das Hookesche Gesetz. Bei der Schwingung werden die einzelnen Bodenteilchen nicht nur elastisch gegeneinander verschoben, sondern sie gleiten auch aneinander vorbei. Während der erste Vorgang wattlos erfolgt, verbraucht der zweite Energie. Ferner strahlt an der Grenzfläche zweier Schichten Energie von der einen in die andere ab. Daneben mögen vielleicht noch weitere verlustbringende Erscheinungen eine Rolle spielen. Man faßt sie alle unter dem Namen Absorption zusammen. Ihnen allen aber ist gemeinsam, daß der Verlust an Energie dieser selbst proportional ist.

$$\frac{dE}{dx} = -\eta E \cdot \frac{dy}{dx} = -\varkappa y \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

$$\eta = 2\varkappa.$$

Durch Addition der Ausdrücke (9) und (5) bzw. (8) erhält man die Formel, nach der die Amplitudenabnahme von Bodenschwingungen erfolgt.

a) räumlich:

$$-\frac{dy}{y} = \frac{dx}{x} + \varkappa dx \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

$$y = y_0 \frac{x_0}{x} e^{-\varkappa(x-x_0)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

b) flächenhaft:

$$-\frac{dy}{y} = \frac{1}{2} \cdot \frac{dx}{x} + \varkappa dx \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

$$y = y_0 \sqrt{\frac{x_0}{x}}\, e^{-\varkappa(x-x_0)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (13)$$

Der Verlauf dieser Funktion ist für verschiedene Werte von $\varkappa$ in Tabelle 1 zahlenmäßig dargestellt.

In der obigen Form ist die Formel für die Ausbreitung von Bodenschwingungen unübersichtlich und unpraktisch. Im folgenden habe ich sie immer in ihrer logarithmierten Gestalt gebraucht. Diese lautet:

a) $$2{,}3 \log_{10}\left(\frac{y}{y_0} \cdot \frac{x}{x_0}\right) = -\varkappa(x - x_0) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

b) $$2{,}3 \log_{10}\left(\frac{y}{y_0} \cdot \sqrt{\frac{x}{x_0}}\right) = -\varkappa(x - x_0) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

Trägt man in einseitig logarithmisches Papier die Entfernung x als Abszisse und den Quotienten $\left(\frac{y_0}{y} \cdot \frac{x_0}{x}\right)$ bzw. $\left(\frac{y_0}{y} \cdot \sqrt{\frac{x_0}{x}}\right)$ als Ordinate auf, so erhält man

Tabelle 1

a) Räumliche Ausbreitung

x	y $\varkappa = 0.000$	y $\varkappa = 0.002$	y $\varkappa = 0.020$	y $\varkappa = 0.200$
1	1.000	1.000	1.000	1.000
2	0.500	0.499	0.490	0.419
3	0.333	0.332	0.320	0.224
4	0.250	0.248	0.236	0.137
5	0.200	0.198	0.185	0.090
7	0.143	0.141	0.127	0.043
10	0.100	0.098	0.084	0.017
15	0.067	0.065	0.051	0.004
20	0.050	0.048	0.034	0.001
				(20)
30	0.033	0.031	0.019	
50	0.020	0.018	0.008	
100	0.010	0.008	0.001	
			(111)	
500	0.002	0.001		
		(427)		
1000	0.001			

b) Flächenhafte Ausbreitung

x	y $\varkappa = 0.000$	y $\varkappa = 0.002$	y $\varkappa = 0.007$	y $\varkappa = 0.020$	y $\varkappa = 0.070$	y $\varkappa = 0.200$
1	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
2	0.707	0.705	0.702	0.692	0.638	0.578
3	0.577	0.575	0.569	0.554	0.501	0.386
4	0.500	0.497	0.489	0.470	0.405	0.274
5	0.447	0.443	0.434	0.412	0.338	0.201
7	0,378	0.373	0.362	0.334	0.248	0.114
10	0.316	0.310	0.296	0.264	0.168	0.052
15	0.258	0.251	0.234	0.195	0.097	0.015
20	0.224	0.215	0.196	0.153	0.059	0.005
30	0.183	0.172	0.149	0.102	0.024	0.001
						(27)
50	0.142	0.128	0.100	0.053	0.004	
100	0.100	0.082	0.050	0.014	0.001	
					(69)	
500	0.045	0.012	0.001	0.001		
			(539)	(212)		
1000	0.032	0.004				
	0.001	0.001				
	(10^6)	(1609)				

Die Zahlen unter den Spalten in Klammern geben die Entfernung an, bei der die Amplitude den Wert $y = 0.001$ erreicht.

im Diagramm eine Gerade, deren Neigung nur durch den Absorptionskoeffizienten $\varkappa$ bestimmt ist. Dieser läßt sich bei gegebener Geraden leicht daraus ablesen.

Bei dieser Darstellung wird kein Meßpunkt vor dem anderen bevorzugt, wie es bei den meisten Berechnungen des Absorptionskoeffizienten geschah. Bei ihnen wurde immer eine Amplitude y_1 vor allen anderen dadurch ausgezeichnet, daß aus ihr und den übrigen Werten je ein Wert des Absorptionskoeffizienten berechnet wurde. Dabei wurde als y_1 die am dichtesten bei der Maschine gelegene Messung benutzt. Dieser Wert ist, wie sich später zeigt, der ungünstigste. Das Erregerzentrum ist nie punktförmig. Bei zu nahen Entfernungen macht sich dies in der Amplitude bemerkbar.

An dieser Stelle sei gleich der Hauptzweck und das Hauptergebnis dieser Arbeit vorweggenommen. Der Beweis aus Messungen folgt hinterher. Bisher wurde bei der Berechnung der Absorption die Entfernung von der Maschine in Metern angegeben und demzufolge der Absorptionskoeffizient für 1 m berechnet. Dabei ergab sich eine starke Abhängigkeit desselben von der Frequenz der Bodenschwingung. Aus diesem Grunde konnten die Absorptionskoeffizienten nicht miteinander verglichen werden. Aus ihnen konnten keine weiteren Aussagen gewonnen werden.

Das Wesen der Frequenzabhängigkeit der Absorption erkennt man sofort, wenn man sich die Wirkungsweise der dämpfenden Vorgänge bei Schwingungen überlegt. Wie schon erwähnt, verschieben sich die Bodenteilchen nicht nur elastisch gegeneinander, sondern gleiten auch aneinander vorbei. Die Größe der Reibungsstrecke ist einmal abhängig von der Amplitude. Dieser Effekt ist bereits in der Absorptionsformel berücksichtigt. Zum anderen ist sie auch noch von der Phasenverschiebung, die benachbarte Teilchen bei der Schwingung besitzen, abhängig. Wäre diese Null, so würde auch bei noch so großen Amplituden keine innere Reibung auftreten können. Die Phasenverschiebung zweier Punkte, die senkrecht zur Wellenfront den Abstand einer Wellenlänge besitzen, ist 2π. Für zwei benachbarte Teilchen mit dem Abstand dx ist diese dann $2\pi \frac{dx}{\lambda}$. Zu dem gleichen Ergebnis kommt man, wenn man die Gleichung für die fortschreitende Welle

$$y = y_0 \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (16)$$

partiell nach x differentiiert.

$$\frac{\partial y}{\partial x} = - y_0 \frac{2\pi}{\lambda} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (17)$$

$$\partial y_{\max} = y_0 \frac{2\pi}{\lambda} \partial x \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (18)$$

Der Quotient $\frac{\partial y}{\partial x}$ gibt die Größe der Verschiebung benachbarter Bodenteilchen an*). Ihm ist daher die Absorption proportional. An Stelle von Gleichung (9) erhält man aus Gleichung (18), wenn man den Proportionalitätsfaktor mit k bezeichnet:

$$-dy = y\frac{2\pi}{\lambda}k\,dx \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (19)$$

$$y = y_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda}kx} = y_0 e^{-2\pi k\frac{n}{v}x} \quad \ldots\ldots\ldots (20)$$

Der für 1 m bzw. 1 km berechnete Absorptionskoeffizient $\varkappa/m$ ist nicht allein von der Frequenz, sondern von dieser und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Bodenschwingungen abhängig. Berechnet man jedoch den Absorptionskoeffizienten pro Wellenlänge $\varkappa/\lambda$, so ergibt sich bei allen Frequenzen für denselben Untergrund immer der gleiche Wert. Er ist eine charakteristische Konstante des Bodens.

In Anlehnung an die früheren Arbeiten will ich nicht k, sondern den Ausdruck $2\pi k$ als Absorptionskoeffizienten $\varkappa/\lambda$ einführen. Um Verwechslungen zu vermeiden, soll im Text hinter $\varkappa$ noch angegeben werden, für welche Längeneinheit

---

*) Streng genommen müßte ich dieser Ableitung nicht die Gleichung (16), sondern die folgende, die auch die Ausbreitung und die Absorption berücksichtigt, zugrunde legen.

$$y = y_0\sqrt{\frac{x_0}{x}}\,e^{-\varkappa(x-x_0)}\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right).$$

Ich will mich hier nur auf die flächenhafte Ausbreitung beschränken.

$$\frac{\partial y}{\partial x} = -y_0\sqrt{\frac{x_0}{x}}\,e^{-\varkappa(x-x_0)}\left[\left(\frac{1}{2x}+\varkappa\right)\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)+\frac{2\pi}{\lambda}\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)\right].$$

$$\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_{\max} = -y_0\sqrt{\frac{x_0}{x}}\,e^{-\varkappa(x-x_0)}\sqrt{\left(\frac{1}{2x}+\varkappa\right)^2+\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2}.$$

$y = y_0\sqrt{\frac{x_0}{x}}\,e^{-\varkappa(x-x_0)}$ ist die Maximalamplitude am Beobachtungsort. Sie ist in Gleichung (19) eingesetzt.

$$\sqrt{\left(\frac{1}{2x}+\varkappa\right)^2+\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2} = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{1+\frac{\lambda^2}{4\pi^2}\left(\frac{1}{2x}+\varkappa\right)^2}$$

weicht selbst in ungünstigen Fällen (kleines x und großes $\varkappa$) nur wenige Prozent von $2\pi/\lambda$ ab. Für $x = 10$ m, $\varkappa = 0.05/\text{m}$ und $\lambda = 15$ m errechnet sich der Wert der Wurzel zu 1.03. Die Ungenauigkeit beträgt also höchstens 3 % und überschreitet die Genauigkeit der Bestimmung von $\varkappa$ nicht. Für $x = 20$ m ist der Unterschied zwischen den beiden Ableitungen nur noch 1.6 %. Er sinkt mit wachsender Entfernung. Für tonigen Untergrund (normales $\varkappa$) sind die Abweichungen nur 1.1 bzw. 0.5 %. Obige Vernachlässigung ist demnach statthaft.

es berechnet ist, etwa $\varkappa/m$ oder $\varkappa/\lambda$. Die Formel für räumliche und flächenhafte Ausbreitung lautet demnach:

a) räumlich: $$\frac{y}{y_0} = \frac{x_0}{x} e^{-\varkappa \frac{x - x_0}{\lambda}} \quad \ldots\ldots\ldots (21)$$

b) flächenhaft: $$\frac{y}{y_0} = \sqrt{\frac{x_0}{x}} e^{-\varkappa \frac{x - x_0}{\lambda}} \quad \ldots\ldots\ldots (22)$$

Zur Bestätigung der Richtigkeit obiger Ausführungen habe ich alle mir zur Verfügung stehenden Arbeiten und Messungen über stationäre, durch Maschinen erzeugte Bodenschwingungen hinsichtlich der Absorption durchgesehen und neu ausgewertet.

II. Veröffentlichte Arbeiten über Bodenschwingungen, die durch Großkolbenmaschinen erzeugt wurden

Wie schon einleitend erwähnt, wurden die ersten Messungen zur Bestimmung der Absorption von L. Mintrop [1] ausgeführt. Er verfolgte die von einer Großgasmaschine des Göttinger Elektrizitätswerkes hervorgerufenen Erschütterungen

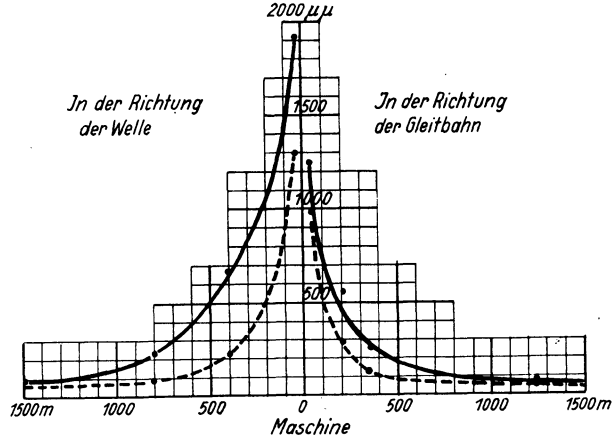


Fig. 1. Abnahme der Amplitude der von der Großgasmaschine des Göttinger Elektrizitätswerkes erzeugten Bodenschwingungen mit der Entfernung. (Nach Mintrop.)
— · — · — = Grundschwingung, - - - - - - = Oberschwingung

bis in 1500 m Entfernung vom Werk. Als Aufnahmegerät diente ein von ihm konstruierter, transportabler Horizontalseismograph mit optischer Registrierung. Seine Meßstellen wählte Mintrop so, daß sie in Richtung der Gleitbahn des Kolbens der Maschine bzw. in Richtung der Kurbelwelle lagen. An jeder Beobachtungsstation maß er die Amplituden in vier bzw. sechs Azimuten. Daraus

bildete er den Mittelwert. In Fig. 1 sind dieselben eingetragen und von ihm durch eine Kurve verbunden. In seiner Arbeit sagt Mintrop, daß eine Berechnung des Absorptionskoeffizienten daraus nicht möglich ist. Die Ausbreitung sei weder räumlich noch flächenhaft.

In Fig. 2 habe ich die Mintropschen Kurven auf der linken Hälfte der Fig. 1 in logarithmisches Papier unter der Annahme flächenhafter Ausbreitung eingetragen. Dabei zeigt sich, daß die einzelnen Punkte sich durch eine Gerade verbinden lassen. Ihrer Neigung entspricht für die Grundschwingung der Absorptionskoeffizient $\varkappa = 0.00107/\text{m}$. Für die Oberschwingung ist $\varkappa = 0.00204/\text{m}$. Die Grundschwingung hat die Frequenz $n = 2.5/\text{sec}$, die der Oberschwingung ist doppelt so groß. Die Bodenschwingungen breiten sich, wie aus der Figur ersichtlich ist, flächenhaft aus. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit wählte ich den Wert $v = 250$ m/sec. Er wird angenähert richtig sein. Er entspricht dem Göttinger Untergrund, der vorwiegend aus Lehm und Kies besteht. Die beiden Absorptionskoeffizienten $\varkappa/\lambda$ stimmen überein. Jedoch darf man dieser Berechnung kein zu großes Gewicht beilegen. Die Amplitudenkurven sind nur durch vier bzw. drei Meßpunkte gesichert.

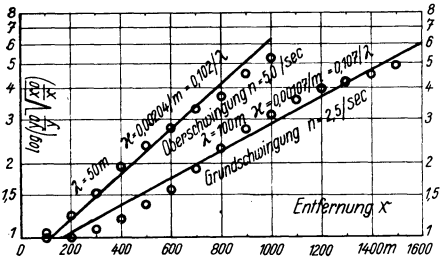


Fig. 2. Übertragung der beiden Mintropschen Kurven in der linken Hälfte von Fig. 1 in das logarithmische Diagramm.

Bei der Berechnung von $\varkappa/\lambda$ wurde für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wert $v = 250$ m/sec zugrunde gelegt.

Beobachtungsort: Göttingen. Untergrund: Lehm, Kies.

Die Kreise sind nicht gemessene Werte, sondern Punkte der Mintropschen Kurven

Ähnliche Messungen wie Mintrop führte A. Heinrich [2] in Maltsch an der Oder durch. Er untersuchte das Gelände um eine Heißdampfmaschine mit dem Mintropschen Dreikomponentenapparat. Die Eigenperioden der einzelnen Komponenten waren der Maschinenperiode sehr benachbart. Heinrich arbeitete mit verschiedenen Dämpfungsgraden seines Apparates. Aus der jeweils eingestellten Dämpfung und dem Periodenverhältnis berechnete er nach der theoretischen Formel die Vergrößerung. Diese Bestimmung ist aber sehr ungenau. Die Absorptionskoeffizienten, die er aus seinen Messungen ableitet, können daher nur größenordnungsmäßig zur Orientierung dienen. Er fand unter der Annahme flächenhafter Ausbreitung Absorptionskoeffizienten zwischen $\varkappa = 0.002$ und $\varkappa = 0.003/\text{m}$.

Ein Jahr nach den Messungen von Heinrich maß G. Bornitz [3] mit demselben Gerät die Ausbreitung von Maschinenschwingungen an der Oberfläche und in der Tiefe. Als Energiequellen dienten ihm Großkolbenmaschinen, die in den Betrieben der Blücher- und Delbrückschächte in Oberschlesien liefen. Vor seinen Messungen hat Bornitz die Seismographen so umgebaut, daß die Eigenperioden

$1^1/_2$ bis 2mal größer waren als die Perioden der Bodenschwingungen, damit er in den günstigeren Bereich der Resonanzkurve kam. Hier seien nur die Ergebnisse der Arbeit angeführt. Sie sind zum Teil sehr unsicher. Irgendwelche bestimmten Schlüsse können daraus nicht gezogen werden.

Der Untergrund der Blücherschächte besteht bis in 70 m Tiefe aus Tertiär. Von da ab folgt Karbon. An der Oberfläche hat Bornitz flächenhafte Ausbreitung festgestellt und den Absorptionskoeffizienten zu $\varkappa = 0.00021/\text{m}$ berechnet. In der Tiefe findet räumliche Ausbreitung statt. Im Karbon ergibt sich allerdings aus nur zwei gemessenen Amplituden der Absorptionskoeffizient $\varkappa = 0.0021/\text{m}$. In einem anderen Profil wurde $\varkappa = 0.0023/\text{m}$ gefunden. Diese beiden Werte sind aber reichlich unsicher. Weiterhin stellte Bornitz fest, daß die Amplitude beim Übergang vom Tertiär ins Karbon etwa um die Hälfte sinkt. Er berechnete aus der Amplitude und dem Absorptionskoeffizienten an der Oberfläche die Amplitude an der Unterkante des Tertiärs. Ähnlich ermittelte er aus den Messungen in der Tiefe die Amplitude an der Oberkante des Karbons. Ein solcher Amplitudensprung an der Grenzfläche ist zwar denkbar, kann aber durch die Messungen von Bornitz nicht als eindeutig bewiesen gelten.

Die letzte Untersuchung über Bodenschwingungen, die von Großkolbenmaschinen ausgehen, veröffentlichte G. Fritzsche [4]. Als Aufnahmegerät verwandte er einen Benioff-Vertikalseismographen. Er beobachtete innerhalb eines Umkreises von 6 km um eine Dampfmaschine an 36 Meßstationen die Bodenbewegung. In einer Tabelle gibt Fritzsche die gemessenen Amplituden. Diese scheinen mir jedoch sehr ungenau zu sein, da die Vergrößerung des Apparates bei jeder Messung nach theoretischen Formeln aus mehreren nicht sehr gut zu bestimmenden Konstanten desselben berechnet wurde. Aus diesen Amplituden hat der Verfasser mittels der Formel für flächenhafte Ausbreitung Absorptionskoeffizienten abgeleitet. Die Amplitude des Anfangspunktes hat er dabei nach einem sehr willkürlichen Verfahren ermittelt. Die Zahlenangaben über die Absorption sind daher sehr kritisch zu betrachten. Die Werte schwanken zwischen zwei Zehnerpotenzen.

In den drei zuletzt genannten Arbeiten wurde zu wenig auf die Eigentümlichkeiten und auf eine genaue Bestimmung der wahren Vergrößerung der Seismographen geachtet, obwohl vorher schon G. Angenheister und W. Schneider [5] in einer Arbeit darauf hingewiesen haben, daß bei nicht genügender Prüfung der Apparate leicht eine falsche Deutung der Seismogramme vorgenommen werden kann. Einem solchen Fehler entgingen die Verfasser dadurch, daß sie bei ihren Messungen Seismographen verschiedener Bauart benutzten. Sie untersuchten die Erschütterungen durch einen Motor am Sockel der Maschine und in mehreren Entfernungen davon.

In den Aufzeichnungen traten die Perioden $T = 0.4$ sec, $T = 0.1$ sec und $T = 0.04$ sec auf. $T = 0.4$ sec war die Periode des Zündungsstoßes der Maschine Sie war nur in ihrer Nähe feststellbar. $T = 0.1$ sec und $T = 0.04$ sec können als Eigenperioden des Sockels angesehen werden. In der Tabelle 2 sind die in der

Z-Komponente gemessenen Amplituden der Schwingungen in verschiedenen Entfernungen zusammengestellt.

Tabelle 2

Entfernung x m	Amplitude z (μ) für T = 0,1 sec	Amplitude z (μ) für T = 0,04 sec
0.5	6.5	7.5
38	1.0	1.6
68	0.5	0.04
100	0.16	0.08

Aus den Amplituden in den Abständen 38, 68 und 100 m habe ich für flächenhafte Ausbreitung in Fig. 3 die Absorptionskoeffizienten ermittelt. Leider ist

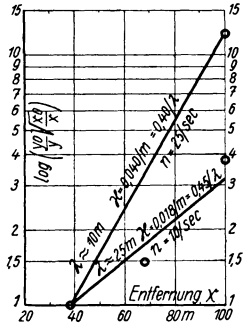


Fig. 3.
Absorption von Bodenschwingungen, die durch einen Motor hervorgerufen sind
Beobachtet von G. Angenheister und W. Schneider.
Beobachtungsort: Berlin.
Untergrund: Sand, Lehm.
Die Kreise sind gemessene Werte

nur an wenigen Punkten gemessen worden. Aber so viel ist doch schon zu ersehen, daß die Werte für $\varkappa/m$ für die beiden Frequenzen sich ungefähr wie diese selbst verhalten. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist wohl für beide als gleich anzunehmen.

III. Untersuchungen mit einer Schwingmaschine

Vom Geophysikalischen Institut, Göttingen, und von der Deutschen Gesellschaft für Bodenmechanik, Berlin, wurden in den letzten Jahren zahlreiche Bodenuntersuchungen mittels einer Schwingmaschine durchgeführt. Es wurden dabei meist die Bodenschwingungen längs radial von der Maschine ausgehenden Profilen gemessen. Von einigen solcher Untersuchungen standen mir die Meßergebnisse zur Verfügung. Soweit die Vollständigkeit des Materials es zuließ, habe ich daraus die Absorptionskoeffizienten für flächenhafte Ausbreitung abgeleitet. Im folgenden sollen die einzelnen Beispiele der Auswertung beschrieben werden.

a) Göttingen, Tongrube: Bei den Messungen auf dem Gelände der Tongrube südwestlich von Göttingen dienten als Aufnahmegeräte der Bodenschwingungen mechanische Seismographen des Geophysikalischen Instituts. Vor den Messungen wurden diese auf dem Schütteltisch sorgfältig geprüft und geeicht. Die Untersuchungen wurden so durchgeführt, daß die Seismographen in mehreren Ent-

fernungen von der Maschine aufgestellt wurden. Bei jeder Aufstellung durchlief diese stufenförmig den Frequenzbereich zwischen 20/sec und 40/sec. Bei jeder Stufe wurde die Bodenschwingung registriert. Die Amplituden-Frequenzkurven an den einzelnen Aufstellungsorten zeigen bei einigen Frequenzen starke Störungen des regelmäßigen Verlaufs, die durch irgendwelche Effekte im Boden verursacht werden. Um die Absorption berechnen zu können, mußten sie erst geglättet werden. Ich erreichte dies dadurch, daß ich durch die Amplitudenwerte eine mittlere Kurve legte. Aus den mittleren Amplituden konnten die Absorptionskoeffizienten nach der im Abschnitt I angegebenen Methode ermittelt werden. Fig. 4 zeigt die Auswertung. Man erkennt, daß die Geraden, die durch die eingezeichneten

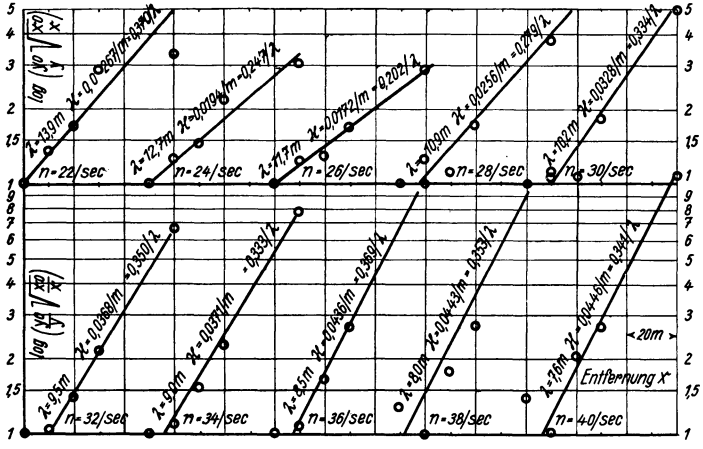


Fig. 4. Absorption von Maschinenschwingungen bei verschiedenen Frequenzen. Beobachtungsort: Göttingen, Tongrube. Untergrund: Liaston

Meßpunkte gelegt werden können, sich mit wachsender Frequenz aufrichten. Abgesehen von den Werten für die Frequenzen 24/sec, 26/sec und 28/sec streuen die Absorptionskoeffizienten $\varkappa/\lambda$ um den Mittelwert $\varkappa = 0{,}350/\lambda$. Der Untergrund des Untersuchungsgeländes ist Liaston. Eine genaue Begründung des abweichenden Verhaltens der Absorption zwischen den Frequenzen 23/sec bis 29/sec kann ich nicht geben. Jedoch scheint dies im Zusammenhang mit der Eigenfrequenz des Untergrundes zu stehen, welche bei etwa $n = 25$/sec anzunehmen ist. In diesem Frequenzbereich ist auch der gemessene Zeitabstand zwischen dem Phasensignal der Maschine und dem Eintreffen des Wellenberges der Bodenschwingung etwas kleiner als normal. Bei der Frequenz 25/sec lag an diesem Aufstellungsort eine Resonanzstelle der Schwingmaschine.

b) Buckow: Der Untergrund dieses Untersuchungsgeländes bestand aus Sand und Lößlehm. Um die Maschine wurden in einem Halbkreis fünf radiale Profile gelegt. Die Registrierung der Bodenschwingung geschah mittels eines

im Geophysikalischen Institut in Göttingen konstruierten elektro-magnetischen Seismographen mit Fernregistrierung. Während die Maschine mit konstanter Tourenzahl lief, wurde der Seismograph von Meßpunkt zu Meßpunkt getragen.

Bei der Frequenz 10/sec nimmt die Amplitude monoton mit der Entfernung ab. Die ins Amplituden-Entfernungsdiagramm eingetragenen Meßwerte ließen sich durch eine glatte Kurve verbinden. Daraus ermittelte ich die Absorption.

Bei der Frequenz 15/sec traten Interferenzerscheinungen auf, was auf einen geschichteten Untergrund hindeutet. Um nun die Schwingungen in einer Schicht zu erhalten, löste ich die gemessenen Amplitudenkurven nach einem von G. A. Schulze, Göttingen [9a], angegebenen Verfahren in die auf die beiden Schichten

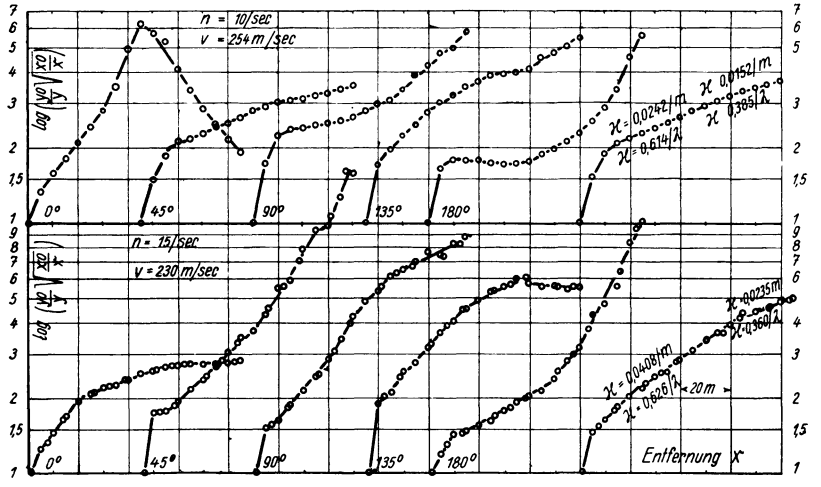


Fig. 5. Absorption von Maschinenschwingungen in verschiedenen Azimuten bei den Frequenzen 10/sec und 15/sec.

Beobachtungsort: Buckow. Untergrund: Sand. Die letzte (6.) Kurve wurde aus den gemittelten Amplituden berechnet

entfallenden Anteile auf. Für die obere Schicht wurde die Absorption berechnet. Dies habe ich für die einzelnen Profile durchgeführt. Ferner bildete ich aus den Amplituden, die auf allen Profilen in einer bestimmten Entfernung gemessen sind, den Mittelwert. Ich dividierte die Quadratsumme der Amplituden durch die Anzahl der Profile und zog daraus die Wurzel. Die Absorptionskurven längs der Profile (Fig. 5) sind, selbst wenn man von den ersten 6 m wegen ihrer Maschinennähe absieht, keineswegs Gerade. Die Absorption ändert sich sehr stark auf den Profilen. Beim Profil *O* wird der Koeffizient sogar negativ. Die Absorptionskurven der mittleren Amplituden bleiben jedoch in gewissen Entfernungsbereichen gerade Linien. Es ergibt sich bei den beiden Frequenzen 10/sec und 15/sec im Mittel der Absorptionskoeffizient $\varkappa = 0{,}62/\lambda$. Dieser relativ hohe Wert ist der lockeren Überdeckungsschicht aus Sand zuzuschreiben.

An diesem Beispiel sieht man sehr gut, wie stark Inhomogenitäten im Boden auf die Absorption wirken und wie vorsichtig man sein muß bei der Bestimmung des Absorptionskoeffizienten aus Amplituden, die nur längs eines Profiles gemessen sind. Durch kleine örtliche Verschiedenheiten im Untergrund kann die Abnahme der Amplitude verstärkt oder geschwächt werden. Jedoch erfolgt die Absorption der über einen größeren Kreisbogen gemittelten Schwingweiten nach der Formel für flächenhafte Ausbreitung mit konstantem Absorptionskoeffizienten. Es scheint, daß die über Kreisringe integrierte Energie der Schwingung sich nur um den zwischen ihnen durch Reibung vernichteten Betrag unterscheidet, daß sie aber auf einem Kreisbogen nicht konstant zu sein braucht und sich deshalb nicht nur radial, sondern auch in anderen Richtungen ausbreitet. Durch die Inhomogenitäten des Bodens werden an einzelnen Stellen größere Energiemengen verschluckt. Durch seitlichen Zustrom wird dann die gleichmäßige Verteilung wieder angestrebt.

c) Göttingen, Leinetal: *1. Beschreibung des Versuchsgeländes.* Die beiden oben erwähnten Institute führten 1934 im Göttinger Leinetal umfangreiche

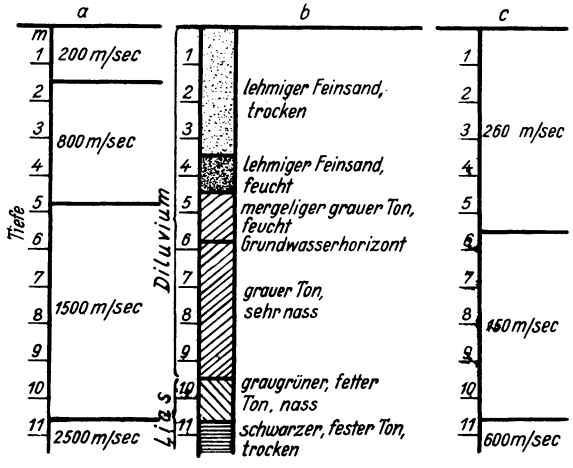


Fig. 6. Schichtung und elastische Eigenschaften des Untergrundes im Leinetal bei Göttingen.

a ermittelt aus Tiefensprengungen senkrecht unter dem Erschütterungsmesser.
b Ergebnis einer Bohrung bis 11 m und mehrerer Bohrungen bis 7 m.
c ermittelt aus Geschwindigkeitsbeobachtungen, Interferenzerscheinungen und Aufzeichnungen von Sprengungen. (Nach R. Köhler [6])

Messungen durch. Es wurde dabei die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Bodenschwingungen und die damit zusammenhängenden Erscheinungen der Dispersion und der Interferenz untersucht. Die Ergebnisse sind von beiden gemeinsam veröffentlicht [6] worden. Fig. 6 ist aus dieser Arbeit entnommen. Sie zeigt die durch Bohrung festgestellten Untergrundsverhältnisse. Bei der Frequenz

$n = 6$/sec wurde die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v = 750$ m/sec gemessen. Sie nimmt mit wachsender Periodenzahl ab, wie die Dispersionskurve von R. Köhler [7] zeigt (hier Fig. 7) und erreicht bei $n = 24$/sec asymtotisch die Grenzgeschwindigkeit $v = 150$ m/sec. Diese Geschwindigkeit ist dem feuchten Ton zwischen 5.5 und 10.6 m Tiefe eigen. Die Dispersionskurve stellt den Übergang von ihr zur Geschwindigkeit des tiefer liegenden trockenen, harten Tons dar.

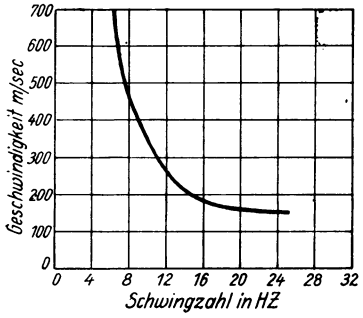


Fig. 7. Dispersionskurve, gemessen im Leinetal bei Göttingen. (Nach R. Köhler [7])

Bei den Frequenzen, die größer als $n = 18$/sec sind, macht sich die Deckschicht aus lehmigem Feinsand bemerkbar. Sie besitzt eine Geschwindigkeitvon $v = 260$ m/sec. Zwischen 18/sec und 24/sec treten Interferenzen auf. Bei den noch größeren Schwingzahlen erfolgt dieAusbreitung mit der Geschwindigkeit der oberen Schicht.

2. Messungen und Auswertung. Ich habe nun die damals vermessenen Profile hinsichtlich der Absorption ausgewertet. Die Messungen selbst wurden mit denselben Instrumenten und in derselben Weise ausgeführt wie die Untersuchung in Buckow. Auch bei der Auswertung verfuhr ich ebenso wie dort. Die Maschine wurde an drei Standorten aufgestellt und Profile in mehreren Richtungen und bei mehreren Frequenzen vermessen. Standort I und III lagen an der gleichen Stelle.

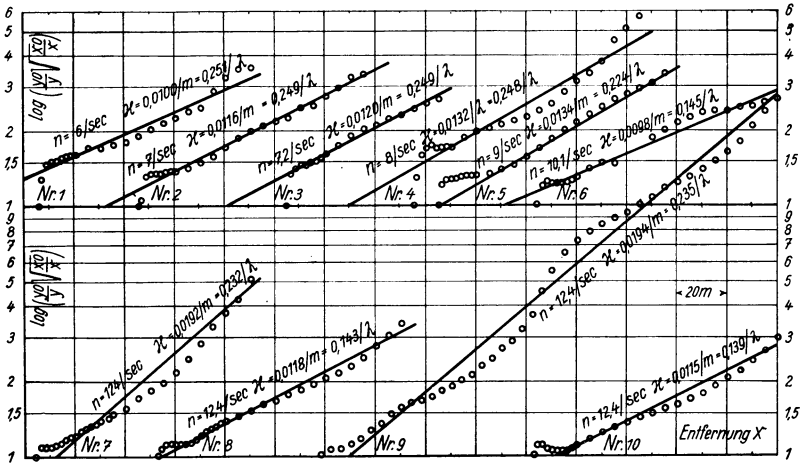


Fig. 8. Absorption von Maschinenschwingungen auf verschiedenen Maschinenständen, bei verschiedenen Frequenzen und in verschiedenen Azimuten (siehe Tabelle 3).

Beobachtungsort: Göttingen, Leinetal. Untergrund: Ton, zweischichtig. Die Schwingungen verlaufen alle in der unteren Schicht

Am Standort II wurde die Maschine in eine Grube von 1.30 m, am Standort III in eine solche von 3.00 m Tiefe versenkt. In den Fig. 8 bis 10 sind einige Absorptionskurven der Profile eingetragen. Bei den Profilen, die Interferenzen zeigten,

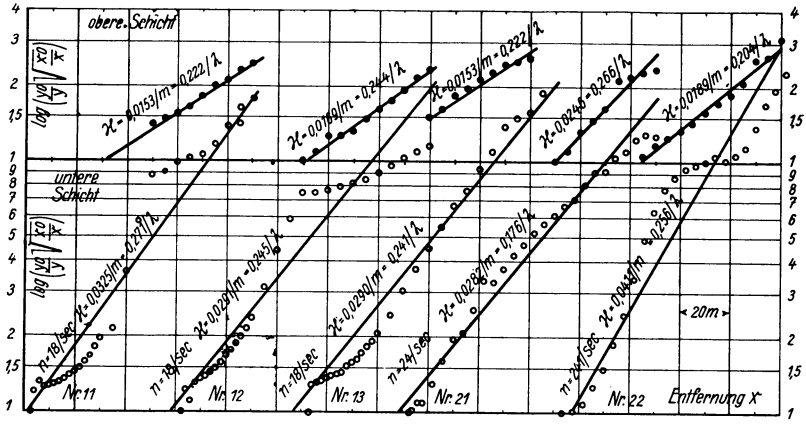


Fig. 9. Absorption von Maschinenschwingungen auf verschiedenen Maschinenständen, bei verschiedenen Frequenzen und in verschiedenen Azimuten (siehe Tabelle 3).

Beobachtungsort: Göttingen, Leinetal. Untergrund: Ton, zweischichtig. Die Schwingungen verlaufen in der oberen und in der unteren Schicht (Interferenzen)

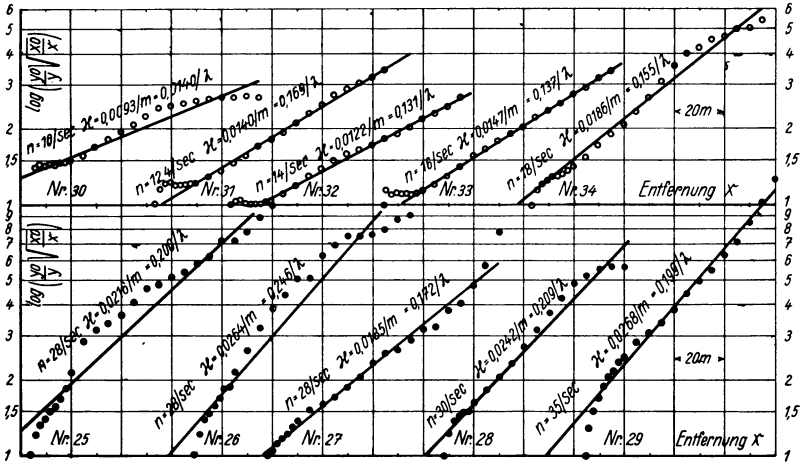


Fig. 10. Absorption von Maschinenschwingungen auf verschiedenen Maschinenständen, bei verschiedenen Frequenzen und in verschiedenen Azimuten (siehe Tabelle 3).

Beobachtungsort: Göttingen, Leinetal. Untergrund: Ton, zweischichtig.

Bei Profil Nr. 30 bis 34 verlaufen die Schwingungen in der unteren Schicht am Maschinenstand II. Bei Profil Nr. 25 bis 29 verlaufen die Schwingungen in der oberen Schicht am Maschinenstand I und III

wurden die beiden Teilamplituden in dieselbe Figur übereinander eingezeichnet. Die Kreisringe beziehen sich auf die obere, die ausgefüllten Scheibchen auf die untere Schicht.

Tabelle 3. Zusammenstellung der Meßergebnisse

Profil	Maschinenstandort	Richtung	Frequenz		Tiefere Schicht				Obere Schicht			
					v	λ			v	λ		
			n/sec		m/sec	m	$\varkappa$/m	$\varkappa/\lambda$	m/sec	m	$\varkappa$/m	$\varkappa/\lambda$
1	III	N	6.0		150	25.0	0.0100	0.251				
2	III	N	7.0		150	21.4	0.0116	0.249				
3	III	N	7.2		150	20.8	0.0120	0.249				
4	III	N	8.0	Reso-	150	18.8	0.0132	0.248				
5	III	N	9.0	nanz	150	16.7	0.0134	0.224				
6	III	N	10.1	bei	150	14.8	0.0098	0.145				
7	I	NW	12.4	11,5/sec	150	12.1	0.0192	0.232				
8	I	NE	12.4		150	12.1	0.0118	0.143				
9	I	N	12.4		150	12.1	0.0194	0.235				
10	I	E	12.4		150	12.1	0.0115	0.139				
11	I	NW	18.0		150	8.3	0.0325	0.271	260	14.4	0.0153	0.222
12	I	E	18.0		150	8.3	0.0291	0.243	260	14.4	0.0169	0.244
13	I	NE	18.0		150	8.3	0.0290	0.241	260	14.4	0.0153	0.222
14	III	SE	18.0		150	8.3	0.0309	0.257	260	14.4	0.0078	0.113
15	III	S	18.0		150	8.3	0.0302	0.252	260	14.4	0.0300	0.433
16	I	N	18.0		150	8.3	0.0284	0.236	260	14.4	0.0149	0.216
17	III	N	18.0	feuchter	150	8.3	0.0178	0.148	260	14.4	0.0098	0.141
18	III	N	20.0	Boden	150	7.5	0.0365	0.274	260	13.0	0.0194	0.252
19	III	N	22.0		150	6.8	0.0346	0.236	260	11.8	0.0176	0.207
20	I	N	24.0		150	6.3	0.0284	0.177	260	10.8	0.0320	0.346
21	I	NE	24·0		150	6.3	0.0282	0.176	260	10.8	0.0246	0.266
22	I	NW	24.0		150	6.3	0.0411	0.256	260	10.8	0.0189	0.204
23	III	N	24.0		150	6.3	0.0404	0.252	260	10.8	0.0160	0.174
24	I	N	28.0						260	9.3	0.0217	0.202
25	I	E	28.0						260	9.3	0.0216	0.200
26	I	NW	28.0						260	9.3	0.0264	0.246
27	I	NE	28.0						260	9.3	0.0185	0.172
28	III	N	30.0						260	8.7	0.0242	0.209
29	III	N	35.0						260	7.4	0.0268	0.199
30	II	N	10.0		150	15.0	0.0093	0.140				
31	II	N	12.4		150	12.1	0.0140	0.169				
32	II	N	14.0		150	10.7	0.0122	0.131				
33	II	N	16.0		150	9.4	0.0147	0.137				
34	II	N	18.0		150	8.3	0.0186	0.155				

Tabelle 3 enthält eine Zusammenstellung der Ergebnisse. Irgendein Unterschied in den verschiedenen Richtungen ist nicht feststellbar. Ton und Lehm als Untergrund erweisen sich homogener als Sand. Die Kreise in den Figuren streuen wenig um die Geraden.

In Fig. 11 sind die Ausbreitungsgeschwindigkeiten, die für die Berechnung der Absorption pro Wellenlänge benutzt wurden, und die Absorptionskoeffizienten

$\varkappa/m$ und $\varkappa/\lambda$ in Abhängigkeit von der Frequenz eingetragen. Um die Darstellung etwas übersichtlicher zu gestalten, habe ich, wenn mehrere Profile mit derselben Frequenz gemessen worden waren, die Werte nicht auf die Ordinate der betreffenden Frequenz eingezeichnet, sondern habe sie rechts und links davon nebeneinanderliegend verteilt. Die Kreise beziehen sich auf die Maschinenstände I und III, die Kreuze auf Maschinenstand II.

Der Berechnung der Koeffizienten $\varkappa/\lambda$ für die kleinen Periodenzahlen legte ich nicht die gemessene Dispersionsgeschwindigkeit, sondern die Geschwindigkeit

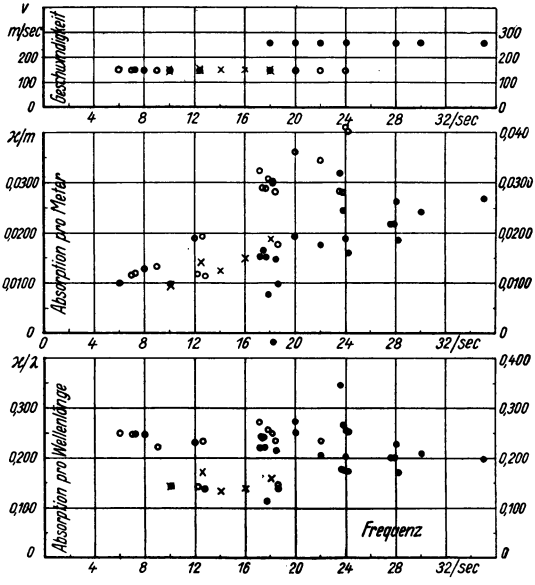


Fig. 11. Zusammenstellung der Meßergebnisse. Darstellung der Ausbreitungsgeschwindigkeit v, der Absorption pro m $\varkappa/m$, und der Absorption pro Wellenlänge $\varkappa/\lambda$, in Abhängigkeit von der Frequenz.

Beobachtungsort: Göttingen, Leinetal. Untergrund: Ton, zweischichtig.

○ = Maschinenstand I und III, Schwingung in der unteren Schicht.
● = Maschinenstand I und III, Schwingung in der oberen Schicht.
× = Maschinenstand II, Schwingung in der unteren Schicht.

des feuchten Tons zugrunde. Die Berechtigung zu dieser Annahme liefert nur das damit erhaltene Ergebnis. Eine exakte Begründung läßt sich, wie bei allen Dispersionserscheinungen, nicht angeben. Es lassen sich nur Vermutungen anstellen. Ich werde hierauf nochmals später zurückkommen.

3. Meßergebnisse. Die Eigenfrequenz der zweiten Schicht liegt, wie mit der Schwingmaschine und durch Sprengungen festgestellt wurde, bei $n = 11{,}5$/sec. Bei der Absorption macht sich die Eigenschwingzahl des Bodens dadurch bemerkbar, daß in einem kleinen Frequenzbereich um diese die Bodenschwingungen sehr

viel weniger gedämpft werden. Wir haben dies bereits bei den Messungen in der Tongrube gesehen. Bei diesem Beispiel tritt die gleiche Erscheinung im Bereich zwischen $n = 9.0/\text{sec}$ und $n = 12.4/\text{sec}$ auf.

Von der Frequenz $n = 18/\text{sec}$ an zeigen die Amplituden-Entfernungskurven Interferenzen. Bis dahin war wenigstens für die Absorption die tiefere, feuchte Schicht diejenige, die die Schwingungen allein leitete. Bei den höheren Periodenzahlen und kürzeren Wellenlängen führt dann auch die oberste 5.50 m mächtige Schicht ihre eigene Welle. Von $n = 18/\text{sec}$ bis $n = 24/\text{sec}$ bilden sich in beiden Schichten Schwingungen aus. Sie laufen gleichzeitig übereinander her und überlagern sich. Es entstehen die Interferenzkurven. Ich habe diese wieder in ihre Bestandteile zerlegt. In der Mehrzahl der Fälle liegen die Absorptionsgeraden so, daß die Koeffizienten $\varkappa/\lambda$ für beide Wellen annähernd gleich sind, der Absorptionskoeffizient für die obere Schicht ist jedoch immer etwas kleiner. Bei der Vermessung der Profile 17 und 18 sind die normalen Bodenverhältnisse durch einen vorher niedergegangenen Regen etwas geändert worden. In einer Reihe von Fällen stimmen die Absorptionskoeffizienten für die obere und zum Teil auch für die untere Schicht sehr schlecht. Es sind dies die Profile, bei denen die Meßpunkte sich gut an die Geraden anpassen und nicht den typischen Verlauf des ersten und zweiten Profils der Fig. 9 mit dem steilen Anstieg und dem Knick in der Mitte haben. Bei diesen scheint die Energie besonders gut zwischen den Schichten hin und her zu wechseln. Sieht man von den ersten Meßpunkten ab, so verläuft die Verbindungslinie der Kreise erst ein kurzes Stück flach und steigt dann bis zum Knick rasch an. Dies bedeutet, daß zunächst Energie von der Maschine in die tiefere Tonschicht gestrahlt wird. In 15 bis 20 m Entfernung ist sie in Überschuß in ihr vorhanden und wird dann an die benachbarten Schichten wieder abgegeben, was sich in der starken Zunahme der Absorption äußert. In diesem Abschnitt steigt die Amplitude der Sandschicht bis zu einem Maximum an. Dies wird da erreicht, wo die Meßpunkte der unteren Hälfte der Abbildung den Knick machen. Von da ab breitet sich die obere Welle mit der Geschwindigkeit $v = 260$ m/sec selbständig nach den Absorptionsgesetzen, die für ihre Schicht gelten, aus. Im feuchten Ton wird zunächst, da die Ausstrahlung nach oben aufhört, die Absorption geringer und strebt dann allmählich wieder dem normalen Wert zu. Von den Amplitudenwerten für die obere Schicht habe ich erst die nach dem Maximum folgenden eingetragen, da von ihm ab die normale Ausbreitung erst beginnt.

Bei den Profilen, auf denen abweichende Absorptionskoeffizienten gemessen sind, scheint irgendwie der Übergang der Energie von einer Schicht zur anderen nicht so gut zu sein. Dies wird vor allem dann der Fall sein, wenn die Absorptionskoeffizienten bei beiden abweichen. Da oftmals die Profile für die obere Schicht sehr kurz sind, kann dadurch leicht ein falscher Wert für die Absorption abgeleitet werden. Es ist überhaupt erstaunlich, daß die Werte trotz des langen Weges, der zu ihrer Ableitung beschritten werden muß, noch so wenig streuen. Die einzelnen Schirtte sind: Abmessen der Amplituden auf dem Film und zeichnen der Interferenzkurven, auflösen derselben in die beiden Teilwellen, eintragen der Quotienten

$\frac{y_0}{y}\sqrt{\frac{x_0}{x}}$ in das logarithmische Diagramm und einzeichnen der Absorptionsgeraden. Bei allen Schritten sind zufällige und subjektive Fehler möglich. Ferner muß man noch bedenken, daß der Boden kein ideal einheitliches Versuchsgelände ist.

Bei den Frequenzen 28/sec, 30/sec und 35/sec tritt in der Hauptsache nur die Schwingung in der Sandschicht in Erscheinung. Die Koeffizienten $\varkappa/\lambda$ sind dieselben, die auch schon für diese Schicht aus den Periodenzahlen 18/sec bis 24/sec bestimmt wurden. Im Mittel ist $\varkappa = 0.215/\lambda$. Es scheint jedoch so, als ob die Absorption mit wachsender Frequenz abnimmt. Dies läßt sich sehr leicht erklären. Bei den kurzen Wellenlängen greift die Schwingung nicht so tief, es schwingen also geringere Massen mit. Daher wird auch der Verlust an Energie kleiner. Für die Tonschicht beträgt im Mittel die Absorption $\varkappa = 0.251/\lambda$. Da in diesem Material die Schwingung nach oben und nach unten ausstrahlt, muß dieser Wert auch etwas größer ausfallen als der erstere. An Maschinenstand II wurde die Absorption zu $\varkappa = 0.146/\lambda$ gemessen. Hier liegt der feuchte Ton einige Meter höher als am Standort I.

d) Folgerungen aus den Meßergebnissen. Die vorstehend behandelten Absorptionsmessungen zeigen klar und eindeutig, daß es gelingt ,aus ihnen einen Absorptionskoeffizienten $\varkappa/\lambda$ abzuleiten, der unabhängig von den Bestimmungsgrößen der Schwingung ist und der daher ein Maß für das unelastische Verhalten des Untergrundes ist. Sie zeigen auch, daß die Absorptionskoeffizienten $\varkappa/m$ von der Frequenz und von der Geschwindigkeit und nur von diesen abhängt. Weiterhin liefern sie auch noch wertvolle und wichtige Erkenntnisse über das Wesen der Absorption und damit über die Ausbreitung von Schwingungen im Boden allgemein.

1. Ausbreitung und Absorption von Bodenschwingungen. Sinusförmige elastische Wellen breiten sich im Untergrund immer flächenhaft in horizontaler Richtung aus. Die oberste Erdkruste ist so reich gegliedert, daß die Mächtigkeit von elastisch einheitlich wirkenden Schichten in der Größenordnung der Wellenlänge der Schwingungen liegt. Die Energie strömt von der Maschine in die Schicht, deren Eigenfrequenz der Sendefrequenz am nächsten liegt, und nicht, wie ich im ersten Abschnitt der Arbeit äußerte, in alle Schichten. Bei niedriger Periodenzahl liegt diese meist in größerer, bei höherer in geringerer Tiefe. In ihr breitet sich die Schwingung mit der dem Material eigenen Geschwindigkeit aus. Dabei dringt auch Energie durch die Grenzflächen in die Nachbarschichten ein und zwingt diese im gleichen Rhythmus mitzuschwingen. Je nach der Größe des Unterschiedes der elastischen Eigenschaften wird die Abstrahlung durch die Grenzflächen größer oder kleiner sein. In schallhärteren Schichten wird sie einen geringeren Betrag haben als in weicheren. Das Nachbarmaterial wird, wie schon erwähnt, gezwungen, im gleichen Takte mitzuschwingen. Die Anregung dazu erhält es nicht direkt vom Erregerzentrum, sondern erst indirekt über die die Erschütterung leitende Schicht. Die Absorptionskoeffizienten $\varkappa/\lambda$ geben deshalb auch nicht an, wie groß der Energie-

verlust in dieser Schicht allein, sondern wie groß er im gesamten von der Schwingung erfaßten Untergrund ist. Wird die Schwingung bei einer zweiten Frequenz von einem anderen Material geführt, so bleibt der Absorptionskoeffizient $\varkappa/\lambda$ derselbe, sofern natürlich die Schwingung bis in die gleiche Tiefe reicht. Da bei kleinen Wellenlängen die Erschütterungen nicht so tief greifen, ist zu erwarten, daß die Absorption mit der Periodenzahl abnimmt. Dieser Effekt ist aber nicht groß.

An dieser Stelle möchte ich nochmals eingehend erwähnen, daß die Absorption nicht, wie es nach den bisherigen Ausführungen vielleicht scheinen möchte, allein von dem Energieverlust im Boden abhängt. Daraus wäre zu folgern, daß bei tiefgreifenden Wellen die Absorption groß sein müßte. Dies widerspricht der Erfahrung. Die Absorption wird aus dem Verhältnis zweier Amplituden berechnet und ist deshalb nur ein relatives Maß. Bei der Ableitung der Formeln im ersten Abschnitt wurde der Absorptionskoeffizient als Quotient aus der durch innere Reibung vernichteten Energie zur gesamten im Schwingungssystem vorhandenen definiert. Bei kleinem $\varkappa/\lambda$ wird also nicht absolut, sondern nur relativ wenig Energie verzehrt. Bei der weiteren Verfolgung dieses Gedankenganges kommt man wieder zu dem Schluß, daß nur die Koeffizienten $\varkappa/\lambda$ physikalischen Sinn haben können, denn bei Schwingungen ist der Vergleich von Energien nur dann möglich, wenn diese über ganze Perioden summiert werden.

Wir haben gesehen, daß die Schwingungen in einem bestimmten Frequenzbereich von der einen, in dem anderen von einer zweiten Schicht geführt werden. Die Führung wird jedoch nicht schroff bei einer bestimmten Schwingzahl von der einen an die benachbarte abgetreten. Der Übergang vollzieht sich allmählich. Innerhalb eines bestimmten Frequenzbereiches bilden sich in beiden Schwingungen aus, die sich gegenseitig auch hinsichtlich der Absorption nicht beeinflussen. Beide Wellen breiten sich mit der Geschwindigkeit und nach dem Absorptionsgesetz des Führungsmaterials aus. Die Absorption pro Wellenlänge ist bei beiden dieselbe. Dadurch, daß die einzelnen Schichten ihre Schwingungen den benachbarten aufzwingen, entstehen die Interferenzen.

2. Dispersion und Absorption von Bodenschwingungen. Über das Wesen und die Gesetzmäßigkeiten der Dispersion bestehen noch manche Unklarheiten, vor allem wegen der Mannigfaltigkeit und Vieldeutigkeit der Erscheinung (siehe [6], [8] und [9]). Man weiß jedoch, daß die Dispersionswellen sich in einem zweischichtigen Untergrund mit einer einheitlichen, aber von der Frequenz abhängigen Geschwindigkeit c ausbreiten, welche weder gleich der Geschwindigkeit c_1 der oberen, noch gleich c_2 der unteren Schicht ist. Nur für sehr kleine Wellenlängen wird $c = c_1$ und für große $c = c_2$. (Klein und groß gegenüber der Dicke der oberen Schicht.) Wenn man die Absorptionskoeffizienten pro Wellenlänge der Dispersionsschwingung berechnet, so zeigen diese dieselbe Abhängigkeit von der Frequenz wie die Geschwindigkeit. Für den Fall der Messungen im Göttinger Leinetal müßte dann die Absorption mit abnehmender Periodenzahl rasch zunehmen. Dies erscheint mir jedoch sehr unwahrscheinlich. Wollte man es mit dem Tiefergreifen der Schwingungen erklären, so kämen bei den kleinen Frequenzen

unglaubwürdige Tiefen in Betracht. Wie Fig. 11 zeigt, habe ich zur Berechnung der Koeffizienten $\varkappa/\lambda$ nicht die Dispersionsgeschwindigkeit, sondern die Geschwindigkeit des feuchten Tons eingesetzt und damit richtige Ergebnisse erzielt. Nur der Erfolg rechtfertigt zunächst die willkürliche Annahme. Bei den Erklärungsversuchen der Dispersionserscheinungen konnten bisher auch immer nur ähnliche Verfahren angewandt werden. Vielleicht gelingt es später, wenn das Wesen der Dispersion geklärt ist, das zunächst widerspruchsvoll erscheinende Verhalten der Absorption zu begründen.

3. Eigenperioden des Untergrundes und Absorption von Bodenschwingungen. Von den ausgewerteten Messungen zeigen zwei (Tongrube und Leinetal) ganz deutlich den Einfluß der Eigenperiode der die Welle führenden Schicht auf die Absorption. In der Resonanz sinkt diese weit unter die Hälfte ihres normalen Betrages. Dasselbe stellte bereits R. Köhler [11] auf dem Göttinger Untergrund fest. Er schreibt: „So errechnet sich z. B. aus Resonanzkurven im Leinetal und an der Erdbebenstation für die Periode 0.30 sec ein viermal größerer Absorptionskoeffizient als für die Periode 0.34 sec, die Eigenperiode des Untergrundes an der Erdbebenstation." In der Resonanz müssen die Energieverluste in der betreffenden Schicht sehr gering sein.

4. Einfluß des Untergrundes auf die Absorption. Die beiden Absorptionskoeffizienten, die an den Maschinenständen I und II im Leinetal gemessen wurden, unterscheiden sich sehr stark. Die Schichtenfolge, die Ausbreitungsgeschwindigkeit und die Dispersion sind bei beiden gleich, nur Interferenzen sind beim letzteren nicht festgestellt worden. Bei ihm liegen die Tonschichten nicht so tief. Der feuchte Ton beginnt bei 3.5 m, der schwarze, trockene bei 4.5 m Tiefe. Infolge der geringen Mächtigkeit der sandigen Überdeckung treten Interferenzen sicher erst bei höheren Periodenzahlen auf. Durch das Aufsteigen der Tonschichten wird von den Schwingungen an Stelle von Sand mehr fester Ton erfaßt. Daraus erklärt sich die starke Abnahme der Absorption vom Maschinenstand I nach Maschinenstand II. Ebenso groß ist auch der Sprung zwischen Leinetal und Tongrube. Dort steht in großer Mächtigkeit brauner Liaston an. Irgendwelche Materialunterschiede im Untergrund äußern sich sofort in den Absorptionskoeffizienten.

5. Sinn und Bedeutung des Absorptionskoeffizienten. Im ersten Abschnitt habe ich bei der theoretischen Ableitung der Ausbreitungsformeln die Faktoren aufgezählt, die die Absorption bewirken. Es waren dies die Verluste, die durch innere Reibung in der die Schwingung führenden Schicht und durch die Ausstrahlung in die Nachbarschichten entstehen. Diese Anschauung ist auch vollkommen richtig. Ich möchte jedoch noch eine andere Deutung vorschlagen, die mir treffender und für die Anwendung der Absorption auf Bodenuntersuchungen geeigneter erscheint. Wir haben gesehen, daß die Absorption pro Wellenlänge konstant und unabhängig davon ist, welche Schicht die Welle führt, welche Frequenz die Schwingung hat und mit welcher Geschwindigkeit sie sich ausbreitet. Der Koeffizient $\varkappa/\lambda$ gibt immer nur an, wie groß der Energieverlust in dem gesamten,

von der Schwingung erfaßten Untergrund ist. Er ist also ein Maß für das unelastische Verhalten nicht nur einer, sondern aller schwingenden Schichten und ist somit eine charakteristische Bestimmungsgröße des Bodens. A. Ramspeck [6] äußert, daß auch die Absorption als Kennziffer für den Untergrund, ebenso wie die Ausbreitungsgeschwindigkeit oder die Eigenschwingzahl desselben, eingeführt werden könnte, daß jedoch hierüber noch keine systematischen Versuche angestellt seien. Bei der allgemein üblichen Berechnung der Absorption aus zwei meist noch ungünstigen Amplituden erhielt man Koeffizienten $\varkappa/m$, die sich um Vielfache ihres Betrages unterschieden. Dagegen liefert die in dieser Arbeit angewandte Methode diejenigen Koeffizienten $\varkappa/\lambda$, die bei einem einigermaßen einheitlichen Untergrund wenig streuen und die geeignet sind, als charakteristische Kennziffer des Bodens eingeführt zu werden. Ich glaube, daß die Absorption, ausgedrückt in den Zahlen $\varkappa/\lambda$, in ihrer Bedeutung für die Baugrundforschung in keiner Weise den anderen Bestimmungsgrößen nachsteht. Während die Ausbreitungsgeschwindigkeit sowohl wie die Eigenschwingzahl nur eine Schicht charakterisieren, erfaßt die Absorption gleich den gesamten Untergrund. Dies ist ihr wesentlicher Vorteil.

Die im zweiten und dritten Abschnitt angeführten Beispiele umspannen den ganzen Frequenzbereich, in welchem Maschinenschwingungen auftreten. Alle bestätigen die Theorie des ersten Abschnitts. Im nächsten werde ich noch zeigen, daß man die Ausbreitungsformeln auch auf Oberflächenwellen von Erdbeben anwenden darf und richtige Koeffizienten $\varkappa/\lambda$ erhält. Die Formeln gelten also allgemein.

Die Messungen, die ich als Beispiel angeführt habe, habe ich nicht eigens dafür ausgesucht, sondern habe alle mir zugänglichen verwendet. Die Buckower Untersuchung ist wegen des stark veränderlichen Untergrundes in jeder Hinsicht kein Paradebeispiel für eine Baugrundforschung. Ich habe sie jedoch angeführt, um daran zu zeigen, was man auch auf inhomogenem Gelände von der Absorption erwarten darf.

6. Praktische Ermittlung des Absorptionskoeffizienten. Einen Nachteil hat die Bestimmung der Absorption für die Praxis. Die Ableitung der Koeffizienten $\varkappa/\lambda$ ist jedenfalls in der Art, wie ich sie durchgeführt habe, zu umständlich. Die Berechnung der Quotienten $\frac{y_0}{y}\sqrt{\frac{x_0}{x}}$ nimmt zu viel Zeit in Anspruch. Verzichtet man etwas auf die übliche Darstellungsform, so kann man auch diesen Prozeß beschleunigen. Die beiden Größen x_0 und y_0 können willkürlich gewählt werden. Sie bewirken nur eine Parallelverschiebung der Absorptionsgeraden. Ich habe x_0 und y_0 immer so gewählt, daß der Quotient $\frac{y_0}{y}\sqrt{\frac{x_0}{x}}$ für den ersten Meßpunkt 1 wurde und daß der Bruch x/x_0 im Kopfe auszurechnen war. Einfacher wird die Rechnung, wenn man von Gleichung (15) ausgeht. Sie lautet:

$$2.3 \log_{10} \frac{y}{y_0}\sqrt{\frac{x}{x_0}} = -\varkappa (x - x_0).$$

Für x_0 und y_0 kann man 1 oder eine andere passende Zahl wählen. $y \cdot \sqrt{x}$ läßt sich leicht auf dem Rechenschieber berechnen. In diesem Falle wird nur der Winkel, den die Absorptionsgerade mit der x-Achse bildet, größer als 90°, aber $\varkappa/\lambda$ läßt sich dann ebenso schnell wie die Geschwindigkeit aus den Aufzeichnungen ableiten. Bei Interferenzen dauert die Ermittlung der Absorption allerdings etwas länger.

In den vorstehenden Abschnitten der Arbeit habe ich die Ableitung des Absorptionskoeffizienten $\varkappa/\lambda$ gebracht und an praktischen Messungen seinen physikalischen Sinn und seine Bedeutung für die Bodenforschung dargelegt. In den nächsten will ich den Zusammenhang zwischen der Absorption und der Dämpfung freier Eigenschwingungen aufzeigen. Es handelt sich dabei um Eigenschwingungen von Stäben und von Bodenschichten, die bei Stößen und Sprengungen angeregt werden.

IV. Absorption von Erdbebenwellen und Ableitung des Zusammenhanges zwischen der Absorption von Bodenschwingungen und der Dämpfung von Stabschwingungen

G. Angenheister [11] hat aus den Aufzeichnungen von neun Erdbeben den Absorptionskoeffizienten $\varkappa$/km für die Oberflächenwellen, die den Maschinenschwingungen sehr ähnlich sind, berechnet. Er findet Werte zwischen $\varkappa = 0.00018$ und $\varkappa = 0.00039$/km. Als Mittelwert ergibt sich $\varkappa = 0.00031$/km.

Ich habe aus den von Angenheister angegebenen Werten für die Periode und für die Geschwindigkeit der Wellen und aus der Absorption pro km die Absorption pro Wellenlänge berechnet. Alle Zahlenangaben sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4

Periode	Geschwindigkeit	Absorptionskoeffizient	
sec	km/sec	$\varkappa$/km	$\varkappa/\lambda$
20	3.6	0.00038	0.027
20	3.7	0.00021	0.016
25	3.4	0.00039	0.033
30	3.4	0.00039	0.040
17	3.0	0.00026	0.013
20	3.4	0.00034	0.023
20	3.37	0.00037	0.025
18	4.6	0.00028	0.023
20	3.4	0.00018	0.012
		Mittel:	0.023

W. Regula [13] hat in seiner Dissertation Gesteinsproben aus Granit, Schiefer, Marmor auf ihre elastischen Konstanten untersucht. Dabei hat er auch die Dämpfung der Stäbe bei der freien Schwingung aus dem Verhältnis zweier Amplituden und bei der erzwungenen Schwingung aus der Resonanzkurve ermittelt. Das Dämpfungsverhältnis ε^2 (das ist das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Amplituden nach der gleichen Seite) ist für die benutzten Gesteine annähernd gleich groß gefunden worden. Es schwankt zwischen den Werten $\varepsilon^2 = 1.012 : 1$ und $\varepsilon^2 = 1.040 : 1$. Als Mittelwert kann $\varepsilon^2 = 1.027 : 1$ angenommen werden.

Regula hat sowohl bei Torsion wie bei Biegung mit der Grundschwingung gearbeitet. Diese ist eine stehende Welle mit einem Knoten an der Klemmstelle und einem Schwingungsbauch am freien Ende des Stabes. Die Schwingungsenergie sitzt beim Durchgang durch die Ruhelage in Form von kinetischer Energie hauptsächlich im freien Ende, während sie in den Umkehrpunkten als potentielle Energie im wesentlichen an der Klemmstelle sich einfindet. Sie wandert während einer Periode zweimal im Stabe hin und her. Sie wird sozusagen an den Enden reflektiert. Bei der Bodenschwingung haben wir es mit einer fortschreitenden Welle zu tun. Die Energie fließt immer in einer Richtung. Stehende Wellen entstehen durch Überlagerung zweier fortschreitender Wellen. Der Abstand zwischen einem Knoten und dem nächsten Bauch ist $\lambda/4$. Die Energie legt bei der Stabschwingung während einer Periode viermal die Stablänge zurück. Dieser Weg entspricht einer Wellenlänge bei der fortschreitenden Welle. Demnach müssen bei der freien Eigenschwingung der Gesteinsproben sich zwei um eine Periode auseinanderliegende Amplituden ebenso verhalten wie zwei Amplituden bei den Maschinenschwingungen, die den Abstand einer Wellenlänge haben, wenn man die Ausbreitung auf Zylindermänteln bereits berücksichtigt hat.

$$\varepsilon^2 : 1 = e^{-\varkappa \frac{x}{\lambda}} : e^{-\varkappa \frac{x+\lambda}{\lambda}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (23)$$

$$\varepsilon^2 = e^{\varkappa} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (24)$$

$$\ln \varepsilon^2 = \alpha = \varkappa \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (25)$$

α bedeutet hierbei das logarithmische Dekrement.

Da $\varkappa$ meist eine kleine Zahl ist, kann man schreiben:

$$\varepsilon^2 = 1 + \varkappa \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (26)$$

Zum Beweise obiger Überlegung möchte ich noch eine Feststellung erwähnen, die ich bei den Untersuchungen von Stäben zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls machte. Ich regte Stäbe aus Eschenholz und Stahl zu ihrer Eigenschwingung an, als sie sowohl einseitig geklemmt, wie an beiden Enden unterstützt waren. Beim geklemmten Stab entspricht die Stablänge einem Viertel der Wellenlänge, während sie beim unterstützten Stab, da an beiden Enden Knoten liegen, die Hälfte derselben beträgt. Die gemessenen Dämpfungsverhältnisse bei beiden Schwingungsarten verhalten sich in Übereinstimmung mit der Theorie wie 1 : 2.

Setzt man die oben für die Absorption von Erdbebenwellen ($\varkappa$) und für das Dämpfungsverhältnis von Gesteinsproben (ε^2) angegebenen Werte in Gleichung (24) und (25) ein, so erhält man:

$$\varepsilon^2 = 1.027, \qquad \varkappa = 0.023/\lambda,$$
$$1 + \varkappa = 1.023. \qquad \ln \varepsilon^2 = 0.027 \ .$$

Die Übereinstimmung der Zahlen ist gut. Die von Regula untersuchten Gesteine sind auch wesentlich am Aufbau unseres Kontinents beteiligt. Damit dürfte die Beziehung zwischen der Absorption und der Dämpfung bewiesen sein.

V. Der Zusammenhang zwischen der Absorption erzwungener und der Dämpfung freier Bodenschwingungen

Die Existenz freier Eigenschwingungen von Bodenschichten wurde von R. Köhler in einer Reihe von Untersuchungen und Arbeiten [10], [7], [6], [12] nachgewiesen. Bei der Anregung des Untergrundes zu erzwungenen Schwingungen verschiedener Frequenz durch Maschinen steigen die Amplituden bei den Eigenfrequenzen der Schichten stark an. Die Amplituden-Frequenzdiagramme weisen bei ihr Resonanzmaxima auf. Der Einfluß der Eigenschwingungen auf die Absorption wurde im vorstehenden dritten Abschnitt gezeigt. Weiterhin gelingt es auch, diese Schwingungen durch Stoß anzuregen und frei ausschwingen zu lassen. Auf geschichtetem Untergrund treten am Schluß der Seismogramme von kleinen Sprengungen wenig gedämpft ausklingende Schwingungen konstanter Frequenz auf. Im Leinetal bei Göttingen (siehe IIIc) stellte Köhler fest, daß diese dort die Frequenz $n = 11.8/\text{sec}$ haben. Sie breiten sich mit der sehr kleinen Geschwindigkeit von $v = 83$ m/sec aus und sind als Oberschwingung der unten als festgehalten zu denkenden, nassen Tonschicht anzusehen. (Dicke der Schicht $d = {}^3/_4\,\lambda$.)

Die Eigenschwingungen kommen jedoch nicht in jedem Seismogramm sauber zur Ausbildung. Bei kleinen Ladungen wird die Schicht überhaupt nicht angestoßen, bei großen werden mehrere gleichzeitig erregt. Die Aufzeichnungen zeigen dann am Schluß Überlagerungen und Schwebungen. Die günstigste Ladung des Schusses, bei der nur eine Schicht anfängt zu schwingen, ist allerdings von Fall zu Fall verschieden. Desgleichen gibt es auch einen günstigen Entfernungsbereich, in welchem die Schwingungen ungestört beobachtet werden können. Bei nahem Abstand Schußpunkt—Beobachtungspunkt sind sie noch nicht von den übrigen noch auftretenden Perioden genügend getrennt. Bei großen Entfernungen dagegen sind sie entweder bereits zu klein oder sie kommen infolge größerer Ladung nicht mehr allein vor.

R. Köhler und H. K. Müller [14] haben bei Sprengungen aus den ausklingenden Amplituden am festen Ort das Dämpfungsverhältnis ε (Verhältnis zweier nach verschiedenen Seiten aufeinanderfolgenden Amplituden) berechnet. Desgleichen konnte Köhler ε aus den Resonanzmaxima bei den erzwungenen Schwingungen bestimmen. Er erhielt übereinstimmende Ergebnisse aus Sprengungen und Maschinenschwingungen. Ich habe dazu noch aus einer Reihe anderer Sprengungen das Dämpfungsverhältnis berechnet und in Tabelle 5 alle Werte zusammengestellt.

Da es sich bei den Perioden am Ende der Seismogramme um freie, gedämpfte Eigenschwingungen handelt, lassen sich die gleichen Überlegungen, die im vorhergehenden Abschnitt bei den Stabschwingungen dargelegt sind, auch hierauf übertragen. Zwischen der Absorption und der Dämpfung besteht der Zusammenhang:

$$\varepsilon^2 = e^{\varkappa}. \qquad \alpha = \varkappa.$$

Zum Vergleich habe ich in die Tabelle auch die Werte $e^{\varkappa}$ aufgenommen, die aus fortschreitenden Maschinenschwingungen, gemessen an benachbarten Orten, gewonnen wurden.

Tabelle 5

Name	Versuchsgelände	Untergrund	Bestimmung von ε^2 aus	Komponente	ε^2	$e^{\varkappa}$
Köhler	Leinetal	Ton	Resonanz	$Z+H$	1.32	1.29
„	„	„	Sprengung	$Z+H$	1.25—1.37	1.29
„	Erdbebenstation	Muschelkalk	Resonanz	H	1.21—2.25	
Müller	„	„	Sprengung	Z	1.38	
„	„	„	„	H	1.35	
„	Harste	Ton	„	Z	1.33	
„	„	„	„	H	1.27	
	Tongrube	„	Resonanz	Z	1.39—1.52 (1.43)	1.40—1.45 (1.42)
	„	„	Sprengung	$Z+H$	1.33—1.56 (1.43)	1.40—1.45 (1.42)
	Buckow	Sand, Ton	„	$Z+H$	1.56—2.15 (1.90)	1.86 1.86
	Werrahaus	Sand, Kies Ton, Lehm	„	$Z+H$	1.20—1.60 (1.43)	

Die Zahlen in Klammern sind die Mittelwerte.

Es ist erstaunlich, daß in allen Fällen die Übereinstimmung zwischen ε^2 und $e^{\varkappa}$ so gut ist. Einerseits bildet die Eigenfrequenz des Bodens eine Ausnahme bei den erzwungenen Schwingungen. Sie werden weniger absorbiert als die anderen Frequenzen. Andererseits wieder besitzen nach Köhler die freien Schwingungen eine geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit als die erzwugenen, haben also kürzere Wellenlängen. Diese Argumente sind jedoch nicht ganz stichhaltig, da die beiden Absorptionszahlen ihrem Wesen nach etwas Verschiedenes aussagen.

Bei den Maschinenschwingungen wird die Amplitude am Erregungszentrum durch die Maschine stets konstant gehalten. Bei Sprengungen wird dagegen dem schwingenden Erregerblock nur einmal bei der Explosion ein Impuls gegeben. Die durch Reibung und Ausstrahlung verloren gehende Energie wird nicht ersetzt. Die Amplitudenabnahme bei Sprengungen ist also sowohl durch die Reibung, wie durch die Ausstrahlung am Sprengort bedingt. Es scheint, daß das Verhältnis der ausgestrahlten Energie zur gesamten Energie des angeregten Blockes, wie zu der durch Reibung vernichteten Energie sehr gering ist. Die Absorption auf dem Wege der Wellen von der Sprengstelle zum Beobachtungsort spielt keine Rolle, da sie ja für jede einzelne Schwingung verhältnisgleich ist. Demnach gibt der Koeffizient $\varkappa$ aus Maschinenschwingungen nur an, wie groß bei der Ausbreitung erzwungener Schwingungen die durch innere Reibung auf dem Wege von der Maschine zum Beobachtungsort vernichtete Energie ist, während die Zahl ε^2, sowohl aus Sprengungen wie aus Maschinenschwingungen, ein Maß für das Verhältnis der am Erregungsort in dem zur Eigenschwingung angeregten Schichtenblock pro Schwingung weggedämpften zur gesamten Energie des Systems ist. In beiden Fällen beschreiben die Werte für die Absorption nicht, obwohl der Schwingungs-

vorgang nur von einer Schicht geleitet wird, diese allein, sondern das ganze schwingende Schichtenpaket. $e^{\varkappa}$ und ε^2 können nur auf einem einheitlichen Versuchsgelände übereinstimmen.

Aus den vorliegenden Beispielen folgt unzweideutig die Richtigkeit der Behauptung, daß die Absorption pro Wellenlänge nur von der Beschaffenheit des Untergrundes abhängig ist und daß sie deshalb als eine charakteristische Konstante desselben gelten darf. Aus dem verwendeten Material können jedoch noch keine Einzelheiten über die verschiedenen Bodensorten abgeleitet werden. Dazu bedarf es noch einer sorgfältigen, systematischen Auswertung einer großen Zahl von Untersuchungen. Ich glaube, daß eine solche Auswertung sich als sehr fruchtbringend für die moderne Baugrundforschung auswirken wird, sofern auch noch Laboratoriumsuntersuchungen an Proben zum Vergleich herangezogen werden. Der Absorptionskoeffizient steht sicher in einem engen Verhältnis zur Tragfähigkeit und zur Setzung eines Geländes, zumal ja die Absorption nicht allein von einer, sondern von allen Schichten abhängig ist.

Es ist sehr von Bedeutung, daß es gelingt, die Absorptionskoeffizienten nicht nur aus Maschinenprofilen, sondern auch, wie nachgewiesen, aus der Resonanzüberhöhung und auch aus der Dämpfung von Eigenschwingungen des Bodens und selbst an Proben im Laboratorium abzuleiten. Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, an allen Orten auf die eine oder andere Methode Absorptionsbestimmungen durchzuführen.

Zusammenfassung

In den bisher veröffentlichten Arbeiten über Absorption wurden die Absorptionskoeffizienten nach den bekannten Ausbreitungsformeln von sinusförmigen Bodenschwingungen berechnet. Die Entfernungen wurden hierbei immer in Meter angegeben. Die so ermittelten Absorptionskoeffizienten waren stark von der Frequenz und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schwingung abhängig. Der Einfluß dieser beiden auf die Koeffizienten verschwindet, wenn man in den Formeln die Entfernungen x nicht in Meter, sondern in Einheiten einer Wellenlänge einsetzt. Die dann erhaltenen Werte $\varkappa/\lambda$ sind, wie an theoretischen Ableitungen und praktischen Messungen gezeigt wurde, von den Daten der Schwingung unabhängig. Sie werden nur von der Beschaffenheit des Bodens, durch den die Welle läuft, bestimmt. Diese Absorptionskoeffizienten können daher als eine charakteristische Konstante desselben angesehen werden. Aus den verwerteten Messungen ergaben sich noch weitere wichtige Erkenntnisse:

1. Maschinenschwingungen breiten sich flächenhaft aus.

2. Die Absorptionskoeffizienten werden nicht allein von der die Schwingung führenden Schicht, sondern vom ganzen schwingenden Untergrund bestimmt. Breiten sich im geschichteten Untergrund gleichzeitig in zwei Schichten Wellen aus, so gilt für beide derselbe Absorptionskoeffizient.

3. Bodenschwingungen, deren Frequenz den Eigenfrequenzen des Untergrundes benachbart sind, werden bedeutend weniger absorbiert als die übrigen.

Die Absorption von Bodenschwingungen steht in einem engen Zusammenhang mit der Dämpfung von freien Eigenschwingungen von Bodenschichten und von Gesteinsstäben. Für das gleiche Material hat der Koeffizient $\varkappa/\lambda$ denselben Wert wie das logarithmische Dekrement der Eigenschwingung. Es ist:

$$\varkappa = \alpha = \ln \varepsilon^2.$$

wenn ε das Dämpfungsverhältnis bedeutet. An Messungen konnte dieser Zusammenhang bestätigt werden.

Literatur

[1] L. Mintrop: Über die Ausbreitung der von den Massendrucken einer Großgasmaschine erzeugten Bodenschwingungen. Diss. Göttingen 1911.

[2] A. Heinrich: Über die Ausbreitung von Bodenschwingungen in Abhängigkeit von der Beschaffenheit des Untergrundes. Diss. Breslau 1930.

[3] G. Bornitz: Über die Ausbreitung der von Großkolbenmaschinen erzeugten Bodenschwingungen in die Tiefe. Diss. Breslau. Berlin, Verlag Jul. Springer, 1931.

[4] G. Fritzsche: Untersuchungen über die von Maschinen, Fahrzeugen und Wind hervorgerufenen Boden- und Gebäudeerschütterungen nach Registrierungen eines Benioff-Vertikal-Seismographen. Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig 1937.

[5] G. Angenheister u. W. Schneider: Messungen der Erschütterungen von Boden und Gebäuden, hervorgerufen durch Maschinen und Fahrzeuge. Zeitschr. f. techn. Phys. 9. Jahrg., Nr. 3, S. 115—118 (1928).

[6] Die Anwendung dynamischer Baugrunduntersuchungen. Mitteilungen über gemeinsame Arbeiten der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik und des Geophysikalischen Instituts der Universität Göttingen. Veröffentlichungen des Instituts der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo) an der Technischen Hochschule Berlin, Heft 4. Berlin, Verlag Jul. Springer, 1936.

[7] R. Köhler: Dispersion und Resonanzerscheinungen im Baugrund. Zeitschr. f. techn. Phys. 16. Jahrg., Nr. 12, S. 597—600 (1935).

[8] G. A. Schulze: Über die Ausbreitung sinusförmiger Bodenbewegung. Zeitschr. f. Geophys. **11**, 307—321 (1935).

[9] A. Ramspeck u. G. A. Schulze: Die Dispersion elastischer Wellen im Boden. Veröffentlichungen des Instituts der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo) an der Technischen Hochschule Berlin, Heft 6. Berlin, Verlag Jul. Springer, 1936.

[9a] G. Angenheister: Boden- und Gebäudeschwingungen. Schwingungstagung d. V. D. I. 1938.

[10] R. Köhler: Eigenschwingungen des Untergrundes, ihre Anregung und ihre seismische Bedeutung. Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Bd. 1, Nr. 2, S. 11—42 (1934).

[11] G. Angenheister: Seismische Registrierungen in Göttingen im Jahre 1905. Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Math.-phys. Klasse 1906, Heft 4.

[12] R. Köhler: Beitrag zur Deutung der verschiedenen Wellengruppen im Seismogramm von Sprengungen. Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Band 2, Nr. 13, S. 145—165 (1936).

[13] W. Regula: Untersuchungen elastischer Eigenschaften an Gesteinsstäben. Zeitschr. f. Geophys. **16**, Heft 1/2, S. 40—56 (1940).

[14] H. K. Müller: Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **10**, Heft 1, S. 40—58 (1934).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, August 1939.

Potsdamer erdmagnetische Kennziffern

6. Mitteilung

Von **A. Burger**, Potsdam

Die vorliegenden Kennziffern schließen sich in der Fassung den bisherigen Mitteilungen von Prof. Dr. J. Bartels unverändert an; vgl. Zeitschr. f. Geophys. **14**, 68—78, 230 f., 272 f. (1938); **15**, 214—221, 333 f. (1939).

Tabelle 1. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern, August bis Oktober 1939

August 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	21	11	01	01	01	12	11	12	01	01	21	5s	5s	21	11
3— 6	21	11	01	21	11	11	01	11	11	21	21	6s	43	32	11
6— 9	11	11	01	01	11	11	01	01	11	11	11	6s	33	22	11
9—12	11	01	11	11	11	11	11	12	21	42	11	5s	32	22	11
12—15	21	01	11	21	11	11	21	12	11	36	32	43	38	12	11
15—18	11	01	11	21	12	21	11	32	01	41	46	43	42	21	31
18—21	11	01	11	11	12	11	11	32	12	31	32	47	32	11	21
21—24	12	01	12	22	22	11	01	12	11	21	56	5s	31	10	22

August 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0— 3h	11	47	11	11	11	11	5s	6s	45	45	11	21	11	45	01	01
3— 6	21	32	21	21	21	11	7s	6s	21	31	11	21	11	11	01	01
6— 9	11	21	01	2s	21	01	43	42	21	11	11	11	01	01	01	01
9—12	31	22	21	21	11	21	43	52	21	21	21	21	11	11	11	11
12—15	6s	31	21	21	21	22	6s	57	31	11	21	21	11	01	21	11
15—18	7s	31	31	56	21	22	6s	31	21	21	11	21	21	11	31	21
18—21	42	21	21	21	21	21	7s	45	11	21	21	35	11	12	21	21
21—24	57	11	22	11	21	42	7s	45	31	22	21	31	11	01	21	11

September 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	02	11	5s	31	01	31	21	12	41	31	31	35	22	31	21
3— 6	11	21	56	31	12	11	21	11	32	21	21	31	11	21	11
6— 9	11	11	33	12	12	11	12	11	46	23	21	31	01	21	11
9—12	11	32	53	22	12	22	11	32	22	23	11	22	31	22	21
12—15	11	21	31	32	01	22	21	11	32	42	21	22	22	21	21
15—18	21	22	42	21	01	22	21	11	31	31	11	21	11	31	11
18—21	11	21	31	11	22	22	11	21	46	46	11	21	11	21	11
21—24	01	5s	45	01	32	41	11	22	35	21	12	46	36	33	42

September 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0— 3h	31	22	31	22	55	21	21	10	21	11	41	11	21	01	01
3— 6	21	42	21	32	42	21	21	01	21	01	43	11	11	01	11
6— 9	11	33	11	21	32	21	21	11	11	12	33	11	11	11	11
9—12	12	32	21	32	32	22	32	31	11	32	33	11	11	12	21
12—15	22	43	21	45	32	22	11	11	21	21	21	01	11	01	11
15—18	22	57	11	57	41	22	31	11	11	21	21	12	11	11	11
18—21	32	77	12	41	45	31	11	21	11	31	55	45	22	01	31
21—24	11	45	01	57	21	22	46	31	11	31	31	31	11	11	31

Oktober 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	36	11	21	68	35	41	11	31	45	11	32	31	5s	51	68
3— 6	11	11	11	68	21	68	11	31	21	11	31	21	53	58	68
6— 9	11	21	21	32	21	22	01	11	56	11	11	01	54	53	43
9—12	11	11	31	22	21	21	11	11	31	21	21	01	32	53	21
12—15	21	11	58	32	21	21	31	21	41	31	31	01	42	56	32
15—18	31	21	57	21	21	31	41	22	21	11	11	11	68	66	67
18—21	21	21	55	41	55	41	57	31	45	01	4s	01	78	57	51
21—24	35	21	68	21	21	21	45	31	21	36	41	12	68	41	31

Oktober 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0— 3h	31	31	41	41	31	01	21	01	41	11	11	01	01	31	35	45
3— 6	31	45	31	31	11	22	11	11	21	21	11	11	11	22	11	11
6— 9	21	32	32	22	21	23	22	22	21	12	21	01	21	11	01	11
9—12	22	32	32	36	11	21	11	21	21	22	21	11	31	11	21	11
12—15	41	32	31	22	01	21	11	42	11	21	11	11	21	11	21	21
15—18	68	55	55	31	11	11	11	55	11	11	11	21	11	11	21	11
18—21	57	57	57	45	11	45	46	21	11	11	41	01	21	36	31	11
21—24	55	41	47	21	01	45	31	31	11	01	21	11	35	21	32	11

Tabelle 2.

Summen der 8 ersten Kennziffern K_1 für jeden Tag, nach 27tägigen Rotationen geordnet

Rotat.-Nr.	Erster Tag 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1454	Juli 8.	10	10	7	18	22	10	**30**	19	**29**	**27**	17	17	**33**	24
1455	Aug. 4.	10	8	9	6	11	7	19	21	**39**	**28**	14	12	**29**	20
1456	Aug. 31.	7	7	18	**32**	15	8	17	12	12	**26**	22	13	21	13
1457	Sept. 27.	12	10	4	12	16	12	**29**	**28**	20	**25**	19	18	**26**	12
1458	Okt. 24.	14	10	14	6	14	14	16	12	12	10	13	8	10	13

	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27
1454	**26**	18	19	17	**28**	21	17	13	9	12	11	3	5
1455	14	17	14	14	**46**	**37**	19	17	12	17	8	8	10
1456	19	14	15	**32**	12	**28**	**28**	17	18	12	11	15	**26**
1457	21	7	**41**	**40**	**35**	**30**	**30**	**30**	23	9	17	15	19
1458	16	7	9	9	14	16	**32**	**26**	18	11	12	8	14

Tabelle 3.

Anzahl der Kennziffern, und Durchschnittswerte, August bis Oktober 1939

K_1 =	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	K_{1m}	A	K_1 (A)
August	31	84	68	25	19	10	7	4	—	—	1.98	26.8γ	**2.91**
September	16	72	71	49	22	9	—	1	—	—	2.09	22.7	**2.68**
Oktober	16	60	64	46	27	23	11	1	—	—	2.51	34.4	**3.27**

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1939

Von **W. Brunner**, Zürich. — (Mit 1 Abbildung)

Ganze Sonnenscheibe

Datum	Juli	August	September	Datum	Juli	August	September
1.	103	*E* 67^{cd}	103^{ab}	17.	85^{ab}	128	69^{d}
2.	97^{a}	78	116^{d}	18.	86	111	67
3.	112^{dd}	*M* 73^{aac}	124	19.	95^{a}	110^{a}	88
4.	*E* 128^{c}	94	*E* 119^{cd}	20.	*E* 113^{bc}	104^{d}	70
5.	130	90^{a}	136	21.	106	94^{b}	89^{ad}
6.	122	112^{d}	136^{d}	22.	96	86	88
7.	151	*M* 106^{bc}	114	23.	80^{a}	72^{d}	88^{a}
8.	167^{ab}	*E* 141^{cdd}	*E* 145^{ac}	24.	67	75	107^{d}
9.	130^{ab}	157	159^{abd}	25.	62	58^{a}	106
10.	143	151^{d}	168^{b}	26.	53	69^{d}	98^{d}
11.	131^{d}	157^{aa}	*E* 136^{c}	27.	50^{a}	*E* 86^{c}	*E* 105^{bcd}
12.	118	*M* 170^{ac}	150^{a}	28.	*W* 57^{cd}	85	131^{d}
13.	101	159^{ad}	127	29.	*M* 71^{c}	69	131^{a}
14.	97^{d}	138^{a}	92	30.	68	*M* 76^{c}	*M* 137^{c}
15.	*M* 87^{c}	*M* 146^{acd}	96^{a}	31.	46	95^{b}	
16.	74	122	83^{ad}	Mittel ...	97.6	105.8	112.6

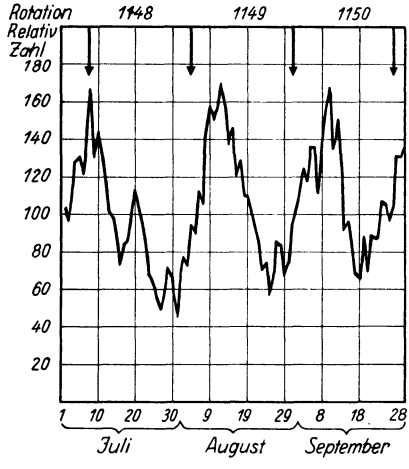
Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

c = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.



Zürich, Eidgen. Sternwarte, 13. November 1939.

Referate und Mitteilungen

Nordlicht

Am 3. Januar 1940, um 16^h50^m W-Z, wurde von mir am nordwestlichen Himmel ein heller diffuser Schein bemerkt, der zunächst für eine Wolke gehalten wurde, da einzelne Cumuli um diese Zeit von NW nach SO zogen. Kurze Zeit darauf hatte aber die Helligkeit stark zugenommen und der helle Schein, der vom Horizont bis zu den Sternen gamma und beta Draconis reichte, wanderte langsam nach links auf die helle Wega zu. Hier näherte er sich dem Horizont und erlosch um 17^h05^m. Inzwischen hatte sich jedoch im NO ein anderer heller Schein gebildet, dieser wanderte ebenfalls nach links auf die Sterne des großen Wagens zu, reichte bis an dessen Deichselsterne und erlosch kurz vor Erreichung der Wega. Eine dritte Erhellung folgte bald darauf im NO, unter ihr war es ziemlich dunkel, ob es aber das dunkle Segment war, konnte nicht mit Sicherheit erkannt werden. Auch dieser helle Schein wanderte in westlicher Richtung durch Ursus major nach NW, wo er um 17^h30^m erlosch. Dieses Nordlicht war völlig diffus, Strahlen irgendwelcher Art konnten nicht bemerkt werden. Die Farbe erschien weißgrünlich, die rote Tönung früherer Nordlichter fehlte diesmal völlig. Weitere Erhellungen dieser Art konnten an diesem Abend nicht mehr bemerkt werden, da der Himmel sich später wieder stärker bewölkte.

Sternwarte Königsberg (Pr.), den 3. Januar 1940. Carl Fedtke.

Nordlicht 1940, Januar 3.

Anfang nicht beobachtet.

Erste Beobachtung 18^h24: Über N dunkles Segment scharf abgesetzt. Grauweiß leuchtende Flächen um alpha lyrae und urs ma. Parallel zum Horizont liegende Wolke schirmt unteren Teil der östlichen Erscheinung ab, oberer Wolkenrand leuchtet schwach durchscheinend.

18^h33: Im östlichen Fleck verstärktes Grün. Gelbweiße, grün eingefaßte Strahlen, etwa 1^0 breit, steigen zum Zenit. Der östliche Fleck gewinnt an Ausdehnung zum Ostpunkte hin, sodann zum Zenit. Gleichzeitig fällt Intensität des westlichen Fleckes.

18^h37: Beide Lichtflächen beginnen Wanderung parallel zum Horizont nach Westen.

18^h38: Sehr heller weißgelber Strahl beginnt nördlich eta urs ma und schießt zur Mitte der westlichen Wolke.

18^h40: Das nördliche Drittel des Himmels leuchtet bis zum Scheitelpunkt weißgrau mit deutlichem Grün, schwächste Sterne mit Mühe erkennbar.

18^h45: Die westliche Fläche teilt sich in horizontnahen, grauen und lichtschwächeren Teil, der obere und kleinere Teil bleibt heller. Der östliche Fleck ist 19^h5 bis auf schmalen horizontal über der nach Osten treibenden Wolke lagernden Streifen verschwunden.

19^h15: Letzter grauweißer Strahl aus oberem westlichem Fleck erreicht nicht mehr Scheitelpunkt. 19^h20 Ende.

Sonne: Januar 3 im Nordostquadrant nahe Mittelmeridian Gruppe mit zwei Hauptflecken in gemeinsamer Penumbra, auch die folgenden Tage gesichtet.

Alle Zeiten MEZ, Sicht gut bis mittel, mäßiger Wind aus W.

Danzig 1940, Januar 6. K. Liebermann.

Beobachtung eines Nordlichtes am 3. Januar 1940. Beobachtungsort Panzerberg (Böhmerwald). Breite 49°10′, Länge 13°15′, Höhe 1215 m NN.

Zu Beginn der Erscheinung waren um etwa 17.45 Uhr MEZ zwei helle Flecke, und zwar der eine hellere in nordwestlicher und der andere, weniger helle in nördlicher Richtung zu sehen. Die beiden Stellen waren durch einen am Horizont entlanglaufenden hellen Streifen miteinander verbunden. Der nordwestliche helle Schein zeigte zu Beginn mehrere helle Streifen gegen den Himmel — ähnlich einem Scheinwerferkegel. Der nördliche Schein verschwand zusammen mit dem Verbindungsstreifen bereits gegen 18.40 Uhr, während der nordwestliche bis gegen 19.10 Uhr sichtbar blieb und dann nach stetigem Schwächerwerden allmählich verschwand.

Inspektor Hans Bärnreuther.

Beobachtung auf der Sternwarte zu Sonneberg (Länge 11°12′, Breite + 50°23′, Höhe 640 m).

Am Abend des 3. Januar war der Himmel hier bewölkt. Nach Aufheiterung gegen 23^h war kein Nordlicht sichtbar. Am 5. Januar um 19^h30^m MEZ stand über magn. N ein Lichtschein, der um 20^h30^m unsichtbar geworden war.

C. Hoffmeister.

Die geodätischen, gletscherkundlichen und geographischen Ergebnisse der Deutschen Himalaja-Expedition 1934 zum Nanga Parbat. Berlin, Karl Siegismund Verlag, in Kommission. 202 Seiten, mit 41 Abb., 1 Farbtafel und 8 Beilagen. Preis *RM* 8.—.

Der vorliegende Band, der von der Deutschen Forschungsgemeinschaft herausgegeben ist, wurde — bis auf einen Artikel: „Über die geophysikalische Auswertung der Lotabweichungen am Nanga Parbat", der von H. Jung stammt — von R. Finsterwalder, dem Leiter der wissenschaftlichen Gruppe der Expedition, verfaßt und stellt eine ausführliche Zusammenfassung der wissenschaftlichen Ergebnisse der Expedition in den drei im Titel genannten Gebieten dar. Vorläufige Berichte sind schon früher in den Fachzeitschriften erschienen. Es muß den Leser in Erstaunen und in Bewunderung versetzen, was auf dieser Expedition trotz aller Schwierigkeiten und Strapazen an Präzisionsmessungen geleistet worden ist. Es ist sehr erfreulich, daß die wertvollen Ergebnisse nun zusammengefaßt in einem vorzüglich ausgestatteten Werk vorliegen.

Als Hauptergebnis der geodätischen Arbeit ist die *Karte* der Nanga Parbat-Gruppe im Maßstab 1 : 50000 beigegeben. Ferner liegt noch eine Karte im Maßstab 1 : 100000 bei, die neben der Nanga Parbat-Gruppe auch die Nachbargebiete enthält und in der die Wege der Expedition sowie die Meßpunkte und die Lotabweichungen in den Meßpunkten eingezeichnet sind. Zur Herstellung der Karten ist auch die photogrammetrische Methode mit Erfolg herangezogen worden.

Ein wesentliches Ziel der geodätischen Arbeiten der Expedition war ferner die Bestimmung der meridionalen *Lotabweichungen* am Nanga Parbat, die den Geophysiker vor allem interessieren werden. Sie wurden zunächst bestimmt aus dem Unterschied zwischen astronomisch gemessener Polhöhe und der geodätisch bestimmten geographischen Breite. Nach der Expedition wurde auch die trigonometrische Höhenmessung zur Bestimmung der Lotabweichungen herangezogen und führte wegen der geringen Refraktion in den großen Höhen und wegen der großen Beträge der Lotabweichungen zu befriedigenden Ergebnissen, wie der Vergleich mit den durch die erstgenannte Methode gewonnenen Ergebnissen beweist.

Was nun die geophysikalische *Deutung* der Lotabweichungen angeht, so lassen sie sich nach den Berechnungen von H. Jung nur zum Teil durch die sichtbaren Massen

erklären. Aus der Anordnung der Reststörungen folgt, daß meist Unterkompensation in der Tiefe anzunehmen ist. — Die geodätische Messung der Lotabweichung ist methodisch vor allem deshalb wichtig, weil sie im Hochgebirge Aufschluß über die Massenlagerung gibt, wo man die üblichen gravimetrischen Methoden wegen der meßtechnischen Schwierigkeiten und wegen der Unsicherheit der Reduktion kaum verwenden kann.

Im Mittelpunkt der *gletscherkundlichen* Arbeiten standen die Geschwindigkeitsmessungen, für die eine sehr genaue photogrammetrische Methode verwendet wurde. Im Gegensatz zu anderen Gletschern, z. B. in den Alpen, ergab sich, daß es sich bei den Gletschern am Nanga Parbat um sehr rasch bewegte Gletscher handelt, vor allem im Verhältnis zu den nicht sehr großen Gletscherbreiten. Die jährliche Bewegung macht bis zu zwei Drittel der Profilbreite aus. Die Gletschertiefen wurden mittels einer Formel von Lagally berechnet. Sie betragen danach bis zu 300 m. Die Folgerungen aus den Geschwindigkeitsmessungen bezüglich Eishaushalt, Niederschlagsmengen, Gletschermechanik, Gletscherschwankungen usw. werden ausführlich diskutiert. Zum Schluß wird noch für künftige Expeditionen auf zweckmäßige Anlage und spezielle Aufgaben von Gletschermessungen hingewiesen.

Der dritte, *geographische* Teil des Werkes sollte ursprünglich von dem Geographen der Expedition, W. Raechl, bearbeitet werden, der jedoch 3 Monate nach Rückkehr von der Expedition in den Alpen den Bergsteigertod erlitt. So übernahm ebenfalls Finsterwalder diesen Teil. Er gibt einen Überblick und Fingerzeige zu weiterer geographischer Forschung. („Geologische und klimatische Verhältnisse am Nanga Parbat"; „Das allgemeine Landschaftsbild"; „Die abtragenden und akkumulierenden Kräfte", „Das Relief des Nanga Parbat"; ;„Die Längs- und Querprofile der Täler"; „Die Gletscher"; „Kare"; „Seen"; „Eiszeitliche bzw. nacheiszeitliche Ablagerungen"; „Sonstige Schuttablagerungen"; „Bergstürze und Schuttgletscher"; „Ortschaften und Siedlungen"; „Das Nanga Parbat-Relief des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins".) Beigegeben sind zahlreiche photographische Aufnahmen.

R. Bungers, Göttingen.

W. Jordan — O. Eggert: *Handbuch der Vermessungskunde.* Dritter Band, erster Halbband (Landesvermessung, sphärische Berechnungen und astronomische Ortsbestimmung). 8. Auflage. 665 Seiten mit zahlreichen Figuren und Abbildungen. Stuttgart, J. B. Metzlersche Verlagsbuchhandlung, 1939. Preis geheftet *RM* 27.50, in Ganzleinen *RM* 30.50.

Wie schon beim zweiten Band dieses bekannten Handbuchs der Vermessungskunde erwies es sich auch bei der Neuauflage des dritten Bandes als notwendig, den Inhalt auf zwei Halbbände zu verteilen. Von dem bisherigen Inhalt des dritten Bandes (Haupttriangulierung, Berechnungen auf der Erdkugel und dem Erdellipsoid, Bestimmung der Dimensionen des Ellipsoids, Schwerkraft, Lotablenkungen, Polbewegungen) wurden in den ersten Halbband die Abschnitte über Basismessungen und Haupttriangulierungen, eine kurze allgemeine Besprechung des Erdellipsoids, die sphärischen Berechnungen, sowie die Koordinatensysteme auf der Erdkugel und die Abbildung der Erdkugel auf eine Ebene aufgenommen. Neu hinzugefügt ist ein Abriß der astronomischen Ortsbestimmung. Im übrigen waren gegenüber der letzten Auflage zahlreiche Ergänzungen innerhalb der einzelnen Abschnitte erforderlich, um das Werk auf den heutigen Stand der geodätischen Wissenschaft zu bringen.

Nach einer kurzen Einleitung, die einen Überblick über die Geschichte der Erdmessung enthält, folgt als erstes Kapitel die Haupttriangulierung. Es umfaßt die trigonometrischen Feldarbeiten, soweit sie nicht bereits im zweiten Band besprochen sind. Neu sind ausführliche Erörterungen über die Ausmessung von Normalmaßstäben durch Lichtwellen mittels Interferenzen, ferner einige Paragraphen, die die Basis-

messungen mit Invardrähten nach Jäderin eingehend behandeln. Angesichts der in den letzten Jahren stark wachsenden Bedeutung dieses Längenmeßverfahrens erwies sich eine genauere Besprechung als notwendig.

Unverändert ist die Zusammenstellung der mathematischen Hilfsmittel für Berechnungen in der höheren Geodäsie, die die wichtigsten Formeln aus der sphärischen Trigonometrie, Reihenentwicklungen und Interpolationsverfahren enthält (Kapitel II). Auch Kapitel III (Erdellipsoid) weist nur wenige Änderungen auf. Neben den Angaben über das Besselsche Ellipsoid sind nunmehr auch solche bezüglich des Internationalen Erdellipsoids beigefügt.

Gleichfalls im wesentlichen beibehalten ist das vierte Kapitel über sphärische Dreiecksberechnungen (sphärischer Exzeß, Legendrescher Satz, Additamentenmethode). Dagegen wurde der frühere Abschnitt über sphärische Koordinaten in zwei Kapitel aufgeteilt. Kapitel V enthält die sphärische Koordinatenrechnung, während sich Kapitel VI mit der Abbildung der Kugelfläche auf eine Ebene befaßt. Im einzelnen besprochen werden verschiedene perspektivische Abbildungen, Zylinder- und Kegelprojektionen, sowie die Cassini-Soldnersche und die Gauß-Krügersche Projektion.

Im siebenten Kapitel (astronomische Ortsbestimmung) werden die wichtigsten für die höhere Geodäsie bedeutsamen astronomischen Verfahren zur Bestimmung der geographischen Länge und Breite und eines Azimuts beschrieben. Ferner wird die Zeitbestimmung und Zeitrechnung ausführlich behandelt. Der Reduktion der Sternörter (Einfluß der Präzession und Nutation, der Eigenbewegung der Fixsterne, der Aberration und der astronomischen Strahlenbrechung auf die scheinbare Rektaszension und Deklination der Sterne) sind gleichfalls einige Paragraphen gewidmet. An Instrumenten werden Pendeluhren, Chronometer, Universal- und Durchgangsinstrumente beschrieben und die Fehlertheorien kurz entwickelt. Im ganzen handelt es sich in diesem Kapitel jedoch nur um eine Einführung in die astronomischen Verfahren, die aber so ausführlich gehalten ist, daß das Studium weiterer Lehrbücher meist unterbleiben kann.

Die Zahlentabellen am Schluß des Buches haben gemäß der Veränderung des Gesamtinhalts auch eine entsprechende Erweiterung erfahren, insbesondere bezüglich der Jäderinschen Basismeßmethode und der astronomischen Ortsbestimmung. Außerdem ist eine Tafel zur Berechnung der Hauptkrümmungsradien des Internationalen Ellipsoids aus den entsprechenden Daten des Besselschen Ellipsoids neu hinzugekommen.

Wie in den früheren Auflagen erweisen sich auch in der neuen zahlreiche, vollständig durchgerechnete Beispiele als besonders wertvoll für denjenigen, der sich mit den verschiedenen Rechenverfahren der höheren Geodäsie und astronomischen Ortsbestimmung vertraut machen möchte. Heinrich Jung (Clausthal).

Tom. F. W. Barth, Carl W. Correns, Pentti Eskola: *Die Entstehung der Gesteine.* Ein Lehrbuch der Petrogenese. Herausgegeben von Carl W. Correns.

Der Herausgeber dieses neuartigen Lehrbuches bringt eine nach modernen Gesichtspunkten erfolgte Zusammenfassung unseres derzeitigen Wissens von der Entstehung der Gesteine. Von den drei großen Teilgebieten der Petrographie behandelt Prof. Dr. Tom. F. W. Barth, Oslo, die Eruptivgesteine, Prof. Dr. Carl W. Correns, Göttingen, der gleichzeitig Herausgeber des Werkes ist, die Sedimentgesteine und Prof. Dr. Pentti Eskola, Helsinki, die metamorphen Gesteine. Jedes dieser Einzelgebiete der Petrographie hat sich im großen und ganzen selbständig, zum Teil unter eigenen charakteristischen Forschungsmethoden entwickelt. Es ist daher verständlich, daß eine Bearbeitung durch drei auf ihrem Gebiet anerkannte Forscher erfolgte. Dabei bleibt der Zusammenhang gewahrt; Überschneidungen werden geschickt vermieden.

Das vorliegende Lehrbuch ist bewußt keine Einführung. Es setzt eingehende mineralogische und petrographische, zum Teil auch physikalisch-chemische Kenntnisse voraus und dürfte dem Anfänger und Außenstehenden manche Schwierigkeiten bereiten. Mit um so größerer Freude wird aber jeder das Werk lesen, der hierfür das notwendige Rüstzeug hat. Das außerordentlich reichhaltige, in den letzten Jahrzehnten stark angeschwollene Material wird von den Autoren in kurzen, inhaltreichen Kapiteln zusammengefaßt. Dies und der klare, verständliche Stil geben dem Werk jenen lebendigen Charakter, das es vor anderen mineralogisch-petrographischen Lehrbüchern auszeichnet.

Die Darstellungsfolge hält sich an den großen Kreislauf im Werden und Vergehen der Gesteine. Aus dem Magma entstehen durch Auskristallisation die Eruptivgesteine. Diese sind an der Erdoberfläche instabil, sie verwittern. Es bilden sich Böden oder nach Transport Sedimente. Tektonische Vorgänge bringen die Sedimente wieder in andere Temperatur- und Druckbereiche, sie schmelzen auf und bilden ein Magma. So beginnt das Lehrbuch zweckmäßig mit den Eruptivgesteinen, den Erstarrungsprodukten aus Schmelzen. Besonders eingehend werden die physikalisch-chemischen Vorgänge in Silikatschmelzen an Hand von zahlreichen Diagrammen erläutert.

Über das Magma selbst und die vulkanische Tätigkeit unterrichtet ein weiteres Kapitel. Den Geologen und Geophysiker interessiert das Kapitel über „Gesteine als Produkte definierter Vorgänge". Es sind hier vor allem die Abschnitte, die sich mit den Beziehungen zwischen Magma und Großtektonik befassen. (Eruptionsprovinzen — Basalte der Ozeane — Ergußgesteine der Faltengebirge — Intrusivgesteine des Sials — Entstehung der Granite — Migmatite.) Sie geben dem Geophysiker wie kein anderes Lehrbuch in gedrängter, von nebensächlichen Einzelheiten unbelasteter Form einen Überblick über Probleme, bei denen auch er einen wichtigen Beitrag zusteuern kann und wird. Da bei diesen heute zum Teil im Mittelpunkt geologisch-petrographischer Forschung stehenden Fragen die Geophysik unbedingt zu berücksichtigen ist, wird diese nach neuzeitlichen Gesichtspunkten erfolgte Darstellung von geophysikalischer Seite besonders begrüßt werden.

Der zweite Hauptteil des Buches behandelt die Vorgänge und Gesetze, die zur Sedimentbildung führen und die Sedimente als „nach Transport abgelagerte Erzeugnisse mechanischer und chemischer Verwitterung der Gesteine und des Transportes selbst". Die besondere Bedeutung der Sedimentpetrographie für die Auswertung von Bohrungen (Schwereminerallluntersuchungen in der Erdölindustrie) macht diesen Teil des Buches für praktisch-geologische Zwecke geeignet. Der Verfasser gibt nicht nur eine bloße Aufzählung des bisherigen Forschungsmaterials, sondern z. T. neue, von ihm selbst erarbeitete Ergebnisse. Lagerstättenkundlich wichtig sind die Ausführungen über sedimentäre Lagerstätten (Eisenlagerstätten, sulfidische Lagerstätten, Manganlagerstätten, Phosphat- und Salzlagerstätten). Eine Betrachtung der Veränderungen der Sedimente nach dem Absatz (Diagenese) schließt diesen für jeden Geologen unentbehrlichen Teil des Buches ab.

Der dritte Teil des Werkes gibt eine Übersicht über die Vorgänge bei der Gesteinsmetamorphose und ihre Produkte. Nach einer einführenden Definition und Beschreibung der Arten der Metamorphose beginnt die eigentliche Darstellung mit der für die Deutung metamorpher Vorgänge wichtigen Gefügelehre. Besonderen Raum nimmt hierbei die Sander-Schmidtsche Gefügekunde ein, die weit über die eigentliche Metamorphosenlehre hinaus auch in anderen Wissensgebieten theoretisches und praktisches Interesse gefunden hat. Das folgende Kapitel ist den Prozessen der Umkristallisation gewidmet. Moderne Probleme der Kristallchemie (Reaktionen im kristallinen Zustand) werden eingehend besprochen. Das Kapitel „Die Mineralfazies" enthält u. a. eine Neuauflage der vom Verfasser 1921 herausgegebenen, später vergriffenen Arbeit über das Mineralfaziesprinzip. Viel Platz findet die Darstellung meta-

somatischer Prozesse bei der Gesteinsmetamorphose. Zum Schluß werden kurz die Produkte der Gesteinsmetamorphose, die Metamorphite und ihre Beziehungen zum Ursprungsgestein aufgeführt und bei der Metamorphose auftretende Differentiationsvorgänge behandelt.

Wenn auch dem Geophysiker manche Probleme der sich schnell entwickelnden Metamorphosenlehre fremd erscheinen werden, so wird er bei seinen Arbeiten in Kristallingebieten doch häufig auf Fragen stoßen, deren Lösung ihm die vorliegende Darstellung vortrefflich vermittelt. So füllt das Lehrbuch in seiner gedrängten, inhaltsreichen Form und in seiner lebendigen Art der Darstellung eine wichtige Lücke aus. Sein Erscheinen wird nicht nur von den auf diesem Gebiet arbeitenden Fachleuten, sondern auch von allen Geologen und zahlreichen Geophysikern freudig begrüßt werden und anderen Forschungsrichtungen manche Anregung geben. W. Schriel.

Walther Huebner: *Geology and Allied Sciences. A Thesaurus and a Coordination of English and German Specific and General Terms.* Part I, German-English. New York, Veritas Press, 1939. 405 Seiten, Format 8°. Preis geb. *RM* 22.50. Allein-Auslieferung für Mitteleuropa: Speyer & Peters, Berlin W 8.

Das Wörterbuch stellt mehr als 25000 deutsche-amerikanisch-englische Fachausdrücke einander gegenüber; und zwar sind es die tatsächlich gebrauchten, wenn sie auch zuweilen inkorrekt oder gar mißverständlich angewendet werden. Darauf ist dann jedesmal besonders hingewiesen.

Auch aus den verwandten Wissenszweigen sind die wichtigsten Ausdrücke aufgenommen, so aus den Gebieten der Mineralogie, Petrologie, Paläontologie, Paläogeographie, und, was hier besonders interessieren wird, aus den Gebieten der Geophysik, Meteorologie, Hydrologie, Geomorphologie, Physiographie, Geographie. Eine Vollständigkeit kann bei dieser Vielseitigkeit für alle diese Grenzgebiete der Geologie nicht erwartet werden. Der Verfasser hat den Kreis der Grenzgebiete zu weit gezogen, um gerade die Spezialausdrücke erfassen und beherrschen zu können, deren Übersetzung dem Fachspezialisten Schwierigkeiten macht. Dazu hätte für jedes Grenzgebiet ein besonderer Bearbeiter herangezogen werden müssen.

Über das Grenzgebiet der Geophysik soll hier kurz berichtet werden. Im Gebiet der Seismologie fehlen neben anderen folgende Ausdrücke: Luftdämpfung, Dämpfungsverhältnis, Eigenperiode, Vergrößerung, Indikator-, Pendellänge, Frequenz, Resonanz, Schwingweg-, Geschwindigkeits-, Beschleunigungsmesser, Tauchspule, Verstärkerröhre, Arretiervorrichtung.

Elastizitäts-, Torsions-, Längsmodul, Poissonsches Verhältnis, Schallhärte. Baugrundforschung, Schwinger, Sprengung, Sprengmoment, Schallsender, Scheingeschwindigkeit, Fächer-Reflexionsschießen.

Dagegen sind viele leichtübersetzbare oder in beiden Sprachen gleichlautende Ausdrücke aufgezählt, wie seismisch, Seismizität, Seismogramm, Seismograph, Seismologe, Seismologie, Seismometer, Seismoskop.

Im Gebiet des Erdmagnetismus und der Schwere fehlen neben anderen folgende sehr wichtige Bezeichnungen:

Gamma, Gauß (als Maß), magnetische Feldwaage, Vertikal- und Horizontalwaage, Lokalvariometer, Sonnenkompaß, Dialkompaß, Universaltheodolith, Erdinduktor, Weicheisenstab, Feldstärke, Totalintensität.

Suszeptibilität, Remanenz, Koerzitivkraft, Hysterese, Eigenmagnetismus, Längs-, Quermagnetisierung, homogene Magnetisierung, Gesteinsmagnetismus, Dipol, Einzelpol, Polstärke, Entmagnetisierungsfaktor; Normalfeld, Rindenfeld, Störungsvektor.

Gal, Milligal; Isogammen; Äquipotentiallinien, -flächen, Niveaulinien, Freiluft-, Normal-, Gelände-, topographische Reduktion; Krümmungs-Größe, -Radius-Variometer, Hauptkrümmung; Eichgewicht, Eichdraht, Waagebalken, -gehänge, -gehäuse; Massenanziehung, gravimetrisch.

Die meisten dieser Bezeichnungen werden im Gebiet der angewandten Geophysik, das von Geophysikern und Geologen gemeinsam betrieben wird, häufig gebraucht.

Trotz dieser Mängel auf den Grenzgebieten der Geophysik ist es außerordentlich dankenswert, daß mit einem so umfassenden Wörterbuch begonnen wurde. Bei der nächsten Auflage und bei einer englisch-deutschen Ausgabe, die Ende dieses Jahres erscheinen soll, können ja die nötigen Vervollständigungen zugefügt werden.

Der Geophysiker wird aber sicher dankbar sein für die Übersetzung der zahlreichen geologischen Bezeichnungen des Hauptgebietes des Wörterbuches.

G. Angenheister.

Jahrbuch für die Gewässerkunde Norddeutschlands. Herausgegeben von der Preußischen Landesanstalt für Gewässerkunde und Hauptnivellements. Abflußjahr 1936. Berlin, Verlag Mittler und Sohn, 1938. Preis geb. *RM* 32.—, br. *RM* 26.—.

Das Jahrbuch umfaßt die Wasserstandsbeobachtungen des Abflußjahres (1. 11. bis 31. 10.) 1936. Mit diesem Jahrgang wird das Jahrbuch für die Gewässerkunde Norddeutschlands abgeschlossen. Vom Abflußjahr 1937 an erscheint an seiner Stelle zusammen mit den anderen reichsdeutschen Länderjahrbüchern ein einheitliches „Jahrbuch für die Gewässerkunde des Deutschen Reiches".

Das Jahrbuch enthält zunächst einen ausführlichen Bericht über die Wetter-, Wasser- und Eisverhältnisse in den einzelnen deutschen Stromgebieten. Durch eine große Reihe von graphischen Darstellungen des Wasserstandsverlaufs im Jahre 1936 an einer Reihe ausgewählter Pegel wird dieser Bericht ergänzt. Eine entsprechende Darstellung ist für eine Reihe ausgewählter Grundwassermeßstellen gegeben. In dem Bericht sind auch die monatlichen Mittelwasser und Hauptzahlen der Wasserstände, sowie ihre Abweichungen gegen langjährige Durchschnittswerte angegeben.

Das Tabellenwerk ist nach den Stromgebieten gegliedert. In ihm sind die Pegelbeobachtungen, die Grundwasserstandsbeobachtungen, sowie eine große Reihe von Gefällaufnahmen und Abflußmessungen aufgenommen.

Die Bearbeitung der Pegelbeobachtungen ist in folgender Weise gegliedert: Von jedem Pegel wird pro Tag eine Beobachtung mitgeteilt, bei den Pegeln im Tidengebiet eine Beobachtung bei Hoch- und eine Beobachtung bei Tidenniedrigwasser. Diesen täglichen Beobachtungen folgen die Hauptzahlen der Wasserstände für 1936, und zwar eingeteilt nach Hochwasser, Mittelwasser und Niedrigwasser. Zum Vergleich sind die langjährigen Monatsmittel der Wasserstände und langjährigen Hauptzahlen, sowie die äußersten überhaupt beobachteten Wasserstände angegeben. Dabei ist, soweit es möglich war, vermerkt, welche dieser äußersten Wasserstände eisfrei waren. Endlich sind die Häufigkeiten bestimmter Wasserstände in Stufen von 10 oder 20 cm auf Grund der täglichen Wasserstände ausgezählt.

An die Pegelbeobachtungen schließen sich die Abflußmessungen an. Bei Flüssen mit großem Niederschlagsgebiet sind die Ergebnisse der im Jahre 1936 ausgeführten Abflußmessungen im Jahrbuch veröffentlicht. Bei Flüssen mit kleinem Niederschlagsgebiet ist nur Ort und Datum sowie die Behörde oder der Betrieb angegeben, bei der die Messungen eingesehen werden können. Dasselbe gilt für die ausgeführten Gefällaufnahmen, Messungen von Flußquerschnitten und Wassertemperaturen.

Dann folgen die Grundwasserstandsbeobachtungen. Veröffentlicht werden die einzelnen Monatsmittel, das Winter-, Sommer- und Jahresmittel, denen der höchste und niedrigste Grundwasserstand des Berichtsjahres gegenübergestellt ist. Zum

Vergleich sind wieder die entsprechenden Durchschnittszahlen einer längeren Jahresreihe angegeben, soweit dies möglich war.

Das Jahrbuch enthält außerdem sechs Karten der deutschen Stromgebiete mit den Pegeln und Grundwassermeßstellen.

Den Abschluß des Jahrbuches bilden ein alphabetisches Gesamtverzeichnis aller Pegel, deren Ergebnisse von 1901 bis 1936 veröffentlicht wurden, sowie ein Verzeichnis aller von der Preußischen Landesanstalt für Gewässerkunde und ihren Vorgängern veröffentlichten Werke und Karten. G. A. Suckstorff.

Ferdinand Steinhauser: *Die Meteorologie des Sonnblicks.* 1. Teil. Beiträge zur Hochgebirgsmeteorologie, nach Ergebnissen 50jähriger Beobachtungen des Sonnblickobservatoriums, 3106 m. Herausgegeben vom Sonnblick-Verein. Wien, Kommissionsverlag von Julius Springer, 1938. Preis *RM* 8.—.

Die Vollendung der ersten 50jährigen Beobachtungsperiode des Sonnblick-Observatoriums war Anlaß zu einer umfassenden Berabeitung des gesamten Beobachtungsmaterials. Die Veröffentlichung dieser Bearbeitung soll in 3 Teilen erfolgen und dabei erstens die Meteorologie des Sonnblick-Gipfels, zweitens die Meteorologie des ganzen Gebirgsmassivs und drittens Sonderfragen der Strahlungsklimatologie, Wetterrhythmen usw. umfassen.

Über die allgemeinen klimatischen Verhältnisse des Sonnblicks sind wir durch zahlreiche Veröffentlichungen bereits unterrichtet. Die einzigartige lange Beobachtungsreihe wurde daher vom Verfasser nicht zur Ableitung neuer klimatischer Mittelwerte benutzt, sondern die einzelnen meteorologischen Elemente wurden in erster Linie nach den Methoden der beschreibenden Statistik bearbeitet. Dabei wurde nicht nur die Größe der Einzelwerte und die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens erfaßt, sondern auch die Andauer bestimmter Werte. Es wurde dabei so vorgegangen, daß aus den Häufigkeitskurven nach den Methoden der beschreibenden Statistik Werte für den Durchschnittswert, den Zentralwert, Schiefe, Streuung, Exzeß, Variationsbreite und Quartile berechnet wurden. Diese Angabe der statistischen Charakteristiken der Häufigkeitskurven war wegen der Länge der Beobachtungsperiode möglich. In der angegebenen Ausführlichkeit wurde sie für die Temperatur und den Dampfdruck durchgeführt, während für den Wind und den Luftdruck nicht alle dieser Charakteristica berechnet wurden. Dagegen sind von allen meteorologischen Elementen die Häufigkeitskurven in den verschiedensten Abhängigkeiten angegeben.

Neben dieser Bearbeitung der Häufigkeiten wurden zum Vergleich früherer Mittelwertsberechnungen, die auf einer kürzeren Beobachtungsperiode beruhten, neue Mittelwerte berechnet. Ferner wurde das Auftreten von säkulären Schwankungen untersucht, die besonders in den Windrichtungen und der Sonnenscheindauer zum Ausdruck kommen. Außerdem wurde auf die Singularitäten im Jahresgang der meteorologischen Elemente eingegangen. Die vom Verfasser durchgeführte mühevolle und außerordentlich umfangreiche Bearbeitung ist in diesem Umfang wohl einzigartig

Den Abschluß des Werkes bilden 25 Tabellen der Monatsmittel aller meteorologischen Elemente für die Jahre 1887—1936. G. A. Suckstorff.

R. C. Sutcliffe: *Meteorology for Aviators.* Printed and published by His Majesty's Stationary Office. London 1939. Preis 7 S 6 d.

Das vorliegende Werk ist von einem Lehrer für den meteorologischen Unterricht bei den englischen Ausbildungslehrgängen für Zivil- und Militärflieger geschrieben, und in Zusammenarbeit zwischen dem Meteorological Office und der Royal Air Force entstanden. Es enthält daher eine Darstellung der meteorologischen Vorgänge in erster

Linie unter dem Gesichtswinkel des Fliegers und eine ausführliche Darstellung der Organisation des meteorologischen Nachrichtendienstes, sowie der Ver- und Entschlüsselung der Wetternachrichten. Der Inhalt des Buches ist in drei Teile gegliedert. 1. Die Organisation der Wettermeldungen und Wetterberatung, die einfachen meteorologischen Instrumente und ihre Meßmethoden und eine kurze Wolkenklassifikation. Diese Wolkenklassifikation wird durch 20 Wolkenbilder, die größtenteils dem internationalen Wolkenatlas entnommen sind, illustriert. Gleichzeitig wird dabei an Hand der einzelnen Wolkenbilder auf die fliegerische Bedeutung hingewiesen. Im zweiten Teil werden die meteorologischen Einzelelemente behandelt, wobei gleichzeitig die lokalen Einflüsse (Stauwolken, Leewirbel, Thermik usw.) geschildert werden. Im gleichen Teil wird dann das Zusammenwirken dieser Einzelelemente im Wetter dargestellt. Den Abschluß dieses Teiles bildet die ausführliche Besprechung von vier markanten Wetterlagen über den Britischen Inseln. In diesem Teil sind die meisten fliegerisch interessierenden Dinge enthalten, die teilweise in Form ganz bestimmter Vorschriften für das fliegerische Verhalten gekleidet sind: Durchfliegen von Kalt- und Warmfronten, verschiedener Einfluß von Bodendunst auf Vertikal- und Horizontalsicht usw.). Der dritte Teil enthält zunächst einen kurzen Klimaabriß der Erde, der durch einzelne Klimaschilderungen der Ozeane und Kontinente ergänzt wird. Diese letzten Klimaschilderungen sind in einer ähnlichen Form wie die Klimaschilderungen der deutschen Seehandbücher gehalten. Als Anhang ist dem Buch ein Wetterschlüssel mit den verschiedenen Symbolen der Wettervorgänge zum Einzeichnen in die Wetterkarten beigegeben. G. A. Suckstorff.

Meteorologisches Taschenbuch. 4. Ausgabe. Unter Mitarbeit von F. Baur und H. Philipps. Herausgegeben von F. Linke. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1939. XII, 286 Seiten. Mit 10 Abbildungen. Preis geb. *RM* 17,60, br. *RM* 15.80.

Meteorologisches Taschenbuch. 5. Ausgabe. Unter Mitarbeit von F. Albrecht, H. Ertel, H. Israël, E. Kleinschmidt, G. Loeser und K. Schneider-Carius. Herausgegeben von F. Linke. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1939. XI, 354 Seiten. Mit 108 Abbildungen. Preis geb. *RM* 19.60, br. *RM* 17.80.

Das meteorologische Taschenbuch, das 1931 und 1933 in zwei Bänden erschien, liegt nun in einer vollständig neu bearbeiteten Form als Neuauflage in drei Bänden vor. Diese Neuausgabe hat den Titel „Meteorologisches Taschenbuch, Ausgabe III, Ausgabe IV und Ausgabe V" erhalten. In dieser Neuauflage ist die Stoffeinteilung gegenüber der ersten Auflage stark geändert. Der Herausgeber bezeichnet mit Recht die Ausgabe III als das Taschenbuch der internationalen meteorologischen Zusammenarbeit, die Ausgabe IV als das Taschenbuch des rechnenden Meteorologen und die Ausgabe V als das Taschenbuch des messenden Meteorologen.

Eine Besprechung der Ausgabe III des Taschenbuches erfolgte schon im Heft 7/8 der Zeitschr. f. Geophys. 1939.

Die Ausgabe IV enthält als Taschenbuch des rechnenden Meteorologen zunächst eine mathematische Formelsammlung und daran anschließend eine etwas umfangreichere Einführung in die Vektorrechnung. Besonders begrüßenswert ist das dritte Kapitel, das die rechnerischen Hilfsmittel des Meteorologen darstellt, unter denen den statistischen Methoden der breiteste Raum gewährt wird. Den Hauptteil dieses Bandes bilden jedoch die gegenüber der ersten Auflage stark ergänzten und teilweise verbesserten Tabellen. Die Zahl dieser Tabellen ist jetzt auf 152 angestiegen und umfaßt in der Tat alle Größen, die der Meteorologe bei seiner Arbeit benötigen kann. Dabei sind nicht nur die rein meteorologischen Größen zur Statik, Dynamik und Thermo-

dynamik der Atmosphäre, sowie der Strahlung berücksichtigt, sondern auch geodätische, atronomische, geophysikalische und allgemeine physikalische Konstanten werden gegeben.

Die Ausgabe V enthält zunächst auf 30 Seiten eine Zusammenstellung der Rechenmethoden der dynamischen Meteorologie, die sinngemäß zur Ausgabe IV gehören, aber wohl aus Raumgründen in der Ausgabe V erscheint. Der weitaus größte Teil dieses Bandes ist den meteorologischen Instrumenten, den Messungen sowie den Bearbeitungsmethoden dieser Messungen gewidmet. Die Darstellung der meteorologischen Instrumente und Meßmethoden ist in sechs Abschnitte gegliedert. Das erste Kapitel stellt auf 90 Seiten die meteorologischen Instrumente und Meßmethoden mit Ausnahme der Strahlungsmessungen und der aerologischen Bearbeitungsmethoden zusammen. Die Strahlungsmessungen werden in Kapitel 4 und 5 gesondert behandelt. Dabei gibt das vierte Kapitel die „Grundlagen, Einheiten und Formeln der atmosphärischen Strahlungsforschung", während im fünften Kapitel „die Apparate und Meßmethoden der atmosphärischen Strahlungsforschung" behandelt werden. Die aerologischen Messungen gehören apparativ und bearbeitungsmäßig zu den schwierigsten und umfangreichsten Gebieten des messenden Meteorologen, und sie sind deshalb mit Recht in zwei gesonderten Kapiteln die „Bearbeitung aerologischer Messungen" und „Die drahtlosen aerologischen Meßmethoden" behandelt. Das letzte Kapitel ist der „Luftelektrizität, Grundlagen und Meßmethoden" gewidmet. G. A. Suckstorff.

A. Defant und **Bj. Helland-Hansen:** *Bericht über die ozeanographischen Untersuchungen im zentralen und östlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans im Frühsommer 1938 (Internationale Golfstrom-Expedition).* Mit vier Anlagen: B. Schröder, U. Roll u. G. Seifert: Bericht über die meteorologischen Arbeiten während der Internationalen Golfstrom-Untersuchung 1938 auf D. „Altair"; A. Defant: Die Altair-Kuppe; G. Wüst: Das submarine Relief bei den Azoren; H. Cloos: Zur Tektonik der Azoren. Aus den Abhandlungen der Preußischen Akademie der Wissenschaften, Jahrgang 1939, Phys.-Math. Klasse, Nr. 5. Berlin 1939. 64 Seiten.

Auf der Tagung der Internationalen Union für Geodäsie und Geophysik in Edinburg im September 1936 wurde der Beschluß gefaßt, eine internationale Untersuchung des Golfstromsystems zwischen Amerika und Europa einzuleiten. Als Vorbereitung für die Aufstellung eines umfassenden Programms wurden im Mai-Juni 1938 im vom Golfstrom beherrschten Raume nördlich der Azoren in Zusammenarbeit des norwegischen Forschungsschiffes „Armauer Hansen" (57 t) und des deutschen Forschungsschiffes „Altair" (4000 t) vorläufige systematische Untersuchungen über örtliche und zeitliche Schwankungen der ozeanographischen Verhältnisse im Nordatlantischen Ozean ausgeführt. Durch ein dichtes Netz von hydrographischen Stationen, das auf Kursen quer durch das Untersuchungsgebiet und in Dreiecksk ursen gewonnen wurde, wurde der hydrographische Zustand in diesem Gebiet für die Zeit vom 31. 5. bis 26. 6. festgestellt. Die Stationen wurden möglichst dicht gelegt, um örtliche Verschiedenheiten zu erfassen, und so schnell wie angängig erledigt, um sie wenigstens annähernd synoptisch zu machen. Die vorläufige Bearbeitung hat ergeben, daß die ozeanographischen Verhältnisse im Golfstromgebiet des zentralen Teiles des Nordatlantischen Ozeans außerordentlich große Verschiedenheiten aufweisen, und zwar nicht nur an der Oberfläche, sondern auch in der Tiefe.

Um die kurzperiodischen Änderungen zu erfassen, wurde Mitte Juni eine nahezu viertägige Ankerstation auf 44.5° n. B., 34° w. L. über 980 m Tiefe durchgeführt. Der Ort war auf Grund des festgestellten hydrographischen Zustandes und wegen der leichteren Möglichkeit auf der verhältnismäßig geringen Tiefe die Verankerung

durchzuführen, gewählt worden und lag auf der Kuppe eines unterseeischen Vulkankegels, der durch die Lotungen des „Altair" entdeckt worden war und daher den Namen Altairkuppe erhielt. Hydrographisch lag die Ankerstation auf der Nordseite des Golfstromes im Bereiche eines Gegenstromes. Die Strommessungen ergaben bis 800 m Tiefe einen westwärts gerichteten Strom, und zwar von bis 500 m Tiefe kaum abnehmender Geschwindigkeit von im Mittel 18 cm/sec, also rund $8^1/_2$ sm/Etmal. Von den Gezeiten ist namentlich die halbtägige Periode deutlich nachweisbar, auch Trägheitsschwingungen scheinen von Bedeutung zu sein.

Außer diesen intensiven Beobachtungen im genannten kleinen Arbeitsgebiet wurden noch hydrographische Schnitte auf der Aus- und Rückreise vom Kanal nach den Azoren durchgeführt, sowie von den Kanarischen Inseln nach den Azoren. Aus dem Vergleich der 1938 zwischen dem Kanal und den Azoren gewonnenen Daten mit 1914, ebenfalls vom „Armauer Hansen" gewonnenen Beobachtungen zeigt, daß die Wassermassen 1938 in allen Tiefen wärmer und salzreicher waren als 1914.

Die bei der Altairkuppe gewonnenen Lotungen sind zu einer Tiefenkarte 1 : 250000 verarbeitet worden mit Isobathen von 100 zu 100 m. Die aus ziemlich ruhigen Umgebungstiefen von rund 3500 m aufragende unterseeische Erhebung erweist sich als ziemlich ausgedehnte Bank aus drei Kuppen bestehend, von denen die zwei niedrigeren im Norden und Nordwesten 1600 bzw. 1500 m nicht wesentlich überschreiten dürften, während die dritte im Südwesten sich als ein überaus steiler Kegel, der bis über 1000 m Tiefe emporragt, herausgestellt hat.

Die sich für D. „Altair" bei dreimaligem Anlaufen der Azoren ergebende günstige Gelegenheit, das unruhige submarine Relief dieses vulkanischen Gebietes mittels engabständiger Echolotungen zu erforschen, wurde voll ausgenutzt. Auf 21 verschiedenen, sternförmig angeordneten Kursen wurden rund 1200 Echolotungen (von mehr als 500 m Tiefe) zwischen und bei den Inseln ausgeführt. Das von der Tiefenverteilung gewonnene Bild verbessert die bisherigen Auffassungen. Insgesamt können jetzt acht Rücken und acht Senken mit von WNW nach OSO verlaufenden Achsen unterschieden werden. Aus der unter Anwendung von Experimenten erfolgten tektonischen Analyse der neuen Tiefenkarte der Azoren ergibt sich, daß Schichtenfaltung an der Entstehung der Azoren nicht beteiligt ist. Vielmehr handelt es sich um Vulkanbauten über OSO-gerichteten Bruchspalten, die aus Biegedehnung infolge einer wohl auf magmatische Vorgänge zurückzuführenden Krustenaufschwellung entstanden sind. Anhaltspunkte für einen Unterschied zwischen Kontinent- und Ozeanboden ergeben sich nicht. Daß das Hirondelle-Tief (3509 m) allseitig vom offenen Ozean abgeriegelt ist, wird bestätigt, doch reichen die Einsattelungen in seinen Wandungen maximal bis 1800 m hinab, also etwas tiefer als bisher angenommen wurde. Eine Wärmesteigerung durch Abgabe von Wärme aus dem vulkanischen Meeresboden ist im Hirondelle-Tief nicht nachweisbar, ebenso ist eine Zunahme des Salzgehaltes in den Bodenwasserproben etwa als Folge von Vulkanausbrüchen nicht festgestellt.

Die meteorologischen Arbeiten betrafen außer der Wetterberatung für die Zwecke der Expedition die Erforschung der meteorologischen Elemente in Nähe der Meeresoberfläche und in der freien Atmosphäre sowie die Einleitung einer aerologisch-synoptischen Arbeitsweise durch Zusammenarbeit mit dem in den westafrikanischen Gewässern tätigen V.-Sch. „Meteor" und dem westlich der Azoren kreuzenden französischen Forschungsschiff „Carimaré". Von den vorläufigen Ergebnissen sei besonders hervorgehoben, daß bei Vergleich der Messungen von Bord des „Altair" und einem ausgesetzten Boot aus eine erwärmende Wirkung durch den Schiffskörper nicht festgestellt wurde, dies wird auf die besonders günstige Lage der Meßstellen am (Meier)-Bug des Schiffes zurückgeführt. Bei den 128 Radiosondenaufstiegen wurde eine mittlere Höhe von 16 km und eine maximale Höhe von 23 km erreicht. Bei den 110 Pilotaufstiegen war die mittlere Höhe 5310 m, die Maximalhöhe 21 km. B. Schulz.

Heinz Lettau: *Atmosphärische Turbulenz.* Das Buch hat 283 Seiten mit 59 Abbildungen, Format 8°. Preis geb. *RM* 18.— und brosch. *RM* 16.80.

Das Werk stellt eine zusammenfassende Darstellung der derzeitigen Kenntnisse auf dem Gebiete der atmosphärischen Turbulenz dar, ausgehend von den ersten Anfängen dieses Gebietes bis an den Rand der heute noch zu lösenden Probleme. Der Begriff der atmosphärischen Turbulenz ist auf dem Wege, ein ordnendes Prinzip der Meteorologie zu werden, das eine Fülle von scheinbar auseinanderliegenden meteorologischen Einzeltatsachen einheitlich zusammenfaßt. Daher lösen sich in dem Buch im dauernden Wechselspiel Theorie und praktische Anwendungen miteinander ab, und die Absicht des Verfassers, nicht eine formale, mathematische Theorie der atmosphärischen Turbulenz zu geben, ist als gelungen zu bezeichnen. Darin besteht auch der Wert des Buches für den im praktischen Wetterdienst tätigen Meteorologen.

Die Fassung des Turbulenzbegriffes und die Theorie der Turbulenz erfolgen auf Grund der Zerlegung des Strömungsvektors in mittlere und ungeordnete Zusatzbewegung im statistischen Sinne, wobei die Turbulenz als Lehre von der Existenz und Auswirkung der Zusatzbewegung aufgefaßt wird. Damit ergeben sich ohne weiteres als physikalische Grundlagen der Behandlung die kinetische Gastheorie und die Hydrodynamik, wie sie durch die Göttinger Schule begründet wurde. Diesen Grundlagen sind die Kapitel III und IV gewidmet, nachdem in den Kapiteln I und II Allgemeines über die atmosphärische Turbulenz und historische Bemerkungen gebracht werden. Die Behandlung der atmosphärischen Strömungen, die ausnahmslos turbulent verlaufen (Reynoldssche Zahl!), erfolgt in voller Analogie zu den Methoden der kinetischen Gastheorie; jedoch werden an entsprechenden Stellen auch die Grenzen dieser Methode aufgezeigt. In der Analogiebehandlung entsprechen einander: 1. Die Gasmoleküle und die isoliert gedachten Turbulenzelemente; 2. die freie Weglänge der Moleküle und der Mischungsweg als mittlerer Herkunftsweg der Elemente; 3. die molekulare Zähigkeit und der Austauschkoeffizient der turbulenten Strömung.

Bevor auf die auf dieser Grundlage aufgebauten meteorologischen Anwendungen und Auswirkungen (Kapitel VI und VII) eingegangen wird, sei ein Hinweis am Platze, der dafür kennzeichnend ist, daß die heutige Turbulenzforschung erst ihr Anfangsstadium erreicht hat: Es werden nicht (wie in ausgereiften Gebieten der Physik) aus *bekannten* Strömungs- und Turbulenzverhältnissen auf Grund vorgegebener Anfangsbedingungen die Änderungen atmosphärischer Felder behandelt, sondern es müssen umgekehrt aus diesen aus der freien Atmosphäre beobachteten Änderungen und aus den allgemeinen Anfangs- und Strömungsbedingungen mittelbar erst die Turbulenzverhältnisse (Austauschkoeffizient) abgeleitet werden. Eines der Endziele ist jedoch, aus der Kenntnis des Austauschkoeffizienten die meteorologischen Turbulenzprobleme zu behandeln.

Daher besteht das Ergebnis der vom Verfasser angeführten meteorologischen Anwendungen der Turbulenztheorie in der Angabe und Diskussion eines für das entsprechende Problem charakteristischen Austauschkoeffizienten. So ergibt sich z. B. eine Dreiteilung der freien Atmosphäre in Grenzschichten nach der Größe des Austausches. Es ist zu unterscheiden: 1. Eine „Bodenschicht" von einigen Dekametern Höhe, deren Windverhältnisse im wesentlichen von der Bodenrauhigkeit abhängen. Sie ist charakterisiert durch eine angenommene lineare Zunahme des Mischungsweges mit der Höhe und der daraus folgenden logarithmischen Windzunahme nach oben und einen mit der Höhe linear zunehmenden Austauschkoeffizienten. 2. Eine „Oberschicht" oder planetarische Grenzschicht von etwa 2000 m Mächtigkeit, für welche die Winddrehung mit der Höhe charakteristisch ist. Sie ist eine Folge der Bodenreibung und der inneren Bindung der Stromlinien durch die turbulenten Zusatzbewegungen. Der Austauschkoeffizient zeigt eine langsame Abnahme mit der Höhe. 3. Die freie

Troposphäre, in der die Bodenbeeinflussung aufhört und der Austauschkoeffizient einen konstanten Wert erreicht.

Mit der Einführung des Begriffes der atmosphärischen Grenzschicht läßt sich eine Fülle von meteorologisch wichtigen Beispielen behandeln, die typische Turbulenzprobleme darstellen: Der Passat, der Polarluftausbruch, der Küstenwind, der Küstenstau, die Landverdunstung, die Beimengungen der Luft usw. Es handelt sich hier um eine äußere Beeinflussung des vorhandenen atmosphärischen Zustandes entweder durch den Wechsel der Unterlage oder durch Zuführung anderer Quantitäten, wobei der Charakter der Grenzschichten zeitlich konstant ist. Als Beispiel für eine periodisch veränderliche Grenzschicht wird das Aufwärtswandern der täglichen Temperaturwelle gegeben. Dieser Behandlung der atmosphärischen Grenzschichten unter dem Gesichtspunkte der Turbulenz und des Vertikalaustausches folgt das wichtige Gebiet der unmittelbaren Auswirkung der Turbulenz auf das atmosphärische Strömungsfeld (Kapitel VIII). Das zur kinetischen Gastheorie in Analogie ausgebaute Verfahren der ungeordneten Zusatzbewegungen (in vertikaler Richtung) wird sowohl auf die Kleinturbulenz, die in der dynamischen Instabilität der Laminarströmung ihren Grund hat, als auch auf die großräumige Konvektionsturbulenz, die durch labile Temperaturschichtung bedingt ist, angewendet. Auch in diesem Zusammenhange ergibt sich die schon genannte Einteilung der atmosphärischen Grenzschichten in die „Bodenschicht" und die „Oberschicht". Bei der Behandlung der Struktur des Windes in der freien Atmosphäre kann der Verfasser auf seine zahlreichen eigenen praktischen und theoretischen Untersuchungen zurückgreifen.

Bei dem weiteren Ausbau der Turbulenztheorie ergeben sich gewisse Schwierigkeiten, die damit zusammenhängen, daß bisher nur der Vertikalaustausch berücksichtigt wurde, während die beiden Horizontalkomponenten vernachlässigt wurden. Nach einer kurzen Behandlung der Energieverhältnisse bei Turbulenzproblemen wird in Kapitel IX der Abriß einer vollständigen dreidimensionalen (tensoriellen) Theorie gegeben. Damit gelangen die Betrachtungen über die atmosphärische Turbulenz zu einem gewissen Abschluß. Die vorletzten Kapitel des Buches (X und XI) enthalten noch einige mehr in das Gebiet der praktischen Meteorologie hinüberleitenden Verbindungen und Anwendungen über die Rolle, welche die Turbulenz bei der Meßgenauigkeit und Beobachtungstechnik der Meteorologie spielt. Den Abschluß des Werkes (Kapitel XII) bildet die Übertragung der hydrodynamischen Turbulenzvorstellungen auf die großräumigen Strömungsverhältnisse der allgemeinen Zirkulation der Erdatmosphäre; bei dieser Großturbulenz spielt gerade der Horizontalaustausch eine wesentliche Rolle.

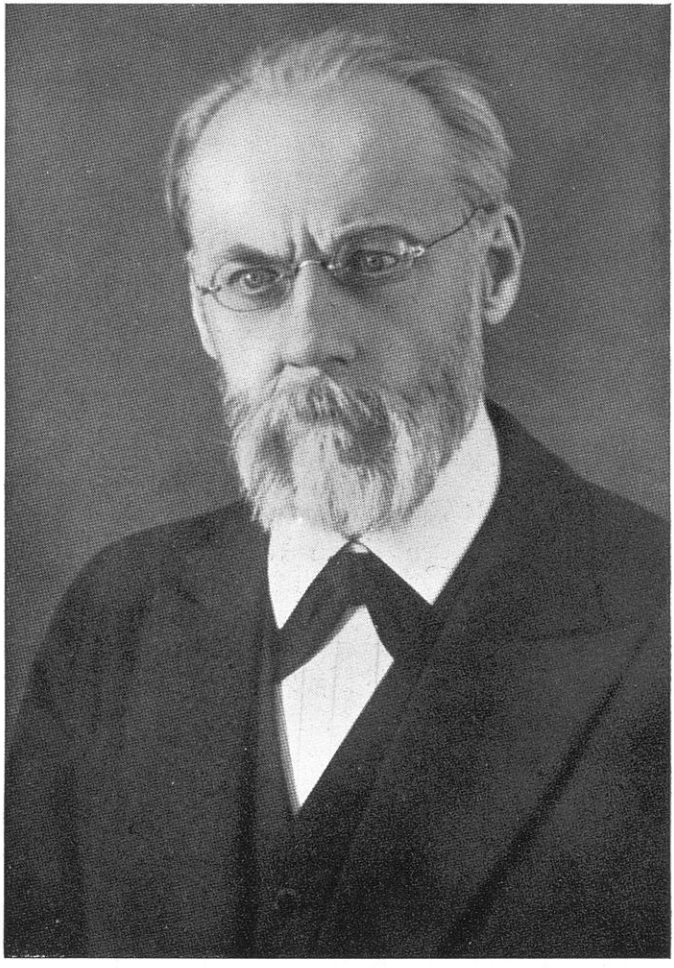
R. Renner, Breslau.

Schriftwalter: G. Angenheister, Göttingen. — Anzeigenleiter: Wilhelm Zimmermann, Braunschweig.
Druck u. Verlag: Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig: I. v. W. g.: z. Z. gilt Anzeigenpreisliste No 2.

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft entbietet ihrem Ehrenmitglied, Herrn Geheimrat Prof. Adolf Schmidt die besten und herzlichsten Glückwünsche zu seinem 80. Geburtstage am 27. Juli und dankt ihm anläßlich dieses Festtages für alles, was er Grundlegendes aus dem Gebiete der Geophysik, insbesondere des Erdmagnetismus uns und der Wissenschaft gegeben hat. Sie verbindet mit diesem Dank den Wunsch, daß ihm noch viele Jahre voller körperlicher und geistiger Gesundheit beschieden sein mögen.

Aus Anlaß seines 70. Geburtstages, der am 11. Juli stattfindet, hat sie ferner den Herrn Wirkl. Admiralitätsrat Prof. Dr. E. Kohlschütter wegen seiner zahlreichen Bemühungen um die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft und um die Deutsche Vereinigung für Geodäsie und Geophysik und für seine großen Verdienste um die Organisation der Geodätischen und Geophysikalischen Wissenschaft (z. B. in der Baltischen Geodätischen Kommission und bei der Deutschen Geophysikalischen Reichsaufnahme) zu ihrem Ehrenmitglied ernannt. Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft entbietet auch ihm zu diesem Festtag die wärmsten Glückwünsche und wünscht ihm, daß Gesundheit und Geisteskraft als die besten Güter des Lebens ihm noch lange beschieden sein mögen.

Der stellvertretende Vorsitzende
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:
A. Defant



Adolf Schmidt

geb. 27. Juli 1860



geb. 11. Juli 1870

Sonnenstrahlung und Erdmagnetismus

Von **J. Bartels**

Solare Wellenstrahlung W und Korpuskularstrahlung P lassen sich in ihren Intensitätsschwankungen erdmagnetisch schätzen. Eine Einteilung magnetischer Stürme wird vorgeschlagen.

1. Die Theorie erdmagnetischer Variationen führt zu der Arbeitshypothese, daß die Sonne uns außer den Strahlen, die bis zum Erdboden durchdringen, noch zwei weitere Arten von Strahlen zusendet, Wellenstrahlung W und Teilchen (Partikel) P. Die Sondierung der Ionosphäre durch reflektierte drahtlose Wellen stützt diese Anschauung. W ionisiert die Tagseite der Ionosphäre und ist erdmagnetisch wirksam in den sonnen- und mondentägigen Variationen, S und L; P erreicht auch die Nachtseite der Erde, vorzugsweise in den polaren Zonen, und erzeugt Polarlicht und magnetische Störungen. Die Intensitäten von W und P schwanken parallel mit dem 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus (ausgedrückt in den Sonnenfleckenrelativzahlen R), aber mit dem Unterschied, daß P nachhinkt, W dagegen nicht.

2. Adolf Schmidt hat in seinem großangelegten „Archiv des Erdmagnetismus" Beobachtungsdaten für S, in Monatsmitteln, für viele Observatorien gesammelt und in ihrer Abhängigkeit von R dargestellt. Dieses Werk gab das Vorbild für den Plan, die Schwankungen ΔW möglichst von Tag zu Tag durch S zu erfassen. Zu diesem Zwecke müssen fremde Einflüsse auf den täglichen Gang eliminiert werden, nämlich L, der fortschreitende Gang und der tägliche Gang S_D bei Störungen. S_D, eine Wirkung von P, kann außerhalb der Polarlichtzonen vernachlässigt werden, wenn die magnetische Charakterzahl kleiner als 1.2 ist. Der fortschreitende Gang — das Abklingen der Ringstromwirkung nach Störungen — kann leicht eliminiert werden und ist klein im Vergleich zu S; dagegen ist L mitunter erstaunlich stark (§ 3), und die Änderung von L mit den Mondphasen darf nicht als Veränderlichkeit von S mißdeutet werden.

S läßt sich schematisch beschreiben als die Wirkung zweier ionosphärischer Stromwirbel, deren Mittelpunkte in rund 35° Breite auf dem 11-Uhr-Meridian voranschreiten; noch einfacher ist das Bild eines riesigen vertikalen Hufeisenmagneten über dem 11-Uhr-Meridian, mit dem Südpol über 35° Nordbreite, und mit dem Nordpol über 35° Südbreite. Diese äquivalenten Bilder veranschaulichen diejenigen Züge in den täglichen Gängen der Nord-, Ost- und Vertikal-

komponenten X, Y, Z, die am besten die Intensität von S und damit ΔW ausdrücken, nämlich:

nahe dem Äquator: der Tagesanstieg von X über das Nachtniveau;

in nördlichen gemäßigten Breiten: die tägliche Welle in Y, mit dem Maximum am Morgen, dem Minimum am Nachmittag; ferner die Abnahme von Z um 11 Uhr;

in südlichen gemäßigten Breiten: die täglichen Gänge in Y und Z wie im Norden, aber mit negativem Vorzeichen.

Durch induzierte Ströme im Erdinnern wird S verstärkt in X und Y, geschwächt in Z; die Wirkung dieser Ströme überwiegt deutlich die entgegengesetzte Wirkung etwaiger magnetischer Polarisation im Erdkörper. Am geeignetsten zur Messung von ΔW erscheinen somit die täglichen Amplituden A (noch genauer zu definieren) von X (oder der Horizontalintensität H) in den Tropen, und von Y (oder der Deklination D) in gemäßigten Breiten. Der jährliche Gang von A wird so eliminiert, daß für jeden Kalendertag ein Wert von A für $R = 50$ berechnet wird; die Abweichungen ΔA von diesem Wert, normiert auf gleiche Streuung, messen ΔW.

3. Für Huancayo (Peru), nahe dem magnetischen Äquator, wurde A in H definiert als der Überschuß des Fünfstunden-Mittels 9 bis 14 Uhr Ortszeit über das Nachtniveau, gegeben durch die Verbindungslinie der Fünfstunden-Mittel 0 bis 5 Uhr. L erscheint in A als Welle mit der Periode eines halben Monats: Im Mittel der Monate November bis Februar, im Sonnenfleckenmaximum ($R = 93$), ist $A = 149\,\gamma$ drei Tage nach Neu- oder Vollmond, und $A = 99\,\gamma$ einen Viertelmonat vor oder nach diesem Maximum der Halbmonatswelle. Die Elimination von L ist deshalb notwendig; sie gelingt befriedigend, so daß von den korrigierten Amplituden A_1 auf ΔW geschlossen werden kann. Das zeigt sich in den hohen Korrelationskoeffizienten r zwischen den Monatsmitteln 1922 bis 1939 für A_1 und den Sonnenfleckenzahlen R: Für die 18 September-Monate ist $r = +\,0.966$, und für keinen Monat ist r kleiner als $+\,0{,}89$; die drei Jahresdrittel geben jeweils $r = +\,0.97$, und Durchschnitte für ganze Jahre ergeben $r = +\,0.984$. Dies sind die engsten Korrelationen zwischen Erscheinungen auf der Sonne und auf der Erde, die bisher gefunden sind; sie zeigen überdies, daß R ein recht gutes Maß für W ist.

Für Potsdam (oder Seddin und Niemegk) wird A vorläufig nur für die Monate April bis September berechnet, als Differenz der Vierstundenmittel für Y, 5 bis 9 Uhr minus 11 bis 15 Uhr (Weltzeit). Für Watheroo zeigen vorläufige Rechnungen für A (D) ähnlich große Mondeinflüsse wie in A (H) für Huancayo. Es ist geplant, tägliche Amplituden für alle nicht zu stark gestörten Tage für weitere Observatorien zu berechnen und zusammenzufassen, um die erdmagnetischen Beobachtungen voll für die Messung von ΔW auszunutzen.

4. Die Intensität der solaren Korpuskularstrahlung P wird erkannt an ihrer Wirkung in der erdmagnetischen Unruhe (Aktivität), deren Stärke durch verschiedene Maße ausgedrückt wird. Das Meßprinzip der Potsdamer Erdmagnetischen

Kennziffer $K = 0$ bis 9 für dreistündige Intervalle, das 1938 eingeführt wurde, ist von mehreren amerikanischen und anderen Observatorien aufgenommen worden. Restliche lokale Einflüsse in K werden durch „Assimilation der Häufigkeitsverteilungen" eliminiert werden. Diese Skalenangleichung sei an folgendem Beispiel beschrieben: Für jedes Zeitintervall seien zwei Kennziffern gegeben, K_1 und K_2. Für eine große Zahl von Intervallen werden die relativen Häufigkeiten ausgezählt und die Summenhäufigkeiten $N_1(K_1)$, also die Gesamtzahl aller Kennziffern $\leqq K_1$, und $N_2(K_2)$ gebildet. Der Schlüssel für die Zuordnung der Skalen für K_1 und K_2 wird dann durch $N_1(K_1) = N_2(K_2)$ gegeben. Solche Schlüssel für den Übergang von K zu einer „reduzierten Kennziffer K_r" liegen bereits vor. Die K_r lassen sich zu Kennziffern für die ganze Erde zusammenfassen, wobei Observatorien in den Tropen geringeres Gewicht gegeben wird, weil dort der Einfluß von P weniger deutlich ist als nahe den Polarlichtzonen.

Die Übereinstimmung gleichzeitiger Kennziffern für weit voneinander entfernte Observatorien ist ein Zeichen dafür, daß Wolken solarer Teilchen ausgedehnter sind als die Erde. Die Intensität von P ist zeitlich sehr verschieden: nur selten ist ein ganzes dreistündiges Intervall ganz frei von der geringsten Störung, und eine weite Skala wachsender Störungsintensität erstreckt sich bis zu den stärksten magnetischen Stürmen ($K = 9$), in denen die Stärke der Ionosphärenströme Millionen von Ampere erreicht.

5. Die solare Korpuskularstrahlung P kann bisher nur erkannt werden, wenn sie die Erde erreicht. Die 27-tägige Wiederholungsneigung der schwächeren erdmagnetischen Störungsgrade ($K = 3$ bis 6) wird dahin gedeutet, daß beschränkte „M-Regionen" auf der Sonne mehrere Sonnenrotationen hindurch Teilchenwolken aussenden; diese Wolken bilden in ihrer Gesamtheit einen mehr oder weniger stetigen Strom von ähnlicher Gestalt wie ein Arm eines Spiralnebels. In einzelnen Fällen besonders starker Stürme ist vermutet worden, daß auch Ort und Zeit des „Abschusses" einer Wolke beobachtet worden ist, im Spektrohelioskop als intensive „Eruption" auf der Sonnenoberfläche. Die Wellenstrahlung solarer Eruptionen verstärkt W vorübergehend. Auf der Tagseite wird dadurch die Ionendichte in der unteren Ionosphäre erhöht, erkennbar in Schwunderscheinungen in der Fortpflanzung drahtloser Wellen, bei stärkeren Eruptionen auch in einem typischen erdmagnetischen „Eruptionseffekt", den Mc Nish als vorübergehende Verstärkung von S gedeutet hat. Nur selten, und nur nach stärksten Eruptionen, ist ein Eruptionseffekt Vorläufer eines magnetischen Sturms.

6. Diese Anschauungen legen es nahe, magnetische Stürme schematisch in zwei Typen zu teilen: Die Front eines entstehenden Stromes solarer Teilchen kann beim Überschreiten der Erdbahn entweder die Erde treffen („frischer Sturm") oder nicht, so daß der Strom infolge der Rotation des Armes die Erde von der Nachtseite einholt („reifer Sturm"). Zur Zeit t_s mögen die ersten Teilchen die Sonnenoberfläche verlassen, und zur Zeit t_e mögen sie die Erdentfernung erreichen (nicht notwendig in der Erdbahn). Für frische Stürme läßt sich die Reisezeit $T = t_e - t_s$ berechnen, mit t_s als Zeit der Eruption (entweder aus Sonnenbeob-

achtungen, oder aus Schwunderscheinungen und erdmagnetischen Eruptionseffekten ermittelt, vorverlegt um die Reisezeit des Lichtes), und mit t_s als Zeit des Ausbruches des erdmagnetischen Sturms.

Folgende Umstände erschweren es, T sicher zu bestimmen: a) Eruptionen auf der Sonne folgen einander oft innerhalb weniger Stunden, so daß t_s nicht eindeutig ist. — b) Die Sonne wird nicht ständig beobachtet, auch große Eruptionen können unbeobachtet vorübergehen. — c) Beim Eintreffen großer Teilchenwolken kann die Erde bereits unter dem Einfluß kleinerer Wolken aus älteren M-Regionen stehen, so daß t_e durch magnetische Unruhe verdeckt wird. — d) Beim Ausbruch des magnetischen Sturmes kann die Wolke bereits an anderen Stellen die Erdentfernung erreicht und überschritten haben, so daß t_e *vor* dem Sturmausbruch anzusetzen wäre; anderenfalls wird T überschätzt.

Am günstigsten ist es, wenn ein kräftiger Eruptionseffekt und ein plötzlicher Sturmausbruch in eine sonst erdmagnetisch ruhige Zeit fallen. Verschiedene Verfasser haben Einzelfälle solarer Eruptionen und erdmagnetischer Stürme zugeordnet, aber nur in wenigen Fällen, bei großen Stürmen, läßt sich T einigermaßen sicher bestimmen, nämlich: 1859 Sept. 1—2, $T = 17^h\,43^m$; 1938 Jan. 16, $T = 22^h\,3^m$; 1938 April 16, $T = 21^h$. Eine Durchmusterung älterer Magnetogramme nach Vorläufern (Eruptionseffekten, die erst jetzt als solche erkannt sind) wird mehr solcher Fälle ergeben. $T = 20$ Stunden entspricht einer durchschnittlichen Reisegeschwindigkeit von rund 2000 km/sec.

7. Die Tatsache, daß große erdmagnetische Stürme nicht die 27-tägige Wiederholungstendenz zeigen, läßt in diesem Zusammenhang eine andere Deutung zu als die, daß sich der solare Eruptionsherd in einem einzelnen großen Ausbruch erschöpft. Es ist nämlich möglich, daß der Kegel, den die Richtungen der ausgeschleuderten Teilchen bilden, beim ersten Ausbruch weiter geöffnet ist als bei der Kette der folgenden schwächeren Wolken, die den Arm bilden. Diese Annahme ergänzt das Bild des Armes durch eine schildförmige Frontwolke, die ihm vorangeht; die stärksten magnetischen Schwankungen sind auf die Zeit des Durchgangs durch diese Wolke beschränkt, erfahrungsgemäß wenige Stunden. Wenn nun nach einer Sonnenrotation der Arm wiederkehrt, so braucht er die Erde nicht nach 26 bis 28 Tagen zu treffen, denn entweder streicht er nördlich oder südlich vorbei, ohne die Erde überhaupt zu treffen, oder er trifft die Erde nach einem unbestimmten Intervall, zwischen 21 und 33 Tagen, weil der Eruptionsherd sich beim Ausbruch des Sturmes nicht nahe dem Sonnenmittelpunkt befand. Wenn die Erde sich beim Ausbruch eines „frischen" Sturmes „*vor*" dem sich bildenden Arm befindet, kann der Sturm einige Tage dauern, oder nach einigen Tagen wieder „aufleben", wenn der Arm über die Erde streicht; wenn die Erde aber „*hinter*" dem Arm liegt, dauert der frische Sturm nur kurze Zeit. Für beide Fälle sind Beispiele bekannt, die sich so deuten ließen. Es ist möglich, daß die Verschiedenheit des Einflusses magnetischer Stürme auf die Intensität der durchdringenden Strahlung damit zusammenhängt, denn der Ringstrom wird in beiden Fällen verschieden „ernährt".

8. Die Häufigkeit „frischer" Stürme läßt sich wie folgt schätzen: Die durchschnittliche Lebenszeit eines Armes sei a, und n Arme seien gleichzeitig vorhanden. Ein neuer Arm würde im durchschnittlichen Zeitabstand a/n entstehen. w sei der Öffnungswinkel der Schildwolke, genauer, $w/2\,\pi$ sei der Bruchteil der Erdbahn, der von dem Schild überstrichen wird. Der durchschnittliche Abstand frischer Stürme wird dann $(a/n)/(\omega/2\,\pi)$. Mit $a = 6$ Sonnenrotationen, $n = 2, \omega/2\,\pi = {}^1/_4$ ergibt sich 12 Sonnenrotationen, oder rund ein Jahr für die Größenordnung des zeitlichen Abstandes frischer Stürme.

Schwingungsmessung mittels Trägerstrom*)

Von **F. J. Meister,** Mitteil. a. d. Phys. Techn. Reichsanstalt. — (Mit 14 Abbildungen)

Es ist wünschenswert, daß Schwingungsmeßgeräte im Betrieb universell angewandt werden können, d. h. wenn sie sowohl für Dehnungs-, Schwingweg-, Druck- und Beschleunigungsmessungen benutzbar sind. Auf diese Weise vereinfachen sich nicht nur die Meßmittel, auch die Messungen selbst können oft nach umfassenderen Gesichtspunkten durchgeführt werden, da das Meßverfahren bei einer anderen Fragestellung nicht geändert zu werden braucht. Für den Techniker sind außerdem Meßgeräte erforderlich, die einfach zu bedienen sind und sich den Betriebsbedingungen des Meßortes anzupassen vermögen.

Wenn für viele Zwecke ältere mechanisch arbeitende Geräte heute durchaus noch genügen, ja zuweilen besser am Platze sind, als ein elektrisches Meßwerkzeug, so haben andererseits die elektrischen Methoden infolge ihrer außerordentlichen Anpassungsfähigkeit sich in der Schwingungsmeßtechnik ein großes Arbeitsgebiet neu erobert und es ist wahrscheinlich, daß sie dieses Arbeitsgebiet in Zukunft einmal beherrschen werden.

Ich will hier auf die Beschreibung mechanisch arbeitender Schwingungsmesser nicht eingehen. Von den elektrisch arbeitenden Geräten sollen nur solche beschrieben werden, die universell anwendbar sind und außerdem folgenden Bedingungen genügen:

1. Der Meßkörper soll einen möglichst großen Frequenzbereich verzerrungsfrei erfassen.

2. Die Frequenz 0 soll im verzerrungsfreien Übertragungsbereich liegen, damit langsame Vorgänge, wie sie in der Technik oft auftreten, ohne Phasenverzerrung wiedergegeben werden.

3. Der Meßkörper soll nicht zu groß und zu schwer sein, damit er ohne Störung des Schwingungsvorganges am Meßobjekt befestigt werden kann.

---

*) Auszug aus einem Vortrag des Verfassers vor dem Ausschuß für Schwingungs- und Schalltechnik im VDI.

4. Es ist anzustreben, an mehreren Stellen gleichzeitig messen zu können und die Schwingungen auf einem Papier- oder Cellulosefilm gleichzeitig aufzuschreiben, d. h. Aufnahme und Registrierung sind örtlich zu trennen.

Diese Bedingungen können nur durch Meßkörper mit geringer träger Masse erfüllt werden; da jedoch die Relativbewegungen in einem Schwingungsmeßkörper bei kleinen Massenkräften außerordentlich gering sind, bedarf es einer starken Vergrößerung, um sie sichtbar zu machen. Die Messung wird infolge der geforderten Trennung von Aufnahme und Registrierung elektrisch durchgeführt, denn hierbei ist eine Vergrößerung durch entsprechende Spannungsverstärkung leicht zu erreichen.

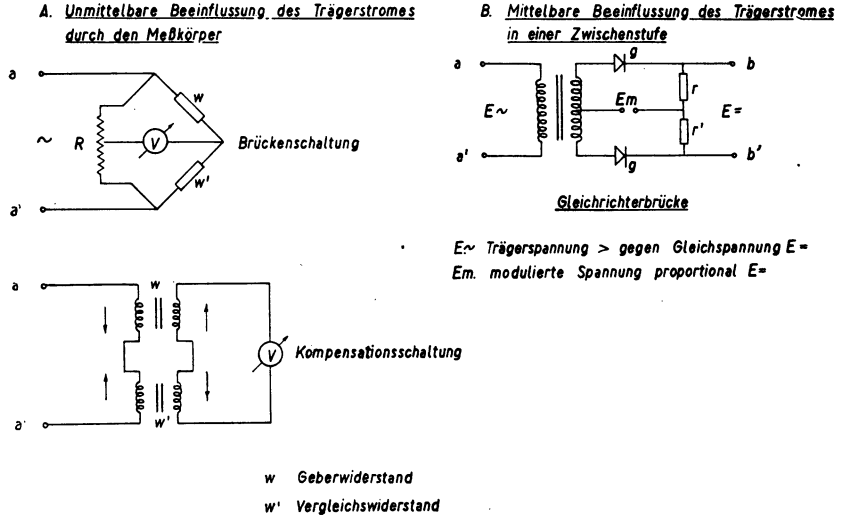


Fig. 1.
Gebräuchliche Schaltungen zur Herstellung eines modulierten Trägerstromes

In besonderem Maße erfüllt das Trägerstromverfahren die Forderungen der Praxis. Es wurde deshalb verhältnismäßig rasch zu einem unentbehrlichen Hilfsmittel in den Materialprüfungsämtern. Die Methode gestattet, Längenänderungen, die weniger als 10^{-5} cm betragen, betriebsmäßig zu messen. Von den bekanntesten Trägerstromgeräten für Dehnungsmessung sind inzwischen besonders die induktiv arbeitenden Geräte der DVL., der MPA. Darmstadt und das Lehrsche Gerät der Askania-Werke bekannt geworden. Das Trägerstromverfahren wurde auch für die Druckmessung übernommen. In letzter Zeit ist von Siemens ein solches Gerät als Kraftverlaufmesser in den Handel gekommen.

Die Aufzeichnung rasch wechselnder Dehnungen und Drucke mit den erwähnten Geräten kommt bereits einer Schwingungsmessung gleich. Will man außerhalb dieser Dehnungsmessung Absolutbewegungen mit Trägerstromgeräten

messen, so ändert sich prinzipiell nichts am Aufbau des Meßgeräts, nur die Meßorgane werden zweckmäßig etwas umgestaltet.

Es sei zunächst kurz auf das Prinzipielle der Trägerstromgeräte eingegangen (siehe Fig. 1).

In einer Wechselstrombrücke oder in einem Kompensationskreis liegt der Meßkörper w als Wechselstromwiderstand, der seinen Wert im Rhythmus der mechanischen Meßgröße ändert. Der Widerstand kann induktiven, kapazitiven oder auch rein Ohmschen Charakter haben. Die Brücke oder die Kompensationsschaltung wird von einem Generator mit konstanter Wechselspannung gespeist.

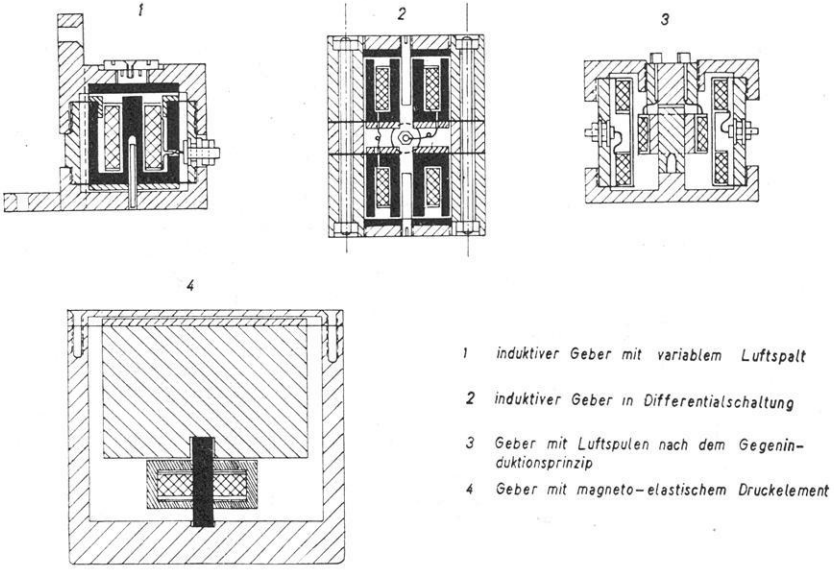


Fig. 2. Induktive Geber für Beschleunigungsmessung

Die Frequenz des Trägerstromes soll dabei ein Vielfaches der höchsten Meßfrequenzen betragen. Der Meßkörper, kurz Geber genannt, wird über mehr oder weniger lange Zuleitungskabel an das Gerät angeschlossen.

Für Geber, die wie die Schwingspule im Magnetfeld oder der Piezoquarz selber niederfrequente Spannungen erzeugen, benötigt man zur Herstellung eines modulierten Trägerstromes eine Zwischenstufe, in der z. B. über eine Gleichrichterbrücke eine Modulation der an die Brücke angelegten Wechselspannung durchgeführt wird. Auf das letztere Verfahren soll jedoch hier, da es in diesem Zusammenhang einen kleinen Umweg bedeutet, nicht näher eingegangen werden.

Es seien hier als Beispiel einige Formen von induktiven Gebern für die Schwingungsmessung gezeigt, die sowohl in Brücken- wie Kompensationsschaltungen benutzt werden können (siehe Fig. 2). Die schematisch dargestellten Geberformen benutzen das induktive Prinzip in unterschiedlicher Weise. Die Bauweisen Nr. 1 und

2 ähneln dem Lehrschen [1] Geber für Dehnungsmessung. Durch die Änderung des Luftspaltes zwischen dem Topfmagnet und dem Joch, infolge der Bewegung der in Federn aufgehangenen Masse, wird die Selbstinduktion der Meßspule geändert. Der Geber Nr. 3 beruht auf dem Prinzip der Gegeninduktion. Die Bewegung der gegeneinander geschalteten äußeren Spulen, die mit dem Spulenkörper die aufgehangene Masse bilden, induziert in der festen mittleren Spule eine Spannung, die in weitem Bereich der Bewegung proportional bleibt. Der Meßkörper ähnelt dem Geber von Hoffmeister [2]; er besitzt Luftspulen und benötigt, damit der Selbstinduktionswert der kleinen Spule genügend groß wird, eine recht hohe Frequenz des Trägerstromes. Die vierte Geberform benutzt ein magneto-elastisches Druck-

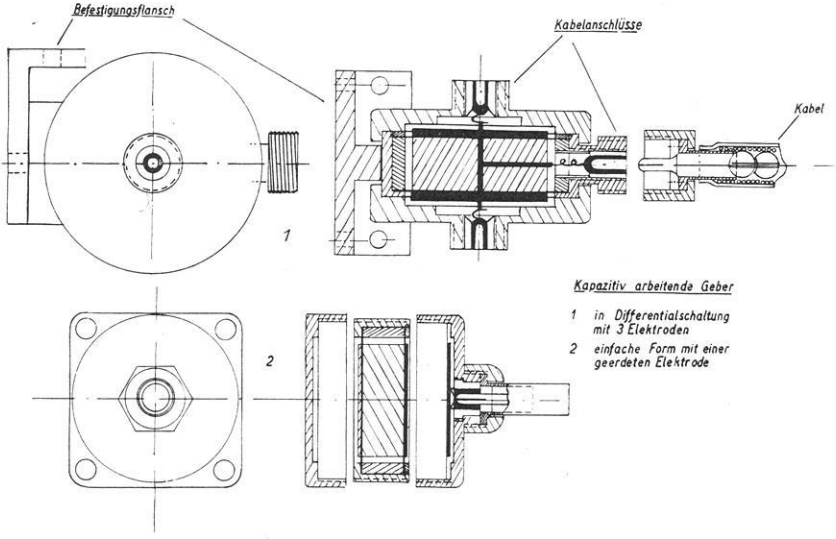


Fig. 3. Neu entwickelte Geberformen für Beschleunigungsmessung

element [3] mit einem Kern aus Permalloy, der seine Permeabilität proportional mit der mechanischen Spannung im Kern ändert. Damit das Druckelement auf langsame Schwingungen anspricht, bedarf es weitaus größerer Massenkräfte als bei anderen induktiven Gebern mit federnd aufgehängter Masse. Das Verfahren wurde bisher zur Druckmessung benutzt.

Während induktive Geber mit Vorliebe in Kompensationsschaltungen benutzt werden, legt man kapazitive Geber in eine Brückenschaltung.

Zur Messung von Fahrzeugbeschleunigungen erwies es sich als notwendig, strapazierfähige, kleine Beschleunigungsmeßkörper zu entwickeln, die starken Dauerbeanspruchungen gewachsen waren und überall im Fahrzeug angebracht werden können, wo Platzmangel die Verwendung eines größeren Gerätes ausschließt (z. B. an der Fahrzeugachse). Für diese Aufgabe eigneten sich kapazitive Geber besonders gut, denn sie sind einfach im Aufbau und können sehr robust aus-

geführt werden [4]. In der Fig. 3 sind zwei Bauformen im Schnitt und in der Aufsicht dargestellt. Die untere Geberform besitzt eine geerdete Elektrode, die durch die Oberfläche der zwischen den beiden Membranen eingespannten Masse gebildet wird und eine isolierte Elektrode im oberen Deckel. Diese obere Elektrode ist in eine Pertinaxplatte eingebettet, die durch den Aufschraubdruck beim Zuschrauben des Deckels fest auf den äußeren Ringkörper gedrückt wird. Zur Fixierung des Elektrodenabstandes dient ein dünner Papierring. An dem Deckel wird das Zuleitungskabel mittels eines Steckstiftes und einer Überwurfmutter befestigt. Beim Aufschrauben des Deckels stellt eine Feder, die an der Hülse für den An-

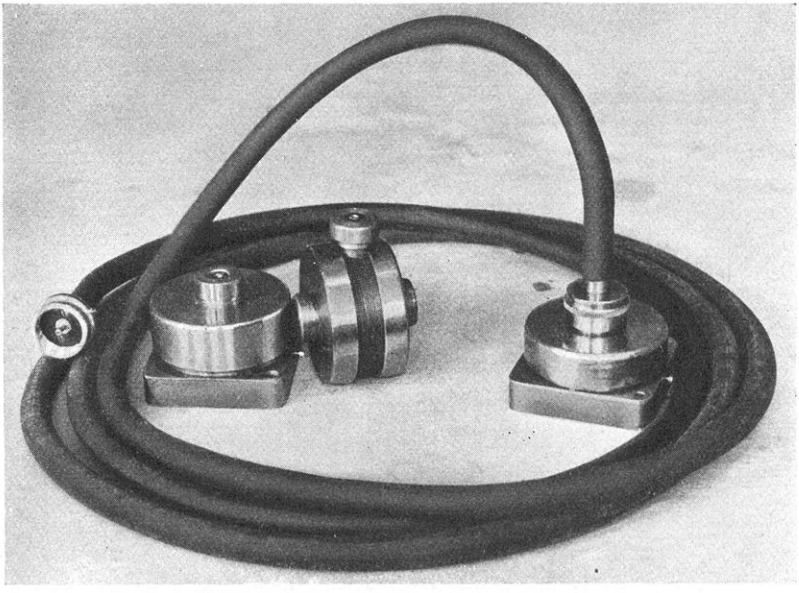


Fig. 4. Äußere Ansicht der kapazitiven Geber

schluß der Kabelseele befestigt ist, Kontakt mit der isolierten Elektrode her. Zur Dämpfung der Eigenschwingung wird in den Raum zwischen den Ringmembranen eine Flüssigkeit, deren Zähigkeit von der Temperatur wenig abhängt, eingeführt. Je nach der Zähigkeit dieses ölartigen Stoffes (Muzin) und den Reibungsflächen in dem ringförmigen Dämpfungsraum kann eine Dämpfung bis zur Aperiodizität erreicht werden. Die Eigenfrequenz richtet sich nach der Steifigkeit der Membranen. Für Beschleunigungsmessungen an langsam bewegten Objekten kann sie bis unter 100 Schwingungen/sek. erniedrigt werden.

Die Federkonstante soll bei wenig gedämpften Meßkörpern bis zu einer Belastung vom 10fachen Gewicht der relativ zum Gehäuse beweglichen Masse ihren Wert möglichst wenig ändern. Die elastische Nachwirkung muß auch bei stärkeren statischen Belastungen äußerst klein bleiben, damit der Ruheabstand der Elek-

troden erhalten bleibt. Für stark beanspruchte Geber eigneten sich Membranen aus Federstahl am besten. Nach dem Einspannen in den Meßkörper müssen die Membranen durch heftige Schüttelbeanspruchungen des Gebers einer künstlichen Alterung unterzogen werden, damit sich die inneren Spannungen ausgleichen.

Die obere Geberform der Fig. 3 besitzt drei isolierte Elektroden. Sie wird in Differentialschaltung benutzt. Die Geberdeckel sind so steif, daß selbst starke Bewegungen der Zuleitungskabel keine Relativbewegungen der isolierten äußeren Elektroden verursachen. Die Fig. 4 bringt die äußere Ansicht der Geber. Der rechte, kleinere Geber mit dem angeschlossenen Kabel wurde in der Fig. 3 im Schnitt dargestellt. Der mittlere Meßkörper besitzt drei Elektroden

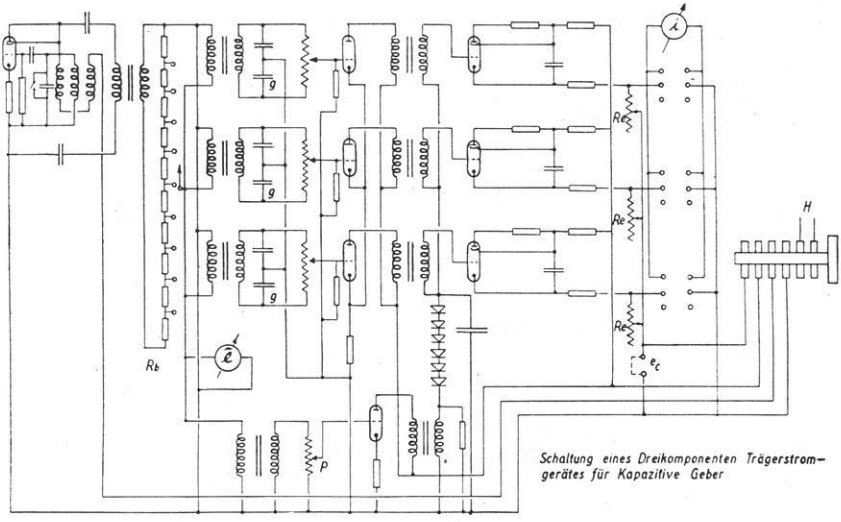


Fig. 5

und ist ähnlich gebaut wie der im Schnitt gezeigte Differentialgeber. Die linke Ausführungsform unterscheidet sich von der rechten nur durch einen steiferen Deckel und eine etwas niedrigere Eigenfrequenz.

Um mit solchen Meßkörpern Beschleunigungen an mehreren Stellen gleichzeitig messen zu können, wurde ein Dreikomponenten-Trägerstromgerät gebaut. Die Schaltung für die Versuchsausführung ist in der Fig. 5 wiedergegeben.

Ein Summer gibt eine Trägerspannung von 1000 oder 5000 Schwingungen je Sek. über einen Stufenschalter auf drei getrennt arbeitende Brücken, in deren Meßzweige die Geber g durch Kabel angeschlossen werden. Die Brücken werden etwas verstimmt betrieben; und zwar wählt man die Verstimmung so groß, daß die Modulation des Trägers auf jeden Fall in den geradlinigen Teil der Spannungs-Widerstandskennlinie der Brücke fällt. Die folgende Verstärkerstufe arbeitet auf einen Gleichrichter, der ständig soweit negativ vorgespannt ist, daß das Auftreten

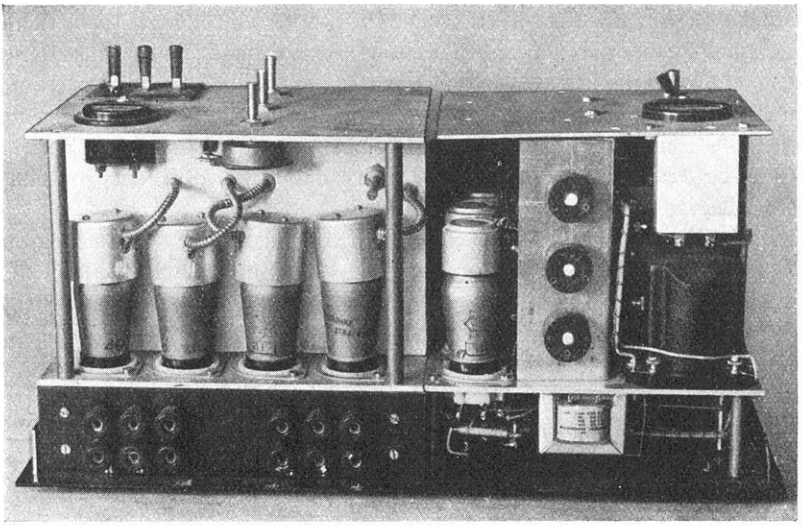


Fig. 6. Aufbau des Drei-Komponentengerätes

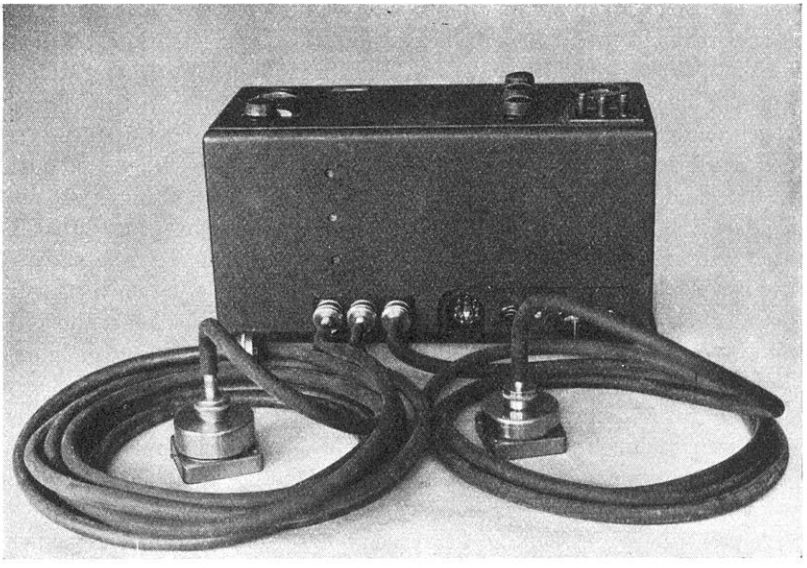


Fig. 7. Äußere Ansicht des Drei-Komponentengerätes für Dehnungs- und Beschleunigungsmessungen mit zwei angeschlossenen Beschleunigungsmessern

von Gitterströmen vermieden wird. Eine Vergrößerung der Trägerspannung, die der Brücke über den Stufenschalter zugeführt wird, vergrößert automatisch auch die negative Vorspannung des Gleichrichters, so daß für alle Brückenspannungen der Anoden-Ruhestrom des Gleichrichters erhalten bleibt: die Gleichrichtung ist also unabhängig von der Größe der Trägerspannung. Die negative Vorspannung wird für alle drei Gleichrichterröhren gemeinsam in einer besonderen Verstärkerstufe aus der Trägerspannung hergestellt. An das Gerät kann ein Dreischleifen-Kofferoszillograph angeschlossen werden.

Fig. 6 zeigt den inneren Aufbau mit den Anschlüssen für den Oszillographen. Fig. 7 bringt die äußere Ansicht von vorne. Der linke Drehknopf dient zum Ändern der Brückenspannung, die an einem Voltmeter abgelesen werden kann. Mit den rechten Drehknöpfen wird der Anodenruhestrom für die angeschlossenen Schleifen kompensiert. Durch die Kipphebel können wahlweise entweder ein Kontrollinstrument oder eine Meßschleife an den Gleichrichterausgang gelegt werden.

Ein eigenes Netzgerät, das seine Spannung entweder von einem 12 Volt-Auto-Akkumulator über einen Umformer oder aus dem Wechselstromnetz erhält, gehört mit zu der Ausrüstung. Es braucht hier jedoch, da es nichts wesentlich Neues bietet, nicht näher erläutert zu werden.

Zur Feststellung der Verstärkung bzw. des Verhältnisses der verstärkten Spannung zur Kapazitätsänderung wurde die Spannung am Verstärkerausgang abhängig von der Kapazitätsänderung im Geber für verschiedene Brückenspannungen aufgetragen (siehe Fig. 8). Für die Messung wurde als Geber ein in Zentimeter geeichter Drehkondensator benutzt. Für die kleinste Verstärkungsstufe ergab sich 0.4 Volt pro cm Kapazitätsänderung. Bei der größten Verstärkung erhielt man 3.78 Volt/cm oder 3.42 Volt/$\mu\mu$F. Diese Spannungsänderung tritt im Träger vor der Gleichrichtung auf. Da nun 0.1 Volt Spannungsänderung bei einer betriebsmäßigen Steilheit des Gleichrichters von nur 2.5 mA/Volt noch eine gut meßbare Anodenstromänderung ergibt, so kann in der größten Verstärkungsstufe, also für 3.42 Volt/$\mu\mu$F Spannungsänderung eine Kapazitätsänderung von 29/1000 $\mu\mu$F gemessen werden. Diese untere Meßgrenze reicht für die hier vorliegenden Meßzwecke aus. Sie läßt sich bei größerer Steilheit in der Endstufe noch erniedrigen.

Bei einer Geberkapazität von 133 $\mu\mu$F und einem Elektrodenabstand von $^1/_{100}$ mm beträgt dann die kleinste meßbare Abstandsänderung $2 \cdot 10^{-5}$ mm. Für eine Eigenfrequenz von 400 Schwingungen/sec und ein Gewicht der bewegten Masse von 50 g wird dann die untere Grenze der Beschleunigungsanzeige 12.6 cm/s^2. Dieser Geber ist infolge seiner starken Federung und seiner kleinen Masse äußerst strapazierfähig. Will man größere Empfindlichkeit, so muß die Eigenfrequenz entsprechend niedriger gelegt oder die Verstärkung erhöht werden.

Fig. 9 soll die Verbesserung der Anzeige des Kondensatorgebers gegenüber dem Kohlebeschleunigungsmesser zeigen. Ein Schwingtisch mit tiefer Resonanzlage wurde durch ein Gummihämmerchen mit ständig kräftiger werdendem Schlag angestoßen und dabei die Beschleunigung mit einem Kohle- und einem Kondensatorbeschleunigungsmesser aufgenommen. Bei kräftiger werdendem

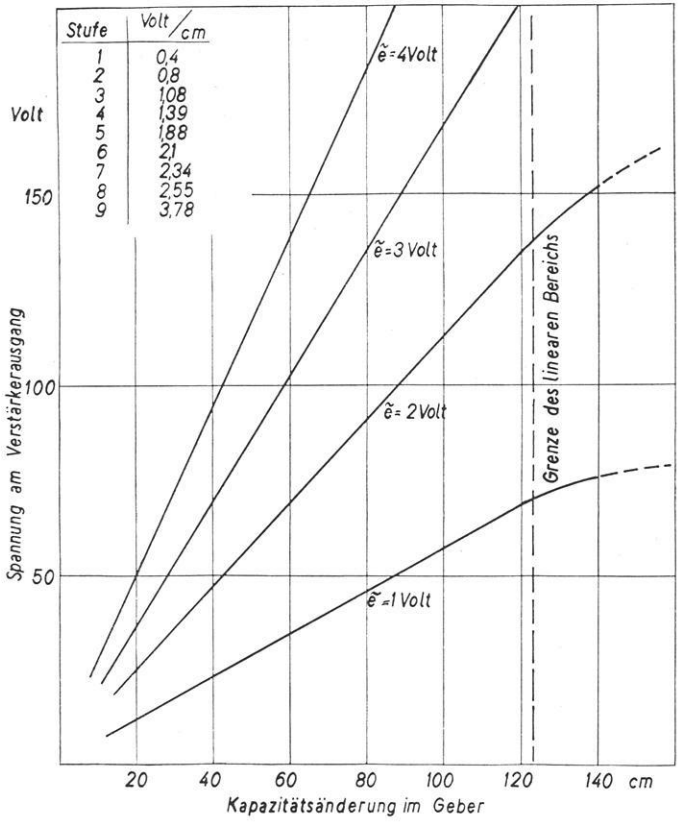


Fig. 8. Eichkurven des Trägerstromgerätes

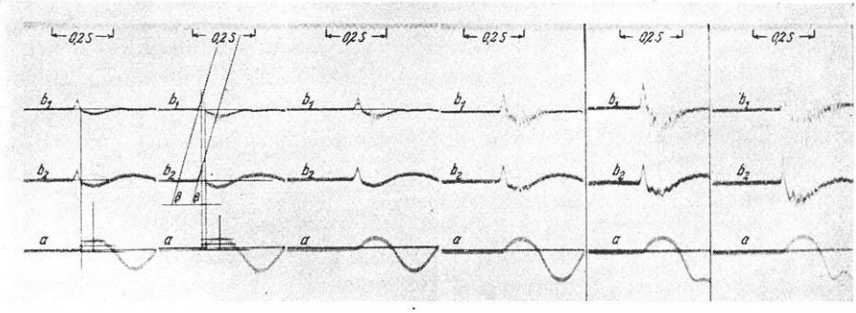


Fig. 9. Aufzeichnung eines allmählich heftiger werdenden Stoßes durch Kondensator- und Kohlebeschleunigungsmesser.

b_1 Kondensatoraufzeichnung der Beschleunigung
b_2 Kohleaufzeichnung der Beschleunigung
a der zugehörige Weg der angestoßenen Masse

Schlag erscheinen in der Aufzeichnung des Schwingungsbildes durch den Kohlekörper immer mehr die zu wenig gedämpfte Eigenfrequenz und fälscht die Anzeige. Auch die langsame Einschwingbewegung des schweren Tisches wird von dem Kondensatorgeber besser wiedergegeben als von dem Kohlebeschleunigungsmesser*).

Bei manchen Beschleunigungsmessungen ist eine orientierende Aussage über die Größe und den Verlauf des Schwingweges wünschenswert. Es soll deshalb kurz auf ein Zusatzgerät eingegangen werden, das uns die Möglichkeit gibt, mit hoch abgestimmten Gebern bei periodischen Vorgängen Schwingwegmessungen auszuführen. Es handelt sich um einen zweifach integrierenden Verstärker, Die Integrationsstufen sind so aufgebaut, daß für den Frequenzbereich von 2 Schwingungen

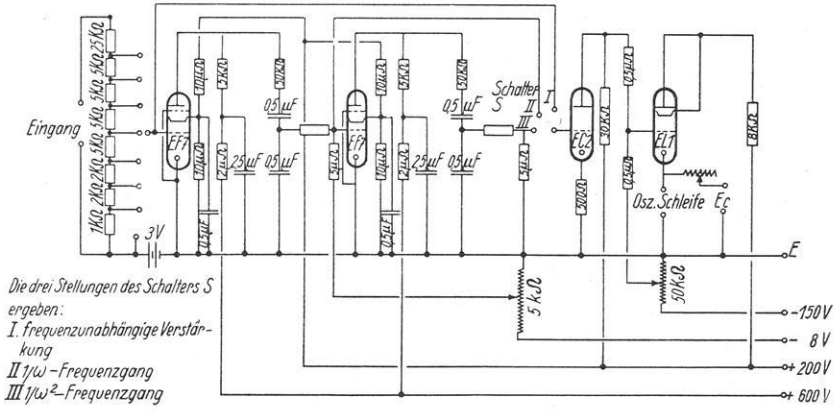


Fig. 10. Schaltung eines Verstärkers mit verschiedenen Frequenzgängen für frequenzlineare Verstärkung und phasenrichtige ein- und zweistufige Integration von Schwingungen und Stößen

pro sec aufwärts die Verstärkung in jeder Stufe praktisch hyperbolisch mit wachsender Frequenz abnimmt; die Ausgangsspannung hinter den beiden Stufen, also mit $1/\omega^2$ abfällt.

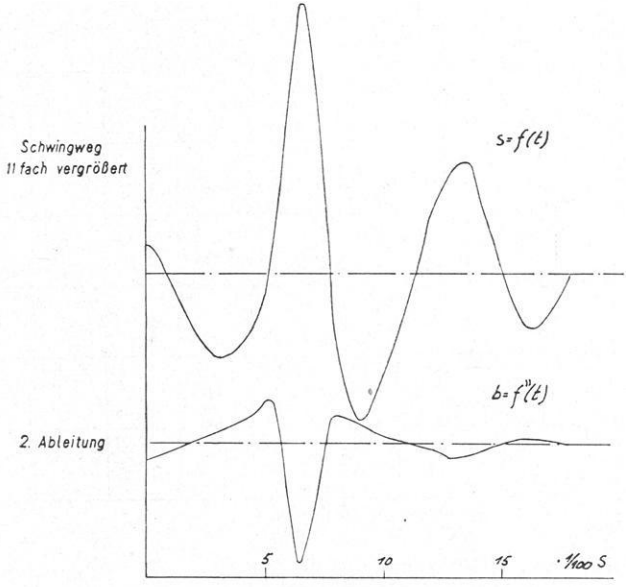
Für die Integration von Gleichstromimpulsen und Stoßschwingungen ist eine große Zeitkonstante im Anodenkreis ungünstig. Es gelingt durch Einfügen eines Entladekreises diese Zeitkonstante herabzusetzen und durch einen besonderen Aufbau dieses Kreises eine Verbesserung der Frequenzkurve der Integrationsstufe zu erzielen. Fig. 10 zeigt die Schaltung. Die Integration erfolgt in einer solchen Verstärkerstufe, wie leicht zu beweisen, nach:

$$E_2/E_g = q \sqrt{\frac{1 + \dfrac{1}{\omega^2 T^2}}{1 + \omega^2 T^2}}.$$

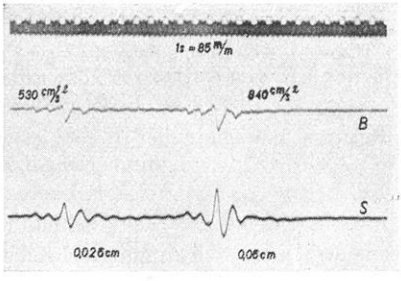
*) Die Einschwingbewegung des Tisches konnte mittels eines kleinen Meßkondensators, der an das Trägerstromgerät angeschlossen wurde, als Wegaufzeichnung auf das gleiche Oszillogramm gebracht werden (s. Kurve *a* der Fig. 9).

Hierin bedeuten: E_g die Eingangsspannung der Stufe, E_2 die Ausgangsspannung bzw. die Eingangsspannung für die nächste Stufe. T ist die wirksame Zeitkonstante des Kreises und q ein Festwert, der durch das Produkt aus Röhrensteilheit und Anodenkurzschlußwiderstand (für $\omega = \infty$) gegeben ist.

Für kleine Zeitkonstanten wird der Zähler unter der Wurzel groß gegen 1, während der Nenner praktisch zu 1 wird. D. h. der Wert E_2/E_g wächst wie $1/\omega$, für 2 hintereinandergeschaltete Stufen also wie $1/\omega^2$.



oben



unten

Fig. 11. Verlauf der Beschleunigung und der zweifach integrierten Beschleunigung bei einem Fahrstoß in der Straßendecke.

Unten: Oszillographische Aufzeichnung
Oben: Gerechneter Verlauf

In Verbindung mit diesem Gerät kann ein kleiner Beschleunigungsgeber als Schwingwegmesser auch da noch benutzt werden, wo man normalerweise ein schweres Zweisekundenpendel oder einen Seismographen für die Wegaufzeichnung verwendet. Der Vorteil liegt hier in der Kleinheit und Strapazierfähigkeit des Meßkörpers, der überall angebracht werden kann, wo Schwingwegmessungen durchgeführt werden sollen.

Wie Versuche auf dem Schütteltisch zeigten, können auch Stoßschwingungen, deren Frequenzspektrum im Übertragungsbereich des Verstärkers liegt, zweimal nach der Zeit integriert werden. Es sei dies an dem Beispiel einer Stoßschwingung gezeigt, die durch Überfahren eines Holzkeiles durch einen Lastwagen in einer Fahrbahndecke erzeugt wurde. In geringer Entfernung von der Stoßstelle standen 2 Beschleunigungsmesser nebeneinander auf der Decke. Die Meßwerte des einen wurden unmittelbar aufgezeichnet, die Spannung des anderen Körpers über den

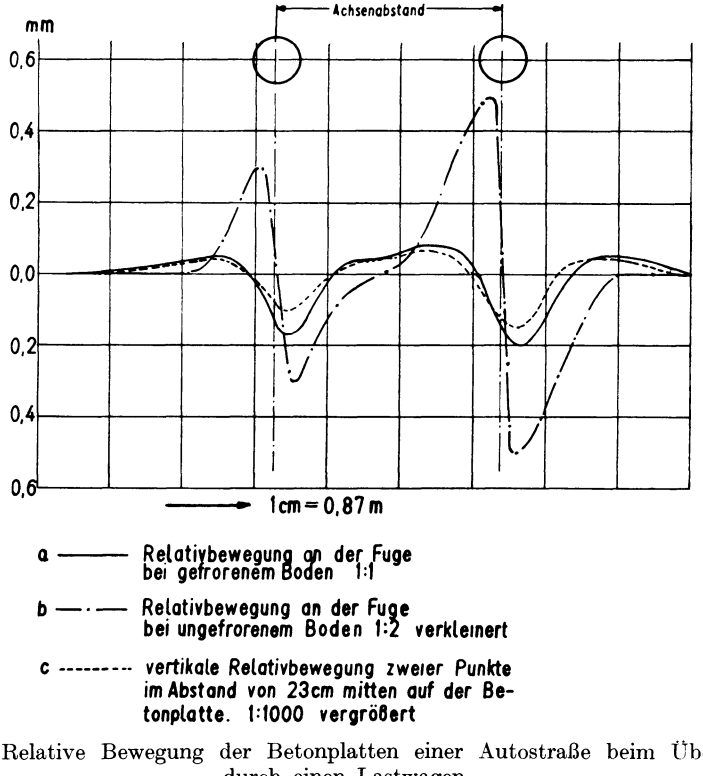


Fig. 12. Relative Bewegung der Betonplatten einer Autostraße beim Überfahren durch einen Lastwagen

zweifach integrierenden Verstärker geschickt und ebenfalls auf demselben Papierfilm aufgeschrieben. Diese Schwingungsschriebe sind im unteren Teil der Fig. 11 zu sehen. Um die Stoßschriebe zu überprüfen, wurde der aufgenommene Schwingweg zweimal graphisch differenziert. Das Ergebnis stimmt, wie man an der vergrößerten Darstellung in der Fig. 11 oben erkennen kann, mit der gemessenen Beschleunigung hinsichtlich des Verlaufs wie auch der Phasenlage in bezug auf den Schwingweg recht gut überein.

Einige Meßbeispiele von langsamen Relativbewegungen, die mit Hilfe des Trägerfrequenzgeräts aufgezeichnet wurden, mögen die vielseitige Anwendungs-

möglichkeit solcher Geräte zeigen. So konnte mit einem Kondensatorplattenpaar als Geber die langsamen Bewegungen der Betonplatten einer Fahrbahn beim Überfahren der Fuge durch einen Lastwagen unter verschiedenen Bedingungen des Kraftschlusses an der Fuge untersucht werden. Bei dieser Messung war die eine Elektrode eines Kondensators mit der einen Betonplatte, die zweite über einen

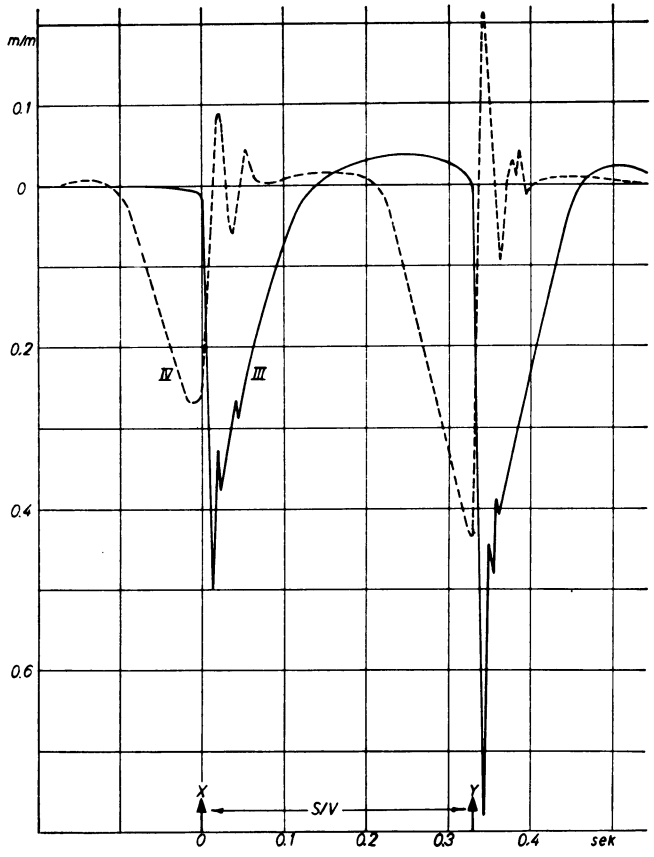


Fig. 13. Absolute Bewegung zweier Betonplatten an der Fuge einer Autostraße beim Überfahren der Fuge durch Lastwagen.
xy zeitlicher Abstand des Durchganges des Vorder- bzw. Hinterrades

Winkelarm mit der anderen Platte verbunden. Fig. 12 bringt einen Ausschnitt aus diesen Messungen, die den Einfluß des Frostes auf den Kraftschluß an der Fuge zeigen sollen. In diesem Falle wirkte sich der Frost ausnahmsweise einmal im günstigen Sinne auf die Eigenschaften der Fahrbahn aus, indem er die Relativbewegungen an der Fuge bedeutend herabsetzte. Bei fehlendem Kraftschluß können an der Fuge ganz beträchtliche Bewegungen auftreten, wie dies aus der

Fig. 13 hervorgeht. Für größere Fahrgeschwindigkeit schwerer Lastwagen haben diese dann den Charakter von Stoßschwingungen. In der Fig. 13 wird das Resultat der absolut gemessenen Bewegung beider Betonplatten an der Fuge wiedergegeben. Bei diesem Versuch war eine Geberelektrode mit einer Betonplatte verbunden, während die andere an einer 1.50 m langen Stange befestigt war, die in den Baugrund der Straße getrieben wurde; nachdem vorher an der Meßstelle ein 90 mm weites Loch von 1 m Tiefe in die Decke gebohrt worden war, in welchem die Stange frei stand.

Auf gleiche Weise wurde die Bewegung eines Punktes mitten auf einer Betonplatte beim Vorbeifahren bzw. Vorbeirollen des Lastwagenrades aufgezeichnet und

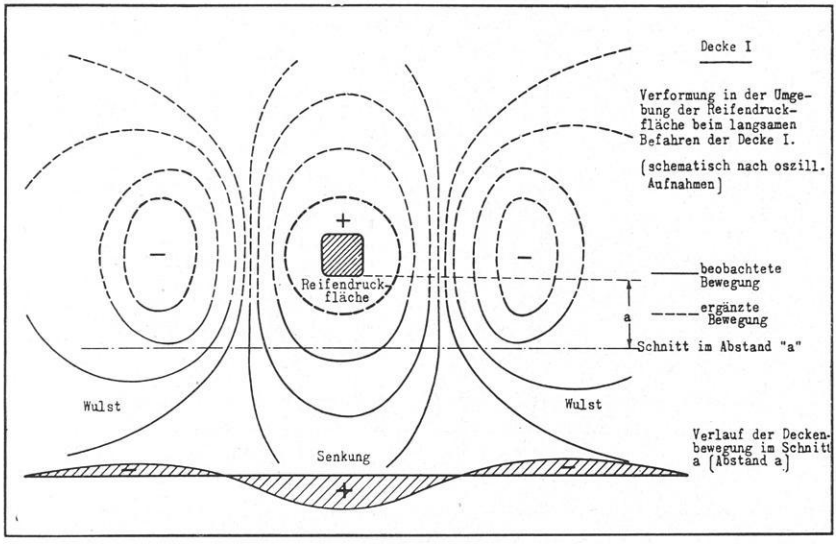


Fig. 14. Gesamtes Verformungsbild in der Umgebung eines Lastwagenrades auf einer jüngeren Betondecke

aus einer Menge von solchen Messungen die elastische Senkungsfigur gefunden, die sich auf der Betonplatte ausbildete (siehe Fig. 14). Diese Verformungsbilder sind, wie die Messungen ergaben, nicht auf allen Straßendecken gleichartig. Auf den meisten Decken fehlen die negativen Bewegungen (Wülste) vor und hinter dem rollenden Rad. Es findet dann nur eine Einsenkung in Form einer Tellerkurve (Boussinesque-Kurve) statt[5].

Zusammenfassung. Infolge vielseitiger Verwendungsmöglichkeit eignet sich das Trägerstrom-Meßverfahren vorzüglich für betriebsmäßige Untersuchungen von Dehnungen, Drücken, Schwingwegen und Beschleunigungen.

Es wird ein Dreikomponenten-Trägerstromgerät beschrieben und seine Anwendung für Beschleunigungs- und Bewegungsmessungen gezeigt.

Als Beschleunigungsmeßkörper wurden hier besonders kleine kapazitive Geber in Form von Kondensatormikrophonen benutzt. Der Aufbau solcher Geber wird an Hand einiger Versuchsmodelle dargestellt.

Um bei Beschleunigungsmessungen eine Aussage über den Verlauf des Schwingweges machen zu können, kann die Beschleunigung zweimal elektrisch integriert werden. Auf ein solches gleichzeitig als Verstärker arbeitendes Gerät wird kurz eingegangen.

Die Anwendung eines solchen Verstärkers für verschiedene mathematische und physikalische Aufgaben sowie sein zweckmäßiger Aufbau und die Grenzen seiner Leistungsfähigkeit müssen einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

Literaturangaben

[1] A. Thum, O. Svenson u. H. Weiss: Neuzeitliche Dehnungsmeßgeräte. Forschg.-Ing.-Wes. **9**, 229—234 (1938).

[2] O. Hoffmeister: Elektrische Verfahren zur Messung von Schwingungen an Motor und Zelle. Jahrbuch 1937 d. Dtsch. Luftfahrtforschung II, S. 283.

[3] W. Janovsky: Magneto-elastische Messung. Arch. techn. Messen V, 132—6; V, 132—8 (1935).

[4] F. I. Meister: Untersuchungen zur Schaffung geeigneter Kraftfahrzeug- und Flugzeugschwingungsmesser. Akust. Z. **3**, 271—283 (1938).

[5] F. I. Meister: Über ein Verfahren zur Messung von elastischen und plastischen Verformungen von Straßendecken. Straßenbau-Jahrbuch, Berlin 1940, S. 201—212.

Ausgleichung der $\overline{P}$-Wellen-Einsätze des Bebens vom 11. Juni 1938 in Belgien

Von **Gerhard Schmerwitz** in Jena

Durch Anwendung eines Ausgleichungsverfahrens werden die von O. Somville kürzlich veröffentlichten Einsätze der $\overline{P}$-Wellen des belgischen Bebens neu ausgewertet. Die verhältnismäßig große Herdtiefe wird hierbei bestätigt; die Geschwindigkeit der von dieser Tiefe ausgehenden Wellen ist, wie bereits früher vielfach festgestellt, etwas geringer als der allgemein vorausgesetzte Durchschnittswert. Die hier neu gefundenen Grundwerte passen sich, wie die übrigbleibende Fehlerquadratsumme zeigt, den Stationszeiten mit um die Hälfte geringeren Widersprüchen an.

Wenn hier wie in früheren Fällen [1, 2] Originalauswertungen erneut einer Bearbeitung unterzogen werden, so bedeutet das nicht eine Herabminderung des Wertes der ursprünglich an dem jeweiligen Beben aufgewendeten Arbeit und Mühe, sondern der Anwendung eines Ausgleichungsverfahrens kommt hierbei etwa die Bedeutung einer zweiten Näherung zu. Für sie ist das Vorhandensein der ersten Auswertung eine notwendige Voraussetzung, auch wenn diese nicht immer allen streng physikalischen und mathematischen Anforderungen gerecht wird.

So wird z. B. bei den Originalauswertungen immer mit konstantem Geschwindigkeitswert für $v_{\overline{P}}$ von etwa 5.65 km/sec innerhalb der Kruste gerechnet. Das ist

genau genommen nach den bisherigen Ausgleichungsergebnissen besonders für große Herdtiefen nicht zulässig, spielt aber für eine überschlagsmäßige orientierende Erstauswertung zunächst keine Rolle. Ähnlich liegt es mit der Epizentralbestimmung ohne Rücksicht auf die Herdtiefe und Geschwindigkeit und manchem anderen Verfahren.

Erst bei einer mathematisch und physikalisch strengeren Auswertung, wie der Ausgleichungsrechnung, dürfen für den Geschwindigkeitswert ebenso wie für die Epizentralwerte keine anderweitig entlehnten Zahlenwerte eingesetzt werden. Sie müssen sich vielmehr aus dem jeweils neuen Material wiederum errechnen lassen.

Für die Prüfung des Zusammenhangs einer größeren Herdtiefe mit einer geringeren Geschwindigkeit der elastischen Wellen innerhalb der Erdkruste gab dieses Beben vom 11. Juni 1938 deshalb besondere Veranlassung zu einer eingehenderen Durchrechnung, weil der Herd für europäische Verhältnisse sehr tief gelegen hat.

Die erste Bearbeitung und Auswertung der brauchbaren Seismogramme ist von O. Somville vorgenommen und veröffentlicht [3] worden. Auf seine Ablesungen werden die nachfolgenden Rechnungen gestützt. Bei jener Auswertung wurde eine Herdtiefe von 45 km, also ziemlich nahe an der unteren Grenze der Mohorovičić-Schicht, festgestellt.

Die im folgenden zugrunde gelegten Einsätze finden sich bei O. Somville [3], S. 10 in der dort veröffentlichten Tabelle 2. Für die Durchführung der Ausgleichungsrechnung sind alle eingehenden Erläuterungen, Formeln und Rechenbeispiele in [1] und [2] enthalten. Unter Beziehung auf diese beiden Arbeiten werden hier die Rechnungen für das belgische Beben durchgeführt.

Als Näherungswerte wurden zunächst die von O. Somville [3] berechneten benutzt, jedoch mit Ausnahme derjenigen, die sich bei der Aufstellung des Ausgleichungsschemas bereits als verbesserungsfähig herausstellten. Das betraf den $v_{\bar{p}}$-Wert und die Herdzeit.

Die geographischen und rechtwinkligen Koordinaten der herangezogenen Stationen besaßen folgende Werte:

	Geographische Koordinaten		Rechtwinklige Koordinaten	
	λ	φ	x_n	y_n
1. Uccle	+ 4° 21.5′	50° 47.9′	+ 54.6 km	+ 1.97 km
2. De Bilt	+ 5° 11.0′	52° 06.0′	+ 109.8 „	+ 147.8 „
3. Paris	+ 2° 29.6′	48° 48.6′	− 80.0 „	− 219.0 „
4. Bochum	+ 7° 14.0′	51° 29.6′	+ 253.4 „	+ 85.3 „
5. Kew	− 0° 18.8′	51° 28.1′	− 270.7 „	+ 83.4 „
6. Straßburg	+ 7° 46.0′	48° 35.1′	+ 308.2 „	− 235.7 „
7. Jersey	− 2° 05.9′	49° 11.5′	− 414.0 „	− 161.2 „
8. Stuttgart	+ 9° 11.6′	48° 46.3′	+ 412.5 „	− 208.0 „
9. Basel	+ 7° 35.0′	47° 32.4′	+ 301.3 „	− 352.2 „
10. Neuchâtel	+ 6° 57.4′	46° 59.9′	+ 256.6 „	− 414.2 „
11. Zürich	+ 8° 34.8′	47° 22.1′	+ 377.4 „	− 367.0 „
12. Jena	+ 11° 34.9′	50° 56.1′	+ 562.0 „	+ 46.6 „

Die rechtwinkligen Stationskoordinaten sind auf den Näherungswert des Epizentrums nach O. Somville, S. 11: $\lambda = 3^0\,35'$ Ost und $\varphi = 50^0\,47'$ Nord bezogen. Mit diesem Wert ist der Nullpunkt des rechtwinkligen Koordinatensystems $x_0 = 0.0$ km und $y_0 = 0.0$ km für die erste Ausgleichung festgelegt.

1. Näherung. Unter Verwendung der Näherungswerte: $(v_{\bar{P}}) = 5.60$ km/sec, $(t_0) = 10^h\,57^m\,33.0^s$, $(x_0) = 0.0$ km, $(y_0) = 0.0$ km (Epizentrum nach Somville) und $(z_0) = 45$ km (Herdtiefe nach Somville) findet man zunächst folgende Zwischenwerte für die Ausgleichung:

a_1	$= -0.138$	b_1	$= -0.00498$	c_1	$= +0.1136$	d_1	$= -2.26$	l_1	$= -0.680$
a_2	$= -0.1033$	b_2	$= -0.1390$	c_2	$= +0.0424$	d_2	$= -6.04$	l_2	$= -0.353$
a_3	$= +0.0602$	b_3	$= +0.1648$	c_3	$= +0.03384$	d_3	$= -7.57$	l_3	$= -0.597$
a_4	$= -0.1670$	b_4	$= -0.0562$	c_4	$= +0.02965$	d_4	$= -8.65$	l_4	$= +0.317$
a_5	$= +0.1687$	b_5	$= -0.0519$	c_5	$= +0.0280$	d_5	$= -9.15$	l_5	$= -0.484$
a_6	$= -0.1410$	b_6	$= +0.1077$	c_6	$= +0.0206$	d_6	$= -12.47$	l_6	$= +1.550$
a_7	$= +0.1657$	b_7	$= +0.0645$	c_7	$= +0.0180$	d_7	$= -14.25$	l_7	$= -0.859$
a_8	$= -0.1590$	b_8	$= +0.0800$	c_8	$= +0.01732$	d_8	$= -14.80$	l_8	$= +1.486$
a_9	$= -0.1154$	b_9	$= +0.1350$	c_9	$= +0.01725$	d_9	$= -14.87$	l_9	$= +2.056$
a_{10}	$= -0.0935$	b_{10}	$= +0.1512$	c_{10}	$= +0.01642$	d_{10}	$= -15.60$	l_{10}	$= +0.378$
a_{11}	$= -0.1274$	b_{11}	$= +0.1240$	c_{11}	$= +0.01520$	d_{11}	$= -16.85$	l_{11}	$= -0.353$
a_{12}	$= -0.1773$	b_{12}	$= -0.0147$	c_{12}	$= +0.01420$	d_{12}	$= -18.05$	l_{12}	$= -0.478$

Mit den Werten dieser Tabelle werden die Quadrat- und Produktsummen gebildet. Sie lauten zugleich in dem üblichen Schema der Normalgleichungen geschrieben:

$$
\begin{aligned}
+0.232\cdot x - 0.03454\cdot y - 0.02891\cdot z + 10.66\cdot v - 0.827\cdot\tau - 0.783 &= 0,\\
+0.1312\cdot y + 0.007235\cdot z + 9.07\cdot v + 0.5604\cdot\tau + 0.490 &= 0,\\
+0.01955\cdot z - 3.075\cdot v + 0.3665\cdot\tau - 0.0427 &= 0,\\
+1909\cdot v - 140.6\cdot\tau - 41.1 &= 0,\\
+12.0\cdot\tau + 2.003 &= 0.
\end{aligned}
$$

Nicht ausgeglichene Fehlerquadratsumme: $[ll] = 11.32$.

Werden diese fünf Normalgleichungen nach dem Verfahren von Gauß aufgelöst, so kommt man zu folgenden fünf Endgleichungen:

$0.263\cdot\tau + 0.430 = 0,$

$821\cdot v - 51.5\cdot\tau + 2.25 = 0,$

$0.01588\cdot z - 1.57\cdot v + 0.253\cdot\tau - 0.1489 = 0,$

$+0.1261\cdot y + 0.002935\cdot z - 7.486\cdot v + 0.4374\cdot\tau + 0.3737 = 0,$

$+0.232\cdot x - 0.03453\cdot y - 0.02891\cdot z + 10.66\cdot v - 0.827\cdot\tau - 0.783 = 0.$

Aus diesen ergeben sich sukzessiv durch Einsetzen des Wertes der jeweils voranstehenden Zeile in die Gleichung der darauffolgenden Zeile die fünf Korrekturen der ersten Näherung:

$\tau = -1.635$ sec, $v = -0.105$ km/sec, $z = +25$ km, $y = -4.12$ km und $x = +4.89$ km. $[vv] = 5.40$.

Diese Korrekturen sind zum Teil etwas groß. Da die Auflösung der Fehlergleichungen, wie bereits früher erwähnt, nur durch einen Näherungsansatz erfolgen kann, ist es angebracht, hier eine zweite, verbesserte Näherung einzusetzen und das Ausgleichungsverfahren zugleich zur Erhöhung der Sicherheit der Rechnung noch einmal durchzuführen. Das geschieht im folgenden Abschnitt.

2. Näherung. Eingesetzte neue Näherungswerte: $(v_{\bar{P}}) = 5.50$ km/sec, $(t_0) = 31.6$ sec, $(z) = 60$ km, $(x) = +4.9$ km, $(y) = -4.1$ km.

Unter Verwendung dieser Werte einschließlich des neuen Koordinaten-Nullpunktes lauten jetzt die Koeffizienten der 12 Fehlergleichungen:

a_1	$= -0.1158$	b_1	$= -0.01412$	c_1	$= +0.1397$	d_1	$= -2.586$	l_1	$= -0.491$
a_2	$= -0.0983$	b_2	$= -0.1421$	c_2	$= +0.05618$	d_2	$= -6.42$	l_2	$= -0.308$
a_3	$= +0.0646$	b_3	$= +0.1639$	c_3	$= +0.04570$	d_3	$= -7.90$	l_3	$= -0.995$
a_4	$= -0.1670$	b_4	$= -0.0600$	c_4	$= +0.04030$	d_4	$= -8.95$	l_4	$= -0.260$
a_5	$= +0.1697$	b_5	$= -0.0539$	c_5	$= +0.03698$	d_5	$= -9.75$	l_5	$= +0.593$
a_6	$= -0.1427$	b_6	$= +0.1089$	c_6	$= +0.02823$	d_6	$= -12.79$	l_6	$= +0.636$
a_7	$= +0.1688$	b_7	$= +0.0632$	c_7	$= +0.02416$	d_7	$= -14.93$	l_7	$= +0.072$
a_8	$= -0.1611$	b_8	$= +0.0806$	c_8	$= +0.02373$	d_8	$= -15.20$	l_8	$= +0.778$
a_9	$= -0.1170$	b_9	$= +0.1373$	c_9	$= +0.02366$	d_9	$= -15.26$	l_9	$= +1.340$
a_{10}	$= -0.09435$	b_{10}	$= +0.1540$	c_{10}	$= +0.02253$	d_{10}	$= -16.02$	l_{10}	$= -0.236$
a_{11}	$= -0.1293$	b_{11}	$= +0.1260$	c_{11}	$= +0.02081$	d_{11}	$= -17.30$	l_{11}	$= -0.918$
a_{12}	$= -0.1800$	b_{12}	$= -0.01639$	c_{12}	$= +0.01939$	d_{12}	$= -18.60$	l_{12}	$= -0.608$

e_1 bis e_{12} ist, wie immer, hier gleich 1.00.

Nach Bildung der Quadrat- und Produktsummen mit den soeben aufgeführten Koeffizienten ergeben sich jetzt folgende 5 Normalgleichungen:

$$
\begin{aligned}
0.2304 \cdot x - 0.0348 \cdot y - 0.03407 \cdot z + 10.9 \cdot v - 0.802 \cdot \tau + 0.0568 &= 0,\\
+ 0.1348 \cdot y + 0.00865 \cdot z - 9.28 \cdot v + 0.547 \cdot \tau + 0.0495 &= 0,\\
+ 0.0316 \cdot z - 4.33 \cdot v + 0.481 \cdot \tau - 0.0864 &= 0,\\
+ 2038 \cdot v - 145.7 \cdot \tau - 2.823 &= 0,\\
+ 12.0 \cdot \tau - 0.397 &= 0,\\
[ll] &= 5.826
\end{aligned}
$$

Wird hierauf wieder das Auflösungsverfahren von Gauß angewendet, so findet man die Endgleichungen in der Form:

$$
\begin{aligned}
&0.24 \cdot \tau + 0.098 = 0,\\
&835 \cdot v - 49.4 \cdot \tau - 9.634 = 0,\\
&+ 0.02646 \cdot z - 2.514 \cdot v + 0.3509 \cdot \tau - 0.07957 = 0,\\
&+ 0.1295 \cdot y + 0.00350 \cdot z - 7.633 \cdot v + 0.426 \cdot \tau + 0.05807 = 0,\\
&+ 0.2304 \cdot x - 0.0348 \cdot y - 0.03407 \cdot z + 10.9 \cdot v - 0.802 \cdot \tau + 0.0568 = 0.
\end{aligned}
$$

Durch sukzessives Einsetzen der auszurechnenden Größen von oben nach unten ergeben sich die endgültigen Korrekturen:

$$\tau = -0.408 \text{ sec}, \quad v = -0.01265 \text{ km/sec}, \quad z = +7.22 \text{ km}, \quad y = -0.045 \text{ km},$$
$$x = -0.0104 \text{ km}. \quad [vv] = 5.40.$$

Wenn hier, wie in den vorhergehenden Fällen, oft bis zu zwei Stellen genauer gerechnet wird, als die Meßgenauigkeit des Seismogramms überhaupt zuläßt, so hat das, wie schon früher bemerkt, nur den Grund der rückwärts durchzuführenden Zahlenkontrolle der Richtigkeit der Ausgleichungsrechnung. Diese Kontrolle wäre bei einer Vernachlässigung dieser beiden letzten Stellen ergebnislos.

Als endgültige Werte der Ausgleichung dieses Bebens liegen dann folgende Zahlen fest:

Herdzeit: $t_0 = 31.2$ sec ($\pm$ 1.8),

$v_{\bar{P}} = 5.49$ km/sec ($\pm$ 0.11), Herdtiefe: $z = 67$ km ($\pm$ 15),

$y = -4.2$ km, $x = +4.9$ km (bezogen auf den Nullpunkt nach O. Somville).

Die Ausgleichung dieses Bebens gibt also, gestützt auf die Auswertung der Einsätze nach O. Somville, wieder eine volle Bestätigung der bereits früher mehrfach getroffenen Feststellung, daß mit zunehmender Herdtiefe die Geschwindigkeitswerte innerhalb der Kruste etwas geringer werden und unter dem allgemein angenommenen Durchschnittswert liegen. Daß die durch diese erneute Berechnung gefundenen Werte zuverlässiger sind als die ursprünglichen nach dem üblichen ersten Auswertungsverfahren ermittelten, zeigt deutlich eine Gegenüberstellung der übrigbleibenden Stations-Zeitfehler. Für die 12 Stationen bleiben hier die in der Tabelle zusammengestellten Fehlerreste übrig. In der ersten Spalte sind die Werte aus dem Ausgleichungsverfahren, in der zweiten die nach O. Somville gefundenen aufgeführt. Es handelt sich in beiden Fällen jedoch hier nicht um die Fehler sondern, wie üblich, um die mit — 1 multiplizierten Werte, also die Verbesserungen.

Tabelle. Übrigbleibende Stations-Zeitverbesserungen mit und ohne Ausgleichung

Mit Ausgleichung		Ohne Ausgleichung	
$v_1 = +0.14$ sec	$v_7 = +0.02$ sec	$v_1 = 0.0$ sec	$v_7 = -1.5$ sec
$v_2 = -0.23$ „	$v_8 = +0.73$ „	$v_2 = 0.0$ „	$v_8 = +0.8$ „
$v_3 = -0.98$ „	$v_9 = +1.29$ „	$v_3 = -0.3$ „	$v_9 = +1.4$ „
$v_4 = -0.26$ „	$v_{10} = -0.29$ „	$v_4 = +0.2$ „	$v_{10} = 0.0$ „
$v_5 = +0.57$ „	$v_{11} = -0.97$ „	$v_5 = -0.6$ „	$v_{11} = -1.2$ „
$v_6 = +0.59$ „	$v_{12} = -0.65$ „	$v_6 = +1.4$ „	$v_{12} = -1.7$ „

Die Fehlerquadratsumme nach der Ausgleichung beträgt nur $[vv] = 5.40$, während nach dem ohne Ausgleichung durchgeführten Verfahren ein mehr als doppelt so großer Fehlerwert übrig bleibt und zwar von $[vv] = 11.6$. Es ist daher selbstverständlich, daß die hier neu berechneten Grundwerte des Bebens in diesem Verhältnis richtiger sind als die anderen, da sie sich den abgelesenen Zeiteinsätzen mit wesentlich geringeren Widersprüchen anpassen.

Ausgleichung der P_n-Einsätze. Nach dem in [2] ausführlich erläuterten Verfahren konnten auch hier noch die P_n-Einsätze durch eine Ausgleichungsrechnung ausgewertet werden. Das Ergebnis der Rechnungen war, ohne hier auf die Einzelheiten der Durchrechnung näher einzugehen:

$$v_{P_n} = 7.97 \text{ km/sec} \quad \text{und} \quad t_0 = 57^{\text{m}}40.5^{\text{s}}$$

(das ist die Zeit, die sich durch Extrapolation für $\Delta = 0$, das Epizentrum, ergibt).

Die Fehlerquadratsumme wird bei ebenfalls 12 Stationen hier nur: $[vv] = 3.8$. Gestützt auf die obigen Zahlen und die der vorhergehenden Rechnung findet man unter Verwendung der in [2] abgeleiteten Formeln für die Dicke der $\overline{P}$-Schicht einen Wert von 69 km.

Kurze Bemerkungen zu den mitgeteilten Berechnungen. Die Herdtiefe sowohl wie auch die untere Grenze der $\overline{P}$-Schicht dieses Bebens sind größer als die bisher gefundenen Werte. In den früheren Veröffentlichungen [1] und [2] wurde festgestellt, daß die Dicke $d = 50$ km auf $\pm$ 5 km genau festgelegt werden kann. Die hier gefundenen Werte lassen sich dieser Feststellung durchaus noch einordnen, wenn man bedenkt, daß die Fehlergrenze für die Herdtiefe sich hier zu $\pm$ 15 km berechnete und dieser Grenzbetrag auch für die Dicke der Kruste mindestens in der gleichen Größenordnung liegt.

Wenn auch außer diesem Beben bereits das Nordbrabanter Beben vom 20. November 1932 einen verhältnismäßig großen Wert [2] für die Dicke der Kruste aufwies, so erscheint mir das Material doch noch zu gering, um hieraus mit Sicherheit auf eine Ungleichmäßigkeit in der Dicke der $\overline{P}$-Schicht, also der Erdkruste, zu schließen. Für derartige Feststellungen müssen mit Geduld erst noch weitere Beobachtungen als Grundlagen für Ausgleichsrechnungen abgewartet werden.

Die Geschwindigkeit von $v_{\overline{P}}$ an der unteren Grenze der $\overline{P}$-Schicht paßt selbst bis auf wenige Promille zu den Werten, die bereits früher aus zahlreichen Beben für diese Tiefe ermittelt wurden. In ebenso guter Übereinstimmung steht auch der hier ausgeglichene v_{P_n}-Wert von 7.98 km/sec mit den in gleicher Weise aus den bisherigen Beben ermittelten Werten.

$\overline{S}$-Einsätze. Die von O. Somville abgelesenen und als $\overline{S}$-Einsätze bezeichneten Zeitangaben in der Tabelle S. 10 [3] wurden ebenfalls einer Ausgleichung nach dem für $\overline{P}$ angewendeten Verfahren unterzogen. Hierbei wurde bei mehrfacher Rechnung festgestellt, daß sich unter Verwendung der angegebenen Zeiten mit diesen Einsätzen nur eine negative Herdtiefe vereinen ließ. Ein Ansatz mit der Herdtiefe Null führte zu einem Geschwindigkeitswert von 3.49 km/sec und einer Ursprungszeit im Epizentrum von 36.3 sec (das sind 5.1 sec später als die Herdzeit).

Es liegt zwar nahe, diese Einsätze als reine Oberflächenwellen zu deuten. Bei einer Auslösung der Oberflächenwellen durch die direkten $\overline{P}$-Wellen z. B. sind jedoch diese 5.1 sec etwas zu gering, da der Herd an der Grenze der $\overline{P}$-Schicht gelegen hat. Ein sicheres Zeichen für derartig ausgelöste Oberflächenwellen wäre eine Zeitdifferenz von der Größenordnung 9 bis 10 sec gewesen (das ist: die Herdtiefe multipliziert mit der $\overline{P}$-Wellengeschwindigkeit unter Berücksichtigung der unteren Fehlergrenze dieser Herdtiefenbestimmung).

Die Erklärung als Oberflächenwellen läßt sich hier nicht ganz einwandfrei einfügen, so daß ein näheres Eingehen auf den Charakter dieser Einsätze zwecklos ist. Da auch die Summe der übrigbleibenden Fehlerquadrate nach der Ausgleichung

mit 21.0 bei 13 Stationen noch reichlich groß bleibt, ist es sehr fraglich, ob die als $\overline{S}$ bezeichneten Einsätze richtig und klar als solche erkennbar aufgetreten sind,

Einige Fragen, die hier und in früheren Arbeiten angeschnitten worden sind werden erst sicher zu lösen sein bei einer durchgreifenden, einheitlichen Verbesserung des mitteleuropäischen Stationsdienstes auf einen Stand, den heute erst wenige Stationen hinsichtlich Registriergeschwindigkeit und Präzision des Zeitdienstes erreicht haben.

Möge dieses friedlich begonnene Aufbauwerk unserer mitteleuropäischen Kultur trotz der feindlichen Mißgunst bald in Erfüllung gehen können.

Literatur

[1] G. Schmerwitz: Ausgleichung der besten Stationsbeobachtungen mitteleuropäischer Erdbeben. Zeitschr. f. Geophys. **14**, 351—390 (1938).

[2] G. Schmerwitz: Berechnung der Dicke der Erdkruste und einiger physikalischer Eigenschaften aus mitteleuropäischen Nahbebenaufzeichnungen. Ebenda **15**, 268—303 (1939).

[3] O. Somville: Le tremblement de terre Belge du 11 Juin 1938. Extrait des Annales de l'Observatoire Royal de Belgique. Troisième série, Tome II, S. 1—16 (1939).

Weihnachten 1939, zur Zeit im Wehrdienst.

Über die Bestimmung der Temperatur eines schwingenden Magneten

Von **Fr. Burmeister,** Fürstenfeldbruck

Bei Messungen der Horizontalintensität des Erdmagnetismus ist es üblich, die Temperatur des schwingenden Magneten durch ein Thermometer zu ermitteln, das durch die Deckplatte des Schwingungskastens gesteckt wird und dessen Quecksilberkugel in den Kasten hineinragt. Es wird also die Lufttemperatur im Kasten gemessen und vorausgesetzt, daß der Magnet bei Beginn der Schwingungsbeobachtung die Temperatur der ihn umgebenden Luft angenommen hat und Magnet- und Lufttemperatur somit gleich sind. Selbstverständlich muß der Magnet zur Temperaturangleichung schon genügend lange vor Beginn der Messung in den Schwingungskasten gehängt werden. Für die Reduktion der Messungen auf eine Normaltemperatur werden dann die zu Anfang, in der Mitte und am Ende des Schwingungssatzes abgelesenen Temperaturen t_1, t_2, t_3 gemittelt und $T = {}^1/_3\,(t_1 + t_2 + t_3)$ als Magnettemperatur angenommen. Soweit solche Beobachtungen im Observatorium erfolgen, wo keine großen Temperaturschwankungen auftreten und stets genügend Zeit für die Temperaturgleichung zur Verfügung steht, ist dies Verfahren ohne Bedenken. Wesentlich andere Verhältnisse liegen aber bei Messungen im Felde vor. Auch hier wird man zwar sofort nach Ankunft

am Meßpunkt die Magnete aus ihren Eisenhülsen entfernen und sie bis zu Beginn der Schwingungsbeobachtung an einem schattigen und windgeschützten Platz lagern, damit sie die Temperatur der Luft annehmen. Dies wird aber trotz aller Vorsichtsmaßnahmen nur selten vollständig erreicht, wie die seit längerer Zeit von mir ausgeführten Beobachtungen gezeigt haben.

Es wurde daher noch ein weiteres Verfahren zur Messung der Temperatur angewandt, nämlich ein zweites Thermometer zu Beginn und am Ende der Beobachtung so durch den entsprechend durchbohrten Schwingungskasten geschoben, daß sich die Quecksilberkugel im Innern des Röhrenmagneten befand. Die zu diesen Zeiten abgelesenen Temperaturen seien t_1' und t_2'.

Hier ergab sich nun überraschenderweise, daß selbst nach längerer Wartezeit beide Thermometer noch merkliche Temperaturunterschiede aufwiesen. Je nach der herrschenden Witterung zeigte das Luftthermometer beträchtliche Schwankungen, obwohl die Beobachtungen stets in einem gegen Sonne und Wind schützenden Zelt vorgenommen wurden. Bei bestimmten Wetterlagen war überhaupt keine Temperaturgleichheit zu erzielen. Nach beiden Verfahren wurden bei insgesamt 368 Schwingungsbeobachtungen die Temperaturen bestimmt, die Mittelwerte $T = {}^1/_3\,(t_1 + t_2 + t_3)$ und $T' = {}^1/_2\,(t_1' + t_2')$ zeigten folgende Differenzen:

0.0° C	in 31 Fällen	0.6° C	in 21 Fällen
0.1° C	„ 52 „	0.7° C	„ 22 „
0.2° C	„ 58 „	0.8° C	„ 19 „
0.3° C	„ 38 „	0.9° C	„ 10 „
0.4° C	„ 44 „	1.0—1.3° C	„ je 7 „
0.5° C	„ 33 „	1.4—2.2° C	„ „ 2 „

Daraus folgt, daß nur bei 8% aller Beobachtungen völlige Temperaturgleichheit herrschte, bei rund 50% betrugen die Unterschiede zwischen 0.1 und 0.4° C und bei den übrigen Messungen (42%) schwanken die Differenzen zwischen 0.5 und 2.2° C. Da je nach Größe des Temperaturkoeffizienten des benutzten Magneten durch eine ungenau ermittelte Temperatur im Endresultat Fehler von mehreren γ-Einheiten verursacht werden können, ist es erforderlich, ausschließlich die direkt die Temperatur des Magneten messende zweite Methode vor allem bei Feldbeobachtungen anzuwenden.

Erfahrungen haben allerdings gezeigt, daß die Größe der Temperaturdifferenz bei den beiden Meßverfahren und die Häufigkeit ihres Auftretens bei den verschiedenen Ausführungsformen der Schwingungskästen ungleich ist. Es wird jedoch stets zweckmäßig sein, die Magnettemperatur nach dem zweiten Verfahren zu ermitteln. Meine Beobachtungen wurden mit einem von der Firma Ludwig Tesdorpf gebauten Schwingungskasten ausgeführt.

Fürstenfeldbruck, Oberb., Erdmagnetisches Observatorium.

Rotationssymmetrische Gleichgewichtsstörungen in einer isothermen Atmosphäre nebst einem Modellversuch mit rotierender Flüssigkeit

Von **H. Stümke.** — (Mit 15 Abbildungen)

Einleitung

In einer dem Meteorologenkongreß zu Edinburgh 1936 vorgelegten Abhandlung hat Herr Prof. L. Prandtl auseinandergesetzt, daß in einer relativ zur Erde ruhenden geschichteten Luftmasse durch Wegnahme oder Zufügung eines Luftquantums eine zyklonale oder antizyklonale Bewegung entsteht. In der Rechnung werden diese Zustandsänderungen durch Quellen und Senken dargestellt. Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel, die dort in einer isotherm geschichteten Atmosphäre für den ebenen Fall durchgeführte Untersuchung auf den rotationssymmetrischen Fall unter Beachtung der Randbedingungen zu übertragen.

Führt man die Theorie für eine volumbeständige Flüssigkeit durch, so kann man in diesem Falle gewisse Folgerungen experimentell nachprüfen; die Rechnung sowie die Versuchsergebnisse sind in § 3 mitgeteilt.

§ 1. Grundgleichungen

Ein fester Punkt der Erdoberfläche sei Nullpunkt des Koordinatensystems. Die Richtung der positiven z-Achse weise normal zur Erdoberfläche in die Atmosphäre. Von einem beliebigen Strahl durch den Nullpunkt in der Tangentialebene werde der Winkel ϑ in der üblichen Weise gezählt. x sei der Abstand eines Punktes von der z-Achse.

Beim Ansatz der Bewegungsgleichungen wird von folgenden Vereinfachungen Gebrauch gemacht: Die Erdoberfläche wird wie bei Prandtl durch ihre Tangentialebene ersetzt, der Vorgang also auf eine „rotierende Scheibe" verlegt. Von der Erddrehung ω wird dabei nur die in die Vertikale fallende Komponente $\omega' = \omega \sin \varphi$ berücksichtigt. Der Erdradius wird als groß gegenüber den betrachteten Abständen und Wegen, die geographische Breite φ im Verlauf einer Rechnung als konstant angesehen. Da die Vertikalgeschwindigkeiten klein gegen die Horizontalgeschwindigkeiten sind, ist die von der Vertikalbewegung herrührende Coriolisbeschleunigung klein gegenüber der von der Horizontalbewegung erzeugten; die letzte wiederum ist klein gegenüber der Erdbeschleunigung g. Reibungskräfte werden nicht berücksichtigt.

Die Bewegungsgleichungen lauten dann wegen der vorausgesetzten Rotationssymmetrie mit den Geschwindigkeitskomponenten $u = \dot{x}$, $v = x\dot{\vartheta}$ und $w = \dot{z}$:

$$-\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} = \ddot{x} - x\dot{\vartheta}^2 - 2\omega' x\dot{\vartheta} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1.1)$$

$$0 = x\ddot{\vartheta} + 2\dot{x}(\omega' + \dot{\vartheta}) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1.2)$$

$$-\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial z} = \ddot{z} + g \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1.3)$$

(p = Druck, ϱ = Dichte). Die Kontinuitätsgleichung lautet:

$$\frac{\partial(\varrho u)}{\partial x} + \frac{\varrho u}{x} + \frac{\partial(\varrho w)}{\partial z} + \frac{\partial \varrho}{\partial t} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1.4)$$

In der Ruhelage ist

$$\dot{x} = \dot{z} = \dot{\vartheta} = \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial \varrho}{\partial x} = 0,$$

und es gilt dann

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = g\varrho \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1.5)$$

Beim Übergang zu einer gestörten Gleichgewichtslage ändere sich

$$\begin{aligned} x &\text{ in } x + \xi, \\ z &\text{ in } z + \zeta, \\ p &\text{ in } p + \psi, \\ \varrho &\text{ in } \varrho + \sigma. \end{aligned}$$

ξ, ζ, ψ und σ werden als klein gegen die entsprechenden Größen x, z, p und ϱ vorausgesetzt und Produkte kleiner Größen vernachlässigt. Integration von Gl. (1. 2) nach t gibt dann zunächst

$$x\dot{\vartheta} = -2\omega'\xi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1.6)$$

Wie im ebenen Fall erhält man daher auch hier aus den Gl. (1. 1) und (1. 3) mit Berücksichtigung von Gl. (1. 5)

$$-\frac{1}{\varrho}\frac{\partial \psi}{\partial x} = 4\omega'^2\xi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1.7)$$

$$-\frac{\partial \psi}{\partial z} = g\sigma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1.8)$$

Die nach t integrierte Kontinuitätsgleichung geht über in

$$\frac{\partial(\varrho\xi)}{\partial x} + \frac{\varrho\xi}{x} + \frac{\partial(\varrho\zeta)}{\partial z} - \frac{1}{g}\frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1.9)$$

Bei einem inkompressiblen Medium hat man als weitere Gleichung

$$\sigma = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1.10)$$

Dieser Fall wird in § 3 behandelt werden.

Im Falle eines kompressiblen Mediums wird vorausgesetzt, daß jedes individuelle Teilchen sich adiabatisch verhält, d. h.

$$\frac{dp}{d\varrho} = \varkappa\frac{p}{\varrho} = c^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1.11)$$

($\varkappa \equiv \frac{c_p}{c_v} = 1{,}4$ für Luft, c = Schallgeschwindigkeit). Nun sind die individuellen Änderungen von p und ϱ

$$\Delta p = \psi + \zeta\frac{\partial p}{\partial z} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1.12)$$

$$\Delta\varrho = \sigma + \zeta\frac{\partial \varrho}{\partial z} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1.13)$$

Somit ergibt sich schließlich mit Gl. (1. 5)

$$\zeta\left(g\,\varrho + c^2\frac{\partial\,\varrho}{\partial\,z}\right) = \psi + \frac{c^2}{g}\frac{\partial\,\psi}{\partial\,z}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1.14)$$

Im folgenden Paragraphen soll als Spezialfall dieser Gleichung die Gleichgewichtsstörung in einer isotherm geschichteten Atmosphäre untersucht werden.

§ 2. Isotherme Atmosphäre*)

Man hat hier

$$p = p_0 e^{-\frac{z}{h_0}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2.1)$$

$$\varrho = \varrho_0 e^{-\frac{z}{h_0}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2.2)$$

$$c^2 = \varkappa g h_0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2.3)$$

($h_0 = \dfrac{p_0}{g\varrho_0}$ = Höhe der gleichförmigen Atmosphäre). Gl. (1. 14) lautet dann

$$\varrho\zeta = \frac{-\varkappa}{(\varkappa-1)\,g}\left(\frac{1}{\varkappa}\psi + h_0\frac{\partial\,\psi}{\partial\,z}\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2.4)$$

Setzt man diesen Wert sowie $\varrho\,\xi$ aus Gl. (1. 7) in Gl. (1. 9) ein, so erhält man für $\psi\,(x, z)$ die lineare partielle Differentialgleichung 2. Ordnung mit nicht konstanten Koeffizienten

$$\frac{\varkappa-1}{\varkappa}\frac{g h_0}{4\omega'^2}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial\,x^2} + \frac{1}{x}\frac{\partial\,\psi}{\partial\,x}\right) + h_0^2\frac{\partial^2\psi}{\partial\,z^2} + h_0\frac{\partial\,\psi}{\partial\,z} = 0 \quad \ldots \quad (2.5)$$

Führt man die Länge

$$l_0 = \sqrt{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}\frac{g h_0}{4\omega'^2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2.6)$$

und die dimensionslosen Größen

$$X = \frac{x}{l_0}. \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2.7)$$

$$Z = \frac{z}{h_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2.8)$$

$$\Psi\,(X, Z) = \frac{\psi\,(x, z)}{\dfrac{\varkappa-1}{\varkappa}\,p_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2.9)$$

ein, so erhält Gl. (2. 5) die Form

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial\,X^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial\,Z^2} + \frac{1}{X}\frac{\partial\,\Psi}{\partial\,X} + \frac{\partial\,\Psi}{\partial\,Z} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2.10)$$

*) Die isotherme Schichtung mußte aus funktionentheoretischen Gründen gewählt werden, um eine geschlossene Lösung zu ermöglichen. Man kann den polytropen Zustand dabei annähern, wenn man $\varkappa$ in Gl. (1. 11) kleiner als 1.4 wählt; von dieser Möglichkeit ist im folgenden jedoch kein Gebrauch gemacht worden.

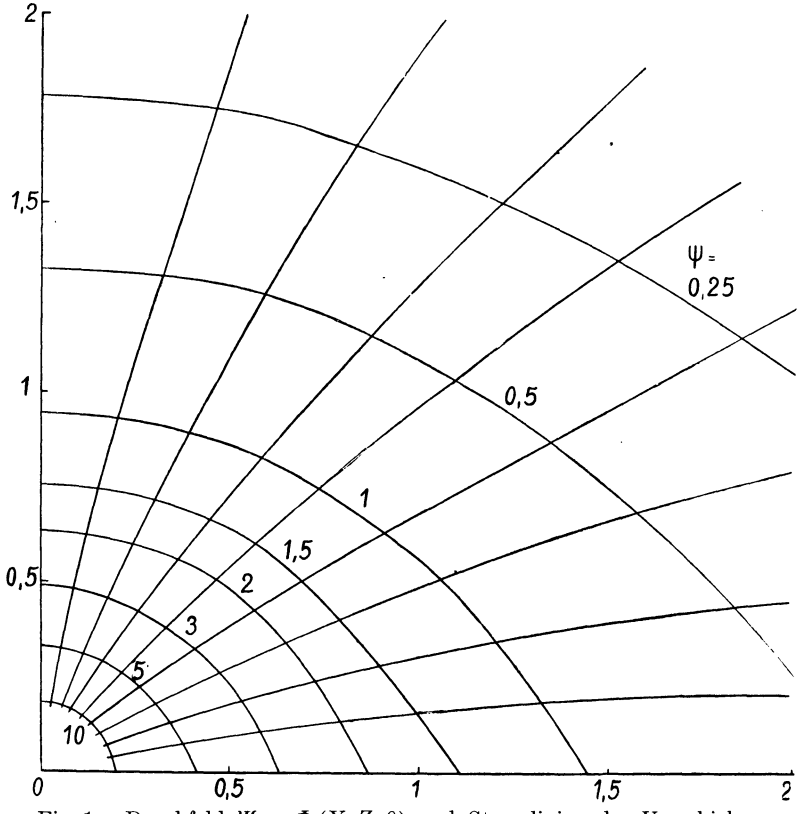


Fig. 1. Druckfeld $\Psi = \Phi(X, Z, 0)$ und Stromlinien der Verschiebung

Mit Rücksicht auf die Gl. (1. 7) und (2. 4) ergeben sich die dimensionslosen Verschiebungen Ξ und Z zu

$$\Xi = \frac{\xi}{l_0} = -e^Z \frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2.11)$$

$$\mathsf{Z} = \frac{\zeta}{h_0} = -e^Z \left[\frac{1}{\varkappa}\Psi + \frac{\partial \Psi}{\partial Z}\right] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2.12)$$

Man bemerkt, daß außer einer Lösung $\Psi(X, Z)$ der Gl. (2. 10) auch stets $\dfrac{\partial \Psi}{\partial Z}$, $\Psi(X, Z - A)$ und $\int \Psi(X, Z - A) f(A)\, dA$ Lösungen darstellen.

Es wird jetzt als erstes ein partikuläres Integral der Gl. (2. 10) gesucht, das einer Quelle auf der Z-Achse in der Höhe H entspricht. Setzt man zur Abkürzung

$$R = R(H) = \sqrt{X^2 + (Z - H)^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2.13)$$

so erhält man mit dem Ansatz

$$\Psi(X, Z) = f(Z)\, g(R)$$

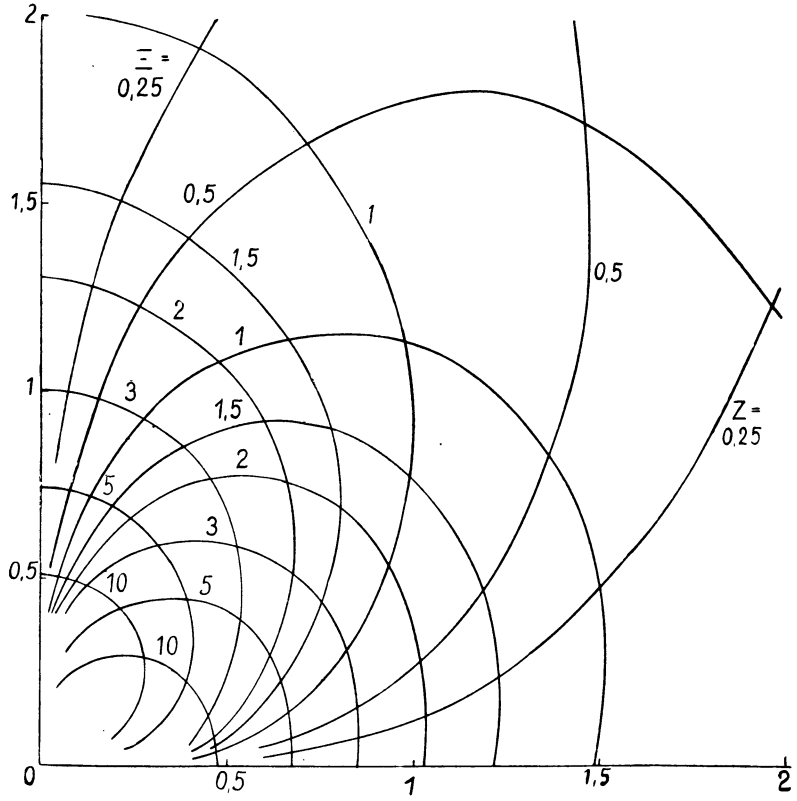


Fig. 2. Komponenten Ξ und Z der Verschiebung für $\Psi = \Phi(X, Z, 0)$

unter anderem ein geeignetes Integral in der Funktion

$$G_1(X, Z, H) = \frac{e^{-\frac{1}{2}(Z+R)}}{R} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2.14)$$

die als „Grundlösung" der Gl. (2.10) bezeichnet wird. Ihre Ableitungen sind

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\partial G_1}{\partial X} &= -\frac{1}{2} G_1 \left(\frac{X}{R} + \frac{2X}{R^2}\right), \\
\frac{\partial^2 G_1}{\partial X^2} &= \frac{1}{4} G_1 \left[\frac{X^2}{R^2} + \frac{4X^2 - 2(Z-H)^2}{R^3} + \frac{8X^2 - 4(Z-H)^2}{R^4}\right], \\
\frac{\partial G_1}{\partial Z} &= -\frac{1}{2} G_1 \left[1 + \frac{Z-H}{R} + 2\frac{Z-H}{R^2}\right], \\
\frac{\partial^2 G_1}{\partial Z^2} &= \frac{1}{4} G_1 \left[1 + 2\frac{Z-H}{R} + 4\frac{Z-H}{R^2} + \frac{(Z-H)^2}{R^2}\right. \\
&\qquad \left. + \frac{4(Z-H)^2 - 2X^2}{R^3} + \frac{8(Z-H)^2 - 4X^2}{R^4}\right], \\
\frac{\partial G_1}{\partial H} &= \frac{1}{2} G_1 \left[\frac{Z-H}{R} + 2\frac{Z-H}{R^2}\right].
\end{aligned}\right\} \quad (2.15)$$

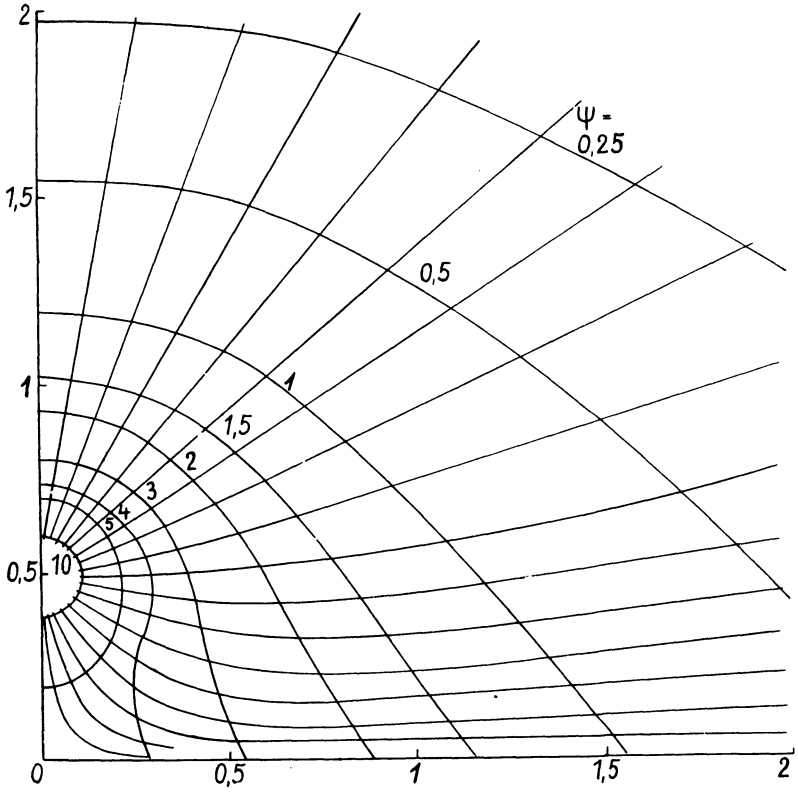


Fig. 3. Druckfeld $\Psi = \Phi(X, Z, 0{,}5)$ und Stromlinien der Verschiebung

Als Randbedingungen des Problems hat man wegen der zeitlichen Unveränderlichkeit und Undurchdringlichkeit der Erdoberfläche

$$Z = 0 \quad \text{für} \quad Z = 0 \ldots\ldots\ldots\ldots (2.16)$$

Ferner ergibt sich

$$\Xi = 0 \quad \text{für} \quad X = 0 \ldots\ldots\ldots\ldots (2.17)$$

wegen Gl. (1. 6) als notwendige Bedingung dafür, daß $\dot{\vartheta}$ auf der Z-Achse beschränkt bleibt.

Der letzten Randbedingung genügt die Grundlösung überall mit Ausnahme des Quellpunktes, für den man jedoch eine Singularität von $\dot{\vartheta}$ zulassen kann; die erste Randbedingung wird von der Grundlösung nicht befriedigt. Es bietet sich hier die Methode dar, durch zusätzliche Quellen im nichtphysikalischen Gebiet das Geschwindigkeitsfeld der Grundlösung derart abzuändern, daß auch die Randbedingung (2. 16) erfüllt ist, und zwar liegt es nahe, eine diskrete Quelle im Spiegelpunkt der physikalischen Quelle bezüglich der Ebene $Z = 0$ anzunehmen. Um zu einer vorläufigen Lösung der gewünschten Art zu gelangen, erweist es sich

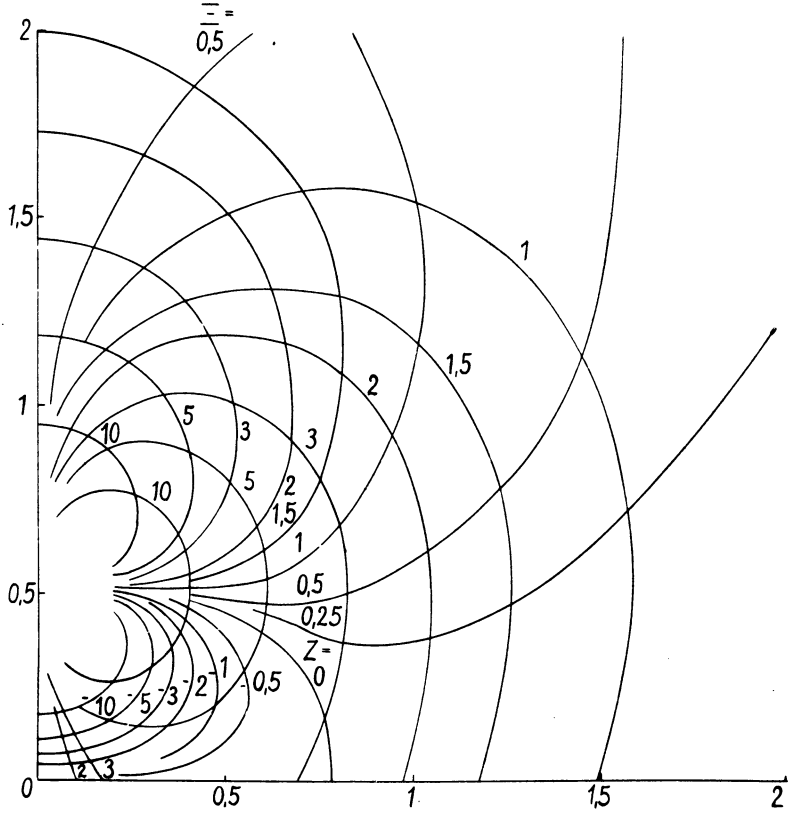


Fig. 4. Komponenten Ξ und Z der Verschiebung für $\Psi = \Phi(X, Z, 0.5)$

jedoch als notwendig, außerdem kontinuierlich verteilte Quellen im Intervall $-\infty < H_1 \leqq -H$ und entsprechende Senken im Intervall $H \leqq H_1 < \infty$ hinzuzunehmen. Als eine exakte Lösung der Gl. (2. 10) und (2. 16) erhält man hiermit die Funktion

$$\left.\begin{aligned} W_1(X,Z,H) &= G_1(X,Z,H) + G_1(X,Z,-H) \\ &\quad + \frac{2-\varkappa}{2\varkappa}\Big[\int_{-\infty}^{-H} G_1(X,Z,H_1)\,dH_1 - \int_{H}^{\infty} G_1(X,Z,H_1)\,dH_1\Big]. \end{aligned}\right\} \quad (2.18)$$

Allerdings genügt $W_1(X, Z, H)$ in den Punkten $Z \geqq H$ nicht mehr der Gl. (2. 17), doch wird es möglich sein, durch einen unendlichen Prozeß der folgenden Art (sukzessive Approximation) eine Zusatzlösung zu gewinnen, durch die im ganzen physikalischen Raum $0 < Z < \infty$ die Gl. (2. 17) befriedigt wird. Hierzu wird durch

$$W_n(X,Z,H) = \frac{2-\varkappa}{2\varkappa}\int_{H}^{\infty} W_{n-1}(X,Z,H_n)\,dH_n, \quad n > 1 \quad . \quad . \quad . \quad (2.19)$$

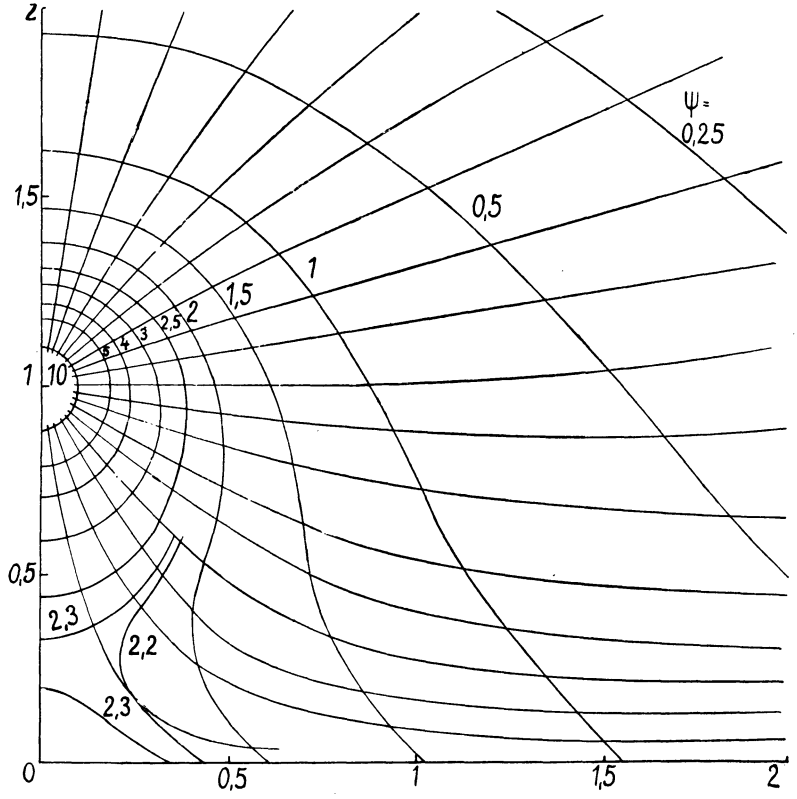


Fig. 5. Druckfeld $\Psi = \Phi(X, Z, 1)$ und Stromlinien der Verschiebung

eine Folge von Funktionen definiert, die ebenfalls die Gl. (2. 10) und (2. 16) befriedigen. Setzt man ferner

$$G_{n+1}(X, Z, H) = \frac{2-\varkappa}{2\varkappa} \int_{-\infty}^{H} G_n(X, Z, H_n)\, dH_n, \quad n \geqq 1 \quad \ldots (2.20)$$

so ist die Summe $\sum_{n=1}^{N} W_n$ in der Form:

$$\sum_{n=1}^{N} W_n = G_1(X, Z, H) + G_1(X, Z, -H) + 2\sum_{n=2}^{N} G_n(X, Z, -H)$$

$$+ G_{N+1}(X, Z, -H) - \left(\frac{2-\varkappa}{2\varkappa}\right)^N \int_{H}^{\infty} dH_N \int_{H_N}^{\infty} \cdots \int_{H_2}^{\infty} G_1(X, Z, H_1)\, dH_1$$

darstellbar. Der Faktor $\frac{2-\varkappa}{2\varkappa}$ hat bei $\varkappa = 1.4$ den Wert 0.214, bei $\varkappa = 1.2$ (feuchte Adiabate) den Wert 0.333. Mit Hilfe der Majorantenmethode kann man nun ohne Schwierigkeit zeigen, daß die Reihe

$$G_1(X, Z, H) + G_1(X, Z, -H) + 2\sum_{n=2}^{\infty} G_n(X, Z, -H)$$

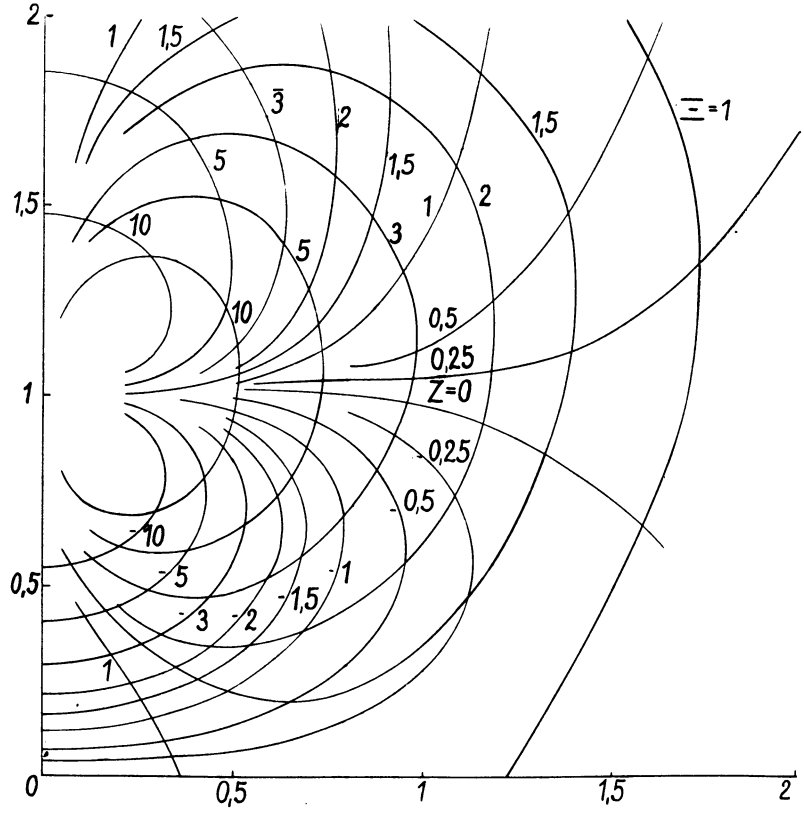


Fig. 6. Komponenten Ξ und Z der Verschiebung für $\Psi = \Phi(X, Z, 1)$

nebst ihren sämtlichen Ableitungen im ganzen physikalischen Raum mit Ausnahme einer beliebig kleinen Umgebung des Quellpunktes absolut und gleichmäßig konvergiert und folglich dort eine nebst ihren Ableitungen stetige Funktion

$$S(X, Z, H) = G_1(X, Z, H) + G_1(X, Z, -H) + 2\sum_{n=2}^{\infty} G_n(X, Z, -H) \quad (2.21)$$

darstellt. Da man infolgedessen gliedweise differenzieren kann und Differentiationen nach X und Z am Integranden $G_1(X, Z, H_1)$ ausgeführt werden dürfen, sieht man leicht, daß $S(X, Z, H)$ die Gl. (2.10) und (2.17) erfüllt. Für die Vertikalverschiebung ergibt sich die von Integralen freie Darstellung:

$$-e^Z\left[\frac{1}{\varkappa}S + \frac{\partial S}{\partial Z}\right] = e^Z\left\{\begin{array}{l} G_1(X, Z, H)\left[-\frac{2-\varkappa}{2\varkappa} + \frac{Z-H}{2R(H)} + \frac{Z-H}{R^2(H)}\right] \\ +G_1(X, Z, -H)\left[\frac{2-\varkappa}{2\varkappa} + \frac{Z+H}{2R(-H)} + \frac{Z+H}{R^2(-H)}\right], \end{array}\right\} \quad (2.22)$$

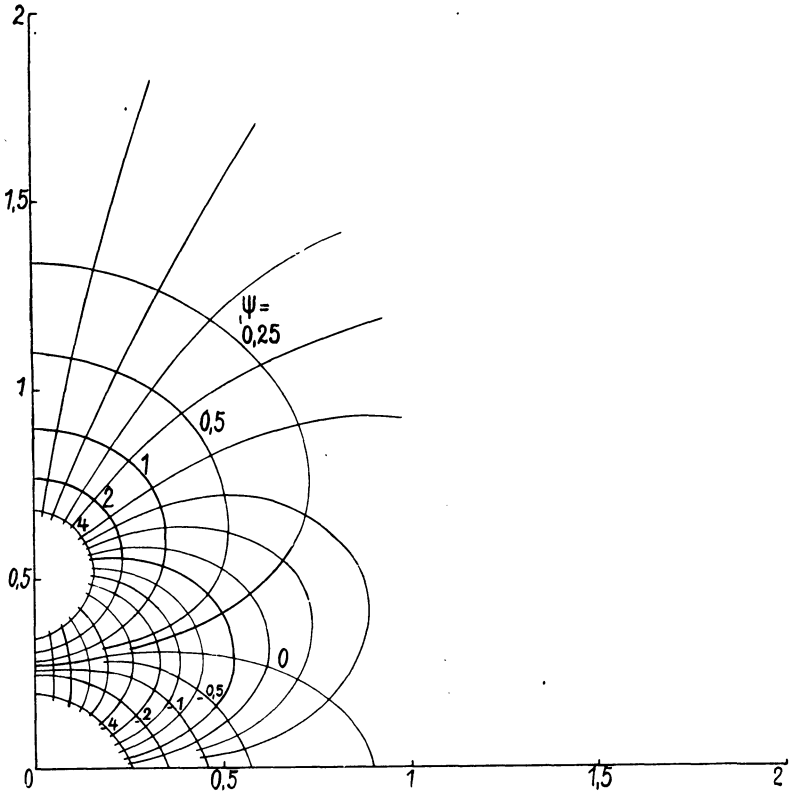


Fig. 7. Druckfeld $\Psi = \Phi(X, Z, 0.5) - \Phi(X, Z, 0)$ und Stromlinien der Verschiebung

aus der man ohne weiteres abliest, daß die Funktion $S(X, Z, H)$ auch der Gl. (2. 16) genügt.

Beim Zusammenbruch einer labilen Gleichgewichtslage ist die an dem einen Ort verschwindende Masse ebenso groß wie die an dem neuen Ort auftretende. Es ist deshalb zweckmäßig, die Lösung des Problems so zu normieren, daß die Ergiebigkeit von der Lage der Quelle unabhängig ist. Ergiebigkeit M heißt der Grenzwert, dem der Massenfluß durch eine geschlossene Fläche F um den Quellpunkt zustrebt, wenn der größte Durchmesser d der Fläche gegen Null konvergiert.

$$M = \lim_{d \to 0} \int_F \varrho \left[\xi \cos(n, x) + \zeta \sin(n, x)\right] df \quad \ldots\ldots (2.23)$$

Dabei bedeutet n die Richtung der Flächennormale nach außen. Man findet

$$M = 4\pi l_0^2 h_0 \varrho_0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2.24)$$

für die Lösung

$$\Phi(X, Z, H) = e^{\frac{H}{2}} S(X, Z, H) \quad \ldots\ldots\ldots (2.25)$$

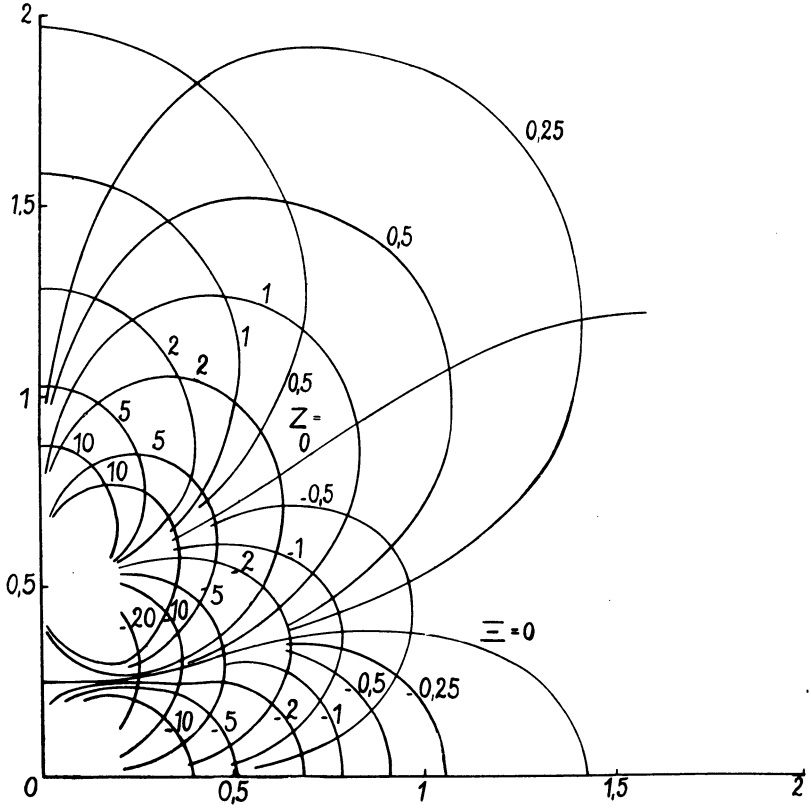


Fig. 8. Komponenten Ξ und Z der Verschiebung für $\Psi = \Phi(X, Z, 0.5) - \Phi(X, Z, 0)$

die somit in der geforderten Art normiert ist. Obwohl die Ergiebigkeit oben nur für einen inneren Punkt des physikalischen Gebietes definiert ist, sieht man leicht ein, daß die Gl. (2. 24) und (2. 25) auch für $H = 0$ gelten.

In den Fig. 1 bis 12 sind für einen Bereich $0 \leqq X \leqq 2$, $0 \leqq Z \leqq 2$ die Kurvenscharen $\Psi = \text{const}$, $\Xi = \text{const}$ und $\mathsf{Z} = \text{const}$ dargestellt und zwar für die Fälle:

$\Psi = \Phi(X, Z, 0)$	in Fig.	1	und	2,
$\Psi = \Phi(X, Z, 0.5)$	„	„	3	„	4,
$\Psi = \Phi(X, Z, 1)$	„	„	5	„	6,
$\Psi = \Phi(X, Z, 0.5) - \Phi(X, Z, 0)$	„	„	7	„	8,
$\Psi = \Phi(X, Z, 1) - \Phi(X, Z, 0)$	„	„	9	„	10,
$\Psi = \Phi(X, Z, 1) - \Phi(X, Z, 0.5)$	„	„	11	„	12.

Die ungeradzahligen Figuren zeigen dabei jeweils die Verteilung der Druckstörung Ψ sowie die Stromlinien der Verschiebung, die geradzahligen Figuren dagegen die waagerechten und lotrechten Komponenten Ξ und Z der Verschiebung.

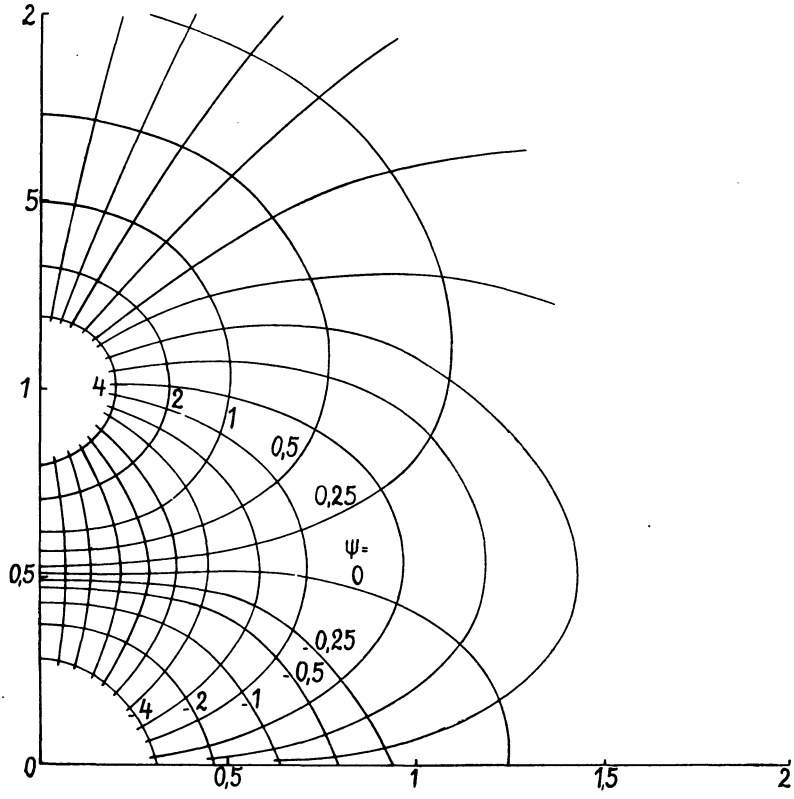


Fig. 9. Druckfeld $\Psi = \Phi(X, Z, 1) - \Phi(X, Z, 0)$ und Stromlinien der Verschiebung

Zur richtigen Deutung der Figuren sei nochmals darauf hingewiesen, daß die dimensionslosen Koordinaten X und Z durch Gl. (2. 8) und (2. 9) definiert sind. Die Länge l_0, Gl. (2. 7), würde dabei unter dem 50. Breitengrad je nach dem gewählten Wert von $\varkappa$ 1000 bis 1500 km sein, die Höhe h_0 dagegen 8 bis 10 km. Die in Fig. 1 bis 12 dargestellten Gebilde sind also in Wirklichkeit flach linsenförmig. Die Funktion $\Phi(X, Z, H)$ wird durch Gl. (2. 25) gegeben. Ist $\Psi(X, Z, H)$ eine beliebige Lösung der Gl. (2. 10), und setzt man

$$F(X, Z, H) = e^{\frac{1}{\varkappa} Z} \Psi(X, Z, H) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2.\,26)$$

so verifiziert man, daß Ξ und Z in der Form

$$\Xi = -e^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa} z} \frac{\partial F}{\partial X}; \qquad \mathsf{Z} = -e^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa} z} \frac{\partial F}{\partial Z} \quad \ldots\ldots \quad (2.\,27)$$

darstellbar sind. Die Stromlinien sind deshalb Orthogonaltrajektorien der Kurvenschar $F = \text{const}$; als solche sind sie in Fig. 1, 3, 5, 7, 9 und 11 eingezeichnet. Da

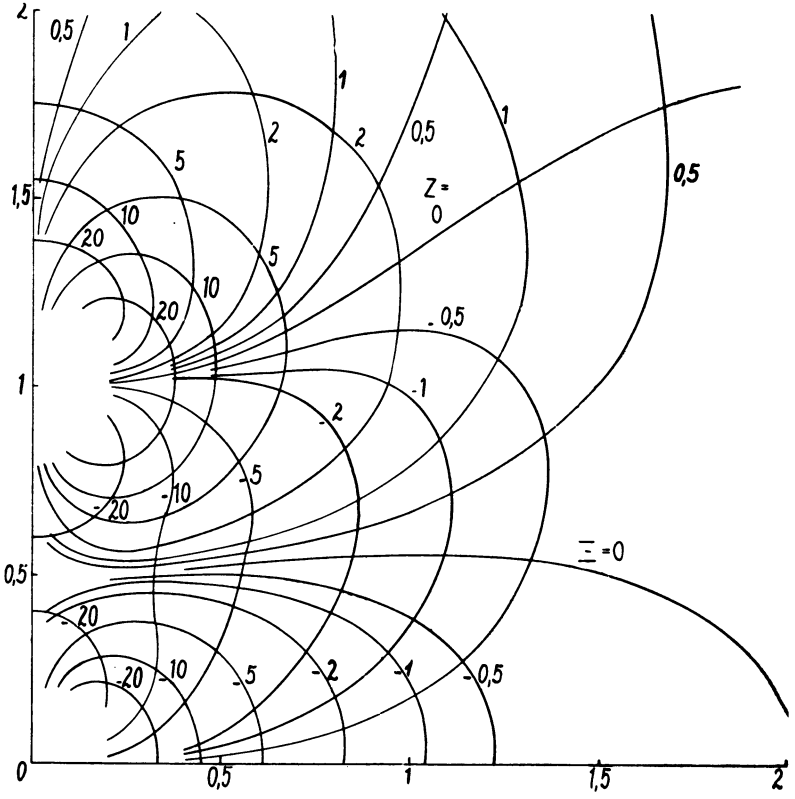


Fig. 10. Komponente Ξ und Z der Verschiebung für $\Psi = \Phi(X, Z, 1) - \Phi(X, Z, 0)$

die Stromlinien außerdem mit Hilfe der Kurvenscharen $\Xi = \text{const}$ und $\mathsf{Z} = \text{const}$ konstruiert werden können, von denen die letzte wegen Gl. (2. 22) mit großer Genauigkeit berechenbar ist, und da F sich von Ψ nur durch einen Faktor unterscheidet, dienen sie zugleich zur Kontrolle der Übereinstimmung zwischen den Kurvenscharen $\Psi = \text{const}$ und $\Xi = \text{const}$.

Die Funktionen Ψ und Ξ sind durch unendliche Reihen nicht elementarer und im allgemeinen nicht tabulierter Funktionen gegeben. Zur numerischen Berechnung wurden daher nur die ersten beiden Glieder der Reihe, nämlich

$$2\,[G_2(X, Z, -H) + G_3(X, Z, -H)]$$

bzw. deren Ableitungen herangezogen. Der unendliche Integrationsbereich wurde durch das Intervall $-6 \leqq H_1 \leqq -H$ und die Funktion $G_1(X, Z, H_1)$ bzw. deren Ableitung durch einen Streckenzug ersetzt, dessen Ordinaten in den Ecken H_1 mit dem Integranden übereinstimmen. Die Integrationen wurden nach der Trapezregel

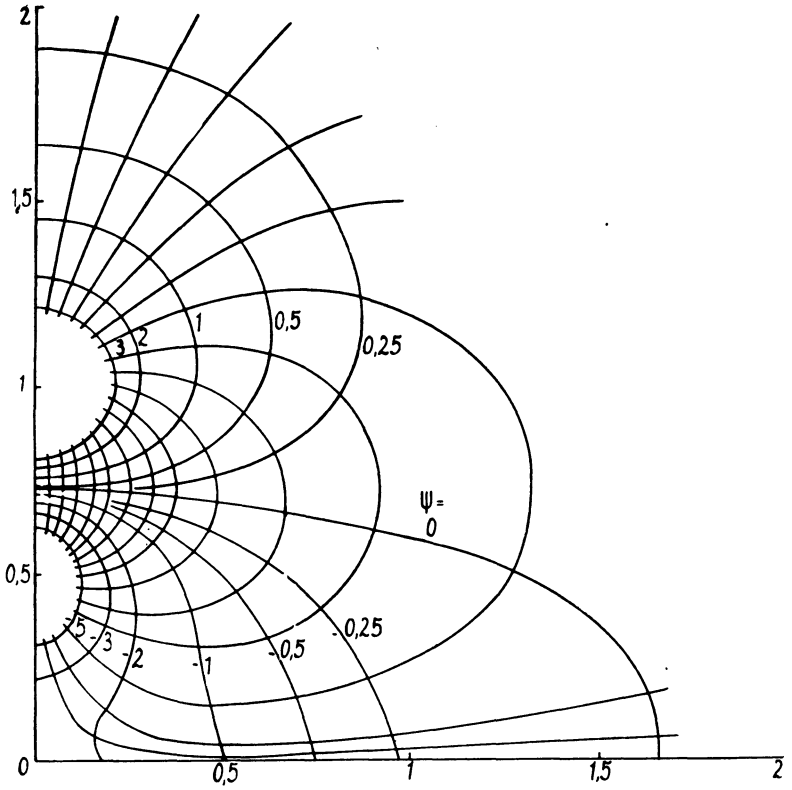


Fig. 11. Druckfeld $\Psi = \Phi(X, Z, 1) - \Phi(X, Z, 0.5)$ und Stromlinien der Verschiebung

durch Summierung über die einzelnen, mit entsprechenden Gewichten multiplizierten Ordinaten der Eckpunkte ausgeführt. Die Gewichte der Ordinaten sind in Tabelle 1 als Funktionen von H_1 und H angegeben.

Tabelle 1. Gewichte der Ordinaten H_1 bei der näherungsweisen Integration im Falle eines Quellpunktes in der Höhe H

$H_1 =$	-6	-5	-4	-3	-2.5	-2
$H = 0$	0.467	0.889	0.796	0.544	0.329	0.306
0.5	0.444	0.842	0.751	0.511	0.306	0.283
1	0.421	0.796	0.705	0.476	0.283	0.260

$H_1 =$	-1.5	-1	-0.75	-0.5	-0.25	0
$H = 0$	0.283	0.1993	0.1242	0.1185	0.1128	0.0549
0.5	0.260	0.1825	0.1127	0.0549	0	0
1	0.237	0.1127	0	0	0	0

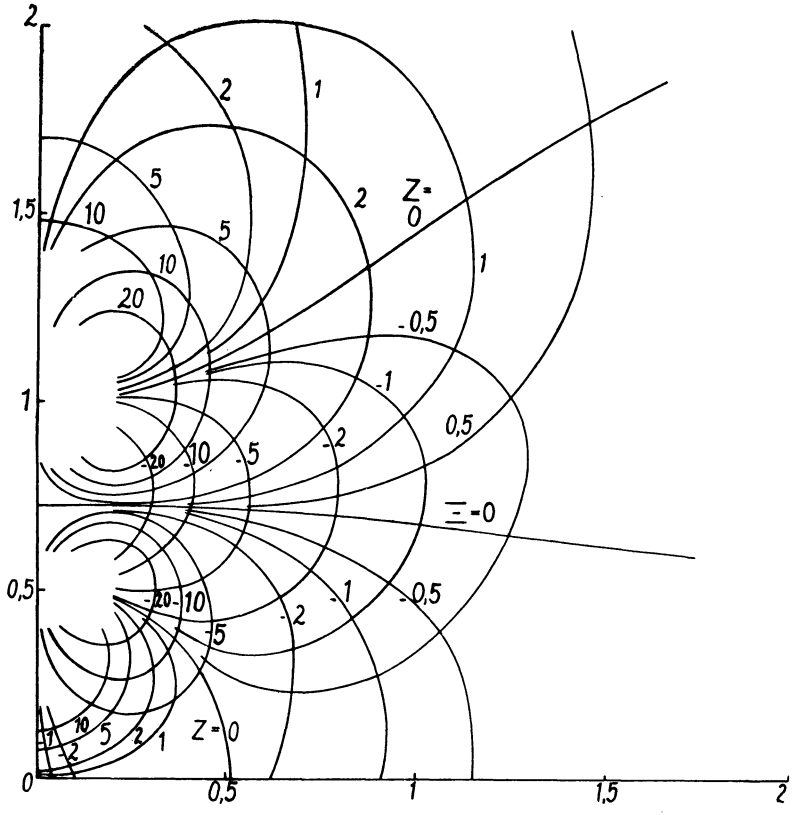


Fig. 12. Komponenten Ξ und Z der Verschiebung für $\Psi = \Phi(X, Z, 1) - \Phi(X, Z, 0.5)$

Die Funktionen $G_1(X, Z, H)$ und $G_1(X, Z, -H)$ wurden für die aus den Werten

$Z = 0$	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0
$X = 0$	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2		1.6		2.0

zu bildenden 99 Punkte, die Näherungswerte von $2[G_2 + G_3]$ in dem durch die 36 Zahlenpaare

$Z = 0$	0.4	0.8	1.2	1.6	2.0
$X = 0$	0.4	0.8	1.2	1.6	2.0

gebildeten Netz berechnet und letztere für die übrigen 63 Punkte interpoliert. Die Funktionen Ψ, Ξ, Z, F wurden mit X bzw. Z als Parametern in Hilfskurven dargestellt und aus diesen die oben angegebenen Kurvenscharen herausgezeichnet.

Für Punkte der Z-Achse können die tabulierten Funktionen

$$-Ei(-\alpha) = \int_{-\infty}^{-\alpha} \frac{e^t}{-t}\, dt$$

zur Rechenkontrolle herangezogen werden. Man findet mit

$$t = \frac{Z+H}{2}; \qquad \frac{2-\varkappa}{2\varkappa} = \frac{3}{14}$$

$$2\,e^{\frac{Z}{2}}\,G_2(0,Z,-H) = \frac{3}{7}\,Ei(-t),$$

$$2\,e^{\frac{Z}{2}}\,G_3(0,Z,-H) = \left(\frac{3}{7}\right)^2\left[e^{-t} + t\,Ei(-t)\right],$$

$$2\,e^{\frac{Z}{2}}\,G_4(0,Z,-H) = \left(\frac{3}{7}\right)^3\frac{1}{2}\left[(1-t)\,e^{-t} - \frac{t^2}{2}\,Ei(-t)\right],$$

$$2\,e^{\frac{Z}{2}}\,G_5(0,Z,-H) = \left(\frac{3}{7}\right)^4\frac{1}{6}\left[(2-t+t^2)\,e^{-t} + t^3\,Ei(-t)\right].$$

Tabelle 2 gibt einen Einblick in die Größe der zu erwartenden Fehler für die beiden Fälle $H = 0$ und $H = 1$; in ihr sind die Spalten 2 bis 7 exakt, Spalte 8 durch

Tabelle 2. Fehlerabschätzung bei der näherungsweisen Integration im Falle eines Quellpunktes in der Höhe $H = 0$ bzw. $H = 1$

		$1000 \cdot \exp[1/2\,Z] \times$									
	Z	$2\,G_2(0,Z,-H)$	$2\,G_3$	$2\,G_4$	$2\,G_5$	$\sigma = (2)+(3)+(4)+(5)$	$\Sigma = G_1(0,Z,H) + G_1(0,Z,-H)$	$\tau = 2\,G_2(0,Z,-H) + 2\,G_3$	$\delta = \sigma - \tau$	$\Sigma + \sigma$	Rel. Fehler $\frac{100\,\delta}{\Sigma+\sigma}$ [in %]
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$H = 0$	0	∞	184	39	11	—	∞	—	—	—	—
	0.4	525	105	28	8	666	4090	638	28	4756	0.6
	0.8	302	71	20	6	399	1680	371	28	2079	1.0
	1.2	194	51	15	5	265	914	242	23	1179	2.0
	1.6	133	37	11	4	185	562	167	18	747	2.4
	2	94	27	9	3	133	368	119	14	501	2.8
$H = 1$	0	240	60	17	6	323	1214	299	24	1537	1.6
	0.4	160	44	13	4	221	1591	199	22	1812	1.2
	0.8	112	32	10	3	157	4746	139	18	4903	0.4
	1.2	80	24	8	2	114	4671	99	15	4785	0.3
	1.6	58	18	6	2	84	1342	73	11	1426	0.8
	2	43	13	4	2	62	682	54	8	744	1.1

Integration nach der Trapezregel berechnet. Man erkennt, daß der relative Fehler etwa 2% beträgt; eine höhere Genauigkeit dürfte in Anbetracht der sonstigen Vernachlässigungen nicht erforderlich sein. Da für $H_1 \leqq 0$ stets

$$G_1(X,Z,H_1) \leqq G_1(0,Z,H_1)$$

ist, ist auch für $X \neq 0$ kein größerer Fehler zu befürchten.

Bei der Betrachtung der Figuren fällt die Ähnlichkeit mit den bekannten Bildern elektrischer oder magnetischer Felder auf. Dies beruht darauf, daß der Hauptanteil des Feldes durch die diskreten Quellen und ihre Spiegelbilder erzeugt wird, die sich in der Nähe der singulären Stellen vom Newtonschen Potential nicht viel unterscheiden, während die Zusatzglieder das Feld nur mehr in folgender Hinsicht ändern: Die Kurven $\Psi = \text{const}$ stehen bis auf die Linie $\Psi = 0$ nicht auf der Erdoberfläche senkrecht, sondern münden in einem schiefen Winkel auf ihr. Charakteristisch ist auch Fig. 5, die zwischen Quelle und Erdboden ein deutliches Minimum der Druckstörung zeigt. Die Figuren mit zwei singulären Stellen lassen das Überwiegen der oberen Singularität in größerer Entfernung erkennen; da die Kurve $\Xi = 0$, die das Gebiet zyklonaler Bewegung umschließt, auf der Erdoberfläche endigt, sollte sich außerhalb derselben auch am Erdboden eine antizyklonale Bewegung einstellen; bemerkenswert ist auch die Tatsache, daß die Kurven $\Xi = 0$ weiter ausgreifen als die entsprechenden Kurven $\Psi = 0$, so daß man in größerer Entfernung von der Symmetrieachse ein Hochdruckgebiet mit zyklonaler Bewegung erhält. Da die aufgezeigten Effekte jedoch sehr klein sind, wird das Vorkommen solcher Bewegungen in der freien Atmosphäre nicht leicht zu belegen sein.

Dagegen kann man mit einem verhältnismäßig einfachen Modellversuch zeigen, daß die Behandlung des Problems als Gleichgewichtsstörung zu richtigen Ergebnissen führt. Von diesem Versuch und der zugehörigen Theorie wird im nächsten Abschnitt berichtet.

§ 3. Modellversuch

Die Idee des Versuchs war, das schwache Hochdruckgebiet, das bei der Erwärmung und Volumenvergrößerung einer am Erdboden ruhenden Luftmasse entsteht, dadurch nachzuahmen, daß man in einer Modellflüssigkeit (Wasser), die zunächst relativ zum rotierenden Gefäß in Ruhe ist, den Boden teilweise etwas anhebt; der Betrag der Bodenerhebung wird im folgenden mit $\zeta\,(x, 0)$ bezeichnet. Wird die Bewegung langsam genug ausgeführt, so daß keine erheblichen Trägheitskräfte geweckt werden, so kann die Änderung der Oberflächenneigung durch eine einfache optische Einrichtung gemessen und mit der Rechnung verglichen werden.

Es bedeute $h = h\,(x)$ die Höhe der freien Oberfläche einer volumbeständigen, homogenen, rotierenden Flüssigkeit in einem zylinderförmigen Becken vom Radius x_2, h_0 die konstante Höhe derselben Flüssigkeit im Zustand der Ruhe; dann ist

$$h = h_0 - \frac{\omega'^2}{4\,g}\,x_2^2 + \frac{\omega'^2}{2\,g}\,x^2.$$

Der ungestörte Druck in der Flüssigkeit ist

$$p = p_0 + g\varrho\,(h - z) \text{ mit } 0 \leqq z \leqq h \ldots\ldots\ldots \quad (3.1)$$

Wegen $\varrho = \text{const}$ ($\sigma = 0$) folgt aus Gl. (1.8) $\dfrac{\partial \psi}{\partial z} = 0$, also $\psi = \psi(x)$. Daher wird mit Gl. (1.7) auch $\xi = -\dfrac{1}{4\varrho\omega'^2}\dfrac{\partial \psi}{\partial x}$ unabhängig von z. Die Gl. (1.9) liefert jetzt

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\xi}{x} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3.2)$$

was mit Rücksicht auf obigen Zusammenhang von ξ mit $\dfrac{\partial \psi}{\partial x}$ nach Integration nach z liefert:

$$\zeta(x, z) - \zeta(x, 0) = \frac{z}{4\omega'^2\varrho}\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{1}{x}\frac{\partial \psi}{\partial x}\right) \quad \ldots\ldots \quad (3.3)$$

Da bei der Störung des Gleichgewichts p in $p + \psi(x)$ und h in $h + \zeta(x, h)$ übergeht, folgt aus der Grenzbedingung $p = p_0$ für die deformierte Oberfläche die Störungsgleichung

$$\psi = g\varrho\zeta(x, h) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3.4)$$

Mit Gl. (3.4) ergibt sich aus Gl. (3.3)

$$\psi'' + \frac{1}{x}\psi' - \frac{4\omega'^2}{gh}\psi = -\frac{4\omega'^2\varrho}{h}\zeta(x, 0) \quad \ldots\ldots \quad (3.5)$$

(ψ' soll die Ableitung der von z unabhängigen Funktion nach x bedeuten). Da als Lösungen dieser Differentialgleichung jedoch nicht tabulierte Funktionen auftreten, wird ω' im folgenden als so klein vorausgesetzt, daß in Gl. (3.5) h durch h_0 ersetzt werden kann.

Mit der Länge

$$l_0 = \sqrt{\frac{gh_0}{4\omega'^2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3.6)$$

und den dimensionslosen Größen

$$X = \frac{x}{l_0}, \qquad \Xi = \frac{\xi}{l_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3.7)$$

$$Z = \frac{z}{h_0}, \qquad \mathsf{Z} = \frac{\zeta}{h_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3.8)$$

$$\Psi(X) = \frac{\psi(x)}{\varrho g h_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3.9)$$

nimmt Gl. (3.5) die Form an:

$$\Psi'' + \frac{1}{X}\Psi' - \Psi = -\mathsf{Z}(X, 0) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3.10)$$

Die Versuchseinrichtung, die im rotierenden Laboratorium des Kaiser Wilhelm-Instituts für Strömungsforschung aufgebaut war*), ist in Fig. 13 skizziert. Eine Vertikalverschiebung $\zeta(x, 0)$ des mittleren Bodenteils kann mittels einer kreis-

*) Eine Beschreibung des rotierenden Laboratoriums findet sich bei H. Fette, Strömungsversuche im rotierenden Laboratorium. Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 257 (1933),

förmigen Gummimembran vom Radius x_1 erzeugt werden, die am Boden des Beckens eingespannt ist und von unten aus einem Kessel mit Wasser gefüllt werden

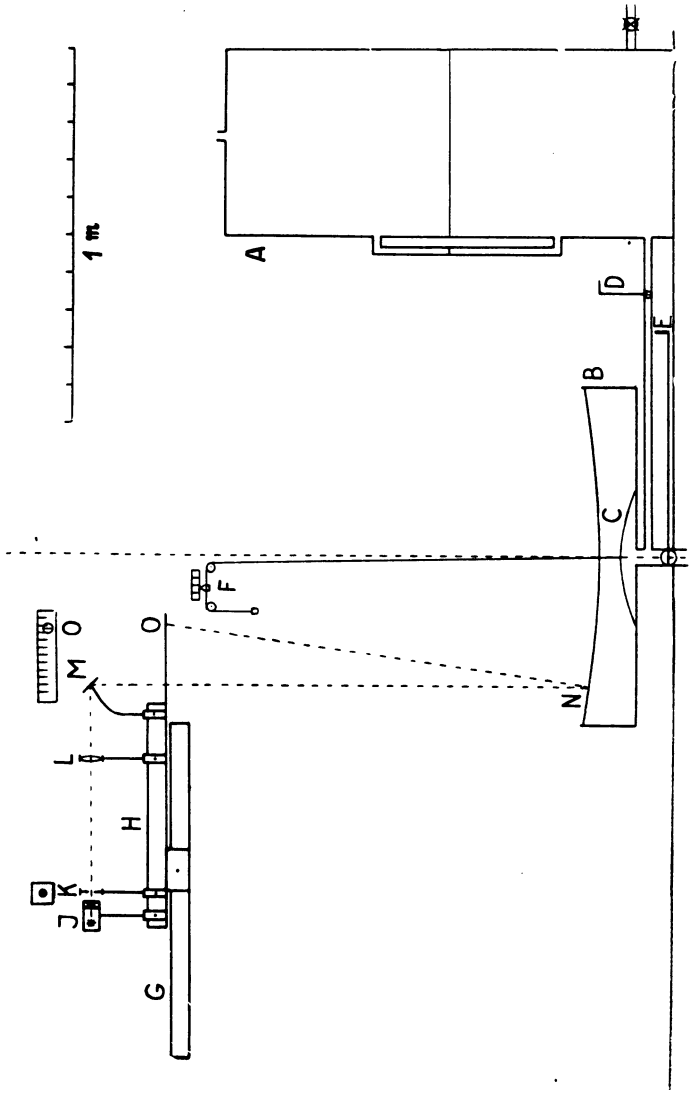


Fig. 13. Versuchseinrichtung

A Wasserkessel, oben offen; *B* Becken, symmetrisch zur Karussellachse; *C* Gummimembran; *D* Hahn zum Füllen (der Gummimembran; *E* Hahn zum Entleeren der Gummimembran; *F* Einrichtung zur Messung von $\zeta(0,0)$: *G* optische Bank, fest; *H* optische Bank, verschiebbar; *J* Lichtquelle mit Kondensor (Strahlengang gestrichelt); *K* Spalt, $\varnothing = 4$ mm; *L* Linse, $f = 40$ cm; *M* Spiegel; *N* reflektierende Stelle der Wasseroberfläche; *O* Spaltbild auf einer Mattscheibe

kann. Hebt man die Gummimembran nur wenig, so besitzt sie nahezu die Form eines Rotationsparaboloids; daher ist der Ansatz erlaubt:

$$Z(X,0) = \begin{cases} \dfrac{a}{X_1^2}(X_1^2 - X^2) & \text{für} \quad X \leqq X_1 \\ 0 & \text{für} \quad X \geqq X_1 \end{cases} \quad \ldots\ldots (3.11)$$

Die Größe a stellt das Verhältnis der Bodenerhebung $\zeta(0,0)$ in der Mitte der Membran zur Durchschnittshöhe h_0 des Wassers im Becken dar.

Als weitere Randbedingungen hat man

$$\left.\begin{array}{l} \Xi(X) = 0 \quad \text{für} \quad X = 0 \quad \text{und} \quad X = X_2 \,(\text{Außenrand}) \\ \text{ferner sollen } \Psi \text{ und } \Psi' \text{ in } X = X_1 \text{ stetig sein.} \end{array}\right| \quad \ldots (3.12)$$

Reelle, linear unabhängige Lösungen der homogenen Gl. (3. 10) sind die Besselschen Funktionen $J_0(iX)$ und $iH_0^{(1)}(iX)$, von denen die letzte für $X = 0$ nicht regulär ist. Ein partikuläres Integral der inhomogenen Gl. (3. 10) ist

$$f_i(X) = a\left[1 - \frac{4 + X^2}{X_1^2}\right] \quad \ldots (3.13)$$

Die allgemeine Lösung ist daher

$$\Psi(X) = \begin{cases} f_i(X) + BJ_0(iX) & \text{für} \quad X \leqq X_1 \\ DJ_0(iX) + C\,iH_0^{(1)}(iX) & \text{für} \quad X \geqq X_1 \end{cases} \quad \ldots (3.14)$$

Schreibt man zur Abkürzung

$$H_p^{(1)}(iX_q) = H_{pq}, \qquad J_p(iX_q) = J_{pq},$$

so bestimmen sich die Konstanten B, C und D aus den Gleichungen:

$$\begin{aligned} -iJ_{12}D + H_{12}C &= 0, \\ -J_{01}B + J_{01}D + iH_{01}C &= f_i(X_1), \\ iJ_{11}B - iJ_{11}D + H_{11}C &= f_i'(X_1). \end{aligned}$$

Mit der Identität

$$\begin{vmatrix} J_{01} & iH_{01} \\ -iJ_{11} & H_{11} \end{vmatrix} = -\frac{2}{\pi X_1}$$

folgt schließlich

$$\left.\begin{aligned} C &= \frac{\pi X_1}{2}\begin{vmatrix} f_i(X_1) & J_{01} \\ f_i'(X_1) & -iJ_{11} \end{vmatrix} \\ D &= C\,\frac{H_{12}}{iJ_{12}}, \\ B &= D + \frac{\pi X_1}{2}\begin{vmatrix} f_i(X_1) & iH_{01} \\ f_i'(X_1) & H_{11} \end{vmatrix} \end{aligned}\right\} \quad \ldots (3.15)$$

Zur experimentellen Prüfung dieser Rechnung wurde die nach X differenzierte Gleichung (3. 14) herangezogen. Es erwies sich aus technischen Gründen als zweckmäßig, für die Versuche $h_0 = 12$ cm und $a = {}^1/_3$ vorzuschreiben. Gegeben ist ferner $x_1 = 17{,}5$ cm, $x_2 = 45{,}15$ cm, $g = 981$ cm sec^{-2}, $\varrho = 1$ g cm^{-3}. Mit diesen Werten ist $\dfrac{d\psi}{dx}$ für die Winkelgeschwindigkeiten

$$\omega' = -0.523;\ -1.047;\ -1.570 \text{ sec}^{-1}$$

in den Punkten

$$x = 5.2,\ 10.4,\ 15.6,\ 20.8,\ 25.9,\ 31.1,\ 36.3,\ 41.5,\ 46.6 \text{ cm}$$

berechnet und in Fig. 15 mit ω' als Parameter aufgetragen. Für die Versuche wurde $\omega' = -1.047\ \text{sec}^{-1}$ entsprechend der Tourenzahl 10 pro Minute gewählt und die Messung in den Punkten

$$x = 6,\ 10,\ 14,\ 18,\ 22,\ 26,\ 30,\ 34\ \text{cm}$$

je zweimal durchgeführt.

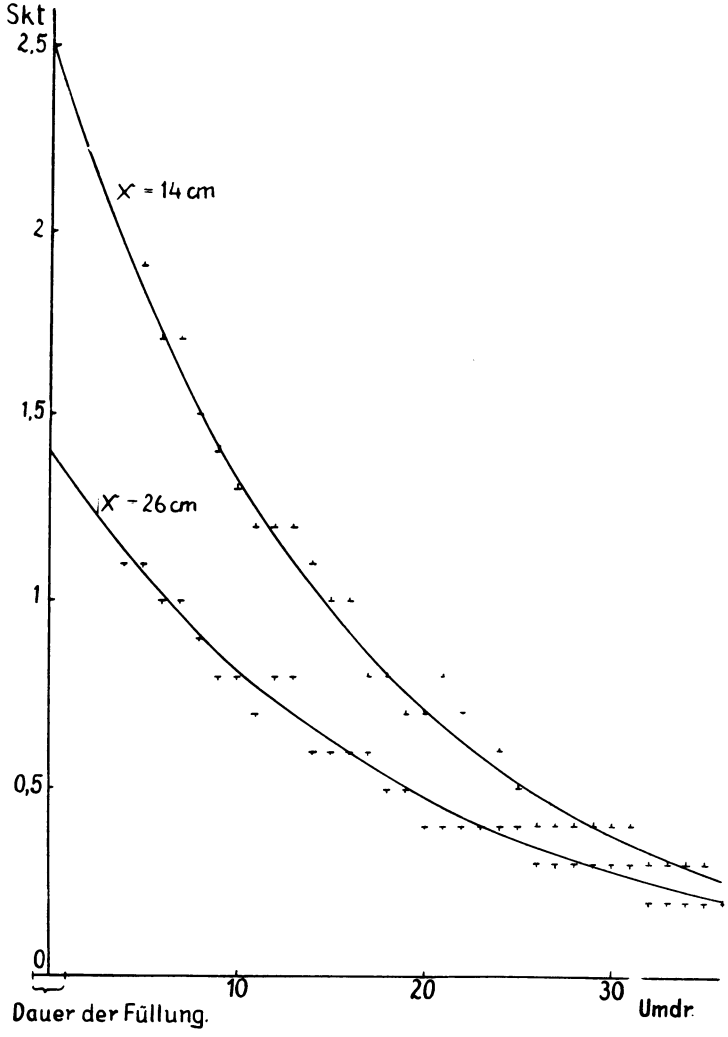


Fig. 14. Zeitlicher Verlauf der Wasserspiegelneigung für zwei Achsabstände

Wie aus Fig. 13 hervorgeht, wurde zur Messung des Druckgradienten im wesentlichen die Reflexion eines lotrecht auffallenden Lichtstrahls an der Wasser-

oberfläche benutzt. Der Strahlengang ist dort gestrichelt eingetragen (vgl. auch die Erläuterungen G bis O zu Fig. 13). Um den Einfluß der Sekundärströmung am Gefäßboden zu berücksichtigen, durch die die durch die Aufwölbung erzeugte Druckstörung allmählich abgebaut wird, wurde der zeitliche Verlauf von $\frac{d\psi}{dx}$ in den Punkten $x = 14$ cm und $x = 26$ cm über eine längere Zeitspanne untersucht (s. Fig. 14). Unter der Voraussetzung eines exponentiellen Abfalls sind durch die gemessenen Werte passende Exponentialkurven gezogen, aus denen sich für $x = 14$ cm bzw. $x = 26$ cm eine Halbwertszeit von 11 bzw. 13 Umdrehungen, im

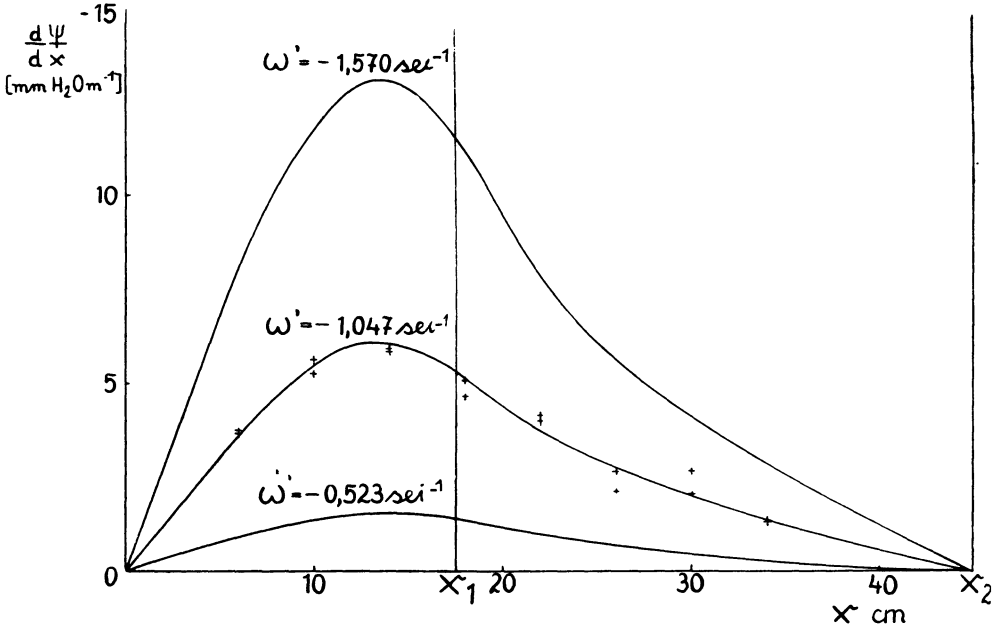


Fig. 15. Berechnete Spiegelneigung durch das Aufwölben der Membran und Vergleich mit den Messungen

Mittel also von etwa 12 Umdrehungen ergibt (1 Umdr. = 6 sec). Bei den eigentlichen Messungen dauerte das Füllen der Gummimembran eine Umdrehung (Glockensignal); der Nullpunkt der Zeitrechnung wurde auf die Mitte dieser Zeit gelegt. Nach etwa zwei weiteren Umdrehungen war der Flüssigkeitsspiegel hinreichend beruhigt; sodann wurden im Abstand von je einer Umdrehung im ganzen 10 Punkte aufgenommen und unter Berücksichtigung des Abfallgesetzes auf den Zeitpunkt $t = 0$ extrapoliert.

Der Druckgradient wurde außerdem in bezug auf a und ω' nach der Formel

$$\Delta \psi' = \frac{\partial \psi'}{\partial a} \Delta a + \frac{\partial \psi'}{\partial \omega'} \Delta \omega'$$

korrigiert. Die Korrektur Δa folgt aus dem Fehler von $\zeta\,(0, 0)$, der sich mit der in Fig. 13 angegebenen Einrichtung F leicht bestimmen ließ. Die mit F bezeichnete Einrichtung bestand aus einem dünnen Faden, der in der Mitte der Membran befestigt war, über zwei leicht bewegliche Rollen geführt und durch ein kleines Gewicht gespannt wurde. Die Bewegung der Membran wurde mittels einer Marke beobachtet, die am Faden befestigt war. Ferner ist

$$\frac{\partial \psi'}{\partial a} = \frac{\psi'}{a}.$$

$\Delta\omega'$ wurde direkt mit der Stoppuhr gemessen. Die Korrektur von ω' war deshalb erforderlich, weil mit der benutzten Einrichtung zur Steuerung der Drehzahl des Antriebsmotors die vorgegebene Drehgeschwindigkeit $\omega' = -1.047\ \mathrm{sec}^{-1}$ sich nur bis auf etwa 2% genau einstellen ließ. Für $\frac{\partial \psi'}{\partial \omega'}$ erhält man einen genäherten Wert, wenn man mittels der in Fig. 15 gezeichneten Kurven ψ' als Funktion von ω' mit x als Parameter darstellt und graphisch differenziert. Die gefundenen Werte, die ebenfalls in Fig. 15 eingetragen sind, zeigen befriedigende Übereinstimmung mit der Theorie.

Schrifttum

L. Prandtl: Beiträge zur Mechanik der Atmosphäre (Mémoire présenté a l'Association Météorologique de l'U. G. G. I. Edinbourg — Septembre 1936.) Paris 1939.
Prandtl-Tietjens: Hydro- und Aeromechanik, Bd. I/II. Berlin 1929/1931.
H. Koschmieder: Dynamische Meteorologie. Leipzig 1933.
V. Bjerknes: Physikalische Hydrodynamik. Berlin 1933.
Jahnke-Emde: Funktionentafeln. Leipzig 1933.

Die Bedeutung geoelektrischer Faktoren bei der Überprüfung von Blitzableitererden

Von **Volker Fritsch** Brünn. — (Mit 8 Abbildungen)

An einem Beispiel wird gezeigt, daß die Nichtbeachtung geoelektrischer Faktoren bei der Überprüfung von Blitzableitererden mitunter das Ergebnis der Messung völlig entstellen kann. Daran anschließend wird dargelegt, in welcher Weise die Ergebnisse der angewandten Geophysik bei solchen Messungen zu berücksichtigen wären.

Durch den Erder werden bestimmte metallische Leitungen mit geologischen Leitern des Untergrundes elektrisch verbunden. Bei Blitzschutzanlagen handelt es sich überdies darum, den Erder mit solchen geologischen Leitern in Verbindung zu bringen, die die in Betracht kommende Ladung vermöge ihrer ausreichenden Kapazität aufnehmen können. Die Erdung kann entweder so durchgeführt werden, daß der Erder in das betreffende, aus guten geologischen Leitern bestehende

Vorkommen eingelagert wird, oder daß er mit geologischen Leitern verbunden wird, die ihrerseits wieder eine Verbindung mit diesem Vorkommen herstellen. In der Fig. 1 sind die schematischen Anordnungen mit den zugehörigen Ersatzschemen für beide Arten der Erdung dargestellt. Der Geophysiker hat nun den Widerstand der geologischen Leiter, den Bettungs- und den Übergangswiderstand zwischen Erder und geologischen Leitern zu ermitteln. Es ist klar, daß dieser nicht nur von der Lagerung und Bettung der Erdplatte oder der Erddrähte, sondern auch von den verschiedensten geoelektrischen Faktoren abhängig ist. In den folgenden Zeilen soll nun ausschließlich vom Übergangswiderstand gesprochen werden. Die anderen Widerstände sollen außer acht bleiben, obwohl sie natürlich auch für die Tauglichkeit der Anlage bestimmend sind und daher stets zu messen sind.

Zur Überprüfung des Übergangswiderstandes sind heute verschiedene Geräte in Gebrauch, die rein meßtechnisch betrachtet, sicher gute Ergebnisse liefern können. Leider werden aber die Verfahren sehr oft zu schematisch angewendet

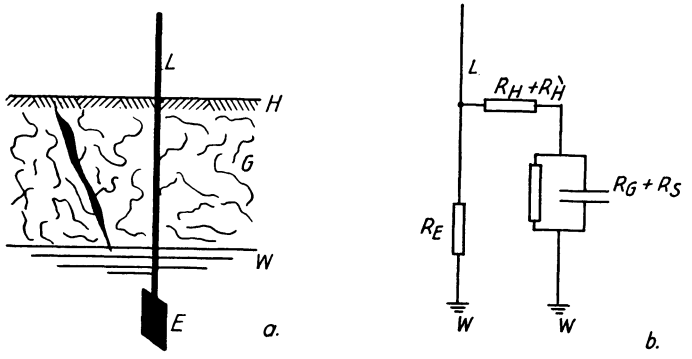


Fig. 1. Anordnung und Ersatzschema einer Erdung

und können daher Ergebnisse liefern, die technisch unbrauchbar sind. Da nun gerade diese Messungen oft von großer Bedeutung sind, so sei hier an einem praktischen Beispiele zunächst gezeigt, wie wichtig die Beachtung geoelektrischer Faktoren werden kann.

An einer Reihe von Blitzableitererden (Anordnung siehe Fig. 5) wurden zu Kontrollzwecken unter ungefähr gleichen meteorologischen Voraussetzungen die Übergangswiderstände gemessen. Die Ergebnisse waren folgende.

Erste Messung. Hilfserde durch Erdspieße:

Erde 1 und Erde 2	7.5 Ohm
Erde 3	53.0 „
Erde 4	60.0 „

Zweite Messung. Hilfserde durch Erdspieße. Lage der Sonde und Erdspieße gegenüber jener bei der ersten Messung geändert:

Erde 1 und Erde 2	6.5 Ohm
Erde 3 und Erde 4	13.0 „

Bei der zweiten Messung waren die Erden 3 und 4 parallel geschaltet. Der Widerstand der Erden 1 und 2 ist bei der zweiten Messung um 1 Ohm und bei den Erden 3 und 4 unter Berücksichtigung der Umschaltung um ungefähr 27 Ohm geringer.

Dritte Messung. Als Hilfserde wird die Wasserleitung verwendet (—·—·—· in Fig. 5). Sondenanordnung gegenüber der ersten Messung wenig verändert:

Erde 1 und Erde 2	.....	4 Ohm
Erde 3 und Erde 4	.....	6.3 „

Zwischen der dritten und zweiten Messung besteht also wieder ein bedeutender Unterschied. Dieser Unterschied konnte aber auch durch weitere Versuche nicht geklärt werden. Da die ungemein großen Schwankungen nicht allein durch den Einfluß der Witterung erklärt werden konnten, so lag die Vermutung nahe, daß die Differenzen durch geoelektrische Faktoren bedingt seien. Nur durch deren Berücksichtigung ist es möglich, den großen Einfluß der Elektrodenanordnung zu erklären. Vorweggenommen sei, daß alle Messungen mit Geräten durchgeführt wurden, die nach dem heutigen Stande der Meßtechnik voll entsprechen. Die Einwände, die gegen die Messung erhoben wurden, betreffen einerseits den Umstand, daß mit einer ungünstigen Elektrodenanordnung gearbeitet wurde und daher bei der ersten und zweiten Messung zu große Werte erhalten wurden, andererseits die Tatsache, daß bei der dritten Messung die Elektroden zu dicht beisammen lagen.

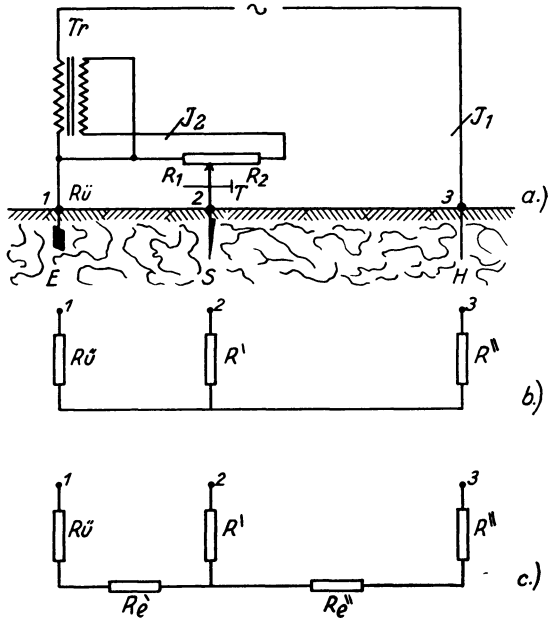


Fig. 2. Anordnung zur Bestimmung des Übergangswiderstandes an einem Erder

Um diese beiderseitigen Einwände würdigen zu können, war es zunächst nötig, zu untersuchen, ob das in Frage kommende Meßgerät unter allen Umständen richtige Ergebnisse liefern muß, oder ob schon theoretisch Fehler möglich sind. Das Schema des verwendeten Erdungsmessers für Schwachstromanlagen zeigt schematisiert Fig. 2.

Das Telephon T wird stromlos sein, wenn die Voraussetzung

$$I_2 R_1 = I_1 R_{\ddot{u}}$$

erfüllt ist. Diese Voraussetzung wird bei diesem Gerät unabhängig von der Größe des Widerstandes R'' zu erfüllen sein, da die beiden in Betracht kommenden Spannungsstufen mit dem Transformator T_r zueinander in ein bestimmtes Verhältnis gebracht werden. Setzt man nun zunächst voraus, daß der Ausbreitungswiderstand des Untergrundes selbst gering ist und daß der zwischen der Erde und der Hilfserde eingeschaltete Raumwiderstand gegenüber dem Übergangswiderstand des Erders sehr klein ist, so kann man das in Fig. 2b gezeichnete Ersatzschema skizzieren. Der Widerstand R' spielt in diesem Falle keine Rolle, da er bei richtig eingestelltem Widerstand R_1 ohnehin stromlos ist. Der Widerstand R'' verändert lediglich die Stromstärke I_1, was aber nur die Empfindlichkeit der Anordnung beeinflussen kann. Es wird in diesem Falle somit tatsächlich nur der Übergangswiderstand $R_{\ddot{u}}$ eine Rolle spielen. In den beiden folgenden Tabellen sind Meßwerte zusammengestellt, die zeigen, daß die Meßergebnisse — selbst bei großen Widerstandsschwankungen — noch brauchbar konstant bleiben.

Tabelle 1. Meßwerte bei veränderlichem Sonden- und Hilfserderwiderstand R' und R'' je $\Omega \rightarrow$*)

		500	1000	2000	3000
$R_{\ddot{u}}$	5	5.25	5.25	5.5	$\sim$ 5.5
	10	10.5	10.5	10.75	$\sim$ 11
	15	15.75	15.75	16	$\sim$ 16
	20	20.5	20.5	20.5	$\sim$

Tabelle 2. Meßwerte bei verschiedener Veränderung des Sonden- und Hilfserderwiderstandes**). $R_{\ddot{u}} = 10.5\,\Omega$

$R'' \rightarrow$	500	1000	2000	3000	4000	5000	10000	20000
R' 500	10.5	10.5	10.75	10.75	10.75	10.75	10.75	$\sim$ 11
1000	10.5	10.5	10.75	10.75	10.75	10.75	$\sim$ 11	
2000	10.5	10.75	10.75	11	$\sim$ 11	$\sim$ 11		
3000	10.75	11	11	$\sim$ 11				
4000	11	11	ungenau					
5000	11	11.25	„					
10000	11.25	11.25	„					
15000	11.75	11.5	„					
20000	11.75	11.5	„					
40000	$\sim$ 13	$\sim$ 12	„					
60000	$\sim$ 15							

Ganz anders wird aber die Sache, wenn der Widerstand zwischen den Punkten 4 und 5 nicht mehr zu vernachlässigen ist. Dann gilt das in Fig. 2c gezeichnete Ersatzschema. Durch den Widerstand R_1 ist jetzt nicht mehr der Widerstand $R_{\ddot{u}}$,

*) R' Widerstand der Sonde, R'' Widerstand der Hilfserde.
**) R' und R'' wie in Tabelle 1.

sondern es ist damit der Widerstand $R_{ü} + R'_{e}$ ermittelt. Der Widerstand R'_{e} geht jetzt als unbekannte Größe in die Rechnung ein und der Übergangswiderstand an dem Erder kann praktisch nicht mehr ermittelt werden. Der in Fig. 2b gezeichnete Fall wird im allgemeinen dann eintreten, wenn der Untergrund ausgedehnte und gute geologische Leiter enthält. Dies wird praktisch bei ausgedehnten Grundwässern, oder bei stark durchfeuchtetem Untergrund der Fall sein. In allen anderen Fällen wird aber der in Fig. 2c dargestellte Fall zutreffen. Nun ergibt sich oft die Notwendigkeit, die Blitzerde in gutleitenden Spalten zu verlegen. Ein Beispiel zeigt Fig. 3.

Die Blitzerde 1 ist in einer solchen Spalte Sp verlegt und entspricht durchaus allen Anforderungen, die an eine gute Erdung gestellt werden dürfen. Wird nun die Sonde bei 2 und die Hilfserde bei 3 angeordnet, so sind alle Elektroden durch die gutleitende Spalte miteinander verbunden. Der Widerstand des geologischen Leiters zwischen 1 und 3 wird dann in der Regel viel kleiner sein als der Übergangswiderstand an der Erdung. Daher darf die in Fig. 2b skizzierte Voraussetzung

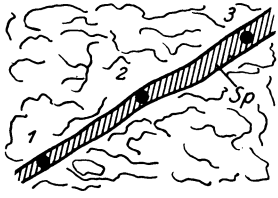


Fig. 3. Anordnung der Elektroden in einer Spalte

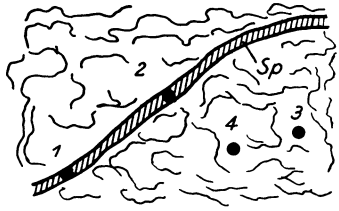


Fig. 4. Anordnung der Elektroden in- und außerhalb einer Spalte

angenommen werden und man kann durch eine einfache Vermessung günstige Ergebnisse erzielen. Solche Ergebnisse wird man auch noch dann erzielen, wenn die in Fig. 4 skizzierte Situation eintritt. Die Blitzerde liegt wieder bei 1, die Sonde bei 2 und die Hilfserde bei 3. In diesem Falle sind wenigstens die Sonde und die Blitzerde miteinander gut verbunden, so daß man den Widerstand R'_{e} vernachlässigen kann. Vergrößert wird lediglich der Widerstand R''_{e}, was aber nur die Stromstärke und damit auch die Empfindlichkeit, keineswegs aber die Richtigkeit der Messung beeinflußt. Rückt man jedoch die Sonde an den Punkt 4, so ist diese Voraussetzung nicht mehr erfüllt und die in Fig. 2c dargestellte Situation tritt ein. Das Potential des Punktes 4 gegenüber dem Punkte 1 und 3 kann dann nach jenen Grundsätzen bestimmt werden, die schon seit langem in der angewandten Geophysik bekannt sind. Freilich sind diese Berechnungen im allgemeinen sehr kompliziert und wenn es sich um inhomogenen Untergrund handelt, oft überhaupt kaum mit jener Genauigkeit möglich, die in diesem Falle notwendig wäre. Zu beachten ist weiter, daß insbesondere die Witterungseinflüsse den Widerstand zwischen 1 und 4 in ganz verschiedener Weise beeinflussen. Man kann das Ergebnis dieser Feststellungen also so zusammenfassen, daß — falls

der Ohmsche Widerstand des Untergrundes selbst nicht zu vernachlässigen ist — durch bloße Anwendung des geschilderten Meßverfahrens kein richtiger Erdübergangswiderstand ermittelt werden kann. Handelt es sich um die Erdung in einer Spalte, so kann das geschilderte Meßverfahren nur dann richtige Ergebnisse liefern, wenn zu mindestens die Sonde 2 mit dieser Spalte gutleitend verbunden ist. Ist dies nicht der Fall, so wird der gemessene Widerstand eine Funktion des Winkels, den die durch die Punkte 1 und 2 gelegte Gerade mit der Streichrichtung der Spalte einschließt. Diese theoretische Erkenntnis steht in diesem Falle mit den Ergebnissen, die durch die Messungen gewonnen wurden, im Einklang. Wie eingangs ausgeführt wurde, haben diese sehr beträchtliche Unterschiede gezeitigt, die nur durch die verschiedene Anordnung der Elektroden erklärt werden können.

Es wurde nun eine Reihe von Versuchen durchgeführt, um die bei den besprochenen Messungen gegebenen Verhältnisse zu klären. Das Wetter war feucht. Während der Versuche ging Schneeregen nieder und die oberste Erdschicht war durchfeuchtet. Die Humusschicht war im allgemeinen nur 20 bis 30 cm mächtig. Unter dieser lag Kies und Schotter. Nach der Angabe des Hausbesitzers steht das Haus auf einer alten Halde, die noch aus der Zeit des Bergbaues stammen soll. In geoelektrischer Hinsicht liegen die Verhältnisse folgendermaßen: Die Leitfähigkeit der Humusschicht ist vor allem von der Witterung abhängig und bei nicht zu trockenem Wetter sicher ganz gut. Sie spielt aber für die Erdung eine nur untergeordnete Rolle, da sie lediglich mit dem schwachen Erdungsleiter und nicht mit der großflächigen Erderplatte in Berührung kommt. Für den Übergangswiderstand der Erdplatte kommt lediglich die Schotterschicht in Betracht. Das Gestein selbst ist schlechtleitend. Nur die wässerigen Lösungen kommen als Leiter in Betracht. Es wird daher mit im allgemeinen hohen und überdies von der Witterung sehr stark abhängigen Raumwiderständen zu rechnen sein. Am Versuchstage waren diese Verhältnisse relativ günstig.

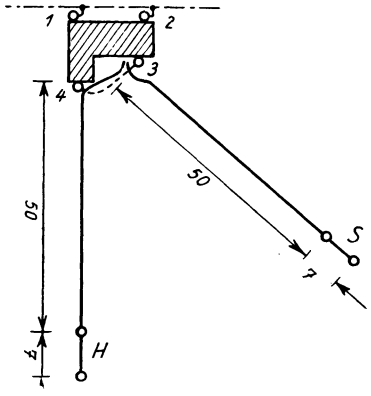


Fig. 5. Anordnung der Erdbohrer und Erdspieße

Es wurden nun die folgenden Versuche unternommen:

1. Der Widerstand der parallel geschalteten Erder 3 und 4 wurde mit 11 Ohm gemessen. Als Sonden wurden hierbei zwei parallel geschaltete Erdbohrer verwendet, die in die Humusschicht eingebohrt waren. Als Hilfserde fungierten zwei Erdspieße, die bis in den Schotter vorgetrieben wurden. Die Anordnung der Sonden und Hilfserden geht aus der Fig. 5 hervor.

2. Der Widerstand der beiden parallel geschalteten Erder 3 und 4 wurde neuerlich bestimmt. An Stelle der beim ersten Versuch verwendeten Erdspieße

wurde aber nunmehr die Wasserleitung als Hilfserde verwendet. Der Widerstand betrug nunmehr 6 Ohm.

3. Der Widerstand des bloß in den Humus eingebohrten Erdbohrers gegen die Wasserleitung wurde mit 1200 Ohm bestimmt.

Wurden die Erdbohrer stärker in den Boden gedreht, so daß sie mit dem Schotter in Berührung kamen, während gleichzeitig der Kontakt mit der Humusschicht möglichst vermieden wurde, so stieg der Widerstand auf 1500 Ohm.

4. Der Widerstand der Erdspieße gegen die Wasserleitung wurde mit 230 Ohm bestimmt.

5. Der Widerstand der beiden parallel geschalteten Erder 3 und 4 wurde bei 1. bestimmt. An Stelle der Sonde wurde aber bloß ein ungefähr 50 m langer emaillierter Draht auf der Erde ausgelegt, so daß er mit dieser in kapazitiver Verbindung stand. Der Übergangswiderstand betrug bei dieser Anordnung 10 Ohm. Bei Wechselstrom von 1000 Hertz erhielt man weiter

$$1/\omega C = 8000 \text{ Ohm}.$$

Zu diesen Versuchen wäre noch zu bemerken, daß das Gehöft am Hang eines Hügels liegt, der von 3 nach 1 und von 4 nach 2 verflacht. In dieser Richtung erfolgt auch der Abfluß des Wassers. Es darf daher angenommen werden, daß der Widerstand des Erdreiches in unmittelbarer Nähe der Hausmauer und geringer Teufe bei den Erdern 3 und 4 kleiner sein wird als bei den Erdern 1 und 2.

Aus den Versuchen geht einerseits hervor, daß die mit dem gleichen Gerät gemessenen Übergangswiderstände bei verschiedener Beschaffenheit der Hilfserde wesentlich verschiedene Werte aufweisen und daß andererseits der Raumwiderstand des Untergrundes ziemlich beträchtliche Werte erreicht.

Es muß nun untersucht werden, ob die beim zweiten Versuch gewählte Elektrodenanordnung richtige Ergebnisse liefern kann.

Die Vorschriften bestimmen nun weiter, daß Hilfserde und Sonde vom Erder bestimmte Mindestabstände einhalten müssen. Der einzige Zweck dieser Anordnung ist darin zu sehen, die Sonde aus dem sog. Spannungstrichter des Erders herauszunehmen. Tut man dies aber, so erhält man nicht den „Übergangswiderstand", sondern den gesamten Widerstand des Erders gegenüber dem Erdpunkte. Will man den Übergangswiderstand bestimmen, so muß die Sonde in einem Punkte verlegt werden, der das gleiche Potential wie die Grenzfläche der gewachsenen geologischen Leiter mit der Bettung des Erders hat. Aus geophysikalischen Gründen darf bloß ein bestimmter Abstand vom Erder vorgeschrieben werden, da in unmittelbarer Nähe dieser Elektrode der Stromlinienverlauf oft gestört ist. Diese Forderung wird bei allen solchen Messungen gefordert. Da sie aber sowohl beim Versuch 1 als auch beim Versuch 2 erfüllt ist, so haben wir — wenn wir bloß den Übergangswiderstand bestimmen wollen — zu untersuchen, ob die Sonde S bei beiden Versuchen im gleichen Potentialgebiet lag. Wie wir schon früher ausgeführt haben, ist dieser Umstand ungemein wichtig. Besteht nämlich zwischen Sonde und dem mit der Erdplatte in unmittelbarem Kontakt befindlichen

Erdreiche kein Potentialunterschied, so wird die Messung den reinen Übergangswiderstand ermitteln. Besteht aber diese Voraussetzung nicht, so wird der am Gerät abgelesene Widerstand größer sein als der bloße Erdübergangswiderstand. In Fig. 6 ist der ungefähre Verlauf der Strom- und Äquipotentiallinien für den Versuch 1 und in Fig. 7 jener für den Versuch 2 gezeichnet. Man sieht ganz deutlich, daß beim Versuch 2 die Sonde S ungefähr im gleichen Potentialgebiet liegt wie der Erder E. Beim Versuch 1 ist dies aber nicht der Fall. Daher wird für die beiden Fälle das neben dem Stromlinienbild gezeichnete Ersatzschema zu entwerfen sein. Beim ersten Versuch wird (Fig. 6) noch ein Teil des dem Untergrund zugeteilten Widerstandes R_G mitgemessen werden und daher wird der durch Messung bestimmte Wert größer sein als der tatsächliche. Beim zweiten Versuch dagegen (Fig. 7) wird dieser Teilwiderstand von R_S in Reihe zum Widerstand des Meßgerätes oder Telephons liegen und bei richtiger Abgleichung überhaupt stromlos sein. Die Messung ergibt also in diesem Falle den richtigen Wert.

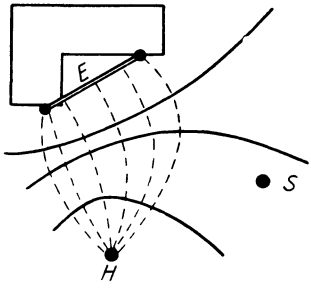


Fig. 6. Unrichtige Anordnung von Sonde und Hilfserde

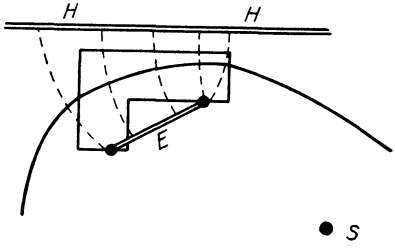


Fig. 7. Richtige Anordnung von Sonde und Hilfserde

In den Vorschriften des Ausschusses für Blitzableiterbau (ABB.) wird in den maßgebenden Abschnitten von „Erdübergangswiderstand" gesprochen. Demnach müßte der eigentliche Ausbreitungswiderstand in den geologischen Leitern des Untergrundes unberücksichtigt bleiben, obwohl er natürlich von wesentlicher Bedeutung ist. Da an einigen Stellen nun aber die Bezeichnungen „Erdübergangswiderstand" und „Ausbreitungswiderstand" offenbar gleich bedeutend gebraucht werden, so sind stets Unklarheiten möglich. Diese könnten beseitigt werden, wenn zwischen „Übergangswiderstand", „Bettungswiderstand" und „Ausbreitungswiderstand" unterschieden würde. Diese Unterscheidung wäre auch aus praktischen Gründen nötig, da die beiden ersten Widerstände durch technische Mittel beeinflußt werden können, während der Ausbreitungswiderstand durch die natürlichen Verhältnisse bestimmt ist. Aus geophysikalischen Gründen wäre die Unterscheidung unbedingt nötig, damit nicht Bezeichnungen einander gleichgesetzt werden, die geophysikalisch völlig verschieden sind.

In den ABB.-Vorschriften wird als Widerstand für den Einzelerder 10 Ohm und für eine Erdergruppe 5 Ohm zugelassen. Unter diesem Widerstand soll nun

wieder die Summe aus den angegebenen drei Einzelwiderständen zu verstehen sein, also der gesamte Erderwiderstand. Da nun aber bloß der Übergangs- und Bettungswiderstand durch technische Mittel verbessert bzw. auf bestimmte Werte herabgesetzt werden kann, so enthalten die Vorschriften allgemeine Bestimmungen bloß für die Ausmaße des Erders in verschiedenem Untergrund. In der Tabelle 3

Tabelle 3. Erdergröße für verschiedene Bodenarten nach den Vorschriften des Ausschusses für Blitzableiterbau 1937

Bodenart	Wahlweise zu verlegende Erder					
	Erdplatten*)		Rohrerder*)		Strahlenerder	1 Rohrerder 2.5 + Strahlenerder
	0.5 m²	1 m²	2.5 m	5 m	in m	in m
Moorboden in feuchter Lage	1	—	1	—	2× 6	2× 6
Lehm in feuchter Lage	1	—	1	—	2× 6	2× 6
Lehm in trockener Lage	—	4	5	3	2× 9	2× 6
Lehm mit Sand in feuchter Lage	2	1	2	—	2× 6	2× 6
Lehm mit Sand in trockener Lage	—	5	—	4	2×13	2×10
Wiese in feuchter Lage	1	—	1	—	2× 6	2× 6
Wiese in trockener Lage	—	4	5	3	2× 9	2× 6
Wiese und Lehm (mittlere Verhältnisse)	—	4	5	3	2× 9	2× 6
Ackerboden in feuchter Lage	2	1	2	—	2× 6	2× 6
Ackerboden in trockener Lage	—	5	—	4	2×13	2×10
Ackerboden und Lehm (mittlere Verhältnisse)	4	3	4	2	2× 6	2× 6
Ackerboden und Sand in feuchter Lage	—	3	4	2	2× 8	2× 6
Steiniger Boden mit Lehm in feuchter Lage	3	2	3	2	2× 6	2× 6
Steiniger Boden mit Lehm in trockener Lage	—	5	—	4	2×13	2×10
Sand mit Lehm in feuchter Lage	—	3	4	2	2× 8	2× 6
Sand in feuchter Lage	—	3	4	2	2× 8	2× 6
Sand und Kies in feuchter Lage	—	—	—	5	2×20	2×16
Sand und Kies in trockener Lage	—	—	—	—	4×50	4×50**)
Steinboden in trockener Lage	—	—	—	—	4×50	4×50**)

sind einige dieser zusammengestellt. Es ist klar, daß auch diese Angaben nur sehr schematischen Wert beanspruchen können, da es im Einzelfalle natürlich noch auf viele andere Faktoren, wie z. B. auf die Struktur des Untergrundes usw. ankommt.

Diese Angaben können aber nur dann einen Wert beanspruchen, wenn die entsprechenden Vorkommen ausreichend groß sind und wenn sich ihre Leitfähigkeit nicht innerhalb allzu weiter Grenzen verändert. Handelt es sich darum, etwa in einer Spalte zu erden, so sind die Voraussetzungen natürlich schon ganz andere

*) Bei Parallelschaltung von mehreren Erdplatten oder Rohrerdern gegenseitiger Abstand mindestens 5 m.

**) Rohrerder 5 m lang.

und es ist für diesen Fall wohl überhaupt kaum möglich, bestimmte Normen zu prägen. Maßgebend für die Beurteilung eines Erders ist jedenfalls, daß der Blitz infolge unrichtiger und unzureichender Erdung abspringen und dadurch Schaden anrichten kann oder nicht. In den Vorschriften heißt es ausdrücklich, daß der Erdübergangswiderstand der Blitzableiteranlage der geringste aller in der Nähe erzielbarer sein soll. Als „naher Bereich" im Sinne dieser Vorschrift kann aber nur jener Bereich bezeichnet werden, in dem die Gefahr eines Abspringens des Blitzes möglich ist. Nur dann, wenn der Blitz von der unzureichenden Erde nach einer besseren abspringt, besteht die Gefahr, daß die abspringende Blitzbahn Schaden anstiftet. In dem zu untersuchenden Falle ist nun als einzige bessere Erdungsmöglichkeit in der Umgebung der Erdungsstellen 3 und 4 die Wasserleitung zu bewerten. Selbst bei einem Übergangswiderstand von 10 Ohm und einer Blitzstromstärke von 60000 Amp. erhielt man aber am Erder bloß einen Spannungsabfall von 600000 Volt. Dieser Spannungsabfall ist aber unter keinen Umständen ausreichend, um ein Abspringen des Blitzes von der Erdung 3 und 4 nach der Wasserleitung hin zu ermöglichen. In den Vorschriften wird weiter auch darauf hingewiesen, daß ein bestimmter Erdübergangswiderstand überhaupt nicht definiert werden kann, da er von den Witterungsverhältnissen abhängig ist. In Fig. 8 sind die Widerstandsschwankungen während einer Regenperiode für einen Querschnitt eingezeichnet, der eine wasserführende Spalte enthält.

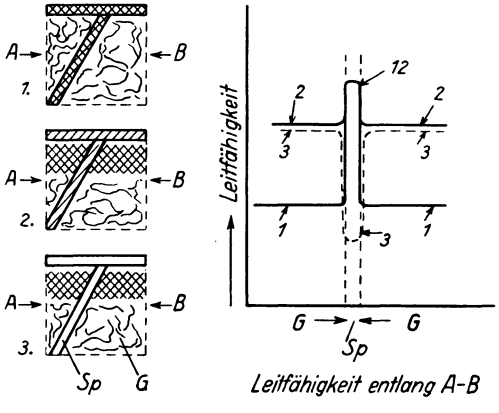


Fig. 8. Widerstandsschwankungen einer Spalte

Man sieht, daß das Ersatzschema zu verschiedenen Zeitpunkten ganz verschieden ist und daß es in einem solchen Falle daher auch schwer möglich ist, irgendeinen bestimmten Widerstandswert zu definieren. In der Tabelle 4 sind Widerstands- und Dielektrizitätskonstanten für einige Böden zusammengestellt. Man sieht, daß nicht nur die verschiedene Durchfeuchtung, sondern auch die Frequenz von großem Einfluß ist, und daß daher auch der Widerstand bei Blitzdurchströmung, also bei einer stoßartigen Beanspruchung, ein ganz anderer sein kann als bei Gleichstrom oder Niederfrequenz. Nur bei Erdern, die bis zum Grundwasser reichen, kann ein solcher einigermaßen sicher angegeben werden. Da es nun in dem vorliegenden Falle, mit Rücksicht auf die Beschaffenheit des Bodens kaum möglich ist das Grundwasser zu erreichen, ohne eine zu große Leitungslänge in Kauf zu nehmen, so muß man sich mit beträchtlichen Schwankungen abfinden. Wenngleich zur Zeit der Vergleichsversuche die Voraussetzungen in dieser Hinsicht

auch nicht ungünstige waren, so müßte doch berücksichtigt werden, daß möglicherweise durch teilweise Vereisung Widerstandserhöhungen eintraten.

Die Differenzen, die durch diese spezielle Untersuchung aufgezeigt wurden, sind zum großen Teil darauf zurückzuführen, daß sowohl beim Erlaß der notwendigen Vorschriften als auch bei der Entwicklung der einschlägigen Meßverfahren zu wenig Bedacht auf die Ergebnisse der allgemeinen und angewandten Geophysik genommen wird. Dadurch ist es möglich, daß Unterschiede in den Meßergebnissen zutage treten, die zu beträchtlichen Unklarheiten Anlaß geben. Dadurch, daß die verschiedenen Widerstände nicht getrennt werden, sind solche Unklarheiten immer möglich. Auch der Forderung, daß die Hilfserde und die Sonde vom Erder immer 40 bzw. 20 m entfernt sein soll, kann nicht immer zugestimmt werden. Wie man aus diesen Ausführungen ersehen kann, ist der sog. Spannungstrichter, also jener Raum, in dem die Spannung noch einen praktisch zu berücksichtigenden Abfall vom Erderwert auf den Wert des Erdpunktes auf-

Tabelle 4. Widerstands- und DK-Schwankungen nach Smith-Rose

Material	Teufe in m	Feuchtigkeit in %	Leitvermögen in abs. ESE bei $\nu_1 = 1.2 \cdot 10^6$	Leitvermögen in abs. ESE bei $\nu_2 = 10 \cdot 10^6$	ε bei $10 \cdot 10^6$
Kalk	0,61	24	$0.4 \cdot 10^8$	$0.64 \cdot 10^8$	21
	1.51	26	1.7	1.1	38
	0.91	27	0.87	0.64	29
	3.03	27	1.6	2.0	34
Blaue Tonerde	3.03	23	6.9	8.3	29
	0.91	25	10.0	13.0	46
	3.03	25	7.5	11.0	40
	0.91	27	8.5	14.0	75
Tonerde und Sand	1.51	21	7.0	9.8	42
	0.61	26	9.0	13.0	48
Lehm	0	22	0.67	1.0	25
Faseriger Lehm	0	21	0.93	1.3	23
Dark fibrous loam	0	60	3.9	6	54
Kalkiger Lehm	0.3	21	0.81	0.9	25
Lehm und Tonerde	0.3	13	1.3	1.5	21
Lehm (Clay)	0.3	33	7.2	8.8	43

weist, von der Beschaffenheit des Untergrundes sehr abhängig und daher auch keineswegs immer axialsymmetrisch zum Erder. Die angegebenen Abstände können daher einmal übertrieben groß, das andere Mal zu klein sein. Schließlich kann man auch für den gesamten Erdwiderstand unter diesen Voraussetzungen je nach der Elektrodenanordnung ganz verschiedene Werte erlangen. Dieser Zustand liegt weder im Interesse des Fabrikanten noch jener Stellen, denen die Überprüfung der Anlagen obliegt. Aus diesem Grunde wäre es unbedingt anzustreben, daß für die Erstellung der Blitzableiteranlagen nicht ausschließlich schematisierte und allgemein gehaltene Vorschriften erlassen würden, sondern

daß in jedem einzelnen Falle nach Maßgabe der gegebenen geophysikalischen Voraussetzungen zu überprüfen wäre. Insbesondere wäre aber die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse unter verschiedenen geophysikalischen Voraussetzungen unbedingt zu überprüfen, damit in dieser Hinsicht Fehler vermieden würden, die mitunter überflüssige Mehrarbeiten bedingen. Die geophysikalischen Voraussetzungen sind heute jedenfalls soweit geklärt, daß sie der Blitzschutztechnik zugrunde gelegt werden könnten. Zunächst müßte die beschriebene Trennung der drei Teilwiderstände verlangt werden. Die Summe aus Übergangs- und Bettungswiderstand wäre einfach so zu ermitteln, daß die Sonde am Rande der Bettung einzustecken wäre. Weiter müßte verlangt werden, daß der Verformung des Spannungstrichters durch die geoelektrische Struktur des Untergrundes Beachtung zu schenken wäre, um auf diese Weise überhaupt vergleichbare Ergebnisse zu erhalten. Schließlich müßte die Abspringzone klar definiert werden, damit jeder weiß, innerhalb welcher Zone der gesamte Erdwiderstand eines verlegten Erders den kleinstmöglichen Wert haben muß, ohne daß die Gefahr eines Blitzschlages nach der Umgebung hin möglich ist.

Da die ständige Überprüfung von Blitzableiteranlagen unbedingt nötig ist, so wären auch für diese entsprechende Vorschriften neu herauszugeben, die auf die geophysikalischen Voraussetzungen weitgehend Rücksicht zu nehmen hätten.

Prag, im März 1939.

Eine einfache Methode zur Bestimmung der magnetischen Suszeptibilitäten von Gesteinen in schwachen Feldern

Von **Tzu-Chang-Wang**, China. — (Mit 11 Abbildungen)

Zur Aufnahme der Hysteresisschleife schwingt eine Gesteinsprobe in einer Magnetisierungsspule bei verschiedenen Feldstärken. Die Schwingungsdauer wird mit der Stoppuhr, oder, wenn größere Genauigkeit erforderlich ist, durch photographische Registrierung bestimmt. — Bei geringem Anspruch an Genauigkeit kann auch eine Torsionsmethode, oder bei Benutzung der magnetischen Feldwaage eine Ablenkungsmethode benutzt werden.

Die Grundgleichung der induzierenden Magnetisierung lautet:

$$J = \varkappa \cdot \mathfrak{H}' \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

J bedeutet die Intensität der Magnetisierung oder das magnetische Moment pro Volumeneinheit, $\varkappa$ die Suszeptibilität der untersuchten Probe und $\mathfrak{H}'$ das äußere Feld.

Zur Bestimmung der Suszeptibilität der Gesteine bei Feldstärken von der Größenordnung des Erdfeldes muß man $\varkappa$ für eine Reihe verschiedener sehr niedriger Feldstärken messen. Es ist schwer, eine solche Meßvorrichtung genügend empfind-

lich zu bauen. Man extrapoliert daher von den Werten aus, die bei hohen Feldstärken erhalten worden sind, auf den Wert, der sich für schwache Feldstärke ergeben müßte.

I. Überblick über die bisher angewandten Methoden und ihre Ergebnisse

Für die Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität von Gesteinen sind zahlreiche Methoden angegeben worden. Die von Wiedemann [2], Königsberger [3], [6], Rücker [4], Stutzer [5], P. Kapitza und W. L. Webster [12] und von anderen benutzten Methoden besitzen als Kennzeichen, daß man die Bestimmung der Suszeptibilität bei hohen Feldstärken ausführen muß, um bei den schwach magnetisierbaren Proben meßbare Ausschläge zu erhalten. Für die paramagnetischen Gesteine kann man die errechnete Suszeptibilität mit der im Erdfeld gültigen identifizieren. Aber die meisten Erze bestehen zum Teil aus ferromagnetischen Mineralien; die Bestimmung der Suszeptibilität, die daher von der Feldstärke abhängt, muß deshalb bei schwachen Feldstärken von der Größe des Erdfeldes ausgeführt werden.

Die Methode von Königsberger mißt die Suszeptibilität von schwach magnetisierbaren Gesteinen in verhältnismäßig schwachen Feldern (etwa 5 Gauß). W. Pavlinov [7] hat einen Apparat zur Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität von Gesteinsproben nach dem magnetometrischen Verfahren gebaut. Stschodro [8] verglich ein magnetometrisches Verfahren nach Pavlinov mit einem ballistischen Verfahren. Die verhältnismäßig hohe Suszeptibilität erlaubte, die Hysteresisschleifen ganz aufzunehmen (die untere Grenze der Feldstärke war etwa 9 Gauß). A. Turcev [9] untersuchte die magnetischen Eigenschaften der Gesteine nach der Hopkinsonschen Schlußjochmethode. Die Dimensionen des Joches betrugen: Länge = 250 mm, Breite = 340 mm, Dicke = 55 mm. In der Öffnung des Joches war eine Magnetisierungsspule eingesteckt mit den Dimensionen:

N = Windungszahl der primären Spule = 5193; l = Länge = 14.1 cm; N/l = Windungszahl pro cm der gesamten Spule = 368.3; d_1 = äußerer Durchmesser = 16.8 cm; d_2 = innerer Durchmesser = 3.7 cm.

Die Sekundärspule, die aus sehr dünnem Draht bestand, war direkt auf die zu untersuchende Gesteinsprobe gewickelt, die Windungszahl n war von der Suszeptibilität der Probe abhängig. Für die meisten Proben war $n = 400$ und die Länge einer Windung 1.6 cm. Die Proben waren in Stückchen mit einem Querschnitt von 1 cm² geschnitten und um so länger, je kleiner ihre Suszeptibilität war. Die zu untersuchende Probe wurde in die Mitte der Primärspule hineingebracht. Die in der Sekundärspule durch die Änderung der Stromstärke $+ i \rightarrow - i$ in der Primärspule hervorgerufenen Induktionen wurden mit einem geeichten ballistischen Galvanometer gemessen.

Nach dieser Methode sind sechs Proben untersucht worden. Die magnetische Stabilität der Gesteine $= \frac{\text{Koerzitivkraft}}{\text{Remanenz}}$ ergab sich sehr groß. Dies kann

wahrscheinlich bei der Erklärung der Anomalie des Erdfeldes herangezogen werden.

Puzicha [10] untersuchte die magnetischen Eigenschaften der Eruptivgesteine mit einer ballistischen Methode, die der Methode von Stschodro sehr ähnlich ist. Er hat über 40 Proben untersucht. Die untere Grenze der Feldstärke ist etwa 5 Gauß.

Das Prinzip der Versuchsanordnung von K. Puzicha ist folgendes. Die untersuchte Probe mit dem magnetischen Moment M wurde rasch in die Mitte der Induktionsspule AA', deren Enden mit einem ballistischen Galvanometer verbunden sind, hineingeschoben, oder aus der Mitte der Spule AA' herausgezogen. Die Elektrizitätsmenge Q, die beim Induktionsstoß entsteht, geht durch das Galvanometer. Es ist

$$Q = \frac{4\pi n_1 M}{R}.$$

Hierin bedeutet n_1 die Windungszahl auf 1 cm der Länge der Induktionsspule AA' und R der Gesamtwiderstand der Spule und des Galvanometers. Hierdurch wird dem Galvanometer ein Ausschlag erteilt, der proportional Q ist. Da Q proportional M ist, konnte das Galvanometer direkt auf magnetische Momente geeicht werden.

Das Galvanometer ist von Kipp und Sohn und hat eine Stromempfindlichkeit von 15 bis $50 \cdot 10^{-10}$ Amp. Bei einem unteren Grenzwiderstand von 200 Ohm stellte es sich nach 3 sec aperiodisch ein.

Die Windungszahl je cm der Induktionsspule AA' ist unter Berücksichtigung der Minimalsuszeptibilität, der Minimalfeldstärke der Magnetisierungsspule BB' und des Gesamtwiderstandes R bestimmt. Die Mindestwindungszahl war 300/cm.

Die Maße dieser Spule AA' waren: Länge $l_1 = 12.0$ cm; $n_1 = 312.2$; mittlerer Durchmesser = 2.865 cm; Gesamtwindungsfläche = 24250 cm²; Widerstand bei 18° C = 180.0 Ohm; die Wicklung wurde mit aller Sorgfalt vorgenommen, und zwar zu sieben Lagen eines mit Emaillelack isolierten Kupferdrahtes von 0.20 mm Durchmesser auf einem Messingrohr von 0.4 mm Wandstärke.

Die Dimensionen der Magnetisierungsspule BB' waren: Länge $l_2 = 80$ cm; $n_2 = 23.40$; mittlerer Durchmesser = 4.62 cm.

Die Komponente des erdmagnetischen Feldes wurde in der Weise kompensiert, daß von einer entmagnetisierten Probe zunächst der Ausschlag festgestellt wurde, den sie, nur unter dem Einfluß des Erdfeldes stehend, hervorrief. Darauf wurde ein kleiner Magnetisierungsstrom in geeigneter Richtung eingeschaltet und seine Größe so lange verändert, bis eine Bewegung der Probe keinen Galvanometerausschlag mehr verursachte. Jetzt waren Erdfeldkomponente und das vom Strom erzeugte Kraftfeld von entgegengesetzter Richtung gleich groß.

Bei der Eichung des Galvanometers wurde eine Eichspule verwendet, deren Dimensionen folgende waren:

Länge $l_3 = 7.36$ cm; Gesamte Windungszahl $l_3\, n_3 = 338$; Durchmesser einer Windung $d_3 = 2.483$ cm.

Die Größe des Spulenmoments kann durch Variieren des Spulenstroms i_3 auf die gewünschte Höhe gebracht werden:

$$M = \frac{i_3}{10} n_3 l_3 d_3^2 \frac{\pi}{4} \text{ CGS} = 163.8\, i_3 \text{ CGS}.$$

Die Methode der Eichung ist sehr einfach. Man legt die Eichspule symmetrisch zur Mitte der Induktionsspule AA' und unterbricht den Eichstrom, um den Ausschlag des Galvanometers abzulesen.

Die Schwankungen des Galvanometers, die bei der Entnahme größerer Stromstärken (2 bis 8 Amp.) oder bei Gebäudeerschütterungen auf die Klemmstellen der langen Stromzuführung hervorgerufen werden, wurden durch Nachlöten der Verbindungsstellen und mit Hilfe des kleinen Transformators T beseitigt, dessen Primärspule in den Magnetisierungsstromkreis und dessen Sekundärspule in Kompensation mit der Induktionsspule im Galvanometerkreis gelegt wurde. Die Windungszahl der Sekundärspule war gering, damit man mit geringem Widerstand einen großen Induktionsfluß erzeugen konnte. Dadurch haben die Induktionen im Transformator und in der Induktionsspule bei einer Schwankung des Magnetisierungsstromes sich gegenseitig aufgehoben.

Der Fehler des Mittelwertes des Induktionsstoßes betrug nicht mehr als $1^0/_{00}$. In derselben Größenordnung lagen die Fehler der Spulenabmessungen und der Ablesung des Magnetisierungsstromes. Die Eichung war mit $^1/_2\%$ Fehler reproduzierbar. Der mittlere Fehler im Endresultat beträgt daher rund 1%.

H. R. Nettleton und F. H. Llewellyn [11] haben ein Rotationsmagnetometer (nach Art des Erdinduktors) gebaut, bei dem das Erdfeld oder das eines Magneten durch einen Strom kompensiert wird, der durch eine konzentrisch angeordnete Kompensationsspule fließt, die mit der Rotationsspule zusammen eine gegenseitige Induktivität bildet. Mit diesem Apparat sind einige Meßbeispiele (magnetisches Moment, Hysteresisschleife des Nickels u. a.) gegeben worden.

Um sich von der Wirkung der magnetischen Fernstörungen freizumachen, verwendet man ein System von zwei Magneten, die in einem größeren Abstand voneinander an einer vertikalen, starren Verbindung befestigt sind und genau entgegengesetzte Richtung haben. Die Schwierigkeit des Aufbauens eines solchen Instruments liegt daran, daß es sehr schwer ist, daß die magnetischen Momente der beiden Magnete genau gleich sind. Später haben Hans Gerdien und Hans Neumann [13] ein astatisches Kompensationsmagnetometer gebaut, dessen drehbares System aus zwei stromdurchflossenen Spulen von genau gleichen Dimensionen besteht. Die oben beschriebene Schwierigkeit ist dadurch beseitigt. Das auf die untere Drehspule wirkende Feld der Probe wird durch das Feld einer Toroidspule kompensiert, welche nur auf die obere Drehspule wirkt. E. A. Johnson und Steiner [17] haben ein handliches, für Werkstatt und Laboratorium gleich gut geeignetes, astatisches Magnetometer gebaut. Der Abstand der beiden magnetischen Nadeln voneinander beträgt 4.4 cm, die Länge des Aufhängefadens aus Quarz von der Dicke 7 oder 8 μ 10 cm. Besondere Sorgfalt ist auf die völlige

Astasierung des Magnetsystems verwendet. Je nach der Formgebung der untersuchten Probe liegt die Empfindlichkeit des Magnetometers zwischen $2 \cdot 10^{-8}$ bis $1 \cdot 10^{-5}$ CGS pro Skalenteil, so daß die Messung der Suszeptibilität praktisch aller Stoffe mit dem Instrument ermöglicht wird.

H. N. Otis [14] hat ein Torsionsmagnetometer für dünne ferromagnetische Proben gebaut. Die kleine Versuchsprobe hängt innerhalb einer Magnetisierungsspule an einem Torsionsgehänge in vertikaler Ebene unter variablem Winkel quer zur Feldrichtung. Gemessen wird die rücktreibende Kraft, die aus der Verschiedenheit von Feld- und Magnetisierungsrichtung resultiert.

B. Cabrera und Juan M. Torroja [16] haben eine sehr empfindliche Faradaysche Versuchsanordnung, Torsionswaage im inhomogenen Magnetfeld, ausgeführt. Sie erreichen eine Genauigkeit für die Bestimmung der Suszeptibilität von der Größenordnung der des Wassers von 0,1 % und für die Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität eine Genauigkeit von 0,01 %. Die große Genauigkeit wird erreicht durch ein Arbeiten der Waage im Vakuum, durch eine sehr genaue Ablesemöglichkeit der Torsion, durch eine große Konstanz des Feldes und durch eine passende Wahl der Polschuhe, die dem magnetischen Felde den passenden Grad der Inhomogenität geben, in der Weise, daß die geometrische Stellung der Versuchsprobe beim Auswechseln keine merkbare Kraftänderung verursacht.

J. H. Frazer und N. O. Long [18] haben eine neue Apparatur zur Bestimmung der Suszeptibilität gebaut, die der Anordnung zur Messung des gyromagnetischen Effektes nachgebildet ist. Ein länglicher Probekörper wird 45° zur Feldrichtung aufgehängt und dann durch periodische Stromstöße in der Magnetspule in Schwingungen versetzt. Die Feldstärke wird dabei so reguliert, daß eine ganz bestimmte Amplitude der Schwingungen erreicht wird. Durch Vergleich mit Stoffen bekannter Suszeptibilität läßt sich dann die Suszeptibilität der untersuchten Probe berechnen.

Eine neue Methode zur Messung der Magnetisierungsintensität wurde von B. H. Schultz [19] angewendet. Sie ist insbesondere zur Bestimmung von kleinen, feldabhängigen Suszeptibilitäten in konstanten, schwachen und homogenen Magnetfeldern geeignet. Das benutzte Meßverfahren besteht darin, daß ein kleines, dünnwandiges Rohr in dem horizontal gerichteten Magnetfeld so gelagert ist, daß es um eine horizontale Achse, die ganz wenig oberhalb des Schwerpunktes hindurchgeht, schwingen kann. Die Beobachtung der Ablenkung geschieht dabei mittels eines an einem Zeiger befestigten Spiegels. Das Röhrchen trägt an dem oberen und unteren Ende zwei völlig gleiche stromdurchflossene Spulen, so daß kein Drehmoment auftritt, wenn die durch die Spulen fließenden Ströme i_1 und i_2 gleich groß und entgegengesetzt gerichtet sind. Die zu untersuchende Probe wurde in einem anderen dünnwandigen Gefäß von oben in die obere Spule hineingeführt. Es wirkt dann auf das Röhrchen das Drehmoment: $c_1 i_1 \sigma$, wo c_1 eine Apparatkonstante, i_1 den Strom in der oberen Spule und σ die Magnetisierung der Probe bedeutet. Dieses Drehmoment wird aufgehoben durch einen entsprechend starken

Strom i_2 in der unteren Spule, da dadurch das Drehmoment $k_1 H\,(i_2 - i_1)$ erzeugt wird, wo k_1 eine weitere Apparatkonstante und H die Magnetfeldstärke bedeutet. Der Strom i_2 kann durch einen Shunt vom Hauptstrom i_1 abgezweigt werden: $i_2 - i_1 = i_1 \frac{r_1}{R_1}$, so daß sich σ berechnen läßt aus der Formel

$$\frac{\sigma}{H} = \frac{R_1}{r_1}\frac{k_1}{c_1}.$$

Die Apparatkonstante $\frac{k_1}{c_1}$ wird durch Eichung festgestellt.

In vorbereitenden Untersuchungen habe ich eine vertikale Feldwaage als Magnetometer benutzt. Die Versuchsanordnung und die Ergebnisse waren folgende:

II. Verwendung der vertikalen Feldwaage als Magnetometer

1. Bestimmung der Größe *M*. Die Waage wurde so aufgestellt, daß die Nadel in der magnetischen OW-Richtung lag. Die vertikale Komponente des Erdfeldes ist mittels eines senkrecht unter ihr anbringbaren Astasierungsmagneten C kompensiert. Die horizontale Komponente ist unwirksam. Fig. 1 stellt einen vertikalen Querschnitt durch die Vertikalwaage dar. Auf beiden Seiten in gleichem Abstand von ihr sind zwei gleich beschaffene, hintereinandergeschaltete Spulen A und B vertikal aufgestellt. In eine von beiden wird die zu untersuchende Probe gesteckt. Fließt durch beide ein Strom, so heben sich ohne Probe ihre Wirkungen auf die Waagenadel gegenseitig auf. Es wirkt also mit Probe nur das in dieser induzierte Magnetfeld. Die Nadel wird dadurch in der vertikalen Ebene abgelenkt, und man findet aus der Größe der Ablenkung s das magnetische Moment M der Probe nach der Formel

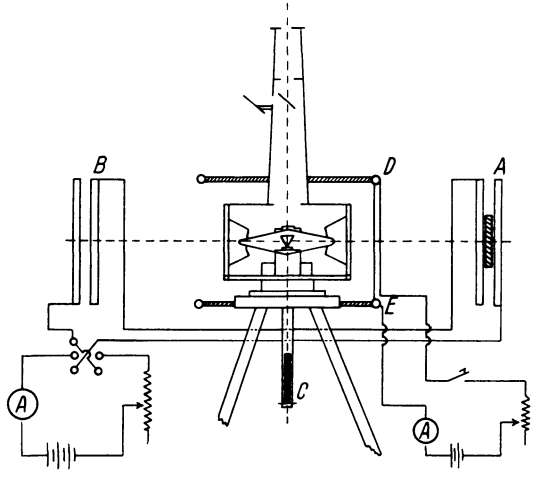


Fig. 1.
Schaltschema der magnetometrischen Methoden

$$M = \frac{e^3\,\varepsilon\,s}{1 + \frac{1}{e^2}\left(\frac{3}{2}\,l_1^2\,(4 - 15\sin^2\psi) - \frac{3}{2}\,l_2^2\right) + \cdots},$$

(II. Gaußsche Hauptlage)

wo ε die Empfindlichkeit pro Skalenteil der Waage, e den Abstand zwischen der Probe und Nadel, l_1 und l_2 die halbe Poldistanz der Nadel und der Probe und ψ den dem Skalenausschlag entsprechenden Ablenkungswinkel (1 Skt. = 2.5′) der Waagenadel bedeuten. Die Empfindlichkeit ε wird durch zwei verschiedene Messungen bestimmt. Damit ergibt sich dann das magnetische Moment M der Probe. Die Magnetisierungsintensität J ist gleich M/V, wo V das Volumen der untersuchten Probe bedeutet.

Bei großem Wert von e machte das Glied

$$\frac{1}{e^2}\left(\frac{3}{2}\,l_1^2\,(4-15\sin^2\psi)-\frac{3}{2}\,l_2^2\right)+\cdots$$

sehr wenig aus. Es konnte vernachlässigt werden. Daher bekommen wir die einfache Formel

$$M = e^3\varepsilon s \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die in der Spule A bzw. B herrschende Feldstärke $\mathfrak{H}'$ ergibt sich aus den Dimensionen der Spule und der Stromstärke (i in Amp.)

$$\mathfrak{H}' = 0.4\,\pi n i f \text{ Gauß},$$

wo n die Windungszahl auf 1 cm der ganzen Spule und f einen Zahlenfaktor, der von dem Verhältnis der Länge und des mittleren Durchmessers der Spule abhängt und $\leqq 1$ ist, bedeuten.

Die Konstanten der Magnetisierungsspule A waren: Länge $l = 20.0$ cm; Windungszahl pro cm $n = 161.5$; mittlerer Durchmesser $d = 3.80$ cm; Zahlenfaktor $f = 0.985$.

2. Die Bestimmung der Empfindlichkeit ε. *a) Durch künstliche in der Helmholtz-Spule erzeugte Magnetfelder.* Zur Bestimmung der Empfindlichkeit der Waage wurde die Helmholzsche Spule (Fig. 1, *D E*) benutzt. Die Entfernung der beiden Ringe voneinander ist gleich dem Halbmesser der Ringwicklung. Die Spule wurde so aufgestellt, daß die Achse dieser Kreisströme in vertikaler Ebene senkrecht zur Achse der Waagenadel ist.

a = Radius der Helmholz-Spule = 17.5 cm.
N = Windungszahl eines Ringes der Helmholz-Spule = 5.
i = Stromstärke in der Helmholz-Spule in CGS.
F = Feldstärke in dem Mittelpunkt der Helmholz-Spule.
n = Skalenausschlag für die Feldstärke F.

$$F = \frac{32\,\pi}{5\,a\sqrt{5}}\,Ni.$$

Die Empfindlichkeit

$$\varepsilon = 2.55\,\frac{i}{n}\cdot 10^5\,\gamma/\text{Skt.}$$

Bei den verschiedenen Stromstärken wurde ε bestimmt. Die Tabelle stellt das Resultat dar.

i Milliamp.	n	ε	i Milliamp.	n	ε
4	1,6	63,7	— 4	1,7	60,0
6	2,4	63,7	— 6	2,5	61,2
8	3,1	65,8	— 8	3,2	63,7
10	4,1	62,2	— 10	4,0	63,7
	Mittel	63,9			Mittel 62,3

Bei dieser Methode nehmen wir den Wert von ε 63.1 γ/Skt.

b) Die Bestimmung von ε durch Auflegen von bekannten Gewichten auf die Waagenadel. Die Feldwaage wurde genau wie vorher aufgestellt und justiert. Die Gewichtstücke (Reiter) wurden in bestimmter Entfernung s von dem Drehpunkt auf den Waagebalken aufgesetzt; dadurch wurde die Nadel aus der Ruhelage abgelenkt. Nach der folgenden Formel kann man daraus die Empfindlichkeit ε in γ/Skt. finden:

$$\varepsilon = \frac{1}{n}\frac{\mu g s}{M} = 1.40 \cdot 10^5 \cdot \frac{\mu}{n}\ \gamma/\text{Skt.},$$

worin M = magnetisches Moment der Nadel = 843 Γ cm^3; μ = Gewicht der Reiter; g = Schwerebeschleunigung = 981 cm sec^{-2}; s = Abstand des Reiters von der Drehachse (bzw. Mitte der Nadel) = 1.2 cm; n = Ausschlag in Skalenteil.

Die Messung von ε habe ich mit 2 Reitern ausgeführt. s_1 für μ_1 = 0.001 85 g ist gleich 4.1 Skalenteilen, und s_2 für μ_2 = 0.000 49 g ist gleich 1.1 Skalenteilen. Daraus ergibt sich:

$$\varepsilon_1 = 1.40 \cdot 10^5 \cdot \frac{0.001\,85}{4.1} = 63.3\ \gamma/\text{Skt.},$$

$$\varepsilon_2 = 1.40 \cdot 10^5 \cdot \frac{0.000\,49}{1.1} = 62.4\ \gamma/\text{Skt.}$$

Der mittlere Wert ist gleich 62.9 γ/Skt.

Aus diesen beiden Methoden bekommen wir den verhältnismäßig sicheren Wert der Empfindlichkeit von dieser Vertikalwaage zu

$$\varepsilon = 63.0\,\gamma/\text{Skt.}$$

3. Gang der Messungen und Ergebnisse. Die Probe wurde zuerst entmagnetisiert und dann in die Mitte der Magnetisierungsspule hineingebracht. Die Werte von J, die sich für jeden Wert von $\mathfrak{H}'$ ergaben, waren nur die Komponenten, die in der Vertikalebene, in der die Probe und die Waagenadel sich befinden, liegen.

Für jeden Wert von J findet man nach Formel

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - NJ \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

das wirksame Feld $\mathfrak{H}$.

N bedeutet hier den Entmagnetisierungsfaktor der Probe, den man für Flächen zweiter Ordnung aus den Dimensionen der Probe berechnen kann.

$$N = 4\pi \frac{b^2}{a^2}\left(\log \frac{2a}{b} - 1\right). \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Bei Ellipsoiden bedeuten a und b die große bzw. kleine Halbachse. Diese Formel kann man angenähert auch für Zylinder brauchen. Es ist dann a durch die halbe Länge $l/2$ und b durch den Radius r zu ersetzen. Für einen Vierkantstab mit quadratischem Querschnitt ist a die halbe Länge und b der Durchmesser des-

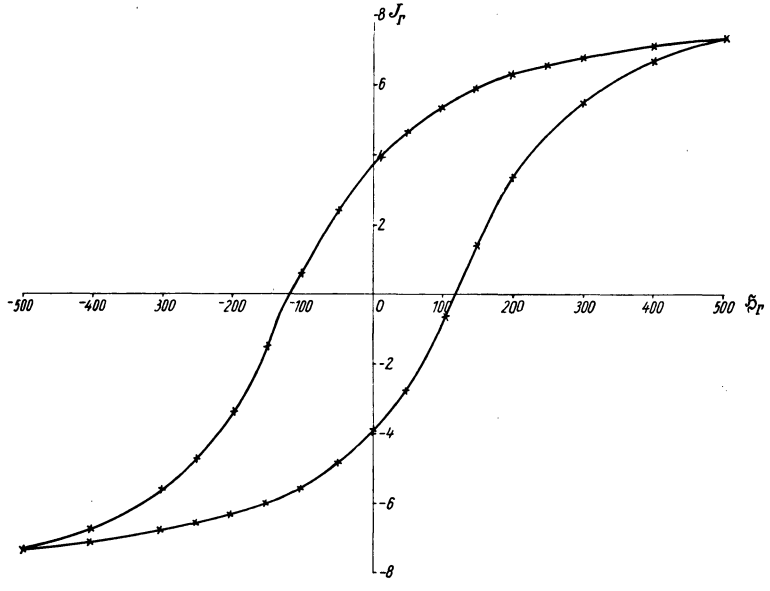


Fig. 2.
Hysteresisschleife einer Erzprobe (Magnetkies) nach der magnetometrischen Methode

jenigen Kreises, der mit der Stirnfläche des Vierkantstabes inhaltsgleich ist (siehe W. Schneider, Dissertation Göttingen, 1927).

Eine Erzprobe (Magnetkies) wurde untersucht, Länge 11.0 cm, Querschnitt 1.21 cm². Wegen ihrer großen magnetischen Stabilität und der inhomogenen Verteilung des magnetischen Stoffes konnte ich mit unserem Entmagnetisierungsapparat den remanenten Magnetismus nicht ganz beseitigen. Ich habe die Messungen zur Bestimmung der Hysteresisschleife so ausgeführt, daß ein Magnetisierungszyklus 501 = 0 = — 501 = 0 = 501 Gauß durchlaufen wurde. Die Abhängigkeit der Magnetisierungsintensität J von der Feldstärke $\mathfrak{H}$ ist graphisch dargestellt (Fig. 2). Aus dieser Hysteresiskurve konnte dann die Sättigungsintensität J_S, die Remanenz J_R und die Koerzitivkraft H_C abgelesen werden. Die jung-

fräuliche Kurve und deshalb auch die Suszeptibilität für verschiedene Feldstärken konnte ich leider nicht aufnehmen.

Mit einer Vertikalwaage von höherer Empfindlichkeit, etwa von $3\,\gamma$/Skt., wird man 20mal größere Ausschläge erhalten, also auch mit Proben geringerer Suszeptibilität und bei geringerer Feldstärke messen können. Solche Empfindlichkeit der Vertikalwaage ist in neueren Ausführungen erreicht worden. Leider stand mir keine solche Waage zur Verfügung.

III. Neue Versuchsanordnung

Zur Bestimmung des magnetischen Moments M bei verschiedenen Größen der äußeren Feldstärke $\mathfrak{H}'$ wurde die Probe in einer Magnetisierungsspule AA' (Fig. 3) mit einem Faden aus Wolfram, dessen Dicke 15 μ und Länge 44.6 cm ist, aufgehängt und in Schwingung versetzt. Die Schwingungsdauer der aufgehängten Probe in einer bestimmten Feldstärke $\mathfrak{H}'$ ist

$$T = \pi \sqrt{\frac{K}{M\mathfrak{H}' + \vartheta}}, \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

wobei ϑ die Direktionskraft des Fadens und K das Trägheitsmoment der Aufhängevorrichtung mit Probe bedeutet. Den Wert von T kann man mit einer Stoppuhr oder sehr genau mittels photographischer Aufzeichnung der Schwingungen messen. Beides wurde vorgenommen. Der Drehungswinkel der zu untersuchenden Probe war kleiner als 2° und das Durchgangsloch B durch die Spule für die Fadenaufhängung hatte einen Durchmesser von 5 mm.

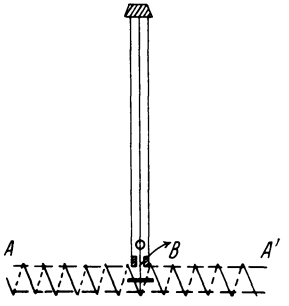


Fig. 3.
Schematisches Diagramm der Versuchseinrichtung

Das magnetische Moment M enthält zwei Teile: das remanente magnetische Moment M_r und das von dem Feld $\mathfrak{H}'$ induzierende magnetische Moment M_i. Den remanenten Magnetismus wird man vor den Messungen natürlich durch Entmagnetisierung möglichst zum Verschwinden bringen. Die Gleichung (5) können wir in folgender Form schreiben und dann daraus die Magnetisierungsintensität J berechnen:

$$T = \pi \sqrt{\frac{K}{(M_r + M_i)\mathfrak{H}' + \vartheta}}$$

oder

$$M_r + M_i = \frac{K\pi^2}{\mathfrak{H}' T^2} - \frac{\vartheta}{\mathfrak{H}'}$$

und

$$J = J_r + J_i = \frac{K\pi^2}{\mathfrak{H}' T^2 V} - \frac{\vartheta}{V\mathfrak{H}'} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

wo V das gesamte Volumen der untersuchten Probe bedeutet. Die in der Mitte der Magnetisierungsspule AA' herrschende Feldstärke $\mathfrak{H}'$ ist aus den Dimensionen der Spule und dem durchfließenden Strom bekannt.

$$\mathfrak{H}' = \frac{0.4\,\pi\,n\,i}{L}\,f = 96.83\,i\,\Gamma.$$

Für diese Spule AA' hatten wir

L = Länge der Magnetisierungsspule = 35.00 cm; ϱ = mittlerer Halbmesser der Windungen = 1.75 cm; n = Zahl der gesamten Windungen der Spule = 2710; f = ein Zahlenfaktor = 0.9950.

Man kann mit einem Magnetometer die Feldstärke $\mathfrak{H}'$ nach der Ablenkungsmethode messen, um den aus den Dimensionen der Spule berechneten Wert zu prüfen. Auf einer Seite der Magnetnadel NS ist dazu die Magnetisierungsspule AA' angebracht, worin später die zu untersuchende Probe aufgehängt wird. Fließt ein Strom durch die Spule, so wird die Nadel dadurch abgelenkt, und man findet aus der Größe des Ablenkungswinkels φ die Feldstärke $\mathfrak{H}'$ in dem Innern der Spule

$$\mathfrak{H}' = \frac{4\,H_e}{R^2}\,r^2\left(r - \frac{L}{2}\right)^2\left(1 + 2\,\frac{\left(\frac{L}{2}\right)^2}{r^2} + 3\,\frac{\left(\frac{L}{2}\right)^4}{r^4} + \cdots\right)\operatorname{tang}\varphi = 209\operatorname{tang}\varphi\ .\ .\ (7)$$

H_e = horizontales Erdfeld = 0.187 Γ; R = Radius der Spule = 1.75 cm; L = Länge der Spule = 35.00 cm; l = Länge der Ablenkungsnadel NS = 4.00 cm; r = Abstand zwischen der Spule und Nadel = 46.1 cm.

Nach der Messung ergab es sich, daß die beiden Methoden nur um 0.3% verschiedene Werte ergaben.

$i_{\text{Amp.}}$	$\mathfrak{H}'_{\Gamma}$
0	0
0.05	4.83
0.10	9.68
0.15	14.5
0.20	19.3

Das remanente magnetische Moment M_r der untersuchten Probe wurde durch Entmagnetisierung beseitigt. Danach hängt man sie in die Magnetisierungsspule hinein und dreht den Torsionskopf des Aufhängefadens so weit, bis die Achse der Probe parallel zur Spulenachse hängt. Der Aufhängefaden ist dann torsionsfrei. In den meisten Fällen waren die magnetischen Massen längs der geometrischen Probenachse unhomogen verteilt; daher fiel diese nicht mehr mit der Achse der Spule AA' zusammen (Fig. 4a), sobald ein Strom in der Spule floß. Es sucht sich dann die magnetische Achse der Probe parallel zur Achse der Spule zu stellen. Der Winkel zwischen beiden Achsen, zwischen der Spulenachse und der geometrischen Achse der Probe, wurde mit φ bezeichnet. Es wurde nun der Torsionskopf des Aufhängefadens um einen Winkel α gedreht bis zum Wiederzusammen-

Berichtigung

S. 171, Zeile 6 von oben:

Es muß heißen:

Probe. Für $\mathfrak{H}'$ tritt dann in (6) $\mathfrak{H}' \cos\theta \cdot (\Delta < 1\,\%)$.

fallen der beiden Achsen, der geometrischen Achse der Probe und der Spulenachse (Fig. 4b) und dann erst wurde die Probe in Schwingung versetzt und die Schwingungsdauer gemessen.

In Fig. 4 bedeutet θ den Winkel zwischen der Richtung des magnetischen Moments (magnetische Achse) und der geometrischen Achse der untersuchten Probe.

Man kann nun θ aus α und φ bestimmen und dann bei bekannter Direktionskraft ϑ des Aufhängefadens auch M, J und $\varkappa$. Dies wird hier als Torsionsmethode bezeichnet. Sie liefert eine zwar nicht ganz unabhängige und auch nur sehr rohe Kontrolle der Bestimmung von $\varkappa$ aus Schwingungen (Schwingungsmethode).

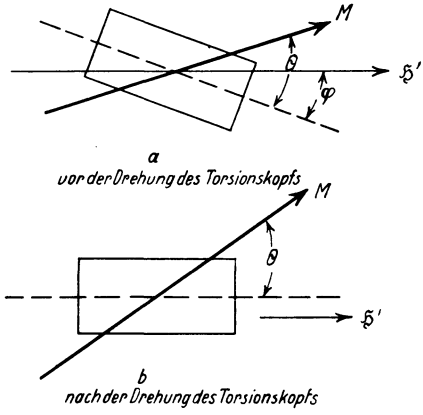


Fig. 4a und 4b. Schematische Darstellungen der Richtungen des äußeren magnetischen Feldes, Magnetisierungsachse und geometrische Achse

Bei der Torsionsmethode bestehen zwei Gleichgewichtsbedingungen, die eine vor, die andere nach der Drehung des Torsionskopfes um den Winkel α. In beiden Fällen müssen das magnetische und das Torsionsdrehmoment einander gleich sein.

$$M\mathfrak{H}' \sin(\theta - \varphi) = \vartheta\varphi \quad \text{(Fig. 4a)},$$
$$M\mathfrak{H}' \sin\theta = (\alpha - \varphi)\,\vartheta \quad \text{(Fig. 4b)}.$$

Wenn θ und φ sehr klein sind, können wir $\sin(\theta - \varphi)$ und $\sin\theta$ mit $(\theta - \varphi)$ und θ in oben geschriebene Gleichungen einsetzen:

$$M\mathfrak{H}'(\theta - \varphi) = \vartheta\varphi,$$
$$M\mathfrak{H}'\theta = \vartheta(\alpha - \varphi).$$

Daraus ergibt sich

$$\theta = \frac{\alpha - \varphi}{\alpha - 2\varphi}\varphi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

$$J = \frac{M}{V} = \frac{\vartheta(\alpha - 2\varphi)}{\mathfrak{H}' V \varphi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

und

$$\varkappa = \frac{J}{\mathfrak{H}'} = \frac{\vartheta(\alpha - 2\varphi)}{\mathfrak{H}' V \varphi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Die Werte von J, die wir für jeden Wert von $\mathfrak{H}'$ erhalten, sind nur die Komponenten, welche in der Schwingungsebene liegen. Für diese Werte J findet man nach der Formel

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - NJ$$

das Feld $\mathfrak{H}$ und kann also die Hysteresiskurve aufzeichnen. Es bedeutet dabei N den Entmagnetisierungsfaktor der untersuchten Probe, den wir aus den Dimensionen nach Gleichung (4) berechnen können. Wegen des kleinen Wertes von J der Gesteine konnte das Glied NJ gegen $\mathfrak{H}'$ vernachlässigt werden.

IV. Ergebnisse und Diskussion

Nach dieser Methode wurden 6 Erzproben untersucht. Die Dimensionen waren: Länge 2 bis 4 cm, Querschnitt etwa 0.26 bis 0.28 cm², Gewicht 1.3 bis 2.6 g. Das Trägheitsmoment lag zwischen 0.5 und 2.7 g cm². Die Direktionskraft des Aufhängefadens war (bei allen Versuchen derselbe Faden) 0.0195 cm² g sec^{-2}. Als Beispiel seien die Meßreihen für Quarzit und Diabas angegeben.

Quarzit. 31. Mai 1939.

$m = 1{,}297$ g, $l = 1{,}96$ cm, $q = 0{,}279$ cm², $V = lq = 0{,}547$ cm³, $K = 0.415 + 0.105 = 0.502$ gcm², $\vartheta = 0.0195$ CGS, $\mathfrak{H}_e = 0.187\ \Gamma$, $M = \dfrac{\pi^2 K}{T^2 \mathfrak{H}} - \dfrac{\vartheta}{\mathfrak{H}}$, $J = \dfrac{M}{V}$,

$\mathfrak{H}' = 96.83\ i\Gamma$, $N = 1.03$

$i_{\text{Amp.}}$	$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' + \mathfrak{H}_e$	T_{sec}	$M_{\Gamma\text{cm}^3} \cdot 10^{+5}$	$J_{\Gamma} \cdot 10^{+5}$
0.10	9.87	15.58	8	15
0.20	19.6	14.76	15	27
0.30	29.3	14.10	19	35
0.40	38.9	13.15	23	42
0.51	49.5	12.27	27	49
0.40	38.9	13.07	24	44
0.30	29.3	14.03	20	37
0.20	19.6	14.65	17	31
0.10	9.87	15.50	11	20
— 0.10	— 9.49	15.71	— 6	— 11
— 0.20	— 19,2	15,12	— 13	— 24
— 0.30	— 28.9	14.05	— 19	— 35
— 0.40	— 38.5	13.15	— 23	— 42
— 0.51	— 49.1	12.11	— 29	— 53
— 0.40	— 38,5	12.93	— 26	— 47
— 0.30	— 28.9	13.87	— 22	— 40
— 0.20	— 19.2	14.76	— 18	— 33
— 0.10	— 9.49	15.51	— 11	— 20
0.10	9.87	15.74	5	9
0.20	19.6	14.85	14	26
0.30	29.3	14.16	18	33
0.40	38.9	13.23	23	42
0.51	49.5	12.25	27	49

Diabas 2. 2. Mai 1939.

$m = 2.551$ g. $l = 3.50$ cm, $q = 0.260$ cm², $V = l\,q = 0.910$ cm³, $K = 2.63 + 0.105 = 2.74$ gcm². $\vartheta = 0.0195$ CGS, $\mathfrak{H}_e = 0.187\,\Gamma$, $M = \frac{\pi^2 K}{T\,\mathfrak{H}} - \frac{\vartheta}{\mathfrak{H}}$, $J = \frac{M}{V}$, $\mathfrak{H}' = 96.83\,i\,\Gamma$, $N = 0.518$

$i_{\text{Amp.}}$	$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' + \mathfrak{H}_e$	T_{sec}	M_Γ cm³ · 10+5	$J_\Gamma \cdot 10^{+5}$
0.040	4.06	35.80	40	44
0.080	7.93	33.14	65	71
0.120	11.8	30.52	81	89
0.160	15.7	27.58	102	112
0.203	19.8	25.29	115	126
0.160	15.7	26.77	115	126
0.120	11.8	28.79	111	122
0.080	7.93	31.54	96	105
0.040	4.06	34.83	71	78
— 0.040	— 3.68	36.71	— 14	— 15
— 0.080	— 7.55	33.30	— 51	— 56
— 0.120	— 11.4	31.03	— 77	— 85
— 0.160	— 15.3	28.16	— 95	— 104
— 0.209	— 20.0	25.60	— 108	— 119
— 0.160	— 15.3	27.21	— 112	— 123
— 0.120	— 11.4	29.39	— 104	— 114
— 0.080	— 7.55	32.10	— 91	— 100
— 0.040	— 3.68	34.81	— 75	— 82
0.040	4.06	36.32	25	27
0.080	7.93	33.22	63	69
0.120	11.8	30.62	80	88
0.160	15.7	27.82	99	109
0.207	20.3	24.86	115	126

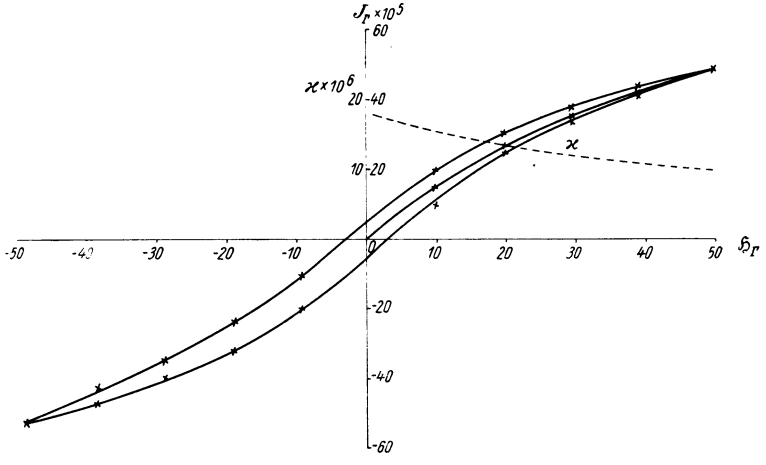


Fig. 5. Quarzit. ×−×−× Hysteresisschleife von Quarzit nach Schwingungsmethode. ------ Abhängigkeit der Suszeptibilität $\varkappa$ von der Feldstärke $\mathfrak{H}$

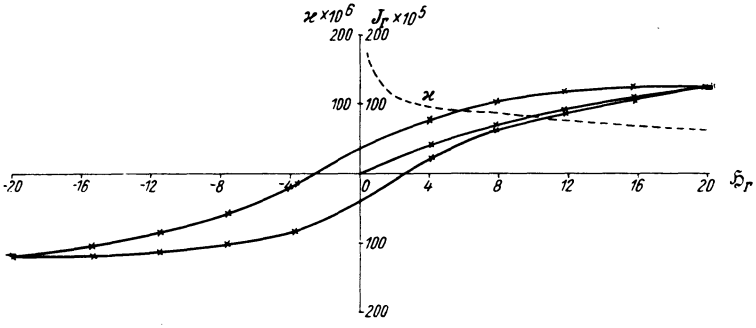


Fig. 6. Diabas 2. ×−×−× Hysteresisschleife von Diabas 2 nach Schwingungsmethode. ------ Abhängigkeit der Suszeptibilität $\varkappa$ von der Feldstärke $\mathfrak{H}$

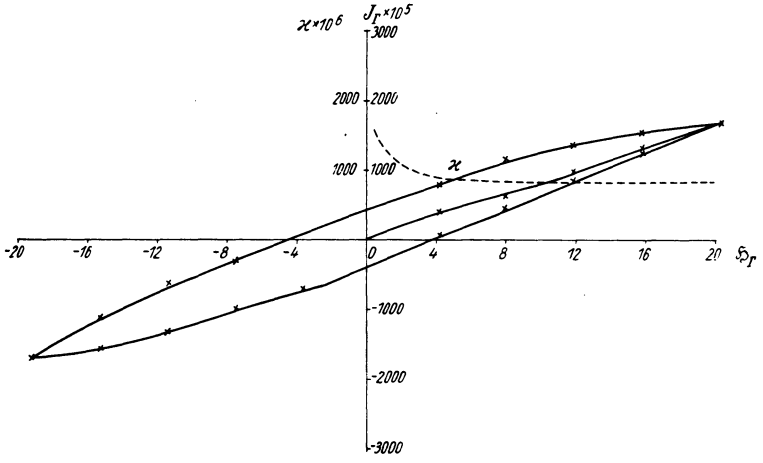


Fig. 7. Basalt 1. ×−×−× Hysteresisschleife von Basalt 1 nach Schwingungsmethode. ------ Abhängigkeit der Suszeptibilität $\varkappa$ von der Feldstärke $\mathfrak{H}$

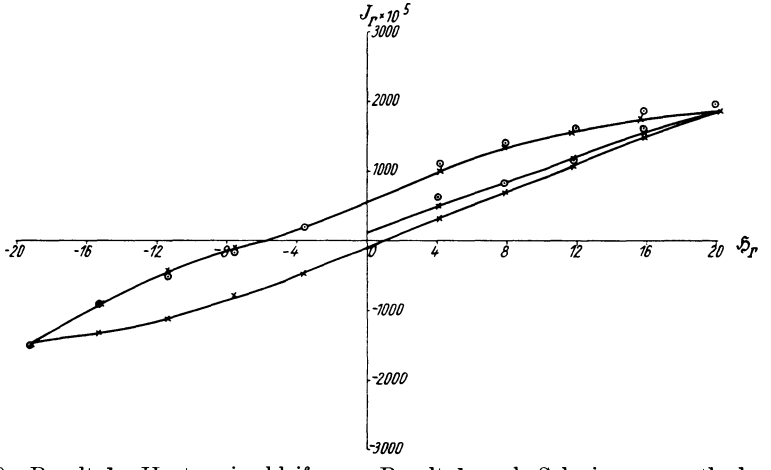


Fig. 8. Basalt 1. Hysteresisschleife von Basalt 1 nach Schwingungsmethode. ○−○−○ nach Torsionsmethode

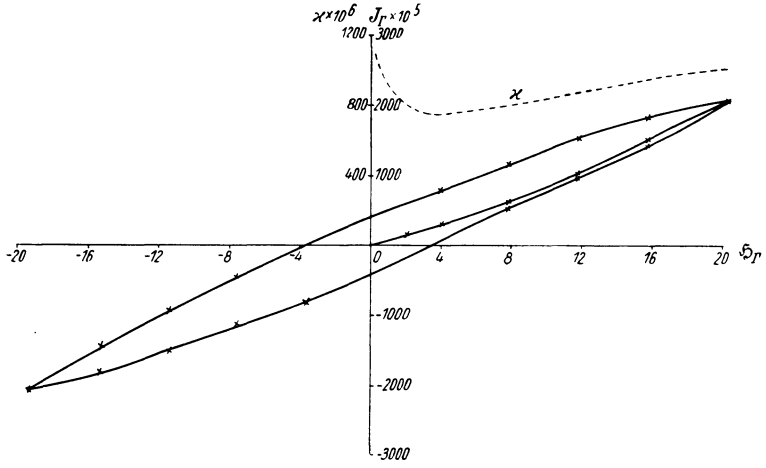


Fig. 9. Basalt 2. ×−×−× Hysteresisschleife von Basalt 2 nach Schwingungsmethode. ------ Abhängigkeit der Suszeptibilität $\varkappa$ von der Feldstärke $\mathfrak{H}$

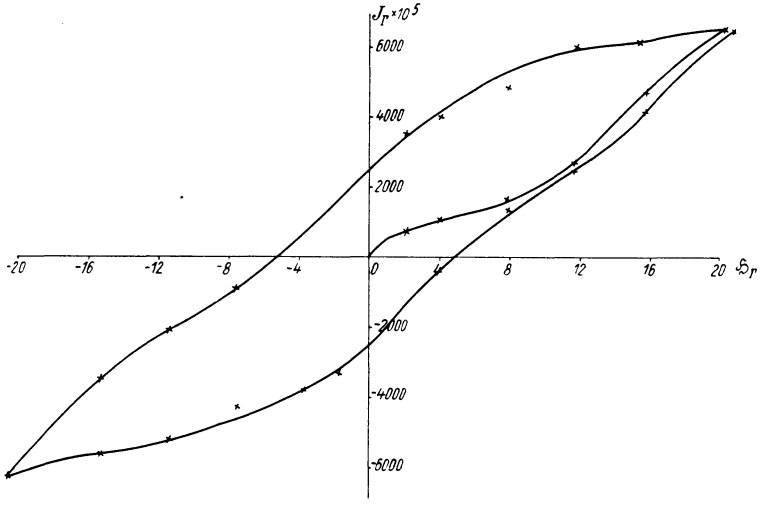


Fig. 10. Granit. Hysteresisschleife von Granit nach Schwingungsmethode

Die Zusammenstellung zeigt die Werte der Suszeptibilität für die einzelnen Proben. Den niedrigsten Wert zeigt Quarzit, Größenordnung $\varkappa = 20 \cdot 10^6$, dann folgt Diabas mit $\varkappa \sim 100 \cdot 10^{-6}$, Basalt mit $\sim 1000 \cdot 10^{-6}$ und Granit mit $\sim 2500 \cdot 10^{-6}$ (Fig. 5 bis 10).

Die beiden Basaltproben wurden vor und nach der Entmagnetisierung untersucht.

Fig. 8 zeigt das Verhalten der Probe ohne voraufgegangene Entmagnetisierung; Fig. 7 nach der Entmagnetisierung.

Die Probe Basalt 1 wurde nach 5 Monaten nochmals mit Hilfe der Torsionsmethode untersucht, die Werte von J sind durch Kreise ○–○–○ in Fig. 7 angegeben.

Tabelle

1	2	3	4	5	6	7	8
Proben	l' cm³ Volumen	$\mathfrak{H}'_T$	θ, Winkel zwischen magn. u. geometr. Achse	$J_T \times 10^5$ aus Torsion	$\varkappa \times 10^6$ aus Torsion	$\varkappa \times 10^6$ aus Schwing.	Differenz in % $\varkappa_{\text{Tors.}} - \varkappa_{\text{Schw.}}$
Quarzit	0.547	29.3	0.0103	55	18	12	40
		48.6	0.0110	84	17	9.8	53
Diabas 1	0.442	19.5	0.0229	282	145	142	2.0
Diabas 2	0.910	19.5	0.0216	106	54.4	63	− 15
		4.06	0.134	497	1230	1180	4.2
Basalt 1	0.547	11.8	0.137	1150	975	1000	− 2.5
		19.5	0.126	1750	897	933	− 3.9
		4.06	0.106	876	2160	1600	29
Basalt 2	0.684	11.8	0.110	1540	1300	1140	13
		19.5	0.114	2660	1370	1180	15
		4.06	0.0114	1100	2710	2540	6.5
Granit	0.530	11.8	0.0151	2530	2140	2270	− 5.9
		19.5	0.0154	6050	3100	3200	− 3.4

Spalte 4, 5 und 6 der Tabelle stellt die Werte von θ, J und $\varkappa_{\text{Tors.}}$ der verschiedenen Proben dar, die mit der Torsionsmethode gewonnen wurden. Die Werte wurden nach Gleichung (8), (9) und (10) berechnet. Spalte 7 enthält die Werte der Suszeptibilität $\varkappa$ aus der Schwingungsmethode. Spalte 8 gibt die Differenz der Werte für $\varkappa$ nach beiden Methoden.

Im schwachen magnetischen Feld bietet sich bei der Ablenkungsmethode dieselbe Schwierigkeit wie bei der Schwingungsmethode. Die Schwierigkeit bei der Schwingungsmethode werde ich im nächsten Abschnitt noch ausführlich erklären. Der Wert der Suszeptibilität der Quarzitprobe ist nach der Torsionsmethode ziemlich ungenau, da erstens der $\varkappa$-Wert sehr gering ist und zweitens der Winkel α nicht genau (nur bis $0.0017 \sim 0.1^0$) abgelesen werden konnte. Die zwei durch diese beiden Methoden ausgemessenen $\varkappa$-Werte der Proben Diabas Nr. 1, Basalt Nr. 1 und Granit stimmen bis auf 2 bis 6% miteinander überein. Die Proben dieser Gruppe besitzen eine verhältnismäßig hohe Suszeptibilität.

Weniger gut stimmen die $\varkappa$-Werte für Basalt Nr. 2 und Diabas Nr. 2.

V. Fehleruntersuchung

Der Fehler von $\varkappa_{\text{Schw.}}$ hängt ab von den Fehlern in K, $\mathfrak{H}'$, V, ϑ und in T. Der Fehler von $\varkappa_{\text{Tors.}}$ von den Fehlern in $\mathfrak{H}'$, V, ϑ und in α und φ.

Für die Schwingungsmethode erhält man durch logarithmische Differentiation der Gleichung (6), wenn $\mathfrak{H}'$, K, V und ϑ als konstant angesehen werden:

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{\Delta \varkappa}{\varkappa} = -\frac{2\pi^2 K}{\pi^2 K - \vartheta T^2}\frac{\Delta T}{T}$$

für $K = 0.667$; $\vartheta = 0.0195$; $T = 14$ sec; $\Delta T = \pm 0.01$ sec wird $\frac{\Delta K}{K} = 3.5 \cdot 10^{-3}$, d. h. wird auf $^1/_3$% genau gemessen, wenn V, K und ϑ innerhalb einer Meßreihe (Hysteresiskurve) als konstant angesehen werden können und der Fehler in $\mathfrak{H}'$ vernachlässigt werden könnte. ($\mathfrak{H}'$ kann aber nur auf höchstens $^1/_3$% konstant gehalten werden.)

Für die Torsionsmethode ergibt sich entsprechend

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{\Delta \varkappa}{\varkappa} = \frac{\frac{\Delta \alpha}{\alpha} - \frac{\Delta \varphi}{\varphi}}{1 - 2\frac{\varphi}{\alpha}}$$

für $\alpha = 0.125 = 7^0$; $\varphi = 0.049 = 2.7^0$; $\Delta \alpha = \pm 6' = \pm 0.0017$; $\Delta \varphi = \pm$ ± 0.00033 wird $\frac{\Delta \varkappa}{\varkappa} = 0.06 - 0.026 = 0.034$, maximal $= 0.09 = 9$%. D. h. $\varkappa$ wird, falls sich die Fehler im ungünstigsten Falle addieren, auf etwa 9% genau gemessen, natürlich unter der Voraussetzung, daß ϑ, V innerhalb der Meßreihe konstant sind und der Fehler in $\mathfrak{H}'$ vernachlässigt werden kann. Die beste Übereinstimmung zwischen Torsions- und Schwingungsversuch lagen (für Basalt I) zwischen 2 und 4% und für Diabas bei 2%. Nimmt man an, daß K, $\mathfrak{H}'$, ϑ genügend genau bestimmt sind, so kann man den Grund dieser Abweichung von 2 bis 4% in den Fehlern der Methoden suchen, und zwar muß man den Fehler der Torsionsmethode zuschreiben, bei der die Genauigkeit der Messung mit $\Delta \varphi = \pm 1'$ und $\Delta \alpha = \pm 5'$ dann offenbar zu ungünstig beurteilt wurde.

Die schlechte Übereinstimmung von $\varkappa_{\text{Tors.}}$ und $\varkappa_{\text{Schw.}}$ beim Quarzit läßt sich aus den Fehlern der Messung von T, α, φ nicht erklären.

Nimmt man bei der Bestimmung von $\varkappa_{\text{Tors.}}$ und $\varkappa_{\text{Schw.}}$ dieselben Werte für V und $\mathfrak{H}'$ und vernachlässigt die Fehler in T, α und φ, die bei Diabas und Basalt nur 2 bis 4% ausmachen, so müssen noch beim Versuch die verschiedenen Wirkungen der Fehler in ϑ und der Fehler in K berücksichtigt werden.

$$J_{\text{Schw.}} = \frac{K\pi^2}{\mathfrak{H}' T^2 V} - \frac{\vartheta}{\mathfrak{H}' V} = \frac{1}{\mathfrak{H}' V}\left(\frac{\pi^2 K}{T^2} - \vartheta\right),$$

$$\ln J_{\text{Schw.}} = \ln \frac{1}{\mathfrak{H}' V} + \ln\left(\frac{\pi^2 K}{T^2} - \vartheta\right),$$

$$\frac{\Delta J_{\text{Schw.}}}{J_{\text{Schw.}}} = \frac{\frac{\pi^2}{T^2}\Delta K}{\frac{\pi^2 K}{T^2} - \vartheta} - \frac{\Delta \vartheta}{\frac{\pi^2 K}{T^2} - \vartheta}$$

für $T = 14\,\text{sec}$; $K = 0.667\,\text{gcm}^2 = \text{const}$; $\Delta K = 0$; $\vartheta = 0.02$ CGS

$$\frac{\Delta \varkappa_{\text{Schw.}}}{\varkappa_{\text{Schw.}}} = \frac{\Delta J_{\text{Schw.}}}{J_{\text{Schw.}}} = -\frac{\Delta \vartheta}{\vartheta} \cdot 1.4,$$

$$J_{\text{Tors.}} = \frac{\vartheta\,(\alpha - 2\,\varphi)}{\mathfrak{H}'\,V\,\varphi},$$

$$\ln J_{\text{Tors.}} = \ln \vartheta + \ln \frac{(\alpha - 2\,\varphi)}{\mathfrak{H}'\,V\,\varphi},$$

$$\frac{\Delta J_{\text{Tors.}}}{J_{\text{Tors.}}} = \frac{\Delta \vartheta}{\vartheta},$$

für $\vartheta = 0.02$ CGS

$$\frac{\Delta \varkappa_{\text{Tors.}}}{\varkappa_{\text{Tors.}}} = \frac{\Delta J_{\text{Tors.}}}{J_{\text{Tors.}}} = \frac{\Delta \vartheta}{\vartheta}.$$

Der Fehler von $\Delta \vartheta$ wirkt sich bei der Torsionsmethode etwas weniger stark aus als bei der Schwingungsmethode, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen. Bewirkt der Fehler $\Delta \vartheta$ bei der Schwingungsmethode einen zu kleinen Wert, so muß er bei der Torsionsmethode einen zu großen ergeben. Der Mittelwert aus beiden beseitigt dann diesen Fehler nahezu. Dieser Mittelbildung steht aber leider die stark verschiedene Genauigkeit der beiden Meßverfahren im Wege. Auf eine sorgfältige Bestimmung von ϑ ist daher besonders Wert zu legen. Auf die nicht unbeträchtliche Torsionsnachwirkung ist Rücksicht zu nehmen.

Schließlich ist noch die Wirkung von dem Fehler in $\mathfrak{H}'$ zu bestimmen.

$$J_{\text{Schw.}} = \left(\frac{K\,\pi^2}{T^2\,V} - \frac{\vartheta}{V}\right)\frac{1}{\mathfrak{H}'} = \frac{C}{\mathfrak{H}'},$$

$$\ln J_{\text{Schw.}} = \ln C - \ln \mathfrak{H}'$$

$$\frac{\Delta J_{\text{Schw.}}}{J_{\text{Schw.}}} = -\frac{\Delta \mathfrak{H}'}{\mathfrak{H}'}.$$

Für die Meßgenauigkeit von $\mathfrak{H}'$ ergab sich aus den Beobachtungen

$$\frac{\Delta \mathfrak{H}'}{\mathfrak{H}'} = 0.003 \sim \frac{1}{3}\,\%,$$

so daß auch

$$\frac{\Delta J_{\text{Schw.}}}{J_{\text{Schw.}}} = \frac{\Delta K_{\text{Schw.}}}{K_{\text{Schw.}}} = \frac{1}{3}\,\%.$$

Ebenso ergibt sich für:

$$\frac{\Delta J_{\text{Tors.}}}{J_{\text{Tors.}}} = \frac{\Delta \varkappa_{\text{Tors.}}}{\varkappa_{\text{Tors.}}} = \frac{1}{3}\,\%.$$

Die Schwingungsmethode hat sich als die genauere erwiesen. Sie kann noch sehr wesentlich verschärft werden.

Aus der Gleichung:

$$T = \pi^2 \frac{K}{\varkappa V \mathfrak{H}'^2 + \vartheta}$$

erkennt man, daß die magnetische Direktionskraft mit $\mathfrak{H}^2$ wächst. Für niedere Werte von $\varkappa$ und niedere Feldstärken wird T hauptsächlich durch ϑ bestimmt.

Für $K = 0.667$; $\varkappa = 100 \cdot 10^{-6}$; $\mathfrak{H}' = 1\,\Gamma$; $\vartheta = 0.02$; $V = 0.5\,\mathrm{cm}^3$ ist

$$T^2 = \pi^2 \frac{0.667}{50 \cdot 10^{-6} + 20\,000 \cdot 10^{-6}}$$

oder

$$\frac{\varkappa V \mathfrak{H}'^2}{\vartheta} = \frac{50}{20\,000} = \frac{1}{400},$$

für $\mathfrak{H}' = 10\,\Gamma$ dagegen $= {}^1/_4$.

Ist man an niedere Werte für $\varkappa$ und an niedere Feldstärken gebunden, so muß ϑ möglichst klein und V möglichst groß gewählt werden, damit die Direktionskraft

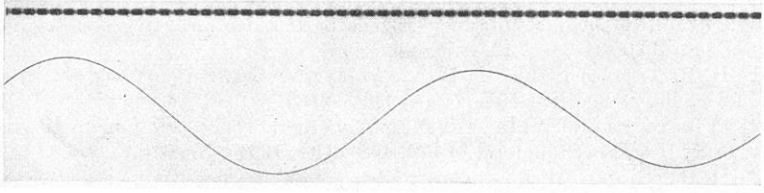


Fig. 11. Registrierung der Schwingung der Quarzitprobe ($T = 15^s$)

der Torsion gegen die magnetische Direktionskraft zurücktritt. Man muß möglichst dünne Aufhängefäden benutzen und diese etwa zur halben Reißgrenze belasten, denn die Torsionskraft sinkt mit der vierten Potenz des Halbmessers des Aufhängefadens und die Tragkraft nur mit der zweiten. Dies war bisher noch nicht genügend ausgenutzt, denn die Tragkraft des benutzten Aufhängefadens betrug 50 g, die Probe wog dagegen nur 2 g. Hier ist eine Steigerung der Empfindlichkeit um noch eine weitere Zehnerpotenz möglich.

Die Schwingungen verliefen nach den photographischen Aufzeichnungen (Fig. 11) so ungestört, daß eine Messung von T ohne Schwierigkeit auf ein bis zwei Dezimalen genauer erfolgen kann. Auch hier ist also eine Steigerung der Empfindlichkeit des Meßverfahrens möglich, und damit auch eine weitere Annäherung der unteren Grenze der Feldstärken an die des Erdfeldes. Leider war die Verbesserung der Messungen in diesen beiden Richtungen und damit die vollständige Lösung der gestellten Aufgabe infolge des Ausbruches des Krieges nicht mehr möglich.

Herrn Prof. Dr. G. Angenheister möchte ich für sein Interesse und die Anregung zu dieser Arbeit meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

Literaturverzeichnis

[1] L. W. Mc Keehan: The measurement of magnetic quantities. Journ. Opt. Soc. Amer. **19**, 213—242 (1929), Nr. 4.

[2] G. Wiedemann: Ann. d. Phys. 1865, S. 126; 1868, S. 135.

[3] J. Königsberger: Magnetische Suszeptibilität von Flüssigkeiten und festen Körpern. Ann. d. Phys. **66**, 698—734 (1898).

[4] A. W. Rücker: On the relation between magnetic permeability of rocks and regional magnetic disturbances. Roy. Soc. Proc. 1890.

[5] F. Stutzer, Gross, Bornemann: Die magnetischen Eigenschaften der Zinkblende und einiger anderer Mineralien. Metall u. Erz 1918, S. 1—10.

[6] J. Königsberger: Bestimmung magnetischer Suszeptibilitäten von Gesteinen und Mineralien in schwachen magnetischen Feldern. Centralbl. f. Min., Abt. B, 1929, H. 4, S. 97—107.

[7] W. Pavlinov: Ein absoluter Apparat zur Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität von Gesteinsproben. Nachr. Inst. f. angew. Geophys. **3**, 393—399 (1927) (russisch).

[8] N. Stschodro: Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Erzproben. Gerl. Beitr. z. Geophys. **27**, 148—167 (1927).

[9] A. Turcev: Investigation of the magnetic properties of rocks. Leningrad 1927, Bull. de L'acad. des Sciences. Math.-phys. Kl., VII. Serie, Nr. 1.

[10] Puzicha: Die magnetischen Eigenschaften der Eruptivgesteine. Zeitschr. f. prakt. Geol. 1930, H. 11 u. 12.

[11] H. R. Nettleton and F. H. Llewellyn: A sensitiv rotating-coil magnetometer. Proc. Phys. Soc. **42**, 501—520 (1930), Nr. 5.

[12] P. Kapitza and W. L. Webster: A method of measuring magnetic suszeptibilities. Proc. Roy. Soc. London (A) **132**, 442—459 (1931), Nr. 820.

[13] H. Gerdien u. H. Neumann: Über ein astatisches Kompensationsmagnetometer. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. **11**, 12—24 (1932), Nr. 2.

[14] H. N. Otis: Torsion Magnetometer for Thin Ferromagnetic Specimens. Rev. Scient. Instr. (N. S.) **4**, 681—683 (1933), Nr. 12.

[15] V. H. Gottschalk and C. W. Danis: Apparatur für die Bestimmung magnetischer Konstanten von Mineralpulver. U. S. Dep. Interior. Bur. Mines. Rep. Invest. Nr. 3268, 51—65 (1935).

[16] B. Cabrera u. Juan M. Torrojaz: Eine Neukonstruktion der Faradayschen Apparatur zur Messung der magnetischen Suszeptibilität. An. Soc. espaň. Fisica Quim. **34**, 5—25 (1936).

[17] E. A. Johnson and W. F. Steiner: An astatic magnetometer for measuring susceptibiliy. Rev. Scient. Instr. (N. S) 8, 236—238 (1937), Nr. 7.

[18] J. H. Frazer and N. O. Long: A determination of the magnetic suszeptibilities of certain enorganic complex compounds. Journ. Chem. Phys. **6**, 462—465 (1938), Nr. 8.

[19] B. H. Schultz: A new method of measuring intensities of magnetisation. Physica **6**, 137—144 (1939), Nr. 2.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, im November 1939.

Vorläufige Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Niemegk im Jahre 1939

Von **G. Fanselau**, Potsdam. — (Mit 1 Abbildung)

Mit dieser Veröffentlichung soll wieder, wie es in früheren Jahren regelmäßig Adolf Schmidt getan hat, eine schnelle vorläufige Berichterstattung über die Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Niemegk erfolgen.

Niemegk: $\varphi = 52^{0}4.3'$, $\lambda = 12^{0}40.5' = 0^{h}50^{m}42.0^{s}$ östl. v. Greenwich, $h = 78$ m über NN

Tabelle 1. Vorläufige Monatsmittel 1939

Monat	D	J	H	Z
Januar	$-4^{0}23'.1$	$66^{0}56'.7$	$0^{T}.18451.0$	$0^{T}.43352.1$
Februar	21.6	58.1	435.1	363.7
März	20.7	58.3	436.4	373.9
April	19.5	59.1	428.4	383.0
Mai	19.2	58.5	440.3	389.9
Juni	19.2	57.7	449.8	384.2
Juli	18.3	58.4	443.4	393.7
August	17.2	58.9	438.4	399.5
September	16.7	58.9	436.6	395.3
Oktober	15.1	60.3	421.6	409.0
November	14.9	58.8	438.1	395.2
Dezember	14.0	58.7	441.1	398.8

Tabelle 2. Zusammenstellung der Normalwerte 1934.0—1941.0

Epoche	D	J	H	Z
1934.0*)	$-5^{0}10'.34$	$66^{0}45'.77$	$0^{T}.18500.6$	$0^{T}.43088.0$
34.5	5.16	46.92	491.3	106.0
35.0	$-4^{0}59.94$	48.12	484.0	130.5
35.5	54.88	49.42	476.9	158.9
36.0	50.02	50.78	469.8	189.9
36.5	45.34	52.06	463.8	220.2
37.0	40.54	53.43	456.5	250.8
37.5	35.80	54.85	449.2	283.5
38.0	31.42	56.25	441.4	313.8
38.5	27.09	57.27	437.0	339.2
39.0	22.74	57.80	438.8	362.0
39.5	18.29	58.53	438.4	386.5
40.0	*13.9*	*59.2*	*438*	*411*
40.5	*9.5*	*60.0*	*438*	*436*

In Tabelle 1 sind die Monatsmittel der einzelnen Elemente des magnetischen Kraftvektors mitgeteilt. Die Werte sind mit vorläufig ausgeglichenen Basiswerten gerechnet worden. Kleine Verschiebungen gegenüber der endgültigen

*) Nach vorläufiger Berechnung.

Ausgleichung sind also möglich. Aus diesen Monatsmitteln wurde das Jahresmittel für 1939.5 gebildet. Ich habe in Tabelle 2 auch noch alle anderen Mittelwerte von 1934.0 an zusammengestellt. Die Werte der Jahre 1932 und 1933 können aus technischen Gründen noch nicht veröffentlicht werden. Deshalb trägt auch der Wert 1934.0 noch vorläufigen Charakter. Dabei sind wieder wie üblich die Normalwerte zur Epoche 0.0 als Mittel der Monate Juli bis Juni, die zur Epoche 0.5 als Mittel der Monate Januar bis Dezember aufzufassen. Tabelle 3 gibt die aus den

Tabelle 3. Säkularvariation

	D	*J*	*H*	*Z*
1934.5/35.5	+ 10'.28	+ 2'.50	− 14γ.4	+ 52γ.9
35.5/36.5	+ 9.54	+ 2.64	− 13.1	+ 61.3
36.5/37.5	+ 9.54	+ 2.79	− 14.6	+ 63.3
37.5/38.5	+ 8.71	+ 2.42	− 12.2	+ 55.7
38.5/39.5	+ 8.80	+ 1.26	+ 1.4	+ 47.3

Jahresmitteln abgeleitete Säkularvariation. Diese Säkularvariation zeigt in *D* das übliche Zunehmen der östlichen Deklination, wie es nun schon seit 1890 beobachtet wird. Freilich ist in den letzten Jahren eine geringe Verlangsamung von rund 1′ in dem Tempo der Zunahme zu verzeichnen. Die Horizontalintensität zeigt in ihrer zeitlichen Änderung eine deutliche Verschiedenheit gegenüber ihrem sonstigen Verhalten. Während bisher die Säkularvariation hier eine Abnahme von rund 13 γ brachte, ist der Übergang von 1938.5 auf 1939.5 mit einer Zunahme von 1 γ seit dem Jahre 1905/06 wieder die erste positive Säkularvariation. Es ist dabei allerdings fraglich, ob tatsächlich ein Extremalwert — in diesem Falle ein Minimum — in der Horizontalintensität überschritten wurde, oder ob diese Änderung der Säkularvariation lediglich durch einen diesmal ja besonders starken Einfluß der allgemeinen magnetischen Aktivität in dem Jahre 1938 hervorgerufen wurde, entsprechend den hohen Sonnenfleckenzahlen dieses und der vorhergehenden Jahre. Volle Klarheit werden hier wohl erst die nächsten Jahre bringen. Die Vertikalintensität ist weiter im Steigen begriffen mit einem mittleren Betrag von rund 55 γ. Die in der Tabelle 2 kursiv gedruckten Werte für 1940.0 und 1940.5 sind extrapoliert. Sie sollen den praktischen Bedürfnissen dienen. Dabei ist bei *D* und *Z* ein mittlerer Betrag der Säkularvariation von 0′.8 bzw. 50 γ angesetzt. Der damit errechnete Wert für 1940.5 dürfte eine Sicherheit von etwa $\pm$ 0′.5 bzw. $\pm$ 5 γ haben. Nicht ganz so sicher läßt sich die Extrapolation bei *J* und *H* durchführen aus den oben angegebenen Gründen des Vorzeichenwechsels der Säkularvariation bei *H*. Das beste scheint es zu sein, für *H* die Säkularvariation 0 anzusetzen. Sollte eine Zunahme eintreten, so ist sie zweifellos zahlenmäßig nicht sehr hoch. Das gleiche gilt auch für eine eventuelle weitere Abnahme, die sicher auch noch nicht wieder in dem alten hohen Betrag von rund 10 γ zu erwarten ist. Die Unsicherheit des Wertes dürfte trotzdem also den Betrag von $\pm$ 5 γ kaum übersteigen. Dieselben Überlegungen gelten dann natürlich entsprechend für *J*. Hier ist dann nur die Säkularvariation von *Z* zu berücksichtigen.

Dies führt auf ein ΔJ von $+ 1'.5$. Auch hier dürften die zu erwartenden Abweichungen von den wahren Werten nicht über der Grenze von $\pm 0'.5$ liegen.

Die magnetische Aktivität des Jahres 1939 zeigt gegenüber der entsprechenden Zahlen von 1938 eine deutliche Abnahme. In dem Maß u*) war das Jahresmittel für 1939: 1.32 gegenüber 1.44 im Jahre 1938. Der Wert für 1939 ist fast genau so hoch wie der für 1937 mit 1.38. Mithin hat die magnetische Aktivität in den Jahresmitteln ihr Maximum erst 1938 erreicht. Dies ist insofern bemerkenswert, als nach der Züricher Sonnenfleckenstatistik das Maximum in R (Sonnenfleckenrelativzahl) bereits 1937.4 erreicht war, und auch die Jahresmittel von R eine entsprechende Abnahme schon 1938 zeigten. Es war R 1937: 114.4, 1938: 109.6, 1939: 88.8. Damit zeigt sich wieder das bekannte Nachhinken der Kurve der erdmagnetischen Aktivität gegenüber der Sonnenfleckenkurve. Die Tabelle 4 gibt

Tabelle 4. Magnetische Aktivität u 1937—1939

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1937 . .	0.91	1.04	1.48	1.88	1.64	1.57	1.67	1.51	0.99	1.74	0.87	1.21	1.38
1938 . .	2.73	1.15	1.16	1.74	1.45	0.75	1.30	1.22	1.52	1.46	1.13	1.72	1.44
1939 . .	0.64	2.15	0.94	1.66	1.26	1.22	1.31	1.92	1.15	1.65	0.89	1.02	1.32

ausführlich die Werte von u im Monatsmittel. Zum Vergleich sind auch noch die Jahre 1937 und 1938 mit angegeben. Aus der Tabelle 4 ist im einzelnen noch zu entnehmen, daß der Februar 1939 mit 2.15 fast den sehr stark gestörten Januar 1938 mit 2.73 erreicht. Trotz der Abnahme der Fleckenzahlen zeigt auch das Jahr 1939 nach der Züricher Sonnenfleckenstatistik keinen Tag ohne Flecken. Demgegenüber muß darauf hingewiesen werden, daß bei Durchsicht der magnetischen Registrierungen für 1939 besonders gegen Ende des Jahres eine sehr große Zahl von Tagen mit ausgesprochen ruhigem Verlauf festzustellen ist. So hatte nach den Schätzungen der internationalen Charakterzahlen am Observatorium in Niemegk der September 13 Tage mit Charakter 0, der November 19 Tage, der Dezember 16 Tage. An besonders stark gestörten Zeiten sind zu nennen:

1939, Febr. 24, 17^h—Febr. 25, 4^h M. G. Z.
Febr. 28, 14^h—Febr. 29, 4^h
April 17, 2^h—April 17, 22^h
April 24, 17^h—April 25, 3^h
Mai 5, 21^h—Mai 6, 0^h
Juli 4, 14^h—Juli 5, 22^h
Juli 21, 10^h—Juli 21, 18^h
Aug. 16, 13^h—Aug. 16, 23^h
Aug. 22, 0^h—Aug. 23, 14^h
Sept. 17, 13^h—Sept. 17, 21^h
Okt. 13, 17^h—Okt. 15, 8^h

*) Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin im Jahre 1921, S. 6—7.

Eine interessante Erscheinung bot das starke Erdbeben in der Türkei am 27. Dezember 1939. Hier reagierten die erdmagnetischen Variometer in Niemegk als unvollkommene Seismographen und zeichneten etwa eine halbe Stunde lang unregelmäßige Pulsationen in einer Höhe von ~ 10 mm entsprechend einer Winkeldrehung der Magneten von $\sim 5'$ (Fig. 1). Merkwürdig ist, daß solche Schwin-

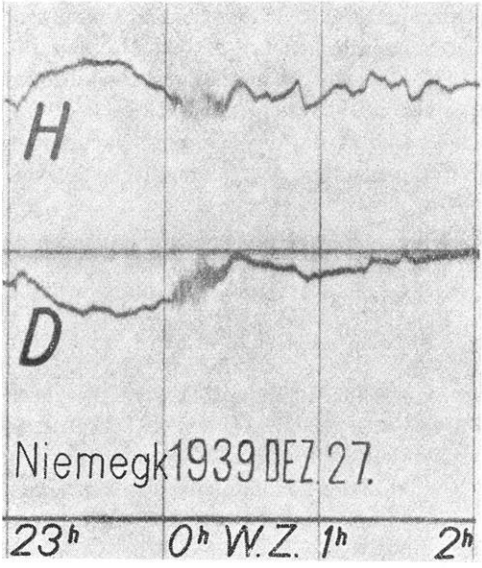


Fig. 1. Störungen der erdmagnetischen Variometer in Niemegk durch das Erdbeben in der Türkei

gungen hauptsächlich die Variometer mit Fadenaufhängung zeigen, also die Variometer von D und H, während die Waage nur eine wenig verbreiterte Kurve aufgezeichnet hat. In der Hauptsache ist dies wohl auf das größere Trägheitsmoment des wesentlich schwereren Magneten in der Waage zurückzuführen. Man muß bedenken, daß die Aufzeichnungen in der Figur Drehungen des Magneten um die Vertikale, also in der Horizontalen, sind, daß die Variometer demnach etwa als Neigungsmesser gearbeitet haben.

Potsdamer erdmagnetische Kennziffern

7. Mitteilung

Von **A. Burger,** Potsdam. — (Mit 6 Abbildungen)

Die Kennziffernreihe wird für die Monate November 1939 bis einschließlich April 1940 fortgesetzt. Für das Jahr 1939 wird eine Zusammenstellung der Tagessummen von K_1 sowie der Häufigkeiten und täglichen Gänge der einzelnen Ziffern tabellarisch bzw. graphisch aufgezeichnet. Anschließend folgt eine kurze Gegenüberstellung der Ergebnisse von 1938 und 1939.

Tabelle 1. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern, 1. November 1938 bis 30. April 1940

November 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	31	11	31	21	11	11	21	11	11	11	21	45	31	57	21
3— 6	11	21	11	11	01	11	21	11	21	11	21	11	58	31	21
6— 9	11	11	11	01	11	11	11	11	12	11	01	01	32	22	21
9—12	11	21	11	21	21	21	21	11	11	11	01	22	42	31	11
12—15	11	11	21	11	21	11	11	21	01	11	11	32	41	21	21
15—18	11	11	11	11	21	21	31	01	21	12	21	21	41	45	45
18—21	31	12	11	01	21	21	31	11	11	21	46	22	57	31	32
21—24	11	11	31	12	01	35	22	01	11	11	31	22	41	45	21

November 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0— 3h	21	11	11	01	31	11	01	01	11	31	31	11	11	11	11
3— 6	11	01	11	01	21	11	01	11	11	45	31	31	21	11	21
6— 9	01	11	11	01	11	11	01	11	01	31	21	11	11	11	11
9—12	11	21	21	21	11	31	01	11	11	11	31	21	11	11	11
12—15	11	11	01	36	01	21	01	11	31	21	32	11	21	11	11
15—18	35	11	11	42	11	11	01	01	21	31	21	11	11	21	21
18—21	21	46	11	31	21	11	01	11	31	51	55	21	21	11	21
21—24	11	21	11	21	21	01	21	11	46	55	21	21	01	36	31

Dezember 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	21	21	11	31	21	41	57	31	45	11	21	21	21	21	21
3— 6	31	11	11	11	11	21	58	41	21	11	11	11	21	01	21
6— 9	35	21	11	01	01	21	43	31	21	11	11	01	11	01	21
9—12	21	21	11	01	11	11	32	21	21	21	11	11	11	01	11
12—15	11	11	11	11	21	21	55	31	31	31	21	11	21	01	21
15—18	11	11	11	01	47	11	57	65	31	35	11	31	21	01	35
18—21	35	35	21	01	41	65	37	55	55	31	11	21	01	01	21
21—24	21	31	45	21	31	67	57	41	11	35	21	45	01	12	11

Dezember 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0— 3h	11	31	21	01	01	11	45	21	31	31	21	21	11	31	31	11
3— 6	11	11	01	11	01	21	21	31	21	21	21	21	21	21	21	21
6— 9	01	11	01	01	01	22	21	21	21	01	11	11	11	11	01	01
9—12	11	21	01	01	01	31	21	21	21	11	11	31	21	31	21	01
12—15	11	11	01	01	11	45	41	21	31	21	11	31	21	21	21	11
15—18	32	11	01	01	11	41	55	21	31	11	01	45	21	35	35	01
18—21	21	11	01	01	21	45	45	11	21	21	11	45	31	31	11	01
21—24	57	21	01	01	21	31	41	45	21	31	21	21	31	21	11	01

Januar 1940	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	35	41	21	31	21	31	45	31	21	21	21	31	21	01	41
3— 6	21	21	31	11	45	31	21	31	01	21	31	31	31	01	21
6— 9	01	11	21	11	23	21	22	31	11	11	22	23	21	11	01
9—12	21	11	21	32	11	31	22	11	11	22	32	23	21	11	21
12—15	21	31	58	42	01	31	46	11	31	68	22	41	21	01	21
15—18	21	11	79	67	01	45	31	21	45	51	48	45	11	11	11
18—21	45	11	57	57	11	57	41	21	67	57	67	45	21	21	11
21—24	31	56	57	45	35	31	57	35	21	41	47	57	01	21	21

Januar 1940	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0— 3h	21	31	21	21	11	01	01	01	31	31	00	11	21	11	31	31
3— 6	11	31	21	01	11	01	11	01	31	31	01	11	11	11	31	31
6— 9	21	21	21	11	11	11	11	11	11	21	01	21	01	01	22	22
9—12	21	21	41	11	11	11	21	22	21	11	11	11	01	01	21	22
12—15	32	55	58	11	11	11	11	22	21	41	11	11	01	21	22	46
15—18	41	31	69	21	21	21	42	21	31	31	01	21	01	47	45	56
18—21	41	45	68	21	45	11	31	31	55	11	21	11	11	41	31	57
21—24	31	45	31	11	10	01	11	21	31	35	21	22	21	31	31	47

Februar 1940	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	41	31	31	11	21	45	45	31	31	21	11	31	31	21	21
3— 6	41	21	21	11	11	11	31	21	31	11	11	41	11	11	11
6— 9	32	31	11	11	11	11	21	21	11	01	11	21	11	11	11
9—12	32	21	21	11	21	21	21	21	21	11	21	21	11	21	21
12—15	43	21	41	11	31	31	41	21	11	01	11	32	21	21	31
15—18	58	41	55	55	31	21	21	21	11	21	11	41	11	11	11
18—21	57	41	31	41	31	55	21	45	01	35	41	21	46	11	21
21—24	55	31	57	31	41	41	21	35	35	31	31	21	31	11	22

Februar 1940	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29
0— 3h	11	11	01	11	45	31	35	21	41	41	21	21	11	21
3— 6	11	11	11	01	45	31	21	11	21	41	11	31	21	21
6— 9	21	11	01	01	21	11	31	11	11	33	21	21	11	21
9—12	21	21	01	11	21	21	21	21	21	32	11	11	11	21
12—15	21	21	01	01	21	31	21	11	31	48	22	21	21	21
15—18	31	21	11	11	31	45	31	11	21	47	32	11	11	55
18—21	36	11	11	11	45	21	31	35	31	57	46	11	21	32
21—24	31	11	01	21	31	21	35	41	48	31	31	11	45	21

März 1940	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	11	21	21	01	11	00	11	22	45	21	11	01	31	11	11
3— 6	21	11	21	01	11	01	21	21	51	11	01	01	21	21	01
6— 9	12	11	21	01	21	01	01	11	11	01	01	01	11	11	01
9—12	21	11	11	01	11	01	11	11	11	11	11	11	11	21	11
12—15	11	11	11	11	01	01	11	11	11	11	01	11	11	11	11
15—18	21	21	21	11	11	11	11	11	21	11	11	46	31	21	01
18—21	11	11	22	11	01	11	11	41	21	21	11	41	01	31	01
21—24	01	22	36	36	12	11	11	45	21	21	01	57	31	21	01

März 1940	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0— 3h	01	11	01	22	41	41	31	01	58	99	68	58	31	31	78	68
3— 6	01	11	01	22	41	31	21	11	32	78	48	41	31	11	89	32
6— 9	01	11	01	11	21	11	11	42	23	68	41	33	21	21	68	33
9—12	11	11	01	21	31	11	11	46	32	88	21	32	21	31	48	78
12—15	21	01	01	21	41	11	11	32	68	58	11	22	21	47	58	68
15—18	11	01	11	47	31	21	11	42	99	32	33	42	21	78	68	68
18—21	31	01	01	45	42	32	45	51	99	68	68	31	35	68	78	58
21—24	31	01	01	31	41	21	46	68	89	78	21	55	35	79	57	58

April 1940	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	68	21	68	31	21	45	11	01	22	11	01	11	32	11	21
3— 6	58	21	68	21	22	21	01	01	11	01	11	11	11	21	11
6— 9	42	01	42	24	11	11	01	11	01	01	01	11	12	21	01
9—12	43	11	32	22	11	11	11	12	01	02	01	11	21	22	22
12—15	33	11	43	22	11	11	01	01	02	21	01	31	21	31	
15—18	48	21	58	31	32	11	01	21	11	01	31	11	41	21	31
18—21	41	68	68	31	31	21	11	11	02	01	11	01	11	21	45
21—24	45	57	31	31	21	21	11	01	01	12	11	11	11	11	35

April 1940	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0— 3h	31	31	11	11	01	38	31	31	31	48	67	45	21	31	01
3— 6	31	21	11	11	21	22	31	11	01	78	31	31	11	31	21
6— 9	22	21	11	11	31	22	31	01	01	22	21	11	11	22	12
9—12	22	11	11	11	21	12	22	11	11	11	21	11	22	12	21
12—15	21	11	11	11	31	22	22	21	31	21	31	11	22	21	31
15—18	21	11	01	31	31	22	45	01	21	41	31	21	31	21	31
18—21	35	22	01	22	31	21	21	22	11	58	45	21	11	11	41
21—24	41	11	21	11	21	36	11	35	11	77	41	21	21	11	21

Tabelle 2.

Summen der 8 ersten Kennziffern K_1 für jeden Tag, nach 27tägigen Rotationen geordnet

Rotat. Nr.	Erster Tag 1939/40	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1459	Nov. 20. . . .	12	10	2	6	15	**26**	23	13	10	11	13	17	15	12
1460	Dez. 17. . . .	12	2	1	6	23	**27**	18	19	14	10	21	16	19	14
1461	Jan. 13. . . .	14	7	14	21	**26**	**30**	10	12	6	13	12	22	20	6
1462	Febr. 9. . . .	14	12	14	22	16	11	14	17	11	3	6	24	20	21
1463	März 7. . . .	8	16	18	10	4	15	14	14	3	10	4	1	20	**28**
1464	April 3. . . .	**37**	20	15	14	5	5	4	2	8	6	16	14	18	21

	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27
1459	7	17	24	**35**	**30**	22	17	11	14	10	3	15	14
1460	4	18	18	**31**	**27**	13	**26**	**26**	18	19	**27**	**26**	**27**
1461	11	6	15	22	**28**	**33**	23	**25**	17	19	22	21	20
1462	15	21	**30**	18	13	14	20	10	11	15	6	7	3
1463	17	17	**27**	**45**	**51**	**28**	**29**	20	**33**	**48**	**41**	**34**	19
1464	13	7	11	18	17	20	12	11	**32**	**27**	16	14	15

Tabelle 3. Anzahl der Kennziffern, und Durchschnittswerte, November 1939 bis April 1940

K_1 =	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	K_{1m}	A	$K_1(A)$
November 1939:	29	99	61	32	13	6	—	—	—	—	1.66	16.6 γ	**2.22**
Dezember 1939:	41	62	74	40	19	9	3	—	—	—	1.89	21.2	**2.58**
Januar 1940:	26	53	71	46	30	15	6	1	—	—	2.30	29.1	**3.04**
Februar 1940:	11	62	71	49	30	9	—	—	—	—	2.22	23.8	**2.75**
März 1940:	42	72	44	30	24	11	12	7	3	3	2.31	55.8	**3.98**
April 1940:	33	70	65	42	18	4	6	2	—	—	1.95	21.7	**2.62**

Die Grundlagen für die Schätzung im Jahre 1939 haben gegenüber den früheren Zeiträumen nur für $K_2 = 4$ eine Änderung erfahren entsprechend den von Prof. Dr. J. Bartels gegebenen Richtlinien*). Analog der Zusammenstellung

*) Zeitschr. f. Geophys. 1939, Heft 3/4, S. 217.

für das Jahr 1938 ist auch für 1939 eine statistische Aufzählung der Tagessummen, Häufigkeiten und täglichen Gänge ausgeführt. Das Schema wurde im wesentlichen beibehalten, um Vergleiche und Gegenüberstellungen einfacher zu gestalten.

Zusammenstellungen für das Jahr 1939

Tabelle 4. Summen der acht ersten Kennziffern für jeden Tag, 1939

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Januar . . .	7	10	10	8	21	19	19	20	19	19	19	14	10	19	13
Februar . .	20	24	18	16	19	**33**	**25**	13	17	23	18	3	7	12	21
März	**25**	**25**	**28**	**31**	22	22	14	21	21	17	18	23	9	14	19
April	**28**	**27**	23	21	21	11	12	19	22	**32**	**31**	21	17	18	10
Mai	**30**	**32**	**25**	14	24	**33**	**31**	**31**	**25**	17	11	13	15	12	17
Juni	22	**26**	22	**25**	21	13	11	12	8	17	13	10	**25**	**33**	19
Juli	20	21	**33**	**29**	**39**	17	5	10	10	7	18	22	10	**30**	19
August . . .	11	3	5	10	8	9	6	11	7	19	21	**39**	**28**	14	12
September .	7	18	**32**	15	8	17	12	12	**26**	22	13	21	13	19	14
Oktober. . .	16	12	**29**	**28**	20	**25**	19	18	**26**	12	21	7	**41**	**40**	**35**
November .	12	10	13	8	10	13	16	7	9	9	14	16	**32**	**26**	18
Dezember . .	17	15	12	7	17	24	**35**	**30**	22	17	11	14	10	3	15

	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
Januar . . .	14	22	11	11	19	21	17	20	10	10	2	1	9	9	9	7
Februar . .	22	**25**	22	21	14	2	7	16	**31**	**41**	10	8	18			
März	**29**	20	11	9	17	20	**30**	**26**	20	15	23	27	**34**	**40**	**32**	**26**
April	7	**45**	**31**	**34**	**25**	24	**25**	**40**	**29**	**37**	11	9	22	19	13	
Mai	20	20	18	19	19	22	**27**	**26**	**28**	**30**	24	20	24	**34**	11	12
Juni	**26**	12	**25**	24	21	24	18	20	19	12	21	22	21	24	23	
Juli	**29**	**27**	17	17	**33**	24	**26**	18	19	17	**28**	21	17	13	9	12
August . . .	**29**	20	14	17	14	14	**46**	**37**	19	17	12	17	8	8	10	7
September .	15	**32**	12	**28**	**28**	17	18	12	11	15	**26**	12	10	4	12	
Oktober. . .	**30**	**30**	**30**	23	9	17	15	19	14	10	14	6	14	14	16	12
November .	11	12	8	14	12	10	2	6	15	**26**	23	13	10	11	13	
Dezember . .	14	12	2	1	6	23	**27**	18	19	14	10	21	16	19	14	4

Tabelle 5. Plötzliche Sturmanfänge (*s*) 1939

1939	Stärke	Weltzeit h	m	1939	Stärke	Weltzeit h	m
5. Februar . . .	**5**	19	51.0	3. Juli	**6**	0	38.4
16. April	**6**	21	28.4	4. „	**5**	14	7.5
17. „	**6**	1	57.0	14. „	**5**	3	47.7
19. „	**6**	6	6.6	14. „	**5**	12	8.3
23. „	**7**	5	45.2	19. „	**5**	22	2.8
24. „	**8**	17	34.6	21. „	**7**	9	58.0
27. „	**5**	21	0.6	12. August . . .	**6**	1	39.7
1. Mai	**5**	6	41	22. „ . . .	**7**	0	40.8
1. „	**5**	11	35.8	2. September . .	**5**	21	42.2
5. „	**6**	20	43.8	5. Oktober . . .	**6**	23	59.9
27. „	**5**	20	50.5	11. „ . .	**4**	19	45.1
26. Juni.	**5**	20	19.3	13. „ . . .	**7**	2	5.0

Störungsgrad (K_1): Die Summen von K_1 zeigen die große Aktivität in den Monaten März, April und Mai, die auch zum Teil in der Häufigkeit von plötz-

lichen Sturmanfängen (*s*) zum Ausdruck kommt. Demgegenüber weisen die Monate Januar, November und Dezember weit geringere Lebhaftigkeit auf. Mit dem Abklingen der Sonnenfleckentätigkeit, die im Jahre zuvor ein Maximum

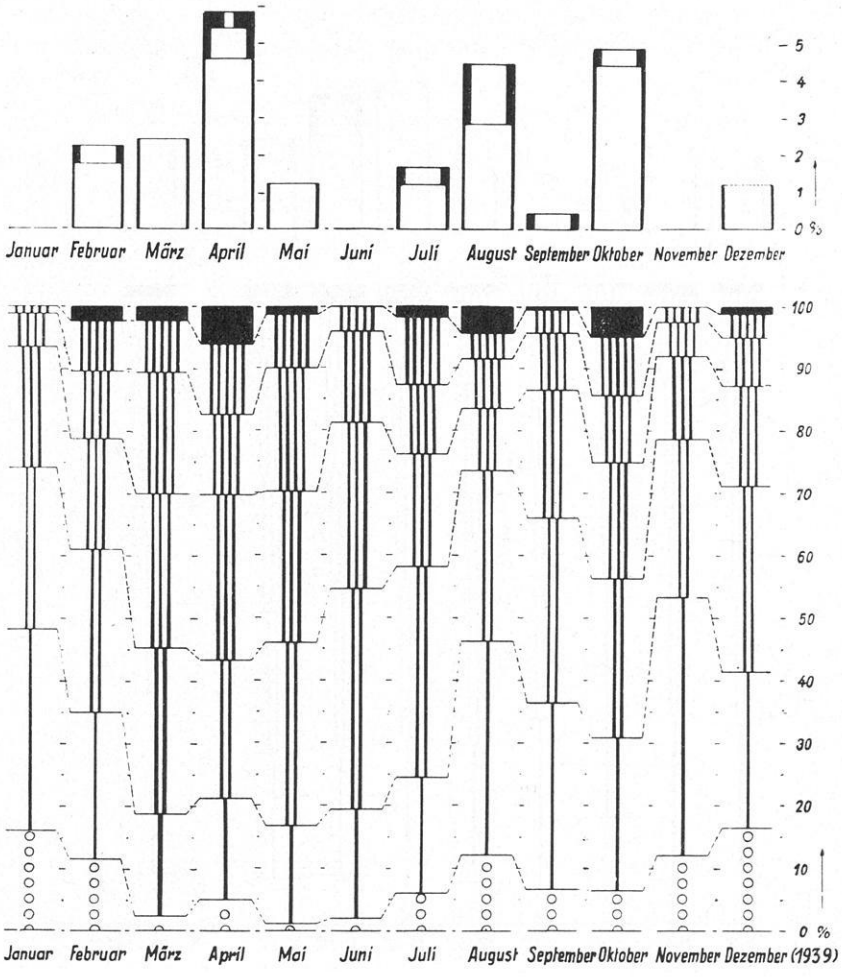


Fig. 1. Häufigkeiten der ersten Kennziffern K_1 für jeden Monat 1939

erreicht hatte, beginnt auch die Wiederholungstendenz der Störungen stärker ausgeprägt aufzutreten wie aus den nach 27tägigen Sonnenrotationen geordneten Tagessummen ersehen werden kann.

Die prozentuale Verteilung der ersten Kennziffern innerhalb der einzelnen Monate ist in Fig. 1 graphisch dargestellt, und zwar in der von Bartels für das

Jahr 1938 angegebenen Art*). Berücksichtigt man — um in großen Zügen eine Vorstellung von dem Störungsausmaß zu erhalten — alle Ziffern K_1 von 9 bis 3 abwärts, also Störungen, die gemäß der Definition über 20 γ liegen, so findet man auch hier eine Bestätigung der aus der Tagessummentabelle gewonnenen Er-

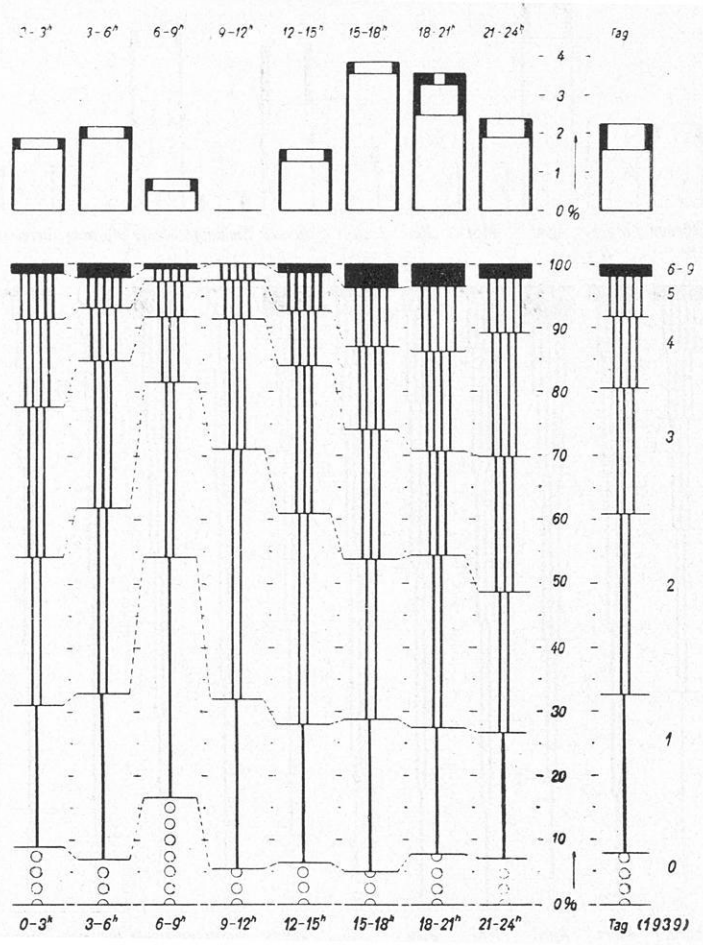


Fig. 2. Häufigkeiten der ersten Kennziffern K_1 für die acht Tagesabschnitte. Tagesdurchschnitt für 1939

kenntnis: maximale Aktivität im März, April und Mai. Betrachtet man umgekehrt von der unteren Basis in Fig. 1 ausgehend die von den Ziffern $K_1 = 0$ bis 2 eingenommene Fläche, so kommt der obengenannte ruhige Verlauf im Januar,

*) Siehe Zeitschr. f. Geophys. 1939, S. 218.

November und Dezember zum Ausdruck. Im August nehmen zwar $K_1 = 0$ bis 2 fast 75% der Gesamthäufigkeit in Anspruch, doch wird diese scheinbar geringe Aktivität durch die größere Häufigkeit der Störungsziffern $K_1 = 6$ und 7 ausgeglichen.

Den täglichen Gang im Jahresdurchschnitt zeigt Fig. 2, und zwar sind — auch in der Darstellungsweise von Bartels — die prozentualen Häufigkeiten von

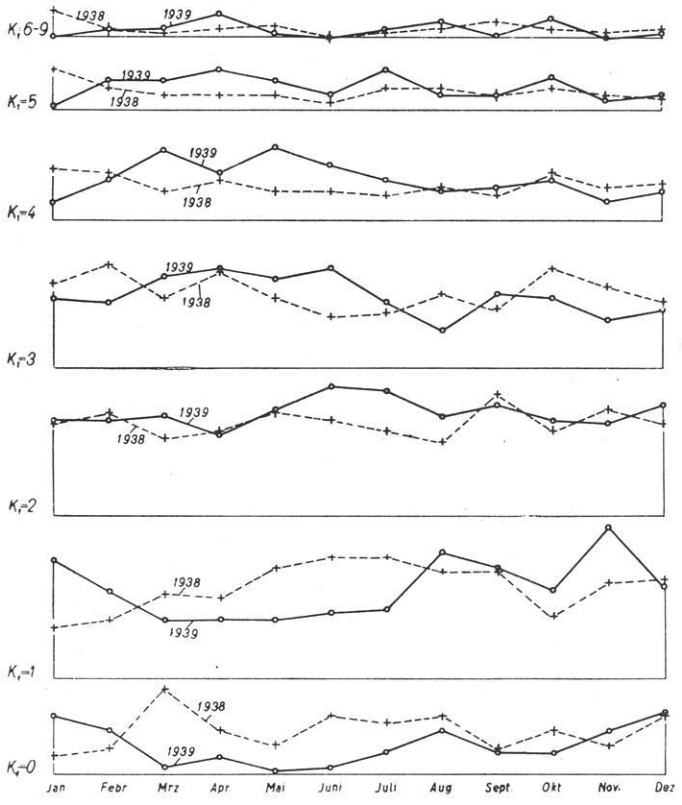


Fig. 3. Vergleichsweise Darstellung der Häufigkeiten von K_1 für jeden Monat 1938 und 1939

$K_1 = 0$ bis 9 innerhalb der verschiedenen dreistündigen Tagesintervalle aufgezeichnet. Während der Morgenstunden (6 bis 9 Uhr) ist die Aktivität — wie üblich — gering und erreicht in den Abendstunden das Maximum.

Zum *Vergleich* der in den beiden letzten Jahren erhaltenen Werte wurden in Fig. 3 die zu jeder Ziffer $K_1 = 0$ bis 5 und 6 bis 9 (letzte wiederum zusammengefaßt) gehörigen prozentualen Beträge von 1938 und 1939 übereinander aufgetragen. Durchschnittlich haben die Kennziffern $K_1 = 2$ und darüber in den

Monaten März bis August 1939 gegenüber dem vorhergehenden Jahre eine Steigerung erfahren, während in den Monaten Januar, Februar und November 0 und 1 als Zeichen für den ruhigen Verlauf nahezu auf das Doppelte gestiegen sind.

Im täglichen Gang (Fig. 4) treten während der beiden Jahre nur unbedeutende Unterschiede auf. Außer den Morgenstunden zeigen die Tagesintervalle im Jahre

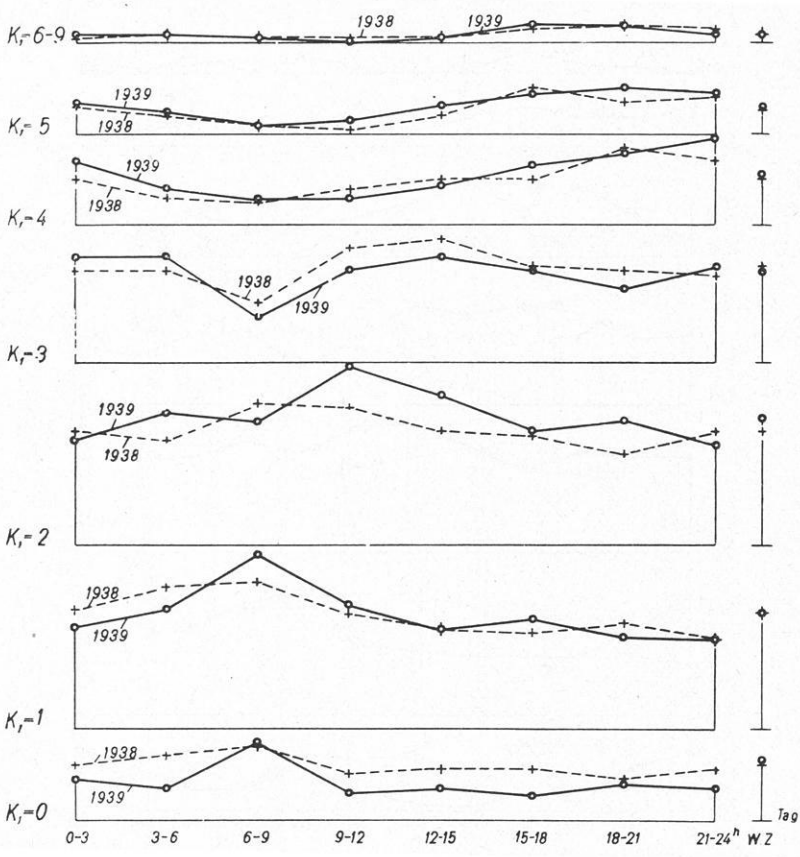


Fig. 4. Vergleichsweise Darstellung der Häufigkeiten von K_1 für die acht Tagesabschnitte 1938 und 1939

1939 für $K_1 = 0$ durchschnittliche Abnahmen um 30 bis 50% zugunsten der Ziffern $K_1 = 1$ und insbesondere 2. Kleinere Abweichungen vom ausgeglichenen ruhigen täglichen Gang in der Größe von 5 bis 20 γ treten also im Jahre 1939 stärker in Erscheinung. Den mittleren täglichen Gang, ausgedrückt in γ, und zwar durch Umrechnung von K_{1m} für jedes dreistündige Intervall, zeigt Fig. 5. Hier fällt insbesondere der Unterschied 1938 gegen 1939 im Intervall 6 bis 9 Uhr auf. Diese Differenz kommt aber lediglich infolge der Mittelbildung zustande. Wie

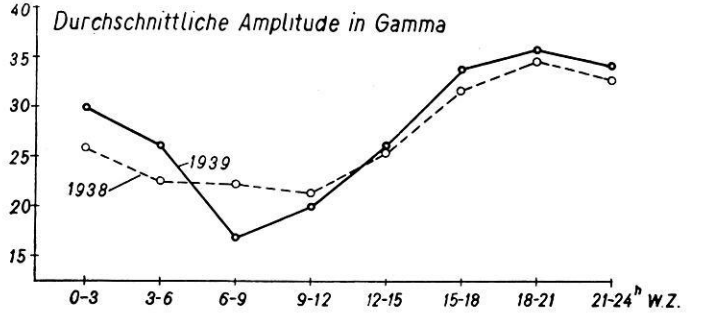


Fig. 5. Mittlerer täglicher Gang von K_1 in den Jahren 1938 und 1939

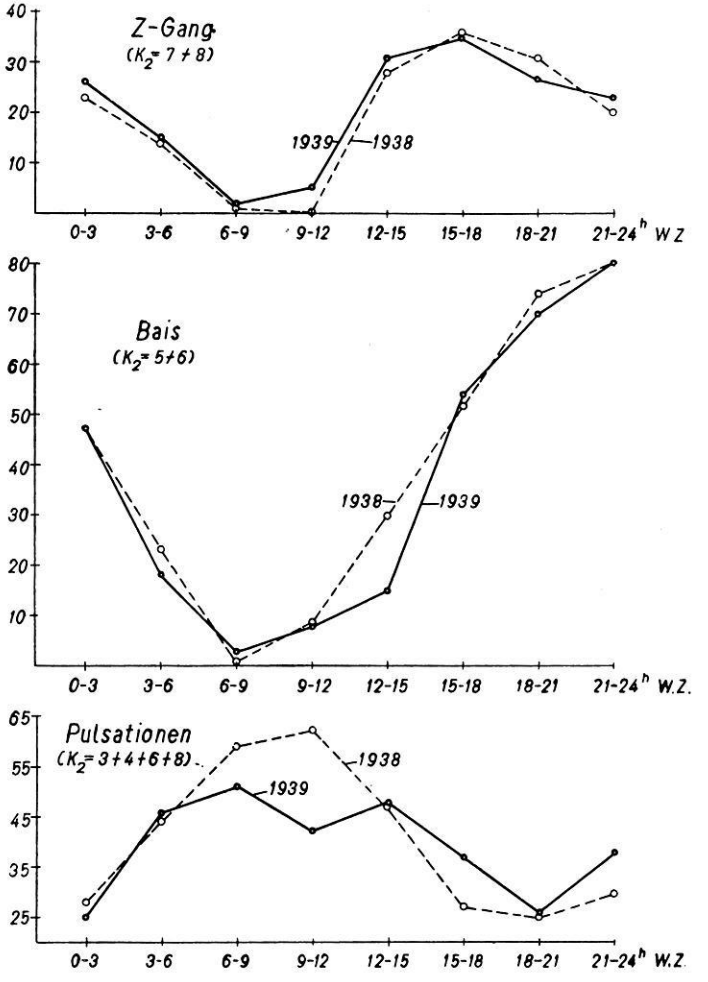


Fig. 6. Täglicher Gang von K_2, in Gruppen zusammengefaßt

nämlich aus den Aufzeichnungen von Bartels *) zu ersehen ist, wurden am 22. Januar und 16. April 1938 zwischen 6 und 9 Uhr Stürme registriert, deren Ausbleiben die durchschnittliche Amplitude auf etwa 17 γ reduziert hätte. Der Betrag für das Intervall 6—9^h würde dann im Einklang mit dem Wert für 1939 stehen.

Störungsart (K_2): Bezüglich der Anzahl der zweiten Kennziffer K_2 hat der tägliche Gang (Fig. 6) in den Vergleichsjahren nur geringe Änderungen erfahren. Die Z-Gänge und Bay-Störungen verlaufen für beide Jahre fast konstant, nur die Zahl der Pulsationen, zu denen für das Jahr 1939 die Ziffern $K_2 = 3$, 4, 6 und 8 gerechnet sind, ist in den Vormittagsstunden (insbesondere 9 bis 12 Uhr) auffallend niedrig, dagegen für die zweite Tageshälfte (Intervalle 12 bis 24 Uhr) im Jahre 1939 höher. Im vorhergehenden Jahre rechneten hierzu die Ziffern $K_2 = 3$, 6 und 8, die aber physikalisch die gleichen Erscheinungen erfassen wie die neuen Schätzungen für 1939.

Tabelle 6. Häufigkeit der Doppelziffern ($K_1 K_2$) 1939, umgerechnet auf Tausend

		Zweite Kennziffer K_2 →											
		Ruhe	Pulsationen				Bais		Z-Gang		Sturm		
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	s	Σ
↓ Erste Kennziffer K_1 (Störungsstärke)	**0**	2	73	7	—	—	—	—	—	—	—	—	82
	1	1	196	47	1	—	—	—	—	—	—	—	245
	2	—	176	95	9	—	1	0	—	—	—	0	281
	3	—	79	66	19	1	20	6	3	1	—	2	197
	4	—	17	20	14	1	34	14	9	3	—	1	113
	5	—	1	3	4	1	16	8	13	12	0	4	62
	6	—	—	—	—	—	2	1	2	10	1	1	17
	7	—	—	—	—	—	—	—	0	2	1	—	3
	8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0	—	0
	9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Σ	3	542	238	47	3	73	29	27	28	2	8	1000

Zum Schluß sei noch auf Tabelle 6, die Häufigkeit der Doppelkennziffern darstellend, verwiesen. Ein Vergleich mit dem Vorjahr zeigt, daß die Rangfolge der Häufigkeit sich nur wenig verändert hat.

*) Zeitschr. f. Geophys. 1939, Heft 3/4, S. 220.

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1939

Von **W. Brunner,** Zürich. — (Mit 1 Abbildung)

Ganze Sonnenscheibe

Datum	Oktober	November	Dezember	Datum	Oktober	November	Dezember
1.	144*a d*	*E* 81*a a c d*	54*d*	17.	79*a*	94	52*a d*
2.	143*a*	88	40	18.	*E* 74*a c d*	103*b*	61
3.	109	72	43	19.	92*d*	*M* 75*c*	44*d*
4.	92*a a*	61	27	20.	95	50	46
5.	90	58*a*	18	21.	86*a*	67*d*	46*d*
6.	82*d*	62	*M* 17*c*	22.	94*d*	66*a*	47
7.	91*a*	66*a*	23*a*	23.	94	62	35
8.	91*d*	*E* 37*c*	47*d*	24.	112*a*	*E* 61*c*	41
9.	77	*E* 40*c*	45	25.	112*b d*	58	32*a*
10.	67	*M* 46*c*	52*d*	26.	100*d*	*M* 59*c*	37*a*
11.	56	*E* 66*a c*	49	27.	80	62*a*	32
12.	*E* 74*a c*	82	*M* 56*c*	28.	64*a*	61	31
13.	85*a*	84	48*a*	29.	*E* 81*c*	43*a*	28
14.	*E* 68*a c*	*E* 99*a c*	62	30.	85	43	47*d*
15.	*E* 73*c*	87*a*	58	31.	74*a*		34
16.	68	111*d*	53*a*	Mittel ...	88.1	68.1	42.1

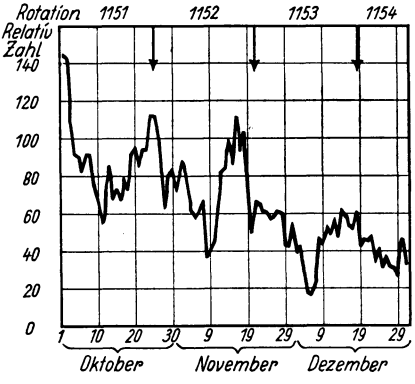
Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

c = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.



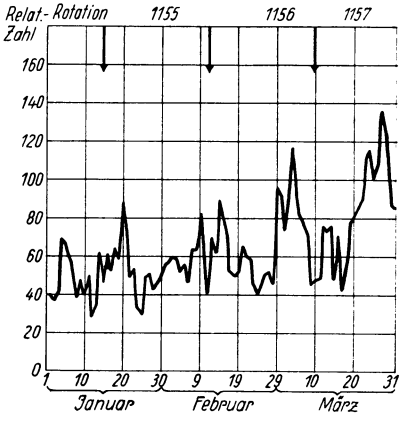
Zürich, Eidgen. Sternwarte, 13. Februar 1940.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1940

Von **W. Brunner**, Zürich. — (Mit 1 Abbildung)

Ganze Sonnenscheibe

Datum	Januar	Februar	März	Datum	Januar	Februar	März
1.	*E* 39^{c}	58^{b}	*E* 91^{c}	17.	52	51$^{a\,a}$	43^{a}
2.	37	59	74^{b}	18.	64	50	*M* 56$^{c\,d}$
3.	42	58	*M* 96^{c}	19.	59	*M* 52$^{c\,d}$	78^{a}
4.	69	52	116^{d}	20.	*M* 88$^{a\,c}$	*M* 65$^{a\,c}$	79^{d}
5.	66^{b}	55$^{a\,a}$	*E* 92^{c}	21.	71^{a}	60^{a}	85^{d}
6.	61	*E* 47^{c}	81	22.	50	59^{d}	*E* 92^{c}
7.	49	*E* 63^{c}	77	23.	52	44	*E* 111$^{c\,d}$
8.	38	64	*E* 72^{c}	24.	34	40	115
9.	*M* 47^{c}	*E* 82^{c}	46	25.	30^{d}	44	101^{a}
10.	41	65	47$^{a\,a}$	26.	49	*E* 51^{c}	*E* 108$^{c\,b}$
11.	*E* 50^{c}	41$^{a\,a\,d}$	48^{a}	27.	50	52	136$^{a\,d}$
12.	29	*M* 69^{c}	*E* 76^{c}	28.	43	46^{a}	125
13.	34	62	74	29.	45^{d}	*M* 95^{c}	98^{a}
14.	61	*E* 89^{c}	76^{d}	30.	50^{d}		86
15.	*E* 47^{c}	78	49	31.	56		85^{a}
16.	61^{a}	73	*M* 70^{c}	Mittel ...	50.5	59.4	83.3



Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

c = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 7. Mai 1940.

Referate und Mitteilungen

Nordlichtbeobachtung zu Nürnberg am 24. 3. 40

Von Wetterdienstassessor Hasenstab, Inspektor Scherzer und dem Unterzeichneten wurde am 24. März 1940 abends mehreremals Nordlicht beobachtet. Die einzelnen Erscheinungen verliefen wie folgt:

19.15 bis 19.20 Uhr sehen Scherzer und Hasenstab im Zenit einen rosigroten Fleck, der wie eine von der Abendsonne beleuchtete Wolke verglimmt, eine Wolke ist aber nicht erkennbar.

19.45 bis 20.10 Uhr sehen Hasenstab und Scherzer vom Nord- bis Nordwesthorizont aufsteigende weißliche Streifen, einige der senkrecht stehenden Streifen im NW haben mehr rotviolette Farbe. Ferner wird am NW-Himmel in etwa 30° Höhe ein diffuser roter Schein beobachtet.

Etwa 19.45 Uhr beobachtet Malsch in derselben Höhe wie Saturn im Westen einen weißlichgrünen Fleck, der zunächst für den Lichtteller eines Flak-Scheinwerfers an einer Dunstschicht gehalten wird; es fällt aber auf, daß sich der Fleck gar nicht bewegt, sondern nach etwa 5 Minuten langsam verblaßt. Einige Minuten später erinnere ich mich, etwa von NW fast über Zenit einen schwachen Lichtstreifen gesehen zu haben, wie von einem Scheinwerfer, der aber auch unbeweglich war und rasch wieder verblaßte.

22.10 bis 22.25 Uhr beobachten Hasenstab und Scherzer im NW bis N wieder zahlreichere (7 bis 10) helle Strahlen und im W wieder einen roten Schein, der fast bis zum Zenit reicht.

Um dieselbe Zeit beobachtet Malsch von der Wohnung aus ebenfalls im W in etwa 30° Höhe eine intensiv purpurne Stelle, die in etwa 2 Minuten immer heller wird und dann in der gleichen Zeit wieder verblaßt und unsichtbar wird. Man hat den Eindruck einer fernen Feuersbrunst.

Nach inzwischen bekannt gewordenen Mitteilungen wurde das Nordlicht in ganz Nordbayern, auch im Böhmer Wald (Berge bei Eisenstein) gesehen.

Dr. W. Malsch.

Nordlicht 1940. III. 29d

Am 29. März 1940 beobachtete der Unterfertigte von Wittenberg (Elbe) aus ein Nordlicht von mittlerer Helligkeit. Bereits bei der ersten Wahrnehmung um 20^h20^m stand am N-Himmel ein auffallend helles, weißes, strukturloses Segment, das während der ganzen Beobachtung unverändert blieb. Von 20^h37^m an bildeten sich im N beiderseits des Meridians rohe Nordlichtwolken, die langsam in Richtung nach O zogen und sich im NO auflösten. Letzte Wahrnehmung dieser Nordlichtwolken um 20^h55^m. Von 20^h58^m an steht im NW ein ausgedehntes, helles, intensiv rotes Gebilde von fächerförmiger Struktur, das seinen Ort nicht ändert und bis 21^h20^m sichtbar bleibt. Ende der Beobachtung 21^h20^m wegen Bewölkung. Alle Zeitangaben in MEZ.

Dr. Werner Sandner.

Nordlicht

1940 März 24, 18^h10^m bis 18^h45^m (WZ.) rote Scheine und Strahlen in dem Himmel von Nord und Nordwest.

Bologna E. Loreta.

Das Nordlicht 1940 März 24 in Ungarn

Am 24. März konnte in ganz Ungarn ein intensives Nordlicht bei klarem Himmel beobachtet werden. Die Erscheinung begann um 18^h WZ. und erreichte ihr Maximum um 18^h25^m. Sie bestand zu dieser Zeit aus einer sehr intensiven grünen Krone im Norden und aus einem ebenso starken roten Fleck großer Ausdehnung im NW. Außerdem konnten zwei helle Strahlen bis zum Zenit verfolgt werden. Die zahlreichen schwächeren Strahlen änderten schnell ihre Form und Ausdehnung. Um 18^h35^m ging die Erscheinung zurück und gegen 19^h verschwand sie völlig. Zu dieser Zeit störte auch schon der Vollmond sehr. Um 21^h05^m hat Herr Detre noch einen Ausbruch schwächerer Intensität beobachtet, der aus zwei roten Flecken im N bzw. W bestand. Um 23^h trat Bewölkung ein.

G. Kulin.

Über den möglichen Zusammenhang zwischen den Polarlichtern vom 25. Januar 1938 und 24. März 1940

Zwischen den oben genannten Phänomenen liegt ein Intervall von 789 Tagen, welcher 29 Sonnenrotationen von je 27.2 Tagen entspricht. Ferner werden zwischen diesen Epochen noch mehrere Polarlichter beobachtet, die sich in denselben Zyklus einreihen lassen. Sie sind in der folgenden Tabelle gegeben:

E	*B*	*R*	*B-R*	*L*	
	1938				
0	I. 25.9	25.9	0.0	126°	Sehr großes Polarlicht
2	III. 23	21.3	— 2.0		Kleinere Polarlichter zwischen 22 u. 24 Uhr
3	IV. 16.5	17.5	— 1.0	145	In Tagesstunden, nur Ende beobachtet
4	V. 11.9	14.7	— 2.8	168	Vollmond 14. V.
9	IX. 28.2	27.7	— 0.5	127	Mehrere Beobachtungen
12	XII. 17	18.3	1.0	157	Nur eine Beobachtung
	1940				
26	I. 3.7	3.1	— 0.6	144	Mehrere Beobachtungen
29	III. 24.7	24.7	0.0	157	Großes Polarlicht

In der Kolonne B sind die beobachteten Polarlichter, in der Kolonne R die berechneten Epochen nach der Formel

$$R = 1938\ \text{I.}\ 25.9 + 27.2\,E,$$

wo E ist die Zahl der Sonnenrotationen, L ist die Länge der Sonnenmitte für B.

Die Beobachtungen sind nach den Meldungen, die an die Štefanik-Sternwarte angelangt sind oder nach den Berichten in den astronomischen Zeitschriften zusammengestellt.

Man sieht, daß die Aktivität des Zentrums vom 25. Januar bis Ende des Jahres 1938 sich verfolgen läßt. Während des Jahres 1939 gab es kein größeres Phänomen und erst im Jahre 1940 werden zwei Polarlichter unseres Zyklus beobachtet. Die entsprechenden Längen der Sonnenmitte L liegen zwischen 126 und 168°. Ob diese Unterschiede dem wirklichen Umfange des Zentrums entsprechen oder ob sie durch die Verschiedenheit der Geschwindigkeit der Korpuskularstrahlen verursacht sind, können wir hier nicht entscheiden. Wenn aber die weitere Periodizität bestehen wird, so kann man zu folgenden Daten die Polarlichter erwarten, nämlich: 20. bis 21. April, 17. bis 18. Mai, 14. bis 15. Juni usw.

Prager Sternwarte, Prag I-Clementinum, 2. April 1940.

Dr. F. Link.

Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Herausgegeben von E. Abderhalden. Abt. II. Physikalische Methoden, Teil 3. Berlin-Wien, Verlag Urban u. Schwarzenberg, 1939. 528 S., 207 Abb. Preis br. *RM* 40.—.

Der dritte Teil der Abteilung „Physikalische Methoden" im großen Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden umfaßt 4 Beiträge und zwar: Hauser, „Das Arbeiten mit auffallendem Licht in der Mikroskopie, Mikro- und Makrophotographie"; G. Boehm, „Methodik der Untersuchung der Strömungsdoppelbrechung"; N. Kaufmann, „Die Kinematographie als biologische Arbeitsmethode für Forschung und Unterricht" und W. Mörikhofer, „Meteorologische Strahlungsmeßmethoden".

Im Rahmen der Besprechung in dieser Zeitschrift sind die beiden ersten Beiträge zu fernliegend, es sei daher erlaubt, die Besprechung auf die beiden letzten Beiträge zu beschränken.

In dem Beitrag von Kaufmann wird zunächst auf die Hilfsmittel der wissenschaftlichen Kinematographie eingegangen. Dabei interessieren in erster Linie die Ausführungen über die verschiedenen Filmsorten (Ultrarotphotographie) und die optischen Einrichtungen, vor allem die Teleobjektive mit konstanter bzw. stufenlos zu variierender Brennweite. Unter den besonderen Arbeitsmethoden der Kinematographie als Zeitraffer, Zeitlupe und Höchstfrequenzzeitlupe stehen vom meteorologischen bzw. geophysikalischen Standpunkt die Ausführungen über die Zeitraffer (Wolkenaufnahmen) und Höchstfrequenzzeitlupen (Blitzaufnahmen) im Vordergrund. Die großen Verbesserungen, die der Farbfilm in letzter Zeit erfahren hat, werden ausführlich geschildert. Gerade auf dem Gebiete der Wolkenaufnahmen ließen sich noch erhebliche Steigerungen des Anschauungswertes durch Verwendung des Farbfilms erzielen. Von den speziellen Anwendungsgebieten der Kinematographie werden zum Schluß noch gesondert behandelt die Röntgen-, Mikro- und Unterwasseraufnahmeverfahren, sowie Aufnahmen nach der bekannten „Schlierenmethode" zur Sichtbarmachung von Gasbewegungen. Gerade dieses letzte meteorologisch besonders interessierende Gebiet wird durch einige besonders schöne Photographien illustriert.

Auf 240 Seiten schildert Mörikhofer sodann die Methoden der meteorologischen Strahlungsmessungen. Mörikhofer geht dabei in erster Linie auf die Bedürfnisse des *messenden* Meteorologen, Biologen und Mediziners ein, und bringt praktisch eine — dann allerdings bis ins einzelne gehende — Darstellung einer Auswahl bewährter „Standardinstrumente" der verschiedensten Anwendungsbereiche. Neben Beispielen von Meßreihen werden vor allen Dingen die Fehlerquellen und Genauigkeitsgrenzen sowie die spezielle Eignung der verschiedenen Apparattypen für besondere Aufgaben besprochen. Man kann zu den einleitenden Sätzen Mörikhofers über die Absicht seines Beitrages nur sagen, daß es ihm vollauf gelungen ist, die „Bedürfnisse der praktischen Anwendung zur Sprache zu bringen" und die „spezielle Eignung der verschiedenen Instrumenttypen für die verschiedenen Aufgaben nach Möglichkeit herauszuarbeiten".

Nach einem Überblick über die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der Strahlung sowie der praktisch notwendigen rechnerischen Hilfsmittel wird dann zunächst auf die absoluten Pyrheliometer eingegangen. Daran schließen die relativen Aktinometer an. Die Pyranometer werden besonders eingehend besprochen, da ja die Messung der Gesamtstrahlung den Biologen in den meisten Fällen wesentlich mehr interessiert als die Messung der einzelnen Komponenten. In diesem Abschnitt wird auch auf die nichtelektrischen Pyranometer (Schwarzkugelthermometer, Tulipan) eingegangen, Instrumente, die für biologische Untersuchung noch gelegentlich im Gebrauch sind. Den Pyranometern folgen die Pyrgeometer und endlich die photoelektrischen bzw. photochemischen Photometer. Den Abschluß bildet noch einmal eine Zusammenstellung der „Kriterien für die Wahl geeigneter Strahlungsmeßinstrumente für biologische Strahlungsuntersuchungen". G. A. Suckstorff.

M. Robitzsch: *Ausführliche barometrische Reduktions- und Höhentafeln.* Leipzig, Verlag Willibald Keller, 1939. 64 S., Lex. 8. Preis geb. *RM* 4.80.

Die barometrische Höhenformel ist schon mehrfach tabelliert worden. Die bekanntesten dieser Tafeln sind die von Jordan und Bjerknes. Jedoch hat die Jordansche Tafel den großen Nachteil, daß sie eine mittlere Feuchtigkeitsverteilung in der Atmosphäre annimmt, statt je die gemessene Feuchtigkeit zu berücksichtigen. Die diesen Umstand berücksichtigenden ausführlichen Tafeln von Bjerknes liefern nicht geometrische Höhen, sondern die Größe des Schwerepotentials, die „dynamischen Meter". Für Rechnungen der Vermessungstechnik sind sie also nicht brauchbar. Die hier besprochenen, neu berechneten barometrischen Höhentafeln vermeiden einerseits den Nachteil der Nichtberücksichtigung der Feuchte und sind andererseits sowohl für geometrische wie für „dynamische" Meter brauchbar. Ein weiterer Vorteil ist, daß mit einem beliebigen Druckmaß in die Tafeln eingegangen werden kann.

Der Verf. hat diese Verbesserung durch eine Umformung (nicht etwa Vereinfachung!) der barometrischen Höhenformel erreicht. Dadurch treten alle variablen Größen, Temperatur, Feuchte, Änderung der Schwere mit Höhe und Breite als additive bzw. subtraktive Größen bei der Tabellenbenutzung auf, was eine wesentliche Vereinfachung der Rechnungen bedeutet. Als Beispiel sei erwähnt, daß zur Korrektion der Barometerablesung auf 0^0, Meeresniveau und eine Breite von 45^0 mit einer wahren und zwei fingierten Temperaturen (ähnlich wie die virtuelle Temperatur der Aerologie) in ein und dieselbe Tabelle eingegangen wird. Die Addition sämtlicher Einzelkorrektionen gibt dann die Gesamtkorrektion. Durch geschickte Anordnung der einzelnen Teiltabellen ist es möglich, ohne weiteres die Genauigkeit des Rechenergebnisses anzugeben. Die Tafel stellt daher bei der häufigen Durchführung solcher Rechnungen eine große Erleichterung und Vereinfachung dar. G. A. Suckstorff.

Notiz

Das Oberkommando der Kriegsmarine gibt wie in den vergangenen Jahren den Teil „Zeitsignale" des soeben erschienenen „Nautischen Funkdienstes 1940" (in Vertrieb bei E. S. Mittler und Sohn, Berlin SW 68, Kochstr. 68—71) als Sonderdruck zum Preise von RM 1.— heraus.

Das 45 Seiten umfassende Heft bringt in seinem ersten Teil

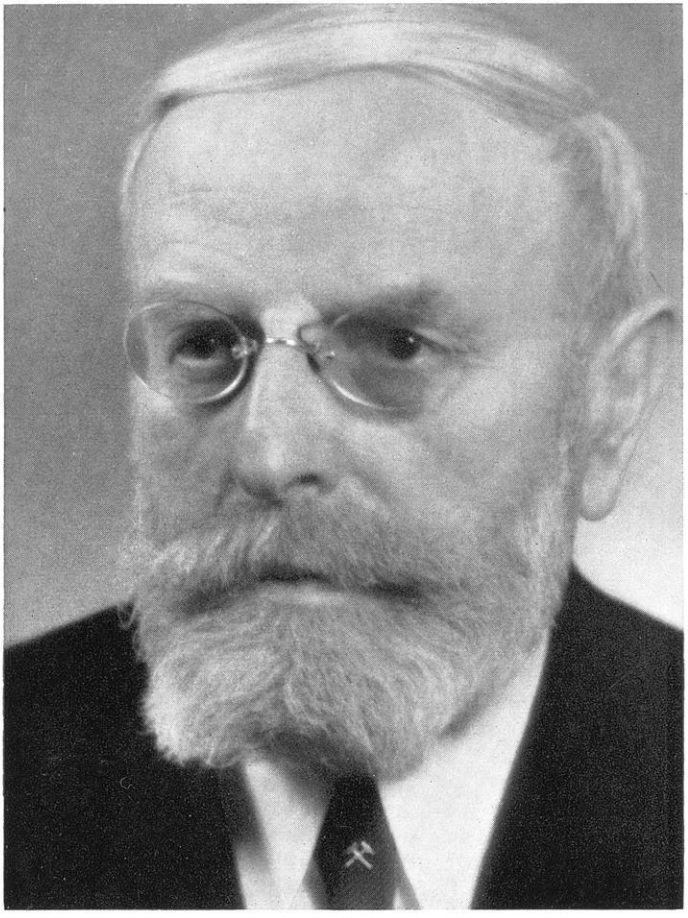
1. Einheitszeit auf See durch Anwendung von Zeitzonen.
2. Liste der Länder, die eine Einheitszeit eingeführt haben.
3. Die gebräuchlichsten Arten der Zeitsignale und zwei Tafeln zur Reduktion der Koinzidenzsignale auf mittlere Zeit und auf Sternzeit.

Hierauf folgt unter Berücksichtigung sämtlicher bis zum 31. August 1939 — bei den neutralen Ländern bis zum 31. März 1940 — eingetretenen Änderungen die Beschreibung von 68 verschiedenen Zeitsignalen der ganzen Welt mit genauen Angaben über die geographische Lage der Sender, der Sendezeiten, der Wellenlängen, der Sendestärken und der Genauigkeit.

Die am Schluß des Heftes gegebene Zusammenstellung aller Funkzeitzeichen nach MGZ (Weltzeit), die bei dem Aufsuchen von Zeitsignalen von besonderem Nutzen sein kann, ist beibehalten worden. Das Heft ist ferner mit einem Verzeichnis sämtlicher darin aufgeführten Sendestationen versehen.

Mit dieser jährlich neu erscheinenden amtlichen Zusammenstellung aller Funkzeitsignale der Welt wird dem Bedürfnis der an Zeitzeichen besonders interessierten Kreise Rechnung getragen.

Schriftwalter: G. Angenheister, Göttingen. — Anzeigenleiter: Wilhelm Zimmermann, Braunschweig.
Druck u. Verlag: Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig: I. v. W. g.; z. Z. gilt Anzeigenpreisliste No 2.



Karl Haushofer

Karl Haußmann †

Im Alter von 80 Jahren starb am 24. Januar 1940 in seiner Heimat Schwäbisch-Gmünd der em. ord. Professor der Geodäsie Karl Haußmann, Dr. Ing. e. h., Dr. rer. mont. e. h.

Karl Haußmann wurde geboren am 22. Juni 1860 auf dem Erbhof Siechenberg bei Schwäbisch-Gmünd. Er besuchte die Volks- und Realschule in Gmünd und Ulm, studierte Mathematik und Naturwissenschaften an der Technischen Hochschule in Stuttgart und an den Universitäten Leipzig und Tübingen und legte die Staatsprüfung für höheres Lehrfach in Mathematik und Naturwissenschaften ab. Zunächst wirkte er als Lehrer an einer Privatschule in Gmünd, dann an der Oberrealschule in Ulm. 1888/89 war er Assistent am Lehrstuhl für Geodäsie und Markscheidekunde an der Technischen Hochschule in Aachen und später, 1889, Assistent für Geodäsie an der Technischen Hochschule in Stuttgart, danach Assistent in München bei der bayerischen Gradmessung. Praktische Arbeiten führte er aus als Geometer in Hamburg 1888, als Tiefbauingenieur in Pforzheim 1892/93, als Zivilingenieur in München, Zwickau und Freiberg, 1897/99 als Topograph in Württemberg, 1899/1900 bei der magnetischen Aufnahme von Württemberg.

1896 habilitierte er sich für Markscheidekunde an der Technischen Hochschule in Stuttgart. 1899 wurde er als ordentlicher Professor für Markscheidekunde an die Technische Hochschule Aachen berufen und mit dem weiteren Ausbau des Institutes für Markscheidekunde betraut, wozu auch die Errichtung einer Erdbebenstation gehörte. 1916 folgte er einem Ruf als ord. Professor für Geodäsie an die Technische Hochschule Berlin, wo er bis zu seiner Emeritierung 1925 verblieb. 1935 wurde er zum Ehrenbürger seiner Heimatstadt ernannt.

Haußmann war in seiner wissenschaftlichen Arbeit in erster Linie Geodät und Markscheider. Doch ging sein Streben dahin, auch die Geophysik für besondere Aufgaben des Bergbaues nutzbar zu machen. Besonders seine sorgfältigen erdmagnetischen Vermessungsarbeiten sind von dauerndem Wert für die Geophysik.

Zu den erdmagnetischen Arbeiten Haußmanns gehört vor allem die Vermessung von Württemberg und Hohenzollern. Das Ergebnis enthält die magnetischen Elemente an 88 Stationen, die mit dem Magnettheodolit von Eschenhagen-Tesdorpf vermessen wurden, sodann fünf kartenmäßige Darstellungen der Isogonen, Isoklinen und der Isodynamen der Horizontal-, Vertikal- und Totalintensität.

Zu geologischen Forschungszwecken wurde der Rieskessel bei Nördlingen und seine Umgebung von Haußmann magnetisch aufgenommen. Die Ergebnisse an 54 Stationen wurden wieder in fünf Karten dargestellt und noch durch eine Karte der Störungsvektoren ergänzt. Auch das Steinheimer Becken und das Störungsgebiet bei Aachen wurde von Haußmann magnetisch vermessen. Besonders verdienstvoll ist auch die Herstellung der magnetischen Karten Deutschlands mit Einschluß Österreichs für die Elemente Deklination, Inklination und Horizontalintensität, Epoche 1912, Maßstab 1 : 1500000 und die Isogonenkarten Deutschlands, Epoche 1921 und 1925. 1905 richtete Haußmann in Aachen eine Erdbebenstation ein. Der Zusammenhang zwischen Erdbeben, Stein- und Kohlenfall wurde untersucht. 1906 hat Haußmann einen Seismographen auf der 450 m-Sohle einer Steinkohlenzeche bei Aachen aufgestellt.

Bei der Bearbeitung des Aachener Erdbebens vom Mai 1911 konnte Haußmann die longitudinalen, transversalen Raumwellen und die Oberflächenwellen an Hand der Seismogramme verschiedener Erdbebenstationen bis 900 km Entfernung verfolgen und den Nachweis bringen, daß die Vorläufer im Streifen des rheinischen Schiefergebirges schneller laufen als in querschlägiger Richtung.

Seine wichtigsten geophysikalischen Arbeiten sind folgende:

Magnettheodolit Eschenhagen-Tesdorpf. Zeitschr. f. Instrkde. 1906.
Erdmagnetische Elemente von Württemberg und Hohenzollern. Stuttgart 1903.
Erdmagnetisches Störungsgebiet bei Aachen. Mitt. Markscheidewes. 1905.
Magnetische Messungen im Ries und Umgebung. Akad. d. Wiss., Berlin 1904.
Magnetische Messungen im Steinheimer Becken. Gerl. Beitr. Geophys. 1927.
Die Erdbebenstation der Technischen Hochschule Aachen. Glückauf 1907.
Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenwellen in den obersten Erdschichten. Assoc. intern. de Sismologie. Manchester 1911.
Übersichtskarte der Deklination, Inklination, Horizontalintensität im Deutschen Reich für 1912. Peterm. Mitt. 1912—1913.
Isogonenkarte, Epoche 1921. Peterm. Mitt. 1922.
Isogonenkarte, Epoche 1925. Zeitschr. f. Geophys. 1925.
Erdmagnetische Forschung in der Arktis. Sonderheft. Peterm. Mitt. 1933.
Magnetische Messungen im Luftschiff. Zeitschr. f. Geophys. 1930.

G. A.

Wittings Störungen und die Veränderlichkeit der Chandlerschen Amplitude

Von **K. Ledersteger**

Die der Chandlerschen Periode benachbarten Wittingschen Störungen lassen sich auf eine gesetzmäßige Veränderlichkeit im Radius der freien Nutation der Erde zurückführen. Scheinbare Sprünge können in einer ungünstigen Wahl des der Analyse zugrunde gelegten Zeitraumes begründet sein. Das Auftreten der Knotenperiode des Mondes im Quadrat des „Restvektors" gestattet keinen sicheren Rückschluß auf einen Zusammenhang zwischen Chandlerscher Periode und Mondbewegung.

Es ist eine schon lange bekannte Erfahrungstatsache, daß die Darstellung der auf dem üblichen Wege abgeleiteten Polkoordinaten bei Voraussetzung einer kreisförmigen freien Schwingung mit der Chandlerschen Periode N und einer mittleren ebenfalls kreisförmigen erzwungenen Schwingung von Jahresperiode beträchtliche und stark systematische Reste ergibt. Man hat deshalb versucht, in diesen Resten weitere Gesetzmäßigkeiten aufzudecken. Diese Versuche wurden im wesentlichen in vier verschiedenen Richtungen vorgenommen. Erstens prüfte man die Koordinaten x und y auf die Existenz weiterer Perioden und stieß hierbei auf zwei, von dem Chandlerschen Umlauf wenig abweichende, nach ihrem Entdecker als „Wittingsche Störungen" bezeichnete Perioden. Zweitens suchte man nach plausiblen Gründen für die starke Veränderlichkeit der erzwungenen Schwingung. Man konnte sie zum Teil auf eine der Hauptsache nach durch die periodischen Luftmassentransporte bedingte jährliche Bahnbewegung des ungestörten Trägheitspoles zurückführen. Drittens bemühte man sich, eine Gesetzmäßigkeit in den auffallenden Schwankungen der Chandlerschen Amplitude zu erforschen. Viertens endlich wies man neuerdings auf die bisher wenig beachtete Verfälschung der Polkoordinaten durch rein lokal bedingte, gleichfalls stark systematischen Charakter tragende Erscheinungen hin. Es zeigte sich, daß die Polbahn von der Reduktionsweise der Kettenbeobachtungen abhängt. Ließ sich auch hier die systematische Verfälschung auf das sekundäre z-Glied zurückführen und entsprechend eliminieren, so bleibt doch die Tatsache einer ebensolchen Verfälschung durch das primäre z-Glied bestehen*). Man erkennt sie teilweise, wenn man die Polkoordinaten aus verschiedenen Stationsnetzen ableitet.

*) K. Ledersteger: Der Einfluß des Kimuragliedes auf die Polkoordinaten. Zeitschr. f. Geophys. 48—58 (1936); Polbahn und primäres z-Glied, ebenda 1—11 (1938).

Wir wenden unser Augenmerk auf die beiden Wittingschen Störungen W_1 und W_2. Die diesbezüglichen Ergebnisse der neueren Periodenanalysen sind kurz folgende:

1. Im Anschluß an die Pollaksche Analyse findet K. Stumpff*) (1927):

$$W_1 = 416.4 \text{ Tage} = 1.140 \text{ Jahre},$$
$$W_2 = 462.8 \text{ Tage} = 1.267 \text{ Jahre}.$$

2. Die jüngste Analyse von E. Wahl**) mit Hilfe des photomechanischen Periodographen von K. Stumpff ergibt im Zeitraum 1890—1922.7 neben der kreisförmigen Chandlerschen Schwingung von 1.19 Jahren mit einer Amplitude von 0.162″ vor 1900 eine kürzere Periode von 1.08 Jahren und nach 1900 die zweite Wittingsche Störung von 1.27 Jahren mit einer Amplitude von 0.049″. Die Realität der ersten Wittingschen Störung mit der Periode von 1.13 Jahren kann nicht sicher verbürgt werden. Im Zeitraum 1922.7—1938 findet Wahl an Stelle der Chandlerschen Periode bloß die erste Wittingsche Störung mit der Amplitude 0 078″. Auch für die älteren Greenwicher Polhöhenreihen 1851—1891 empfiehlt sich eine Zweiteilung des Materials. Abgesehen von der beträchtlich größeren Unsicherheit liefert der erste Teil eine Periode von 1.22 Jahren, der zweite eine solche von 1.17 Jahren, im Mittel also wieder die Chandlersche Periode, die im zweiten Abschnitt von der 1.08jährigen Periode überlagert ist.

Es hat also den Anschein, daß sich die beiden Wittingschen Störungen bei geringen Schwankungen ihrer Periodenlängen wiederholt sprunghaft ablösen. Eine derartige Ablösung um das Jahr 1910 schien auch aus meiner früheren Analyse des Radiusvektors der Polbahn***) hervorzugehen. Wenn man aber bedenkt, daß die Amplituden dieser Störungen nur wenig größer sind als die mittlere Unsicherheit der Polkoordinaten, so ist es weiter nicht verwunderlich, daß eine klare Trennung der drei nahe beieinander liegenden Perioden W_1, N und W_2 auf große Schwierigkeiten stößt. Hinzu tritt erschwerend der Umstand, daß der Radius des Chandlerschen Bahnkreises um 1928 ein Minimum erreicht hat. Schließlich ist es auf Grund der obigen Betrachtungen wahrscheinlich, daß jeder Wechsel des Stationsnetzes sprunghafte Änderungen in gewissen scheinbaren Gesetzmäßigkeiten in den Koordinaten x und y zur Folge hat. Besonders auffallend ist in diesem Zusammenhang die Tatsache, daß sich Wahl bei seiner Analyse der Ergebnisse des Internationalen Breitendienstes zu einer Zweiteilung des Materials mit der Epoche 1922.7 gezwungen sieht. Denn während vor diesem Zeitpunkt die Kettenbeobachtungen mit dem Wechsel der Jahreszeiten auf frühere oder spätere Abendstunden fielen, ging man nach 1922.7 zu einer bezüglich der Mitternacht streng systematischen Anordnung über. Hierauf hat kürzlich der um das

*) K. Stumpff: Die Perioden der Polbewegung. Astr. Nachr. 1927, Nr. 5536.
) E. Wahl: Neue Untersuchungen über die Perioden der Polbewegung. Astr. Nachr. **267 (1938).
***) K. Ledersteger: Über die Analyse des Radiusvektors der Polbahn. Gerl. Beiträge z. Geophys. **26**, 313—332 (1930).

Problem der Polhöhenschwankung hochverdiente Prof. R. Schumann *) hingewiesen.

Trotz dieses merkwürdigen Verhaltens der beiden Wittingschen Störungen ist die Vermutung naheliegend, daß sie ursächlich zusammenhängen und in den Polkoordinaten gar nicht primär auftreten, sondern sich aus wesentlich längeren Perioden ableiten lassen. Die Erkenntnis eines derartigen Zusammenhanges würde die Ableitung dieser langen Perioden vielleicht auch dann stützen, wenn an ihre unmittelbare Bestimmung infolge der Kürze des zur Verfügung stehenden Zeitraumes noch gar nicht zu denken ist. Am wahrscheinlichsten ist nun ein Zusammenhang der Wittingschen Störungen mit der Veränderlichkeit der Chandlerschen Amplitude. Kimura hat für die Schwankungen dieses Radiusvektors den empirischen Ausdruck:

$$\left.\begin{aligned}\varrho = 0.160'' &+ 0.049'' \cos(4^{05}\,\Delta t - 57^0) + 0.04''4 \cos(7^02\,\Delta t - 302^0)\\ &+ 0.027'' \cos(13.5^0\,\Delta t - 168^0) + 0.021'' \cos(16.36^0\,\Delta t - 352^0)\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

abgeleitet, wobei Δt in Jahren ab 1870 zu zählen ist. Diese Formel ist physikalisch natürlich unbefriedigend. Sie ist auch nur mit großer Vorsicht zu gebrauchen. Denn die Bestimmung obiger Perioden bis zu 80 Jahren erfolgte aus einem relativ ungenügenden und stark heterogenen Material. Da aber Kimuras Formel das Minimum vor 1930 gut darstellt, müssen wir eine komplizierte Gesetzmäßigkeit der Chandlerschen Amplitude als erwiesen betrachten.

Wir gehen rein deduktiv von der fiktiven Annahme aus, daß sich ϱ nach dem einfachen Gesetz

$$\varrho = \varrho_0 + a\cos\left(\frac{2\pi t}{P} + \chi_0\right) \quad (2)$$

ändert. Diese Annahme führt auf die erweiterten Gleichungen für die Polkoordinaten:

$$\left.\begin{aligned} x &= \xi_0 + \sigma\sin(2\pi t + \psi_0) + \left[\varrho_0 + a\cos\left(\frac{2\pi t}{P} + \chi_0\right)\right]\sin\left(\frac{2\pi t}{N} + \psi_0\right)\\ y &= \eta_0 + \sigma\cos(2\pi t + \psi_0) + \left[\varrho_0 + a\cos\left(\frac{2\pi t}{P} + \chi_0\right)\right]\cos\left(\frac{2\pi t}{N} + \psi_0\right)\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Hierin sind ξ_0 und η_0 die Koordinaten des ungestörten Trägheitspoles in dem Wanachschen Koordinatensystem. In meiner schon erwähnten Analyse hatte ich hierfür im Mittel aus dem Zeitraum 1900—1919 die Werte:

$$\xi_0 = +\,0.029'', \quad \eta_0 = +\,0.024'' \quad (4)$$

gefunden und betont, daß der Abstand

$$d = \sqrt{\xi_0^2 + \eta_0^2}$$

des ungestörten Trägheitspoles bei jedem Wechsel des Stationsnetzes sprunghafte Änderungen erfährt, und daß Schollenbewegungen einer Station einen ähnlichen

*) R. Schumann: Zur Frage: Veränderlichkeit der Chandlerschen Periode. Astr. Nachr. **270** (1940).

Effekt hervorrufen. σ und ψ_0 sind die beiden Parameter der kreisförmig vorausgesetzten erzwungenen Schwingung:

$$\sigma = 0.083'', \quad \psi_0 = 202^0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Die Phase ψ_0 ist wie auch alle weiteren auf die Epoche 1900.0 bezogen. Diese Schwingung unterliegt bekanntlich großen Schwankungen und man hat wiederholt versucht, mit einer Ellipse eine bessere Darstellung zu erzielen, ohne jedoch einen unbestrittenen Erfolg buchen zu können. Ähnliches gilt von der freien Schwingung, für die ich unter Beibehaltung des Wanachschen Wertes für die Newcombsche Periode $N = 1.185$ Jahre die Kreisbahn:

$$\varrho_0 = 0.134'', \quad \psi_0 = 57^0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

berechnet habe. Bezeichnet man in (3) die Koordinaten für $a = 0$ mit x_0 und y_0, so liefert der Ansatz (2) die Zusatzglieder:

$$\left.\begin{aligned} \Delta x = x - x_0 &= \frac{a}{2}\left[\sin\left(\frac{2\pi t}{W_1} + \varphi_0 + \chi_0\right) + \sin\left(\frac{2\pi t}{W_2} + \varphi_0 - \chi_0\right)\right] \\ \Delta y = y - y_0 &= \frac{a}{2}\left[\cos\left(\frac{2\pi t}{W_1} + \varphi_0 + \chi_0\right) + \cos\left(\frac{2\pi t}{W_2} + \varphi_0 - \chi_0\right)\right] \end{aligned}\right| \quad \ldots \quad (7)$$

mit den beiden „Wittingschen Störungen“:

$$W_1 = \frac{PN}{P+N} \quad \text{und} \quad W_2 = \frac{PN}{P-N} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Geht man von den obigen Werten:

$$N = 1.185, \; W_1 = 1.140, \; W_2 = 1.267 \text{ Jahre}$$

aus, so erhält man beziehungsweise:

$$P_1 = W_1 N : (N - W_1) = 30.02 \text{ Jahre},$$
$$P_2 = W_2 N : (W_2 - N) = 18.31 \text{ Jahre}.$$

Die große Verschiedenheit von P_1 und P_2 kann infolge der kleinen Nenner in einer ganz geringen Unsicherheit der beiden Störungen begründet sein. Die beste Annäherung an die Werte von K. Stumpff erhält man mit $P = 22.46$ Jahren:

$$W_1 = 1.125^a, \quad W_2 = 1.251^a.$$

Im übrigen ändern sich die Wittingschen Störungen nur wenig mit der Periode P und nähern sich mit wachsendem P dem Grenzwert N. Mithin ist die Bestimmung von P aus den Wittingschen Störungen sehr unsicher.

Es empfiehlt sich daher, die Periode P unmittelbar aus den Radienvektoren abzuleiten. Der nächstliegende Weg ergibt sich, wenn man von den Polkoordinaten die numerisch bereits vorliegende kreisförmige Jahresschwingung abspaltet. Ist:

$$\left.\begin{aligned} x' &= \xi_0 + \sigma \sin(2\pi t + \psi_0), \\ y' &= \eta_0 + \sigma \cos(2\pi t + \psi_0), \end{aligned}\right| \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

so findet man für den Radius der Chandlerschen Bahnkurve:

$$\varrho = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (10)$$

Die so berechneten Radien weisen noch unverkennbar eine Jahresperiode auf, zu deren Elimination wir die sukzessiven Jahresmittel ϱ_M bilden. Aus dem graphischen Verlauf dieser Mittel lesen wir für die einzelnen Zeitabschnitte die scheinbare Hauptperiode ab und bestimmen Phasen und Amplituden durch Ausgleich nach der Methode der kleinsten Quadrate auf Grund des Ansatzes (2). Man kann aber auch von den Zusatzgliedern

$$\Delta x = a \cos\left(\frac{2\pi t}{P} + x_0\right) \sin\left(\frac{2\pi t}{N} + \varphi_0\right),$$

$$\Delta y = a \cos\left(\frac{2\pi t}{P} + x_0\right) \cos\left(\frac{2\pi t}{N} + \varphi_0\right)$$

ausgehen und das Quadrat des „Restvektors“:

$$(\Delta r)^2 = a^2 \cos^2\left(\frac{2\pi t}{P} + \chi_0\right) = \frac{a^2}{2}\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi t}{P/2} + 2\chi_0\right)\right] \ldots (11)$$

bilden. In diesem Quadrat treten noch starke Schwankungen von der Dauer der Chandlerschen Periode auf, teils als Folge der Veränderlichkeit des Abstandes d zwischen dem Koordinatenursprung und dem ungestörten Trägheitspol, teils wegen der systematischen Fehler in den Polkoordinaten, die sich in den beiden Ableitungen (2) und (11) verschieden auswirken. Das Auftreten der Chandlerschen Periode in den Quadraten (11) läßt auf einen langsamen, systematischen Verlauf in den Fehlern der Polkoordinaten schließen. Wir glätten daher abermals über 11 Jahreszehntel und gleichen, um die systematischen Fehlereinflüsse noch weiter herabzudrücken, nach dem Ansatz:

$$M(\Delta r)^2 = c + \frac{a^2}{2} \cos\left(\frac{2\pi t}{P/2} + 2\chi_0\right) \ldots\ldots\ldots (11a)$$

aus. Damit erhält man einen zweiten Wert von a als Kontrolle der Bestimmung nach (2).

Zum Schluß betrachten wir noch kurz das Quadrat des vollständigen Radiusvektors der Polbahn. Dieses Quadrat enthält gemäß (3) neben den Konstanten

$$\xi_0^2 + \eta_0^2 + \sigma^2 + \varrho_0^2 + \frac{a^2}{2}$$

eine Reihe kurzperiodischer Glieder, die ihr Dasein einem von Null verschiedenen Abstand d verdanken und durch sukzessive Mittelbildung über 11 Jahreszehntel fast vollständig ausfallen. In den so entstehenden Mitteln $M(r^2)$ treten neben der bekannten Hauptschwebung von 6.4 Jahren:

$$2\varrho_0\sigma \cos\left(\frac{2\pi t}{6.4} + \psi_0 - \varphi_0\right) \ldots\ldots\ldots\ldots (12)$$

einige Glieder auf, die aus der Kombination der Periode P mit der Chandlerschen und mit der Jahresperiode hervorgehen. Wir finden:

$$\left.\begin{aligned} &2\varrho_0 a\cos\left(\frac{2\pi t}{P}+\chi_0\right)+\sigma a\cos\left(\frac{2\pi t}{\tau_1}+\psi_0-\varphi_0-\chi_0\right)\\ &+\sigma a\cos\left(\frac{2\pi t}{\tau_2}+\varphi_0-\varphi_0+\chi_0\right)+\frac{a^2}{2}\cos\left(\frac{2\pi t}{P/2}+2\chi_0\right)\end{aligned}\right\} \quad \ldots (13)$$

mit:

$$\left.\begin{aligned}\tau_1&=\frac{W_1}{W_1-1}=\frac{PN}{PN-P-N}\\ \tau_2&=\frac{W_2}{W_2-1}=\frac{PN}{PN-P+N}\end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots (14)$$

Bei Zugrundelegung der Periode $P = 22.46$ Jahre erhält man z. B.:

$$\tau_1 = 8.96^a, \quad \tau_2 = 4.98^a.$$

Da ich schon einmal *) die Differenz der sukzessiven Mittel der Quadrate des beobachteten und des aus x_0 und y_0 berechneten Radiusvektors in einem Schaubild wiedergegeben habe, brauchen wir jeweils bloß die Frage zu beantworten, ob sich diese Differenz befriedigend durch die um $a^2/2$ vermehrten Glieder (13) darstellen läßt.

Numerische Untersuchungen für verschiedene Zeitabschnitte beweisen nun, daß unsere Annahme (2) auf keinen Fall genügt. Es ergeben sich jedesmal andere Hauptperioden P und wir dürfen deshalb schließen, daß in der Chandlerschen Amplitude tatsächlich mehrere lange Perioden enthalten sind, die sich überlagern. Ein scheinbar sprunghafter Wechsel in den Perioden W und τ darf nicht ohne weiteres durch diskontinuierliche Sprünge in der Chandlerschen Amplitude gedeutet werden. Derartige Sprünge treten vielmehr immer dann auf, wenn der der harmonischen Analyse zugrunde liegende Zeitraum im Verhältnis zu den vorhandenen Perioden ungünstig gewählt wird. Für die Rechnung scheint es am bequemsten zu sein, die beiden Schwebungen τ_1 und τ_2 in den Mittelpunkt zu rücken. Denn die Perioden P sind für das bisher vorliegende Material des Breitendienstes noch zu lange, während die Ableitung der Wittingschen Störungen aus den Koordinaten x und y, wie schon erwähnt, schwierig ist.

Wir wollen noch das Ergebnis einer einzigen derartigen Rechnung skizzieren, da sich an ihr die Frage nach der Existenz der Mondknotenperiode im Material des Breitendienstes beleuchten läßt. Diese Frage ist von besonderer Wichtigkeit; hat man doch schon mehrfach im Mond die Energiequelle vermutet, die die freie Nutation der Erde trotz der sicher bestehenden Dämpfung aufrechterhält. Wir behandeln den Zeitraum 1900—1928. Die Kurve ϱ_M zeigt ein deutliches Maximum um das Jahr 1909 und ein Minimum gerade am Ende der Reihe. Da es daher

*) K. Ledersteger: Über die Analyse des Radiusvektors der Polbahn. Gerl. Beiträge z. Geophys. **26**, 313—332 (1930).

unmöglich ist, aus diesem Material eine Periode P direkt zu bestimmen, identifizieren wir P mit dem doppelten Umlauf der Mondknoten:

$$P = 2\Omega = 37.2^a \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

und lassen das Maximum mit der Knotenlänge 90^0 zur Epoche 1908.8 zusammenfallen. Man findet:

$$\varrho_M = 0.142'' + 0.060'' \cos\left(\frac{2\pi t}{37.2} + 275^0\right)$$

und

$$M(\Delta r)^2 = 75 + 44 \cos\left(\frac{2\pi t}{d} + 190^0\right),$$

letzteres Quadrat in Einheiten der 4. Dezimale ausgedrückt. In der Kurve $M(\Delta r)^2$ kommt die Knotenperiode besonders deutlich in Erscheinung. Der aus ihr abgeleitete Wert für die Schwankung im Radius der freien Nutation

$$a = 0.088''$$

ist um 50% größer als das Resultat der ersten Bestimmung, wohl eine Folge der verschiedenen Auswirkung der relativ großen, individuellen Fehler der Polkoordinaten. Unter Beibehaltung des ursprünglichen Wertes (6) für ϱ_0 erhalten wir im Mittel:

$$\varrho_M = 0.134'' + 0.074'' \cos\left(\frac{2\pi t}{2\Omega} + 275^0\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

Die zugehörigen Wittingschen Störungen sind

$$W_1 = 1.148^a, \quad W_2 = 1.224^a$$

und die entsprechenden Schwebungen

$$\tau_1 = 7.74^a, \quad \tau_2 = 5.47^a.$$

Die Glieder (13) geben, abgesehen von einer größeren Störung um das Jahr 1904, den charakteristischen Verlauf der Differenzkurve $M(r^2) - M(r_0^2)$ stark verflacht wieder. Hingegen versagt die Lösung schon vollständig bei der Ausdehnung auf den Zeitraum der Kooperation der Sternwarten 1890—1900. Zufolge (16) läßt das Hauptglied in (13) um 1890 ein Minimum unserer Differenzkurve erwarten, während wir tatsächlich ein Maximum beobachten. Betrachten wir den erweiterten Zeitraum 1890—1928, so bleibt die Knotenperiode nur mehr in der Kurve $M(\Delta r)^2$ nachweisbar. Aus ihr allein darf daher die Frage des Mondeinflusses nicht entschieden werden.

Vergleichsweise sei noch erwähnt, daß der von Wahl gefundenen Periode $W_1 = 1.08^a$ entsprechen:

$$P = 12.19^a, \quad W_2 = 1.31^a,$$
$$\tau_1 = 13.50^a, \quad \tau_2 = 4.20^a.$$

Nach Kimuras Näherungsformel liegen die Perioden im Radiusvektor der Chandlerschen Bahnkurve zwischen rund 20 und 80 Jahren. Die zugehörigen Schwebungen τ_1 und τ_2 bewegen sich zwischen den Grenzen:

$$7^a < \tau_1 < 9^a,$$
$$5^a < \tau_2 < 6^a.$$

Das gegenwärtig zur Verfügung stehende Material des Internationalen Breitendienstes scheint somit schon umfangreich genug zu sein, um das theoretisch so wichtige Problem der Variabilität der Chandlerschen Amplitude aufzuhellen und die Frage der Lösung näher zu bringen, ob in dieser Amplitude eine stetige Abnahme oder Diskontinuitäten oder aber eine reine Periodizität nachweisbar ist. Denn von der Entscheidung dieser Frage hängt, wie die jüngsten theoretischen Entwicklungen A. Preys zeigen, die Möglichkeit einer Bestimmung der Viskositätskonstante der Erde ab.

Drehwaageregistrierungen unter gleichzeitiger Einwirkung elastischer Wellen

Von **St. v. Thyssen***), Hannover. — (Mit 4 Abbildungen)

Einer Drehwaage wurden elastische Wellen einer Frequenz von 20 Hz aufgezwungen und hierbei der Einfluß auf die Registrierung beobachtet.

Die Eötvössche Drehwaage ist wegen ihrer erfolgreichen Anwendung in der angewandten Geophysik im Laufe der Jahre den Erfordernissen im Felde immer mehr angepaßt und gegen störende äußere Einflüsse, insbesondere direkte oder indirekte Temperaturwirkungen, weitgehend unempfindlich gemacht worden. Bodenerschütterungen gegenüber ist aber eine wirksame Schalldämmung**) bisher noch nicht vollständig gelungen. Um nun empirisch festzustellen, wie eine Drehwaage unter Einwirkung von länger andauernden Schwingungen oder Erschütterungen, die etwa von der Größenordnung der Eigenschwingung des Bodens sind, arbeitet, ist Zweck der weiter unten beschriebenen Versuche.

In der Geländepraxis mußte man sich im Gegensatz zum Laboratorium***) damit begnügen, die Drehwaage mit den einfachsten Hilfsmitteln möglichst erschütterungsfrei aufzubauen, wobei eine zweckmäßige Pfahlgründung wichtig ist. Auch ist der Standort des Gerätes so zu wählen, daß dieser einigermaßen von Bodenerschütterungen verschont bleibt. Die Zwecke der angewandten Geophysik

*) Dr. Stephan Baron v. Thyssen-Bornemisza, Hannover, Gellertstr. 25a.

**) R. Berger, Die Abwehr von Lärm und Erschütterungen, Handb. d. exper. Physik XVII/3, 1934.

***) Siehe auch E. Gehrcke u. B. Voigt, Eine erschütterungsfreie Aufstellung mittels Luftpolster. ZS. f. techn. Physik **12**, 684 und **13**, 387, 1932.

machen es aber öfters doch erforderlich, Drehwaagemessungen auch dort durchzuführen, wo mit Erschütterungsstörungen gerechnet werden muß.

Ich denke hierbei z. B. an küstennahe Gebiete, deren natürliche, vom Wind und Drehwaagezelt hervorgerufene Bodenbewegung noch durch die Brandungsseismizität verstärkt wird, sowie an Moorböden, die immer mehr oder weniger stark schwingen. Unter Umständen können Verkehrserschütterungen, Maschinenschwingungen usw. auch auf eine vom Erschütterungsherd entfernt aufgestellte Drehwaage übertragen werden.

Daß Drehwaageregistrierungen durch länger anhaltende Bodenschwingungen, die sich zwischen 15 und 25 Hz bewegen mögen, beeinflußt werden, ist an sich nicht ohne weiteres anzunehmen, weil die Schwingungszeit eines Drehwaagegehänges*) etwa $1.6 \cdot 10^4$fach geringer als die Schwingungszeit dieser Bodenschwingung ist und eine Schwingungskoppelung deshalb unwahrscheinlich erscheint. Hierbei ist natürlich vorausgesetzt, daß die Amplitude der Bodenschwingung nie so groß wird, daß eine einwandfreie Registrierung nicht mehr möglich ist.

Die Versuchsanordnung ist sehr einfach. Der untere Teil des Stativs einer großen Askania-Waage**), die auf einem Prüfstand***) aufgebaut war, wurde starr mit einem kleinen elektrischen Schwinger†) verbunden. Mit Hilfe eines kleinen Exzenters konnte die abgegebene Schwingungsamplitude verändert werden. Der Schwinger war so eingestellt, daß annähernd sinusförmige Schwingungen einer Frequenz von 20 Hz erzeugt werden konnten. Es war ferner die Möglichkeit geschaffen, den Schwinger während der Drehwaageregistrierungen von einem Nebenraum an- und abzustellen. Die Schwingungen, die auf diese Art der Drehwaage aufgedrückt wurden, konnten vermittels eines elektrodynamischen Vertikalseismographen mit angeschlossener Registriervorrichtung††) festgehalten werden. Auf diese Weise war es möglich, das Schwingungsbild der schwingenden Drehwaage und die Drehwaageregistrierungen gleichzeitig aufzunehmen.

Fig. 1 zeigt eine Registrierung der Versuchsdrehwaage über mehrere Stunden. Die Fallhöhe der Platte betrug 4 mm pro Stunde. Nach einer Stunde Ruhelage wurde der Schwinger angelassen und erst nach einer weiteren Stunde wieder abgestellt. Der Moment des Anlaufens ist auf der Platte deutlich durch einen Schwingungsausschlag der Gehänge erkennbar. Nach nicht ganz 30 Minuten ist dieser Ausschlag abgeklungen und die Ruhelage wieder erreicht. Die Registrierung nimmt nun wieder einen ungestörten Verlauf, obwohl der Schwinger noch weitere 30 Minuten in Betrieb ist. Auch das Abstellen des Schwingers zeigt keinen Einfluß auf die Gehänge.

---

*) Eine vollständige Gehängeschwingung hat im allgemeinen eine Schwingungszeit von etwa 13 Minuten.

**) Siehe Askania-Prospekt Geo 79.

***) Prüfstand der Seismos, G. m. b. H. in Hannover-Kirchrode.

†) Betrieben durch 220 Volt Einphasenwechselstrom.

††) Die gleiche Ausrüstung, die sonst für seismische Arbeiten verwendet wird.

In Fig. 2 ist das beim Anlaufen des Schwingers aufgenommene Seismogramm wiedergegeben*). Es sind hier nur die ersten Schwingungen des Seismogramms gebracht, da sich das Schwingungsbild**) auch weiterhin nicht wesentlich änderte, wie Stichproben zeigten.

Fig. 3 bringt eine weitere Registrierung, wobei allerdings eine etwas größere Exzentrizität eingestellt wurde. Die Registrierung umfaßt einen Zeitraum von 7 Stunden, und zwar in der Reihenfolge — 2 Stunden (Ruhelage) ohne Schwinger — 1 Stunde mit Schwinger — 2 Stunden ohne Schwinger — 1 Stunde mit Schwinger —



Fig. 1.
Registrierung ohne und mit Schwinger



Fig. 2. Seismogramm des Schwingers

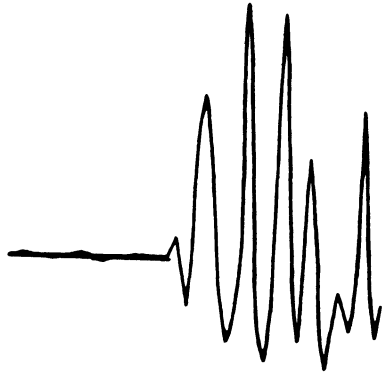


Fig. 4. Seismogramm des Schwingers

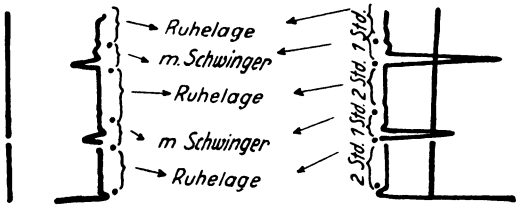


Fig. 3. Registrierung ohne und mit Schwinger

1 Stunde ohne Schwinger. Wie bei Fig. 1 gerieten auch hier die Gehänge nur beim Anlaufenlassen des Motors (also zweimal) in Bewegung, um dann aber nach längstens 30 Minuten wieder in die Gleichgewichtslage zurückzukehren. Die Schwingungsamplitude der Waagebalken ist hier etwas größer als in Fig. 1. Das beim Anlaufenlassen des Schwingers aufgenommene Teilseismogramm ist in Fig. 4 abgebildet.

Es ist physikalisch nicht so ohne weiteres festzustellen, warum das Anlaufen des Schwingers einen Ausschlag der Gehänge in horizontaler Richtung hervorruft.

*) Es wurde 3fach-Verstärkung verwendet.

**) Dieses zeigt, daß die Intensität der aufgenommenen Erschütterungen von der ähnlichen Größenordnung ist wie bei seismischen Messungen.

Am naheliegendsten ist es vielleicht anzunehmen, daß kleine Luftströmungen, hervorgerufen durch besondere Schallfelder, beim Einsetzen des Schwingungsvorganges im Gerät (Schwingungskasten) entstehen*), die sich dann aber bald wieder ausgleichen müssen, da die Gehänge wieder zur Ruhe kommen, obwohl der Schwingungsvorgang seinen Fortgang nimmt**). Abgesehen vom Anlaufen des Schwingers wurden also die Drehwaageregistrierungen nicht beeinflußt. Allerdings konnten geringe Schwingungen der Gehänge in vertikaler Richtung während der Schwingungsversuche beobachtet werden, die aber für die eigentliche Registrierung bedeutungslos sind.

Es mögen gewisse Bedenken bestehen, die erhaltenen Versuchsergebnisse ohne weiteres auf die Geländepraxis zu übertragen. Es sind aber wohl genügend Anhaltspunkte dafür vorhanden, Drehwaagemessungen im Gelände vom Gesichtspunkt der Beeinflußbarkeit durch Bodenerschütterungen in gewissen Fällen, kritischer zu betrachten. Regelmäßige, wenn auch geringe Bodenerschütterungen können die Gehänge im Sinne einer horizontalen Komponente beeinflussen, insbesondere, wenn diese Erschütterungen oder Schwingungen unterbrochen werden und plötzlich wieder einsetzen.

Ich möchte nicht versäumen, Herrn Werkstattleiter Franz Kuse für die sauber und einwandfrei durchgeführten Versuche zu danken.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen

XL. Bestimmung der Geschwindigkeit, Dämpfung und Absorption von Kompressions- und Scherwellen in Kautschuk

Von **Huang Si-Tang**, Peiping. — (Mit 10 Abbildungen)

Es wurden in dieser Arbeit die elastischen Eigenschaften von Kautschuk untersucht. Der Längsmodul und der Torsionsmodul wurden durch statische und dynamische Methoden bestimmt und daraus die Geschwindigkeiten der Longitudinal- und Torsionswellen (Kompressions- und Scherwellen) längs

*) Siehe auch: A. Schleusener, Beitrag zur Frage der temperaturabhängigen Störung der Gleichgewichtslage der Drehwaagegehänge. Zeitschr. f. Geophys. Heft 6/8, 1933 ff., S. 306, 307.

**) Es sei hierbei auf die einschlägige Schalliteratur verwiesen, die eine solche Erklärung unterstützt. Siehe insbesondere: Handb. d. exper. Physik XVII, Technische Akustik, I. Teil und H. Stenzel, Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen, S. 51—61 u. S. 113. Berlin, Jul. Springer, 1939.

eines Stabes berechnet. Bei den dynamischen Messungen wurde auch die Dämpfung bestimmt. Diese Messungen wurden mit den Werten aus den direkten beobachteten Geschwindigkeiten bei freier Längs- und Torsionsschwingung, sowie bei erzwungener Torsionsschwingung eines Seiles desselben Materials verglichen. Die Absorption der Torsionswelle, d. h. das Abklingen der Amplitude mit der Entfernung, wurde ermittelt. Die Beziehung zwischen Dämpfung und Absorption, die von O. Förtsch abgeleitet wurde, wurde geprüft.

Einleitung. Die seismischen Aufschlußverfahren der Bodenforschung beruhen auf der sinngemäßen Anwendung der Prinzipien der Optik auf die Ausbreitung elastischer Wellen im Untergrund und auf Rückschlüsse aus den Beobachtungsergebnissen. Die Größen, die im Felde gemessen werden können, sind die Geschwindigkeiten, die Dämpfung und die Absorption. Die Geschwindigkeiten sind durch die Dichte und die elastischen Eigenschaften des Materials bedingt. Diese Eigenschaften, z. B. Längsmodul oder Elastizitätsmodul, Torsionsmodul, Kompressionsmodul usw., lassen sich im Laboratorium messen. „Feldgrößen" und „Laboratoriumsgrößen" müssen miteinander verglichen werden.

Die in der Natur vorkommenden Körper sind nicht ideal elastisch. Unter ideal elastischen Körpern versteht man solche, die dem Hookeschen Gesetz, d. h. der Linearität zwischen Deformation und Spannung reversibel gehorchen. Es gibt jedoch nur wenige Stoffe, welche in kleinen Spannungsbereichen praktisch als ideal elastisch anzusehen sind. Die Gesteine, die bei der angewandten Seismik in Frage kommen, erfüllen nicht vollkommen diese Annäherung. Die Größen, die diese Unvollkommenheiten charakterisieren, sind die Dämpfung und Absorption bei freier sowie bei erzwungener Schwingung. Diese bedeuten alle Energieverlust. Die Kristallite des Materials gleiten aneinander vorbei. Dadurch wird die kinetische Energie der Schwingung in Wärme umgewandelt. Deshalb klingt die Amplitude der Schwingung mit der Zeit (Dämpfung) und der Entfernung (Absorption) ab. Die theoretischen und experimentellen Erforschungen dieser Art gehen auf die Zeit von Maxwell, Boltzmann, Lord Kelvin, Kohlrausch, Wiechert u. v. a. zurück. Als neue Arbeiten auf diesem Gebiet sind die von Sokoloff, Zener, Röntger und Benewitz, Sezawa, Thomson zu nennen. Die Arbeit von Thomson enthält eine historische Entwicklung der Erforschung dieses Gebietes.

Eine einfache Beziehung zwischen der Dämpfung und der Absorption hat O. Förtsch [11] theoretisch abgeleitet und durch experimentelle Daten bestätigt.

Im gewöhnlichen Maßsystem gilt für Absorption

$$a = a_0 e^{-kx} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

wobei a_0 = Amplitude der Schwingung am Orte $x = 0$,

a = Amplitude derselben Welle am Orte $x = x$,

k = Absorptionskoeffizient;

für Dämpfung

$$b = b_0 e^{-\beta t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

wobei b_0 = Amplitude der Schwingung an einem festen Orte bei $t = 0$,

b = Amplitude der Schwingung an demselben Orte bei $t = t$,

β = Dämpfungsdekrement.

Wenn man aber die Gleichungen (1) und (2) folgenderweise umschreibt:

$$a = a_0 e^{-k\lambda \frac{x}{\lambda}} = a_0 e^{-\varkappa \frac{x}{\lambda}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

wobei λ = Wellenlänge, $\varkappa = k\lambda$,

$$b = b_0 e^{-\beta T \frac{t}{T}} = b_0 e^{-\alpha \frac{t}{T}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

wobei T = Periode, $\alpha = \beta T$, dann sind $\varkappa$ und α dimensionslos. Die Experimente liefern dann die Beziehung $\varkappa = \alpha$, oder $k\lambda = \beta T$, oder $\frac{\beta}{k} = v$.

Die Hauptaufgabe dieser Arbeit ist die Untersuchung der elastischen Eigenschaften eines elastisch ziemlich unvollkommenen Materials und der Vergleich seines Verhaltens bei Ausbreitung elastischer Wellen zu denjenigen bei statischen und dynamischen Versuchen. Als Untersuchungsmaterial wurde Kautschuk genommen, da es ein Material mit relativ kleineren Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeiten und größerer Absorption und Dämpfung ist. Die Messung der Geschwindigkeiten und Absorption, die man im Gelände nur bei Entfernungen von mehreren Zehnern von Metern vorzunehmen vermag, lassen sich in diesem Falle mit ziemlich einfachen Einrichtungen im Laboratorium unternehmen.

I. Bestimmung des Youngschen Längsmoduls E. *1. Durch statische Belastung.* Die Untersuchung wurde an einem etwa 30 cm langen Kautschukstab vorgenommen. Der E-Modul läßt sich einfach aus der Ablesung der Verlängerung des Stabes bei einer Belastung bestimmen. Zur Vermeidung von Störungen geschieht das Belasten durch einen Hebel. In Fig. 1 ist ABC der zu untersuchende Stab. Am Ende A ist er befestigt. Am Ende B wurde ein Messinggewicht BC angebracht, um ihn zu strecken. Unter BC befindet sich ein Teller, worauf das Belastungsgewicht G durch den Hebel H aufgesetzt ist. Zur Ablesung der Verlängerung dient ein anderer am Ende S mit einem Spiegel versehener Hebel BS. Direkt über dem Spiegel wurde ein 45°-Prisma angebracht, dessen 90°-Kante der Zeichnungsebene und dem Spiegel parallel gesetzt ist. Mittels eines Lichtstrahles, der am Spiegel reflektiert und durch das Prisma um 90° abgelenkt wird, wird die Verlängerung nach der gewöhnlichen Skala-Fernrohrmethode abgelesen.

Es ist dann

$$E = \frac{Pl}{\Delta lq},$$

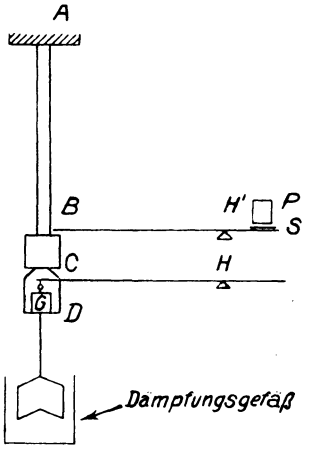


Fig. 1. Einrichtung zur statischen E-Bestimmung

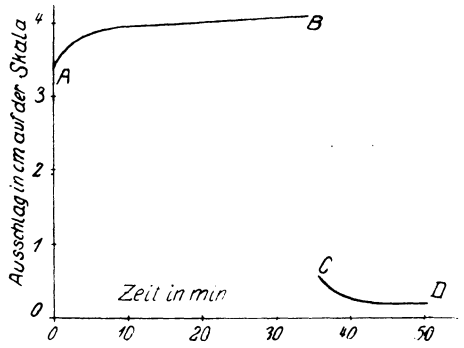


Fig. 2. Elastische Nachwirkung bei 100 g Belastung

AB: Belastungskurve; CD: Entlastungskurve

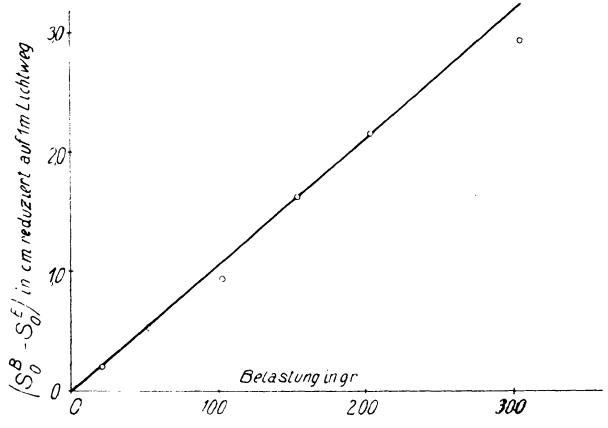


Fig. 3. Belastungskurve bei statischer E-Bestimmung

Tabelle 1

Belastung g	$S_0^B - S_0^E$ in cm Skalateil reduziert auf 1 m Lichtweg	E Dyn/cm²
20	0.21	$10.0 \cdot 10^7$
50	0.52	$10.1 \cdot 10^7$
100	0.93	$11.3 \cdot 10^7$
150	1.65	$10.2 \cdot 10^7$
200	2.23	$9.5 \cdot 10^7$
300	2.90	$10.9 \cdot 10^7$
	Mittel:	$10.3 \cdot 10^7$ Dyn/cm²

wobei E = Youngscher Längsmodul in Dyn/cm²,

P = Belastung in Dyn,

l = Länge des Stabes in cm,

q = Querschnittfläche des Stabes = $\pi r^2 = 0.40^2\,\pi = 0.16\,\pi$ cm²,

Δl = Verlängerung des Stabes in cm = $\dfrac{\text{Skalaablesung}}{\text{Vergrößerung}}$

und Vergrößerung = 2 × Lichtweg/Länge BH',

= (2 × 268.5/10).

Es muß aber beim Vergleich elastischer und dynamischer Messungen der Effekt der elastischen Nachwirkung berücksichtigt werden. Wie man aus dem zeitlichen Verlauf der Deformation ersieht (Fig. 2), dauert es einige Minuten, bis das Material bei Belastung angenähert die endgültige Verlängerung, bei Entlastung angenähert die ursprüngliche Lage annimmt. Bei dynamischen Messungen handelt es sich um Bewegungen, die in einer Sekunde etwa zehnmal sich wiederholen. Das Material hat also in diesem Falle viel zu wenig Zeit, die Form anzunehmen, die es theoretisch bei unendlicher Zeitdauer annimmt. Wir müssen also die Differenz der Deformationen sofort nach Be- und Entlastungen ($S_0^B - S_0^E$) nehmen, damit wir überhaupt einen Vergleich beider Messungen vornehmen können.

Aus der nebenstehenden Tabelle und Fig. 3 ist ersichtlich, daß $S_0^B - S_0^E$ proportional mit der Belastung steigt. Die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen längs des Stabes ist:

$$a = \sqrt{\frac{E}{\varrho}}$$

$$= \sqrt{\frac{103}{1.6}} \cdot 10^3 \text{ cm/sec}$$

$$= 80.2 \text{ m/sec.}$$

2. Dynamische Methode durch freie Schwingung. Dämpfung. Dasselbe Stück Kautschuk, das bei der statischen Methode benutzt wurde, wurde auch hier verwendet. Durch ein Messinggewicht und durch ein Bleizusatzgewicht erhielt zunächst das Versuchsmaterial eine bestimmte Vorbelastung und damit Dehnung. Mittels eines Fadens wurde nun ein weiteres Gewicht an einen Haken gehängt, der unmittelbar unter dem Bleigewicht angebracht ist. Nach Abbrennen des Fadens wurde der Stab plötzlich um das Gewicht W entlastet. Dadurch begann das ganze System Kautschuk und angehängte Massen (Blei und Messing) sauber und störungsfrei in der Eigenperiode zu schwingen. Die Bewegung der angehängten Gewichte wurde mittels Lichtzeiger auf Film registriert. Als Zeitmarkierung diente eine Stimmgabel mit der Frequenz 50 Hz. Dieser Versuch wurde bei verschiedenen Belastungen durch Änderung der Bleigewichte und Längen des Stabes durchgeführt.

Die Bewegungsgleichung des Zusatzgewichtes lautet, wenn wir die Gleichgewichtslage als Koordinatenursprung nehmen:

$$M'\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \frac{Eq}{l}x = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

oder abgekürzt

$$\ddot{x} + 2a\dot{x} + bx = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5a)$$

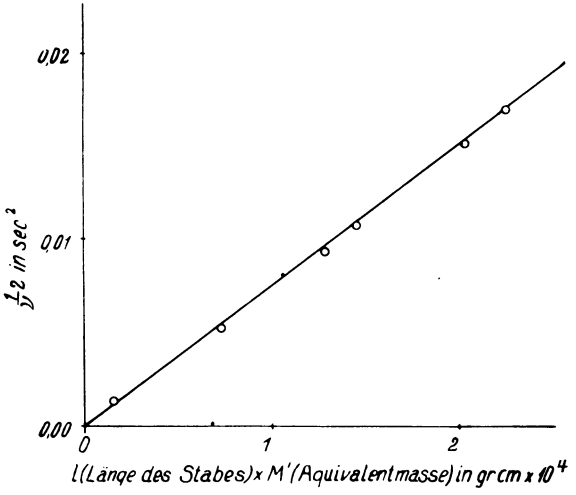


Fig. 4. $\frac{1}{\nu^2} \sim lM'$-Kurve bei dynamischer E-Bestimmung

wobei M' = die äquivalente Masse = gesamte Masse der Belastungsgewichte $+ {}^1/_3$ Masse des Stabes [siehe (5)]:

$2\delta\dot{x}$ = ein Dämpfungsglied,
q = Querschnitt des Stabes,
l = Länge des Stabes.

Wenn man das Dämpfungsglied vernachlässigt, dann ist der Youngsche Modul durch die folgende Formel gegeben:

$$E = \frac{4\pi\nu^2 M' l}{q},$$

wo ν = die Frequenz der Schwingung.

Diese Formel besagt, daß ν^2 sich umgekehrt wie das Produkt aus der äquivalenten Masse M' und der Länge l des Stabes verhalten soll, also $\frac{1}{\nu^2} = \text{Konst.}\ M'l$.

Die $\frac{1}{\nu^2} \sim lM'$-Kurve ist demnach die Gleichung einer Geraden durch den Nullpunkt (siehe Fig. 4).

Versuch	Länge l cm	Äquivalente Masse M' g	Frequenz ν sec^{-1}	E Dyn/cm²
a	27.0	827.3	7.65	$10.1 \cdot 10^7$
b	27.0	535.3	9.66	$10.3 \cdot 10^7$
c	23.5	534.8	10.33	$10.4 \cdot 10^7$
d	23.5	826.8	8.08	$10.1 \cdot 10^7$
e	13.3	534.8	13.90	$10.9 \cdot 10^7$

Mittel: $10.5 \cdot 10^7$ Dyn/cm²,

daraus $a = \sqrt{\frac{E}{\varrho}} = 81.0$ m/sec.

3. Dämpfungsverhältnis: Das in der Seismik bezeichnete Dämpfungsverhältnis, d. h. das Verhältnis der Amplitude zwischen zwei aufeinander folgenden gegenphasigen Schwingungen wurde gemessen. Das Ergebnis ist in Tabelle 2 enthalten.

Tabelle 2

Frequenz ν sec^{-1}	ε
7.65	1.28
9.66	1.26
10.33	1.26
8.08	1.26

ε und damit $ln\,\varepsilon^2$ erweist sich zwischen Frequenzbereich 7.6 und 10.3 sec^{-1} als von der Frequenz unabhängig.

$$\alpha = 2.3 \log (1.26)^2 = 0{,}46.$$

Multipliziert man diesen Wert mit der Frequenz, oder dividiert ihn durch die Periode, so ergibt sich der Koeffizient a von Gleichung (5a).

Um die Größenordnung des Koeffizienten des 2. bzw. 3. Gliedes der Gleichung (5a) zu vergleichen, machen wir eine Überschlagsrechnung.

Nehmen wir

$$\nu = 10\ sec^{-1},$$

dann ist

$$a = \alpha\nu \simeq 5\ sec^{-1}.$$

Dagegen ist

$$b = 4\,\pi^2\nu^2 \simeq 4000\ sec^{-2}.$$

In der Lösung der Differentialgleichung (5a) kommt der Ausdruck $\sqrt{b - a^2}$ vor. Man darf diesen Ausdruck durch b ersetzen, wie wir es getan haben, wenn $a^2 << b$. In dem oberen Falle ist $\frac{a^2}{b} \approx 0.006 \approx 0.6\,\%$. Die Vernachlässigung ist also gerechtfertigt.

Die Tatsache, daß der Dämpfungskoeffizient innerhalb des untersuchten Frequenzbereiches unabhängig von der Frequenz bleibt, ermöglicht einen unmittelbaren Vergleich zwischen Dämpfung und Absorption, ohne die Frequenzabhängigkeit berücksichtigen zu müssen.

II. Bestimmung des Torsionsmodus μ. *1. Statische Methode.* Der Kautschukstab wurde wie früher an einem Ende befestigt. An das andere Ende (siehe Fig. 5), das das Totgewicht A trägt, wurden zwei Haken angemacht. Von dem einen führte ein Faden um die Rolle B nach dem Punkt D und um die Rolle C zum anderen Haken F. In D war ein anderer Faden in den ersten geschlungen, der über die vertikale Rolle E lief und ein Belastungsgewicht trug. Die drei Winkel, die sich am Punkt D treffen, wurden einander gleichgemacht (jeder = 120°). Der Gleichgewichtszustand am Punkt D fordert, daß die Spannungen längs DC und BD, und damit auch AB und CF, gleich dem Belastungsgewicht W am Faden DE sind. Das Drehmoment, das auf das Gewicht A ausgeübt wird, wird gleich dem Produkt aus der Fadenspannung W und dem Abstand zwischen den zwei Haken. Ein Spiegel wurde an das Totgewicht A angebracht, um die Verdrillung des Stabes ablesen zu können. Die Ablesung der Verdrillung geschah durch die gewöhnliche Skala-Fernrohrmethode. Dieser Versuch wurde bei verschiedenen Drehmomenten und verschiedenen Längen des Stabes durchgeführt.

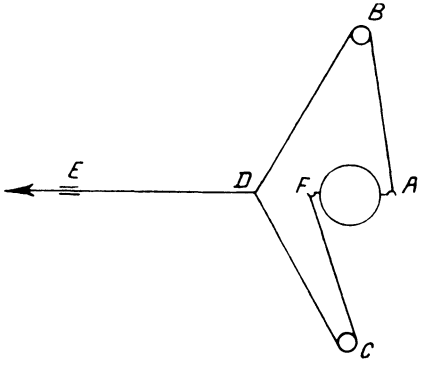


Fig. 5. Einrichtung zur statischen und dynamischen μ-Bestimmung

Die Formel zur Berechnung des Torsionsmoduls μ lautet:

$$\mu = \frac{1}{\alpha}\,\frac{2}{\pi}\,\frac{l}{r^4}\,\vartheta \text{ Dyn/cm}^2,$$

wo

α = Verdrillungswinkel im Bogenmaß,
l = Länge des Stabes in cm,
r = Radius des Stabes in cm,
ϑ = Drehmoment in Dyn/cm.

Die Ergebnisse dieses Versuches sind in Fig. 6 dargestellt. In dieser Kurve sind die auf 1 m Lichtweg reduzierten Ausschläge gegen das Produkt $l\vartheta$ aufgetragen. Der oberen Formel nach soll es eine Gerade durch den Nullpunkt geben (siehe Fig. 6), deren Neigung

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{1}{\mu}\,\frac{2}{\pi}\,\frac{l}{r^4}$$

ist. Der Wert von μ daraus beträgt

$$\mu = 7.11 \cdot 10^7 \text{ Dyn/cm}^2.$$

Und daraus die Geschwindigkeit der Torsionswelle

$$b = \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}} = 67.2 \text{ m/sec.}$$

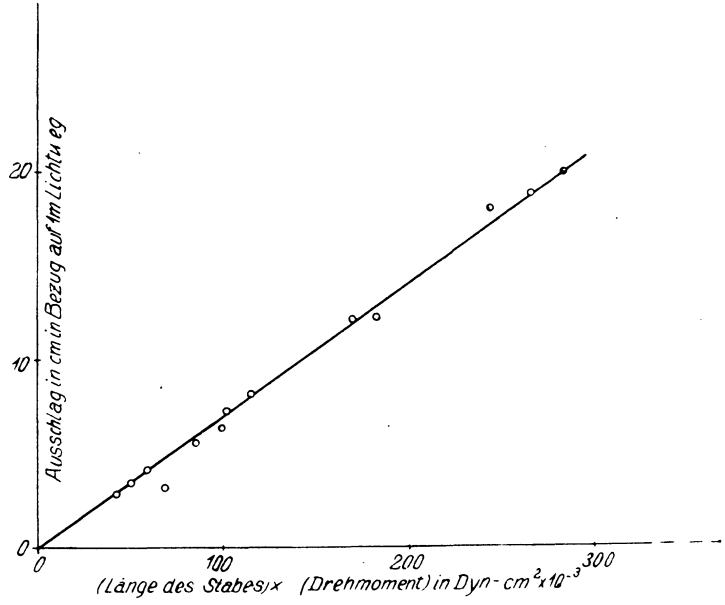


Fig. 6. Ausschlag $\sim l\vartheta$-Kurve bei statischer μ-Bestimmung

2. Dynamische Methode durch freie Schwingung. Dämpfung. Die Versuchseinrichtung ist dieselbe wie bei dem elastischen Versuch. Der Stab wird durch die plötzliche Ausschaltung des Drehmomentes (Durchbrennen des Belastungsfadens) in Schwingung versetzt. Der Schwingungsvorgang wurde ebenso wie früher auf Film registriert. Der Versuch wurde bei verschiedenen Längen des Stabes durchgeführt. Die Formel zur Berechnung von μ lautet:

$$\mu = \frac{8\pi K l \nu^2}{r^4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

wobei K das Trägheitsmoment des ganzen Systems um die Drehachse bedeutet. Das ganze System besteht aus dem Totgewicht mit Haken und Spiegel und dem Kautschukstab. Dabei kann allerdings das Trägheitsmoment des Kautschukstabes gegen das der anderen Massen vernachlässigt werden. Das Trägheitsmoment wurde nach der Schwingungsmethode bestimmt. Man bringt einmal ein Eichgewicht, dessen Trägheitsmoment berechnet werden kann, an einen Draht und

läßt das System um die Drahtachse schwingen. Dabei mißt man die Periode der Schwingung. Das andere Mal wiederholt man den Versuch mit dem Totgewicht. Durch den Vergleich dieser beiden Perioden läßt sich das Trägheitsmoment berechnen. Der Wert von K berechnet sich zu 150.2 g/cm².

Man sieht aus der Formel (6), daß das Quadrat von ν sich umgekehrt wie die Länge des Stabes verhält. Man bekommt eine Gerade, wenn man ν^{-2} gegen l aufträgt (siehe Fig. 7).

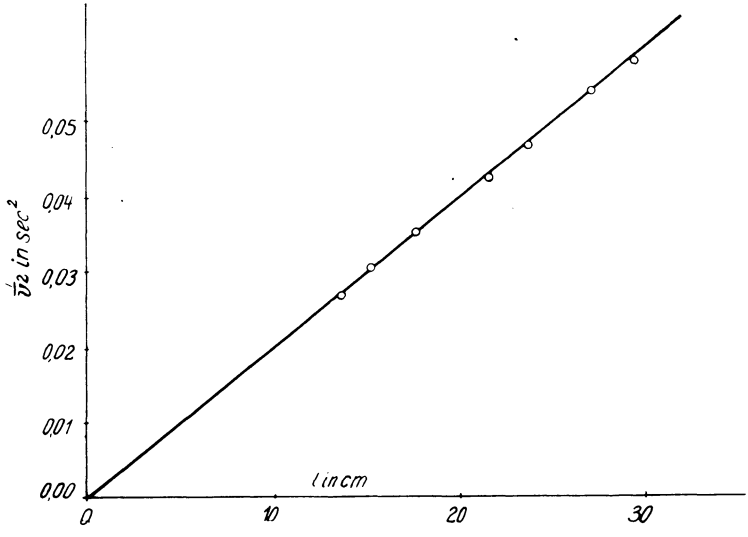


Fig. 7. $\frac{1}{\nu^2} \sim l$-Kurve dynamischer μ-Bestimmung

Der Mittelwert von μ aus den 7 Beobachtungen beträgt:

$$\mu = 7.57 \cdot 10^7 \text{ Dyn/cm}^2.$$

Die Geschwindigkeit der Torsionswelle

$$b = \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}} = \sqrt{\frac{75.7}{1.6}} \cdot 10^3 \text{ cm/sec}$$
$$= 68.6 \text{ m/sec}.$$

3. Dämpfung bei Torsionsschwingung. Die Unabhängigkeit der Dämpfung von der Frequenz bei Torsionsschwingung ist aus der folgenden Tabelle zu ersehen:

Tabelle 3

l cm	ν sec^{-1}	ε	l cm	ν sec^{-1}	ε
27.0	4.30	1.18	15.2	5.75	1.16
23.8	4.58	1.16	13.6	6.12	1.16
21.6	4.85	1.17	11.4	6.25	1.17
19.7	5.17	1.15	9.4	7.20	1.17
17.7	5.35	1.16			

Die Dämpfung ist wie bei Längsschwingung von der Frequenz unabhängig, zumindest in dem kleinen Frequenzbereich 4 bis 7 Hz.

III. Zusammenstellung und Diskussion der Messungsergebnisse der Module E und μ aus I und II. Die bis jetzt gemessenen Größen sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Tabelle 4

	Statisch	Dynamisch	Dyn—Stat / Dyn
E (Dyn/cm²)	$10.3 \cdot 10^7$ (aus $S_0^B - S_0^E$)	$10.5 \cdot 10^7$	2 %
μ (Dyn/cm²)	$7.11 \cdot 10^7$	$7.57 \cdot 10^7$	6.1 %
a (m/sec)	80.2	81.0	1.0 %
b (m/sec)	67.2	68.6	2.0 %

Nach der Elastizitätstheorie für vollkommen elastische Körper hängen die beiden Konstanten E und μ zusammen durch die Beziehung

$$\sigma = \frac{E}{2\,\mu} - 1,$$

wo σ das Verhältnis zwischen der relativen Querkontraktion und der relativen Längsausdehnung ist. Diese Materialkonstante wird gewöhnlich als Poissonsche Konstante bezeichnet. Dieses Verhältnis darf nur Werte zwischen 0.25 und 0.50 betragen. Aus den statischen und dynamischen Messungen von E und μ folgt

$$\left.\begin{array}{ll} \text{statisch} & \sigma = -0.27 \\ \text{dynamisch} & \sigma = -0.31 \end{array}\right\} \text{Mittel} = -0.29.$$

Der negative Wert von σ bedeutet physikalisch, daß das Material sich bei Zug ausdehnt statt zusammenzieht, was sehr unwahrscheinlich ist. Es fragt sich nun, wie weit die direkten Messungen der beiden Geschwindigkeiten a und b mit den berechneten übereinstimmen.

IV. Direkte Bestimmungen der Geschwindigkeiten mittels freier Seilschwingung. Eine direkte Bestimmung der Wellengeschwindigkeiten wurde im Laboratorium vorgenommen. Ein Kautschukseil von etwa 7 m Länge und kreisförmigem Querschnitt von 0.8 cm Durchmesser wurde an den beiden Enden eingespannt. Bei den oben beschriebenen Messungen wurden kleine Stücke desselben Materials verwendet. Die Erregung der Schwingungen geschah an einem Ende. Die Bewegung des Seiles wurde an drei Stationen, die etwa 2 m auseinanderlagen, registriert. Als Zeitmarkierung diente wieder eine Stimmgabel von 50 Schwingungen in der Sekunde. Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Erschütterung bestimmt man unmittelbar durch den Quotienten aus dem Abstand der Stationen und der Zeitdifferenz des Ankommens an diesen.

Die Erregung der Längsschwingung geschah durch die folgende Einrichtung. Am Seilende ist ein Metallring angebracht, der zwei Haken trägt. An diesen greifen Fäden an, die über eine Rolle mit horizontaler Achse geführt und mit

einem Gewicht belastet sind. Das plötzliche Entspannen beim Durchbrennen des Fadens ruft eine Längsschwingung hervor. Die translatorische Bewegung an den Beobachtungsstationen wird durch ein Hebelsystem in drehende Bewegung eines Spiegels umgesetzt und photographisch aufgezeichnet.

Zur Erregung der Torsionsschwingung wurde um das Seil an einem Ende durch ein seitlich angehängtes Gewicht gedrillt. Das plötzliche Ausschalten des angehängten Gewichtes veranlaßt die Torsionsschwingung. Zur Registrierung klebt man an die Beobachtungsstellen Spiegel, deren Drehung photographisch aufgezeichnet wird.

Die so gemessenen Geschwindigkeiten betragen

$$a = 118.0 \pm 2.1 \text{ m/sec},$$
$$b = 71.3 \pm 1.6 \text{ m/sec},$$

die daraus gerechneten elastischen Konstanten

$$E = \varrho a^2 = 22.2 \cdot 10^7 \text{ Dyn/cm}^2,$$
$$\mu = \varrho b^2 = 8.10 \cdot 10^7 \text{ Dyn/cm}^2,$$
$$\sigma = \frac{a^2}{2b^2} - 1 = 0.36.$$

Der Vergleich mit den durch statische und dynamische Versuche erhaltenen Werten ist aus folgender Tabelle zu ersehen:

Tabelle 5

	a (m/sec)	b (m/sec)	E (Dyn/cm²)	μ (Dyn/cm²)	σ
Statisch	80.0	67.2	$10.3 \cdot 10^7$	$7.11 \cdot 10^7$	
Dynamisch	81.0	68.6	$10.4 \cdot 10^7$	$7.57 \cdot 10^7$	
Unmittelbar aus Seilschwingung .	118.0	71.3	$22.2 \cdot 10^7$	$8.10 \cdot 10^7$	0.36

Die Werte von E aus statischen und dynamischen Messungen betragen nur die Hälfte von denen aus Seilschwingungen. Dagegen stimmen die Werte aus den drei Messungen für μ ziemlich gut überein (auf 10%). Da der Wert von E aus Seilwelle ein mögliches σ ergibt, ist dieses E als „richtig" anzusehen. Ishimoto und Iida [12] haben die Geschwindigkeit von Kautschuk von der Dichte 1.77 g/cm³ durch Resonanzstabschwingung gemessen und haben den Wert für a bzw. b 114.5 und 69.0 m/sec erhalten. Dieser Wert von a stimmt gut mit meinem Wert überein, der durch direkte Bestimmung ermittelt ist, und der Wert von b mit meinem Wert aus den drei Methoden. Der Wert von a aus direkter Bestimmung soll als „richtig" angesehen werden.

Die große Differenz der Werte von a aus statischen und dynamischen Messungen gegenüber denen aus direkter Messung am Seil läßt sich nicht durch experimentelle Fehler erklären.

Es wurde daher eine weitere statische Bestimmung von E vorgenommen. Ein Kautschukstab vom gleichen Material wurde auf zwei Schneiden, deren Abstand 5.8 cm betrug, aufgelegt und in der Mitte belastet. Über den Schneiden

waren auf dem Stabe Spiegel befestigt, deren Neigung bei Belastung gemessen wurde. Bei diesen Versuchen ergab sich folgendes:

Belastung in g	E Dyn/cm^2
5	$22.2 \cdot 10^7$
10	$22.2 \cdot 10^7$
20	$13.6 \cdot 10^7$
50	$10.2 \cdot 10^7$

Danach nimmt E mit wachsender Belastung ab bis auf den Wert, der in den früheren Versuchen gefunden wurde. Bei geringeren Belastungen (5 und 10 g) ergab sich $E = 22.2 \cdot 10^7$ und $\sigma = 0.56$, wenn man den Wert von μ aus statischer Messung verwendet. Hiernach scheint es zwei Bereiche der Dehnung zu geben, innerhalb deren Kautschuk dem Hookschen Gesetz folgt und denen zwei Werte von E zuzuordnen sind, $22 \cdot 10^7$ und $10.3 \cdot 10^7$. Bei den statischen und dynamischen Bestimmungen von E waren die benutzten Dehnungen rund 100mal größer als bei den direkten Messungen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit an den Seilwellen. Vielleicht beruht hierauf die oben erwähnte große Differenz zwischen den statischen und dynamischen Messungen und den direkten Messungen an Seilwellen.

V. Erzwungene Torsionsschwingung längs des Seiles. Resonanz- und Interferenzerscheinung. Geschwindigkeit aus Resonanzmaximum- und aus Interferenzmaximum- und -minimumstelle. Absorption. *1. Geschwindigkeit aus Resonanz und Interferenz.* Das eine Ende (B) des Seiles sei fest, das andere (A) werde in Schwingung versetzt, dann breitet sich die Verrückung mit der Frequenz des Erregers längs des Seiles aus. Unterwegs wird die Energie zum Teil vom Material absorbiert. Am festen Ende B wird die Welle reflektiert und läuft wieder zurück. Diese zwischen A und B hin- und zurücklaufenden Wellen treffen mit gewissem Phasenunterschied zusammen und superponieren sich. In A vermischt sich die zurücklaufende Welle mit der neu erregten. Im stationären Zustand bei Erregung einer konstanten Frequenz braucht man nur die hin- und zurücklaufende Welle zu betrachten, da bei mehrfachen Reflektionen die Wellen, die in einer Richtung verlaufen, sich zu einer Sinusschwingung überlagern. Jede Stelle des Seiles führt eine Sinusschwingung aus, wenn die Anregung richtig sinusförmig gehalten ist. Die Amplituden und Phasen der Schwingung an den einzelnen Orten sind durch das Interferenzgesetz und die Absorption gegeben.

Wenn die hin- und zurücklaufenden Wellen sich mit einem Phasenunterschied von ganzzahligen Vielfachen von 2π begegnen, dann haben wir ein Interferenzmaximum. Wenn der Phasenunterschied ein ungerades ganzzahliges Vielfaches von π ist, dann tritt ein Interferenzminimum ein. Dieses Maximum und Minimum ist zu erkennen, wenn man die Amplituden an verschiedenen Orten beobachtet und die Amplitude als Funktion des Ortes bei einer bestimmten Frequenz aufträgt. Die Analogie im optischen Falle sind die Interferenzstreifen. Es ist aber im letzten

Falle die Geschwindigkeit der Lichtwelle als bekannt vorausgesetzt, und man ermittelt die Wellenlänge, oder besser Frequenz (weil die Frequenz vom Medium unabhängig ist) durch Messung der Distanz zweier Interferenzmaxima oder von Maximum und Minimum. Wir haben jetzt dasselbe Prinzip, aber die umgekehrte Aufgabe. Hier wird die Frequenz als bekannt vorausgesetzt, und die Geschwindigkeit ermittelt.

Man kann nun 1. wie oben beschrieben bei einer bestimmten konstanten Frequenz die Amplituden an verschiedenen Orten beobachten und die Lage des Maximums bestimmen, 2. an einem festen Orte die Amplituden bei verschiedenen Frequenzen. Die Erregeramplitude wird dabei konstant gehalten. Man beobachtet dann am festen Orte bei bestimmten Frequenzen Maxima der erregten Amplituden. Diese Maxima werden, um sie vom Interferenzmaxima zu unterscheiden, Resonanzmaxima genannt. Ein Resonanzmaximum der Torsionsschwingungen tritt nur bei Frequenzen auf, bei denen $^1/_4$ der dazu gehörenden Wellenlänge ungerade ganzzahlig in der Seillänge enthalten ist. Für Grundton und Obertöne gilt $\lambda_1 = 4\,l$, $\lambda_2 = \frac{4}{3}\,l$, $\lambda_3 = \frac{4}{5}\,l$, ..., wo l die Seillänge bedeutet.

Dieser Versuch wurde nur mit der Torsionswelle durchgeführt. Der Versuch mit der Longitudinalwelle bietet die Schwierigkeit, daß man bei der Registrierung der Longitudinalbewegung gezwungen ist, an der Beobachtungsstelle die Registriereinrichtung zu befestigen. Dadurch wird der normale Ausbreitungsvorgang stark gestört. Zur Registrierung der Torsionswelle braucht man nur an diesen Stellen leichte Spiegel anzubringen, die kaum stören.

Die Schwingung an der Stelle mit der Koordinate x, wobei x von der erregenden Stelle aus gezählt wird, ist durch den reellen oder imaginären Teil des Ausdrucks

$$y = a_0\left[e^{-k\,x}\,e^{i\,\omega\left(t-\frac{x}{b}\right)} + e^{-k\,(2\,l\,-\,x)}\,e^{i\,\omega\left(t-\left(\frac{2\,l-x}{b}\right)+\frac{\pi}{\omega}\right)}\right] \quad \ldots \quad (7)$$

darzustellen, wobei

y = die momentane Verrückung,
a_0 = die Amplitude der ungedämpften Welle,
ω = Kreisfrequenz der Schwingung,
b = Wellengeschwindigkeit,
l = Länge des Seiles,
k = Absorptionskoeffizient.

Das erste Glied stellt die hinlaufende Welle, das zweite die zurücklaufende dar. Am festen Ende ist y zu jeder Zeit Null, wie es sein muß.

Diese Versuchsanordung ist nicht sehr exakt. Da Kautschuk ein weiches Material ist, dringt die Energie an dem festen Ende doch etwas in das Material hinein. Zweitens wird die Energie während der Reflektion etwas vernichtet, was in der Gleichung nicht berücksichtigt ist. Diese Vernachlässigung ist gerechtfertigt, wenn man die Schwingung in der Nähe der Resonanz betrachtet, weil die Schwingungsenergie am festen Ende sowieso schon sehr klein ist.

Zur Erzeugung der Torsionswelle wurde das eine Ende mit einem Messingrohr umgeben, das in zwei Kugellagern drehbar lag. Das Messingrohr trägt an einer etwa 20 cm langen Stange einen Exzenter. Dieser wurde durch einen Motor angetrieben. Die Umdrehungszahl des Motors und damit auch die Frequenz der Schwingung ist durch einen Rheostat und auch die Radübersetzung zu variieren. Es wurden an 6 Stellen die Schwingungen des Kautschukseiles registriert. Die Registrierung geschah genau wie bei der freien Schwingung.

Die Resonanzkurven an verschiedenen Stellen sind aufgetragen. Sie zeigen deutlich Resonanzmaxima. Diese Maxima sind nicht mit Interferenzmaxima zu verwechseln, weil bei dieser Frequenz die Amplituden an allen 6 Stellen Maximum werden.

Nimmt man an, daß Dispersion nicht stattfindet, dann ist bei dem Resonanzmaximum angenähert

$$\nu l = \nu \frac{\lambda}{4}(2n+1) = \frac{b}{4}(2n+1).$$

Bei dem nächsten Maximum

$$\nu' l = \nu' \frac{\lambda'}{4}[2(n+1)+1] = \frac{b}{4}2(n+1)+1,$$

wo n eine ganze Zahl ist. Bildet man die Differenz dieser zwei Gleichungen, so ergibt sich

$$(\nu' - \nu) l = \frac{2b}{4} = \frac{b}{2} \quad \text{oder} \quad b = 2l(\nu' - \nu) \ldots\ldots (8)$$

Die Resonanzfrequenzen, beobachtet an den 6 Orten, sind aus der folgenden Tabelle zu ersehen:

Tabelle 6

$l = 7.1$ m

Ort	x (m)	ν (sec^{-1})	ν' (sec^{-1})	$\nu' - \nu_0$ (sec^{-1})	b (m/sec)
1	3.045	6.5	10.9	4.4	62.5
2	3.545	6.4	11.2	4.8	68.1
3	4.045	6.4	11.3	4.9	69.6
4	5.045	6.4	11.1	4.7	66.7
5	5.545	6.5	11.0	4.5	64.0
6	6.045	6.6	11.2	4.6	65.4
	Mittelwert:	6.5	11.1	4.6	66.0

Bei Grundton gilt

$$b = 4 l \nu_0,$$

bei Vergleich mit der Gleichung (8)

$$b = 2 l (\nu_2' - \nu_1)$$

haben wir, angenommen daß keine Dispersion in diesem Frequenzbereich statt findet,

$$\nu_2' - \nu_1 = 2 \nu_0.$$

Die Differenz zweier aufeinanderfolgender Resonanzfrequenzen ist das Zweifache des Grundtons. In der Tabelle 6 ist der Mittelwert von $\nu' - \nu_1 = 4.6\,\mathrm{sec}^{-1}$. Die Hälfte davon ist $2.3\,\mathrm{sec}^{-1}$, also

$$\nu_0 = 2.3\,\mathrm{sec}^{-1}$$

und $\nu_0 : \nu_1 : \nu_2 = 1 : 3 : 5$. ν und ν' sind also die 2. und 3. Obertöne.

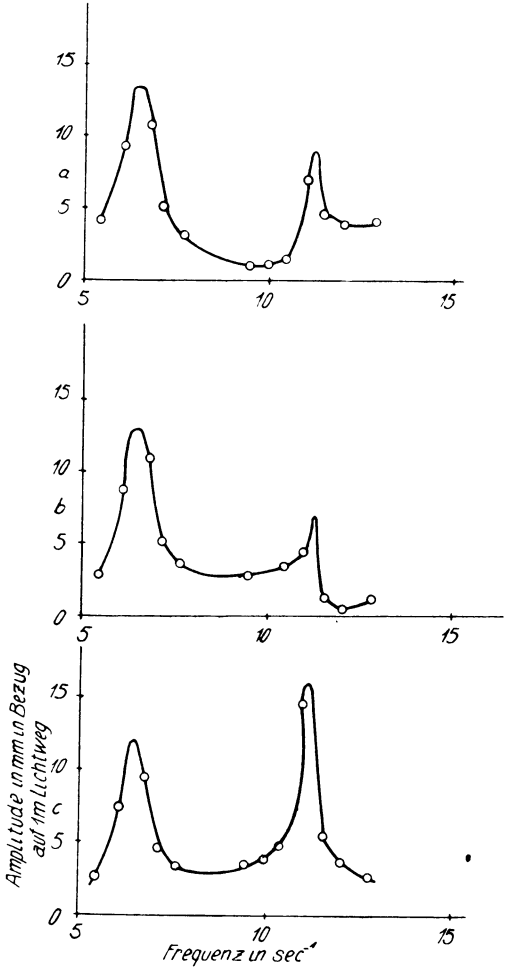


Fig. 8 a.

$x = x_1 = 3.045\,\mathrm{m}$

Fig. 8 b.

$x = x_3 = 4.045\,\mathrm{m}$

Fig. 8 c.

$x = x_5 = 5.545\,\mathrm{m}$

Fig. 8 a bis c.
Amplitude-Frequenzkurve

Die Amplituden bei Resonanz ändern sich von Ort zu Ort nicht monoton mit der Entfernung abklingend, sondern wechselnd. Diese Erscheinung wird durch Interferenz hervorgerufen. Dies ist besonders klar zu sehen, wenn man die Amplitudenfrequenzkurve mit der Entfernung als Parameter aufträgt. Fig. 8a bis c.

Die Methode, aus den Interferenzmaxima und -minima die Fortpflanzungsgeschwindigkeit zu ermitteln, ist folgende:

In einem Interferenzmaximum ist die Zeit, die die Welle von der Maximumstelle zur Reflektionsstelle und zurück zur Maximumsstelle braucht, ein ganzes Vielfaches der Periode der Schwingung. In anderen Worten ausgedrückt, ist bei Interferenzmaximum der Phasenunterschied zwischen der hin- und der zurücklaufenden Wellen ein geradzahliges Vielfaches von π.

Aus Gleichung (7) sind die Phasen der hin- bzw. zurücklaufenden Wellen

$$\frac{\omega}{b} x$$

und

$$\frac{\omega}{b} (2\,l - x) + \pi.$$

Am Ort x_{max}, wo Interferenzmaximum auftritt, gilt die Gleichung

$$\frac{\omega}{b} x_{max} - \frac{\omega}{b} (2\,l - x_{max}) - \pi$$
$$= \frac{2\,\omega}{b} (x_{max} - l) - \pi = 2\,n\,\pi.$$

Bei der nächsten Interferenzminimumstelle x_{min} müßte dieser Phasenunterschied $2\,(n+1)\,\pi$ betragen, also

$$\frac{2\,\omega}{b} (x_{min} - l) - \pi = (2\,n + 1)\,\pi.$$

Bildet man die Differenz beider Gleichungen, dann ist wegen $\omega = 2\,\pi\nu$

$$b = 4\,\nu\,(x_{min} - x_{max}) \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

b kann also bestimmt werden durch Ablesung von x_{max} und x_{min} und Anwendung der Gleichung (9).

Die Hauptschwierigkeit dieser Methode liegt in der Auffindung der Stellen x_{max} und x_{min}. Bei optischen Interferenzversuchen ist die Differenz $x_{min} - x_{max}$ genau zu messen, weil das Interferenzbild genau durch das Fernrohr beobachtet und der Abstand $x_{min} - x_{max}$ oder $x_{max_1} - x_{max_2}$ durch eine Mikrometerschraube abgemessen werden kann. In unserem Falle wurden nur die Amplituden an denjenigen Orten, die mit Spiegel versehen sind, gemessen. Die Maximum- und Minimumstellen müssen durch Interpolation (Amplituden-Entfernungskurve)

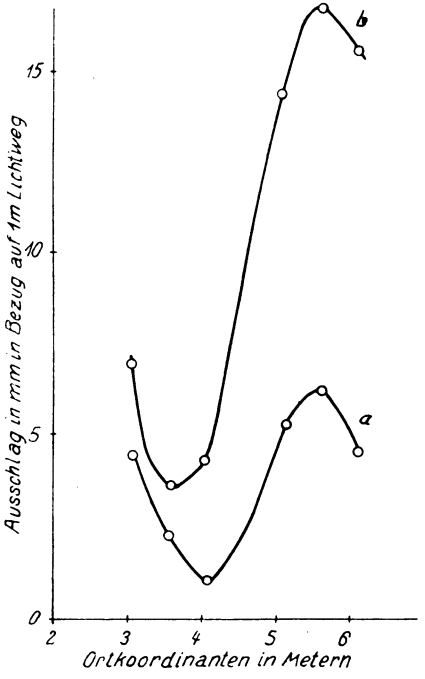


Fig. 9. Interferenzkurve
a) $\nu = 11.5\ \text{sec}^{-1}$; *b*) $\nu = 11.0\ \text{sec}^{-1}$

ermittelt werden. Dieses Verfahren ist aber nur genau in günstigen Fällen, wenn die Meßstellen nahe bei den Maxima und Minima liegen. Zweitens ist, wie oben erwähnt wurde, die Gleichung nur bei Resonanz angenähert streng gültig, weil dabei die Unsauberkeit an den Klemmstellen eine unwesentliche Rolle spielt. Ich habe die Amplituden-Entfernungskurve bei den Frequenzen $\nu = 11.5\ \mathrm{sec}^{-1}$ und $\nu' = 11.0\ \mathrm{sec}^{-1}$ ausgewählt, da die x_{max} und x_{min} ziemlich genau festzustellen sind (siehe Fig. 9). In diesen Fällen sind

$$\nu = 11.50\ \mathrm{sec}^{-1};\ x_{max} = 4.0\ \mathrm{m};\ x_{min} = 5.5\ \mathrm{m}.$$

Daraus

$$b = 4\,\nu_1\,(x_{min} - x_{max}) = 4 \cdot 11.50 \cdot 1.5 = 69.0\ \mathrm{m/sec}.$$

Bei

$$\nu' = 11.0;\ x_{max} = 3.7;\ x_{min} = 5.4,\ \text{also}\ b = 74.8\ \mathrm{m/sec},$$

$$\text{Mittel} = 71.9\ \mathrm{m/sec}.$$

Wir haben bis jetzt b aus fünf Methoden ermittelt, nämlich durch μ-Bestimmung (statisch und dynamisch), durch direkte Bestimmung bei freier Seilschwingung, durch Resonanz und Interferenz bei erzwungenen Seilschwingungen. Die Ergebnisse werden tabelliert:

Tabelle 7

Statische μ-Messung	Dynamische μ-Messung	Direkte Bestimmung aus Seilschwingung	Resonanz bei erzwungener Schwingung	Interferenz bei erzwungener Schwingung
67.2	68.6	71.3	66.0	71.9

Mittel: 69.0 m/sec

Die Ergebnisse aus fünf verschiedenen Messungen stimmen ziemlich gut überein.

2. Bestimmung der Absorption aus Interferenzen. Die Amplitude eines Interferenzmaximums ist die Summe der hin- und zurücklaufenden Wellen, diejenige eines Interferenzminimums die Differenz der beiden, also

$$A_{min} \sim e^{-k x_{min}} - e^{-k(2l - x_{min})}$$

$$A_{max} \sim e^{-x_{max}} + e^{-k(2l - x_{max})}$$

und

$$\frac{A_{min}}{A_{max}} = \frac{e^{-k x_{min}} - e^{-k(2l - x_{min})}}{e^{-k x_{max}} + e^{-k(2l - x_{max})}}.$$

In dieser Gleichung ist der Absorptionskoeffizient k die einzige unbekannte Größe. Sie kann nach k aufgelöst werden, wenn man die gemessenen Werte von x_{max}, x_{min}, A_{min}, A_{max} einsetzt. Dies geschah durch ein graphisches Verfahren.

Bezeichnet man den Zähler mit $f_1\,(x_{min}, k)$, den Nenner mit $f_2\,(x_{max}, k)$, das Verhältnis A_{min}/A_{max} mit γ, dann lautet die Gleichung

$$f_1\,(k, x_{min}) = \gamma f_2\,(k, x_{max}).$$

Bei bestimmten x_{min} und x_{max} wurden $f_1\,(x_{min}, k)$ und $\gamma f_2\,(x_{max}, k)$ als Funktion von k aufgetragen. Der Punkt, an dem die zwei Kurven sich schneiden, gibt den gewünschten Wert von k.

Es ist nochmal zu betonen, daß dieses Verfahren nur in der Nähe der Resonanz gerechtfertigt ist. Außerdem kann man nur die Amplituden-Entfernungskurven verwenden, deren A_{max}, A_{min}, x_{max}, x_{min} festzustellen und zu messen sind.

Ich nehme also erstens den Fall

$$\nu = 11.0\,\text{sec}^{-1}, \quad x_{min} = 3.7\,\text{m}, \quad x_{max} = 5.4\,\text{m}, \quad l = 7.1\,\text{m},$$
$$A_{max} = 16.6\,\text{mm}, \quad A_{min} = 3.4\,\text{mm}, \quad \gamma = A_{min}/A_{max} = 0.205.$$

Also

$$2\,l - x_{min} = 14.2 - 3.7 = 10.5\,\text{m},$$
$$2\,l - x_{max} = 14.2 - 5.4 = 8.8\,\text{m}.$$

Das Rechnungsschema ist in folgenden Tabellen enthalten:

Tabelle 8

Für $f\,(x_{min}, k)$ rechnen:

k	$k\,x_{min}$	$e^{-k\,x_{min}}$	$k\,(2\,l - x_{min})$	$e^{-k\,(2\,l - x_{min})}$	$f_1(k, x_{min}) = e^{-k\,x_{min}} - e^{-k\,(2\,l - x_{min})}$
0.05	0.19	0.827	0.525	0.592	0.235
0.06	0.22	0.803	0.63	0.533	0.270
0.07	0.26	0.771	0.736	0.480	0.291
0.08	0.29	0.744	0.84	0.432	0.312
0.09	0.33	0.719	0.950	0.387	0.332

Tabelle 9

Für $\gamma f_2\,(x_{max}, k)$ rechnen:

k	x_{max}	$e^{-k\,x_{max}}$	$k\,(2\,l - x_{min})$	$e^{-k\,(2\,l - x_{max})}$	$f_2(k, x_{max})$	$\gamma f_2(k, x_{max})$
0.05	0.27	0.763	0.44	0.644	1.407	0.290
0.06	0.32	0.723	0.53	0.589	1.312	0.278
0.07	0.38	0.686	0.616	0.540	1.226	0.252
0.08	0.43	0.650	0.705	0.494	1.144	0.234
0.09	0.48	0.616	0.79	0.454	1.070	0.218

Der Schnittpunkt liegt bei $k = 0.062\,\text{m}^{-1}$ (siehe Fig. 10), also der Absorptionskoeffizient $k = 0.062\,\text{m}^{-1}$. Nehmen wir den Mittelwert von b aus den Ergebnissen der fünf verschiedenen Messungen, $b = 68.5$ m/sec

$$\lambda = \frac{b}{\nu} = \frac{69}{11.0} = 6.2\,\text{m},$$

$$\varkappa = k\lambda = 0.06 \cdot 6.3 = 0.38.$$

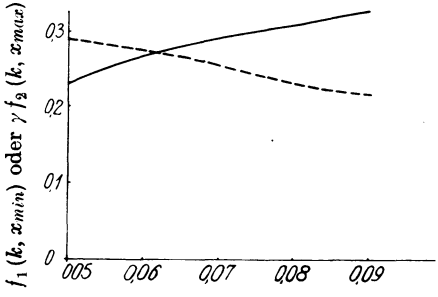


Fig. 10. Kurven zur k-Bestimmung für $\nu = 11.0\,\text{sec}^{-1}$. ——— f_1; – – – – f_2

Die Beziehung von Förtsch lautet:

$$\varkappa = \alpha = \ln \varepsilon^2 = \ln 1.17^2 = 2 \ln 1.17,$$
$$= 0.31.$$

Als zweiten Fall nahm ich

$$v = 11.50\,\text{sec}^{-1},\ x_{min} = 4.0\,\text{m},\ x_{max} = 5.5\,\text{m},$$
$$A_{max} = 6.2\,\text{mm},\ A_{min} = 1.1\,\text{mm},\ \gamma = A_{min}/A_{max} = 0.18,$$

und der Wert von k ermittelt durch dieses Verfahren

$$k = 0.055,$$
$$\lambda = \frac{b}{v} = \frac{69\,0}{11.5} = 6.0\,\text{m},$$
$$\varkappa = 0.055 \cdot 6.0 = 0.33$$

und

$$\alpha = \ln \varepsilon^2 = 0.31.$$

Trotz der geringen Frequenzdifferenz (11.5 und 11.0 sec^{-1}) sehen die Interferenz kurven ganz verschieden aus, weil die Amplituden-Frequenzkurve in der Nähe von 11.5 sec^{-1} ein steiles Maximum besitzt. Trotzdem ergeben sich für k beinahe dieselben Werte.

Tabelle 10

Frequenz v in sec^{-1}	$\varkappa$	$\ln \varepsilon^2$
11.0	0.38	0.31
11.5	0.33	

In unserem Genauigkeitsbereich sollen die Förtschschen Beziehungen als geltend angesehen werden.

Der zu hohe Wert von $\varkappa$ ist zu erwarten, da, wie erwähnt, die Energie nicht nur vom Material absorbiert, sondern auch etwas bei der Reflexion vernichtet wird.

Zusammenfassung. Die gemessenen Werte vom Youngschen Modul E aus der statischen und verlängerungs-dynamischen Methode unterscheiden sich von dem aus direkten Geschwindigkeitsmessungen um einen Faktor 2. Um den Grund klarzumachen, wurde ein statischer Biegungsversuch zur E-Bestimmung vorgenommen, dessen Erfolg ist, daß man zwei Werte von E bekommt; der eine, der dem Wert vom statischen Verlängerungsversuch, der andere, der dem vom dynamischen Versuch entspricht. Die Geschwindigkeiten der Torsionswelle, erhalten mittels fünf verschiedener Methoden, stimmen gut überein, auch mit den Messungen von Ishimoto und Iida. Die Absorption k und Dämpfung β bei Torsionswellen wurden gemessen. In unserem Meßbereich und bei unserer Meßgenauigkeit gilt $k\lambda = \beta T$ oder $v = \frac{\beta}{k}$.

Herrn Prof. Dr. G. Angenheister und Herrn Dr. O. Förtsch möchte ich für ihre Anregungen und Vorschläge meinen aufrichtigen Dank aussprechen.

Literatur

[1] Thomson: On the Theory of visco-Elasticity. Phil. Trans., Ser. A, 1933, S. 232. Da findet man die historische Entwicklung der theoretischen und experimentellen Erforschung über elastische Nachwirkung und innere Reibung.

[2] Gutenberg u. Schlechtweg: Viskosität und innere Reibung fester Körper. Zeitschr. f. Phys. **31**, 745 (1930).

[3] Sokoloff u. Skriabin: Experimental and theoretical Investigations on Dispersion and Absorption of elastic Waves. Gerl. Beitr. z. Geophys. **49**, 165—198 (1937).

[4] Jeffreys: The Earth. New York 1929. S. 265.

[5] Lord Rayleigh: Theorie des Schalls. Bd. I, S. 265 (1880).

[6] Zener: Internal Friction in Solids. Part I: Phys. Rev. **52**, 230—235 (1937); Part II: Phys. Rev. **53**, 90—101, 582—586 (1938).

[7] Wegel u. Walther: Internal Disspation in Solids for small cyclic Strains. Phys. **6**, 141—157, April 1929.

[8] John M. Ide: Comparison of Statically and dynamically Determined Young's Modulus of Rocks. Proc. Nat. Aca. Sci. Febr. 1936.

[9] John M. Ide: Some Dynamic Methods for Determination of Young's Modulus. Rev. of Scien. Inst. (N. S.) **6**, Nr. 10 (1935).

[10] W. Regula: Untersuchungen elastischer Eigenschaften an Gesteinen. Zeitschr. f. Geophys. **16**, 40—56 (1940).

[11] O. Förtsch: Ableitung des von der Frequenz unabhängigen Absorptionskoeffizienten aus Maschinenschwingungen. Zeitschr. f. Geophys. **16**, 57—84 (1940).

[12] Ishimoto u. Iida: Determination of elastic Constants of soils by means of Vibration Methods. Part 1, Youngs Modulus. Bull. Earthq. Res. Inst. **14**, 632—656 (1936); Part 2, Modulus of Rigidity and Poissons Ratio. Bull. Earthq. Res. Inst. **15**, 67—85 (1937).

[13] K. Iida: Experiments on the visco-elastic Properties of Pitch-like. Materials I. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo **13**, 198—212 (1935).

[14] K. Iida: Experiments of the visco-elastic Properties of Pitch-like. Materials II. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo **13**, 433—455 (1935).

Geophysikalisches Institut Göttingen, Juli 1940.

Bemerkungen zu der Abhandlung „Die hydrostatische Reduktion der Schwerebeobachtungen" von Kurt Wegener*)

Von Dr. **E. Kohlschütter**

Es wird auf eine Reihe von Irrtümern in der in der Überschrift genannten Abhandlung aufmerksam gemacht und die Unhaltbarkeit der von Herrn Wegener abgeleiteten Formel für seine hydrostatische Reduktion bewiesen. Eine Formel für diese Reduktion mit voller Berücksichtigung der Konvergenz der Lotrichtungen wird abgeleitet.

I.

Obwohl ich in anderem Zusammenhange Herrn Wegener die Unhaltbarkeit seiner Ausführungen, insbesondere der von ihm erfundenen hydrostatischen

*) Zeitschr. f. Geophys. **16**, 33 (1940).

Reduktion bereits nachgewiesen hatte, allerdings weniger ausführlich, weil der mir damals vorliegende Text auch weniger ausführlich war, hat er seine Überlegungen drucken lassen und auf diese Weise gegen meine Beurteilung seiner Ableitungen an die Öffentlichkeit appelliert. Ich bin deshalb gezwungen, meine Begründung ebenfalls der Öffentlichkeit vorzulegen.

1. Wenn ich Herrn Wegener richtig verstanden habe, will er die beobachteten Schwerewerte so auf den Meeresspiegel reduzieren, daß erstens die Abnahme der Schwere mit der Höhe berücksichtigt wird, und daß zweitens auch beim Vorhandensein von hydrostatischem Gleichgewicht Werte erhalten werden, die dem Massenausgleich entsprechen. Da Herr Wegener diese für den Meeresspiegel oder das Geoid geltenden Werte mit der theoretisch errechneten Schwere vergleicht, vernachlässigt er den Abstand zwischen dem Geoid und demjenigen Erdellipsoid (oder nach früherer Auffassung Erdsphäroid), das sich am besten dem Geoid anschließt, und für das die theoretischen Schwerewerte gelten. Dieser Abstand soll daher auch hier nicht berücksichtigt werden.

2. Da Herr Wegener hydrostatisches Gleichgewicht voraussetzt, legt er die von Airy vertretene und nach ihm benannte Auffassung des Baues der Erdkruste zugrunde, die nicht in bezug auf den Massenausgleich, sondern den Druckausgleich isostatisch ist*). Trotzdem erwähnt er die auf derselben Grundlage beruhende Reduktionsmethode von Heiskanen überhaupt nicht, sondern stellt eine neue Methode auf, die gegenüber der von Heiskanen in dreifacher Hinsicht einen Rückschritt bedeutet. Denn erstens führt er den von Stokes erfundenen Kunstgriff der Kondensation wieder ein, der etwas Gekünsteltes und Unbefriedigendes an sich hat, und auf den man bei Voraussetzung von Schwimmgleichgewicht nicht mehr angewiesen ist. Zweitens rechnet Herr Wegener so, als ob die tragende Flüssigkeit, wie bei einer schwimmenden Eisscholle, bis zur Meeresoberfläche reicht. Beim Sima, auf dem die Sialschollen der Erdkruste schwimmend angenommen werden müssen, ist das jedoch nicht der Fall. Drittens berücksichtigt Herr Wegener nur die Störmassen, die einer unendlich ausgedehnten ebenen Platte entsprechen, deren Dicke gleich der Meereshöhe des Beobachtungspunktes ist, und läßt die auf der Erde weiter ab liegenden Störmassen unberücksichtigt, ohne den Nachweis für die Berechtigung dieses Vorgehens zu führen.

3. Der Gedanke von Herrn Wegener, die Abnahme der Schwere mit der Höhe zu berücksichtigen, ist nur insofern neu, als er auf die Airysche Auffassung der Isostasie noch nicht angewandt ist. Für die Prattsche Annahme ist er bereits von Schiøtz und von Helmert durchgeführt worden**). Helmert gibt zwar

*) Siehe Karl Jung: Regionale und lokale Anomalien des Schwerefeldes, Isostasie in Handb. d. Experimentalphysik **25**, Geophysik II, S. 278.

) O. E. Schiøtz: Results of the pendulum observations and some remarks on the constitution of the earth's crust. The Norwegian North Polar Expedition 1893—96 by Fridtjof Nansen **8, London 1900; F. R. Helmert: Die Schwerkraft und die Massenverteilung der Erde. Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften VI, 1 B, S. 116, Leipzig 1910.

keine Formel für diese Zusatzreduktion an, er sagt aber, daß sie zwischen den Grenzen 4 und 8 mgal liegt, je nachdem man ganz starre Kruste oder hydrostatische Druckfortpflanzung in der Kruste annimmt. Für Hochflächen von der Höhe Zentralasiens steigen diese Grenzwerte auf 10 und 20 mgal.

4. Da bekanntlich die Prattsche und die Airysche Annahme in der zahlenmäßigen Auswirkung auf die Schwere nur wenig voneinander verschieden sind, kann die Berücksichtigung der Konvergenz der Lotrichtungen bei Voraussetzung von Schwimmgleichgewicht keine Reduktion ergeben, die sehr viel größer ist als die Helmertschen Zahlen. Der Umstand, daß die Wegenersche Formel schon für eine Hochfläche von 1000 m Höhe eine Reduktion von rund 50 mgal ergibt, weist darauf hin, daß bei ihrer Ableitung Irrtümer unterlaufen sein müssen.

5. Auch rein gefühlsmäßig erscheint es nicht möglich, daß die Berücksichtigung der Konvergenz der Lotrichtungen eine Reduktion ergibt, die der Fortnahme der halben Gesteinsplatte zwischen Beobachtungsort und Meeresoberfläche gleichkommt.

6. Herr Wegener setzt hydrostatisches Gleichgewicht voraus. Diese Voraussetzung ist aber identisch mit der Voraussetzung, daß die über dem Meeresspiegel liegenden Störmassen durch darunterliegenden Massenmangel kompensiert sind. Herr Wegener hat den Einfluß dieser negativen Massen, deren Vorhandensein er selbst voraussetzt, jedoch unbeachtet gelassen. Denn weder in seinen Darlegungen noch in der Endformel kommen diese kompensierenden Massen vor. Auch der Dichteunterschied zwischen der schwimmenden Scholle und der tragenden Flüssigkeit kommt nicht vor, obwohl das Schwimmen einer Scholle wesentlich von diesem Dichteunterschied abhängt. Auch dies weist darauf hin, daß bei der Ableitung der Wegenerschen Formel irrtümliche Unterlassungen vorgekommen sind.

7. Die Formelableitung im dritten Abschnitt der Abhandlung, „Die hydrostatische Reduktion", ist für mich so unklar, daß es mir trotz großer Mühe nicht gelungen ist, den Gedankengang von Herrn Wegener zu verstehen. Ich kann daher nicht angeben, worin die offenbar unterlaufenen Irrtümer bestehen. Es dürfte aber doch wohl anzunehmen sein, daß die Ableitung im dritten Abschnitt den im ersten Abschnitt auseinandergesetzten Prinzipien entspricht, so daß die dort nachweisbaren Fehler mit den bei der Formelableitung vorgekommenen übereinstimmen.

8. Herr Wegener schreibt: „Die Schwere nimmt bis $\sim$ 3500 m Höhe um ein Tausendstel ihres Wertes ab, folglich muß die Masse, damit Gewicht (Masse $\times$ Beschleunigung) oder Druck/Flächeneinheit konstant bleiben, bis zu dieser Höhe um ein Tausendstel vergrößert werden, wenn Schwimmgleichgewicht herrschen soll."

Mir scheint, daß Herr Wegener etwas anderes meint, als er sagt. Denn die Masse ist eine von der Natur gegebene Größe, sie kann nicht vergrößert werden. Es ist auch niemand da, der diese Vergrößerung vornehmen könnte, und woher

soll die zuzusetzende Masse genommen werden, ohne die Massenlagerung der Erdkruste zu verändern? Wenn ich ihn richtig verstanden habe, will Herr Wegener mit dem angeführten Satz sagen, daß die in der Natur wirklich vorhandene Masse um ein Tausendstel größer ist als eine im Meeresspiegel kondensiert gedachte Masse, die denselben Druck ausübt wie die wirklich vorhandene unkondensierte Masse.

9. Bei der Berechnung dieses Überschusses ist Herrn Wegener das Versehen unterlaufen, daß er den Endwert der Wirkung einsetzt, statt von Null bis zu der Höhe von 3500 m zu integrieren. Es sei R der Halbmesser der kugelförmig angenommenen Erde, q_0 die Grundfläche, H die Höhe und ϱ die Dichte der Scholle, dann ist das Volumen der Scholle

$$\text{Volumen} = q_0 H + q_0 \frac{H^2}{R}.$$

Ist g_0 die Schwere im Meeresspiegel und nimmt man in Übereinstimmung mit Herrn Wegener die Schwereabnahme wie in freier Luft an, so ist nach dem Satze „Druck = Dichte × Volumen × Schwere" der Druck der Scholle

$$D = \varrho\, q_0\, g_0\, H.$$

Eine im Meeresspiegel kondensiert gedachte Masse, die diesen Druck ausübt, hat den Wert $m_k = \varrho\, q_0\, H$. Die wirkliche Masse ist daher um $\varrho\, q_0 \frac{H^2}{R}$ größer als die kondensierte Masse, die den gleichen Druck ausübt. In Teilen der Masse ist dies aber $\frac{H}{R}\left(1 - \frac{H}{R}\right)$. Für die Höhe 3500 m gibt dies 0.00055, also nur etwa die Hälfte des Wertes, den Herr Wegener berechnet hat.

10. Herr Wegener schreibt: „Ein Teilchen der Eisscholle, das im Meeresniveau liegt, wird durch die Gravitation des über ihm liegenden Eises nach oben angezogen, sein Gewicht und damit sein Druck ist vermindert, und zum Ersatz muß die über ihm liegende Masse vergrößert werden (wodurch das Gewicht des Teilchens weiter abnimmt), bis Gleichgewicht herrscht."

Diese Stelle ist für mich unverständlich, da die in der Natur vorhandene Masse nicht vermehrt werden kann. Ich vermute aber, daß Herr Wegener sagen will, daß infolge der gegenseitigen Anziehung der Schollenteilchen aufeinander die Schwereabnahme innerhalb fester Körper geringer ist als in freier Luft.

11. Bei dem Satze: „An der Oberfläche der Eisplatte ist die Verminderung 0, in der Mitte und damit im Durchschnitt $B/2$" hat Herr Wegener nicht bedacht, daß die Eisplatte auch die an der Oberfläche befindlichen Teilchen mit B anzieht, so daß an der Oberfläche eine Vermehrung der Schwere um B eintritt. Geht man von der an der Oberfläche gemessenen Schwere aus, so ist infolge der inneren Anziehung der Massenteilchen aufeinander die Verminderung der Schwere in der Meeresoberfläche $2\,B$ und in der Mitte oder im Durchschnitt B und nicht $B/2$, wie Herr Wegener behauptet.

12. Der Satz: „Der Druck der Eisplatte ist also halb so groß, wie die Masse zunächst vermuten läßt", stimmt mit den vorhergehenden Überlegungen von Herrn Wegener nur dann überein, wenn man unter „Druck" versteht „Druckverminderung" oder „Verminderung der Schwere".

Außerdem deutet dieser Satz auf eine Verwechslung hin, in der vielleicht der Hauptirrtum der Wegenerschen Ableitung seiner hydrostatischen Reduktion liegt. Der Satz läßt nämlich vermuten, daß Herr Wegener die Druckverminderung oder die Verminderung der Anziehung, die die Scholle **durch die Erde erleidet,** als die von ihm gesuchte hydrostatische Massenreduktion der beobachteten Schwere angenommen hat, statt der Verminderung der Anziehung, die die Scholle **auf den Beobachtungspunkt ausübt.** Sollte diese Vermutung richtig sein, so würde sich dadurch auch erklären, daß Herr Wegener einen Ausdruck für seine Reduktion findet, der um eine ganze Größenklasse zu groß ist.

13. Daß die gegenseitige Anziehung der Teilchen einer Masse aufeinander die Schwereabnahme mit der Höhe innerhalb der Masse ändert, ist eine bekannte Tatsache. Die Formeln dafür finden sich z. B. bei Helmert H. G. 2, S. 47, oder Enc. d. m. Wiss., S. 160. Dort steht nämlich

$$\frac{dg}{dh} = -\frac{g}{R}\left(2 - \frac{3\varrho}{\varrho_m}\right) = -\frac{2g}{R} + 4\pi f \varrho^{*}).$$

In der Schreibweise von Herrn Wegener ist also

$$g_0 = g + \Delta - 2B.$$

Er selbst setzt an dieser Stelle die Schwereänderung innerhalb der Scholle (siehe Ziff. 11) gleich $\Delta - B$. Der richtige Wert findet sich jedoch auch in seiner Abhandlung, nämlich in dem der Reduktion von Prey gewidmeten Absatz. In der gleichen Abhandlung finden wir den falschen und den richtigen Wert nebeneinander.

14. Ein Versehen enthält auch der Satz: „Die weiter oben genannte (d. i. Massenvergrößerung) soll hier daneben vernachlässigt werden."

Die Massenvergrößerung, die Herr Wegener vernachlässigen will, entspricht der Abnahme der Schwere um ein Tausendstel ihres Wertes bei 3500 m Höhe. Dagegen soll die Massenvergrößerung, die der Verminderung der Gravitation um $B/2$ entspricht, berücksichtigt werden, weil sie viel größer sei. Herr Wegener hat jedoch selbst die Formel für B angegeben. Danach ist bei $\varrho = 2.7$ und 3500 m Höhe $B/2 = 200$ mgal. Das sind 0.2 Tausendstel der Schwere. Herr Wegener vernachlässigt also den Einfluß von 0.001 g gegenüber dem Einfluß von 0.0002 g!

15. Da ich, wie gesagt, dem Gedankengang der Formelableitung von Herrn Wegener nicht zu folgen vermag, habe ich zur zweifelsfreien Nachprüfung, ob

*) Wie jetzt meist üblich, ist die Gravitationskonstante hier mit f bezeichnet, um deutlich zu machen, daß sie hier in Einheiten des CGS-Systems ausgedrückt werden muß, während sie mit k^2 bezeichnet zu werden pflegt, wenn sie in astronomischen Einheiten ausgedrückt ist.

die Wegenersche Formel richtig ist, die Formel für eine hydrostatische Reduktion, die auf den im ersten Abschnitt von Herrn Wegener angegebenen Grundlagen beruht, in verständlicher Form abgeleitet.

Die in Ziffer 13 angegebene Formel ist auf Glieder erster Ordnung beschränkt. Da die Wegenersche hydrostatische Reduktion aber von der zweiten Ordnung ist, müssen auch in der Ausgangsformel die Glieder zweiter Ordnung berücksichtigt werden, damit man vor Vernachlässigungen sicher ist.

Bedeutet g die auf der Scholle von der Höhe H beobachtete, g_h die im Innern der Scholle in der beliebigen Höhe h herrschende Schwere, so findet man g_h, indem man die Anziehung des Schollenteiles zwischen H und h von g abzieht, an dem verbleibenden Wert die Niveaureduktion von H auf h anbringt und die Anziehung des Schollenteiles zwischen H und h nochmals abzieht. Die Scholle soll entsprechend dem Vorgange von Herrn Wegener zunächst als eben und unendlich ausgedehnt angenommen werden.

Daher ist

$$\left.\begin{aligned} g_h = [g - 2\pi f \varrho (H-h)]\frac{(R+H)^2}{(R+h)^2} - 2\pi f \varrho (H-h) = g\left(1 + 2\frac{H}{R} + \frac{H^2}{R^2}\right) \\ - 4\pi f \varrho H\left(1 + \frac{H}{R}\right) + 4\pi f \varrho\left(1 + \frac{H}{R}\right)h - 2g\left(1 + 2\frac{H}{R}\right)\frac{h}{R} \\ + 4\pi f \varrho H \frac{h}{R} - 4\pi f \varrho \frac{h^2}{R} + \cdots \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Ist q_0 die Grundfläche der Scholle, so ist das Druckelement

$$dD = q_0 \varrho g_h d h \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Setzt man den Ausdruck für g_h hier ein und integriert von 0 bis H, so findet man den Druck der wirklichen Scholle zu

$$D = q_0 g \varrho H\left(1 + \frac{H}{R} - \frac{H^2}{R^2} - \frac{2\pi f \varrho H}{g} - \frac{4\pi f \varrho H^2}{3gR} + \ldots\right) \quad \ldots \quad (3)$$

Ist ϱ_k die Dichte einer in der Meeresoberfläche kondensierten Schicht, so ist deren Druck

$$D_k = q_0 \varrho_k g_0 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Bei Ableitung der Schwere g_0 muß in diesem Falle die Anziehung der kondensierten Schicht auf einen im Meeresspiegel, aber noch über der Schicht liegenden Punkt berücksichtigt werden. Daher ist

$$g_0 = [g - 2\pi f \varrho H]\frac{(R+H)^2}{R^2} + 2\pi f \varrho_k \quad \ldots \quad (5)$$

Damit wird

$$D_k = q_0 g \varrho_k \left(1 + 2\frac{H}{R} + \frac{H^2}{R^2} - \frac{2\pi f \varrho H}{g} - \frac{4\pi f \varrho H^2}{gR} + \frac{2\pi f}{g}\varrho_k + \cdots\right) \quad (6)$$

Die von Herrn Wegener verlangte Gleichheit des Druckes der kondensierten Schicht und der wirklichen Scholle erlaubt, ϱ_k zu bestimmen, indem man $D_k = D$ setzt. Durch Annäherungen findet man daraus

$$\varrho_k = \varrho H \left(1 - \frac{H}{R} - \frac{2\pi f \varrho H}{g} + \frac{26\pi f \varrho H^2}{3gR} + \frac{4\pi^2 f^2 \varrho^2 H^2}{g^2} + \cdots\right) \quad (7)$$

und damit unter Vernachlässigung der höheren Glieder

$$g_0 = g + 2g\frac{H}{R} + g\frac{H^2}{R^2} - \frac{2\pi f \varrho H^2}{R} - \frac{4\pi^2 f^2 \varrho^2 H^2}{g} \quad (8)$$

oder in der Schreibweise von Herrn Wegener

$$g_0 = g + \Delta + \frac{\Delta^2}{4g} - \frac{B\Delta}{2g} - \frac{B^2}{g} \quad (9)$$

Die den von Herrn Wegener aufgestellten Prinzipien entsprechende hydrostatische Reduktion, die den Massenausgleich zwischen der wirklichen Scholle und der denselben Druck ausübenden gedachten kondensierten Schicht herbeiführt, ist also

$$\Delta g = -\left(\frac{B\Delta}{2g} + \frac{B^2}{g}\right) \quad (10)$$

und nicht $\Delta g = -B/2$, wie Herr Wegener behauptet. Bei der Wegenerschen Ableitung dieser Reduktion muß also tatsächlich ein Irrtum unterlaufen sein.

Mit $\varrho = 2.67$ wird die Wegenersche hydrostatische Reduktion der über dem Meeresspiegel liegenden Massen, wenn H in km, Δg in mgal ausgedrückt wird,

$$\Delta g = -0.0175\,H^2 - 0.0128\,H^2 = -0.0303\,H^2 \text{ mgal/km}, \quad (11)$$

während die irrige Wegenersche Formel $\Delta g = -55.94\,H$ mgal/km ergibt. Für ein Plateau von 5000 m Höhe ist demnach

$$\Delta g = -(0.44 + 0.32) = -0.76 \text{ mgal}$$

und nicht $g = -279.7$ mgal, wie die Wegenersche Formel angibt.

Die Wegenersche hydrostatische Reduktion ist daher bei richtiger Berechnung von verschwindender Kleinheit, so daß ihr keinerlei praktische Bedeutung zukommt.

16. Aber auch theoretische Bedeutung kommt der richtigen Formel nicht zu. Denn die Wegenersche Problemstellung, durch eine hydrostatische Reduktion einen Ausgleich zwischen den sichtbaren Massen in ihrem wirklichen Zustande und nur gedachten Massen, die den gleichen, aber auch nur gedachten Druck ausüben, herbeizuführen, bietet auch kein theoretisches Interesse.

Ein solches würde vorhanden sein, wenn die Problemstellung sich auf die sichtbaren und die kompensierenden negativen Massen, die bei hydrostatischem Gleichgewicht vorhanden sein müssen, bezogen hätte. Da die Eintauchtiefe dieser

Massen sehr groß ist, würde eine Zusatzreduktion zu den isostatischen Reduktionsmethoden, die die Konvergenz der Lotrichtungen zu berücksichtigen gestattet, vielleicht merkliche Beträge erreichen. Aber auch wenn das nicht der Fall ist, würde eine solche Formel das theoretische Interesse haben, daß man zahlenmäßig festgestellt hätte, daß der Unterschied zwischen der Schwere bei Druckausgleich und bei Massenausgleich so klein ist, daß die Vernachlässigung der Konvergenz der Lotrichtungen keine merklichen Fehler im Gefolge hat.

Man kann bei diesem Vergleich auch die Kondensation beibehalten, wenn dies aus irgendeinem Grunde wünschenswert sein sollte. Nur muß man dann auch die kompensierenden Massen in die Meeresoberfläche kondensiert denken. Dann werden zwar auch nur gedachte Massen verglichen, aber sie sind in der gleichen Weise von den wirklichen Massen abgeleitet und können als gleichwertige Vertreter der wirklichen Massen angesehen werden. Der Vergleich zwischen ihnen kommt infolgedessen in der Endwirkung auf einen Massenausgleich zwischen wirklichen Massen heraus. Er kann daher auch Aufschlüsse über wirkliche Zustände in der Erdkruste liefern. Ein Ausgleich zwischen wirklichen Massen einerseits und nur gedachten Massen andrerseits, wie ihn Herr Wegener vorschlägt, kann solche Aufschlüsse nicht geben.

17. Herr Wegener gebraucht für die Lotrichtungen den Ausdruck „Lotlinien". Beides ist nicht dasselbe. Nach Helmert nennt man Lotlinien die gekrümmten Linien, die alle Niveauflächen senkrecht durchstoßen und deren Tangenten die Lotrichtungen sind.

18. Was Herr Wegener auf S. 35 als Freiluftreduktion definiert, ist die Niveaureduktion, während die Freiluftreduktion eine Massenreduktion ist. Die Niveaureduktion tritt zu allen Massenreduktionen hinzu, zur Bouguerschen, Rudzkischen, Preyschen und allen anderen ebenso, wie zur Freiluftreduktion. Der Umstand, daß die letztere meist zu Null angenommen wird und daher bei ihrer Anwendung die Niveaureduktion allein in Erscheinung tritt, gibt kein Recht dazu, die Niveaureduktion als Freiluftreduktion zu bezeichnen.

19. Herr Wegener nennt die Größe $d\,g/d\,h$, d. h. die Änderung der Schwerebeschleunigung mit der Höhe „Vertikalgradienten des Schwerepotentials" oder auch „Potentialgefälle der Schwere"! Er verwechselt also den ersten und den zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials, da die Schwere g selbst der Vertikalgradient des Schwerepotentials ist.

20. Ich bin überzeugt, daß Herr Wegener weiß, daß man verschiedenartige Dinge nicht zusammenzählen kann. Trotzdem kommen in seiner Gleichung (1) eine Schwerebeschleunigung g_0 und eine Masse f als Summanden einer Summe nebeneinander vor. Auch weiterhin wird f ausdrücklich als „Masse" und als „Massenüberschuß" bezeichnet, trotzdem aber Beschleunigungen gleichgesetzt!

21. Herr Wegener benutzt vielfach NN als Abkürzung für Meeresoberfläche oder Meeresniveau. Das ist zwar bequem, man sollte es aber trotzdem nicht tun, weil es irreführend ist. Denn Normalnull liegt zwar in der Nähe des Meeresspiegels, weicht aber definitionsgemäß bewußt davon ab.

22. Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß mein früheres Urteil, daß die Wegenerschen Ausführungen, insbesondere seine Formel für eine hydrostatische Schwerereduktion nicht haltbar sind, zutrifft.

II.

23. Die in Ziffer 15 gegebene Ableitung der Wegenerschen hydrostatischen Reduktion enthält einen Widerspruch. Es ist zwar in Gleichung (1) durch den Faktor $\frac{(R+H)^2}{(R+h)^2}$ die Abnahme der Schwere mit der Höhe, oder was dasselbe ist, die Konvergenz der Lotrichtungen berücksichtigt worden. Dagegen gilt der Ausdruck $2\pi f \varrho (H-h)$ nur für eine ebene und unendlich ausgedehnte Scholle, was einer Vernachlässigung der Konvergenz der Lotrichtungen gleichkommt. Auch in Gleichung (2) ist diese Konvergenz nicht berücksichtigt. Es war nötig, diesen Widerspruch zunächst bestehen zu lassen, weil er den von Herrn Wegener aufgestellten Prinzipien entspricht.

Jetzt soll aber die Wegenersche hydrostatische Reduktion auch noch mit vollständiger Berücksichtigung der Konvergenz der Lotrichtungen für größere Schollen ermittelt werden.

24. Zu diesem Zwecke ist es erforderlich, die Anziehung einer kugelförmig gekrümmten Scholle von endlicher Dicke auf einen Punkt, der über oder unter ihrem Mittelpunkt liegt, zu kennen. Helmert und Jung geben nur die Formel für eine unendlich dünne Scholle.

Es sei c die Höhe des angezogenen Punktes, h_u die Höhe der unteren, h_0 die der oberen Schollengrenze über der Kugeloberfläche, deren Halbmesser R sei. Ferner sei ψ der Zentriwinkel, der dem sphärischen Halbmesser a der Scholle entspricht. Die Höhen c, h_u, h_0 seien klein gegen R, dann kann man die Formeln für unendlich dünne Schollen [Helmert, H. G. 2, S. 145, Formel (3) und (3*)] entwickeln und integrieren. So findet man die Anziehung A einer Scholle von endlicher Dicke gleich

$$\left.\begin{aligned} A = 2\pi f \varrho \Bigg[& \frac{R^2}{(R+c)^2}(h_0 - h_u) \pm \frac{R^2}{(R+c)^2}\sqrt{4R^2\sin^2\frac{\psi}{2}\left(1+\frac{h_0}{R}\right)\left(1+\frac{c}{R}\right)+(c-h_0)^2} \\ & \mp \frac{R^2}{(R+c)^2}\sqrt{4R^2\sin^2\frac{\psi}{2}\left(1+\frac{h_u}{R}\right)\left(1+\frac{c}{R}\right)+(c-h_u)^2} + \frac{h_0^2-h_u^2}{R}\left(1 \pm \sin\frac{\psi}{2}\right) \\ & - \frac{1}{2}\frac{(h_0^2-h_u^2)\,c}{R^2}\left(4 \pm 3\sin\frac{\psi}{2} \pm \operatorname{cosec}\frac{\psi}{2}\right) + \frac{1}{3}\frac{h_0^3-h_u^3}{R^2}\left(1 \pm \operatorname{cosec}\frac{\psi}{2}\right) + \cdots \Bigg] \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Das obere Vorzeichen gilt, wenn $c \geqq h_0$, das untere, wenn $c \leqq h_u$ ist. Wegen der Glieder mit cosec $\psi/2$ ist es fraglich, ob für sehr kleine ψ die Entwicklung konvergiert. Solange $a > \frac{c}{1000}$ und $a > \frac{h}{1000}$ ist, konvergiert die Reihe noch bei Schollen von 8000 m Dicke.

25. Soll die Krümmung der Scholle voll berücksichtigt werden, so ist in Gleichung (1) an Stelle der Anziehung einer ebenen Scholle die nach Gleichung (12) berechnete Anziehung einzusetzen. Dies gibt

$$g_h = [g - A_H]\frac{(R+H)^2}{(R+h)^2} - A_h \quad \ldots \quad (1^*)$$

Die Anziehung A_H findet man, wenn man in Gleichung (12) $c = H$, $h_0 = H$, $h_u = h$ setzt und das obere Vorzeichen benutzt, die Anziehung A_h, wenn man $c = h$, $h_0 = H$, $h_u = h$ setzt und das untere Vorzeichen nimmt.

Ferner ändert sich infolge der Konvergenz der Lotrichtungen das Volumen des Druckelements, so daß an Stelle von Gleichung (2) tritt

$$dD = q_0 \frac{(R+h)^2}{R^2} \varrho\, g_h\, dh \quad \ldots \quad (2^*)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$M = \sqrt{4R^2 \sin^2\frac{\psi}{2}\left(1+\frac{H}{R}\right) + H^2} \quad \text{und} \quad N = 4R\sin^2\frac{\psi}{2}\left(1+\frac{H}{R}\right) - 2H,$$

so findet man aus (1*) und (2*) durch Integration von 0 bis H

$$\left.\begin{aligned} D = q_0 g \varrho H \Big[1 + 2\frac{H}{R} + \frac{H^2}{R^2} + \frac{4\pi f \varrho}{g}\left(M - 2R\sin\frac{\psi}{2}\right) \\ - \frac{2\pi f \varrho H}{g}\left(1 + 3\sin\frac{\psi}{2} - \frac{H}{3M} - \frac{N}{2M} + \frac{1}{12}\frac{N^2 H}{M^3} + \frac{4}{3}\frac{H}{R}\right) + \cdots\Big] \end{aligned}\right\} \quad (3^*)$$

Ist ψ nicht allzu klein, so ist die Anziehung einer gedachten kondensierten Scholle mit der Flächendichte ϱ_k nach der Helmertschen Formel

$$A_{0k} = 2\pi f \varrho_k \left(1 + \sin\frac{\psi}{2}\right).$$

Für kleine ψ ist eine besondere Untersuchung nötig. Sie sollen hier daher ausgeschlossen werden. Dieser Ausdruck tritt in (1*) an die Stelle von $-A_h$, da der angezogene Punkt zwar im Meeresspiegel aber noch über der kondensierten Schicht liegt. Ferner ist $h = 0$ zu setzen. Dann gehen (5) und (6) über in

$$g_0 = (g - A_H)\frac{(R+H)^2}{R^2} + A_{0k}, \quad \ldots \quad (5^*)$$

$$\left.\begin{aligned} D_k = q_0 g \varrho_k \Big[1 + 2\frac{H}{R} + \frac{H^2}{R^2} + \frac{2\pi f \varrho}{g}\left(M - 2R\sin\frac{\psi}{2}\right) \\ - \frac{2\pi f \varrho H}{g}\left(1 + 2\sin\frac{\psi}{2} + \frac{H}{R}\left(1 + \sin\frac{\psi}{2}\right)\right) + \cdots + \frac{2\pi f \varrho_k}{g}\left(1 + \sin\frac{\psi}{2}\right)\Big] \end{aligned}\right\} \quad (6^*)$$

Indem $D_k = D$ gesetzt wird, ergibt sich die Flächendichte

$$\varrho_k = \varrho H\left[1 + \frac{2\pi f \varrho}{g}\left(M - 2R\sin\frac{\psi}{2}\right) - \frac{2\pi f \varrho H}{g}\left(1 + 2\sin\frac{\psi}{2} - \frac{H}{3M} - \frac{N}{2M} + \frac{1}{12}\frac{N^2 H}{M^3}\right) + \cdots\right] \quad (7^*)$$

und damit schließlich

$$g_0 = g + 2g\frac{H}{R} + g\frac{H^2}{R^2} + 2\pi f\varrho\left(M - \left(2R + H\right)\sin\frac{\psi}{2}\right) - \frac{2\pi f\varrho H^2}{R}\left(1 + \sin\frac{\psi}{2}\right)$$
$$+ \frac{4\pi^2 f^2 \varrho^2 H^2}{g}\left(1 + \sin\frac{\psi}{2}\right)\left(1 - \frac{M - (2R + 2H)\sin\frac{\psi}{2}}{H} - \frac{H}{3M} - \frac{N}{2M} + \frac{1}{12}\frac{N^2 H}{M^3}\right) + \cdots \quad (8^*)$$

oder in der Wegenerschen Schreibweise

$$g_0 = g + \Delta + \frac{\Delta^2}{4g} + B\left(\frac{M - (2R + H)\sin\frac{\psi}{2}}{H}\right) - \frac{B\Delta}{2g}\left(1 + \sin\frac{\psi}{2}\right)$$
$$- \frac{B^2}{g}\left(1 + \sin\frac{\psi}{2}\right)\left(1 - \frac{M - (2R + 2H)\sin\frac{\psi}{2}}{H} - \frac{H}{3M} - \frac{N}{2M} + \frac{1}{12}\frac{N^2 H}{M^3}\right) + \cdots \quad (9^*)$$

Die Berücksichtigung des vollen Einflusses der Krümmung der Scholle wirkt sich daher hauptsächlich so aus, daß noch ein Glied mit dem Faktor B, also ein Glied erster Ordnung, auftritt. Bei Schollen mit größerem Durchmesser, etwa von $2R\sin\psi/2 = 2H \approx a$ an, kann man M entwickeln und erhält

$$\Delta g = -\left[\frac{B\Delta}{2g}\left(1 - \frac{1}{4}\operatorname{cosec}\frac{\psi}{2} + \frac{5}{4}\sin\frac{\psi}{2}\right) + \frac{B^2}{g}\left(1 + \sin\frac{\psi}{2}\right)\right] \quad (10^*)$$

Das erwähnte Glied erster Ordnung ist in dem Glied $\frac{B\Delta}{8g}\operatorname{cosec}\frac{\psi}{2}$ der Gleichung (10*) enthalten. Es wird merklich, wenn $a = R\psi < 112\,H$ wird, denn für diese Grenze ist $\frac{B\Delta}{8g}\operatorname{cosec}\frac{\psi}{2} = 0{,}5\,H$ mgal, wenn H in km ausgedrückt wird.

26. Für einige leicht zu berechnende Fälle habe ich die vervollständigte Wegenersche hydrostatische Reduktion berechnet. Es ist für

$\psi = 180^0$	$\Delta g = -2\left(\frac{B\Delta}{2g} + \frac{B^2}{g}\right) = -0.0606\,H^2,$	
90^0	$= -\left(1.5303\frac{B\Delta}{2g} + 1.7071\frac{B^2}{g}\right) = -0.0486\,H^2,$	
$14^0\,30.6'$	$= 0,$	
$4R^2\sin^2\frac{\psi}{2}\left(1 + \frac{H}{R}\right) = H^2$	$= 0.4142\,B - \left(\frac{B\Delta}{2g} + 0.1751\frac{B^2}{g}\right) = 19.2H - 0.0198\,H^2$	

oder $\psi = 0.54'\,H_{\mathrm{km}}$

Wenn H in km ausgedrückt ist, ergibt sich Δg in mgal.

Für noch kleinere ψ bleibt die Reduktion positiv. Es ist auf den ersten Blick überraschend, daß die Wegenersche Reduktion bei kleinen Schollen positiv wird. Dies erklärt sich aber dadurch, daß die vertikale Komponente der Anziehung um

so kleiner wird, je näher die Teilchen der kondensierten Schicht an den unendlich wenig über ihr liegenden angezogenen Punkt heranrücken. Da bei kleinen Schollen die kondensierte Schicht auf Teilchen beschränkt ist, die nahe bei diesem Punkte liegen, ist die Vertikalkomponente der Anziehung der kondensierten Schicht verhältnismäßig klein. Die Teilchen kommen daher durch die Kondensation nicht in größere, sondern in kleinere Schwere. Es ist bei kleinen Schollen daher kein Überschuß der wirklichen Masse über die den gleichen Druck ausübende kondensierte Masse vorhanden, sondern ein Unterschuß.

27. Aus den in Ziffer 16 angegebenen Gründen kommt aber auch der vervollständigten Formel für die Wegenersche hydrostatische Reduktion keine Bedeutung zu. Ich habe die Formeln dafür nur der Vollständigkeit halber abgeleitet.

Antwort auf die Bemerkungen Herrn Kohlschütters zu der Abhandlung: „Die hydrostatische Reduktion der Schwerebeobachtungen“

Von **Kurt Wegener**

Ich habe Herrn Kohlschütters Bemerkungen ebensowenig verstanden wie er offenbar meine Abhandlung verstanden hat. Es möge daher genügen, den Kernpunkt des Problems kurz zusammenfassend hier für den Leser darzustellen.

1. Bei der Bouguerschen Höhenreduktion der Schwerebeobachtungen im Gebirge wird die Wirkung des Plateaus, auf dem beobachtet ist (B), von der beobachteten Schwere abgezogen und nun mit Freiluftreduktion (Δ) auf das NN. hinuntergegangen. Wenn die so von dem sichtbaren Gebirge befreite Erdoberfläche die normalen Schwerewerte aufwies, konnte man auf einen Gleichgewichtszustand dieser korrigierten Erdoberfläche schließen.

Die Erfahrung zeigte, daß der Gleichgewichtszustand in viel höherem Maße vorhanden ist, und bei Verwendung der vollständigen Bouguerschen Reduktion ($g - B + \Delta$) die von der Höhe reduzierten Werte um so mehr von den Normalwerten abweichen, je höher das Gebirgsplateau war.

2. Infolgedessen mußte man vor etwa 100 Jahren dazu übergehen, die Anziehung des Gebirges mit zu berücksichtigen; dies geschah in der sogenannten Kondensationsmethode: Man dachte sich das Gebirgsplateau nach unten kondensiert und verlegte seinen Standpunkt mit Freiluftreduktion hiernach in das NN. Man erwartete, mit dieser Kondensationsmethode zur Übereinstimmung der höhenreduzierten Schwerebeobachtungen mit den Normalwerten für die gegebene geographische Breite zu kommen.

Die Erfahrung zeigte, daß man im Gegenteil prinzipiell größere Werte erhielt und der Unterschied gegenüber den Normalwerten wuchs mit der Höhe der Plateaus.

3. Untersucht man die Abweichung, die die Bouguer-Reduktion und die letztgenannte Reduktion der Kondensationsmethode gegenüber den Normalwerten gibt, so zeigt sich, daß ein Wert, der zwischen den beiden reduzierten Werten in der Mitte liegt, am besten übereinstimmt mit den Normalwerten für das NN. Für die Normalwerte im NN. besteht keine andere Bedingung als die, daß die Gesamtheit der Beobachtungen im NN. gegenüber diesen Normalwerten das Minimum der Abweichung aufweist. Dies gilt für die Breitenreduktion oder Schwereformel. Die gleiche Bedingung wird bei der Anwendung des Mittelwertes der beiden unter 1. und 2. genannten Reduktionen für die Höhenreduktion erfülllt. Eine Beanstandung dieser Reduktion schlösse also auch eine Beanstandung der Basiswerte der Schwereformel in sich. Der Mittelwert der beiden Reduktionen ist $g - B/2 + \Delta$.

4. Folglich muß in der bisherigen Reduktion nach der Kondensationsmethode ein prinzipieller Fehler vorhanden sein. Er liegt in folgendem: Innerhalb eines Plateaus wird die unterste Schicht, wenn B die Gravitation des Plateaus ist, mit B (genauer B') nach oben angezogen. Die Anziehung, die die oberste Schicht erfährt, ist 0, die gesamte Anziehung für das Plateau nach oben $= B/2$. Kondensiert man dieses Plateau nach unten, so wird es zu einem Teil der Kugelschalen der Erde und erfährt nach oben nach einem bekannten Satz Newtons keine Anziehung mehr. Es muß also der Wert $B/2$ bei der Reduktion der Kondensationsmethode in Abzug gebracht werden. Oder, ganz roh ausgedrückt: Wenn man auf einem der großen Eisfelder, etwa des Südpolargebietes, steht, so ist die Anziehung, die von dem Eisfeld ausgeht, größer als die Anziehung der verdrängten Wassermasse wäre, weil der Schwerpunkt dem Beobachter näher liegt. Wird also das Eis zu Wasser kondensiert, so wird die Gravitationswirkung der Eisscholle abnehmen. Der Höhenunterschied zwischen den Schwerpunkten der verdrängten Wassermasse und des Eises ist halb so groß wie die Höhe des Plateaus „entspricht" also $B/2$.

Daß eine Verlegung des Schwerpunktes notwendig sei, hat übrigens auch K. Jung gefunden. Nur fehlt bei seiner Verlegung der Massen in die Tiefe eine physikalische Begründung.

Die hydrostatische Reduktion ist also nichts anderes als die berichtigte Kondensationsmethode. Der Fehler, an dem die Anwendung der Kondensationsmethode in den vergangenen 100 Jahren von Stokes bis zur Gegenwart immer sichtbarer scheiterte, ist damit aufgedeckt.

Die Problematik der bisherigen Methoden der Höhenreduktion ist andererseits genügend bekannt. Noch 1939 veröffentlichte Weiken in einer Arbeit über die Schwerebeobachtungen der „Deutschen Grönland-Expedition Alfred Wegener" en Grönland die Schwerewerte mit Reduktion nach Bouguer, obgleich nach dem unter 1. Gesagten diese Reduktion keine vergleichbaren Werte liefern kann.

Die Einwendungen, die man gegen die verbesserte Kondensationsmethode machen kann, sind die gleichen, die man gegen die Breitenreduktion der Schwereformel erheben muß, auf die ich an dieser Stelle aber nicht eingehen möchte.

Entgegnung auf die Antwort von Herrn Wegener

Von Dr. **E. Kohlschütter**

Herr Wegener schreibt: „Wenn man auf einem der großen Eisfelder, etwa des Südpolargebietes, steht, so ist die Anziehung, die von dem Eisfeld ausgeht, größer als die Anziehung der verdrängten Wassermasse wäre, weil der Schwerpunkt dem Beobachter näher liegt. Wird also das Eis zu Wasser kondensiert, so wird die Gravitationswirkung der Eisscholle abnehmen. Der Höhenunterschied zwischen den Schwerpunkten der verdrängten Wassermasse und des Eises ist halb so groß wie die Höhe des Plateaus, entspricht also $B/2$."

Diese Sätze ermöglichen eine zahlenmäßige Prüfung der Theorie von Herrn Wegener, indem man die Anziehung von Eisschollen und der von ihnen verdrängten Wassermassen berechnet. Ist der Unterschied beider Anziehungen gleich $B/2$, so kann die Theorie von Herrn Wegener richtig sein. Ist er aber davon verschieden, so kann die Theorie nicht richtig sein.

Eine kreisförmige Eisscholle mit dem Halbmesser der Grundfläche a rage 50 m aus dem Wasser heraus. Dann ist erstens die Anziehung eines Zylinders von der Höhe $b_e = 395$ m und der Dichte $\varrho_e = 0.9$ auf den Punkt in der Mitte der Oberfläche der Scholle ($c_e = 0$) zu berechnen. Zweitens ist die Anziehung eines Zylinders von der Höhe $b_w = 345$ m und der Dichte $\varrho_w = 1.03$ auf den Punkt, der 50 m über der Mitte der Zylinderoberfläche liegt ($c_w = 50$ m), zu ermitteln. Es genügen für diese Rechnung die bekannten ebenen Formeln. Man findet folgende Anziehungen:

für $a =$	50 m	100 m	200 m	1 km	2 km	10 km
der Eisscholle	1.77	3.30	5.74	12.06	13.44	14.60 mgal
des verdrängten Wassers ..	0.76	2.13	4.68	11.70	13.27	14.56 mgal
Unterschied	1.01	1.17	1.06	0.36	0.17	0.04 mgal

Da $B/2$ hier 0.94 mgal ist, müßten alle Zahlen der Zeile „Unterschied" gleich 0.94 sein, wenn die Wegenersche Theorie richtig wäre. Da sie es nicht sind, kann auch die Theorie nicht richtig sein.

Potsdamer erdmagnetische Kennziffern

8. Mitteilung

Von **A. Burger,** Potsdam

Fortsetzung der Kennzifferreihen; vgl. Zeitschr. f. Geophys. **14**, 68—78, 230f., 272f. (1938); **15**, 214—221, 333f. (1939); **16**, 85f., 185f. (1940).

Tabelle 1. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern, Mai bis September 1940

Mai 1940	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	21	11	11	21	21	01	11	22	32	11	31	21	21	21	11
3— 6h	11	21	11	11	11	01	31	21	31	21	31	31	21	21	31
6— 9	01	01	11	01	11	01	21	01	01	21	21	21	11	11	11
9—12	11	11	12	11	11	01	11	01	21	21	21	21	21	21	21
12—15	11	11	21	11	22	01	11	21	31	32	21	22	21	21	21
15—18	21	21	11	11	23	01	11	11	31	31	21	22	21	21	35
18—21	36	11	01	11	22	01	11	11	21	45	46	31	32	21	46
21—24	21	01	11	21	21	01	11	11	21	41	21	35	35	21	31

Mai 1940	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0— 3h	31	21	41	45	21	11	47	21	31	45	31	57	21	31	01	11
3— 6	11	21	41	11	21	41	41	21	68	21	31	31	45	21	01	01
6— 9	01	11	41	11	11	11	32	01	42	02	21	11	31	11	01	01
9—12	01	31	31	11	21	01	41	21	78	11	11	31	31	11	01	01
12—15	01	22	57	21	35	01	35	11	58	11	31	11	31	11	12	11
15—18	01	31	31	21	45	11	31	2s	45	45	45	21	32	31	21	01
18—21	22	46	21	11	21	21	21	57	57	31	45	21	22	22	21	01
21—24	11	21	21	33	01	22	11	31	41	21	46	41	21	11	21	12

Juni 1940	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	11	21	11	31	11	41	47	41	21	31	21	11	01	11	41
3— 6	11	31	11	11	11	41	41	32	31	11	11	01	11	21	47
6— 9	11	11	11	01	31	31	31	32	22	21	11	11	01	33	31
9—12	21	11	11	01	11	31	32	22	22	11	11	01	01	32	31
12—15	11	21	41	11	21	41	33	31	21	11	11	21	11	45	41
15—18	11	31	21	11	21	41	31	45	31	11	21	21	21	67	47
18—21	22	11	21	11	21	31	32	42	45	11	11	21	21	51	31
21—24	21	21	22	11	42	32	41	45	31	22	21	21	22	62	11

Juni 1940	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0— 3h	32	31	21	21	11	11	12	31	31	4s	57	21	21	01	47
3— 6	21	31	31	31	11	21	11	11	31	78	32	31	11	22	43
6— 9	21	11	41	21	01	11	01	11	21	43	21	21	01	01	01
9—12	21	21	21	21	01	11	3s	11	21	79	22	21	01	11	21
12—15	31	41	21	31	11	11	31	11	31	99	22	31	11	11	21
15—18	21	32	11	31	11	11	21	21	21	78	6s	31	41	21	31
18—21	21	31	21	21	11	11	21	31	45	67	41	11	32	43	31
21—24	31	31	11	21	11	01	21	21	41	41	31	01	01	21	11

Juli 1940	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	45	11	11	42	31	31	11	21	21	42	31	21	11	31	31
3— 6	21	01	21	32	21	31	11	01	31	32	32	21	21	51	31
6— 9	01	01	11	32	11	22	11	11	11	32	22	11	21	22	22
9—12	11	11	21	32	11	21	12	01	21	42	11	21	53	32	22
12—15	11	11	31	32	21	32	21	11	32	42	11	11	68	31	32
15—18	21	21	31	31	31	31	31	21	31	31	21	11	67	31	31
18—21	31	21	41	31	45	32	31	11	32	31	21	21	41	31	31
21—24	01	11	41	42	41	21	11	32	31	32	21	11	31	31	21

Juli 1940	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0— 3h	21	21	01	11	01	21	21	21	21	31	22	02	12	11	21	31
3— 6	21	11	11	11	12	11	21	21	31	21	21	01	11	21	31	31
6— 9	11	11	01	11	11	11	32	01	21	21	12	01	01	21	21	22
9—12	11	01	11	11	01	21	22	11	31	37	11	11	21	21	22	22
12—15	21	11	11	21	11	11	37	21	21	11	11	11	21	11	41	22
15—18	21	31	01	21	11	21	31	21	21	31	21	21	21	11	31	31
18—21	21	11	01	22	21	31	31	21	21	11	01	01	01	46	41	32
21—24	21	01	11	32	11	21	21	22	35	22	12	02	11	35	31	31

August 1940	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	47	11	21	31	11	31	21	31	31	31	31	21	35	11	11
3— 6	31	12	21	21	21	21	11	21	22	21	21	21	21	31	11
6— 9	12	12	32	21	11	22	21	21	32	11	22	11	11	11	11
9—12	22	12	32	22	31	31	31	31	41	21	22	21	11	11	01
12—15	22	21	67	11	31	31	31	21	47	31	31	21	11	21	01
15—18	22	31	67	11	31	31	41	21	41	31	31	21	31	11	01
18—21	22	55	41	35	21	46	31	11	67	21	45	11	11	11	01
21—24	31	21	21	21	41	41	01	31	31	11	31	31	21	21	02

August 1940	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0— 3h	01	12	11	31	31	22	31	22	11	01	21	41	31	35	11	21
3— 6	01	01	11	11	31	21	11	11	01	01	21	32	32	11	01	01
6— 9	11	01	01	11	21	01	21	11	01	01	11	22	22	11	12	01
9—12	01	01	11	11	31	11	21	11	01	01	21	21	22	22	11	11
12—15	01	11	21	21	21	21	11	21	01	01	31	21	22	32	11	11
15—18	01	11	47	35	21	21	41	11	01	21	31	31	21	11	21	21
18—21	11	13	31	31	35	21	46	25	01	21	41	21	35	11	32	21
21—24	01	22	41	32	01	31	21	11	01	36	57	32	21	01	21	45

September 1940	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0— 3h	31	01	46	41	31	21	41	31	31	11	01	22	01	22	21
3— 6	31	01	41	31	21	11	31	21	35	01	01	11	01	21	31
6— 9	22	21	31	11	11	01	21	21	21	11	01	11	01	11	21
9—12	32	21	31	11	21	21	21	31	21	11	11	12	01	11	11
12—15	37	21	31	11	21	11	31	31	11	01	21	11	11	21	31
15—18	31	31	45	21	31	21	45	31	31	01	21	11	21	32	31
18—21	21	31	31	35	35	11	21	11	45	01	21	12	11	5s	45
21—24	01	31	41	41	11	35	55	21	45	12	11	11	01	31	11

September 1940	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0— 3h	11	01	01	11	01	21	01	11	11	31	11	67	47	21	11
3— 6	21	01	01	01	11	21	01	01	11	41	01	41	41	11	01
6— 9	11	11	11	11	21	21	11	01	01	31	01	11	41	11	11
9—12	11	01	11	01	21	32	21	01	01	31	11	21	31	21	01
12—15	42	11	01	11	31	31	31	01	01	21	01	21	31	35	11
15—18	45	11	01	01	41	11	21	01	11	46	6s	41	55	11	11
18—21	31	11	21	01	21	11	21	11	11	41	79	67	57	35	45
21—24	11	11	21	01	21	11	11	01	31	45	51	57	31	21	31

Tabelle 1a.

Zeiten der plötzlichen Sturmanfänge *s*, Januar bis August 1940

1940	Stärke	Weltzeit h	m	1940	Stärke	Weltzeit h	m
3. Januar	**7**	14	39.3	25. „	**7**	2	3.8
11. „	**6**	17	57.1	23. Mai	**7**	17	53.3
24. Februar	**5**	22	9.0	22. Juni	**3**	10	48.0
24. März	**9**	13	48.3	25. „	**9**	2	53.7
29. „	**8**	16	3.0	26. „	**6**	17	19.0
31. „	**7**	9	40.4	14. September	**5**	18	9.2
21. April	**3**	0	16.0	26. „	**7**	17	3.8

Tabelle 2.

Summen der 8 ersten Kennziffern K_1 für jeden Tag, nach 27tägigen Rotationen geordnet

Rotat.-Nr.	Erster Tag 1940	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1465	April 30.	17	12	8	8	9	13	0	11	9	18	21	20	19	17
1466	Mai 27.	21	22	14	7	3	11	15	14	8	16	**28**	**27**	**27**	21
1467	Juni 23.	14	23	**48**	**27**	16	11	12	19	13	8	20	**26**	20	21
1468	Juli 20.	7	14	20	13	19	17	10	4	9	16	23	21	19	16
1469	August 16.	2	6	16	17	18	14	19	11	1	7	22	21	19	12
1470	September 12.	9	4	19	19	17	5	6	**3**	**16**	**15**	11	2	7	**27**

	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27
1465	15	19	7	19	**27**	15	16	11	24	17	**38**	17	24
1466	12	11	10	8	**30**	**26**	19	22	17	19	6	8	14
1467	13	10	20	**27**	16	12	**29**	**25**	21	14	9	4	13
1468	**28**	16	19	24	18	18	**29**	17	22	15	14	12	3
1469	**11**	12	**19**	**15**	**28**	**19**	**17**	**12**	**25**	19	22	**4**	8
1470	20	**30**	**31**	15	11	**23**	16	22	11	11	17	**37**	**29**

Tabelle 3.

Anzahl der Kennziffern und Durchschnittswerte, Mai bis August 1940

$K_1 =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	K_{1m}	A	$K_1(A)$
Mai 1940:	34	61	80	42	24	5	1	1	—	—	1.94	21.1 γ	**2.58**
Juni 1940:	18	63	66	52	31	2	4	3	—	1	2.25	29.2	**3.05**
Juli 1940:	23	63	79	65	14	2	2	—	—	—	1.99	19.9	**2.49**
August 1940:	34	59	76	57	17	2	3	—	—	—	1.93	20.1	**2.51**
September 1940:	45	65	49	47	24	6	3	1	—	—	1.89	22.4	**2.66**

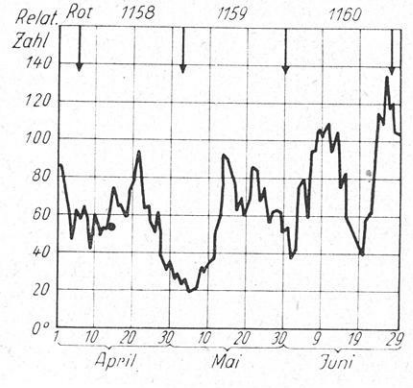
Potsdam, Geophysikalisches Institut.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1940

Von **W. Brunner**, Zürich. — (Mit 1 Abbildung)

Ganze Sonnenscheibe

Datum	April	Mai	Juni	Datum	April	Mai	Juni
1.	*E* 85^{c}	*E* 26^{ac}	*M* 38^{c}	17.	65	77	55
2.	80^{a}	28	41	18.	59	63^{a}	51
3.	*E* 65^{c}	23	*E* 77^{cd}	19.	*W* 71^{cd}	69^{a}	46^{d}
4.	46	25	80	20.	79^{a}	*M* 61^{c}	38
5.	62^{a}	19^{a}	58^{a}	21.	94^{a}	*E* 71^{ac}	*E* 58^{c}
6.	58^{ad}	21	95^{dd}	22.	83	86	61^{b}
7.	64	22	94	23.	63^{a}	85^{d}	83
8.	56	*E* 32^{c}	106	24.	*W* 64^{c}	67	*E* 113^{c}
9.	*W* 41^{c}	*E* 31^{c}	103	25.	56^{ad}	*E* 76^{ac}	108^{b}
10.	*E* 59^{c}	34	107	26.	50	57	*E* 136^{c}
11.	50^{a}	36	109	27.	62	61^{a}	117
12.	53	*M* 53^{acd}	*M* 94^{aac}	28.	38	62	120^{a}
13.	53	62^{a}	104	29.	32	62^{a}	104^{a}
14.	60^{d}	93^{a}	*M* 76^{c}	30.	35	53	103
15.	74	91	82	31.		54	
16.	65^{ad}	85	59^{d}	Mittel ...	60.7	54.4	83.9



Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

c = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 29. Juli 1940.

Referate und Mitteilungen

Nordlicht 1940, September 26

(Alle Zeitangaben MZG)

Beginn des Nordlichtes nicht beobachtet.

Erste Beobachtung 17^h44: Beiderseits des Nordpunktes lagert bis zu 3^0 über dem Horizont ein silberheller Streifen, obere Kante anfänglich parallel zum Horizont, Ausdehnung nach W und O je etwa 25^0; Kanten scharf, Helligkeit stark, an durch untergehende Sonne gut beleuchtete Wolken erinnernd, Helligkeit zunehmend, Farbe unverändert bis gegen 18^h40. Von 18^h12 an ändert sich die Form der Erscheinung, die bisher rechteckige Abgrenzung wird mehr und mehr zu einer abgestumpften Keilform dadurch, daß die westliche Kante sich nach oben hin ausdehnt, die östliche Kante unverändert bleibt. Die Formänderung kommt 18^h30 zur Ruhe.

Von 18^h42 an erscheinen beiderseits des Gr. Bären weitausgedehnte Flächenaufhellungen, westlich des Gr. Bären grünlich, östlich dagegen ockerfarben leuchtend, anfänglich wenig intensiv, rasch an Intensität zunehmend. Im Westen werden Bootes und angrenzende Teile der nördl. Krone, im Osten das Gebiet bis zu Capella hin von den Aufhellungen erfaßt, der Gr. Bär bleibt fast unberührt.

18^h51 erscheint ein fast genau vom Nordpunkt ausgehender höchstens 2 Bogenminuten breiter grünlicher Strahl, der dicht westlich an alpha und beta urs. mai. vorüber bis in Zenitnähe aufsteigt und unverändert dort bis fast 21 Uhr stehenbleibt.

19^h3 erreicht das Nordlicht seinen Höhepunkt: Schlagartig erscheinen in großer Zahl helle Strahlen. Alle kamen aus der noch immer am Nordhorizont lagernden hellen Bank, stiegen fast parallel, nur wenig zum Zenit konvergierend, mindestens bis zur Verbindungslinie Polaris zu alpha lyrae; zwei Strahlen der Ostseite erstrecken sich sogar bis in die Mitte der Cassiopeia. Alle Strahlen sind in Horizontnähe grünlich bis silberfarben; die westlichen Strahlen behalten diese Farbe durchweg, die östlichen Strahlen erscheinen von etwa 35^0 bis etwa 65^0 über dem Horizont rötlich mit gelben Rändern, darüber bis zu ihren Endpunkten wieder grünlich-silbern. Alle Strahlen sind recht schmal und stehen still. 19^h5 zähle ich 26 Strahlen gleichzeitig. Lebensdauer der einzelnen Strahlen 2 bis 3 Minuten, neue tauchen auf, die Strahlenbildung läßt zuerst im Osten schnell nach, hört auch im Westen nach 10 Minuten fast ganz auf.

Ab 19^h15 neue Phase, in der Flächenleuchten vorherrscht. Um das Sternbild Bootes herum leuchtete eine gewaltige Fläche in grünlichem Schein, in den sich für kurze Zeit blaue Töne mischen, das Gebiet des Gr. Bären, durch den noch immer der obenerwähnte Strahl zieht, erscheint unberührt; östlich von ihm bis zur Milchstraße hin ist der Himmel erfüllt von rotem, mit ockerfarbenen und gelblichen Tönen untermischtem Licht, daß man an eine mächtige Feuersbrunst in großer Nähe hätte glauben können. Von 19^h18 bis 19^h23 ist diese Rotfläche durch zahlreiche, von rechts oben nach links unten verlaufende und je $^1/_2{}^0$ voneinander abstehende grünliche Schraffen durchzogen, während gleichzeitig das grünliche Leuchten der westlichen Fläche schnell an Intensität verliert.

Langsam nimmt nun auch das Rot an Stärke ab; eine dunkle Wolkenbank, die schon länger ganz tief am Horizont beiderseits des Nordwestpunktes gelagert hatte, kommt von 19^h34 an schnell herauf und erreicht bereits 3 Minuten später Gamma im Bootes. Dann aber verschob sich die Wolke nach Norden und Nordosten hin, dabei in gleicher Entfernung vom Himmelspol verbleibend, nur vereinzelte abgesprengte Wolkenfetzen stiegen im Nordosten höher. Zwischen und unter ihnen blieb die Flächen-

erhellung weiter zu beobachten, die um 19^h52 und 20^h28 wieder beachtliche Stärke erreichte. Die letzte Aufhellung war unmittelbar nach 21^h zu beobachten.

Die Sonnenbeobachtung zeigte September 27 neben einem mittelgroßen Doppelfleck am nordwestlichen Rande einen gegen 47000 km im Durchmesser haltenden Fleck unmittelbar südlich des Sonnenäquators, der erst in den ersten Morgenstunden des gleichen Tages den Zentralmeridian überschritten haben kann. In kreisrunder Penumbra lag ein ebenfalls kreisrunder Kernschatten, der einen fingerartigen Auswuchs nach SO hin aufwies. Dieser Auswuchs ist September 30 nicht mehr zu sehen, der Fleck unverändert.

K. Liebermann, Danzig.

Das Nordlicht vom 29./30. März 1940 nach Beobachtungen in Pommern

Das Nordlicht vom 24. März 1940 hatte bereits die Aufmerksamkeit der meteorologischen Beobachter im Bezirksnetz der Wetterwarte Stettin auf sich gelenkt und dazu geführt, daß die Beobachter ihre Wahrnehmungen unter sich austauschten. Beim Auftreten des Nordlichtes am Abend des 29. März 1940 veranlaßte ich den diensthabenden Beobachter R. Denz von der Wetterwarte Stettin, schriftliche Vermerke von den einlaufenden Meldungen zu machen. Diese und meine eigenen Beobachtungen liegen dem folgenden Bericht zugrunde.

Das Meldenetz für Nordlichtbeobachtungen umfaßt 7 Stationen, die sich auf einen Geländestreifen von rund 300 km Länge der Pommerschen Küste verteilen, nämlich die Orte Neubrandenburg WNW in 90 km Entfernung von Stettin, Demmin NW in 110 km, Swinemünde NNW in 60 km, Dievenow NNE in 70 km, Kolberg NNE in 110 km, Stolp NE in 200 km und Märkisch-Friedland E in 100 km Luftlinie von Stettin. In der Zeit vom ersten Aufleuchten des Nordlichtes als diffuse rötliche Erhellung am Nordhorizont zwischen 20.30 Uhr MEZ und 20.45 Uhr bis zum Einlaufen der letzten Meldung aus Kolberg gegen 1.10 Uhr standen die Beobachter der genannten Stationen in fortlaufendem Gedankenaustausch. In Stettin konnte die Erscheinung bis 0.30 Uhr als allmählich erlöschender schwacher Schein am nördlichen Horizont verfolgt werden, an den anderen Stationen brechen die Beobachtungen kurz vor Mitternacht ab.

Das Nordlicht vom 29. März 1940 lenkte gegen 20.45 Uhr MEZ wegen des seltsamen diffusen rötlichen Leuchtens des nördlichen Horizonts die Aufmerksamkeit der Stettiner Beobachter auf sich. In demselben Maße wie in der Zeit bis 21 Uhr die rötliche Tönung*), einem mehr gelblich- bis grünlich-weißen Schein Platz machte, nahm die Helligkeit der Erscheinung ruckartig zu. Gegen 23 Uhr erreichte das Nordlicht hinsichtlich seiner Ausdehnung vom Deneb im Schwan im NE über Kepheus im Norden bis zum Sternbild Cassiopeia im NW und auch hinsichtlich seiner Helligkeit (Brillanz) den Höhepunkt der Entwicklung. Es stellte ein Segment eines grünlich leuchtenden Scheines dar von rund 20^0 Höhe über dem nördlichen Horizont mit ziemlich gleichmäßig verteilter Intensität in einem inneren flächenhaften Kern und einem darumgelegten diffusen, bald höher hinaufreichenden, bald sich zurückziehenden Saum räumlichen Leuchtens.

Gegen 22.15 Uhr wurden die ersten Strahlen**) beobachtet. Von dem grünlich-silbernen Schein als Hintergrund hoben sich einzelne etwa $^1/_2{}^0$ breite Strahlen mehr durch ihre tiefer grünliche Farbe als durch ihre größere Leuchtdichte ab. Der allmähliche

---

*) In Wittenberg wurde diese von W. Sandner, vgl. Die Sterne **20**, 111, 1940, als einzelne — im ganzen drei — gelblich bis rötlich gefärbte, zuletzt fächerförmige Struktur annehmende Wolken beobachtet, die vor dem hellen weißen Segment am N-Horizont sichtbar wurden.

) Als „hoch aufschießende Strahlenbündel" im NW beobachtet in Flensburg nach W. Möller, Die Himmelswelt **50, 93, 1940.

Übergang der größeren Helligkeit und intensiveren Farbe im Kern der Strahlen zu der weniger farbigen und weniger hellen Umgebung und die kurze Lebensdauer von der Größenordnung von 1 Minute erhöhte noch die Unbestimmtheit und Unstetigkeit der ganzen Erscheinung. Manchmal war es schwer zu entscheiden, ob es ein und derselbe Strahl war, der in einigen wenigen Grad Entfernung von seinem Ursprungsort in der diffusen Helligkeit des Untergrundes für kurze Zeit untergegangen und dann wieder aufgetaucht war, oder ob ein neuer Strahl den vorangegangenen abgelöst hatte. Von dem Beobachter in Demmin wurde diese Erscheinung sehr treffend als „Lichtwellen" beschrieben. Ob die gleichzeitig wahrgenommenen Farbabwandlungen derselben — um 22.35 Uhr grünlich, 22.50 Uhr bläulich, 23.10 Uhr orange und 23.30 Uhr bläulich — als wirkliche feine Änderungen der Tönung aufzufassen sind oder als eine Folge der Ermüdung des Auges erklärt werden müssen, bleibt solange eine offene Frage, wie die Bestätigung der Beobachtung von anderer Seite noch aussteht.

Die Beschreibung der Farbtönungen durch die einzelnen Beobachter ist, wie zu erwarten war, nicht einheitlich. Der diffuse Schein wird als gelblich-grün, vorwiegend aber als weißlich-grün, weiß-grün oder nur weiß bezeichnet. Der Mehrzahl der Beobachter sind die Unterschiede in der Sättigung der Farben zwischen den Strahlen und dem Schein nicht aufgefallen.

Der Vergleich der in Pommern durchgeführten Beobachtungen mit den in Arosa (F. W. P. Götz und W. Brunner-Högger*), Oberhelfenswil (F. Schmid) und in Braunschweig (F. Rossmann, J. Braun**) gemachten Feststellungen führt auf beachtenswerte Unterschiede, welche durch Hinweis auf die Verschiedenheit der Beobachter hinsichtlich Vorbildung, Übung und Erfahrung kaum aus der Welt zu schaffen sind.

Während der Höhepunkt***) der Erscheinung von allen Beobachtern übereinstimmend auf die Zeit nach 23 Uhr bis 23.30 Uhr verlegt wird, weichen die Angaben über Einzelheiten der Strahlenbildung weitgehend voneinander ab. Den Beobachtern in der Schweiz und in Pommern sind die ersten Strahlen zwischen 22 Uhr und 22.15 Uhr aufgefallen, die Braunschweiger Beobachter notieren als Anfang der Strahlenentwicklung aber erst 23.35 Uhr. In Arosa und Oberhelfenswil wurden die Strahlen als einzelne ruhende Gebilde gesehen und zeitlich und räumlich genau fixiert. Im Gegensatz dazu heben die Beobachter im norddeutschen Flachland übereinstimmend die Veränderlichkeit der Strahlen hinsichtlich ihrer Lage und Höhenerstreckung und die Schwankungen in Helligkeit und Tönung als besondere Merkmale hervor.

Die Beobachter in Braunschweig konnten ab 23 Uhr die Umbildung des Segments in einen Nordlichtbogen verfolgen. Die von den Beobachtern in der Schweiz und in Pommern abgegebenen Berichte geben keinerlei Handhabe, der zeitweiligen Verdeckung der Erscheinung durch Wolken besonders in der Nähe des Horizonts eine andere Deutung unterzulegen.

Die gegen Ende März zunehmende Neigung zu heiterem Wetter begünstigte die Beobachtung der Sonnenflecken. Die zur Verfügung stehenden Mittel reichten zwar aus, zwei Fleckengruppen auf der Sonne sichtbar zu machen und ihr Hinweggleiten über den Zentralmeridian der Sonne um den 25. März herum nachzuweisen, genügten aber nicht, um die stärkeren chromosphärischen Eruptionen ad oculos zu demonstrieren, welche an den Vortagen vor auffallenden Nordlichterscheinungen zu erwarten sind.

F. Löhle.

---

*) F. W. P. Götz u. W. Brunner-Högger, Die Sterne **20**, 113, 1940 (Heft 7).

) F. Rossmann, Zeitschr. f. angew. Meteorol. **57, 226, 1940 (Heft 7).

***) Nach Beobachtungen der Hamburger Sternwarte wurde der Höhepunkt erst gegen 24 Uhr erreicht, vgl. E. Milkutat, Die Sterne **20**, 91, 1940.

Wilhelm Kleffner: *Die Reichskartenwerke mit besonderer Behandlung der Darstellung der Bodenformen.* 106 Seiten mit 50 Abbildungen im Text und 16 Kartenbeilagen im Anhang. Berlin, Walter de Gruyter & Co., 1939. Preis geb. *RM* 6.—.

Das Ziel dieses Buches ist, allen denjenigen, die praktisch mit Karten arbeiten, einen kurzen Überblick über die Entstehung einer Karte zu geben von der Vermessung im Gelände bis zur technischen Herstellung der fertigen Karte, und zwar unter besonderer Berücksichtigung der Darstellung von Geländeformen. Es wendet sich demgemäß nicht nur an Geographen und Kartenwissenschaftler, sondern insbesondere auch an Lehrer und Schüler, Hochschüler, Techniker usw. und nicht zuletzt an die Angehörigen nationalsozialistischer Formationen und Soldaten. Auch der mit Karten im Gelände arbeitende Geophysiker kommt in Betracht. Diesem ausgedehnten Leserkreis entsprechend wird bei der Darstellung bewußt verzichtet auf wissenschaftliche Erörterungen, und es werden die kartenwissenschaftlichen Grundlagen nur soweit gebracht, wie es zum Verständnis des Textes und der Abbildungen unbedingt erforderlich ist.

Der erste Abschnitt behandelt kurz die geodätischen Grundlagen der Karte: einige Kartenprojektionen, Triangulation, Höhenmessung (trigonometrisch und durch Nivellements hoher Genauigkeit), topographische und photogrammetrische Aufnahmemethoden. Die knappe Darstellung dieses umfangreichen Gebietes auf 27 Seiten kann und will nur einen Überblick geben. Dieser eignet sich sowohl zur ersten Einführung, wie auch zur Wiederholung für denjenigen, dem die Vermessungsmethoden bis zu einem gewissen Grad vertraut sind.

Die Besprechung der Geländedarstellung auf der Karte ist dem zweiten Kapitel („Von der Natur zur Karte") vorbehalten. Sehr kurz behandelt wird die Darstellung des Grundrisses (Blattbegrenzungen, Maßstab, Signaturen), da sich das vorliegende Buch im wesentlichen mit der Geländeform beschäftigt. Bei der ausführlichen Betrachtung der letzteren gelingt es dem Verfasser, dem mit einer Karte vertrauten Leser einen recht anschaulichen Überblick über die verschiedenen Arten der Geländedarstellung zu geben (Höhenlinien, Bergschraffen, Reliefdarstellung durch Schummerung, Bezeichnung von Felsen, Gletschern, Schneefeldern, Dämmen, Böschungen usw.). Weiterhin werden die Möglichkeiten erörtert, Messungen auf den Karten vorzunehmen (Höhenbestimmung einzelner Punkte und ihre Genauigkeit, Messung und Berechnung von Böschungs- und Neigungswinkeln, Zeichnen von Profilen). Zum Schluß folgen kurze Ausführungen über die mit verschiedenen Geländedarstellungen erreichte Plastik und Formanschaulichkeit, die für die Güte einer Karte in hügeligem und gebirgigem Gelände ausschlaggebend ist.

Der dritte Abschnitt beschäftigt sich mit den amtlichen Kartenwerken des Deutschen Reiches und der Art ihrer Geländedarstellung. Hier werden verschiedene Karten im einzelnen besprochen (Grundkarte 1 : 5000, Meßtischblatt 1 : 25000, Karte des Deutschen Reiches 1 : 100000 u. a.) und die im vorigen Abschnitt gegebenen Richtlinien angewandt. Insbesondere kommt die Abhängigkeit der Geländedarstellung vom Maßstab zum Ausdruck.

Das kurze vierte Kapitel behandelt auf wenigen Seiten Seekarten und geologische Karten. Ein Schlußparagraph über die Verwendungsmöglichkeiten der verschiedenen Arten von Geländedarstellung schließt den ersten Teil des vorliegenden Buches ab.

Der zweite Teil beschäftigt sich auf etwa 30 Seiten mit der Technik der Kartenwiedergabe und Kartenvervielfältigung. Besprochen werden die wichtigsten Verfahren des Kartendrucks (Kupferstich, Lithographie, Reproduktionsphotographie usw.). Insbesondere wird eingegangen auf die modernen galvanoplastischen Verfahren. Neben der bloßen Beschreibung der Methoden und der zugehörigen Instrumente und Maschinen findet sich auch eine Beurteilung der verschiedenen Verfahren hinsichtlich ihrer Wirtschaftlichkeit, Korrekturfähigkeit und der Dauerhaftigkeit der Druckstöcke.

Zum Schluß werden in einem kurzen dritten Teil noch einige weitere in- und ausländische Kartenwerke unter besonderer Berücksichtigung der Geländedarstellung besprochen.

Im ganzen genommen kann der Versuch, mit diesem Buch dem Kartenbenutzer eine Einführung in die Arbeiten zu geben, die beim Werdegang seiner Karte und bei ihrer technischen Herstellung zu leisten sind, als gelungen bezeichnet werden. Aber auch derjenige, der die Kartenherstellungsverfahren kennt und zur Auffrischung seiner Kenntnisse einen kurzgefaßten Überblick benötigt, wird das vorliegende Buch mit Nutzen verwenden können. Heinrich Jung, Clausthal.

H. Ertel: *Elemente der Operatorenrechnung mit geophysikalischen Anwendungen.* Berlin, Verlag Julius Springer, 1940. 133 S. mit 8 Abb. und einer Operatorentabelle.

Die Operatorenrechnung nach Heaviside zur Auflösung gewöhnlicher Differentialgleichungen für eine Funktion $y_{(t)}$ beruht in ihrer ursprünglichen Gestalt darauf, daß die Differentialquotienten d^n/dt^n ersetzt werden durch die n-ten Potenzen p^n eines symbolischen Operators p, der bei der weiteren Rechnung wie eine gewöhnliche Zahl behandelt wird. In den Differentialgleichungen als Koeffizienten auftretende Funktionen der unabhängigen Veränderlichen t werden gleichfalls nach bestimmten Regeln durch Funktionen von p ersetzt. Hierdurch geht die ursprüngliche Differentialgleichung für $y_{(t)}$ über in eine algebraische Gleichung zwischen y und p, die, nach y aufgelöst, y nunmehr als Funktion des symbolischen Operators p darstellt. Diese ist schließlich durch Umkehrung der genannten Regeln wieder in eine Funktion von t zurückzuverwandeln, welche dann ein partikuläres Integral der gegebenen Differentialgleichung ist, und zwar speziell dasjenige Integral, das den Anfangsbedingungen $y_{(0)} = y'_{(0)} = y''_{(0)} = \cdots = 0$ entspricht. Bei partiellen Differentialgleichungen wird in entsprechender Weise vorgegangen, indem für die Differentiationen nach den verschiedenen unabhängigen Variabeln auch verschiedene Operatorsymbole verwendet werden.

Wenn auch in vielen Fällen die Operatorenrechnung in dieser Form auf überraschend einfachem Wege zur Lösung von Differentialgleichungen führt, so ist sie doch zunächst noch in mehrfacher Hinsicht unbefriedigend. Einmal gleicht sie mehr einem mathematischen Experimentieren, das erst durch den Erfolg gerechtfertigt wird, als einer streng begründeten Theorie, und man befindet sich auf recht schwankendem Boden. Die Bewältigung schwierigerer Probleme erfordert großes Taktgefühl, wenn Fehlschlüsse vermieden werden sollen. Andererseits macht sich störend bemerkbar, daß die durch die Operatorenrechnung in der Heavisideschen Form zu gewinnenden Lösungen der gegebenen Differentialgleichungen ganz speziellen Anfangsbedingungen unterworfen sind, die häufig nicht den zu lösenden Problemen entsprechen.

Dies mögen im wesentlichen die Gründe dafür sein, daß die Operatorenrechnung — die wegen der großen Vereinfachung der rechnerischen Prozesse ein wertvolles Hilfsmittel für die Lösung von Differentialgleichungen ist — nur langsam weitere Verbreitung gefunden hat und daher auch in der Geophysik fast gar nicht angewandt wurde (mir sind nur wenige Arbeiten von H. Jeffreys bekannt, die sich bei der theoretischen Bearbeitung seismischer Probleme schon vor längerer Zeit der Operatorenrechnung bedienten. So gelang es Jeffreys z. B. auf diesem Wege, für einen stoßförmigen Impuls an der Oberfläche einer horizontalgeschichteten Flüssigkeit die Existenz der theoretisch vorher noch nicht einwandfrei erklärten Mintrop-Welle rechnerisch nachzuweisen).

Die erwähnten Unzulänglichkeiten der ursprünglichen Heavisideschen Theorie sind heute behoben, indem die Operatorenrechnung durch Gründung auf die Theorie der Laplaceschen Transformationen eine sichere Grundlage erhält, die zugleich eine Erweiterung auf beliebige Anfangsbedingungen gestattet und somit die bisherige lästige Beschränkung des Anwendungsbereiches beseitigt. Demgemäß steht auch einer ver-

breiteteren Anwendung der Operatorenrechnung bei der Behandlung geophysikalischer Probleme nichts mehr im Wege, und es ist dem Verfasser des vorliegenden Buches sehr zu danken, daß er dem rechnenden Geophysiker eine brauchbare, kurz gefaßte, aber dennoch das für die Praxis der Operatorenrechnung Wesentliche enthaltende Einführung in diese Rechenmethode in die Hand gibt.

Der geringe Umfang des Buches verbietet von vornherein ein tieferes Eingehen auf die mathematischen Grundlagen. Für den praktischen Gebrauch der Operatorenrechnung ist dies auch nicht unbedingt erforderlich. Wer sich hierüber genauer unterrichten will, findet ausführlichere Darstellungen in dem beigefügten Schrifttumsverzeichnis.

Die erste Hälfte des Buches befaßt sich noch nicht mit der Operatorenrechnung, sondern bringt zunächst das wichtigste aus der allgemeinen Theorie der Differentialgleichungen und behandelt im zweiten Kapitel die hauptsächlichsten in der Physik und Geophysik auftretenden gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen. Vom Leser werden somit keine Vorkenntnisse gefordert, die über die Elemente der höheren Mathematik hinausgehen.

Das dritte Kapitel beschäftigt sich sodann mit der eigentlichen Operatorenrechnung. Hier ist es dem Verfasser gelungen, in einfacher und verständlicher Darstellungsweise das Wesentliche vorzutragen. Schwierigere mathematische Gedankengänge, die zwar zur exakten Behandlung der Theorie erforderlich, aber für denjenigen, der sie nur praktisch anwenden will, von geringer Bedeutung sind, werden vollkommen ver. mieden. Die wichtigsten Formeln und Regeln sind übersichtlich angeordnet und daher leicht zu finden. Von besonderem Nutzen ist die Operatorentabelle am Schluß des Buches.

Die im letzten Kapitel durchgerechneten Beispele zeigen sehr überzeugend die erhebliche Vereinfachung, die die theoretische Behandlung geophysikalischer Probleme durch die Operatorenrechnung erfahren kann. Die Auswahl der Beispiele läßt allerdings eine gewisse Einseitigkeit nicht verkennen. Sie entstammen fast ausschließlich der Physik der Atmosphäre und des Meeres (Elektronenbewegung in der Ionosphäre, elektrische Wellen in der Ionosphäre, harmonische Wasserwellen, stationäre Driftströme im homogenen Ozean, Eigenschwingungen abgeschlossener Wassermassen, Ausgleich von Salzgehaltstörungen im Ozean durch Turbulenz, nichtstationäre Driftströme im homogenen Ozean). Den festen Erdkörper behandelt nur ein einziges Beispiel (Wärmeleitung im Erdboden). Bei einer Neuauflage des Buches, dem man unter den Geophysikern weiteste Verbreitung wünschen möchte, wäre es sicher angebracht, wenn die noch fehlenden Teilgebiete der Geophysik durch einige weitere Beispiele berücksichtigt würden. Gelegenheit hierzu bieten beispielsweise die Schwingungsvorgänge in der Seismik, die Fortpflanzung der Schallwellen in der Atmosphäre wie auch einige geophysikalische Instrumente (z. B. Einschwingvorgänge bei Erschütterungsmessern und Galvanometern, Wirkung von Verstärkerapparaturen und Siebketten, Mitschwingungstheorie des Schwerependels).

Die vom Verfasser durchgerechneten Beispiele sind insofern besonders lehrreich, als auch ihre Behandlung nach den klassischen Methoden noch verhältnismäßig einfach und ihre Lösung bekannt ist. Der Vergleich mit der operatorenmäßigen Rechnung läßt deutlich die Vorteile der letzteren erkennen. Ihren vollen Wert zeigt die Operatorenrechnung allerdings erst bei solchen Problemen, deren Behandlung nach den klassischen Verfahren nur mit größeren Umständlichkeiten möglich ist, und ich möchte aus diesem Grunde anregen, bei einer Neuauflage des Buches die Beispielsammlung durch ein solches schwierigeres zu ergänzen. Es läßt sich so auch der bei manchem Leser vielleicht entstehende Eindruck vermeiden, daß die Operatorenrechnung zwar eine sehr interessante mathematische Spielerei sei, daß man ihrer aber weiter nicht bedürfe, da auch die Lösung der behandelten Differentialgleichungen nach den klassischen Methoden ohne Schwierigkeit — wenn auch vielleicht etwas umständlicher — möglich ist.

Heinrich Jung, Clausthal.

Wissenschaftliche Wettbewerbe der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V.
Elfter Wettbewerb 1941.

Die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. schreibt jährlich sich wiederholende Wettbewerbe für wissenschaftliche Arbeiten aus. Zugelassen sind wissenschaftliche Arbeiten von Wert aus den Gebieten der Zeitmeßkunde und Uhrentechnik. Ein festes Thema wird nicht vorgeschrieben. Jeder Bewerber kann sich das besondere Thema, das er bearbeiten will, selbst auswählen. Es wird besonders auf die folgenden Themen hingewiesen:

1. Konstruktion einer wohlfeilen schreibenden Zeitwaage (also eines Gerätes, das einen sofortigen Vergleich der Gangleistung der zu prüfenden Uhr mit dem Zeitnormal gestattet).
2. Experimentelle Untersuchungen über die Casparische Theorie des Isochronismus bei Spiralfedern ohne Endkurven.
3. Zweckmäßige Reinigungsmittel und Reinigungsverfahren für Uhren und ähnliche Geräte, anwendbar
   a) bei der Herstellung der Uhren in Fabriken,
   b) nach Gebrauch der Uhren und Geräte in Reparaturwerkstätten.
   Die Reinigungsmittel und -verfahren müssen dem Zweck angepaßt, leicht anwendbar und möglichst jederzeit ausführbar bzw. erlangbar sein.

Weiter sei nochmals auf die folgenden früher bereits vorgeschlagenen Themen hingewiesen:

4. Es ist eine Verbreiterung des Bereiches der Temperaturkompensation bei Unruhuhren anzustreben. Dies kann durch metallurgische und durch konstruktive Maßnahmen geschehen. In allen Fällen ist auf Einfachheit, Zuverlässigkeit und leichte Durchführbarkeit der Vorschläge zu sehen und allgemein eine Verbesserung der Gangleistungen anzustreben.
5. Es sind eindeutige deutsche Fachbezeichnungen zunächst aus den Gebieten der Taschen- und Armbanduhrfabrikation aufzustellen. Nach Möglichkeit sind die Ausdrücke verschiedener Gegenden zu überbrücken und zu vereinheitlichen.

Die Teilnahme ist offen für jedermann. — Für Preise steht bis auf weiteres alljährlich ein Betrag von 2000 RM zur Verfügung. Wettbewerbsarbeiten müssen jeweils bis zum 1. April des Jahres bei der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin SW 68, Neuenburger Str. 8, in einer für den Druck geeigneten Form eingereicht sein, um in dem betreffenden Jahre zur Wertung zu gelangen. Später einlaufende Arbeiten können in der Regel erst beim nächstjährigen Wettbewerb gewertet werden.

Die Arbeiten müssen, auf den bisherigen gesicherten Ergebnissen der Wissenschaft aufbauend, auf praktische oder theoretische Weise oder in Verknüpfung beider Methoden ein Problem der Zeitmeßkunde oder Uhrentechnik lösen oder wenigstens der Lösung näherbringen. Dies soll in knapper, durchsichtiger, aber logisch einwandfreier Form dargestellt werden. Das Ergebnis muß ferner praktischen Wert haben, und die Verwertbarkeit etwaiger Vorschläge muß theoretisch oder praktisch begründet sein.

Es kommen nur solche Arbeiten in Frage, die bisher weder ganz noch teilweise veröffentlicht worden sind. Arbeiten, die nicht in *vollständig druckfertiger Form* eingeliefert sind, werden keiner Bewertung durch die Preisrichter unterzogen, können nicht preisgekrönt werden, auch wenn sie sachlich gute Vorschläge enthalten, und die Gesellschaft behält sich vor, solche Arbeiten den Einsendern sofort zurückzusenden. Nicht preisgekrönte Arbeiten können zur Veröffentlichung angekauft werden. Die Veröffentlichung der preisgekrönten oder angekauften Arbeiten erfolgt (unter Umständen in gekürzter Form) auf Kosten der Gesellschaft. Abgesehen hiervon bleiben dem Einsender alle Urheberrechte gewahrt. Einer Verwendung aller eingereichten Arbeiten, auch der preisgekrönten, als Doktorarbeiten, steht seitens der

Gesellschaft nichts im Wege. Die Entscheidung der Preisrichter ist endgültig und unanfechtbar.

Preisrichter sind die Mitglieder des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft; das sind zur Zeit: Der Obmann Prof. Dr. F. Pavel, Potsdam; ferner Dr.-Ing. J. Baltzer, Fichtenau bei Berlin; Prof. Dr.-Ing. H. Bock, Hamburg; Oberstudiendirektor Dr. K. Giebel, Glashütte i. Sa.; Studienrat Alfred Helwig, Glashütte i. Sa.; Fabrikant Otto Lange, Glashütte i. Sa.; Dr. J. Weber, Leipzig.

Anfragen sind zu richten an die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin SW 68, Neuenburger Str. 8.

Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V.

Berlin, am 30. Juli 1940. Fr. A. Kames, Vorsitzender.

Der Zehnte (wissenschaftliche) Wettbewerb der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. war erfolgreich

Obgleich der Einreichungsschluß des Zehnten Wettbewerbs 6 Monate nach Kriegsbeginn lag, konnten dem Prüfungsausschuß doch einige Arbeiten vorgelegt werden. Das Ergebnis darf als recht erfreulich bezeichnet werden, da zwei Arbeiten mit einem Preis bedacht werden konnten.

Der Arbeit von Direktor Dipl.-Ing. E. Tritschler, Chemnitz, „*Stroboskopische Zeitwaage mit ortsveränderlicher Lichtblitzquelle*" wurde ein Preis von 250 RM zuerkannt. Sie enthält eine kurze Übersicht über bisher bekannte Zeitwaagen und die Beschreibung der neuen Zeitwaage. Diese besteht aus einem von einem Synchronmotor angetriebenen Kontaktwerk, das von einem stimmgabelgesteuerten Röhrengenerator gespeist wird und seinerseits eine Glimmlampe steuert, die als Lichtblitzquelle dient. Weiter sind die Wirkungsweise der Zeitwaage und das Beobachtungsverfahren beschrieben. (Anmerkung für die Schriftleitungen von Tageszeitungen: „Zeitwaagen" sind Instrumente, die in den letzten Jahren entwickelt wurden, um den Gang einer zu prüfenden Uhr in einem möglichst kurzen Zeitraum zu ermitteln, d. h. man kann mit diesen Geräten in wenigen Minuten feststellen, welche Gangabweichung die zu prüfende Uhr im Laufe eines Tages zeigen wird. Soweit diese Geräte mit einer Registriervorrichtung ausgerüstet sind, wird durch eine Kurve das Gangbild der Uhr für die Prüfdauer wiedergegeben, aus dem unter Umständen Rückschlüsse auf in der Uhr vorhandene Fehler gezogen werden können. In der Fabrikation dienen Zeitwaagen dazu, die fertiggestellten Uhren in einer Beobachtungsdauer von einigen Stunden auf den besten mittleren Gang zu bringen, wozu sonst einige Tage erforderlich sind.)

Der Arbeit von Vermessungsassessor Dipl.-Ing. E. Müller, Berlin, „*Über die gebräuchlichsten Uhrvergleiche ohne Registrierung für astronomisch-geodätische Zwecke*" wurde ebenfalls ein Preis von 250 RM zuerkannt. Sie enthält: A. Die Grundlagen der Uhrvergleiche (Vergleiche mit Zeitsignalen, Koinzidenzsignalen, durch Chromographen). B. Genauigkeit der Uhrvergleiche. C. Die Beschreibung des „Uhrstandmessers", eines neuen Hilfsgerätes für Uhrvergleiche. Beobachtungsverfahren mit dem neuen Gerät. Vor- und Nachteile. Genauigkeit. D. Schrifttumsnachweis. (Anmerkung für die Schriftleitungen von Tageszeitungen: Während das in der ersten Arbeit genannte Gerät anzeigt, um welchen Betrag eine Uhr innerhalb einer bestimmten Zeit vor- oder nachgeht, handelt es sich hier darum, den Stand der Uhr zu vergleichen, d. h. festzustellen, um wieviel der Stand der Uhr in einem bestimmten Augenblick von der richtigen Zeit abweicht.)

Bei dieser Gelegenheit sei daran erinnert, daß die wissenschaftlichen Wettbewerbe der Gesellschaft alljährlich laufen. Es stehen jeweils 2000 RM für Preise zur Verfügung. Einreichungsschluß ist alljährlich der 1. April. Auskünfte gibt die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin SW 68, Neuenburger Str. 8.

Schriftwalter: G. Angenheister, Göttingen. — Anzeigenleiter: Wilhelm Zimmermann, Braunschweig.
Druck u. Verlag: Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig: I. v. W. g.; z. Z. gilt Anzeigenpreisliste No 2.

Numerische Untersuchung über Radiusvektor und Azimut der Polbahn 1890—1938

Von **R. Schumann**, Wien. — (Mit 2 Abbildungen)

A.

Der Radiusvektor r eines Punktes der sogenannten „Polbahn" sowie seine Koordinaten x und y einzeln sind von verschiedenen Autoren (H. Kimura, W. D. Lambert, K. Ledersteger, A. Prey, R. Schumann, E. Wahl, B. Wanach u. a.) numerisch erforscht worden; wenig beachtet wurde das Azimut A. Aus den üblichen graphischen Darstellungen der „Polbahn" vermittelst x und y ersieht man

erstens, daß der Drehsinn im allgemeinen dem des Uhrzeigers entgegengerichtet ist,

zweitens, daß bei größeren Beträgen von r die Drehung nahe gleichmäßig erfolgt und

drittens, daß bei kleinem r praktisch A unsicher, sogar unbestimmt werden kann, wobei seine aus den mittleren Fehlern von x und y abzuleitende Unsicherheit in Betracht zu ziehen ist. In der Umgebung des Koordinaten-Nullpunktes können die Ausschläge 180^0 überschreiten; größere Unsicherheit kann Monate hindurch dauern. Diese Schwierigkeiten mögen bewirkt haben, daß A weniger beachtet wurde.

Vor etwa 30 Jahren äußerte R. Helmert dem Verfasser gegenüber: „es sollte auch das Azimut untersucht werden", und diesem Wunsche kommt Abschnitt C nach; jedenfalls steht dem Azimut nebst der zugehörigen Winkelgeschwindigkeit ein eigener Wert zu wegen der näheren Beziehung zur Zeit.

In den Abschnitten B und C werden besonders die in r und in A auftretenden Periodizitäten untersucht. Es bezeichnen

d mittleren Sonnentag,
P_J Dauer des siderischen Jahres 365^d25636,
P_{Ch} Dauer der 14-monatigen (Chandlerschen) Periode,
$P_{6.5}$ Dauer der 6.5-Jahres-Periode.

Für Mittelwerte über längere Zeitabschnitte ist bekanntlich die Beziehung aufgestellt worden (s. u. a. Schrifttum Nr. 1, S. 318):

$$\frac{1}{P_{Ch}} + \frac{1}{P_{6.5}} = \frac{1}{P_J} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (I)$$

man erhält daraus folgende Gleichung zwischen Winkelgeschwindigkeiten:

$$+ 0^{0}.8333333 + 0^{0}.1522758 = + 0^{0}.9856091,$$

gültig im Durchschnitt über entsprechend lange Zeitspannen. Die Tabelle 1 zeigt den Zusammenhang zwischen gleichzeitigen Wertepaaren P_{Ch} und $P_{6.5}$ gemäß Gleichung (I).

Tabelle 1. Strenger Zusammenhang zwischen Chandler- und 6.5-Jahresperiode

P_{Ch}	$P_{6.5}$	P_{Ch}	$P_{6.5}$	P_{Ch}	$P_{6.5}$
380^{d}	$25^{a}.774$	414^{d}	$8^{a}.493$	448^{d}	$5^{a}.414$
384	20.487	416	8.198	452	5.211
388	17.060	420	7.672	456	5.025
392	14.658	424	7.218	460	4.855
396	12.881	428	6.821	464	4.699
400	11.513	432	6.472	468	4.555
404	$10.427._{5}$	436	6.163	472	4.422
408	9.545	440	5.887	476	4.298
412	8.814	444	$5.638._{5}$	480	4.183

In einer früheren Arbeit (Schrifttum Nr. 2, II. Mitt., S. 362) leitete ich aus Untersuchungen verschiedener Autoren für $P_{6.5}$ den Mittelwert $6^{a}.52 \pm 0^{a}.05$ ab; die Übereinstimmung mit dem Tafelwert für den bekannten Mittelwert $P_{Ch} = 432^{d} : 6^{a}.472$ ist gut. Die beiden eingerahmten Tafelwerte beziehen sich auf die beiden Wittingschen Grenzwerte für die Chandlersche Periode: 414^{d} und 464^{d}.

Seit Jahrzehnten ist bekannt (s. z. B. Schrifttum Nr. 3, S. 353), daß P_{Ch} veränderlich ist mit der Zeit. Es entsteht somit die Frage nach dem Weiterbestehen der Gleichung (I); hierzu bringen die Abschnitte B und C Beiträge.

B.

Seit 1890 ist es üblich, die Koeffizienten x und y aus der Interpolationsformel

$$\Delta\, \varphi = x \cdot \cos \lambda + y \cdot \sin \lambda \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{(II)}$$

als Koordinaten für Nord- und Südpol der Erde zu verwenden; es bedeuten: $\Delta\, \varphi$ die Abweichung der beobachteten Stations-Polhöhe φ gegen einen plausiblen Mittelwert, λ die geographische Länge einer Station des Internationalen Parallels $39^{0}\,8'$ gegen Greenwich, westlich positiv. Der Abstand dieses Parallels vom Nordpol beträgt rund 5670 km, vom Südpol 14400 km.

Eine Liste der x und y von 1890 bis 1938, fortschreitend um je $0^{a}.1$, verdanke ich der Güte von E. Wahl, sie lag seinen periodologischen Untersuchungen über die Polbahn zugrunde (Schrifttum Nr. 4).

Perioden-Dauern werden nach meiner Erfahrung entweder nicht oder doch weniger als Amplituden entstellt, falls der Ansatz von Darstellungsgleichungen

oder die Behandlung der Beobachtungen nicht ganz der Natur entspricht, die Amplituden erscheinen empfindsamer. Deshalb kann man die „Polbahn", obgleich an ihrer Realität berechtigte, noch nicht geklärte Zweifel bestehen, zu Erörterungen über die Dauer von Perioden heranziehen.

Die Wahlschen x und y stammen teils aus den Bänden der „Ergebnisse des Internationalen Breitendienstes", teils aus den „Astronomischen Nachrichten"; aus der Reihe der Radien: $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ bildete ich in bekannter Weise sukzessive Mittel über je 11 Jahreszehntel nach dem Schema:

$$\frac{0.0 + 0.1 + \cdots + 1.0}{11}, \qquad \frac{0.1 + 0.2 + \cdots + 1.1}{11} \text{ u. s. f.}$$

Da 11 aufeinanderfolgende Jahreszehntel 402^d umspannen und da

$$\tfrac{1}{2}\,(365^d26 + 432^a) \doteq 399^d$$

ist, so werden Einflüsse sowohl jährlicher als wie 14monatiger Periode bei diesem Glättprozeß wesentlich herabgedrückt, bei den ersteren bis auf 1 : 10, bei letzteren bis auf 1 : 12 ihres Betrages.

Die Termine für die 470 sukzessiven Mittel beginnen mit 1890.5 und enden bei 1937.5.

Die in Tabelle 2 mit : versehenen Werte sind nachträglich extrapolierte, sie können um einige 0".01 dadurch entstellt sein.

Bildet man nun, um den Verlauf des Radiusvektors r selbst kennenzulernen, die Reihe der Differenzen: Einzelwert r minus gleichzeitiges sukzessives Mittel, so zeigt sich, daß eine jährliche und eine 14monatige Periode nicht hervortreten, wie es doch bei x und bei y deutlich der Fall ist, es erscheinen nur langperiodische Schwankungen mit Amplituden von der Größenordnung 0".1. Den Verlauf ersieht man aus der späteren Tabelle 7 nebst zugehörender Skizze, das Verhalten der Amplituden aus Tabelle 8.

Setzt man, um dies näher zu verfolgen, an:

$$\begin{matrix} x \\ y \end{matrix} = a \cdot \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} 2\pi \left(\frac{t - t_0}{P_J}\right) + \alpha \cdot \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} 2\pi \left(\frac{t - \tau_0}{P_{Ch}}\right) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad \text{(III)}$$

so folgt:

$$r^2 = a^2 + \alpha^2 + 2\,a\,\alpha \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{P_J} - \frac{t}{P_{Ch}} - \frac{t_0}{P_J} + \frac{\tau_0}{P_{Ch}}\right)$$

oder nach (I)

$$r^2 = a^2 + \alpha^2 + 2\,a\,\alpha \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{P_{6.5}} - \frac{t_0}{P_J} + \frac{\tau_0}{P_{Ch}}\right) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad \text{(IV)}$$

Es bedeuten t die Zeit, t_0 und τ_0 Ausgangsepochen, a und α Konstanten. Somit tritt hier allein die 6.5-Jahresperiode auf; man vergleiche auch die etwas weitergehende Entwicklung in K. Lederstegers Analyse des Radiusvektors (Schrifttum Nr. 1, S. 321).

Tabelle 2. Sukzessive Mittel des Radiusvektors r über 1.1 Jahre

	1890	91	92	93	94	95	96	97	98	99	1900	01
.0	0″.250:	0″.263	0″.220	0″.172	0″.095	0″.076	0″.133	0″.197	0″.188	0″.153	0″.113	0″.080
.1	.260:	.261	.223	.162	.094	.079	.139	.200	.188	.150	.113	.086
.2	.266:	.263	.227	.151	.094	.081	.146	.203	.188	.146	.107	.091
.3	.268:	.268	.221	.139	.089	.084	.157	.206	.187	.139	.101	.098
.4	.272:	.269	.209	.131	.084	.090	.166	.202	.181	.128	.093	.104
.5	.273	.257	.200	.126	.081	.095	.171	.198	.175	.121	.087	.111
.6	.272	.239	.197	.122	.081	.100	.177	.195	.175	.116	.083	.118
.7	.271	.234	.200	.118	.079	.104	.184	.195	.177	.111	.080	.126
.8	.269	.234	.195	.111	.074	.110	.190	.192	.171	.108	.080	.136
.9	.266	.228	.186	.102	.073	.121	.194	.189	.160	.109	.075	.145

	1902	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13
.0	0″.159	0″.189	0″.195	0″.168	0″.129	0″.093	0″.167	0″.265	0″.315	0″.302	0″.247	0″.151
.1	.161	.190	.190	.166	.127	.092	.178	.274	.320	.300	.232	.149
.2	.159	.191	.185	.165	.122	.091	.186	.282	.319	.295	.219	.146
.3	.158	.193	.180	.164	.116	.095	.196	.290	.320	.291	.206	.141
.4	.159	.197	.176	.161	.111	.100	.205	.299	.324	.291	.194	.135
.5	.163	.199	.172	.157	.108	.106	.216	.306	.324	.287	.179	.131
.6	.169	.198	.173	.151	.102	.114	.227	.308	.320	.278	.167	.127
.7	.175	.197	.176	.143	.098	.127	.238	.309	.316	.270	.159	.127
.8	.180	.197	.176	.135	.095	.141	.247	.311	.308	.264	.154	.132
.9	.185	.198	.173	.130	.093	.154	.256	.313	.302	.258	.152	.138

	1914	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
.0	0″.141	0″.218	0″.255	0″.249	0″.154	0″.106	0″.124	0″.165	0″.177	0″.210	0″.139	0″.088
.1	.144	.227	.254	.243	.149	.097	.137	.169	.180	.208	.131	.080
.2	.151	.237	.256	.237	.139	.088	.154	.169	.179	.202	.123	.076
.3	.160	.244	.259	.226	.130	.083	.168	.166	.182	.197	.112	.074
.4	.167	.250	.262	.213	.124	.081	.174	.160	.185	.188	.103	.074
.5	.173	.257	.264	.203	.119	.082	.174	.153	.193	.180	.098	.077
.6	.180	.260	.266	.188	.111	.086	.172	.154	.205	.172	.098	.080
.7	.190	.259	.265	.169	.105	.093	.167	.157	.210	.158	.096	.077
.8	.203	.256	.261	.157	.108	.103	.162	.165	.210	.147	.097	.075
.9	.211	.255	.255	.154	.110	.113	.162	.173	.211	.144	.097	.079

	1926	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37
.0	0″.082	0″.041	0″.061	0″.079	0″.139	0″.160	0″.183	0″.146	0″.116	0″.080	0″.084	0″.121
.1	.086	.039	.061	.086	.144	.164	.184	.141	.113	.067	.087	.123
.2	.087	.038	.060	.094	.146	.166	.184	.129	.115	.062	.085	.121
.3	.084	.040	.050	.102	.144	.165	.177	.116	.116	.054	.085	.124
.4	.077	.042	.060	.109	.142	.165	.174	.106	.114	.052	.090	.129
.5	.070	.049	.060	.115	.142	.172	.169	.103	.119	.060	.098	.136
.6	.063	.055	.060	.123	.144	.179	.165	.108	.119	.066	.104	.140:
.7	.056	.058	.062	.128	.147	.184	.158	.111	.116	.074	.107	.141:
.8	.050	.058	.066	.133	.152	.184	.154	.117	.104	.078	.110	.142:
.9	.045	.061	.075	.137	.156	.186	.152	.116	.092	.082	.115	.143:

Die beiden nächsten Tabellen 3 und 4 dienen dazu, den Verlauf kleiner, in der Reihe der einzelnen r noch verbliebenen Anteile jährlicher und 14monatiger Periodizitäten zu zeigen. Um die Art ihrer Veränderlichkeit zu prüfen, teilte ich die Zeitspanne 1890 bis 1938 in sechs Abschnitte; als erster bietet sich die Zeit der

Tabelle 3. Restliche jährliche Periode im Radiusvektor r

Jahres-zehntel	Kooperation der Sternwarten 1890.5–1900.4	Stationen des 39. Parallels				
		vor 1922.7			nach 1922.7	
		1900.5–07.4	1907.5–15.4	1915.5–22.4	1922.5–30.4	1930.5–37.4
.5	−0″.016	+0″.029	+0″.008	+0″.028	−0″.001	+0″.017
.6	.000	+ .027	+ .010	+ .027	+ .006	+ .006
.7	+ .015	+ .011	+ .002	+ .027	+ .006	− .011
.8	+ .017	.000	+ .001	+ .016	+ .007	− .040
.9	+ .002	− .009	+ .005	− .001	+ .001	− .054
.0	− .013	− .021	+ .002	− .016	+ .004	− .016
.1	− .018	− .025	− .013	− .020	+ .012	+ .015
.2	+ .020	− .017	− .012	− .040	− .006	+ .031
.3	+ .007	− .005	− .002	− .032	− .016	+ .034
.4	.000	+ .001	+ .001	− .001	+ .004	+ .031

„Kooperation der Sternwarten“ 1890 bis 1900. Die Spanne 1900 bis 1938 wird ungesucht zerlegt durch den Termin 1922.7, zu dem an Stelle der mit der Jahreszeit vor- und zurückgehenden Tagesstunden der Messung auf den Internationalen

Tabelle 4. Restliche Periodizität im Radiusvektor r mit einer Dauer von $1^a2 = 438^d$

Kooperation der Sternwarten 1890–1900	Stationen des 39. Parallels				
	vor 1922.7			nach 1922.7	
−0″.005	+0″.018	+0″.001	+0″.015	−0″.005	+0″.001
− .001	+ .022	+ .004	+ .021	− .022	− .009
− .002	+ .015	+ .006	+ .033	− .025	− .011
− .009	+ .003	+ .017	+ .038	− .008	− .018
− .017	− .005	+ .024	+ .027	− .004	− .027
.000	− .008	+ .025	+ .010	+ .009	− .018
+ .002	− .011	+ .014	− .002	+ .008	+ .008
+ .001	− .011	− .001	− .032	+ .013	+ .016
+ ,006	− .013	− .012	− .042	+ .010	+ .023
+ .011	− .019	− .020	− .046	+ .001	+ .027
+ .006	− .002	− .035	− .022	+ .004	+ .010
+ .010	+ .007	− .026	− .002	+ .002	+ .020

Stationen zweckmäßigerweise die konstanten Tagesstunden 23^h und 1^h festgesetzt wurden. Die beiden so entstehenden Abschnitte von 23 und 15 Jahren teilte ich in drei und zwei Teile und bildete abschnittweise Mittel für r. Einige wenige überschießende Jahreszehntel mußten wegbleiben.

Die jährlichen Restschwankungen in r, geordnet nach Jahreszehnteln, enthält Tabelle 3.

Der mittlere Betrag ist 0".02; 0".05 wird nur einmal überschritten; eine Gesetzmäßigkeit ist nur angedeutet für 1900 bis 1922.7.

Über die Reste der 14monatigen Periode erhält man einen Überblick, wenn man je 12 aufeinanderfolgende r-Reste zusammenfaßt und abschnittsweise mittelt, siehe Tabelle 4.

Der durchschnittliche Betrag ist ebenfalls 0".02, 0".05 wird nicht überschritten; Gesetzmäßigkeit, verschieden in dem ersten und dritten Abschnitt gegenüber dem zweiten, ist angedeutet.

Zwischen den Dauern von P_{Ch} und $P_{6.5}$ *vor* 1922.7 gegenüber jenen *nach* diesem Termin stellt sich ein deutlicher Unterschied heraus. Aus der Wahlschen Liste der x und y lassen sich leicht ableiten *erstens* die Epochen ihrer Nullstellen, *zweitens* diejenigen der Höchst- und Tiefstwerte, mit einer Genauigkeit von einigen 0.01. Dadurch finde ich als Periodendauern P_{Ch} für die sechs Zeitabschnitte folgende Werte (s. Tabelle 5).

Tabelle 5. Dauer der Chandlerschen Perioden P_{Ch}

Zeitspanne	Aus Nullstellen d. Kurven		Aus Höchst- u. Tiefstwerten	
	x	y	x	y
Kooperation der Sternwarten				
1890—1900	1.21	1.20	1.21	1.19
	1.20	1.20	1.22	1.20
Internationale Stationen				
1900—1922.7	1.17	1.16	1.17	1.17
	1.17	1.17	1.18	1.16
	1.19	1.21	1.22	1.20
	1.22	1.21	1.20	1.22
	1.16	1.17	1.16	1.16
	1.18	1.17	1.18	1.14
ab 1922.7 konstante Tageszeit der Beobachtung				
1922.7—1938.0	1.13	1.18	1.13	1.10
	1.12	1.14	1.10	1.13
	1.18	1.12	1.14	1.14
	1.14	1.15	1.16	1.16
Mittel { vor / nach } 1922.7	1.188	1.186	1.192	1.180
	1.144	1.148	1.133	1.133
Differenz { nach minus vor } 1922.7	− 0.044	− 0.038	− 0.059	− 0.047
	± .011	± .014	± .015	± .016

Aus den vier Differenzen im Sinne: nach minus vor 1922.7 am Fuße der Tabelle 5 folgt als Mittel: -0.047 ± 0.04; ihr entspricht eine Verkürzung der Chandlerschen Periode um 17 mittlere Sonnentage.

Für die Dauer der 6.5-Jahresperiode habe ich auch ältere Reihen zugezogen (Schrifttum Nr. 3, S. 328); Nr. 1, S. 318; hinzu treten die beiden Reihen: sukzessive

Mittel von r (Tabelle 2) und die 48 Jahresmittel der r (Tabelle 7), aufgetragen in der nachfolgenden Skizze.

Tabelle 6. Dauer der 6.5jährigen Periode $P_{6.5}$ aus den Epochen der Höchst- und Tiefstwerte des Radiusvektors r der „Polbahn"

Zeitspanne	„Gezeitenerscheinungen ..." S. 328 Mi	„Gezeitenerscheinungen ..." S. 328 Ma	„Lederstegers Analyse ..." S. 318 Mi	„Lederstegers Analyse ..." S. 318 Ma	Kurven der 470 sukzessiven Mittel über 1^a1 Mi	Kurven der 470 sukzessiven Mittel über 1^a1 Ma	Kurven der Jahresmittel aus den 470 Mitteln Mi	Kurven der Jahresmittel aus den 470 Mitteln Ma	
				Kooperation					
1890		6^a48		6^a41					Vor- und zurückgehende Tageszeiten
bis	5^a75		5^a76		5^a95		5^a95		
1900		6.13		6.33		6^a04		6^a30	
				Internationale Stationen					
	6.69		6.51		6.09		6.08		
1900		6.85		6.72		6.72		6.58	
bis			6.48		6.73		6.76		
1923				5.66		5.91		5.98	
			5.83		5.74		5.59		
				6.99		6.22		6.51	
				Konstante Tageszeiten 23^h und 1^h					
1923					7.96		8.04		
bis						9.39		9.06	
1938					8.17		8.42		

Nach plausibler Mittelbildung folgt als beobachtete Dauer von $P_{6.5}$

zwischen 1890—1923	$6^a26 \pm 0^a13$
„ 1923—1938	8.51 ± 0.37
beobachtete Verlängerung	$+ 2.25 \pm 0.39$

Gemäß Gleichung (I) erhält man als zugehörige Dauern von P_{Ch}:

$$1^a1901 \pm 0^a0045 \text{ und } 1^a1332 \pm 0^a0065,$$

somit als berechnete Verkürzung: $- 0^a057 \pm 0^a009$; die Übereinstimmung mit der oben mitgeteilten beobachteten Verkürzung: $- 0^a047 \pm 0^a004$ genügt.

Zu einer weiteren Kontrolle kann man die Differentialbeziehung benutzen:

$$d P_{Ch} = - \left(\frac{P_{Ch}}{P_{6.5}}\right)^2 \cdot d P_{6.5}; \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (V)$$

auf der rechten Seite setzt man zweckmäßigerweise Zahlenwerte für die Intervallmitte; man findet

$$d P_{Ch} = - \frac{1}{40.5} \cdot (+ 2^a25 \pm 0^a039) = - 0^a056 \pm 0^a010.$$

Somit wird bestätigt, daß Gleichung (I) nicht nur gilt für Mittelwerte über längere Zeitspannen, sondern auch für das veränderte Wertepaar P_{Ch}, $P_{6.5}$, wie es sich

nach dem um 1922.7 vorgenommenen Wechsel in der Tageszeit der Messung einstellte. Die 48 Jahresmittel von r enthält Tabelle 7.

Tabelle 7. Jahresmittel aus den sukzessiven Mitteln des Radiusvektors r

Vor- und zurückgehende Tagesstunden der Beobachtung				Konstante Tagesstunden der Beobachtung	
1890.5	0".267	1906.5	0".110	1922.5	0".193
1.5	.252	7.5	.111	23.5	.181
2.5	.208	8.5	.212	24.5	.109
3.5	.133	9.5	.296	25.5	.078
4.5	.084	10.5	.317	26.5	.070
5.5	.094	11.5	.284	27.5	.048
6.5	.166	12.5	.191	28.5	.062
7.5	.198	13.5	.138	29.5	.111
8.5	.179	14.5	.172	30.5	.146
9.5	.128	15.5	.246	31.5	.173
1900.5	.093	16.5	.260	32.5	.170
1.5	.110	17.5	.204	33.5	.119
2.5	.167	18.5	.125	34.5	.112
3.5	.195	19.5	.093	35.5	.068
4.5	.180	20.5	.159	36.5	.097
5.5	.154	21.5	.163	37.5	.132
6.5	.110	22.5	.193		

Leichtere Übersicht gewährt beifolgende Skizze:

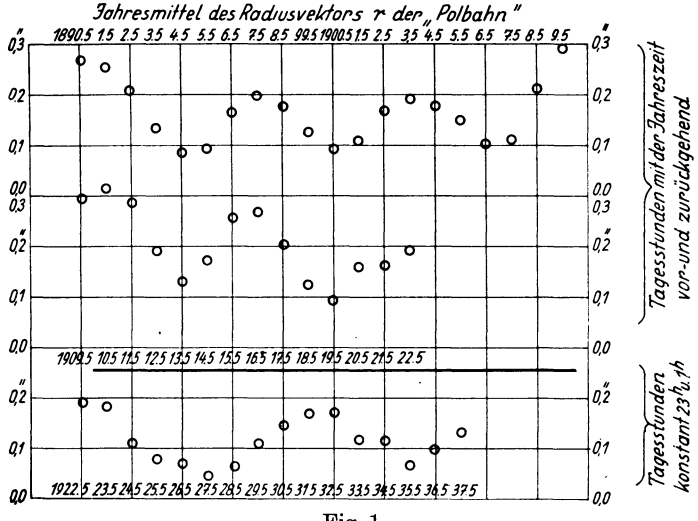


Fig. 1

Der aus den Tabellen 5 bis 8 sowie aus der Skizze ersichtliche Sprung um 1922.7 steht im Gegensatz zu dem allmählichen Übergang, wie ihn die Kimurasche

Formel für die Abhängigkeit der Chandlerschen Periode von der Zeit verlangt (Schrifttum Nr. 5; H. Kimura, V. Berg).

Tabelle 8. Halbamplituden

ermittelt aus:	Jahresperiode x	Jahresperiode y	Chandler-Periode x	Chandler-Periode y	6.5-Jahresperiode r
			Kooperation		
1890—1900	0".12	0".08	0".14	0".16	0".06
			Internationale Stationen		
1900—1907	0.07	0.06	0.13	0.15	0.05
1907—1915	0.07	0.07	0.21	0.22	0.10
1915—1922	0.11	0.11	0.24	0.15	0.08
			Konstante Tageszeiten seit 1922.7		
1922—1930	0.08	0.08	0.07	0.07	0.07
1930—1938	0.10	0.10	0.08	0.08	0.06

Einen weiteren Beitrag für das Eintreten einer wesentlichen Änderung um 1922.7 liefern die *Amplituden*, insbesondere die der Periode P_{Ch}, s. Tabelle 8; es sei hervorgehoben, daß bei x und y die Amplituden der Chandler-Periode allein einen Sprung aufweisen, während die der Jahresperiode unverändert bleiben. Falls die Amplituden einer dieser geglätteten Schwankungen weiter verwendet werden, ist der bekannte Vergrößerungsfaktor arc/sin zu berücksichtigen.

C.

Für das Azimut A eines Polbahnpunktes gilt tg $A = y/x$, es zählt vom Greenwicher Meridian ab, westlich positiv. Der mittlere Fehler eines A folgt aus dem von x und y, dieser kann hier für beide, auf 0.1 interpolierten Koordinaten rein rechnerisch auf $\pm$ 0".03 veranschlagt werden; hierbei ist nicht berücksichtigt die Verschiedenheit zwischen den Polbahnen, die aus verschiedenen Kombinationen der Stationen zu je 3, 4 oder 5 folgen (s. Schrifttum Nr. 1, Zeitschr. f. Geophys., Jahrgang 14, K. Ledersteger). Eine Fehlerbetrachtung lehrte, daß es bei weitem genügt, A auf ganze Grade abzurunden. Soll der mittlere Fehler eines A unter $\pm$ 20° bleiben, so müssen die Beträge von x und y größer bleiben als 0".066. Demgemäß wurde ein A als unsicher gekennzeichnet, falls x *und* y kleiner wurden als 0".066. Hingewiesen sei auf die Bemerkungen im Abschnitt A dieser Arbeit über singuläres Verhalten des Azimutes, falls die Polbahn sich dem Nullpunkt der Koordinaten nähert.

In Tabelle 9 stehen die Azimut-*Differenzen* zwischen zwei benachbarten Jahreszehnteln gemäß der Koordinatenliste von E. Wahl; war *eines* der beiden Azimute unsicher, so erhielt die Differenz das Zeichen: und das Zeichen :, falls Minuend und Subtrahend unsicher waren.

Tabelle 9. Änderungen des Azimutes der „Polbahn“ von $0^a.1$ zu $0^a.1$

	1890.1	91.1	92.1	93.1	94.1	95.1	96.1	97.1	98.1	99.1
0.1—0.0	— 39⁰	— 28⁰	— 69⁰	— 39⁰	— 18⁰	+ 10⁰	— 29⁰	— 40⁰	— 51⁰	— 33⁰
.2 .1	— 29	— 34	— 35	— 37	— 12	+ 4	— 16	— 28	— 41	— 25
.3 .2	— 24	— 33	— 11	— 21	— 7:	+ 16:	— 22	— 18	— 21	— 20
.4— .3	— 28	— 31	— 11	— 18	— 73:	— 189::	— 30	— 28	— 24	— 38
.5— .4	— 41	— 40	— 59	— 39	— 14	+ 10:	— 35	— 40	— 27	— 40
.6— .5	— 38	— 51	— 47	— 35:	— 12	+ 13	— 37	— 31	— 45	— 33
.7— .6	— 29	— 30	— 23	— 47:	— 19:	— 26	— 31	— 22	— 39	— 27
.8— .7	— 35	— 12	— 29	— 26	— 61::	— 34	— 34	— 18	— 24	— 35
.9— .8	— 33	— 9	— 28	— 23	— 68:	— 36	— 24	— 44	— 29	— 22
1.0—0.9	— 31	— 21	— 32	— 15	— 10	— 43	— 41	— 28	— 36	— 54:

	1900.1	01.1	02.1	03.1	04.1	05.1	06.1
0.1— .0	— 37⁰:	— 66⁰::	— 42⁰	— 28⁰	— 37⁰	— 34⁰	— 49⁰
.2— .1	— 33:	— 30::	— 48	— 32	— 28	— 32	— 33
.3— .2	— 20	— 27:	— 34	— 41	— 30	— 24	— 27
.4— .3	— 7	— 23	— 32	— 29	— 35	— 31	— 29
.5— .4	— 6	— 20	— 32	— 22	— 34	— 44	— 28
.6— .5	— 13	— 15	— 24	— 27	— 33	— 41	— 22
.7— .6	— 15	— 17	— 31	— 30	— 28	— 29	— 25
.8— .7	— 24:	— 22	— 39	— 36	— 25	— 22	— 20
.9— .8	— 26::	— 23	— 37	— 34	— 28	— 35	— 14
1.0—0.9	— 50::	— 27	— 33	— 39	— 37	— 41	— 16

	1907.1	08.1	09.1	10.1	11.1	12.1	13.1	14.1
0.1— .0	— 39⁰:	— 31⁰	— 30⁰	— 30⁰	— 31⁰	— 41⁰	— 21⁰	— 29⁰
.2— .1	— 54:	— 31	— 29	— 34	— 33	— 33	— 23	— 46
.3— .2	— 31:	— 31	— 32	— 33	— 38	— 32	— 19	— 23
.4— .3	— 19	— 32	— 37	— 33	— 38	— 30	— 13	— 13
.5— .4	— 15	— 23	— 31	— 37	— 29	— 36	— 16	— 18
.6— .5	— 20	— 22	— 27	— 28	— 27	— 36	— 34	— 28
.7— .6	— 37	— 31	— 26	— 31	— 25	— 25	— 37	— 40
.8— .7	— 32	— 37	— 35	— 34	— 30	— 22	— 43	— 29
.9— .8	— 29	— 32	— 38	— 27	— 29	— 22	— 39	— 32
1.0—0.9	— 29	— 25	— 23	— 31	— 20	— 21	— 26	— 43

	1915.1	16.1	17.1	18.1	19.1	20.1	21.1
0.1— .0	— 35⁰	— 29⁰	— 23⁰	— 36⁰	+ 8⁰	— 20⁰	— 49⁰
.2— .1	— 35	— 38	— 34	— 42:	— 6:	— 17	— 40
.3— .2	— 28	— 41	— 39	— 77::	— 29:	— 22	— 55
.4— .3	— 24	— 40	— 62	— 33:	— 16	— 26	— 36
.5— .4	— 28	— 28	— 39	— 18	— 9	— 20	— 19
.6— .5	— 26	— 39	— 23	— 32	— 22:	— 20	— 15
.7— .6	— 26	— 30	— 27	— 23	— 99::	— 15	— 20
.8— .7	— 38	— 22	— 26	— 17	— 44:	— 26	— 22
.9— .8	— 32	— 25	— 27	— 8	— 37:	— 28	— 17
1.0—0.9	— 29	— 28	— 30	— 2	— 35:	— 53	— 66:

	1922.1	23.1	24.1	25.1	26.1	27.1	28.1	29.1
0.1—0.0	— 76⁰:	— 26⁰	— 33⁰	— 29⁰	— 10⁰	+ 9⁰::	— 33⁰	— 8⁰
.2— .1	— 34	— 36	— 55	— 20	— 38	— 24::	— 29	— 24
.3— .2	— 32	— 47	— 45	— 40:	— 33	0::	— 38:	— 50
.4— .3	— 29	— 38	— 26	— 70::	— 22	+ 58::	— 31:	— 21
.5— .4	— 29	— 29	— 19	— 57::	— 36:	+ 28::	— 8:	— 33
.6— .5	— 21	— 32	— 41	— 58::	— 36:	— 40::	— 82::	— 48
.7— .6	— 38	— 27	— 31	— 49::	— 47:	— 51::	— 91::	— 29
.8— .7	— 27	— 26	— 27	— 23:	— 39::	— 23::	— 70::	— 45
.9— .8	— 23	— 32	— 38	— 21	+ 7::	— 20:	— 23:	— 25
1.0—0.9	— 32	— 38	— 35	— 18	— 47::	— 33	— 20	— 28

	1930.1	31.1	32.1	33.1	34.1	35.1	36.1	37.1
0.1— .0	— 44⁰	— 42⁰	— 28⁰	— 40⁰:	— 43⁰:	— 14⁰:	— 4⁰	— 7⁰
.2— .1	— 33	— 11	— 33	— 22	— 25	— 5::	— 12	— 24
.3— .2	— 29	— 36	— 40	— 28	— 7	— 5::	— 19	— 23
.4— .3	— 26	— 17	— 5	— 23	— 12	— 7::	— 29	— 26
.5— .4	— 31	— 40	— 45	— 19	— 37	+ 4::	— 35	— 28
.6— .5	— 28	— 27	— 31	— 26	— 28	— 1::	— 16:	— 24
.7— .6	— 33	— 20	— 4	— 27	— 10	— 31::	+ 29::	— 7:
.8— .7	— 43	— 73	— 17	— 15:	— 17	+ 39::	— 221::	— 173::
.9— .8	— 55	— 36	— 78	— 48 :	+ 19:	— 6::	— 12:	— 17:
1.0—0.9	— 47	— 34	— 60:	— 118:	+ 75:	+ 18:	— 24	— 11

In dieser Reihe von 480 Azimutdifferenzen wechseln Gebiete der Ruhe mit solchen der Unruhe ab; eine versuchsweise graphische Darstellung ließ wieder keine Periodizität mit 12- oder 14monatiger Dauer erkennen. Eine Schwankung von längerer Dauer trat erst hervor in der Reihe der 48 Jahresmittel, s. Tabelle 10.

Tabelle 10. Jahresmittel der Winkelgeschwindigkeit

Tageszeiten der Beobachtung					
Vor- und zurückgehend				Konstant	
Kooperation der Sternwarten	Internationaler Parallel 39⁰				
1890.5 −32⁰7	1900.5 −23⁰1	1907.5 −30⁰5	1915.5 −30⁰1	1922.5 −34⁰1	1930.5 −36⁰9
91.5 −28.9	01.5 −27.0	08.5 −29.5	16.5 −32.0	23.5 −33.1	31.5 −33.6
92.5 −34.4	02.5 −35.2	09.5 −30.8	17.5 −33.0	24.5 −35.0	32.5 −34.1
93.5 −30.0	03.5 −31.8	10.5 −31.8	18.5 −28.8	25.5 −38.5	33.5 −36.6
94.5 −29.4	04.5 −31.5	11.5 −30.0	19.5 −28.9	26.5 −30.1	34.5 − 8.5
95.5 −27.5	05.5 −33.3	12.5 −29.8	20.5 −24.7	27.5 − 9.6	35.5 − 0.8
96.5 −29.9	06.5 −26.3	13.5 −27.1	21.5 −33.9	28.5 −42.5	36.5 −34.3
97.5 −29.7		14.5 −30.1		29.5 −31.1	37.5 −34.0
98.5 −32.7					
99.5 −33.7					

Um näheren Aufschluß über deren Verlauf zu erhalten, glättete ich die hervortretende Kurve innerhalb der sechs früheren Abschnitte nach dem Schema: $\frac{1. + 2. + 3.}{3}$, $\frac{2. + 3. + 4.}{3}$ usf.; da im Abschnitte 1922.7 bis 1938.0 noch Unruhe herrschte, unterzog ich ihn einer zweiten Drittelung. Es entstand das folgende graphische Bild der Winkelgeschwindigkeit im Azimut.

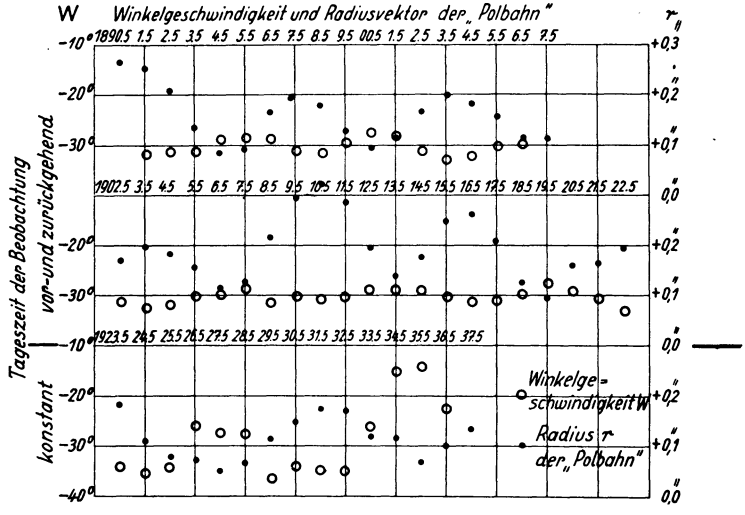


Fig. 2

Die 6.5-Jahresperiode, zwischen 1890 und 1922.7 sehr nahe gleichbleibend, erscheint verlängert zwischen 1922.7 und 1938, so wie es bei r der Fall ist; über die Größe der Amplitude siehe weiter unten.

Für die Epochen der Maxima und Minima folgen nach einfachem graphischen Verfahren die Zahlen der Tabelle 11.

Tabelle 11.

Epochen für Höchstbeträge der Winkelgeschwindigkeit w (Jahresmittel)

Maxima	Minima
	1895.5
1898.3	
	1900.7
1903.7	
	07.4
10.3	
	13.0
16.7	
	19.6

nach 1922.7

Maxima	Minima
1924.8	
	1927.5
31.5	
	35.0

Linearer Ausgleich dieser Reihen ergab für die Dauern:

	Tageszeit der Beobachtung	Dauer
1890—1922.7	vor- und zurückgehend	$6^a.09 \pm 0^a.10$
1922.7—1938	konstant	6.92 ± 0.36

Nach Tabelle 1 gehören zu diesen beiden Dauern als Dauern der Chandlerschen Periode: 437^d und 427^d.

Um weiter zu prüfen, ob sich in der Reihe der Winkelgeschwindigkeiten eine 14monatige Schwankung verrate, ordnete ich die Azimutdifferenzen der Tabelle 9 in Gruppen zu je 12 Jahreszehnteln, eine Gruppe umfaßt somit 438^d; sie sind in Tabelle 9 durch horizontale Striche begrenzt. Man findet die zu einem der sechs Abschnitte gehörenden Gruppen durch Abzählen von dessen Mitte aus. An den Grenzen zweier Abschnitte mußten bisweilen, um auf Vielfache von 12 zu kommen, einige Einzelwerte weggelassen oder auch in beiden Abschnitten benutzt werden.

Eine geglättete Mittelkurve verläuft regelmäßig und deckt sich nahe mit jener für die Jahresmittel, s. Tabelle 10 nebst Skizze. Die Gruppenmittel sind:

Tabelle 12. Mittel der Winkelgeschwindigkeiten über 1.2 Jahre (nahe über eine Chandler-Periode)

Tageszeiten der Beobachtung											
Vor- und zurückgehend							Konstant				
Kooperation der Sternwarten		Internationaler Breitendienst									
1890.8	−32°1	1900.5	−29°3	1907.4	−27°9	1915.5	−31°1	1922.4	−35°3	1930.2	−32°8
92.0	−32.9	01.7	−27.3	08.6	−29.5	16.7	−32.3	23.6	−34.9	31.4	−36.5
93.2	−31.2	02.9	−31.7	09.8	−31.6	17.9	−36.7	24.8	−35.1	32.6	−33.6
94,4	−27.7	04.1	−32.6	11.0	−32.0	19.1	−20.6	26.0	−33.4	33.8	−32.6
95.6	−26.7	05.3	−31.8	12.2	−29.9	20.3	−25.8	27.2	−14+1	35.0	− 2.2
96.8	−30.7	06.5	−28.5	13.4	−26.2	21.5	−39.0	28.4	−39.8	36.2	−23.9
98.0	−32.7			14.6	−30.9			29.6	−32.3	37.4	−31.3
99.2	−31.6										

Hieraus lassen sich in bekannter Weise wieder Epochen für Höchstbeträge der 6.5-Jahresperiode bestimmen, und zwar 1890 bis 1922.7 die für 5 Minima und für 5 Maxima, zwischen 1922.7 bis 1938 die für 2 Minima und 2 Maxima; s. Tabelle 13.

Tabelle 13. Epochen für Höchstbeträge der Winkelgeschwindigkeit

Maxima	Minima
1891.6	
	1895.4
98.3	
	1901.6
1904.3	
	07.2
10.4	
	13.3
16.7	
	19.5

Seit 1922.7 konstante Tageszeit der Beobachtung

1923.0	
	1927.0
30.6	
	35.8

Dank zweifacher Bestimmung (Tabellen 11 und 13) gewinnt man mittlere Fehler für eine Epoche gleichsinniger Höchstbeträge, die wertvoller sind als jene aus den Ausgleichungen; durch Vergleich findet man

	Mittlerer Fehler einer Epoche	Anzahl der Vergleiche
1890—1922.7	$\sqrt{\frac{1.33}{2 \times 9}} = \pm 0^{d}3$	9
1922.7—1938	$\sqrt{\frac{4.94}{2 \times 4}} = \pm 0.8$	4

Für die Periodendauer selbst ergibt sich durch linearen Ausgleich

	Tageszeit der Beobachtung		Dauer
1890—1922.7	vor- und zurückgehend	5 Minima	$6^{d}23 \pm 0^{d}06$
		5 Maxima	5.99 ± 0.06
1922.7—1938	konstant	2 Min. u. 2. Max.	8.40 ± 0.48

Die entsprechenden Dauern der Chandlerschen Periode nach Tabelle 1 sind 435, 439 und 415^{d}.

Für die Amplitude der Schwankung in der Winkelgeschwindigkeit ergab sich durch linearen Ausgleich:

vor 1922.7: $5^{0}0 \pm 0^{0}3$
nach 1922.7: 14.0 ± 4.4

Demnach schwankte die Winkelgeschwindigkeit für je ein Jahreszehntel, entgegengesetzt dem Uhrzeigersinne:

vor 1922.7 von $32^{0}5$ bis $27^{0}5$
nach 1922.7 von 36.5 bis 22.5

Vergleicht man in obiger Skizze die beiden Punktreihen für Winkelgeschwindigkeit und Radiusvektor, so erkennt man, daß die *Beträge* gleichsinniger Höchstwerte nahezu gleichzeitig auftreten.

Aus der Gleichung $\operatorname{tg} A = y/x$ folgt

$$\frac{dA}{dt} = \frac{x\,dy - y\,dx}{r^2\,dt} = \frac{m + n\cdot\cos 2\pi\left(\frac{t}{P_{6.5}} - \frac{t_0}{P_J} + \frac{\tau_0}{P_{Ch}}\right)}{a^2 + \alpha^2 + 2\,a\,\alpha\cdot\cos 2\pi\left(\frac{t}{P_{6.5}} - \frac{t_0}{P_J} + \frac{\tau_0}{P_{Ch}}\right)}, \quad \text{(VI)}$$

m und n bedeuten Konstanten, die von a, α, P_{Ch} und P_J abhängen. Wie bei r, so herrscht auch bei der Winkelgeschwindigkeit die Dauer der Periode $P_{6.5}$ vor.

Nach Gleichung (VI) würde aus den Messungen der Polhöhenschwankungen auf dem Internationalen Parallel angenähert für die Rotation der Pole einer hypothetischen Erdachse als eine Art von Flächengesetz folgen:

$$r^2\,\frac{dA}{dt} = m + n\cdot\cos 2\pi\left(\frac{t}{P_{6\,5}} - \frac{t^0}{P_J} + \frac{\tau_0}{P_{Ch}}\right).$$

Für das Verlangsamen einer Drehung könnten Reibung oder Widerstände als Ursachen genannt werden; hier bleibt die Frage nach der Kraftquelle für den periodischen Wiederantrieb offen.

Zusammenfassung

1. Für die Zeitspanne 1890 bis 1938 werden Radiusvektor und Azimut eines Punktes der sogenannten „Polbahn" numerisch untersucht unter der Voraussetzung, daß der Endkörper eine Achse habe. Es ergibt sich, daß auch in der azimutalen Winkelgeschwindigkeit die 6.5-Jahresperiode $P_{6.5}$ vorherrscht, während die jährliche Periode P_J und die Chandlersche Periode P_{Ch} nur schwach und unsicher auftreten, ein Verhalten, das beim Radiusvektor bereits bekannt war.

2. Bei dem von 1922.7 ab angeordneten Übergang zu den konstanten Beobachtungszeiten 23^h und 1^h ändern sich die Dauern von P_{Ch} und $P_{6.5}$ sprunghaft.

3. Die für langjährige Mittelwerte von P_{Ch} und $P_{6.5}$ bereits erkannte Beziehung: $\frac{1}{P_{Ch}} + \frac{1}{P_{6.5}} = \frac{1}{P_J}$ besteht weiter für das nach 1922.7 veränderte Wertepaar P_{Ch} und $P_{6.5}$.

4. S. Newcomb hat die Chandlersche Periode als die infolge der Nachgiebigkeit des Erdkörpers verlängerte, für einen starren Erdkörper gültige Eulersche Periode (305^d) erklärt; es entsteht die Frage, ob diese Auslegung bestehen bleibt, nachdem P_{Ch} als periodisch veränderlich erkannt ist.

5. Die Frage tritt auf nach der Kraftquelle, die den ständigen Antrieb für die periodisch veränderliche Drehung im Azimut eines Polbahnpunktes liefert.

Schrifttum

[1] Über die Analyse des Radiusvektors der Polbahn; von K. Ledersteger: Gerlands Beiträge zur Geophysik **26**, 318 (Wien 1930). — Eine neue Methode zur Berechnung der Polbahn; von K. Ledersteger: Astron. Nachr. **243**, Nr. 5813/14, Kiel 1931. — Polbahn und primäres z-Glied; von K. Ledersteger: Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. 14, Heft 1/2, 1938.

[2] Erdmond, Sonne und Polhöhenschwankung, II. Mitteilung; von R. Schumann: Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften in Wien, math.-naturwiss. Kl. **145**, 5. Heft, 358 (1936).

[3] Über Gezeitenerscheinungen in den Schwankungen der Stationspolhöhen; von R. Schumann: Denkschr. d. Math.-naturwiss. Kl. d. Kais. Ak. d. Wiss. in Wien **89**, 328ff. (1913).

[4] Neue Untersuchungen über die Perioden der Polbewegung; von E. Wahl; Astron. Nachr. **267**, Nr. 6403, Berlin-Dahlem 1938.

[5] Siehe unter [3], S. 353; ferner: Variations in the Fourteenth Month's Component of the Polar Motion; by H. Kimura: Monthly Notices **78**, 163 (1917). — Über die Abhängigkeit der Amplitude der Chandlerschen Periode von der Verteilung der Beobachtungen auf die Tageszeiten; von V. Berg: Astron. Nachr. **260**, Nr. 6232 (1936). — Zur Frage: Änderung der Chandlerschen Periode; von R. Schumann: Astron. Nachr. **265**, Nr. 6341, Kiel 1938.

Ergebnisse geoelektrischer Polarisationsmessungen

Von **Max Müller**, Jena. — (Mit 7 Abbildungen)

Es werden die vom Verfasser entwickelten Meßmethoden dargestellt, welche es ermöglichen, künstliche im Erdboden erzeugte Polarisationskräfte durch Dämpfungskoppelung oder durch dynamische Phasenregelung zu bestimmen. Einige in der Praxis ausgeführte Untersuchungsbeispiele, welche die hohe Selektivität und große Tiefenwirkung dieser Meßmethoden beweisen, werden beschrieben.

I. Einleitung. Wenn man elektrische Wechselströme oder periodisch veränderliche Gleichströme durch den Erdboden leitet, werden im letzteren Polarisationskräfte ausgelöst, welche eine zeitliche Änderung des Widerstandes und der Kapazität der Gesteinsmedien hervorrufen. Die dynamische Rückwirkung dieser Kräfte kann an der Erdoberfläche durch dynamische Phasenregelung oder durch Dämpfungskoppelung gemessen werden.

Die praktische Anwendung der sich auf die Bestimmung künstlich erregter Polarisationskräfte gründenden Meßverfahren ist besonders in den Fällen von Wichtigkeit, in welchen sich die Gesteinsmedien durch ihre elektrische Leitfähigkeit gar nicht oder doch nnr sehr wenig voneinander abheben. Gerade in Deutschland birgt der Erdboden mancherlei wertvolle Erzvorkommen, welche gut und schlecht leitende Erze in einem solchen Mengenverhältnis enthalten, daß sich die resultierende Leitfähigkeit von derjenigen des umgebenden Mediums kaum abhebt, und der Nachweis dieser Vorkommen mit Hilfe der Widerstands- oder Induktionsmethoden unmöglich ist.

Ein weiteres wichtiges Anwendungsgebiet eröffnet sich den vorliegenden Meßmethoden in der Untersuchung von Edelmetallagerstätten. Bekanntlich ist das Vorkommen von Gold an saure, das von Platin an basische Gesteine gebunden. Es ist daher naheliegend, daß die selektive Bestimmung des prozentualen Kieselsäuregehaltes für die Erforschung von Goldlagerstätten von großer Bedeutung ist. Da die vorliegenden Meßmethoden die Tiefenwirkung der Widerstandsmethoden um das Dreifache übertreffen, sind sie außerdem zur Klärung öltektonischer Fragen und zum Nachweis tief gelegener Salzdome besonders geeignet. Während nämlich das Verhältnis des Abstandes der stromzuführenden Elektroden zur Reaktionstiefe sich bei der Vierpunktsmethode auf etwa 3 : 1 beläuft, beträgt es bei den neuen Methoden etwa 0.95 : 1. Zur Erzielung derselben Tiefenwirkung ist also nur etwa ein Drittel des bei der Vierpunktsmethode erforderlichen Elektrodenabstandes notwendig.

Der folgende Aufsatz soll nun eine kurze Beschreibung der meßtechnischen Grundlagen der vom Verfasser entwickelten Methoden und daran anschließend einige Beispiele aus den zahlreichen Feldarbeiten bringen.

II. Die meßtechnischen Grundlagen. Die einfachste Meßanordnung zur Bestimmung des Dispersionseffektes des Widerstandes von Gesteinsmedien und zur Messung künstlich erregter Polarisationskräfte besteht aus einem Röhrengenerator, dessen Schwingungen verstärkt und über zwei induktiv gekoppelte Schwingungskreise der Erde zugeleitet werden. Der Ausgangskreis enthält außerdem ein mit der Erde in Serie liegendes Ventil und eine Induktivität. Wenn die Koppelung fest, und die Koppelungswellen in der Schwungradschaltung weit auseinanderliegen, und der Generator auf Resonanz mit einer der beiden Koppelungswellen abgestimmt ist, verhält sich der Ausgangskreis in erster Annäherung wie ein Wechselstromkreis mit Ventil und Induktivität und der zeitliche Verlauf des Stromes ist gegeben durch die Gleichung:

$$i = \frac{V}{R} \cos\varphi \{ \sin(\omega t - \beta - \varphi) + \sin(\beta + \varphi) \cdot c^{-\frac{\omega t}{\operatorname{tg}\varphi}}.$$

Hierin bedeutet V die Klemmenspannung, i den Strom, ω die Frequenz, L die Induktivität, R den Belastungswiderstand, β die Phase der EMK beim Übergang von positiven zu negativen Werten, ferner ist: $\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L}{R}$. Es ist aus der Gleichung leicht zu erkennen, daß sich der Gesamtstrom aus einem periodischen Teil und einem Einschaltvorgang zusammensetzt. Für die Durchlaßzeit des Stromes gilt:

$$\sin(\omega t - \beta - \varphi) + \sin(\beta + \varphi)\, c^{-\frac{\omega t}{\operatorname{tg}\varphi}} = 0.$$

Wenn man also aus der Durchlaßzeit den Widerstand möglichst genau bestimmen will, wird man Induktivität und Stromfrequenz so bemessen müssen, daß kleine Widerstandsänderungen möglichst große Änderungen des Phasenwinkels ergeben. Als technisches Hilfsmittel zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufes des Stromes,

der Durchlaßzeit und des Phasenwinkels dient am besten der Kathodenstrahloszillograph.

Man kann den Phasenwinkel und mit diesem den Widerstand aber auch noch auf eine andere Art und Weise bestimmen. Wie aus den obigen Gleichungen zu erkennen ist, haben wir es mit keinem reinen Wechselstrom zu tun, sondern es tritt zu dem Wechselstrom eine Gleichstromkomponente hinzu. Das elektrische Ventil bewirkt also eine teilweise Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom. Für die Gleichstromkomponente erhält man hierbei die folgende Beziehung:

$$i_g = \frac{V}{2\pi}\{\cos\beta - \cos(\omega t_1 - \beta)\} \cdot \frac{1}{R},$$

wobei t_1 die Durchlaßzeit bedeutet. Ist der Widerstand des Ventils in der Sperrrichtung unendlich groß, so vereinfacht sich diese Gleichung zu:

$$i_g = \frac{V}{2\pi R}(1 - \cos\omega t_1).$$

Um sich ein Urteil über die Vollkommenheit der Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom zu bilden, ist es zweckmäßig, die Gleichstromkomponente $i\,g$ mit der effektiven Stromstärke zu vergleichen. Für die effektive Stromstärke gilt:

$$i_{eff}^2 = \frac{V^2\cos^2\varphi}{8\pi R^2}\{2\omega t_1 = \sin 2\omega t_1 + 2\,\mathrm{tg}\,\varphi\,(1 - \cos^2\omega t_1)\},$$

wobei t_1 wieder die Durchlaßzeit bedeutet. Demnach kann man also den Phasenwinkel und mit diesem den Widerstand aus dem Verhältnis des Effektivwertes des Stromes zur Gleichstromkomponente bestimmen. Zu einer einwandfreien Messung gehört auch noch die Kenntnis der Klemmenspannung, welche am besten mit einem Röhrenvoltmeter gemessen wird, um zusätzliche Belastungen zu vermeiden. Der Effektivwert des Stromes wird am besten durch ein Thermokreuz mit Drehspulgalvanometer gemessen. Wir haben also eine Meßmethode kennengelernt, welche den Phasenwinkel und mit diesem die Durchlaßzeit ohne photographische und oszillographische Hilfsmittel auf Grund einer rein visuellen Beobachtungsweise zu bestimmen gestattet.

Statt des Verhältnisses der Gleichstromkomponente zum Effektivwert kann man auch das Verhältnis des algebraischen Mittelwertes zum Maximalwert bestimmen. Nur die Formeln werden etwas anders. Hierbei wird die Messung des Maximalwertes des Stromes auf eine Spannungsmessung zurückgeführt. In den Meßkreis wird zu diesem Zweck ein zusätzlicher Ohmscher Widerstand gelegt. Parallel zu diesem Widerstand liegt ein hochohmiger, aus Ventil und Kapazität bestehender RC-Kreis, dessen Zeitkonstante der reziproken Stromfrequenz entspricht. Gemessen wird hierbei die Spannung am Kondensator mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters.

Statt mit einer einfachen sinusförmigen Schwingung können die Messungen auch mit Hilfe von Schwebungen vorgenommen werden. Hierbei wird die Registrierung der Ausgangsströme mit Hilfe von Schleifengalvanometern vor-

genommen. Wählt man die Schwebungsperiode sehr tief, so kann an die Stelle der photographischen Registrierung eine visuelle Beobachtungsweise treten, bei der die Stromamplitude mittels eines im Ausgangskreis liegenden Zeigergalvanometers abgelesen wird. Die Bestimmung des Phasenwinkels führt hierbei jedoch zu komplizierteren Formeln.

Gegenüber den oben beschriebenen visuellen Beobachtungsmethoden hat die Verwendung des Kathodenstrahloszillographen jedoch den Vorzug, daß er nicht nur die Formfaktoren und Spitzenwerte der zu messenden Strom- und Spannungskurven wiedergibt, sondern ihren ganzen zeitlichen Verlauf, und außerdem eine Kontrolle der Konstanz der Stromfrequenz ermöglicht. Änderungen der Stromfrequenz infolge des Nachlassens der Betriebsspannungen verursachen in den vorliegenden Meßanordnungen erhebliche Fehler. Die Abweichungen der Stromfrequenz lassen sich bei Verwendung eines Kathodenstrahloszillographen aus der Wanderungsgeschwindigkeit des Strombildes bestimmen. Der Hauptvorteil des Kathodenstrahloszillographen besteht jedoch in der Möglichkeit einer direkten und unmittelbaren Bestimmung des Phasenwinkels und seiner zeitlichen Änderungen, wie ich dies in meiner letzten Arbeit bereits ausführte [1].

Im Interesse einer möglichst hohen Konstanz der Stromfrequenz ist die Verwendung von Röhrenstimmgabeln erforderlich, deren Frequenz durch Synchronisierungszwang konstant gehalten wird und daher weitgehend unabhängig von etwaigen Schwankungen der Betriebsspannungen ist. Durch Frequenzunterteilung können hierbei auch tiefere Stromfrequenzen erzeugt werden, wenn letztere ein ganzzahliges Teilfaches der Stimmgabelfrequenz betragen. Hierbei werden auch die Teilfrequenzen durch Ausübung eines Synchronisierungszwanges (Mitnahmeeffektes) konstant gehalten.

Beim Stromdurchgang erfährt der Gesteinswiderstand eine zeitliche Änderung, welche sich im Oszillogramm durch eine entsprechende Änderung der Stromkurve und der Durchlaßzeit und bei der visuellen Beobachtungsweise in einer Änderung des prozentualen Stromübersetzungsverhältnisses bemerkbar macht.

Um nun eine systematische Messung einer Schichtenfolge vornehmen zu können, werden die Ströme der Erde bei verschiedenen, sukzessiv wachsenden Elektrodenabstand zugeleitet. Die einfachste Form der Durchführung einer Feldmessung beruht nun darauf, daß man die Messung bei stets gleichem Gesamtwiderstand zwischen den Elektroden durchführt und aus der Phasendrehung oder aus der Deformation der Stromkurve die prozentuale Änderung des Widerstandes für verschiedene Frequenzen und Elektrodenabstände ermittelt. Wo die klimatischen Verhältnisse oder die Eigenart der lokalen Beschaffenheit der Erdoberfläche ein Einstellen des Übergangswiderstandes auf den jeweils gleichen Betrag nicht gestatten, ist eine sinngemäße Anpassung des Ventilkreises an den jeweiligen Übergangswiderstand erforderlich. Der innere Widerstand des Ventils und die Größe der Induktivität müssen hierbei jeweils so abgeändert werden, daß die Ausgangsphase auch für den neuen Widerstand ihren Wert beibehält. Unter Nichtbeachtung dieser Bedingungen haben A. Belluigi [2] und Mitarbeiter das

vorliegende Meßverfahren in fehlerhafter Weise nachgeahmt und sind hierbei zwangsläufig zu nichtreproduzierbaren Meßergebnissen gekommen. Da der Aufsatz von Belluigi die Meßtechnik und Meßprinzipien in einer gänzlich entstellten Form wiedergibt und eine Reihe von Irrtümern über die Urheberschaft der Methoden enthält, soll auf seine Ausführungen nicht näher eingegangen werden, und können seine Arbeiten auch nicht als Beitrag zur Entwicklung der vorliegenden Meßmethoden gewertet werden.

Statt der zeitlichen Widerstandsänderungen kann man auch den absoluten Betrag der rückwirkenden Kräfte bestimmen.

Bereits im Jahre 1932 ist vom Verfasser ein Verfahren ausgearbeitet worden, welches den absoluten Betrag der Erreger- und Polarisationsströme getrennt voneinander dem zeitlichen Verlaufe nach zu registrieren gestattet. Die damals angewandte Meßschaltung, welche aus urheberrechtlichen Gründen nicht im einzelnen veröffentlicht wurde, enthält im Ausgangskreis eine als Phasenschieber wirkende Kreuzgliederkette mit Ventil. Die Form der Erregerströme (sinusförmige Halbwellen oder rechteckförmige Strombilder) und der Sperrbereich sind in dieser Meßschaltung durch das „Anfachungsdiagramm" (Fortpflanzungskonstante und Dämpfungsmaß) bestimmt. Die Messung der Polarisationskräfte erfolgte unter Zugrundelegung eines dynamischen Kompensationsprinzips mittels zweier als Phasenregler wirkender Ventilkreise. Ohne nähere Kenntnis der meßtechnischen Grundlagen haben Reich [3], Weiss [4] und Belluigi [2] diese Meßweise als stationären Meßvorgang dargestellt. Neuerdings wird von der International Geophysics in California ein ähnliches Verfahren angewandt, es darf aber nicht unerwähnt bleiben, daß der Verfasser anläßlich der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Leipzig im Jahre 1932 bereits praktisch ausgeführte photographische Registrierungen von Polarisation und Erregung vorgeführt hat.

Im Jahre 1934 wurde vom Verfasser [5] ein weiteres Verfahren angegeben, welches auf der Verwendung eines dynamischen Gleichrichters beruht, und die Auflade- und Entladevorgänge an einem Kondensator zur Bestimmung der Polarisationskräfte benutzt. Es handelt sich hierbei aber um eine grundsätzlich andere Meßweise als bei den oben beschriebenen Methoden.

Unabhängig von den bereits beschriebenen Verfahren wurde vom Verfasser noch eine weitere Meßmethode unter Verwendung elektronenoptischer Hilfsmittel entwickelt, welche die zeitliche Änderung des Widerstandes durch Dämpfungskoppelung bestimmt. Für den Physiker ist bei diesem Verfahren die gleichsinnige Änderung der Ausgangsdämpfungen und Frequenzen von Interesse.

III. Die Meßergebnisse. Aus zahlreichen elektrischen Feldarbeiten seien im folgenden einige Beispiele beschrieben. Diese lassen sich in drei Gruppen gliedern:

a) Versuche zur Untersuchung von Kalilagerstätten.
b) Messungen über einem tief gelegenen Salzdom.
c) Messungen über dem Goldvorkommen von Redjang Lebong in Sumatra.

a) Versuche zur Untersuchung von Kalilagerstätten. Das Ziel der Versuche war die Bestimmung der Tiefe der Oberkante eines Salzlagers, der Nachweis der Kalilager und etwaiger Laugenhorizonte in einem Kaligebiet. Als Aufschlußmethode wurde ein Meßverfahren benutzt, welches auf der Bestimmung der Relaxationszeit und Reaktionsgeschwindigkeit künstlich erregter elektrolytischer Vorgänge beruht.

In der Fig. 1 sind als Ordinaten der Relaxationszeiten der Polarisationskräfte und als Abszissen die Elektrodenabstände eingetragen. Ein Blick auf die Kurven zeigt, daß sich die verschiedenen Gesteinszonen einmal durch den absoluten Betrag der Meßgrößen, dann aber auch durch die Verschiedenheit ihrer Frequenzabhängig-

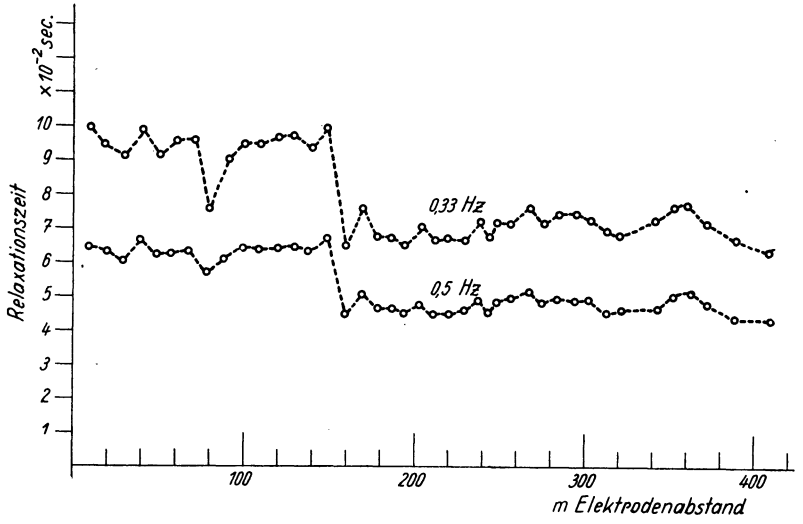


Fig. 1. Relaxationszeiten künstlich erregter Polarisationskräfte als Funktion des Elektrodenabstandes über einem Salz- und Kalilager

keit voneinander abheben. Ein besonders charakteristischer Knick zeigt sich in den Kurven zwischen 150 und 160 m Elektrodenabstand, welcher die obere Kante des Salzlagers darstellt. Von 160 bis 400 m ist eine gleichmäßige Zone kleinerer Frequenzabhängigkeit, innerhalb der sich nur zwei Horizonte bei den Elektrodenabständen von 267 und 360 m schwach abheben, welche die beiden Kalilager darstellen. Die untere Salzkante ist wegen des zu kleinen Elektrodenabstandes noch nicht ganz erreicht worden. Bei den Messungen sind die Elektroden jeweils nur um einen sehr kleinen Betrag von 10 bis 20 m versetzt worden, um eine hohe Meßgenauigkeit zu erreichen. Man kann deshalb auch die Einzelheiten im Aufbau des Deckgebirges erkennen. So hebt sich im letzteren z. B. der Dolomit durch einen Abfall der Indikationen und durch eine kleinere Frequenzabhängigkeit der letzteren bei Punkt 80 und 90 m in sehr charakteristischer Weise ab. Um nun

die Tiefen der Schichtgrenzen zu ermitteln, müssen die absoluten Beträge der Elektrodenabstände mit dem Faktor 1.05 multipliziert werden, der für den vorliegenden Frequenzbereich gilt. Man erhält auf solche Weise für die Tiefen einiger Schichtgrenzen folgende Werte:

1. Dolomit von 82 bis 95 m Tiefe.
2. Obere Salzkante in 169 m Tiefe.
3. Oberes Kalilager in 280 m Tiefe.
4. Unteres Kalilager in 370 m Tiefe.

Beim Vergleich dieser Meßergebnisse mit den Grubenaufschlüssen ergibt sich ein Fehler von 2% in der Tiefenbestimmung.

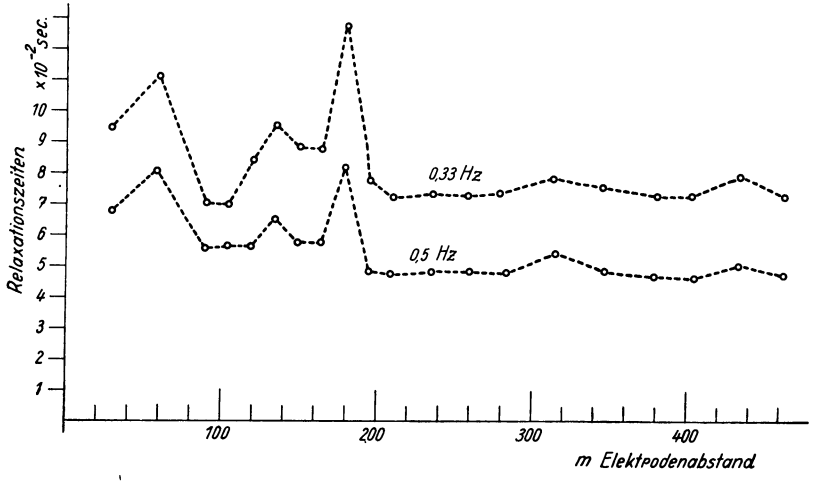


Fig. 2. Relaxationszeiten künstlich erregter Polarisationskräfte über einem Salz- und Kalilager

Die Fig. 2 zeigt die Meßdaten einer weiteren an einer anderen Stelle des Untersuchungsgebietes ausgeführten Meßreihe. Die Schichtgrenzen sind hier die folgenden:

1. Dolomit in 95 bis 128 m Tiefe.
2. Anhydrit in 163 m Tiefe (geringe Mächtigkeit).
3. Ton mit etwas Gipsgehalt in 179 bis 200 m Tiefe.
4. Obere Salzkante in 200 m Tiefe.
5. Oberes Kalilager in 332 m Tiefe.
6. Unteres Kalilager in 450 m Tiefe.

b) Messungen über einem tief gelegenen Salzdom. Als weiteres Meßbeispiel seien die Ergebnisse einer über der Kuppe eines tief gelegenen Salzdomes ausgeführten Meßreihe gezeigt. Die Fig. 3 zeigt die Meßdaten. Als Ordinaten sind wiederum die Relaxationszeiten der Polarisationskräfte und als Abszissen die

Elektrodenabstände aufgetragen. Da auf die Bestimmung der Mächtigkeit der Deckschicht von seiten des Auftraggebers kein Wert gelegt wurde, wurden die Messungen mit einem Elektrodenabstand von 400 m begonnen. Das Kurvenbild zeigt zwischen 400 und 750 m eine Zone hoher Dispersion, welche auf das Vorhandensein von Ton schließen läßt. Der Knick in Punkt 650 ist eine Fehlindikation, da hier eine der beiden Elektroden in der Nähe der Bohrung lag und eine Ableitung der Strömung nach der Tiefe erfolgte. Die Unterkante der Tone liegt auf Grund des Kurvenbildes in 820 m Tiefe. Es folgen dann Kalke mit einer Mächtigkeit von etwa 500 m, welche sich von den darüberliegenden Tonen durch einen starken

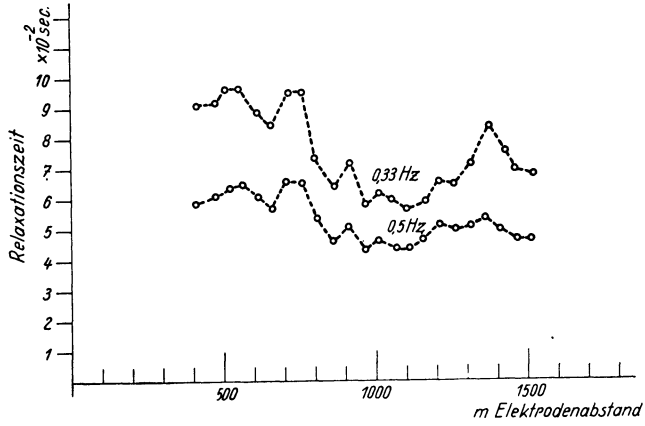


Fig. 3. Relaxationszeiten künstlich erregter Polarisationskräfte über einem tief gelegenen Salzdom

Abfall der Indikationen abheben, und dann wieder Tone. Die obere Salzkante setzt in einer Tiefe von etwa 1500 m ein. Das Ergebnis stimmt mit dem Bohrbefund annähernd überein.

c) *Messungen über der Goldlagerstätte von Redjang Lebong in Sumatra.* Im Sommer 1936 wurde eine Untersuchung in der Nähe des Goldvorkommens von Redjang Lebong in West-Sumatra vorgenommen. Dort wurde mir von der Mijnbouw Mij. Redjang Lebong die Aufgabe zuteil, an Hand geophysikalischer Messungen zu untersuchen, ob sich auf der Südwestseite des bei Lebong Donok gelegenen Dazitschlotes ein Quarzriff befindet. In Lebong Donok liegt an der Nordostseite dieses Dazitschlotes ein goldhaltiges Vorkommen, das im Jahre 1936 nahezu erschöpft war. Einige Geologen vermuteten deshalb, daß auch auf der entgegengesetzten Seite des Dazitschlotes ein Quarzvorkommen vorhanden sein müsse.

Die Aufgabe bestand nun darin, die dynamischen Bedingungen ausfindig zu machen, unter denen man die im Untersuchungsgelände vorkommenden Gesteine

voneinander unterscheiden konnte. Die Fig. 4 zeigt für den Andesit, den Schiefer, den Dazit und den Quarz die Relaxationszeiten für verschiedene Stromfrequenzen.

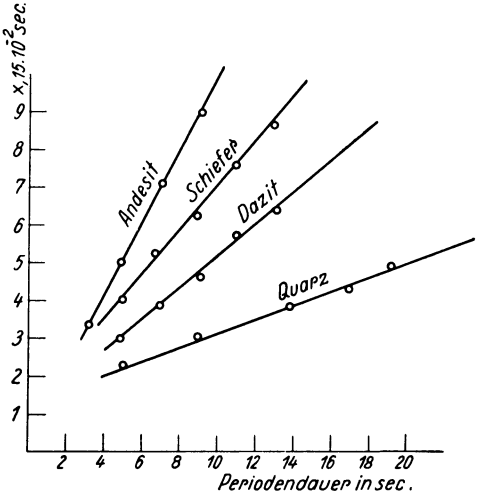


Fig. 4. Relaxationszeiten für verschiedene Stromfrequenzen für Quarz, Dazit, Schiefer, und Andesit

Man erkennt, daß der Andesit die höchste und der Quarz die kleinste Dispersion aufzeigt. Außerdem ergibt sich, daß die Dispersion vom prozentualen Kieselsäuregehalt der Medien abhängt. Dieser beträgt für Quarz 100 %, für Dazit 60 %, für Schiefer 20 bis 25 % und für Andesit 15 %.

Insgesamt wurden 61 Meßreihen vorgenommen, wovon ein großer Teil auf die Randzone des Dazitschlotes entfällt. Aus dem umfangreichen Beobachtungsmaterial seien drei charakteristische Beispiele herausgegriffen, um die wichtigsten Reaktionsformen und deren Interpretation zu zeigen. In der Fig. 5 sind die Indikationen als Funktion des Elektrodenabstandes für eine Folge von Andesit und Dazit aufgetragen (unmittelbar über der Kuppe des Schlotes). Die Parameter der Kurven sind die reziproken Werte der Stromfrequenzen. Man erkennt bei einem Elektrodenabstand von 20 m eine

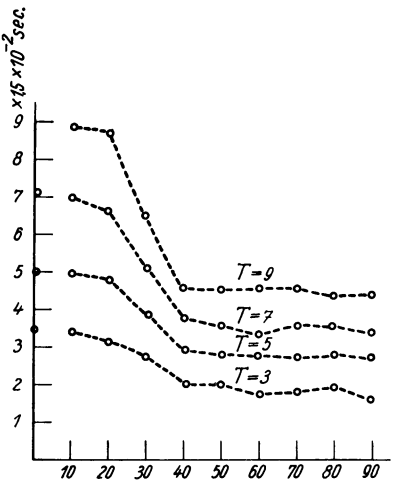


Fig. 5. Relaxationszeiten für eine Schichtenfolge von Andesit und Dazit

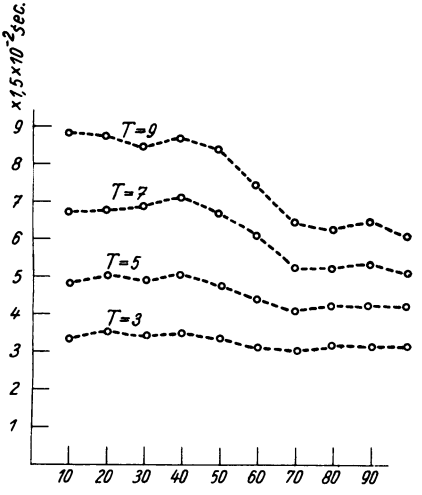


Fig. 6. Relaxationszeiten für eine Schichtenfolge von Andesit und Schiefer

starke Abnahme der Dispersion, welche darauf schließen läßt, daß in dieser Tiefe die Grenze zwischen Andesit und Dazit zu erwarten ist. Die Fig. 6 zeigt die Reaktionsformen für eine Folge von Andesit und Schiefer. Die Abnahme der Dispersion beim Überschreiten der Schichtgrenze ist hier erheblich geringer als in der Fig. 5. In der Fig. 6 sind die Indikationen für eine Folge von Andesit, Dazit und Schiefer aufgetragen. Derartige Kurven ergeben sich, wenn man in nordsüdlicher Richtung in einem Abstand von 30 m östlich vom Westrand des Dazitschlotes mißt. Man kann daraus schließen, daß die Westkante des Dazitschlotes nach Osten einfällt und daß an der letzteren Schiefer liegt. Würde Quarz an der Dazitwand liegen, so müßte in der Fig. 7 bei großen Elektrodenabständen eine Abnahme der Dispersion stattfinden.

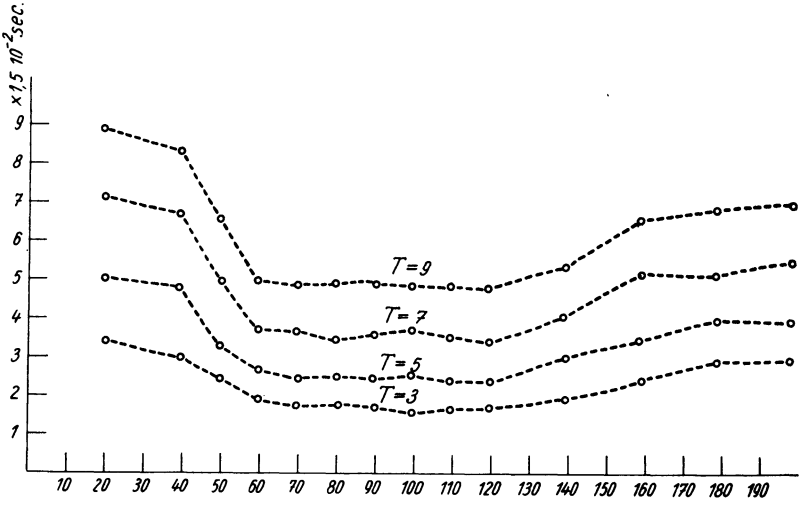


Fig. 7. Relaxationszeiten für eine Schichtenfolge von Andesit, Dazit und Schiefer

Bei den Messungen wurde nun die Hauptaufmerksamkeit der Untersuchung der unmittelbaren Umgebung der Westkante des Dazitschlotes zugewandt, und es wurde eine größere Zahl von Meßreihen ausgeführt, deren Ergebnisse vom Typus der Fig. 7 sind. Man kann daraus folgern, daß längs der Westkante des Dazitschlotes kein Quarz vorhanden ist.

Die Überprüfung dieser Ergebnisse erfolgte mit Hilfe eines Stollens, welcher von der Nordostseite aus durch den Dazitschlot getrieben wurde. In Übereinstimmung mit dem Meßbefund [8] traf dieser Stollen kein Quarzriff, sondern Schiefer an. Ferner wurde die beim Versuch festgestellte östliche Einfallsrichtung der Dazitwand bestätigt. Obwohl der Stollen über 300 m unter der Kuppe des Dazitschlotes lag und das Gelände äußerst kuppiert war, betrugen die Abweichungen der Meßergebnisse vom bergmännischen Befund in dieser Tiefe nur wenige Prozent. Dieses Ergebnis ist um so erfreulicher, als, wie Zwiersycki [6] schreibt,

die einige Jahre vorher von anderer Seite ausgeführten elektromagnetischen Messungen zu keinem mit dem bergmännischen Befund übereinstimmenden Ergebnis geführt haben.

Zusammenfassung. Es werden die vom Verfasser entwickelten Meßmethoden dargestellt, welche es ermöglichen, künstliche im Erdboden erzeugte Polarisationskräfte durch Dämpfungskoppelung oder durch dynamische Phasenregelung zu bestimmen. Einige in der Praxis ausgeführte Untersuchungsbeispiele, welche die hohe Selektivität und große Tiefenwirkung dieser Meßmethoden beweisen, werden beschrieben.

Literatur

[1] Max Müller: Zeitschr. f. Geophys. 1939.
[2] Beluigi: Gerlands Beitr. z. Geophys., Ergänzungshefte 1935.
[3] Reich; Öl und Kohle 1933.
[4] Weiss: The World Oil Congress. London 1933.
[5] Max Müller: Gerlands Beitr. z. Geophys. Ergänzungshefte 1934.
[6] Zwiersycki: Rapporten van de Mijnbouw Maastschappij Redjang Lebong Batavia 1936.
[7] Max Müller: Ebenda 1936.
[8] Jansen: Ebenda 1936.

Über die indirekten emanometrischen Aliverti- und Gerdien-Methoden

Von **G. Aliverti**, Pavia

Es werden einige nicht ganz genaue Punkte der in der kürzlich erschienenen Abhandlung gemachten Darlegung der Alivertischen oder Ausströmungsmethode zur Messung der atmosphärischen Radioaktivität richtiggestellt; außerdem wird auf die bisher hinsichtlich der Aliverti- und Gerdienmethoden erzielten konkreten Ergebnisse aufmerksam gemacht.

In der neuen Abhandlungsserie „Geophysik — Meteorologie — Astronomie", herausgegeben von Karl Kähler, ist ein Heft über die Grundlagen der Radioaktivität und die entsprechenden Meßmethoden erschienen. Dessen Verfasser, Dr. H. Israël, beschreibt darin unter den indirekten Methoden zur Messung der Emanationen auch die meinige, indem er sie als die einzig vorteilhafte für quantitative und rasche Radioaktivitätsmessungen der normalen freien Luft am Erdboden bezeichnet, selbst wenn letztere nebeneinander Ra Em und Th Em enthält; für die Th Em nennt er sie die einzige praktische und zuverlässige Methode. Die von Israël gemachte ausführliche Darlegung ist noch in zwei Punkten genauer zu erklären, damit diejenigen, die sich mit radioaktiven Messungen nach meiner Methode befassen wollen, ohne direkt Einsicht in alle darüber veröffentlichten Arbeiten zu nehmen, einige im erwähnten Buche enthaltenen Angaben und Be-

hauptungen nicht mißverstehen mögen. Mehrere Arbeiten von mir und von meinen Mitarbeitern, die im allgemeinen später als die darin genannten ausgeführt worden sind, stellen tatsächlich eine bedeutende, unbestreitbare Erläuterung der Eigenschaften der Methode dar; diese Erläuterungen müssen in Betracht gezogen werden.

1. Auf S. 114, wo die Rede ist von der nötigen „Korrektur" der Eichung, die auf die erste, von mir angegebene Art vorgenommen wurde, gibt Israël die beiden nachstehenden Korrekturkoeffizienten für den Betrieb mit Gleichstrom bzw. mit Wechselstrom:

$$p_g = 0.945, \qquad p_w = 0.502.$$

Diese Zahlen wurden von den Herren Dr. Illing und Macek beim Studium meiner Methode gewonnen, wobei sie dem meinen gegenüber *bedeutend veränderte Apparatmodelle* verwendeten, und zwar sowohl hinsichtlich der geometrischen Form, wie auch bezüglich der Konstanten des ausströmenden elektrischen Stromkreises. Die Korrekturen, die an meinem Apparat anzubringen sind, d. h. an dem von Israël beschriebenen (S. 109, Fig. 35) und von der Firma Leybold konstruierten, sind hingegen [1] [2] [3] [4]:

$$p_g = 0.909, \qquad p_w = 0.854.$$

Die „Korrektur" ist darauf zurückzuführen, daß ein Teil der abzufangenden aktiven Atome sich auch an der Wand des Kollektors absetzen und so für die Messung verlorengehen kann. Schon im Jahre 1934 hatte ich direkte Messungen dieses Verlustes vorgenommen und die oben angegebenen Zahlen ermittelt; der Koeffizient $p_g = 0.909$ bezog sich auf Gleichstrom mit negativen Ausströmungsspitzen. Dr. H. Israël hält es, wie schon die Herren Illing und Macek, welche nicht mit Gleichstrom und positiven Spitzen gearbeitet hatten, für selbstverständlich, daß man mit Wechselstrom an der Wand ungefähr die Hälfte der vorhandenen aktiven Niederschläge verliert. Aber die unter Verwendung dreier Ströme von mir angestellten Vergleiche und die von mir ausgeführten systematischen Wandverlustmessungen [2] [4] zeigen, daß bei meinem Apparat *der Gleichstrom mit positiven Spitzen ungefähr dieselbe Empfindlichkeit und einen fast ebenso großen Wandniederschlag ergibt wie der, den man bei Wechselstrom beobachtet.* Bei Wechselstrom ist der Verlust nicht sehr hoch, denn, wie wir gesehen haben, beträgt der entsprechende Korrekturkoeffizient 0.854 (statt 0.502 der Herren Illing und Macek). In der Tat glaube ich, daß die genannten Verfasser veranlaßt wurden, dem Wechselstrom von gewöhnlicher Frequenz im allgemeinen eine bedeutende zerstreuende Wirkung zuzuschreiben, durch das zufällige Zusammentreffen mit dem Werte $^1/_2$ des Korrekturkoeffizienten für ihren Apparat, und weil sie der geometrischen Form des Apparates nicht genug Wert beigelegt hatten.

Daß die geometrische Form des Apparates einen großen Wert hat, wurde schon im Jahre 1931 bei Beginn meiner Studien von mir festgestellt. Die oben angeführten Zahlenpaare bestätigen es vollkommen, und leitet sich daraus ab, daß die von den Herren Illing und Macek für Wechselstrom gewählte und verwendete Form recht unvorteilhaft ist, da sie ein $p_w = 0.502$ verursacht. Die

Form meines Instruments und die angewendeten elektrischen Betriebsbedingungen haben dagegen den Vorzug, den Verlust an den Wänden, bei solchem Strom, nicht so hoch werden zu lassen, und daher den Korrekturkoeffizienten p_w der Einheit näherzubringen; außerdem weicht dadurch dieser Koeffizient von dem für Gleichstrom und negative Spitzen nur wenig ab. In vielen Fällen wird man daher den Wechselstrom vorziehen, da der Gleichstrom eine bedeutende Komplikation der elektrischen Einrichtung verlangt. Der Gleichstrom mit positiven Spitzen bewirkt ungefähr dieselbe Empfindlichkeit wie Wechselstrom, und deshalb ist es immer unnütz, denselben bei Versuchen mit normaler atmosphärischer Luft am Erdboden in Betracht zu ziehen; seine Anwendung wird notwendig bei ganz reiner Luft.

Deshalb müssen vor den Werten von p, die von Israël angegeben wurden und den Modellen von Illing und Macek entsprechen, die Zahlen 0.909 bzw. 0.854 erwähnt werden, die für mein von Israël beschriebenes Modell gelten.

2. Außerdem ist die „Korrektur", von der Israël spricht und die ich eben erörtert habe, nach meiner Meinung als vervollständigender Teil der Eichung der benutzten Vorrichtung aufzufassen [2] [4]. In der Tat ist eine solche Korrektur abschätzbar und — wie eben gesehen — bereits abgeschätzt, und läßt sich überhaupt in einer Formel ausdrücken. Die Formel (101) auf S. 109 des Israëlschen Buches, die den Eichungskoeffizienten ausdrückt, kann in der Tat wie folgt geschrieben werden:

$$x = \frac{1 - u/o}{1 + A_2/A_1},$$

wo A_2/A_1 das Verhältnis der an der Wand bzw. an der gegenüberstehenden Elektrode gesammelten Aktivitäten bedeutet. Für das im Buche des Israël dargestellte Modell ist dann ohne weiteres:

$$x_g = \frac{1 - u/o}{1.17}, \qquad x_w = \frac{1 - u/o}{1.10}.$$

Bei Benutzung einer einzigen halbierbaren Elektrode (daher einen einzigen Kollektor mit einer geraden Zahl von Ausströmungsringen) kann der von der ganzen Elektrode gesammelte Prozentsatz oder Eichungskoeffizient [Formel (101a)] so geschrieben werden:

$$X = 2x - x^2 - xy,$$

wo x bzw. y die auf einer Elektrodenhälfte und an der dieser gegenüberliegenden Wand aufgenommenen Prozentsätze darstellen.

Eine andere Frage hingegen ist die der Möglichkeit, daß sich aktive Atome nicht von der elektrischen Ausströmung abfangen lassen, und zwar weder an der Elektrode, noch an der Kollektorwand; dies kann z. B. geschehen, wenn man mit reiner Luft ohne Kondensationskerne und sonstige Suspensionen arbeitet.

3. Diesbezüglich behauptet Israël (S. 115) auf Grund von Behauptungen Maceks, die sich dann als irrtümlich erwiesen haben, daß die Ausströmungsmethode für reine Luft keinen Vorteil gegenüber dem von Gerdien biete, der sich

auf die Sammlung des positiv geladenen Ra A begründet. Es ist jedoch nötig, hier zu erinnern, daß ich in einer langen Reihe von Versuchen [10] [11], die von mir eigens an durch Schott-Filter 11 G 4 filtrierter und dann mit Ra Em angereicherter Luft angestellt wurden, habe feststellen können, daß die Wirksamkeit der Gerdienschen Methode gering bleibt, indem sie 20% des Ra A nachweist, während die Ausströmung (*mit Gleichstrom und positiven Spitzen*) nur Ra A sammelt, jedoch hiervon etwa 90% nachweist. Daraus folgt, daß die „Salpeterkorrektur" gleichwohl bei der Gerdienschen Methode auch für reine Luft angewendet wird, aber nicht bei der Ausströmungsmethode, wenn sie unter den oben angegebenen Bedingungen benutzt wird. In der nachstehenden Tabelle gebe ich die bedeutungsvollsten Ergebnisse meiner Messungen wieder:

Nr.	N Radongehalt pro ccm	Verwendete Methode	Prozentsatz von N, entdeckt durch die verwendete Methode
12	$4.003 \cdot 10^5$	Ausströmung	0.90
14	$3.19 \cdot 10^5$	Gerdien	0.24
16	$2.66 \cdot 10^5$	Ausströmung	0.86
21	$1.64 \cdot 10^5$	Gerdien	0.18
22	$1.62 \cdot 10^5$	Ausströmung	0.91
24	$1.36 \cdot 10^5$	Gerdien	0.20
17	$4.39 \cdot 10^4$	Ausströmung	0.98
19	$4.23 \cdot 10^4$	Gerdien	0.19

Die Zahl N von Ra Em-Atomen pro ccm war durch Eichung des zur Aktivierung der Luft verwendeten Gläschens mit γ-Strahlen bestimmt worden. Die Messung Nr. 24 nach der elektrostatischen Methode wurde ausgeführt, indem man die Elektrode auf das Potential — 4000 Volt geladen hatte. Bei den anderen wurde nur das Potential — 109 Volt benutzt, weil es schon ebenso wirksam ist wie — 4000 Volt. Die letzte Spalte zeigt das Verhältnis zwischen der nach dem Verfahren bestimmten Atomzahl und N. Man sieht ganz gut den Unterschied im Verhalten zwischen dem elektrostatischen Felde einzig und allein und der Ausströmung, sowie den Vorteil dieser letzteren.

4. Zum Abschluß dieser meiner kurzen Mitteilungen scheint es mir nicht unnütz, die bisher hinsichtlich der Aliverti- und Gerdien-Methoden erzielten konkreten Ergebnisse zusammenzufassen. Diejenigen Faktoren, die über die Wirksamkeit beider entscheiden, sind zwei: der Emanationsgehalt pro ccm Luft und der Kern- und Suspensionsgehalt derselben. Man kann daher zwei Fälle berücksichtigen: 1. ganz reine Luft, 2. Luft mit suspendierten Teilchen, und in beiden Fällen sich den Emanationsgehalt als veränderlich vorstellen. Im ersten Falle, ganz wie bei der Gerdienschen Methode, kann — wie gesagt — die Ausströmung nur Ra A abfangen, mit dem Vorteil, daß sie das Ra A fast in seiner Gesamtmenge entdeckt; sie erreicht eine fast fünfmal so große Empfindlichkeit wie bei dem elektrostatischen Verfahren, und in der Praxis erfordern ihre Resultate eine Korrektur von höchstens 10%; dagegen die Gerdiensche Methode be-

nötigt der großen Salpeterkorrektur. Im zweiten Falle fängt die Ausströmung Ra A, Ra B, Ra C, untereinander im Gleichgewicht, wenn sie es in der Luft besitzen, ab, und die Wirksamkeit des Verfahrens wird durch den Emanationsgehalt bestimmt. Die von Aliverti und von Rosa vorgenommenen Versuche zeigen, daß bei Gehalten bis zu etwa 70 Ra Em-Atomen pro ccm die Methode sichere Resultate ergibt, indem sie, innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen, alle Radonatome nachweist; bei zunehmenden Emanationsgehalten bis zu 10^5 und mehr Atomen pro ccm (wenn der Kern- und Stäubchengehalt stets ungefähr der gleiche bleibt, d. h. der der Stadtluft), nimmt die Wirksamkeit der Ausströmung ab, bis sie bei N zwischen 10^4 und 10^5 Atomen pro ccm auf die Hälfte herabgesunken ist. Das elektrostatische Verfahren sammelt unter denselben Bedingungen einen kleinen Prozentsatz von Ra A und dann auch etwas Ra B und Ra C, und gibt Abklingungskurven, deren Verlauf nicht wenig von dem für die alleinige Sammlung von Ra A abweichen kann und die von schwerer Deutung sind.

So bleibt es endgültig festgestellt, wie eben Israël hervorhebt, daß für die normale freie Luft am Erdboden die Ausströmungsmethode das einzige unter den indirekten Verfahren ist, das als quantitativ zu betrachten ist und ungefähr denselben Genauigkeitsgrad wie die direkten Methoden ergeben kann.

Was die geringe Wirksamkeit für Luft mit bedeutendem Radongehalt betrifft, so muß man bedenken, daß man unter solchen Umständen zu anderen Meßverfahren greifen kann und es auch tut.

Endlich besteht der wichtigste Vorzug der Aliverti-Methode vielleicht darin, daß sie das quantitative Studium des Gehalts an Thoriumemanation mit einer verhältnismäßig leichten Messung, vor allem von kurzer Dauer, gestattet. Diesbezüglich ist das Resultat eines von den Herren Illing und Macek unternommenen Versuches hervorzuheben. Nachdem sie eine sehr lange Aktivation ausgeführt hatten, um eine längere Beobachtung von mehr als 60 Minuten, wie gewöhnlich beansprucht, der Abklingungskurve machen zu können, lösten sie die erste Strecke der Kurve (aktive Ra-Niederschläge + aktive Th-Niederschläge) nach der von mir dargelegten allgemeinen Methode; die Lösung ergab einen gewissen Wert für die Anzahl der Th Em-Atome. Die Endstrecke der Kurve, d. h. die, welche beobachtet worden war, nachdem die Radiumprodukte als praktisch verschwunden betrachtet werden konnten, bestätigte seinerseits den vorher gefundenen numerischen Wert. Die in Rede stehende Nachprüfung zeigt voll und ganz die Zuverlässigkeit der Resultate der Methode, sogar im Falle, daß beide Emanationen vorhanden sind.

Literatur

[1] G. Aliverti: Sul metodo dell'effluvio per misure di radioattività atmosferica. Atti R. Acc. Sc. Torino **67** (1932).

[2] G. Aliverti e T. Vacchieri: Ulteriori ricerche sul metodo dell'effluvio per le misure di radioattività dell'aria. Ebenda **69** (1933/34).

[3] G. Aliverti: Risultati dell'anno XII riguardanti le misure di radioattività atmosferica. Atti XXIII Riunione S. I. P. S. Napoli, 1934.

[4] G. Aliverti e G. Rosa: Su l'uso della corrente continua e dell'alternata nel metodo dell'effluvio per misure di radioattività dell'aria. N. Cim. 1935.

[5] G. Aliverti e G. Rosa: Zur Frage der Adsorption von RaEm an Kernen. Gerl. Beitr. z. Geophys. **44** (1935).

[6] G. Rosa: Über die Adsorption der RaEm an Staubteilchen. Ebenda **45** (1935).

[7] G. Aliverti: A proposito del metodo Aliverti per misure di radioattività atmosferica. Ebenda **46**, 223—226 (1935).

[8] G. Rosa: Sull'ancoraggio del RaA del RaB del RaC al pulviscolo. Ebenda **46**, 394—399 (1936).

[9] G. Aliverti: Considerazioni sull'ancoraggio del radon a particelle degli aerosol. Ebenda **47**, 337—339 (1936).

[10] G. Aliverti: Su la carica e su la captabilità del RaA in aria atmosferica arricchita di radon. Ebenda **48**, 121—130 (1936).

[11] G. Rosa: Sulla deposizione degli elementi radioattivi dell'atmosfera mediante il metodo Aliverti. Ebenda **51**, 286—297 (1937).

[12] G. Aliverti: Su l'importanza dell'aerosol atmosferico per misure di radioattività dell'aria. Conferenze di Fisica e Matematica, R. Università di Torino, 1937.

Pavia, R. Osservatorio Geofisico, den 12. November 1940.

Der Einfluß der Elastizität der Schneide und Unterlage eines Pendels auf die Schwingungszeit

Von **H. Tesch.** — (Mit 10 Abbildungen)

Es wurde der Einfluß der Elastizität der Schneide und Unterlage eines Pendels auf die Schwingungszeit untersucht. Versuche am Pendel mit Gummischneiden und Gummiunterlagen ergaben bei verschiedenen Schneidenformen eine Verkürzung der Schwingungszeit gegen diejenige des „starren Falles". Die Verkürzungen waren um so größer, je kleiner die Amplitude gewählt wurde. Dieses Ergebnis wurde durch die Einwirkung eines elastischen Störungsmoments erklärt.

Einleitung. I. Theorie. II. Versuche. III. Erklärung der Versuchsergebnisse.

Einleitung

Die vorliegende Arbeit wurde durch gewisse Abweichungen der Ampltiudenfunktion $T = T(\varphi)$ eines Schwerependels von der theoretisch geforderten veranlaßt. Die Theorie liefert für ein punktförmig aufgehängtes Pendel die Näherungsformel:

$$T(\varphi) = T_0 \cdot \left(1 + \frac{\varphi^2}{16}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

$T_0 = 2\pi \cdot \sqrt{\dfrac{s^2 + \varrho^2}{g \cdot s}}$ = Schwingungszeit für unendlich kleine Winkel,

φ = Amplitude,

s = Schwerpunktsabstand,

ϱ = Trägheitsradius bezogen auf den Schwerpunkt,

g = Schwerebeschleunigung.

Bei kreisförmiger Schneide geht Formel (1) über in:

$$T(\varphi) = T_0 \cdot \left[1 + \frac{\varphi^2}{16} + \frac{r}{4l} \cdot \varphi^2\right] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{s^2 + \varrho^2}{g(s + r)}} = \text{Schwingungszeit für unendlich kleine Winkel} \quad \ldots \quad (3)$$

$$l = \frac{s^2 + \varrho^2}{s + r} = \text{reduzierte Pendellänge.}$$

In der Praxis wird die Eigenschaft eines Pendels für Meßzwecke nach der Abweichung der aus Auslaufversuchen gefundenen Funktionen $T = T(\varphi)$ gegen die Funktionen $T_0 \cdot \left(1 + \frac{\varphi^2}{16}\right)$ beurteilt. Die Differenz $T(\varphi) - T_0 \cdot \left(1 + \frac{\varphi^2}{16}\right) = \tau(\varphi)$ soll als Restfunktion bezeichnet werden. Im Idealfall eines reibungsfreien, punktförmig aufgehängten und vollkommen starren Pendels müßte $\tau(\varphi) = 0$ sein. In Wirklichkeit wurden, selbst nach Beachtung der üblichen Korrektionen, bei Schwingungsversuchen Restfunktionen $\tau(\varphi) > 0$ erhalten. Fig. 1 zeigt einige Versuchsergebnisse. Die Kurve J stammt aus der Reichsanstalt für Erdbebenforschung zu Jena, die übrigen Kurven wurden bei Versuchen am Schuler-Pendel in Göttingen erhalten. Weitere Versuche, die im Institut für Geophysik der Universität Göttingen durchgeführt wurden, sind bei Köller, Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 13, Heft 7/8, angegeben. Die Kurvenform ist bei fast allen Messungen die gleiche. Nur bei dem letzten Auslaufversuch am Schuler-Pendel (die Schneide war besonders geschliffen!) ergab sich innerhalb der Meßgenauigkeit $\tau(\varphi) = 0$. Auch durch die Annahme einer kreisförmigen Schneide können die angeführten Abweichungen nicht erklärt werden.

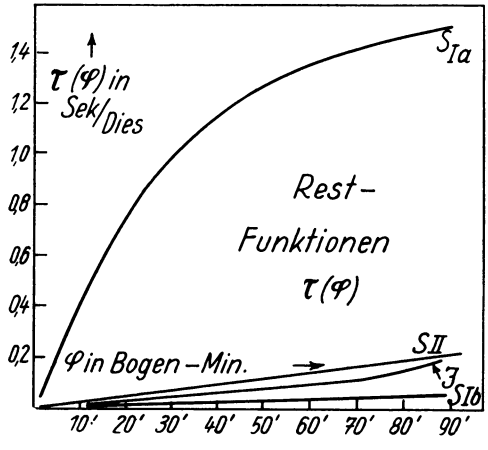


Fig. 1

In der vorliegenden Arbeit soll untersucht werden, wie sich die Elastizität der Schneide und Unterlage auf die Funktion $T = T(\varphi)$ auswirkt.

I. Theorie

1. Das Prinzip der Näherungsrechnung. Die unverformte Schneide sei kreisförmig, die unverformte Unterlage eben und horizontal. Es wird sich zeigen, daß

diese Annahmen keine besondere Einschränkung des Problems bedeuten. Für den angenommenen Fall soll der Einfluß der Elastizität der Schneide und Unterlage auf die Funktion $T = T(\varphi)$ berechnet werden.

Auf Grund der Tatsache, daß die aus Auslaufversuchen ermittelten Restfunktionen $\tau(\varphi)$ außerordentlich klein sind, kann die Lösung der gestellten Aufgabe mit Hilfe einer Näherungsrechnung durchgeführt werden. Das Prinzip ist das folgende:

Vermöge der Kräftefunktionen des starren Falles und unter Berücksichtigung der Elastizitätsgesetze der Schneide und Unterlage werden die elastischen Auslenkungen in Abhängigkeit vom Ausschlagswinkel α und der Amplitude φ näherungsweise berechnet. Dadurch wird das System auf ein solches mit einem Freiheitsgrad (Ausschlagswinkel α) reduziert.

Für die Rechnung werden folgende Annahmen über die Wirkungsweise der elastischen Schneide und Unterlage gemacht:

1. Die Elastizität der Schneide und Unterlage hat bei schwingendem Pendel Parallelverschiebung der Pendelstange in horizontaler und vertikaler Richtung gegen die entsprechende Lage bei starren Verhältnissen zur Folge.
2. Bei kreisförmiger elastischer Schneide führt das Pendel eine Rollbewegung aus, für die als Abrollkurve die Hüllkurve an alle einzelnen Drucklinien maßgebend ist.
3. Die angeführte Hüllkurve ist nur von der senkrechten, nicht von der horizontalen Belastung der Schneidenwalze abhängig.
4. Die Deformationen der Schneide finden hauptsächlich in der Nähe der Berührungslinie zwischen Schneide und Unterlage statt.

2. Die Zwangskräfte P_x und P_y des schwingenden Pendels mit punktförmiger Aufhängung. Es bedeutet:

P_x = Zwangskraft des Pendels in der horizontalen Richtung,
P_y = Zwangskraft des Pendels in der vertikalen Richtung,
$m \cdot g$ = Gewicht des Pendels,
s = Schwerpunktsabstand,
l = reduzierte Pendellänge,
α = jeweiliger Ausschlagswinkel, φ = Amplitude (maximaler Ausschlag).

Für ein Pendel mit punktförmiger Aufhängung gilt:

$$P_x = \frac{m \cdot g \cdot s}{l} (3 \cos \alpha - 2 \cos \varphi) \cdot \sin \alpha \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

$$P_y = m \cdot g + \frac{m \cdot g \cdot s}{l} (3 \cos^2 \alpha - 2 \cos \alpha \cdot \cos \varphi - 1) \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

oder, wenn $\cos\alpha = 1 - \frac{1}{2}\alpha^2$, $\sin\alpha = \alpha$ und als Abkürzung $\frac{m\,g\cdot s}{l} = K$ gesetzt wird:

$$P_x = K\cdot(1+\varphi^2)\cdot(\alpha - \tfrac{5}{3}\alpha^3), \quad P_y = m\cdot g + K\cdot(\varphi^2 - 2\alpha^2) \quad . \quad . \quad (6)$$

$K\cdot(\varphi^2 - 2\alpha^2)$ bedeutet die Änderung der Normalkraft des schwingenden Pendels gegen das Pendelgewicht $m\cdot g$. Wir kürzen ab: $K\cdot(\varphi^2 - 2\alpha^2) = \Delta P_y$.

3. Die Deformationsgesetze der Schneide und Unterlage. Bei den angestellten Versuchen wurde als elastisches Material für die Schneide und Unterlage *Gummi* gewählt. In diesem Falle ist es wahrscheinlich, daß der elastische Einfluß alle anderen Störungen, die auf das Pendel einwirken, übertrifft. Eine Änderung der Schwingungszeit gegen den starren Fall ist verhältnismäßig leicht festzustellen. Schließlich hat man den Vorteil, daß die elastischen Konstanten statisch leicht zu bestimmen sind. Statische Belastungsversuche wurden für verschiedene Schneiden und Unterlagen aus Gummi durchgeführt.

Belastungsversuch in der Normalrichtung. Um die Senkung des Pendels auf Grund der Elastizität der Schneide und Unterlage zu untersuchen, wurde das Pendel durch ein Belastungsjoch ersetzt. Die Senkung des Gestells bei Belastung durch die Normalkraft P_y gegen die Lage bei $P_y = 0$ sei mit $\bar{\varepsilon}_y$ bezeichnet. Bei den Versuchen ergaben sich für $P_y = F(\bar{\varepsilon}_y)$ Kurven von der Form der Fig. 2. (Kurve 1 bei Belastung, Kurve 2 bei folgender Entlastung, Hysteresis!) Die Auslenkung ε_y bei Belastung mit dem Pendelgewicht $m\cdot g$ bezeichnen wir mit ε_{y0}. Bei schwingendem Pendel ist die Änderung der Normalkraft P_y gegen das Pendelgewicht $m\cdot g$ gering. ($\Delta P_y = K(\varphi^2 - 2\alpha^2$.) Es kann daher in einem entsprechend kleinen Belastungsintervall lineare Abhängigkeit zwischen der Auslenkung und der Kraftänderung angenommen werden. Wir machen den Schnittpunkt $P_y = m\cdot g$ und $\bar{\varepsilon}_y = \bar{\varepsilon}_{y0}$ zum Ursprung eines neuen Koordinatensystems, wobei die Ordinate die Kraftänderung ΔP_y, die Abszisse die Änderung der Auslenkung, bezeichnet mit ε_y, darstellt. Beide sind positiv in der Pfeilrichtung. Bedeutet c_3 den Richtung tangens an der Stelle $P_y = m\cdot g$, so lautet das Elastizitätsgesetz in dem entsprechenden Intervall:

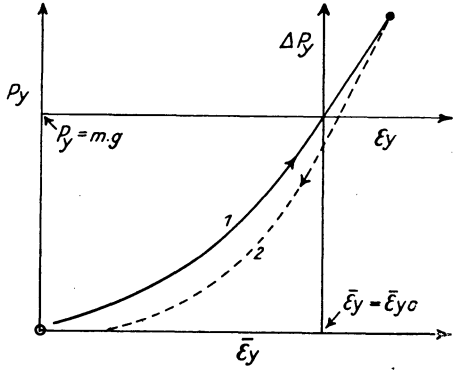


Fig. 2. Funktion $P_y = F(\bar{\varepsilon}_y)$

$$\Delta P_y = c_3\cdot\varepsilon_y.$$

Belastungsversuch in der tangentialen Richtung. Das Joch sei in der y-Richtung mit dem Pendelgewicht $m\cdot g$ belastet. Wirkt auf das Gestell in der x-Richtung ein tangentialer Zug P_x, so erfährt das Ganze in dieser Richtung gegen die Ruhe-

stellung die Verschiebung ε_x. Die Versuche ergaben für $P_x = F(\varepsilon_x)$ bei nicht zu starker Belastung lineare Abhängigkeit. Es gilt:

$$P_x = c_2 \cdot \varepsilon_x$$

(c_2 = Elastizitätsfaktor). Die Belastungsversuche wurden bei verschieden geformten Schneiden für folgende Einzelfälle durchgeführt:

1. Starre Schneide auf elastischer Unterlage.
2. Elastische Schneide auf starrer Unterlage.
3. Elastische Schneide auf elastischer Unterlage.

Die Verschiebungen ε_x und ε_y bei schwingendem Pendel. In den Elastizitätsgesetzen $\Delta P_y = c_3 \cdot \varepsilon_y$, $P_x = c_2 \cdot \varepsilon_x$ werden die angegebenen Kräftefunktionen [Gl. (6)] des Pendels eingesetzt. Es folgt:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{K}{c_2} \cdot \left(\{1 + \varphi^2\}\alpha - \frac{5}{3}\alpha^3 \right) \\ \varepsilon_y &= \frac{K}{c_3} \cdot (\varphi^2 - 2\alpha^2) \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (7)$$

4. Die Schwingungsgleichung, der Energiesatz. Die Festlegung des Koordinatensystems geschieht an Hand der Fig. 3. Die Gerade AB stellt die Oberkante der unverformten, horizontalen Unterlage dar. Wir setzen das Pendel in einem Punkte 0 der Oberkante auf, wobei sich der Berührungspunkt wegen der Elastizität der Unterlage senkrecht nach unten, bis 0′, verschiebt. Den Punkt 0′ machen wir zum Ursprung eines rechtwinkligen, raumfesten Koordinatensystems x, y. Durch ihn verläuft parallel zu AB die x-Achse (pos. nach rechts) und senkrecht zu dieser nach unten die positive y-Achse.

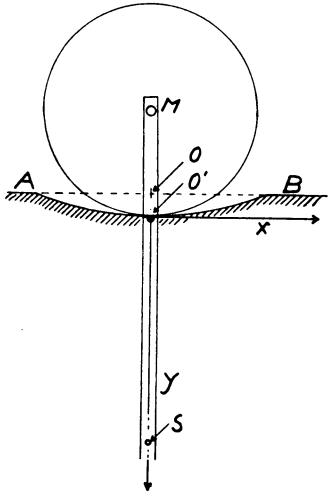


Fig. 3. Elastische Schneide auf elastischer Unterlage. Ruhestellung

Bezeichnungen (nach Fig. 3, das Pendel ruht):

R = Radius der unverformten Schneide,
MO' = r = mittlerer Rollradius (die Schneide ist deformiert),
SO' = s = Schwerpunktsabstand,
MS = a = Schwerpunktsabstand vom mittleren Rollzentrum,
m = Pendelmasse,
ϱ = Trägheitsradius, bezogen auf den Schwerpunkt S,
x, y = Schwerpunktskoordinaten bei schwingendem Pendel,
α = Augenblickliche Auslenkung des Pendels (Winkel),
φ = Maximaler Ausschlagswinkel oder Amplitude,
ε_x = Elastische Auslenkung des Pendels in der x-Richtung,

$\bar{\varepsilon}_y$ = Gesamte elastische Auslenkung des Pendels in der y-Richtung gegen die Lage des Pendels bei nicht deformierter Schneide und Unterlage,

ε_{y0} = Elastische Auslenkung wie eben, aber bei Belastung mit dem Pendelgewicht $m \cdot g$,

ε_y = Elastische Auslenkung des Pendels in der y-Richtung gegen die nach Fig. 3 definierte Ruhelage.

Es besteht die Beziehung: $\bar{\varepsilon}_y = \bar{\varepsilon}_{y0} + \varepsilon_y$.

Die folgende Rechnung gilt für den Fall, daß die Schneide oder die Unterlage bzw. die Schneide und die Unterlage als ideal elastisch angesehen wird.

Ist L die kinetische, V die potentielle Energie des Systems, so lautet der Energiesatz:

$$L + V = V_0$$

(V_0 = potentielle Energie im Umkehrpunkt).

Für den vorliegenden Fall ergibt dies:

$$\left.\begin{aligned} \frac{m}{2}\left[\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2\right] + \frac{m}{2}\varrho^2 \cdot \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2 + m\,g\cdot(C-y) + \int_0^{\varepsilon_x} P_x\, d\varepsilon_x + \int_0^{\bar{\varepsilon}_y} P_y\, d\bar{\varepsilon}_y \\ = m\cdot g\,(C - y_\varphi) + \int_0^{\varepsilon_{x\varphi}} P_x\, d\varepsilon_x + \int_0^{\bar{\varepsilon}_{y\varphi}} P_y\, d\bar{\varepsilon}_y \end{aligned}\right\} \quad (8\,a)$$

oder umgeformt:

$$\frac{m}{2}\left[\left(\frac{dx}{d\alpha}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\alpha}\right)^2 + \varrho^2\right]\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2 = m\cdot g\,(y - y_\varphi) + \int_{\varepsilon_x}^{\varepsilon_{x\varphi}} P_x\, d\varepsilon_x + \int_{\bar{\varepsilon}_y}^{\bar{\varepsilon}_{y\varphi}} P_y\, d\bar{\varepsilon}_y \quad (8\,b)$$

In Gleichung (8a) bedeutet:

$\frac{m}{2}\left[\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2\right]$ = Translationsenergie des Pendel-Schwerpunktes,

$\frac{m}{2}\varrho^2 \cdot \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2$ = Rotationsenergie des Pendels, bezogen auf S,

$mg\,(C - y)$ = Energie der Lage (C ist eine Konstante).

Die Integrale stellen die Deformationsenergie der Schneide und Unterlage in der x- und y-Richtung dar.

Für die Schwingungszeit T folgt das Integral [aus Gleichung (8b)]

$$\left.\begin{aligned} 1.\quad T &= \frac{4}{\sqrt{2g}} \int_0^{\varphi} \sqrt{\frac{\left(\frac{dx}{d\alpha}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\alpha}\right)^2 + \varrho^2}{(y - y_\varphi) + \frac{1}{mg}\left\{\int_{\varepsilon_x}^{\varepsilon_{x\varphi}} P_x\, d\varepsilon_x + \int_{\bar{\varepsilon}_y}^{\bar{\varepsilon}_{y\varphi}} P_y\, d\bar{\varepsilon}_y\right\}}}\, d\alpha, \\ 2.\quad T &= \frac{4}{\sqrt{2g}} \int_0^{\varphi} \sqrt{\frac{F_1(\alpha_1\,\varphi)}{F_2(\alpha_1\,\varphi)}}\, d\alpha \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

[F_1, F_2 = Abkürzung für die Zähler und Nennerfunktion der Gleichung (9_1)].

Für die Berechnung von F_1 sind die Differentiale dx und dy anzugeben. Wir beziehen uns auf die Fig. 4. Bei einer positiven Änderung des Ausschlagwinkels um $d\alpha$ erfährt die Pendelstange eine Weiterdrehung um M um den Winkel $d\alpha$. Mit dieser Drehung ist ein Weiterrollen der Schneide nach links um das Stück $(r - \varepsilon_y^*) \cdot d\alpha$ verbunden. Hier bedeutet ε_y^* die Senkung des Pendels in der y-Richtung auf Grund der Elastizität *der Schneide*. Da dieses Abrollglied nur für die Schneide in Frage kommt, ist die besondere Bezeichnung ε_y^* nötig. Gleichzeitig mit der Rollbewegung ändert sich ε_x um $d\varepsilon_x$ und ε_y um $d\varepsilon_y$. Der Bewegungsvorgang wird durch folgende Differentiale beschrieben:

$$\left.\begin{aligned} dx &= a \cdot \cos\alpha \cdot d\alpha - (r - \varepsilon_y^*) \\ &\quad \cdot d\alpha + d\varepsilon_x \\ dy &= -a \cdot \sin\alpha \cdot d\alpha + d\varepsilon_y \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

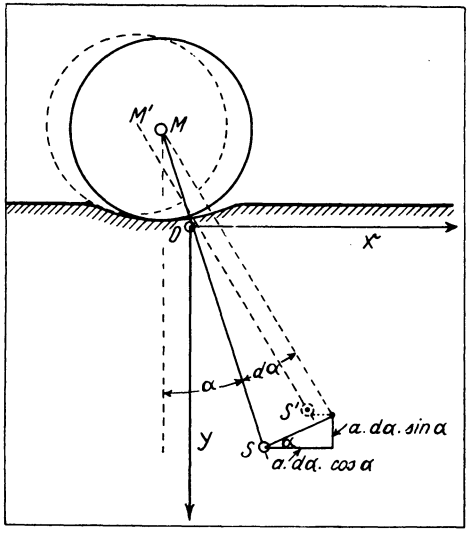


Fig. 4. Elastische Schneide auf elastischer Unterlage. Pendel in ausgelenktem Zustand

Die Funktionen F_1, F_2 können in Abhängigkeit vom Ausschlagwinkel α und der Amplitude φ berechnet werden. Die Berechnung wird bis zu quadratischen Gliedern in α und φ durchgeführt (Glieder mit $1/c_2$, $1/c_3$ werden nur linear berücksichtigt). Es folgt:

$$\left.\begin{aligned} F_1 &= p_0 \cdot (1 + p_1 \varphi^2 + p_2 \alpha^2) \\ F_2 &= q_0 \cdot (\varphi^2 - \alpha^2) \cdot (1 - q_1 \varphi^2 - q_2 \alpha^2) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots (11)$$

mit den Konstanten

$$p_0 = (s^2 + \varrho^2)\left(1 + \frac{2K}{l \cdot c_2}\right); \qquad K = \left(\frac{m \cdot g \cdot s}{l}\right),$$

$$p_1 = \frac{2K}{l}\left(\frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_3^*}\right),$$

$$p_2 = \frac{r}{l} + \frac{8K}{l \cdot c_3} - \frac{11K}{l \cdot c_2} - \frac{4K}{l \cdot c_3^*}$$

(c_3^* = elastische Konstante für die Schneide, entsprechend der Auslenkung ε_y^*);

$$q_0 = \frac{a}{2} + \frac{K^2}{2\,m\,g \cdot c_2},$$

$$q_1 = \frac{1}{12} + \frac{5}{4}\,\frac{K}{l \cdot c_2},$$

$$q_2 = \frac{1}{12} + \frac{13}{4} \cdot \frac{K}{l \cdot c_2} - \frac{4K}{l \cdot c_3}.$$

Die Schwingungszeit $T = T(\varphi)$. Die berechneten Funktionen F_1 und F_2 werden in Gl. (9) eingesetzt. Es folgt:

$$T = \frac{4}{\sqrt{2g}} \int_0^{\varphi} \sqrt{\frac{p_0 (1 + p_1 \varphi^2 + p_2 \alpha^2)}{q_0 (\varphi^2 - \alpha^2)(1 - q_1 \varphi^2 - q_2 \alpha^2)}}\, d\alpha \quad \ldots\ldots (12\,a)$$

Eine Umformung durch die Substitution $\alpha = \varphi \cdot \sin \psi$ also $d\alpha = \varphi \cdot \cos \psi \cdot d\psi$ ergibt:

$$T = \frac{4}{\sqrt{2g}} \int_0^{\pi/2} \sqrt{\frac{(1 + p_1 \varphi^2 + p_2 \varphi^2 \cdot \sin^2 \psi)\, p_0}{(1 - q_1 \varphi^2 - q_2 \varphi^2 \cdot \sin^2 \psi)\, q_0}}\, d\psi \quad \ldots\ldots (12\,b)$$

Für dieses Integral kann nach Reihenentwicklung, bei Beschränkung auf quadratische Glieder in φ, geschrieben werden:

$$T = \frac{4}{\sqrt{2g}} \sqrt{\frac{p_0}{q_0}} \int_0^{\pi/2} \left\{1 + \frac{p_1 + q_1}{2} \varphi^2 + \frac{p_2 + q_2}{2} \varphi^2 \cdot \sin^2 \psi\right\} d\psi \ldots (13\,a)$$

Die Integration liefert für die Schwingungszeit T die endgültige Formel (bei Berücksichtigung der Werte für die Konstanten):

$$\left.\begin{aligned} T &= 2\pi \cdot \sqrt{\frac{s^2 + \varrho^2}{g \cdot a}} \cdot \left\{1 + \frac{m \cdot g \cdot s}{2\, l^2 \cdot c_2}\right\} \left\{1 + \left(\frac{1}{16} + \frac{r}{4l} + \frac{m \cdot g \cdot s}{l^2 \cdot c_3} - \frac{m \cdot g \cdot s}{3\, l^2 \cdot c_2}\right) \varphi^2\right\} \\ &= T_{0e} \left\{1 + \left(\frac{1}{16} + \frac{r}{4l} + \frac{m \cdot g \cdot s}{l^2 \cdot c_3} - \frac{m \cdot g \cdot s}{3 \cdot l^2 \cdot c_2}\right) \varphi^2\right\}. \end{aligned}\right\} (13\,b)$$

Diskussion der Schwingungszeitformel. In Gl. (13b) bedeutet das Glied $\left(\frac{1}{16} + \frac{r}{4l}\right) \varphi^2$ die bekannte Amplitudenkorrektur eines entsprechenden starren Rollpendels. Die Elastizität der Schneide und Unterlage wirkt sich nach Gl. (13) in einer T_0-Verlängerung, sowie in einer Änderung der Amplitudenfunktion aus. Der Charakter einer quadratischen Funktion bleibt jedoch erhalten. Da im allgemeinen das Glied $r/4\,l$ in der Klammer vernachlässigt werden kann, würde die Elastizität die Restfunktion

$$\tau(\varphi) = T_{0e} \cdot \frac{m \cdot g \cdot s}{l^2} \left(\frac{1}{c_3} - \frac{1}{3 \cdot c_2}\right) \varphi^2 \quad \ldots\ldots\ldots (14)$$

zur Folge haben.

Nach dieser Formel hebt der elastische Effekt in der x-Richtung denjenigen in der y-Richtung zum Teil wieder auf. Für den Fall $c_3 = 3\,c_2$ ist $\tau(\varphi) = 0$.

Aus Gl. (14) sieht man weiter, daß Glieder von der Form $1/c_3^*$ nicht auftreten. Die Amplitudenfunktion wird in der angeführten Näherung durch die Abwei-

chung der maßgebenden Abrollkurve von der ursprünglichen Kreisform nicht beeinflußt*).

In Abschnitt III. werden Schwingungsversuche mit elastischen Schneiden und Unterlagen angegeben. Für die dort behandelten Fälle wurden c_2 und c_3 statisch ermittelt. Im Gegensatz zu unserem Rechenergebnis zeigten die Versuche bei elastischer Schneide oder Unterlage bzw. bei elastischer Schneide und elastischer Unterlage verhältnismäßig starke T_0-Verkürzungen gegen den starren Fall. Die Restfunktionen waren nicht quadratisch und viel größer als die nach der Formel berechneten Werte. Daraus muß geschlossen werden, daß die Verformungen der Schneide und Unterlage noch in einer anderen Art als angenommen wurde auf den Schwingungsvorgang einwirken. Diese Dinge sollen im Anschluß an die nun folgenden Versuchsergebnisse diskutiert werden.

II. Versuche

1. Die Versuchsanordnung. Wegen der Möglichkeit von seitlichen Verschiebungen des Pendels bei Gummischneiden oder Gummiunterlagen wurde die Schwingungszeit mit Hilfe der nachstehenden Versuchsanordnung so registriert, daß immer bei senkrechter Pendelstellung sich eine Schnittmarke auf dem Registrierfilm abzeichnete. Seitliche Verschiebungen des Pendels in der Nullstellung sind auf dem Film zu erkennen. Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 5.

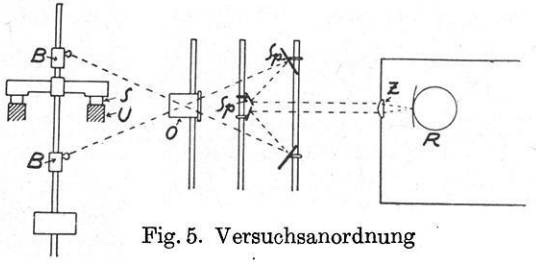


Fig. 5. Versuchsanordnung

Die Schneidenwalzen S ruhen auf den Unterlagen U. An der Pendelstange sind in ungefähr gleichen Abständen von der Drehachse zwei Einfadenlampen mit

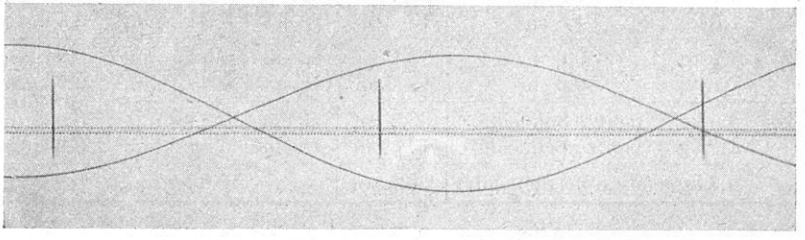


Fig. 6. Filmstreifen

Taschenlampenbatterien angebracht. Die beiden in der Figur gezeichneten Lichtstrahlen gehen durch das Objektiv O und werden durch zwei Spiegelpaare Sp so

*) Hierzu siehe: H. Gebelein: Das abrollende physikalische Pendel. Ing.-Arch. 6, 75 (1935).

reflektiert, daß sie in der gezeichneten Weise parallel laufen und senkrecht auf die Zylinderlinse Z auffallen. Auf dem bewegten Film zeigen sich nach dem Entwickeln zwei sich schneidende, sinusförmige Kurven. Der größte Abstand beider Kurven gibt ein Maß für die Größe des Ausschlagwinkels. Fig. 6.

Neben der eigentlichen Pendelmarke (große Sinuskurve) sieht man als Sekundenmarke senkrechte Striche, und als feinere Zeitmarke eine Stimmgabelschwingung. Die Sekundenmarke wurde von einem Reversionspendel (Stahlschneide auf Achatunterlage) aufgenommen. Dieses Pendel wurde für die Dauer einer Messung einmal angestoßen.

2. Die Durchführung der Versuche. Für jeden Versuch standen zwei körperlich gleiche Schneidenpaare aus Eisen und Gummi zur Verfügung. Schneiden und Unterlagen waren auswechselbar, auf diese Weise war es möglich, die Schwingungszeit des elastischen Systems mit derjenigen des starren Falles zu vergleichen. Zur Beurteilung der Restfunktionen $\tau(\varphi)$ wurde T bei den Ausschlägen $\varphi = 7^0$, $\varphi = 5^0$, $\varphi = 1{,}5^0$ gemessen. Bei jedem Versuch wurden etwa 30 Schwingungen beobachtet. Bei der Auswertung war mit einer Genauigkeit von größer als $1 \cdot 10^{-4}$ Sekunden pro Schwingungszeit zu rechnen. Die Schwingungsversuche wurden in der nachstehenden Reihenfolge durchgeführt:

1. Starre Schneide auf starrer Unterlage (Eisen auf Eisen).
2. Starre Schneide auf elastischer Unterlage (Eisen auf Gummi).
3. Elastische Schneide auf elastischer Unterlage (Gummi auf Gummi).
4. Elastische Schneide auf starrer Unterlage (Gummi auf Eisen).

3. Die Versuchsergebnisse. Die Pendeldaten bei den einzelnen Versuchen.

Versuchsbezeichnung VS.	Pendelgewicht mg	Schneidenradius r	Schwerpunktsabstand s	Trägheitsradius ϱ	Elastizitätsmodul der Schneide E_1	Elastizitätsmodul der Unterlage E_2
Ia	3.4 kg	1 cm	25.4 cm	32 cm	0.3 kg/mm²	0.6 kg/mm²
Ib	1.8 kg	1 cm	15 cm	26 cm	0.3 kg/mm²	0.6 kg/mm²
IIa	4.7 kg	0.6 cm	37.1 cm	26 cm	0.8 kg/mm²	0.9 kg/mm²
IIb	2.1 kg	0.6 cm	13 cm	26 cm	0.8 kg/mm²	0.9 kg/mm²
IIIa	3.6 kg	(spitze Schneide)	36.3 cm	39 cm	0.8 kg/mm²	0.9 kg/mm²
IIIb	1.9 kg	(spitze Schneide)	13 cm	15 cm	0.8 kg/mm²	0.9 kg/mm²
IV	3.7 kg	(stumpfe Schneide)	36.5 cm		0.8 kg/mm²	0.9 kg/mm²

Das Ergebnis der Versuche wurde in Form von Schwingungszeit-Funktionen $T = T(\varphi)$ und Restfunktionen $(\tau) = T(\varphi) - T_0\left(1 + \frac{\varphi^2}{16}\right)$ aufgezeichnet. Die Art des Schneiden- und Unterlagematerials ist bei jeder Funktionskurve angegeben.

Es bedeutet: st. S. starre Schneide, el. S. elastische Schneide, st. U. starre Unterlage, el. U. elastische Unterlage.

Als Beispiel seien Diagramme der Versuche Ia und Ib für $T(\varphi)$ und für $\tau(\varphi)$ in Fig. 7 und 8 gegeben.

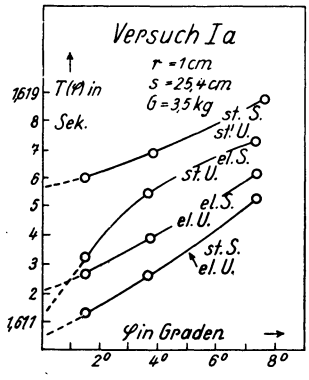
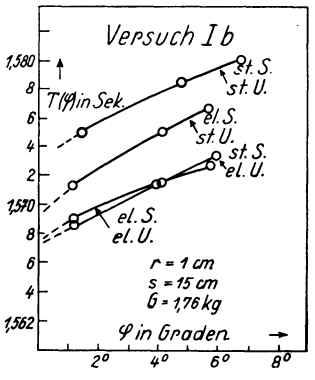


Fig. 7. Funktionen $T = T(\varphi)$ bei VS. Ia



Funktionen $T = T(\varphi)$ bei VS. Ib

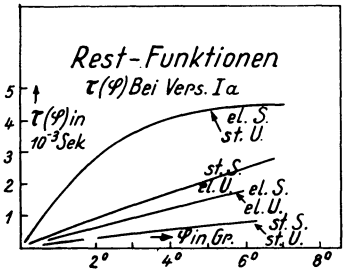
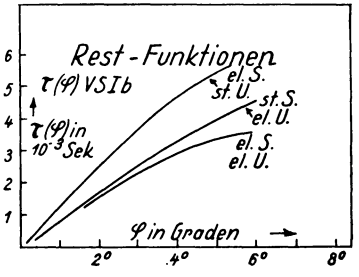


Fig. 8. Restfunktionen $\tau(\varphi)$ bei VS. Ia



Restfunktionen $\tau(\varphi)$ bei VS. Ib

Zur weiteren Übersicht über die Versuche wurden die Ergebnisse im Anschluß an die Diagramme in einer Tabelle zusammengestellt. Dabei sind folgende Abkürzungen verwendet:

VS. = Bezeichnung des Versuches.
ΔT_0 = Abweichung der Schwingungszeit des elastischen Systems gegen diejenige des starren Falles bei unendlich kleinen Amplituden.
Es gilt: $+\Delta T_0$ = Verlängerung, $-\Delta T_0$ = Verkürzung } der Schwingungszeit gegen den starren Fall.
$\tau(\varphi)$ = Restfunktionswert, berechnet für die Amplitude $\varphi = 6^0$.
c_2, c_3 = Konstante aus den Elastizitätsgesetzen $P_x = c_2 \cdot \varepsilon_x$, $\Delta P_y = c_3 \cdot \varepsilon_y$.
e = elastisch.
s = starr.

An Hand der Tabelle 1 sollte untersucht werden, ob zwischen ΔT, $\tau(\varphi)$, c_2 und c_3 ein Zusammenhang besteht. Aus diesem Grunde wurden die gesamten Meßwerte der einzelnen Unterversuche eines Hauptversuches nach *der Größe* der

elastischen Einwirkung geordnet. Hinter jedem Versuchswert sind in zwei engen Spalten die Schneiden- und Unterlagsordnung angegeben (z. B. bedeutet s starre Schneide, e elastische Unterlage).

Tabelle 1

VS.	ΔT_0 in Sek.	Schneide	Unterlage	$\tau(\varphi)$ in Sek.	Schneide	Unterlage	c_2 in kg/m	Schneide	Unterlage	c_3 in kg/m	Schneide	Unterlage
Ia	$-6{,}2\cdot10^{-3}$	s	e	$+4{,}4\cdot10^{-3}$	e	s	$1{,}4\cdot10^{3}$	e	e	$2{,}8\cdot10^{3}$	e	e
	$-5{,}1\cdot10^{-3}$	e	s	$+2{,}5\cdot10^{-3}$	s	e	$1{,}7\cdot10^{3}$	e	s	$4{,}5\cdot10^{3}$	e	s
	$-4{,}6\cdot10^{-3}$	e	e	$+1{,}8\cdot10^{-3}$	e	e	$4{,}2\cdot10^{3}$	s	e	$6{,}5\cdot10^{3}$	s	e
Ib	$-13{,}0\cdot10^{-3}$	s	e	$+5{,}7\cdot10^{-3}$	e	s	$1{,}0\cdot10^{3}$	e	e	$2{,}4\cdot10^{3}$	e	e
	$-12{,}9\cdot10^{-3}$	e	e	$+4{,}3\cdot10^{-3}$	s	e	$1{,}4\cdot10^{3}$	e	s	$3{,}6\cdot10^{3}$	e	s
	$-9{,}1\cdot10^{-3}$	e	s	$+3{,}5\cdot10^{-3}$	e	e	$4{,}2\cdot10^{3}$	s	e	$5{,}0\cdot10^{3}$	s	e
IIa	$-6{,}2\cdot10^{-3}$	s	e	$+2{,}9\cdot10^{-3}$	e	s	$3{,}4\cdot10^{3}$	e	e	$7{,}4\cdot10^{3}$	e	e
	$-4{,}7\cdot10^{-3}$	e	s	$+2{,}8\cdot10^{-3}$	s	e	$5{,}2\cdot10^{3}$	e	s	$10{,}0\cdot10^{3}$	e	s
	$-4{,}0\cdot10^{-3}$	e	e	$+2{,}4\cdot10^{-3}$	e	e	$8{,}0\cdot10^{3}$	s	e	$12{,}0\cdot10^{3}$	s	e
IIb	$-22{,}0\cdot10^{-3}$	e	s	$+11\cdot10^{-3}$	e	s	$2{,}7\cdot10^{3}$	e	e	$5{,}8\cdot10^{3}$	e	e
	$-14{,}5\cdot10^{-3}$	e	e	$+8{,}0\cdot10^{-3}$	s	e	$4{,}3\cdot10^{3}$	e	s	$10{,}0\cdot10^{3}$	e	s
	$-10{,}2\cdot10^{-3}$	s	e	$+7{,}2\cdot10^{-3}$	e	e	$8{,}0\cdot10^{3}$	s	e	$12{,}0\cdot10^{3}$	s	e
IIIa	$-3{,}2\cdot10^{-3}$	e	e	$+0{,}3\cdot10^{-3}$	e	e	$1{,}6\cdot10^{3}$	e	e	$3{,}1\cdot10^{3}$	e	e
	$-2{,}6\cdot10^{-3}$	e	s	$+0{,}2\cdot10^{-3}$	s	e	$1{,}8\cdot10^{3}$	e	s	$4{,}3\cdot10^{3}$	e	s
	$-0{,}6\cdot10^{-3}$	s	e	$+0{,}1\cdot10^{-3}$	e	s	$7{,}7\cdot10^{3}$	s	e	$8{,}0\cdot10^{3}$	s	e
IIIb	$-13{,}1\cdot10^{-3}$	e	e	$+0{,}8\cdot10^{-3}$	e	e	$1{,}3\cdot10^{3}$	e	e	$3{,}1\cdot10^{3}$	e	e
	$-11{,}2\cdot10^{-3}$	e	s	$+0{,}8\cdot10^{-3}$	e	s	$1{,}5\cdot10^{3}$	e	s	$4{,}3\cdot10^{3}$	e	s
	$-0{,}8\cdot10^{-3}$	s	e	$+0{,}2\cdot10^{-3}$	s	e	$5{,}7\cdot10^{3}$	s	e	$8{,}0\cdot10^{3}$	s	e

Schlußfolgerungen aus den Diagrammen. Bei einzelnen Schwingungsversuchen zeigen die Funktionen $T(\varphi)$ schon für den Fall „Starre Schneide auf starrer Unterlage" verhältnismäßig starke Abweichungen gegen den theoretisch geforderten Verlauf. Diese Unregelmäßigkeiten müssen auf Fehler in der Bearbeitung der Schneide und Unterlage, sowie auf Unsauberkeit dieser Teile zurückgeführt werden. Bei den Gummiversuchen sind folgende Abweichungen gegen den „Starren Fall" besonders auffallend:

Bei allen Versuchen ergibt sich eine *Verkürzung* der Schwingungszeit gegen den „Starren Fall". Diese Abweichungen nehmen mit wachsender Amplitude ab, sie werden größer, je kleiner man den Schwerpunktsabstand s wählt. Auffallend ist weiter, daß bei Versuch III (spitze Schneide) starke T_0-Verkürzungen, aber verhältnismäßig kleine Restfunktionen $\tau(\varphi)$ gemessen wurden. *Bei einem Reversionspendel würde sich dieses Ergebnis dahin auswirken, daß bei beiden Schneiden die Schwingungszeit zu kurz gemessen wird.*

Es ist schließlich noch die Größe und die Form der Restfunktionskurven zu beachten.

Nach dem Rechenergebnis von Abschnitt II müßte für eine Amplitude von 6^0 sich bei den gemessenen Elastizitätskonstanten c_2 und c_3 ein $\tau(\varphi)$, $\varphi = 6^0$ in der Größenordnung 10^{-5} Sekunden ergeben. Bei den Versuchen haben die Abweichungen jedoch die Größenordnung 10^{-3} Sekunden. Die Restfunktionen können nicht durch quadratische Kurven, wie es die angegebene Rechnung ergab, angenähert werden.

Schlußfolgerung aus der Tabelle. Bei den Versuchen I und II besteht zwischen den T_0-Verkürzungen, sowie den Restfunktionen $\tau(\varphi)$ und den elastischen Konstanten c_2 und c_3 anscheinend kein direkter Zusammenhang. Bei Versuch III hingegen scheint dies im großen und ganzen der Fall zu sein. Hier gibt die Anordnung „Elastische Schneide auf elastischer Unterlage" die größte Änderung gegen den „Starren Fall".

III. Erklärung der Versuchsergebnisse

Beim Vergleich der bisherigen Rechenergebnisse mit den Versuchsergebnissen ist zu beachten, daß bei der Rechnung der Einfluß der bei elastischer Schneide durch das Pendelgewicht hervorgerufenen Schwerpunktssenkung auf die Schwingungszeit nicht berücksichtigt wurde. In Abschnitt II kam es hauptsächlich auf die Berechnung der Restfunktion an.

Man könnte daher vermuten, daß die einfache Senkung des Schwerpunkts beim Pendel mit elastischer Schneide gegen die Schwerpunktslage bei starrer Schneide die Ursache der gemessenen Schwingungszeitverkürzung bei unendlich kleinen Ausschlägen ist. Wir unterscheiden bei dieser Betrachtung den Fall der kreisförmigen Schneide von dem der spitzen Schneide. Bei kreisförmiger Schneide ergibt die Korrekturrechnung folgendes: Es sei

r = Schneidenradius bei unverformter Schneide,
s = Schwerpunktsabstand bei unverformter Schneide,
ϱ = Trägheitsradius, bezogen auf den Schwerpunkt S,
ε = Schwerpunktssenkung durch das Pendelgewicht bei elastischer Schneide.

Für den starren Fall gilt:

$$T_{0s} = 2\pi \sqrt{\frac{s^2 + \varrho^2}{g(s + r)}}.$$

Bei elastischer Schneide lautet die Korrektur ($T_{oe} = T_0$ elastisch):

$$\begin{aligned} \text{Schwerpunktsabstand} &= s + \varepsilon, \\ \text{Schneidenradius} &= r - \varepsilon, \\ \text{Schwingungszeit } T_{0e} &= 2\pi \sqrt{\frac{(s+\varepsilon)^2 + \varrho^2}{g(s + \varepsilon + r - \varepsilon)}} \\ &= 2\pi \sqrt{1 + \frac{2s \cdot \varepsilon}{s^2 + \varrho^2}} \cdot \sqrt{\frac{s^2 + \varrho^2}{g(s + r)}}. \end{aligned}$$

Wenn nur lineare Glieder in ε berücksichtigt werden, folgt durch Reihenentwicklung:

$$T_{0e} = 2\pi \sqrt{\frac{s^2 + \varrho^2}{g\,(s + r)}} \left(1 + \frac{\varepsilon}{l}\right) = T_{0s}\left(1 + \frac{\varepsilon}{l}\right) \quad \ldots\ldots (15)$$

l = reduzierte Pendellänge $= \dfrac{s^2 + \varrho^2}{s}$.

Wir erhalten durch die Elastizität der Schneide Verlängerung der Schwingungszeit gegen den starren Fall. Die gemessenen T_0-Verkürzungen können bei kreisförmiger Schneide nicht durch eine einfache Schwerpunktssenkung erklärt werden.

Es soll noch kurz auf eine entsprechende Korrektur bei spitzer Schneide eingegangen werden.

Man kann vermuten, daß auch für den Fall der spitzen, elastischen Schneide ein wirksamer Krümmungsradius anzusetzen ist.

Wir benutzen folgende Bezeichnungen:

s = Schwerpunktsabstand bei unverformter Schneide,
ϱ = Trägheitsradius, bezogen auf den Schwerpunkt,
ε = Schwerpunktssenkung bei Belastung mit dem Pendelgewicht,
r = angenommener wirksamer Krümmungsradius bei elastischer Schneide.

Die Schwingungszeit für den starren Fall ist (Amplitude $\varphi \to 0$)

$$T_{0s} = 2\pi \sqrt{\frac{s^2 + \varrho^2}{g \cdot s}}.$$

Bei elastischer Schneide werden in die Schwingungszeitformel eines Rollpendels folgende korrigierte Größen eingesetzt:

Schwerpunktsabstand $= s + \varepsilon$
Wirksamer Schneidenradius $= r$

Für die Schwingungszeit des elastischen Falles folgt dann:

$$T_{0e} = 2\pi \sqrt{\frac{(s + \varepsilon)^2 + \varrho^2}{g\,(s + r + \varepsilon)}} = 2\pi \sqrt{\frac{s^2 + \varrho^2}{g \cdot s}} \cdot \sqrt{\frac{1 + \dfrac{2\,s \cdot \varepsilon}{s^2 + \varrho^2}}{1 + \dfrac{r + \varepsilon}{s}}}.$$

Die Umformung der Wurzel durch Reihenentwicklung nach ε (nur lineare Glieder in ε) liefert:

$$T_{0e} = T_{0s}\left(1 - \frac{r + \varepsilon}{2s} + \frac{\varepsilon}{l}\right) \quad \ldots\ldots\ldots (16)$$

[Es sei bemerkt, daß der Grenzübergang $r \to 0$ von dieser Formel zu der oben abgeleiteten Gl. (15) nicht statthaft ist.]

Nach Formel (16) könnte man die T_0-Verkürzungen bei Versuch III für den Fall „Elastische Schneide auf starrer Unterlage" und „Elastische Schneide auf elastischer Unterlage" durch die Annahme eines wirksamen Krümmungskreises erklären. Aus den Versuchswerten berechnet sich der Schneidenradius aus der obigen Gleichung zu:

$$r = \frac{2s}{l} \cdot \varepsilon - \frac{2s \cdot \Delta T_0}{T_{0s}} - \varepsilon_0.$$

Die Durchrechnung ergibt für Versuch III:

Fall 1. Elastische Schneide auf starrer Unterlage

VS. IIIa: $r = 9.8 \cdot 10^{-2}$ cm Pendelgewicht = 3.56 kg
VS. IIIb: $r = 13.3 \cdot 10^{-2}$ cm Pendelgewicht = 1.96 kg

Fall 2. Elastische Schneide auf elastischer Unterlage

VS. IIIa: $r = 12 \cdot 10^{-2}$ cm Pendelgewicht = 3.56 kg
VS. IIIb: $r = 13 \cdot 10^{-2}$ cm Pendelgewicht = 1.96 kg

Diese wirksamen Krümmungsradien sind jedoch unwahrscheinlich, da nicht anzunehmen ist, daß bei größerer Belastung sich ein kleinerer Abrollkreis ausbildet.

Aus den bisherigen Untersuchungen muß geschlossen werden, daß die angenommene Wirkungsweise der elastischen Teile bei weitem übertroffen wird durch solche Verzerrungen, die ein zusätzliches Rückführmoment zur Folge haben. Auf diese Dinge soll nun eingegangen werden.

Wangenwirkung der Schneide als Ursache eines zusätzlichen Rückführmomentes. Aus den bisherigen Untersuchungen muß geschlossen werden, daß die elastischen Verformungen der Schneide und Unterlage bei schwingendem Pendel ein zusätzliches Drehmoment zur Folge haben. Um über die Art dieses Zusatzmomentes etwas zu erfahren, wurden Filmaufnahmen der elastischen Schneide und Unterlage bei schwingendem Pendel gemacht. Es sollen nur die Filmstreifen der elastischen Schneide und elastischen Unterlage bei VS. II und VS. III gezeigt werden.

Filmstreifen I: Elastische spitze Schneide auf elastischer Unterlage von VS. III (Fig. 9).

Bild 1. Die Schneide, auf die ein regelmäßiges weißes Liniennetz gezeichnet wurde, ist unbelastet, also unverformt.

Bild 2. Das Pendel schwingt und passiert gerade die Ruhelage. In dieser Stellung ist die Spannungsverteilung symmetrisch. Die vorher geraden Schneidenseiten sind nach außen ausgewölbt. (Das Netz ist entsprechend verzerrt.)

Bilder 3 und 4. Diese Aufnahmen wurden bei schwingendem ausgelenktem Pendel gemacht. Die Spannungsverteilung in der Schneide ist unsymmetrisch, wahrscheinlich wird hierdurch die Ausbuchtung in der einen Schneidenseite begünstigt (in der Figur die rechte). Die rechte Schneidenwange legt sich mit wachsender Auslenkung mehr und mehr gegen die Unterlage. Hierdurch entsteht ein zusätzliches Rückführmoment.

Filmstreifen II: Elastische, unten abgerundete Schneide auf elastischer Unterlage (Fig. 10).

Bild 1. Das Pendel schwingt gerade durch die Nullstellung.

Bilder 2 und 3. Beim Schwingen des Pendels legt sich die eine Schneidenseite gegen die Unterlage (Wangenwirkung!). Die Folge ist ein elastisches Störungsmoment.

Es muß noch erwähnt werden, daß bei einigen Versuchen (z. B. starre *Kreiswalze* auf elastischer Unterlage oder elastische *Kreiswalze* auf starrer Unterlage) die Erklärung eines elastischen Störungsmomentes nicht so einfach ist wie bei den in Fig. 9 und 10 angegebenen

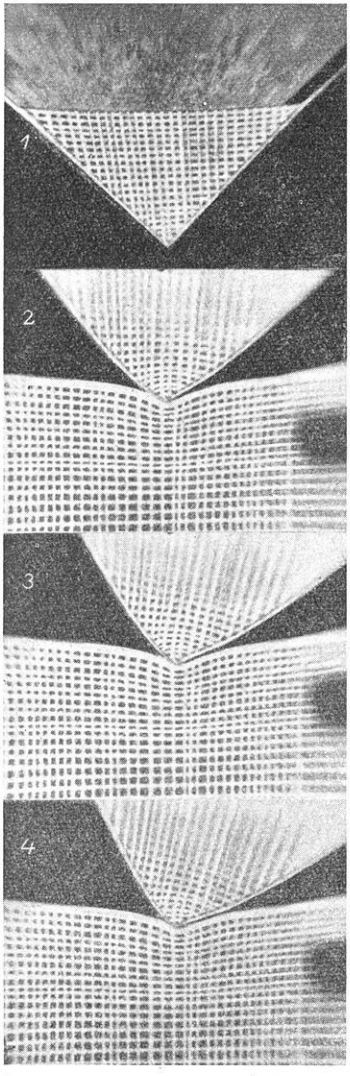


Fig. 9. Filmstreifen I.
Elastische, spitze Schneide auf elastischer Unterlage

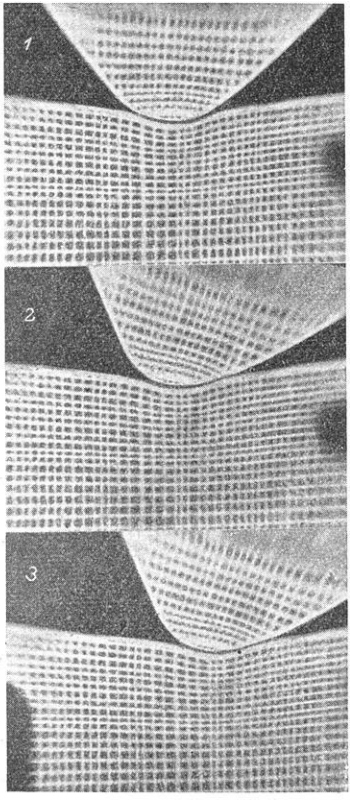


Fig. 10. Filmstreifen II.
Elastische, unten abgerundete Schneide auf elastischer Unterlage

Versuchen. Es muß angenommen werden, daß bei einer derartigen Walze ein Aufwalzen der Schneide bzw. Unterlage eintritt. Dadurch entsteht bei Schwingungsumkehr ein Zusatzmoment.

Alle angegebenen Einwirkungen, die das Pendel durch die Elastizität der Schneide oder Unterlage erfährt, sind besonders groß im Umkehrpunkt der Bewegung. Da nach der Theorie der Pendelschwingungen Störungen bei der Schwingungsumkehr besonders wirksam auf die Schwingungszeit sind, haben kleine elastische Momente verhältnismäßig starke Schwingungszeitänderungen zur Folge.

Es soll nun aus der Verschiedenheit der gemessenen Schwingungsfunktionen des elastischen und starren Falles auf die Form des Störungsmomentes geschlossen werden.

Der mathematische Ansatz für ein zusätzliches Rückführmoment. Das Störungsmoment wird mit M bezeichnet. Wir nehmen an, daß dies für $\alpha = 0$ ebenfalls Null ist und sich in einer Potenzreihe von α darstellen läßt. Der Ansatz lautet für den ersten Quadranten

$$M = -(k_1 \cdot \alpha + k_2 \alpha^2 + k_3 \alpha^3),$$

k_1, k_2, k_3 = Konstante.

Aus den aus den angeführten Versuchen gemessenen Restfunktionen und T_0-Verkürzungen soll die Größe und das Vorzeichen der k_ν bei den einzelnen Versuchen berechnet werden. Wir betrachten als ungestörtes System ein Pendel mit punktförmiger Aufhängung. Die Schwingungsgleichung für den starren Fall lautet:

$$\theta \cdot \ddot{\alpha} + D \cdot \sin \alpha = 0.$$

θ = Trägheitsmoment, bezogen auf den Drehpunkt; $D = m \cdot g$ = Schweremoment; m = Masse des Pendels; g = Schwerebeschleunigung.

Fügt man in der Schwingungsgleichung das elastische Störungsmoment hinzu, so ergibt sich:

$$\theta \cdot \ddot{\alpha} + D \cdot \sin \alpha + k_1 \cdot \alpha + k_2 \alpha^2 + k_3 \alpha^3 = 0.$$

Wird hier $\sin \alpha = \alpha - \alpha^3/6$ gesetzt und die Gleichung durch θ dividiert, so erhält man die Form:

$$\ddot{\alpha} + A_1 \alpha + A_2 \alpha^2 + A_3 \alpha^3 = 0,$$

A_1, A_2, A_3 = Konstante.

Diese Differentialgleichung zweiter Ordnung läßt sich in bekannter Weise lösen, wenn man sie mit $d\alpha/dt$ multipliziert und dann integriert. Die Rechnung, die hier nicht angegeben werden soll, führt für T auf ein Integral von der Form, wie es bei den Untersuchungen auf S. 296 auftrat. Das Rechenergebnis lautet:

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{\theta}{D}} \left(1 - \frac{k_1}{2D}\right) \left[1 - \frac{0.42}{D} k_2 \cdot \varphi + \left(\frac{1}{16} - \frac{k_1}{16 D} - \frac{3 k_3}{8 D}\right) \varphi^2\right]. \quad (17)$$

Nach dieser Formel ändert sich die Schwingungszeit $T_{0\varphi \to 0}$ des starren Systems bei Einwirkung des genannten Störungsmomentes um

$$\Delta T_0 = -2\pi \sqrt{\frac{\theta}{D}} \cdot \frac{k_1}{2D} = -T_{0s} \cdot \frac{k_1}{2D},$$

woraus folgt:

$$k_1 = -\frac{2D \cdot \Delta T_0}{T_{0s}}.$$

($T_{0s} = \underset{\varphi \to 0}{T_0}$ für den starren Fall).

Wir bilden aus Gleichung (17) die Restfunktion $\tau(\varphi) = T(\varphi) - T_{0e}\left(1 + \frac{\varphi^2}{16}\right)$.

Es folgt:

$$\tau(\varphi) = T_{0e}\left\{-\frac{0.42 \cdot k_2}{D} \cdot \varphi - \left(\frac{k_1}{16D} + \frac{3k_3}{8D}\right)\varphi^2\right\}$$

($T_{0e} = \underset{\varphi \to 0}{T_0}$ für das elastische System).

Differenziert man diese Gleichung nach φ und setzt dann $\varphi = 0$, so ergibt sich:

$$\frac{\partial \tau}{\partial \varphi} = -\frac{0.42 \cdot T_{0e}}{D} \cdot k_2 = p$$

(p = Richtungstangens der Restfunktion bei $\varphi = 0$). Für k_2 folgt daraus:

$$k_2 = -\frac{p \cdot D}{0.42 \cdot T_{0e}}.$$

Schließlich wird auch die Konstante k_3 des Störungsmomentes aus der Formel für $\tau(\varphi)$ berechnet, wenn man dort die schon ermittelten Konstanten k_1 und k_2, sowie ein $\tau(\varphi)$ bei größerem φ einsetzt.

Die Berechnung der k_ν nach der angegebenen Methode wurde für die Schwingungsversuche I, II und III durchgeführt. Das Ergebnis ist in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Diese Tabelle gibt in der ersten Spalte den Versuch an. In Spalte 2 ist das Pendelgewicht mg, in der Doppelspalte 3 die Schneiden- und Unterlagsanordnung verzeichnet. Danach folgen in den übrigen Spalten die berechneten Konstanten k_1, k_2 und k_3.

Nach der Tabelle 2 können wir über die k_ν folgendes aussagen.

Die Konstante k_1. 1. k_1 hat bei einem Hauptversuch stets dieselbe Größenordnung, gleichgültig, ob die Schneide starr und die Unterlage elastisch, oder die Schneide elastisch und die Unterlage starr, oder ob beide elastisch sind. 2. Bei allen Versuchen hat k_1 für den Fall „Elastische Schneide auf elastischer Unterlage", der für Schweremessungen besonders wichtig ist, ungefähr dieselbe Größe, gleichgültig wie die Schneide geformt, wie schwer das Pendel und wie groß der Schwerpunktsabstand ist. (Nur Versuch IIa fällt etwas heraus.)

Die Konstante k_2. Bei den Versuchen I und II liegt diese Konstante in derselben Größenordnung, sie wird eine Zehnerpotenz kleiner bei Versuch III. (Spitze Schneide.)

Die Konstante k_3. k_3 ist bei den einzelnen Versuchen sehr verschieden. Am geringsten ist sie wie k_2 bei Versuch III. (Spitze Schneide.)

Tabelle 2. Die Konstanten des Störungsmomentes

VS.	mg	Schneide	Unterlage	k_1 (kg · m)	k_2 (kg · m)	k_3 (kg · m)
		s	e	$+ 6{,}4 \cdot 10^{-3}$	$- 3{,}2 \cdot 10^{-2}$	$+ 5{,}1 \cdot 10^{-2}$
Ia	3,36 kg	e	e	$+ 4{,}7 \cdot 10^{-3}$	$- 2{,}5 \cdot 10^{-2}$	$+ 3{,}8 \cdot 10^{-2}$
		e	s	$+ 4{,}9 \cdot 10^{-3}$	$- 12{,}1 \cdot 10^{-2}$	$+ 74{,}0 \cdot 10^{-2}$
		s	e	$+ 4{,}3 \cdot 10^{-3}$	$- 2{,}4 \cdot 10^{-2}$	$+ 2{,}6 \cdot 10^{-2}$
Ib	1,76 kg	e	e	$+ 4{,}3 \cdot 10^{-3}$	$- 1{,}1 \cdot 10^{-2}$	$+ 3{,}7 \cdot 10^{-2}$
		e	s	$+ 3{,}0 \cdot 10^{-3}$	$- 2{,}9 \cdot 10^{-2}$	$+ 8{,}9 \cdot 10^{-2}$
		s	e	$+ 12{,}7 \cdot 10^{-3}$	$- 7{,}7 \cdot 10^{-2}$	$+ 18{,}8 \cdot 10^{-2}$
IIa	4,74 kg	e	e	$+ 8{,}2 \cdot 10^{-3}$	$- 6{,}6 \cdot 10^{-2}$	$+ 15{,}0 \cdot 10^{-2}$
		e	s	$+ 9{,}6 \cdot 10^{-3}$	$- 9{,}1 \cdot 10^{-2}$	$+ 31{,}4 \cdot 10^{-2}$
		s	e	$+ 3{,}5 \cdot 10^{-3}$	$- 3{,}2 \cdot 10^{-2}$	$+ 141{,}0 \cdot 10^{-2}$
IIb	2,13 kg	e	e	$+ 4{,}9 \cdot 10^{-3}$	$- 2{,}6 \cdot 10^{-2}$	$+ 41{,}7 \cdot 10^{-2}$
		e	s	$+ 7{,}5 \cdot 10^{-3}$	$- 7{,}6 \cdot 10^{-2}$	$+ 76{,}2 \cdot 10^{-2}$
		s	e	$+ 0{,}9 \cdot 10^{-3}$	$- 4{,}9 \cdot 10^{-3}$	$+ 1{,}0 \cdot 10^{-2}$
IIIa	3,56 kg	e	e	$+ 4{,}6 \cdot 10^{-3}$	$- 7{,}9 \cdot 10^{-3}$	$+ 2{,}0 \cdot 10^{-2}$
		e	s	$+ 3{,}8 \cdot 10^{-3}$	$- 4{,}5 \cdot 10^{-3}$	$+ 3{,}4 \cdot 10^{-2}$
		s	e	$+ 0{,}3 \cdot 10^{-3}$	$- 2{,}1 \cdot 10^{-3}$	$- 5 \cdot 10^{-5}$
IIIb	1,96 kg	e	e	$+ 3{,}9 \cdot 10^{-3}$	$- 2{,}9 \cdot 10^{-3}$	$+ 1 \cdot 10^{-2}$
		e	s	$+ 3{,}4 \cdot 10^{-3}$	$- 2{,}9 \cdot 10^{-3}$	$+ 1{,}1 \cdot 10^{-2}$

Mit diesen Betrachtungen ist die Diskussion der angeführten Schwingungsversuche im wesentlichen abgeschlossen. Das Ergebnis ist kurz:

Bei Schwingungsversuchen mit Gummischneiden bzw. Gummiunterlagen ergab sich Verkürzung der Schwingungszeit gegen den starren Fall. Dieser Effekt ist nur durch die Annahme eines elastischen Störungsmomentes zu erklären und kann nicht durch andere Einflüsse gedeutet werden.

In diesem Abschnitt soll auf Versuche von Bessel hingewiesen werden, bei denen dieser den Einfluß von verschiedenem Unterlagsmaterial auf die Schwingungszeit eines Reversionspendels untersuchte. Bessel machte Versuche mit Achatebenen, Glasebenen und Glasröhren als Unterlagen, wobei jedoch nicht mit Sicherheit eine Einwirkung des Materials nachgewiesen werden konnte. Eine Änderung der Schwingungszeit ergab sich jedoch, als die Achatunterlage durch Messingplättchen ersetzt wurde. Hier ergab die Messingunterlage eine kleinere Schwingungszeit als die Achatunterlage. Von einer weiteren Versuchsfolge sagt Bessel, daß sie einen großen, mit dem Schwingungswinkel veränderlichen Einfluß des Materials zeigt. Die Versuchsergebnisse sind im großen und ganzen von derselben Art, wie sie sich bei unseren Versuchen mit Gummischneiden und Gummiunterlagen ergaben. Das Nähere findet man in den am Schluß der Arbeit angegebenen Abhandlungen von Bessel und Helmert. Es sei bemerkt, daß

wir auf Grund der hier gemachten und erklärten Messungen zu einem ähnlichen Ansatz wie Helmert kommen. Nur die Konstanten des Ansatzes müssen allgemeiner gehalten werden.

Zusammenfassung

Rechnung bei ideal elastischer Schneide und Unterlage. Es wurde die Schwingungszeitfunktion $T(\varphi)$ eines Pendels mit ideal elastischer Schneide und Unterlage bis zum quadratischen Glied in φ (φ = Amplitude), bei Berücksichtigung nur linearer elastischer Störungsglieder, berechnet. Bei der Rechnung wurde davon ausgegangen, das der Pendelkörper auf Grund der Elastizität der Teile durch die Zwangskräfte horizontale und vertikale Verschiebungen gegen die Lage bei starren Verhältnissen erfährt.

Die *Rechnung* hatte folgendes Ergebnis: 1. Die Elastizität der Schneide der Unterlage, oder der Schneide und Unterlage hat Verlängerung der Schwingungszeit gegen den starren Fall zur Folge. 2. Für elastische Verhältnisse wurde eine Restfunktion von der Form $\tau(\varphi) = A \cdot \varphi^2$ berechnet. A bedeutet eine Konstante, die durch die elastische Eigenschaft der Schneide und Unterlage bestimmt ist.

Versuche mit Gummischneiden und Gummiunterlagen. Für die Versuche wurde ein Pendel mit auswechselbarer Schneide und Unterlage benutzt. Als elastisches Material wurde Gummi, als starres Material Eisen verwendet.

Es wurden Versuche bei folgenden Schneidenformen angestellt:

Versuch I: Die Schneide bestand aus einer Kreiswalze von 1 cm Radius.
Versuch II: Die Schneide war keilförmig mit unten abgerundeter Spitze. ($r = 0.6$ cm.)
Versuch III: Die Schneide war keilförmig und unten spitz.
Versuch IV: Die Schneide war keilförmig mit unten abgeschnittener Spitze. (Kantenwirkung.)

Für jede Schneidenform wurden Unterversuche bei folgender Schneiden- und Unterlagsanordnung durchgeführt:

1. Starre Schneide auf starrer Unterlage (Eisen auf Eisen).
2. Starre Schneide auf elastischer Unterlage (Eisen auf Gummi).
3. Elastische Schneide auf elastischer Unterlage (Gummi auf Gummi).
4. Elastische Schneide auf starrer Unterlage (Gummi auf Eisen).

Die Versuchsergebnisse. Die Versuchsergebnisse stimmen in keiner Weise mit den angeführten Rechenergebnissen überein. Es zeigte sich folgendes:

1. Die Elastizität der Schneide oder Unterlage, oder der Schneide und Unterlage hatte eine *Verkürzung* der Schwingungszeit gegen den starren Fall zur Folge (ausgenommen Versuch IV, keilförmige Schneide mit unten abgeschnittener Spitze). Die Verkürzung war um so größer, je kleiner die Amplitude gewählt wurde.

2. Die ermittelten Restfunktionen $\tau(\varphi)$ hatten keinen quadratischen Charakter, sie konnten durch die Formel $\tau(\varphi) = A_1 \varphi - A_2 \varphi^2$ angenähert werden. A_1, A_2 = Konstante.

3. Im allgemeinen sind die T_0-Verkürzungen (T_0 = Schwingungszeit für unendlich kleine Winkel) bei den elastischen Fällen für alle Schneidenformen von derselben Größenordnung. Die Werte für die Restfunktionen sind bei den einzelnen Versuchen sehr verschieden, sie sind für die spitze Schneide eine Zehnerpotenz kleiner als bei den anderen Schneidenformen.

Folgerung aus den Versuchsergebnissen. Aus den Versuchsergebnissen muß gefolgert werden, daß die bei der Rechnung angenommene Wirkungsweise der elastischen Teile bei weitem übertroffen wurde durch solche Verzerrungen der Schneide und Unterlage, die ein zusätzliches Rückführmoment zur Folge hatten.

Als Ursache des Störungsmomentes wurde festgestellt:

1. Die Ausbildung einer Berührungsfläche zwischen Schneide und Unterlage.
2. Unsymmetrische Spannungsverteilung in den beiden Schneidenhälften.
3. Wangenwirkung der einen Schneidenseite. (Als Auswirkung von 1 und 2.)

Die bei den Versuchen gemessenen Abweichungen konnten erklärt werden durch ein Störungsmoment von der Form:

$$M = -(k_1 \alpha + k_2 \alpha^2 + k_3 \alpha^3)$$

(im ersten Quadranten). α jeweiliger Ausschlagswinkel, k_1, k_2, k_3 = Konstanten (k_1 = positiv, k_3 = positiv, k_2 = negativ). k_1 ergab sich bei allen Messungen von derselben Größenordnung, k_2 und k_3 zeigten starke Abhängigkeit von der Schneidenform. k_1, k_2 und k_3 waren nicht proportional veränderlich mit dem Pendelgewicht.

Diese Arbeit wurde im Institut für angewandte Mechanik in Göttingen auf Anregung von Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Schuler durchgeführt.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Schuler, danke ich an dieser Stelle für wertvolle Anregungen und für die steten Förderungen, die er den Untersuchungen hat zuteil werden lassen.

Ferner danke ich Herrn Dr. Stellmacher für gute Ratschläge und für das rege Interesse, das er dieser Arbeit entgegengebracht hat. Auch dem Mechanikermeister des Instituts, Herrn K. Hoffmann, bin ich für die gute Ausführung der Apparate sowie für seine dauernde Hilfe bei der Durchführung der Versuche zu Dank verpflichtet.

Literatur

[1] H. Gebelein: Das abrollende physikalische Pendel. Ingenieur-Archiv 1935.

[2] F. W. Bessel: Untersuchungen über die Länge des einfachen Sekundenpendels. Abhandlungen der „Akademie der Wissenschaften" zu Berlin 1826.

[3] F. R. Helmert: Beiträge zur Theorie des Reversionspendels. Veröffentlichung des Kgl. Pr. Geodätischen Instituts zu Potsdam 1898.

Untersuchungen über Feindruckwellen

Von **Kurt Köhne**, Göttingen. — (Mit 12 Abbildungen)

Über Luftwogen und Feindruckwellen liegt eine umfangreiche Literatur bereits vor; es sei verwiesen auf Helmholtz [1, 2], Wegener [3], Haurwitz [4—7], Namewaka [9], Trey [8], Suzuki und Oomori [10].

Über die ersten Grundlagen zur Theorie der Luftwogen von Helmholtz [1, 2] und die Untersuchungen Wegeners [3] hinaus entwickelte Haurwitz [4—7] Formeln zur Berechnung der Luftwogen unter den verschiedensten Voraussetzungen. Fast alle bisherigen Veröffentlichungen über Druckwellen und Luftwogen theoretischer und experimenteller Art ergaben Wellenlängen von einigen hundert bis wenigen tausend Metern. Auch Untersuchungen an Wogenwolken ergaben Wellenlängen gleicher Größenordnung. Eine gemeinsame Arbeit von Suzuki und Oomori [10] über Druckwellen, die in einem Dreiecksnetz von Luftdruckvariographen gemessen wurden, zeigten wesentlich größere Wellenlängen von im Mittel 13 bis 25 km.

Aus den ersten Versuchsregistrierungen am Geophysikalischen Institut Göttingen mit einem hochempfindlichen Druckschreiber und gleichzeitig durchgeführten Pilotballonaufstiegen ergab sich ein auffallender Zusammenhang zwischen der Periode der aufgezeichneten Druckwellen und der Höhe eines Windgeschwindigkeitssprunges. Zur näheren Untersuchung dieser Wellen wurden die Ecken eines Dreiecks mit Feindruckschreibern ausgestattet. Die aus den Registrierungen gefundenen Wellenlängen lagen im Mittel bei 10 bis 20 km, es handelt sich also bei diesen Wellen um ähnliche Vorgänge, wie sie von Suzuki und Oomori [10] untersucht worden waren.

Es ist der Versuch unternommen worden, die Fragen nach Höhenlage, Wellenlänge, Richtung und Geschwindigkeit der Druckwellen allein auf Grund von Höhenwindbeobachtungen und Bodendruckaufzeichnungen zu klären. Aus technischen Gründen konnten leider Aufstiege zur Ermittlung der Temperatur-Höhenkurve nicht erfolgen.

Benutztes Instrumentarium

Aufbau und Arbeitsweise des Feindruckschreibers. Die zur Aufzeichnung der untersuchten Luftdruckwellen benutzten Geräte (Fig. 1) sind von Suckstorff [11] am Geophysikalischen Institut Göttingen entwickelt worden und werden von der Firma Wilh. Lambrecht in Göttingen hergestellt. Diese Druckschreiber gestatten es, bei einer Empfindlichkeit von 30 bis 40 mm Ausschlag pro mm Hg Druckänderung noch Luftdruckschwankungen von 0.01 mm Hg auszuwerten. Um bei der höheren Empfindlichkeit des Gerätes mit normaler Registrierpapierbreite auszukommen, wird der Zeiger bei Erreichen des Papierrandes durch eine Umschalt-

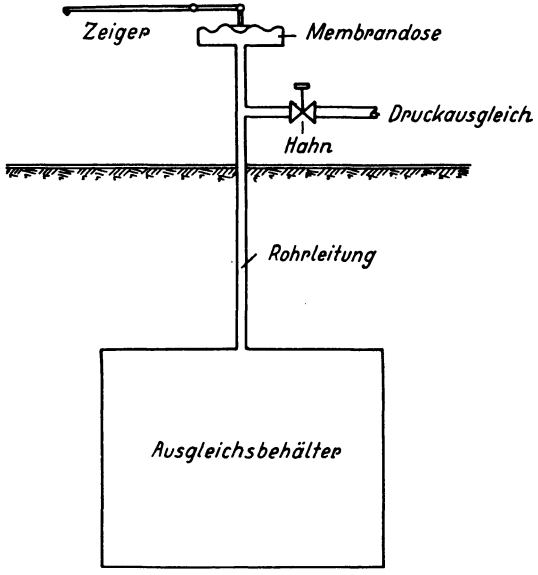


Fig. 1. Der Feindruckschreiber (schematisch)

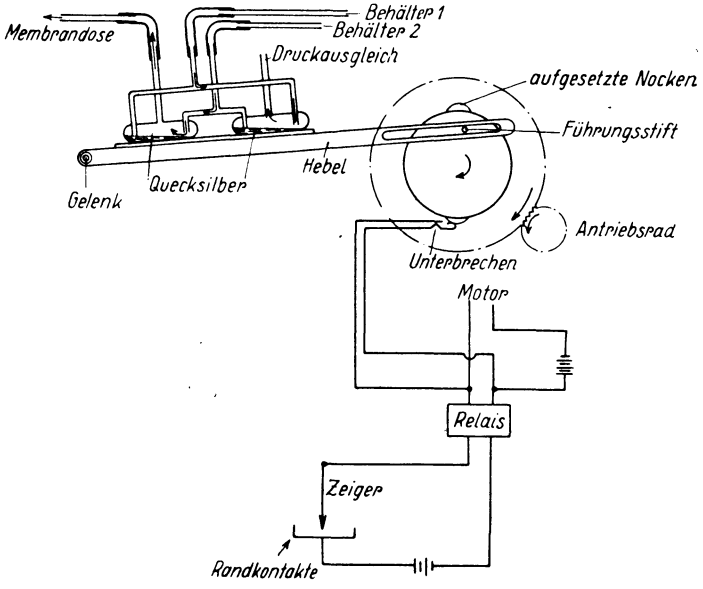


Fig. 2. Die Umschaltvorrichtung (schematisch)

vorrichtung in seine Nullage zurückgeführt. Fig. 2 zeigt die Wirkungsweise der bei den Feindruckschreibern endgültig benutzten Umschaltvorrichtungen. Die Umschaltung der Druckdose an einen zweiten Behälter, der bisher mit der Außenluft in Verbindung stand, erfolgt über ein doppeltes Quecksilberventil, das an einem Hebel befestigt ist, der durch einen Grammophonmotor betätigt wird. Von den Behältern führen zwei Zuleitungen in die Quecksilberröhrchen, wobei je eine durch das Quecksilber verschlossen ist. Ein Röhrchen stellt die Verbindung mit der Membrandose, das andere den Druckausgleich mit der Außenluft her. Erreicht der Zeiger einen der Randkontakte, so wird über das Relais ein Stromkreis zum Motor geschlossen. Durch den Umlauf der auf dem großen Zahnrad befestigten Scheibe wird der Hebel über Führungsstift und Schlitz in Bewegung gesetzt.

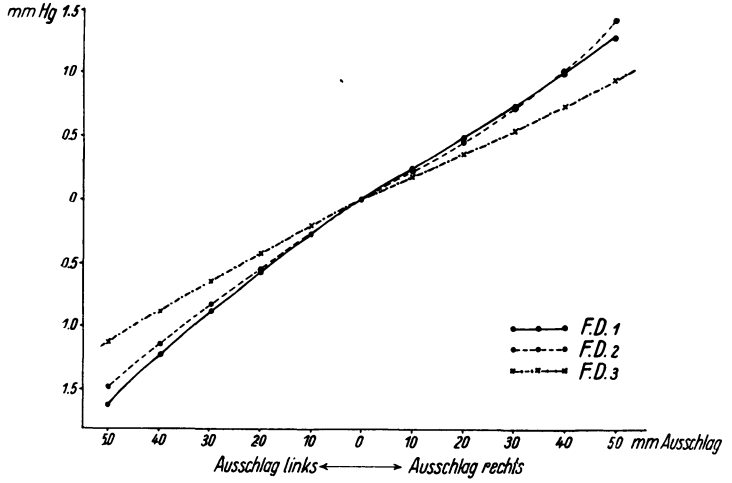


Fig. 3. Eichkurven der Feindruckschreiber

Steht der Hebel horizontal, so öffnet sich das Quecksilberventil, der Druckausgleich wird hergestellt, und der Zeiger geht auf die Mitte des Registrierpapiers zurück. Gleichzeitig wird über den Unterbrecher ein zweiter Stromkreis für den Motor geschlossen. Nach einer Umdrehung der Scheibe von 180° unterbricht die zweite Nocke diesen Stromkreis wieder, der Hebel hat seine untere Extremlage erreicht, womit der Behälter 2 an die Membrandose angeschlossen ist.

Eichung des Feindruckschreibers. Zur Eichung der Druckschreiber wurde ein Mikromanometer einmal an die Druckdose allein und im zweiten Fall an das gesamte System angeschlossen. Bei verschiedenen Drucken wurden Manometerstand und Zeigerausschlag des Feindruckschreibers notiert und auf Millimeterpapier als Eichkurve aufgetragen (Fig. 3).

Stationsnetz. Drei Beobachtungsstationen wurden mit oben beschriebenem Gerät ausgestattet, das Geophysikalische Institut (270 m über NN) mit dem

D. F. 1, die Firma Wilh. Lambrecht (180 m über NN) mit dem F. D. 2 und später der Flughafen (160 m über NN) mit dem F. D. 3 (Fig. 4). Die Feindruckschreiber waren mit einer Zeitmarkierung versehen, welche Minutenkontakte einer Uhr aufzeichnet. Die Uhren wurden nach der Utzschneider-Uhr des Geophysikalischen Instituts kontrolliert. Der Zeitvergleich erfolgte auf telephonischem Wege. Die Registrierpapiergeschwindigkeit von 1 mm pro min ermöglichte es, die Eintrittszeiten der Wellen auf halbe Minuten genau zu bestimmen.

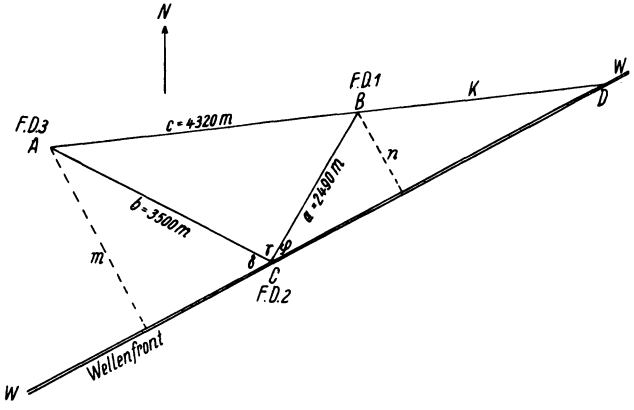


Fig. 4. Zur Berechnung der Geschwindigkeit und Richtung der Wellen

Höhenwindmessungen. Bei den Voruntersuchungen über Luftdruckwellen wurden zur Festlegung der Diskontinuitätsfläche Höhenwindmessungen der benachbarten Wetterwarten herangezogen. An Hand dieses Materials war es jedoch nicht immer möglich, die Lage der Diskontinuitätsfläche am Beobachtungsort einwandfrei zu bestimmen. Am Geophysikalischen Institut wurden daher nach dem Einfachanschnittverfahren mit dem Zeissschen Ballon-Registrier-Theodolithen Pilotballonaufstiege ausgeführt.

Auswertung und Zusammenstellung des Registriermaterials

Auswertung. Die Fig. 5 gibt das Beispiel einer Druckregistrierung an den drei Stationen. Die Wellen zeigen nur angenähert Sinusform, meist geben sie das Bild mehr oder weniger unregelmäßiger Schwingungen. Zur Auswertung sind ähnliche Kurven notwendig, damit zusammengehörige Punkte erkannt und einander zugeordnet werden können. Das bedingt eine verhältnismäßig nahe Lage der Stationen, womit gleichzeitig eine hohe Zeitgenauigkeit verlangt wird, die bei einer Registrierpapiergeschwindigkeit von 1 mm/min nicht beliebig gesteigert werden kann. Eine Steigerung der Papiergeschwindigkeit nutzt jedoch nichts, da die Wellen verflachen und dadurch die Auswertung ungenau wird. Die ersten Unter-

suchungen beschränkten sich lediglich auf die Ausmessung von Perioden der Druckwellen; nachdem das Dreiecksnetz aufgebaut war, erfolgte darüber hinaus die Bestimmung der Einsatzzeiten identischer Punkte in den Druckregistrierungen zwecks Bestimmung von Wellenrichtung und -geschwindigkeit.

Berechnung von Geschwindigkeit und Richtung der Wellen. Die Bestimmung der Geschwindigkeit der Wellen erfolgte graphisch. In Fig. 4 bedeuten A, B, C die drei Beobachtungsstationen; a, b, c ihre Abstände voneinander; WW die Wellenfront, die die Verlängerung von AB über B hinaus in D trifft. $BD = k$.

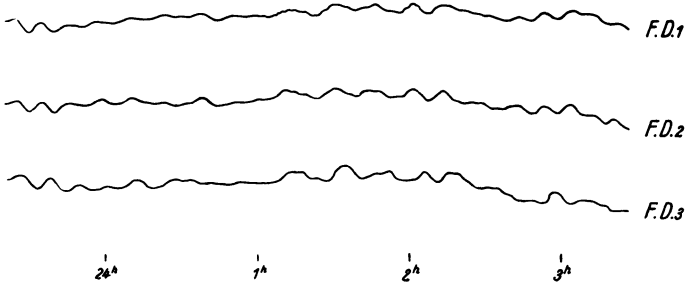


Fig. 5. Feindruckregistrierung an Dreipunktstation am 4./5. 6. 1939

Die Senkrechten von A und B auf WW seien m und n. Die Druckwellen erreichen zuerst C dann B, dann A. Mit ΔT sei die Differenz der Ankunftszeiten in A und C, mit Δt in B und C bezeichnet. Dann gilt:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{m}{n} = \frac{k+c}{k}; \qquad k = \frac{c}{\frac{\Delta T}{\Delta t} - 1}.$$

Für $\Delta T = \Delta t \neq 0$ wird $m = n$ und $k = \infty$; Wellenfront und Richtung AB sind parallel.

Für $\Delta t = 0$ wird $n = 0$; die Richtung der Wellenfront fällt mit der Richtung von BC zusammen.

Für $\Delta T = 0$ wird $m = 0$; die Wellenfront fällt mit der Richtung AC zusammen.

Die Hilfsgröße k wurde berechnet und mit ihrer Hilfe die Wellenfront eingezeichnet und die Abstände m und n der Stationen von der Wellenfront in der Zeichnung ausgemessen; aus ihnen und den Zeitdifferenzen ΔT und Δt folgt die Geschwindigkeit.

Eine genauere rechnerische Bestimmung der Richtung φ und der Geschwindigkeit V der Druckwelle ist auf dem Wege möglich, den Krug [13] zur Berechnung der Geschwindigkeit mikroseismischer Bodenwellen benutzt hat.

$$V = \frac{a \sin \varphi}{\Delta t}; \qquad \operatorname{tg} \varphi = \frac{p \sin \gamma}{1 - p \cos \gamma}; \qquad p = \frac{b}{a} \frac{\Delta t}{\Delta T}.$$

In den angeführten Beispielen bedeuten Δt und ΔT die Zeitdifferenzen zur Station des F. D. 2, k die zu berechnende Hilfsstrecke, δ und V die Richtung bzw. Geschwindigkeit der Wellenfront. Die beiden letzten Spalten von δ und V zeigen die Abweichungen vom gemessenen Wert an, die infolge ungenauer Bestimmung der Zeitdifferenzen auftreten. Als gegebener, d. h. als gemessener Wert ist in beiden Beispielen jeweils die mittlere Zeile anzusehen. Von solch einem

Einfluß der Fehler in ΔT und Δt auf V

F. D. 1	F. D. 3		Richtung			Geschwindigkeit		
Δt min	ΔT min	k m	δ Grad	$\Delta\delta$ Grad	$\Delta\delta$ %	V m/sec	ΔV m/sec	ΔV %
+ 1.5	+ 4,0	2590	147	+ 10	+ 2.8	12.4	+ 0.3	+ 2.5
+ 1.5	+ 4.5	2160	144	+ 7	+ 1.9	11.3	− 0.8	− 6.6
+ 1.5	+ 5.0	1850	140	+ 3	+ 0.8	10.6	− 1.5	− 12.4
+ 1.0	+ 4.0	1440	138	+ 1	+ 0.3	13.3	+ 1.2	+ 10
+ 1.0	+ 4.5	1235	137	0	0	12,1	0	0
+ 1.0	+ 5	1080	136	− 1	− 0.3	11.0	− 1.1	− 9.1
+ 0.5	+ 4	617	130	− 7	− 1.9	14.2	+ 2.1	+ 17.5
+ 0.5	+ 4.5	540	128	− 9	− 2.5	12.8	+ 0.7	+ 5.8
+ 0.5	+ 5	480	127	− 10	− 2.8	11.4	− 0.7	− 5.8
2. Beispiel:								
± 0.0	+ 0.5	0	118	− 45	− 12.5	116.3	+ 70.8	+ 155.0
± 0.0	+ 1	0	118	− 45	− 12.5	58.3	+ 12.6	+ 27.6
± 0.0	+ 1.5	0	118	− 45	− 12.5	38.8	− 6.9	− 15.1
+ 0.5	+ 0.5	∞	173	+ 10	+ 2.8	64.5	+ 18.8	+ 41.3
+ 0.5	+ 1	4320	163	0	0	45.7	0	0
+ 0.5	+ 1.5	2160	144	+ 19	− 5.3	34.0	− 11.7	− 25.6
+ 1.0	+ 0.5	4320	187	+ 24	+ 6.7	37.4	− 8.3	− 18.2
+ 1.0	+ 1	∞	173	+ 10	+ 2.8	32.2	− 13.5	− 29.6
+ 1.0	+ 1.5	8640	152	− 11	− 3.1	27.6	− 18.1	− 39.7

festen Wertepaar Δt und ΔT ausgehend werden unter Berücksichtigung eines maximalen Zeitfehlers von $^1/_2$ Minute die sich daraus jeweils ergebenden Richtungen und Geschwindigkeiten berechnet und ihre Abweichungen vom Mittelwert bestimmt. Im ersten Beispiel wird für ΔT eine große, im zweiten dagegen eine kleine Zeitdifferenz den Berechnungen zugrunde gelegt. Bei großem ΔT sind die Fehler in Richtung und Geschwindigkeit der Wellen gering, dagegen treten bei kleinem ΔT bedeutende Abweichungen in den beiden Größen auf; die hohen Geschwindigkeiten sind nur unter gewissen Vorbehalten als reell anzusehen.

Materialzusammenstellung

Das in dieser Arbeit behandelte Material entstammt dem Zeitraum Frühjahr und Herbst 1937, Sommer 1938 und von Januar bis Anfang August 1939. Es standen zur Verfügung 126 Auswertungen von Druckperioden, die sich im Durchschnitt über einen Zeitraum von 70 Minuten erstrecken, womit die gesamte Auswertezeit sich auf 140 bis 150 Stunden beläuft.

Die Tabelle 1 gibt einen Überblick über die in oben angeführtem Zeitraum ausgewerteten Druckperioden und deren Häufigkeitsverteilung, sowie über die Anzahl der Pilotballonaufstiege.

Tabelle 1

1937.

Nur fremde Pilotballonaufstiege.

43 Perioden:	1 mal	von	0— 5 min		4 mal	von	15—20 min
	15 „	„	5—10 „		1 „	„	20—25 „
	22 „	„	10—15 „				

1938.

Gesamt: 16 Pilotballonaufstiege.

Mit Windsprung: 7 Piloten.
Ohne Windsprung: 9 Piloten.

7 Perioden:	5 mal	von	5—10 min		2 mal	von	10—15 min

1939.

Gesamt: 56 Pilotballonaufstiege.

Mit Windsprung: 14 Piloten.
Ohne Windsprung: 42 Piloten.

76 Perioden:	3 mal	von	0— 5 min		8 mal	von	20—25 min
	22 „	„	5—10 „		3 „	„	25—30 „
	29 „	„	10—15 „		2 „	„	30—35 „
	9 „	„	15—20 „				

Gesamt:

72 Pilotballonaufstiege; 21 mit Windsprung; 51 ohne Windsprung.

126 Perioden:	4 mal	von	0— 5 min		9 mal	von	20—25 min
	42 „	„	5—10 „		3 „	„	25—30 „
	53 „	„	10—15 „		2 „	„	30—35 „
	13 „	„	15—20 „				

Fig. 6 gibt eine Gesamtdarstellung der Perioden sämtlicher während des oben angegebenen Zeitraumes ausgewerteter Druckwellen, wobei eine Periode als Mittelwert einer Gruppe von 8 bis 10 Einzelperioden anzusehen ist. Auffallend ist das stark ausgeprägte Maximum in der Verteilung von 5 bis 15 min, während die übrigen Perioden nur in wesentlich geringerem Ausmaß auftreten.

Nachdem im Frühjahr 1939 das Dreiecksnetz aufgebaut war, konnten aus den Registrierungen der drei Feindruckschreiber in 127 Fällen Richtung und Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen am Boden bestimmt werden.

Eine Häufigkeitsverteilung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten am Boden gibt Fig. 7 wieder; in ihr liegt das Geschwindigkeitsmaximum zwischen 10 und 30 m/sec. Nach kleineren Werten ist ein sehr schroffer Abfall vorhanden, Geschwindigkeiten unter 5 m/sec treten bei vorliegender Untersuchung überhaupt

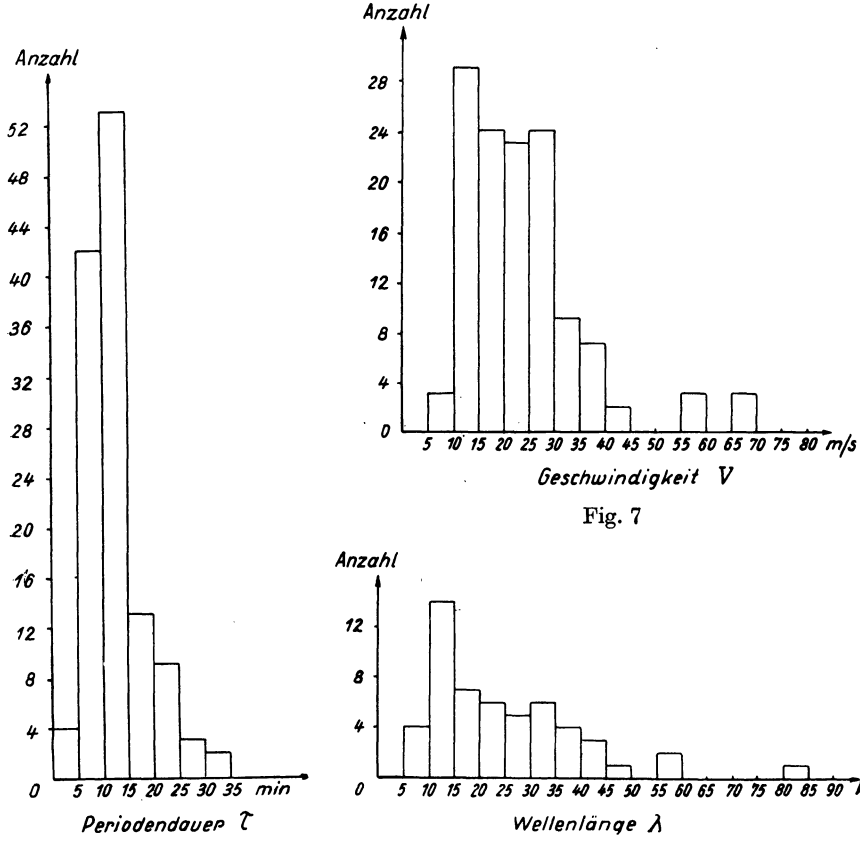


Fig. 7

Fig. 6

Fig. 8

Fig. 6—8. Häufigkeitsverteilung von Perioden, Geschwindigkeiten und Wellenlängen

nicht auf; nach größeren Werten hin tritt der Abfall nicht in dem Maße in Erscheinung, jedoch ist hier zu berücksichtigen, daß gerade die großen Wellengeschwindigkeiten nicht mit genügender Genauigkeit bestimmbar sind.

Für die Ausbreitung der Druckwellen gilt

$$\lambda = V \cdot \tau,$$

wobei λ in m, V in m/sec und τ in sec eingesetzt werden sollen. Aus zusammengehörigen Werten von V und τ konnten 53 Wellenlängen berechnet werden, die

Tabelle 2

Datum	Uhrzeit	Wellenrichtung Grad	Wellengeschwindigkeit V m/sec	Periode τ sec	Periode τ min	Wellenlänge $\lambda = \tau \cdot V$ m
19. 5. 39	$01^h30^m - 26^h45^m$	200	9.3	1500	25	14000
21./22. 5. 39	22^h00^m	188	18.5	1450	24.2	26800
	22 45	165	19.3	1620	27	31300
	23 10	150	13.75	1620	27.4	22300
	23 40	155	16.9	1620	27	27400
	00 30	136	22	1540	25.6	34000
	01 00	130	26.6	1620	27	43000
4./5. 6. 39	23 15	143	11.2	700	11.7	7900
	23 30	128	13.7	700	11.7	9600
	00 10	130	15.7	750	12.5	11800
	$01^h25^m - 02^h15^m$	138	13.4	930	15.5	12500
	02 45 — 03 05	136	12	600	10	7200
7. 6. 39	02^h30^m	173	16	660	11	10500
	02 35	166	14.6	870	14.5	12700
	02 50	162	13.7	900	15	12300
	03 00	157	12.4	960	16	11900
	03 15	154	11.4	940	15.5	10700
	03 25	150	10.7	1020	17	10900
23. 6. 39	$18^h00^m - 19^h00^m$	297	23.2	640	10.7	14700
16. 7. 39	16 30 — 20 10	155	35.8	560	9.3	20000
21. 7. 39	03 10 — 09 40	230	24.7	1120	18.7	27700
22. 7. 39	13 55 — 14 20	300	31.4	660	11	20700
	14 30 — 16 00	280	69	600	10	41500
	16 25 — 16 50	280	27.5	1380	23	38000
	17 00 — 17 30	275	35	1140	19	39900
27. 7. 39	03 30 — 05 30	173	32	1800	30	57700
31. 7. 39	11 50 — 12 15	205	30.8	600	10	18500
4. 8. 39	18 20 — 18 40	60	68	570	9.5	38700
	18^h50^m	190	18.75	530	8.8	10000
	19 05	210	39.8	530	8.8	21100
	$19^h15^m - 20^h10^m$	220	21	530	8.8	11100
5. 8. 39	03^h25^m	190	15.3	740	12.3	11300
	$03^h30^m - 04^h20^m$	195	25.4	740	12.3	18800
	05^h50^m	205	26.7	740	12.3	19800
	05 55	195	25.4	740	12.2	18800
	06 00	200	12.7	740	12.3	9400
	06 30	205	26.7	740	12.3	19800
	06 40	195	25.4	740	12.3	18800
6. 8. 39	10 40	120	29.1	900	15	26200
	10 50	175	34.4	900	15	31000
	11 15	135	22	900	15	19800
	11 40	120	38.7	900	15	34800
	11 50	120	29.1	900	15	26200
	13 50	120	58	1440	24	83500
	13 55	135	22	1440	24	31700
	14 05	135	26.7	1440	24	38500
	14 15	160	17	1440	24	24500
	14 40	155	22.8	1440	24	32800
	14 55	173	32	1440	24	46000
	16 00	120	29.1	1440	24	42000
	16 10	120	38.7	1440	24	55800

in einer Häufigkeitsverteilung (Fig. 8) dargestellt sind. Die Differenz zwischen Anzahl der zur Berechnung der Häufigkeit verwendeten Wellenlängen und Wellengeschwindigkeiten ist darauf zurückzuführen, daß zur Geschwindigkeitsbestimmung nicht nur Kurven gut ausgebildeter Perioden, sondern auch in den drei Registrierungen identische Einsätze herangezogen werden konnten, bei denen einheitliche Perioden fehlten. In der Häufigkeitsverteilung tritt nach schnellem Anstieg das Maximum der Wellenlängen zwischen 10 und 15 km klar hervor, nach größeren Werten hin erfolgt ein allmählicher Abstieg bis zu 50 km. Die darüber hinaus liegenden Einzelwerte werden nicht reell sein; sie wurden aus großen Wellen geschwindigkeiten berechnet, deren Existenz bereits weiter oben als unwahrscheinlich dargestellt wurde.

Eine Zusammenfassung von entsprechenden Werten der Wellengeschwindigkeit, Periode und der daraus berechneten Wellenlänge ist in Tabelle 2 gegeben.

Aus der Tabelle folgt, daß Wellenlängen unter 5 km überhaupt nicht beobachtet wurden. Gerade die Wogenwolken, die sicher als sichtbare Vertreter der Helmholtzschen Luftwogen anzusehen sind, haben jedoch nur Wellenlängen zwischen einigen 100 und wenigen 1000 m. Sie wirken sich im Druckverlauf am Erdboden gar nicht aus. Das ist nicht weiter erstaunlich. Die in der Höhe entstandenen Druckwellen erzeugen am Erdboden eine Druckschwankung, die um so größer ist, je größer ihre Wellenlänge gegenüber ihrem Bodenabstand ist. Bei kleiner Wellenlänge der Druckwoge und im Verhältnis dazu großem Bodenabstand gleichen sich die Druckunterschiede am Boden aus. Dieses theoretisch verständliche Ergebnis wurde beim Vorüberzug von Wogenwolken am Beobachtungsort immer wieder bestätigt.

Zusammenstellung der einzelnen Beobachtungsgrößen

In der später folgenden Tabelle 3 sind Periodendauer von Feindruckwellen, sowie der Geschwindigkeits- und Richtungssprung einer gleichzeitig beobachteten Winddiskontinuität aufgeführt. Die Höhe der Winddiskontinuität ist in der Tabelle nicht in m über NN, sondern in m Höhe über Grund angegeben. Dies wirkt sich besonders stark bei den in der Tabelle mit angeführten Beobachtungen in Afrika aus, da dort die Beobachtungsstationen selbst bereits eine Höhe von 1150 bzw. 1450 m über NN hatten. Die Höhenwindbeobachtungen fielen zeitlich mit dem Auftreten von Wellen in den Feindruckregistrierungen zusammen, so daß beides miteinander in Beziehung zu setzen ist.

Zusammenstellung 31. 7. und 4. 8. 1939

Im folgenden werden die Meßergebnisse von zwei Tagen zusammengestellt, an denen Druckwellen am Boden aufgezeichnet wurden, und gleichzeitig ein Windsprung in der Höhe festgestellt wurde.

31. 7. 1939. Wellen: 12^h15^m—13^h45^m; Pilot: 12^h07^m—12^h28^m.

Perioden in min:

F. D. 1 (270 m NN): 13.6 min; F. D. 2 (180 m NN): 14.3 min;
F. D. 3 (160 m NN): 14.8 min; Mittel 14.2 min = 852 sec.

Höhenwindbeobachtung: Maximale Höhe des Piloten 2000 m über Grund.
Höhe des Windsprungs: 1260—1500 m, Mittel: 1380 m über Grund.
Geschwindigkeitsänderung: 12.5—21 m/sec; $\Delta v = 8.5$ m/sec = 40.5% der oberen Geschwindigkeit.
Richtungsänderung tritt nicht auf.
Richtung und Geschwindigkeit der Wellenfront: 230°, 25 m/sec im Mittel.
Richtung und Geschwindigkeit des Oberwindes: 245°, 21 m/sec.
Wellenlänge: $852 \times 25 = 21.2$ km.

4. 8. 1939. Wellen: 18^h20^m—19^h00^m; Pilot: 18^h40^m—19^h00^m.
Perioden in min:

F. D. 1 (270 m NN): 9.0 min; F. D. 2 (180 m NN): 9.3 min;
F. D. 3 (160 m NN): 9.5 min = 570 sec.

Höhenwindbeobachtung: Maximale Höhe des Piloten 2500 m über Grund.
Höhe des Windsprungs: 880—1130 m, Mittel: 1000 m über Grund.
Geschwindigkeitsänderung: 4.9 m/sec; $\Delta v = 5$ m/sec = 56% der oberen Geschwindigkeit.
Richtungsänderung: 190—180°; $\Delta \vartheta = 10° = 2.8\%$ des Vollkreises.
Richtung und Geschwindigkeit der Wellenfront: 190° 19 m/sec.
Richtung und Geschwindigkeit des Oberwindes: 180° 9 m/sec.
Wellenlänge: $\lambda = 570 \times 19 = 10.3$ km.

In gleicher Weise sind die übrigen in Tabelle 3 zusammengefaßten Messungen gewonnen und bearbeitet.

Außer den Göttinger Beobachtungen von Druckwellen sind in Tabelle 3 auch Beobachtungen aus Zentralafrika enthalten. Das Material für die afrikanischen Beobachtungen wurde mir von Herrn Dr. habil. Suckstorff [12] zur Verfügung gestellt.

Die Auswertung zeigt folgendes Bild:

30. 8. 1938. Bukoba am Viktoriasee, 1150 m über NN.
Periodendauer der Feindruckwellen:

12, 12, 12, 11, 15, 15, 15, 13, 17, 10, 10, 11, 12, 15 min;
Mittel: 12.9 min.

Windsprung in 1250 m über Beobachtungsort:

von 170° 10 m/sec auf 200° 20 m/sec.

18. 9. 1938. Goma am Kiwusee, 1450 m über NN.
Periodendauer der Feindruckwellen:

14, 13, 13, 14, 13, 16, 14, 12, 13, 13 min; Mittel: 13.5 min.

Windsprung wurde durch Augenbeobachtung in 1400 m über Beobachtungsort festgestellt, der Wind springt dabei von 90° 3 m/sec auf 115° 8 m/sec.

Diese Windverhältnisse wurden an den Rauchfahnen des Vulkans Niragongo (3500 m über NN) und Nyamlagira (3000 m über NN) beobachtet, und die Größe des Windsprunges von 4 bis 6 m/sec anläßlich einer Besteigung des Niragongos gemessen. Diese Beobachtungen in Afrika erscheinen trotz ihrer geringen Anzahl aus zwei Gründen als besonders gesichert. In der Umgebung von Bukoba und im Hochland von Kenya, sowie im ganzen Gebiet der zentralafrikanischen Seenkette traten regelmäßig Druckwellen ähnlicher Größe auf. Diese Druckwellen zeichneten

Tabelle 3. Periode der Druckwelle und Höhe, Richtung und Größe des Windsprungs

Datum	Periode τ min	Höhe d. Windsprungs in m über Grund			ΔH m	Geschwindigkeitssprung			Richtungsänderung	
		von	bis	mittlere Höhe		von bis m/sec	Δv m/sec	Δv %	ϑ Grad	$\Delta\vartheta$ Grad
9. 8. 38	5	450	600	520	150	7 — 3	4	57	110—100	— 10
12. 8. 38	9	950	1050	1000	100	2 — 5	3	60	92— 90	— 2
13. 8. 38	13	1200	1320	1260	120	4 — 8	4	50	92—105	+ 13
31. 8. 38	15	1350	1450	1400	100	6 — 10	4	40	332—328	— 4
2. 9. 38	5.5	500	600	550	100	1 — 4	3	75	385—300	+ 15
3. 9. 38	6.5	600	720	660	120	3 — 7	4	57	277—280	+ 3
28. 9. 38	5	360	600	480	240	2 — 7	5	71.5	150—170	+ 20
18. 1. 39	7.5	540	780	660	240	9 —15	6	40	217—232	+ 5
24. 2. 39	14	1350	1470	1410	120	5.5—10	4.5	45	152—160	+ 8
24. 2. 39	24	2310	2550	2430	240	25 — 6.5	4	61.5	270—230	— 40
25. 2. 39	7	510	870	690	360	9 —17	8	47	235—245	+ 10
31. 7. 39	14	1260	1500	1380	240	12.5—21	8.5	40.5	245—245	± 0
1. 8. 39	6.5	540	780	660	240	4 —10	6	60	245—250	+ 5
2. 8. 39	9	750	870	810	120	5.5—10	4.5	45	265—270	+ 5
4. 8. 39	9	880	1130	1000	250	4 — 9	5	55.5	190—180	— 10
				Afrikanische Beobachtungsstationen						
30. 8. 38	12.9	1000	1500	1250	500	10 —20	10	50	170—200	+ 30
18. 9. 38	13.5	?		1400	?	3 — 8	5	62.5	90—115	+ 25
						Mittelwert:		54%		

sich im Vergleich zu den in Göttingen aufgezeichneten Wellen durch besondere Regelmäßigkeit aus. In den genannten Gebieten wurde ferner aus dem Wolkenzug stets ein Windsprung in der Höhe beobachtet, allerdings konnte seine Höhe nur in den beiden oben angeführten Fällen zahlenmäßig festgelegt werden. Es handelte sich dabei im Hochland von Kenya um eine aus dem Kontinent herausfließende Strömung, in dem übrigen Gebiet um den in der Höhe bereits völlig ausgebildeten SE-Passat. Da aus klimatischen Gründen mit einer räumlich und zeitlich nur langsamen Höhenänderung dieses Windsprunges zu rechnen ist, können die Windbeobachtungen in Bukoba und Goma wohl in recht guter Näherung auf das ganze Gebiet übertragen werden, in dem Druckwellen beobachtet wurden.

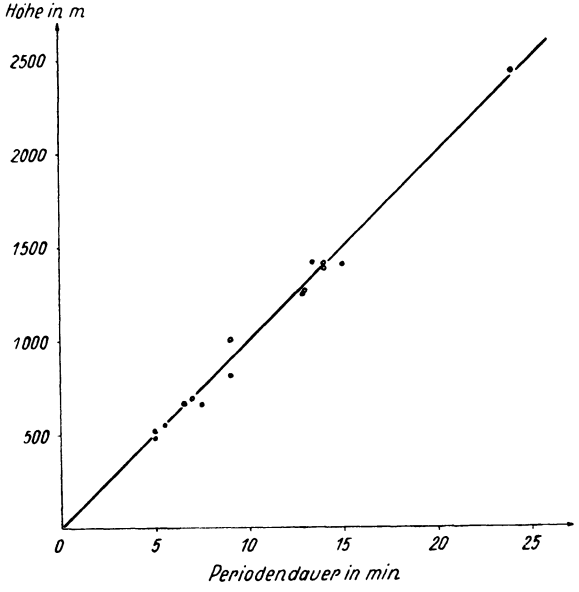


Fig. 9.

Abhängigkeit der Periodendauer (in min) von der Höhe (in m) eines Windsprunges über dem Beobachtungsort, gewonnen aus Pilotballonaufstiegen am Beobachtungsort. ○ Werte für Göttingen, ● Werte für afrikanische Stationen

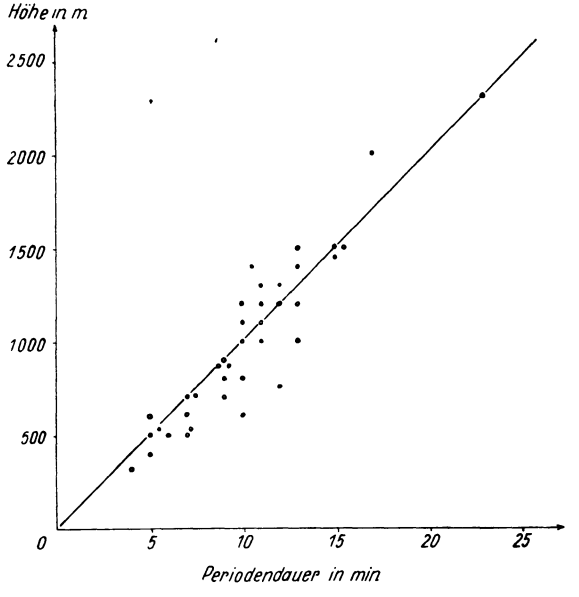


Fig. 10.

Abhängigkeit der Periodendauer (in min) von der Höhe (in m) eines Windsprunges über dem Beobachtungsort, gewonnen aus Pilotballonmessungen an Stationen des Reichswetterdienstes

Die mittlere Richtungsänderung liegt bei 3.5% des Vollkreises, ihr Maximalwert beträgt nur in einem Fall 11%; das Vorzeichen von $\Delta\vartheta$ gibt an, nach welcher Seite hin der Wind dreht. Die Geschwindigkeitsänderung beläuft sich im Mittel-

wert dagegen auf 54% von der Geschwindigkeit des Oberwindes, nur am 9. 8. 39 bezieht sich dieser Wert auf die untere Windgeschwindigkeit. Daraus geht mit einiger Sicherheit hervor, daß die Richtungsänderung für den Windsprung weniger bedeutungsvoll ist als die Geschwindigkeitsänderung, letztere also fast ausschließlich für die Winddiskontinuität maßgebend ist. Es ist damit jedoch nicht gesagt, daß immer dann, wenn Wellen im Luftdruckverlauf auftraten, gleichzeitig ein Windsprung in der Höhe vorhanden war, oder umgekehrt ein Windsprung in der Höhe unbedingt Luftdruckwellen am Boden zur Folge hatte. Die folgende Tabelle zeigt diesen Zusammenhang etwas näher. Sie stellt sämtliche 72 Höhenwindmessungen vom Sommer 1938 und Januar-August 1939 zusammen mit den Ergebnissen der Luftdruckregistrierungen dar. In dieser Zeit zeigte der Feindruckschreiber 83mal Druckwellen. In 18 Fällen waren gleichzeitige Höhenwindmessungen vorhanden, während in 65 Fällen diese fehlten.

Luftdruckregistrierungen	Windsprung vorhanden	Kein Windsprung vorhanden
Wellen	15 Fälle	3 Fälle
Keine Wellen	6 „	48 „

Diese Aufstellung besagt, daß in 15 Fällen Windsprung und Druckwellen gleichzeitig auftraten. In 48 Fällen, bei denen kein Windsprung in der Höhe gefunden wurde, traten auch keine Wellen auf. In 3 Fällen hingegen traten Druckwellen auf, ohne daß ein Windsprung in der Höhe gefunden wurde, während umgekehrt in 6 Fällen trotz eines Windsprunges in der Höhe am Boden keine Druckwellen auftraten. Auf die Bedeutung dieser Tatsache sei später eingegangen. Das wichtigste Ergebnis der Arbeit zeigen Fig. 9 und 10. Erstere stellt alle Messungen nach Tabelle 3 zusammen, bei denen am Beobachtungsort Windsprünge in der Höhe und Druckwellen am Boden gleichzeitig beobachtet wurden. Die Kurve zeigt mit überraschender Exaktheit einen linearen Zusammenhang zwischen der Periodendauer der Druckwellen in min und dem Bodenabstand in m eines gleichzeitig auftretenden Windsprunges, der sich durch die Beziehung: Periode in min = Bodenabstand in m/100 ausdrücken läßt. Fig. 10 gibt die entsprechende Zusammenstellung jedoch für diejenigen Fälle, in denen Höhenwindbeobachtungen der Wetterwarten Kassel, Hannover, Köln, Frankfurt und Leipzig herangezogen werden mußten. Die einzelnen Meßpunkte streuen infolgedessen stärker, geben aber dennoch den gleichen Zusammenhang zwischen Periodendauer einer Feindruckwelle und dem Bodenabstand eines Windsprunges wieder.

In Fig. 11 ist der Zusammenhang von Wellenlänge λ und Bodenabstand H des erzeugenden Windsprunges wiedergegeben, wobei H in den meisten Fällen nicht gemessen, sondern unter Berücksichtigung der engen Beziehung zwischen Periode und Bodenabstand (Fig. 9) aus den aufgezeichneten Perioden errechnet worden ist. Die Werte streuen außerordentlich stark, eine Beziehung zwischen λ und H ist unsicher. Fig. 12 zeigt die Abhängigkeit der Wellenlänge λ von der Wellengeschwindigkeit V. Ein Zusammenhang beider Größen ist hier in weiten Grenzen angedeutet.

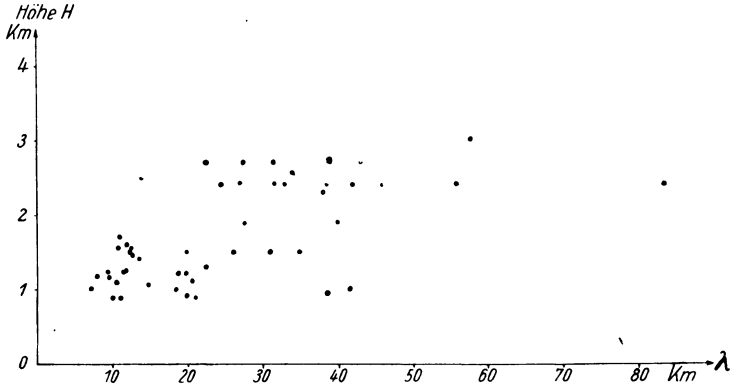


Fig. 11.
Abhängigkeit der Wellenlänge (λ) von der Höhe (H) des Windsprunges über dem Beobachtungsort

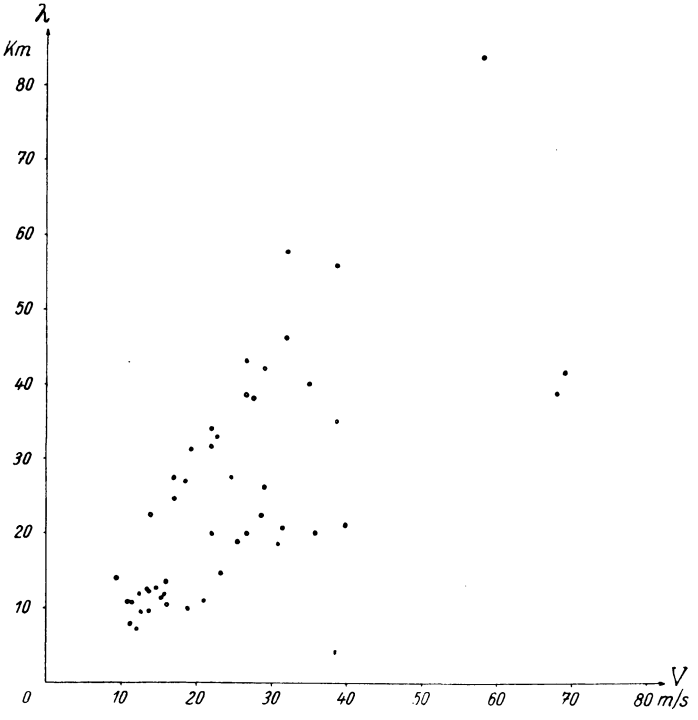


Fig. 12.
Abhängigkeit der Wellenlänge (λ) von der Wellengeschwindigkeit (V)

Diskussion. Nach Fig. 9 besteht der schon im vorangegangenen Kapitel erwähnte enge Zusammenhang zwischen der Periode τ in sec einer Feindruckwelle am Boden und dem Bodenabstand H in m eines gleichzeitig beobachteten Windsprunges:

$$\frac{H^m}{\tau\,\mathrm{sec}} = 1.7\,\frac{m}{\mathrm{sec}};$$

oder die zahlenmäßige Regel

$$\tau = 0.60\,H;$$

oder, wenn τ in min ausgedrückt:

$$\tau = 0.01 \cdot H.$$

Bei Vernachlässigung des Einflusses der Windgeschwindigkeit auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit V der Druckwelle gilt die Regel:

$$\lambda = V \cdot \tau = V \cdot 0.60 \cdot H.$$

Der Einfluß der Windgeschwindigkeit kann angenähert berücksichtigt werden durch den Ansatz: $\left(v + \frac{u+u'}{2}\right)^2 = V^2$, worin V, u, u' die gemessenen Geschwindigkeiten der Druckwelle und des unteren und oberen Windes (Komponenten in Richtung der Druckwelle) sind. v ist dann die gesuchte Geschwindigkeit der Druckwelle (ohne Einfluß der Windgeschwindigkeit).

Nur in zwei Fällen sind die Werte u, u' und die obere und untere Windrichtung mit V, H und τ gleichzeitig zusammen gemessen.

Der Zusammenhang $\tau = 0.60\,H$ ist nach der Fig. 9 mit großer Genauigkeit vorhanden. Er läßt zunächst vermuten, daß die Winddiskontinuität eine Energiequelle ist, die die Druckwelle anregt, deren Periode dann von dem Abstand dieser Energiequelle vom Erdboden abhängt. Die durchaus der gleichen Formel gehorchenden afrikanischen Beobachtungen beweisen, daß diese Gesetzmäßigkeit selbst noch für eine sehr hohe Lage der Beobachtungsstation über NN gilt. Zum zweiten beweisen diese Beobachtungen, daß die Periode τ von der Dichte ϱ der Luft am Boden unabhängig ist, die Abhängigkeit der Periode τ von der Höhe also nicht eine verschleierte Form der Abhängigkeit von ϱ am Boden ist. Zum dritten beweisen sie, daß die Form des Geländes ohne nennenswerten Einfluß ist; denn der eine Beobachtungsort (Bukoba) liegt im flachen Hügelland am Ufer des Viktoriasees, während Goma am Fuße mächtiger, bis 4000 m aufsteigender Vulkane gelegen ist.

Zusammenfassend läßt sich sagen:

Es wurden Druckwellen mit einer Amplitude von durchschnittlich 0.07 bis 0.1 mm Hg und einer Wellenlänge von 10 bis 45 km gemessen. Diese Wellen traten am häufigsten auf, wenn am Beobachtungsort eine Diskontinuität in der Windströmung in 500 bis 1500 m Höhe über dem Boden vorhanden war, wobei die Länge der Druckwelle proportional dem Produkt aus Wellengeschwindigkeit und dem Bodenabstand der Winddiskontinuität jedoch unabhängig von der Dichte der Luft am Boden und der Meereshöhe des Beobachtungsortes ist. Zeigen eng benachbarte Stationen größere Höhenunterschiede, so müssen sich diese in den Druck-

registrierungen durch verschieden lange Perioden auswirken wegen der direkten Proportionalität von Periodenlänge und Bodenabstand einer Diskontinuität. Eine solche Nachprüfung wurde an dem Göttinger Dreiecksnetz vorgenommen. Die Höhendifferenzen der Stationen belaufen sich auf 90 m (Institut–Lambrecht) und 110 m (Institut–Flugplatz). Die nach der Formel $\tau = 0.01 \cdot H$ zu erwartenden Periodendifferenzen müßten für das erste Stationspaar 0.9 min, für das zweite 1.1 min betragen. In Wirklichkeit ergeben sich als Mittelwerte Periodendifferenzen von 0.37 bzw. 0.62 min, wobei die wahrscheinlichen Fehler dieser Mittelwerte 0.06 bzw. 0.08 min betragen. Die wirklich auftretenden Periodendifferenzen zeigen danach durchaus den durch obige Gleichung gegebenen Gang, sind aber qualitativ im ersten Fall um 60%, im zweiten Fall um 44% zu klein. Dieses Ergebnis ist überaus interessant und stützt qualitativ nun auch für einen Mittelwert hoher Genauigkeit die vorher angegebene Abhängigkeit der Periode der erzeugten Druckwelle vom Bodenabstand. Eine quantitative Übereinstimmung mit dieser Formel ist nicht zu erwarten, da die Aufstellungsorte der verglichenen Feindruckschreiber nur 2390 bzw. 4320 m voneinander entfernt sind, die Druckwelle mit einer Wellenlänge von 15 bis 20 km sich also kaum schon auf den neuen Bodenabstand eingespielt haben kann; daß für den kleinen Abstand die Abweichung von der Formel $\tau = 0.01 \cdot H$ größer ist als für den größeren Abstand, erscheint bei dem geringen wahrscheinlichen Fehler des Mittelwertes kein Zufall mehr zu sein.

Nach dieser Darstellung der charakteristischen Merkmale der in Göttingen gemessenen Druckwellen großer Wellenlängen sei auf die Ergebnisse einer ähnlichen Arbeit hingewiesen, die in Japan durchgeführt wurde. Suzuki und Oomori [10] stellten an einem Dreiecksnetz von Luftdruckvariographen ähnliche Untersuchungen an. Sie fanden gleichfalls Druckwellen von 13 bis 25 km Länge. Ferner fanden sie, daß Druckwellen am Erdboden auftraten, sowohl wenn eine Winddiskontinuität vorhanden war, als auch wenn eine solche bis zur Höhe des Pilotballons nicht nachgewiesen werden konnte. Suzuki und Oomori zogen daraus den Schluß, daß ein Zusammenhang zwischen Windsprung und Druckwelle nicht bestand, jedenfalls nicht mit Windsprüngen in geringer Höhe. Sie nehmen allerdings weiter an, daß eine Diskontinuität der Dichte- und Strömungsfelder der Atmosphäre diese Druckwellen nach Art der Helmholtzschen Luftwogen erzeugten, verlegten aber diese Diskontinuitätsflächen an die Grenze der Stratosphäre. Diese Annahme steht jedoch im Widerspruch mit dem in unserer Arbeit gefundenen Ergebnis, daß der Bodenabstand, der die Druckwelle erzeugenden Diskontinuitätsfläche zwischen 500 und 1500 m liegt.

Zur Klärung der Frage, ob es sich bei derartig langen Druckwellen noch um Helmholtzsche Luftwogen handeln kann, sei auf die Grundformel der Entstehung der Schwerewellen zurückgegangen. Diese Grundformel für die sich an einer Diskontinuitätsfläche ausbildenden Schwerewellen lautet:

$$\lambda = \frac{2\pi(\varrho + \varrho')}{g(\varrho - \varrho')}\left(V - \frac{U + U'}{2}\right)^2 + \frac{2\pi(\varrho + \varrho')}{g(\varrho - \varrho')}\left(\frac{U - U'}{2}\right)^2;$$

dabei sind U und U' die Geschwindigkeiten, ϱ und ϱ' die Dichten in den Medien unter- und oberhalb einer Diskontinuitätsfläche; λ ist die Wellenlänge und V die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen. Danach ist die Wellenlänge eine Funktion des Dichteunterschiedes, sowie der Geschwindigkeitsdifferenz. Für Luftwogen lassen sich die Dichtedifferenzen durch Temperaturdifferenzen ausdrücken. Unter Berücksichtigung dieser Tatsachen, sowie unter Berücksichtigung der Kompressibilität würden sich sehr komplizierte Formeln ergeben, vor allen Dingen, da noch die Höhe der Diskontinuitätsfläche über dem Erdboden mitberücksichtigt werden muß. Es sind daher von verschiedenen Verfassern Näherungsformeln angegeben, die jedoch im großen und ganzen das gleiche Bild zeigen. Unter extremen Annahmen über den Temperaturgang und Windsprung ergeben sich Wellenlängen je nach den verschiedenen Formeln von einigen hundert bis einigen tausend Metern. Die Wellenlänge ist dabei immer unabhängig von der Höhe der sie erzeugenden Diskontinuität. Die von uns gemessenen Druckwellen haben jedoch Wellenlängen von durchschnittlich 10 bis 40 km und sind damit etwa zehnmal größer. Ferner zeigen die Wellenlängen eine deutliche Abhängigkeit von dem Bodenabstand der sie erzeugenden Winddiskontinuität durch die Beziehung $\lambda = 0.6 \cdot H \cdot V$.

Es sollen hier nur noch einmal die durch die vorliegenden Untersuchungen bestimmten Eigenschaften dieser Druckwellen zusammengestellt werden.

1. Die Druckwellen haben eine Wellenlänge von 10 bis 40 km bei einer Druckamplitude von 0.07 bis 0.10 mm Hg am Boden. Ihre Zuggeschwindigkeit liegt bei 10 bis 30 m/sec.
2. Diese Druckwellen werden zum Teil durch eine zwischen 500 und 2000 m über dem Beobachtungsort liegende Winddiskontinuität erzeugt.
3. Für die Wellenlänge einer durch eine solche Winddiskontinuität angeregte Druckwelle ist die Höhenlage der Winddiskontinuität entscheidend. Dabei ist nicht die absolute Höhe des Windsprunges maßgebend, sondern ihre Höhe über der Beobachtungsstation, ihr Bodenabstand. Der formelmäßige Ausdruck zwischen Länge λ, Zuggeschwindigkeit V der erzeugten Druckwelle und Bodenabstand H der erzeugenden Winddiskontinuität lautet:
$$\lambda = 0.6 \cdot H \cdot V; \quad \lambda \text{ in m}; \quad H \text{ in m}; \quad V \text{ in m/sec}.$$
4. Die Druckwellen können keine Schwerewellen nach Art der Helmholtzschen Luftwogen sein (kurze Luftwogen).
5. Die Druckwellen können auch keine Seiches-Schwingungen einer abgeschlossenen Luftmasse sein, da die Großform des Geländes keinen Einfluß auf die Wellenlänge hat.

Besondere Wellen. Neben den bisher behandelten Feindruckwellen zeigten sich zuweilen in den Druckregistrierungen des F. D. 2, Station Lamprecht, kurzperiodische, annähernd sinusförmige Wellen von einer regelmäßigen Periodendauer von 2.6 bis 2.7 min, die weder im F. D. 1 noch im F. D. 3 auch nur andeutungs-

weise aufgezeichnet waren. Sie treten nur zur Nachtzeit bei Strahlungswetter und geringen Windgeschwindigkeiten auf, sind aber jahreszeitlich nicht abhängig.

Beispiel: 6./7. 6. 1939. 22—01 Uhr.
Perioden: 2,6 min, Amplitude: 0.01 mm Hg.
Wetter: Wolkenlos, Wind SE 2 m/sec.
Temperatur: Tagesmaximum 29.8° C; Tagesminimum 10.5° C.
Luftdruck: Reduziert: 769.8 mm, 6. 6. 1939, 08 Uhr.
767.5 mm, 7. 6. 1939, 08 Uhr.

Eine Erklärung dieser Wellen wird in dem rythmischen Abfließen von Kaltluft am Hang zu suchen sein. Der F. D. 2 liegt am Fuße des Hainbergs am Ausgang eines tief eingeschnittenen Tales, des Ebertales, in dem die Kaltluft sich sammelt und in bestimmten Zeitintervallen zum Abfließen gelangt.

Zusammenfassung. Das Ergebnis der angestellten Überlegungen läßt sich folgendermaßen zusammenfassen: In den Registrierungen der Feindruckschreiber wurden Druckwellen gefunden, deren Perioden eine enge Abhängigkeit von der Höhe eines gleichzeitig auftretenden Windsprunges zeigen, die sich durch die Beziehung

$$\tau = 0.01 \cdot H \quad (\tau \text{ in min}, H \text{ in m})$$

ausdrücken läßt. Dabei ist für H die Höhe des Windsprunges über dem Erdboden einzusetzen, nicht die Höhe über NN. An einem Dreiecksnetz wurden Richtung und Geschwindigkeit der Wellen bestimmt. In zwei vorliegenden Beispielen sind Fortpflanzungsrichtung der Wellen und Richtung des Oberwindes annähernd gleich. Die Wellengeschwindigkeit ist wesentlich größer als die des Windes. Die nach Formel $\lambda = V \cdot \tau$ berechneten Wellenlängen sind im Mittel zehnmal größer als die Höhe der Diskontinuitätsfläche. Eine Erklärung für ihre Entstehung konnte nicht gegeben werden.

Sinusförmige Wellen von 2.6 min Periodendauer treten in Strahlungsnächten an einer Station auf, ihre Entstehung ist vermutlich auf das Abfließen von Kaltluft zurückzuführen.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Dr. G. Angenheister für sein stetiges Interesse und seine Förderung dieser Arbeit, Herrn Dr. habil. G. A. Suckstorff für seinen vielfachen Rat und seine Hilfe bei der Ausführung der Arbeit danken.

Literaturverzeichnis

[1] H. v. Helmholtz: 1888. Über atmosphärische Bewegungen. Ges. Abhandl., Bd. III.
[2] H. v. Helmholtz: 1889. Über atmosphärische Bewegungen. II. Zur Theorie von Wind und Wellen. Ges. Abhandl., Bd. III.
[3] A. Wegener: 1906. Studien über Luftwogen. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. II.
[4] B. Haurwitz: 1931—1932. Zur Theorie der Wellenbewegungen in Luft und Wasser. Veröffentl. d. Geophys. Inst. Leipzig.
[5] B. Haurwitz: 1931. Über die Wellenlänge von Luftwogen. Gerl. Beitr. z. Geophys., Bd. 34 (Köppenbd. III).

[6] B. Haurwitz: 1932. Über die Wellenlänge von Luftwogen. Gerl. Beitr. z. Geophys., Bd. 37.

[7] B. Haurwitz: 1932. Über Wellenbewegungen an der Grenzfläche zweier Luftschichten mit linearem Temperaturgefälle. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., Bd. 19 (Bjerkness-Festschrift).

[8] F. Trey: 1919. Ein Beitrag zum Studium der Luftwogen. Meteorol. Zeitschr., Bd. 36.

[9] T. Namewaka: 1934. A Study of the Minor Fluctuation of the Atmospheric Pressure. (I)—(IV) Memoirs of the College of Science Kyoto Imperial University. Series A, Vol. XVII, 1934; XVIII, 1935.

[10] S. Suzuki and H. Oomori: 1927. On the atmospheric waves. Gerl. Beitr. z. Geophys., Bd. 49.

[11] G. A. Suckstorff: 1936. Ein mechanisch registrierender Barograph hoher Empfindlichkeit. Zeitschr. f. Geophys. **12**, Heft 5/6.

[12] G. A. Suckstorff: 1939. Die Ergebnisse der Untersuchungen an tropischen Gewittern und einige andere tropische Wettererscheinungen. (Dozenten-Afrikareise 1938.) Gerl. Beitr. z. Geophys., Bd. 55, S. 138.

[13] H. D. Krug: Ausbreitung natürlicher Bodenunruhe (Mikroseismik) nach Aufzeichnungen mit transportablen Horizontalseismographen. Dissertation, Göttingen. Zeitschr. f. Geophys. 1937, S. 328.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juni 1940.

Der Zusammenhang zwischen Bodenunruhe und Zyklonen

Von **S. W. Visser**, De Bilt

Fro Trommsdorff (Göttingen) hat in dieser Zeitschrift über seine Untersuchungen über die Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe mit transportablen Seismographen geschrieben [1]. Sein Resultat: „Die entsprechenden Herkunftsrichtungen lassen sich mit der Lage von Zyklonen in Zusammenhang bringen", hat mein großes Interesse erregt, weil ich selber über diese Frage einiges publiziert habe [2]. Obgleich meine Arbeit auch in den Geophysikalischen Berichten besprochen worden ist [3], scheint sie Fro Trommsdorff entgangen zu sein. Ich möchte darum hier kurz meine Resultate besprechen, mit denen die seinigen erfreulicherweise sehr gut übereinstimmen, obgleich unsere Methoden ganz verschieden sind.

Seit langen Jahren betrachtet man in De Bilt die täglichen Mikroseismen, weil ihr Charakter die Anwesenheit eines weit entfernten Tiefdruckgebietes im Atlantischen Ozean andeuten kann [4]. Der Zweck meiner Untersuchung war, dieses Problem näher zur Lösung zu bringen. Es war unbedingt notwendig, hierbei isolierte Depressionen zu studieren. Sind mehrere zu gleicher Zeit aktiv im Atlantischen Ozean, so ist ihre Gesamtwirkung auf die Bodenunruhe zu verwickelt, um eindeutige Ergebnisse zu erzielen. Darum glaube ich, daß Trommsdorffs Untersuchungstage, 17. bis 20. November 1937, wenig geeignet waren. Es waren im Westen drei Zyklonen anwesend, und es ist daher möglich, daß sein Versuch, „die Bodenunruhe als Überlagerung zweier Teilwellen verschiedener

Frequenz und Richtung zu deuten", nur hinweist auf den komplizierten atmosphärischen Zustand jener Tage.

Es war mir möglich, von Anfang 1925 bis Ende Januar 1930 etwa 50 Fälle zu finden, während welchen starke Bodenunruhe in De Bilt offenbar zusammenhing mit wohl definierten Zyklonen im NE-Atlantischen Ozean und W-Europa. Es zeigte sich deutlich, daß maximale Bodenunruhe in De Bilt gar nicht zusammenhängt mit dem Seegang an den westeuropäischen Küsten. Die Lagen der Tiefdruckzentren sind ziemlich regelmäßig im größten Teil des Beobachtungsgebietes zerstreut. Ein großer Teil gibt schon starke Mikroseismen, wenn sie noch weit entfernt im Ozean sind. Solches hat auch schon Gherzi für die Taifune in den Chinesischen Meeren angezeigt [5]. Es kommen ausgesprochene Ausnahmen vor von dem Gesetz: Starke Bodenunruhe bei starkem Seegang. Oft tritt sogar ein Minimum des Seeganges mit besonders starken Mikroseismen zusammen.

Die Amplitude der Bodenunruhe nimmt zu mit der Stärke des Tiefs, die Periode wächst mit wachsender Entfernung. Die Bodenunruhe ist am stärksten in der Richtung der Zyklonenbahn. Diese letzte Eigenschaft wurde nicht nur festgestellt bei den mikroseismischen Beobachtungen in De Bilt, sondern auch bei denen von Kew, Straßburg und Upsala.

Auch Fro Trommsdorff findet nun, daß „die aus den Ankunftszeiten bestimmte Herkunftrichtung die Lage des Tiefdruckgebietes angibt" (S. 312). Meines Erachtens muß aber die Konklusion lauten, daß damit gesagt ist, daß das Sturmtief als solches die Ursache der Bodenunruhe bildet. Trommsdorff selber achtet es als unwahrscheinlich (S. 320), daß seine Teilwellen von zwei oder mehreren bestimmt lokalisierten Sendern ausgehen, etwa von der Biskaya und der Norwegischen Küste. Es besteht nach ihm die Möglichkeit *eines* vorherrschenden Herdes und an kontinentalen Schichten oder Blöcken angeregte oder reflektierte Teilwellen. Es gab während der Beobachtungstage vom 16. bis 19. November 1937 gar keinen starken Seegang an den westeuropäischen Küsten und am 20. nur an der dänischen Westküste 5 bis 6. Die von Trommsdorff geförderten Teilwellen scheinen daher nicht gut möglich zu sein und sein „vorherrschender Herd" kann *nur im Tiefdruckgebiete* liegen.

Die Trommsdorffsche Arbeit hat mich sehr erfreut. Es scheint allmählich ein Ende zu kommen an die Brandungshypothese. Ich hoffe, daß seine Methode fortgesetzt werden möchte und speziell während des Vorüberziehens einer oder mehrerer isolierter Tiefdruckgebiete, weil nur diese geeignet sind für eindeutige Folgerungen.

Literatur

[1] Fro Trommsdorff: Zeitschr. f. Geophys. **15**, 304—320 (1939).
[2] S. W. Visser: Proc. Amsterdam **37**, 738—746 (1934).
[3] K. Jung: Zeitschr. f. Geophys. **11** (1935); Geophys. Ber. **109**.
[4] Comptes rendues des séances A. I. S. 18—21; July, 1911, S. 28; Seism. Registr. De Bilt 1915, S. 101.
[5] E. Gherzi: Notes de Seism. Obs. Zi-Ka-Wei **5** (1924); **8** (1926).

De Bilt, Niederlande, 14. Januar 1940.

Ergänzende Bemerkung zu „Der Zusammenhang zwischen Bodenunruhe und Zyklonen" von S. W. Visser

Von **Fro Trommsdorff** (zur Zeit im Felde)

Obwohl mir die überaus interessante Arbeit von S. W. Visser *) bekannt ist, komme ich nicht zu den gleichen Schlüssen wie er. Visser ist der Ansicht, daß die Kompliziertheit der Bodenunruhe „nur auf den komplizierten atmosphärischen Zustand jener Tage hinweist" **). Dazu ist zu bemerken, daß spätere unveröffentlichte Untersuchungen an mikroseismischen Stürmen von R. Bungers mit der von mir angegebenen Methode ebenfalls auf Teilwellen verschiedener Richtung und verschiedener Frequenz schließen lassen, obwohl an jenen Tagen *ein* wohl definiertes Sturmzentrum vorherrschend war.

Die Ergebnisse meiner Arbeit***) stehen aber gar nicht im Widerspruch zu den Visserschen Aussagen. Ich schließe die Möglichkeit nicht aus, daß der Herd der Bodenunruhe im Tiefdruckgebiet liegt. Die Brandungshypothese ist damit aber nicht erledigt. Die Wechselwirkung von Zyklonen und der Brandung an Küsten oder Schelfzonen wird maßgebend bleiben.

Visser ist der Ansicht, daß die von mir geforderten Teilwellen nicht möglich sein können, weil vom 16. bis 19. November 1937 kein besonders starker Seegang an den westeuropäischen Küsten herrschte. An diesen Tagen war aber auch die Bodenunruhe nicht besonders stark. Nehme ich mit Visser an, daß der Herd im Tiefdruckgebiet liegt, dann sind gerade an diesen Tagen mehrere Tiefdruckgebiete, also mehrere Sender, wirksam, wie auch Visser bemerkt. Die von mir als wahrscheinlich erachteten Teilwellen könnten also sehr wohl von den verschiedenen Tiefdruckgebieten herrühren, wobei ein Tiefdruckgebiet auch in diesen Tagen vorherrschend war.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß ich wohl versucht habe, die Bodenunruhe als Überlagerung zweier oder mehrerer Teilwellen verschiedener Frequenz und Richtung zu deuten. Ich habe mich aber nicht auf eine Erklärung der Ursache und des Herdes der Bodenunruhe festgelegt. Eine endgültige Ablehnung der Brandungshypothese und Bestätigung der von Visser und anderen diskutierten Tiefdruckhypothese halte ich für verfrüht. Eine Fortsetzung der begonnenen Untersuchungen während des Vorüberziehens ausgeprägter und isolierter Tiefdruckgebiete wird hoffentlich eine weitere Klärung bringen.

---

*) S. W. Visser: Proc. Amsterdam **37**, 738—746 (1934).
) S. W. Visser: Zeitschr. f. Geophys. **16, Heft 7/8 (1940/41).
***) Fro Trommsdorff: Zeitschr. f. Geophys. **15**, 304—320 (1939).

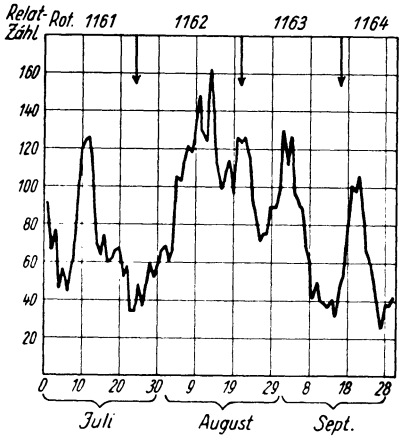
Im Felde, den 20. Februar 1940.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1940

Von **W. Brunner**, Zürich. — (Mit 1 Abbildung)

Ganze Sonnenscheibe

Datum	Juli	August	September	Datum	Juli	August	September
1.	91	69	*E* 130*abc*	17.	*W* 60*c*	109*a*	*E* 56*cd*
2.	67	60	112	18.	62	114	79
3.	77	67*d*	127	19.	66	*E* 97*ac*	100*bd*
4.	47	*E* 105*ac*	97*aa*	20.	67	*E* 126*bcd*	98
5.	*E* 56*c*	103	*W* 91*ac*	21.	52	124	106*d*
6.	*M* 44*c*	111*d*	89*a*	22.	*M* 58*c*	126	93
7.	56*a*	*E* 121*c*	*E* 68*c*	23.	34*a*	116*a*	66
8.	*M* 68*cc*	119*a*	62	24.	34	94	61
9.	*E* 97*ac*	129*b*	42	25.	*E* 48*c*	84	53
10.	*M* 122*cd*	148	49	26.	37	*E* 71*ac*	35
11.	125*a*	*E* 128*bcd*	40	27.	*E* 50*c*	75*d*	26*a*
12.	126	124*b*	38*a*	28.	59*d*	76	37
13.	101	162*d*	*E* 37*c*	29.	53*a*	89*dd*	38
14.	76	128	41	30.	58	89	41
15.	62	110	*M* 32*c*	31.	*M* 66*aac*	99*b*	
16.	74*a*	*E* 98*bc*	50*a*	Mittel ...	67.5	105.5	66.5



Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

c = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 7. November 1940.

Referate und Mitteilungen

Nordlichtbeobachtung

Ein Nordlicht mäßiger Stärke wurde am 20. Dezember 1940 hier beobachtet. Beginn $18^h 45^m$ (MESZ). Zwei Minuten später lag am Nordhimmel beiderseits des geographischen Nordpunktes eine in klarem Gelb mit weißgrünlichem Einschlag leuchtende Fläche, die in einer Ostwestausdehnung von fast genau 120^0 rund 15^0 über den Horizont ragte. Diese leuchtende Fläche wurde vorübergehend überdeckt von schnell nach Osten hin abziehenden Dunstmassen, deren oberer Rand von dem hinter ihnen leuchtenden Nordlicht weißlich angestrahlt schien.

Gegen $18^h 50^m$ formte sich die bis dahin geschlossene Leuchtfläche um in drei Teilgebiete. Das westliche Teilgebiet lag um Gamma im Bootes herum, das mittlere genau über dem Nordpunkt, das östliche reichte bis $^1/_2{}^0$ an Castor und Pollux heran. Alle drei Teilgebiete hatten anfänglich geringe Durchmesser, wuchsen aber recht schnell bis zu 8^0 im Durchmesser haltenden Erscheinungen von fast kreisrunder Begrenzung heran.

Aus allen drei Teilgebieten — das westliche war am wenigsten aktiv — kamen nun je zwei bis drei helle Strahlen senkrecht heraus, deren Auftreten stets durch eine allgemeine Helligkeitszunahme des jeweils tätigen Teilgebietes angekündigt wurde in der Weise, daß stets das eine Teilgebiet aktiv wurde, wenn die beiden anderen sich erschöpft hatten und schwach leuchteten. Die meist urs. ma. übersteigenden Strahlen hatten sehr geringe Lebensdauer; die beiden hellsten Strahlen kamen aus dem mittleren Teilgebiet um $18^h 57^m$ und erreichten beta urs. min., aber nun schien auch die Hauptkraft der Erscheinung gebrochen, die Helligkeit der drei Teilgebiete nahm merklich ab, so daß das westliche Gebiet völlig verschwand. Am längsten hielt sich das mittlere Gebiet. Aus ihm kamen $19^h 7^m$ noch einmal zwei hellgrün leuchtende Strahlen, die sich einander zuneigend zu einer breiten Leuchtfläche vereinigten und den „Himmelswagen" beträchtlich überschreiten. Nach ihrem Verschwinden ist aber wirklich die ganze Kraft gebrochen, doch leuchten noch nach 2 Stunden die Umrisse des mittleren Teilgebietes mit zwar wechselnder, aber immerhin noch erkennbarer Stärke, bis aufkommender Dunst die Sicht nimmt. — Barometer 778,6 mm, am 21. Dezember ebenso; Temperatur am 20. Dezember, 20^h — 14,2° C, 21. Dezember, 8^h — 1,2° C. Leichte Westwinde.

K. Liebermann, Danzig.

Druckfehlerberichtigungen

Herr Dr. Heinrich Jung hat darauf aufmerksam gemacht, daß sich in die Schlußformeln der Ziffer 15 meiner Bemerkungen zu der Abhandlung „Die hydrostatische Reduktion der Schwerebeobachtungen von Kurt Wegener"*) ein Fehler eingeschlichen hat. Er ist durch einen Vorzeichenfehler bei der Ableitung von g_0 entstanden.

*) Zeitschr. f. Geophys. **16**, 233, 1940.

Auf S. 239 muß im vorletzten Glied der Gleichung (8) der Faktor 6 statt des Faktors 2 gesetzt werden. Die daraus hervorgehenden Gleichungen müssen daher lauten:

$$g_0 = g + \Delta + \frac{\Delta^2}{4g} - \frac{3B\Delta}{2g} - \frac{B^2}{g} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

$$\Delta g = -\left(\frac{3B\Delta}{2g} + \frac{B^2}{g}\right) \cdot \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

$$\Delta g = -0.0525\,H^2 - 0.0128\,H^2 = -0.0653\,H^2 \text{ mgal/km} \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

und bei $H = 5000$ m

$$\Delta g = -(1.31 + 0.32) = -1.63 \text{ mgal.}$$

Der Wert von Δg ist also etwas mehr als doppelt so groß, als auf S. 239 angegeben. Er ist aber trotzdem noch so klein, daß die Folgerung, der Wegenerschen Reduktion komme keine praktische Bedeutung zu, bestehen bleibt. Dr. E. Kohlschütter.

In der Arbeit von Huang Si-Tang, Zeitschrift für Geophysik, Heft 5/6, 1940, S. 213, sind einige Druckfehler unterlaufen. Es muß heißen:

Auf S. 220, Zeile 6 von unten:

ϑ = Drehmoment in Dyn-cm.

Auf S. 227, Zeile 16 von oben:

$$v' l = v' \frac{\lambda'}{4} [2(n+1)+1] = \frac{b}{4} [2(n+1)+1].$$

Auf S. 231, Unterschrift zu Fig. 10:

Fig. 10. Kurven zur k-Bestimmung für $\nu = 11.0\,\text{sec}^{-1}$. ——— f_1; – – – – γf_2.

Auf S. 233, Literaturverzeichnis:

[13] und [14] K. Iida: Experiments of the visco-elastic Properties of Pitch-like Materials I.

Schriftwalter: G. Angenheister, Göttingen. — Anzeigenleiter: Wilhelm Zimmermann, Braunschweig. Druck u. Verlag: Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig: I. v. W. g.; z. Z. gilt Anzeigenpreisliste Nr. 2.

Geophysikalische Berichte

Werner Gley. Allgemeiner Verlauf der deutschen Dozenten-Afrikareise 1938. Gerlands Beitr. **55**, 5—12, 1939, Nr. 1. (Frankfurt a. M.)

R. N. Kaltschewa. 50 Jahre meteorologische Beobachtungen in Sofia. Meteorol. ZS. **56**, 314—317, 1939, Nr. 8. (Sofia.) *Dede.*

Vorbericht über die Deutsche Antarktische Expedition 1938/39, 40 S. Ann. d. Hydrogr. **8**, 1939, Beiheft. Enthält die Aufsätze: **Alfred Ritscher.** Die Deutsche Antarktische Expedition 1938/39. **Erich Barkley.** Die biologischen Arbeiten. **L. Gburek.** Geophysikalischer Arbeitsbericht. **Ernst Herrmann.** Die geographischen Arbeiten. **K.-H. Paulsen.** Die ozeanographischen Arbeiten. **H. Regula.** Die Arbeiten der Expeditions-Wetterwarte. Teil I: Terminbeobachtungen, Höhenwindmessungen, Wetterdienst, Sonderuntersuchungen. **H. Lange.** Dasselbe. Teil II: Radiosondenaufstiege. **Theodor Stocks.** Lotarbeiten der „Schwabenland", Dezember 1938 bis April 1939. *Dede.*

R. H. Corkan. The analysis of tilt records at Bidston. Month. Not. Geophys. Suppl. **4**, 481—497, 1939, Nr. 7. Neigungsregistrierungen mit einem hierfür hergerichteten Milne-Shaw-Seismograph wurden ein Jahr hindurch in Bidston durchgeführt. Eine Probe der Registrierungen, bei denen 0,1″ einem Ausschlag von 20,5 mm entsprachen, ist wiedergegeben. Die rechnerische Auswertung der einzelnen Phasen ist durchgeführt. *Schmerwitz.*

F. Errulat. Das erdmagnetische Observatorium Wingst der Deutschen Seewarte. Ann. d. Hydrogr. **67**, 355—360, 1939, Nr. 7. (Dtsch. Seewarte Hamburg.)

Frank S. McCullough. Electronic engineering in geophysics. Electronics **12**, 28—30, 1939, Nr. 8. *Dede.*

Herman F. Kaiser. A completely portable radioactivity meter requiring no high voltage battery. Rev. Scient. Instr. **10**, 218—219, 1939, Nr. 7. (Naval Res. Lab. Anacostia Station, Washington D. C.) Beschreibung einer leicht transportablen Zählrohrapparatur. Die Zählrohrspannung von rund 1400 V wird in einem Schwingungskreis mit 135 V Primärspannung (Anodenbatterie) und Transformation in einem Spezialtransformator erzeugt und gleichgerichtet. Die Zählrohrstöße werden in einem Dreiröhrenverstärker für Telephon- oder Zählwerkanschluß verstärkt. *H. Israël.*

W. Grundmann. Verfahren und Geräte zur Bestimmung der Staubbeimengungen der Luft. Glas u. Apparat **20**, 83—85, 93—94, 104—105, 125—127, 1939, Nr. 8, 9, 10 u. 12 (T. H. Braunschweig.) Kurze monographische Zusammenstellung aller in der Meßtechnik des Staubgehaltes der Luft bisher bekanntgewordenen Verfahren und Spezialgeräte nebst Literaturangaben: a) Messung der trockenen Staubablagerung; b) Staubgehaltsbestimmungen in Niederschlagssammlern; c) Gravimetrische Meßverfahren (Ablagerung in Filtern mit nachfolgender optischer, mechanischer oder chemischer Untersuchung des Staubes: „Automatic recorder" nach Shaw-Owens). Die unter a bis c genannten Verfahren gestatten nur einen nicht bekannten Bruchteil der in der Luft vorhandenen Suspensionsmenge festzuhalten. d) Der Liesegangsche Staubzähler; e) der Owenssche Staubzähler mit seiner Abart, dem f) MIGOS-Staubzähler; g) die verschiedenen Ausführungsformen des Konimeters; h) das Tyndallometer von Leitz. 48 Literaturnachweise. *H. Israël.*

J. B. H. Kuper and F. S. Brackett. Integrating meters for ultraviolet radiation. Phys. Rev. (2) **55**, 1128, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.)

(Wash. Biophys. Inst.; Nat. Inst. Health.) Verff. berichten über eine gemeinsam mit H. C. Rentschler entwickelte photoelektrische Anordnung zur Registrierung des Betrages der ultravioletten Sonnenstrahlung. *Szivessy.*

K. M. Cadre and **A. Narayanan.** Comparative observations of temperature in a standard Stevenson and a Bilham screen at the Central Agricultural Meteorological Observatory, Poona. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 450—452, 1939, Nr. 281. Der Zweck der Vergleichsmessungen der Temperaturen zwischen Thermometern in einer Thermometerhütte nach Stevenson und einer Thermometerhütte nach Bilham war zu untersuchen, wie sich die kleinere Thermometerhütte nach Bilham in Poona verhält. Poona ist während eines großen Teiles des Jahres durch große tägliche Temperaturschwankungen charakterisiert und eignet sich daher gut für solche Vergleichsmessungen. Die Ablesungen des trockenen und feuchten Thermometers wurden zu zwei Terminen, die des Maximum- und Minimumthermometers nur zu einem Termin gemacht. In einer Tabelle sind die Monatsmittel der Temperaturdifferenzen zwischen den Temperaturen in der Bilham-Hütte und der Stevenson-Hütte zusammengestellt. Es handelt sich dabei um die Temperaturen des trockenen und feuchten Thermometers, des Maximum- und Minimumthermometers, um das Tagesmittel und die tägliche Temperaturschwankung. Aus dieser Tabelle geht hervor, daß die Ablesungen in den 2 Thermometerhütten im allgemeinen innerhalb der Grenze von 0,5° F liegen, also gut übereinstimmen. *Krestan.*

D. G. Beadle and **H. S. Patterson.** Effect of tubelength on the visibility of dust particles with an oil-immersion objective. Nature **144**, 327, 1939, Nr. 3642. (Phisico-Chem. Invest. Dep. Transvaal Chamber of Mines, Johannesburg.) Bei der mikroskopischen Beobachtung von Staubkörnern, welche in Luft am Deckglas hängen, mit einem Ölimmersionsapochromaten hoher Apertur werden die kleinsten Körner nur sichtbar, wenn die Tubuslänge um 2 bis 3 cm verkürzt wird. Zur Einstellung der günstigsten Tubuslänge wird die bekannte Tatsache benutzt, daß bei guten und sinngemäß benutzten Objektiven das extrafokale Bild auf beiden Seiten der richtigen Einstellung dasselbe ist. Eine ausführliche Veröffentlichung darüber und über andere Fragen der Staubkornzählung soll anderswo folgen. *Riede.*

T. Schumann. Mechanical device for smoothing data. Nature **143**, 937—938, 1939, Nr. 3631. (Meteorol. Off. Pretoria.) Mit Hilfe von federnden Ordinaten und einer Feder als Kurvenzug werden die Beobachtungsreihen ausgeglichen. Die in Bildern gezeigte Einrichtung kann 18 Ordinatenpunkte darstellen. *Rieve.*

H. Spencer Jones. The rotation of the earth, and the secular accelerations of the sun, moon and planets. Month. Not. **99**, 541—558, 1939, Nr 7. Beobachtete Schwankungen der mittleren Längen von Sonne, Mond, Merkur und Venus, die proportional der betreffenden mittleren Bewegung sind, können erklärt werden durch eine Änderung der Erdrotation einerseits durch Gezeitenwirkung, andererseits durch Änderungen des Trägheitsmomentes der Erde durch Massenverlagerungen im Innern. Die Beobachtungen bei Sonne und Merkur zeigen, daß die Wirkung der Gezeiten während der letzten 250 Jahre kleiner ist als der Durchschnitt dieses Effektes während der vergangenen 2000 Jahre. Korrektionen für die mittleren Längen der Sonne, Merkur und Venus, die die Schwankungen der mittleren Länge des Mondes enthalten, werden abgeleitet. Das für die Berechnungen zur Verfügung stehende Beobachtungsmaterial wird ausführlich diskutiert. *Burkhardt.*

V. V. Michkovitsch. Sur les variation séculaires des éléments astronomiques de l'orbite de la terre. Bull. Acad. Serbe (A) 1939, S. 15—23, Nr. 5. Zweiter Teil einer Abhandlung über die säkularen Schwankungen astronomischer Elemente der Erdbahn. Es werden berechnet und tabellarisch wiedergegeben: Die Exzentrizität und Lage des Perihels von 10 000 zu 10 000 Jahren, die Neigungen und Längen des Knotenpunktes von 5000 zu 5000 Jahren für die vergangenen 650 000 Jahre. Hierzu kommen noch einige Angaben über die Präzession der Äquinoktien und die Neigung der Ekliptik. *Schmerwitz.*

W. Feldhusen. Zur Genauigkeit der Mittelbreite. Ann. d. Hydrogr. **67**, 362—365, 1939, Nr. 7. (Hamburg-Altona.) Mathematische Ergänzung und Fehlerbetrachtung zur Anwendung des Mittelbreitenverfahrens für die Kursbestimmung eines Schiffes. *Schmerwitz.*

Lincoln La Paz. Mathematical theorie of the vertical distribution of iron meteorites. Astron. Nachr. **267**, 107—112, 1938, Nr. 6391. Dep. Math. Univ. Ohio.) Theoretische Studie über die vertikale Verteilung der Eisenmeteore in der Erdkruste. Unter den Voraussetzungen, daß die Meteore Kugelgestalt haben, daß ihr Radius proportional ihrer Tiefenlage ist und daß in gleichen Zeiträumen gleichviel Meteore gleicher Größe auf die Erde fallen, wird eine Formel für die Tiefenverteilung des Meteoreisens abgeleitet. *H. Israël.*

L. H. Adams. The significance of pressure and of volume in geophysical investigations. S.-A. Carnegie Inst. Washington Publ. Nr. 501, S. 37—47, 1938. Verf. setzt sich in einer allgemein gehaltenen Darlegung dafür ein, den anschaulichen physikalischen Grundbegriffen: Volumen und Druck bei geophysikalischen Untersuchungen des Zustandes des Erdinneren größere Bedeutung beizumessen. *Schmerwitz.*

J. Newton Friend and **John P. Allchin.** Presence of less common elements in rocks. Nature **143**, 762, 1939, Nr. 3627. (Techn. Coll. Birmingham.) In einigen Calziten, insbesondere von Cannington Park, Bridgewater und Weston-super-Mare wurde in dunkelgrünen Einschlüssen spektroskopisch Nickel entdeckt, dessen Anwesenheit anschließend chemisch durch die Glyoximreaktion nachgewiesen wurde. Im Calcit von Canningtcn Park scheint das Nickel als Karbonat anwesend zu sein. Ebenso ist Kupfer und Vanadium spektroskopsich nachgewiesen worden. Im Calcit von Weston ist Nickel mit Silicat verbunden. In den Rückständen von Schwefel aus Krisuvik nach dem Auslaugen mit Schwefelkohlenstoff wurde spektroskopisch Tellur gefunden. *Schön.*

C. Mace with a discussion by **E. C. Bullard.** Gravity measurements in Cyprus. Month. Not. Geophys. Suppl. **4**, 473—480, 1939, Nr. 7. Starke Lotabweichungen in Cypern gaben Veranlassung zu einer gravimetrischen Vermessung der Insel. Die in zwei Karten eingezeichneten Isanomalen zeigen, daß etwa mit der Erstreckung der Insel Schwereabweichungen bis zu der Größenordnung von 200 mgal abgegrenzt sind. Die geologischen Ursachen werden erörtert. *Schmerwitz.*

Marcel Brillouin. Qu'apprend-on de l'intérieur du globe par les mesures faites à sa surface? Pesanteur, Magnétisme. Ann. Inst. Henri Poincaré 8, 151—192, 1939, Nr. 4. Mit dem Ziel, die gesicherten Ergebnisse von den rein hypothetischen zu trennen, werden die Schlüsse aus Schweremessungen an der Erdoberfläche auf den Zustand des Erdinneren eingehend mathemathisch zergliedert und einer Kritik unterzogen. Das gleiche Verfahren wird auf die gravimetrischen Aufschlußmessungen und magnetische Messungen angewendet. *Schmerwitz.*

Ida Gennaro. Determinazione di gravità relativa tra l'Istituto Idrografico della R. Marina in Genova ed il vertice di 3° ordine Montecastello, eseguita nel 1934. Lincei Rend. (6) **29**, 312—319, 1939, Nr. 7. Es werden die Ergebnisse von Gravitationsmessungen mitgeteilt, die im Jahre 1934 in Genua (Ist. Idrografico R. Marina) und in Montecastello durchgeführt wurden. Bestimmt wurde die Differenz der Gravitation zwischen den beiden Stationen. Montecastello liegt in der Nähe der Stelle mit geringerer unterirdischer Dichte. Benutzt wurde das Sternecksche Doppelpendel. Mit einem Wert von 980,557 für Genua ergibt sich der beobachtete Wert für Montecastello zu 980,435. *Schön.*

Max Demorest. Glacial movement and erosion: a criticism. Amer. Journ. Science (Sill.) **237**, 594—605, 1939, Nr. 8. (Univ. North Dakota, Grand Forks, N. D.) *Dede.*

M. F. Perutz and **Gerald Seligman.** On crystallographic investigations of glacier structure and the mechanism of glacier flow. Proc. Roy. Soc. London (A) **172**, 335—360, 1939, Nr. 950. (Cavendish Lab. Cambridge.) Verff. berichten über kristallographische Untersuchungen an Gletschereis von verschiedenen Gebieten und Tiefen des Großen Aletschgletschers und die sich daraus ergebenden Schlüsse für die Umwandlung von Firnschnee in Gletschereis und für das Fließen der Gletscher. Beim Übergang von Firn in Eis werden die Luftzwischenräume des Firns durch eindringendes und anfrierendes Schmelzwasser allmählich beseitigt bei gleichzeitiger Vergrößerung und Umorientierung der einzelnen Kristalle, die im Firn mit ihrer hexagonalen Achse überwiegend senkrecht zur Gletscheroberfläche liegen. Der Übergang beansprucht einen Zeitraum von etwa 6—8 Jahren. — Weiter werden Kristallgröße und -orientierung sowie die Natur der Gletscherbänder im Zusammenhang mit dem Fließvorgang untersucht. *H. Israël.*

G. Imbò. Oscillazioni dell'edificio vesuviano concomitanti le recrudescenze eruttive del vulcano. Lincei Rend. (6) **29**, 422—426. 1939, Nr. 8. Mit einem 16 m langen Pendel mit einer Masse von 500 kg wurden die Schwingungen des Observatoriums auf dem Vesuv registriert. Es zeigt sich, daß Schwingungen den Eruptionen vorangehen, und daß man hieraus wahrscheinlich Eruptionen schon mehrere Stunden vor dem Ausbruch voraussehen kann. Die Untersuchungen, zu deren Deutung das vorliegende Material noch nicht ausreicht, werden fortgesetzt. *Schön.*

Mishio Ishimoto. Caractéristique de la faille sismique et la cause de sa production. Proc. Imp. Acad. Tokyo **15**, 36—38, 1939, Nr. 1. Die eigentlichen Herdvorgänge eines Erdbebens werden in zwei Klassen eingeteilt, solche mit Bodenverlagerungen in vorwiegend vertikaler Richtung und die mit horizontalen Verwerfungen des Bodens. Für den ersten Fall werden drei, für den zweiten vier bekannte große Beben der Vergangenheit als Beispiele aufgezählt. Die weiteren Ausführungen beschäftigen sich jedoch nur mit dieser zweiten Art. Was hier den Drehsinn der Scherungsbewegung betrifft, so ist dieser bei Beben, deren Herde im eigentlichen Japan liegen, entgegengesetzt dem Uhrzeiger, in Formosa und Amerika im Sinne des Uhrzeigers gerichtet. Der Grund für diese Verteilung ist noch unbekannt. Weiter wird angenommen, daß (wie ein Beispiel auch teilweise zeigt) in den Quadranten mit horizontalen Verwerfungen und Druckkräften mit diesen immer eine in der Vertikalen nach oben gerichtete Bodenbewegung, im Zuggebiet eine nach unten gerichtete Bewegung, wenn auch von geringerem Betrage verbunden ist. Als Ursache für diesen Spannungsausgleich und

somit allgemein für Erdbeben wird vom Verf. Abkühlung bzw. Wiedererstarrung des Magmas angesehen. *Schmerwitz.*

Heinz Menzel. Dispersion von seismischen Oberflächenwellen nach Registrierungen in Kopenhagen und Groß-Raum. Gerlands Beitr. **54**, 348—369, 1939, Nr. 4; auch Diss. Univ. Königsberg/Pr. (Wehlau.) Aus Einsätzen von Oberflächenquerwellen an der Station Groß-Raum und Kopenhagen wurden Dispersionskurven abgeleitet, aus denen sich zwei Schichten von 27 und 40 km Dicke berechnen ließen. Mathematische Ableitungen bilden neben einer Fehlerbetrachtung den Hauptinhalt. *Schmerwitz.*

Harold Jeffreys. The times of P, S and SKS, and the velocities of P and S. Month. Not. Geophys. Suppl. **4**, 498—533, 1939, Nr. 7. Aufstellung von Laufzeittabellen für verschieden große Herdtiefen bis zu $0{,}12\,R$. Den Tabellen werden eingehende Erörterungen vorangestellt. *Schmerwitz.*

Harold Jeffreys. The times of PcP and ScS. Month Not. Geophys. Suppl. **4**, 537—547, 1939, Nr. 7. Über Laufzeiten von Kernwellen unter Berücksichtigung großer Herdtiefen. *Schmerwitz.*

Harold Jeffreys. The times of the core waves. Month. Not. Geophys. Suppl. **4**, 548—561, 1939, Nr. 7. Über Laufzeiten am Erdkern gebeugter und im Kern gebrochener Erdbebenwellen. *Schmerwitz.*

R. Stoneley. On the L phase of seismograms. Month. Not. Geophys. Suppl. **4**, 562—569, 1939, Nr. 7. Eine Auswertung der Laufzeiten der L-Einsätze von 15 Beben nach dem Internationalen Seismological Summary führte hier vor allem zu einer genauen Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Love- und der Rayleigh-Wellen. Die gefundenen Werte betrugen: 4,426 km/sec bzw. 3,972 km/sec. Das Verhältnis dieser Werte ist 0,90 im Vergleich zu 0,92 dem theoretisch geforderten Betrag. *Schmerwitz.*

C. W. Lutz. Die wichtigsten luftelektrischen Größen für München. Gerlands Beitr. **54**, 337—347, 1939, Nr. 4. (Erdphys. Warte Sternw. München.) Seit 1905 werden an der Erdphysikalischen Warte bei der Sternwarte München luftelektrische Beobachtungen durchgeführt. Für die wichtigsten Größen ergaben sich an heiteren und auch elektrisch ungestörten Tagen nachstehende Mittelwerte: Spannungsgefälle $\Delta V/\Delta h = 176$ V/m, Gesamtleitfähigkeit $\lambda = 1{,}1 \cdot 10^{-4}$ elst. Einh., Vertikaler Leitungsstrom $i = 1{,}1 \cdot 10^{-16}$ A/cm², Raumladungsdichte $\varrho = +0{,}042$ elst. Einh./m³. Der zeitliche Verlauf, der auch zeichnerisch dargestellt ist, läßt folgendes erkennen. Der tägliche Gang des Spannungsgefälles besteht in einer Doppelwelle, der jährliche in einer einfachen Welle. Die Raumladung und der Leitungsstrom verlaufen hierzu gleichsinnig, die Leitfähigkeit aber gegensinnig. Zwischen dem säkularen Gang des Spannungsgefälles und dem der Sonnenfleckenrelativzahlen besteht hier keine Übereinstimmung. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

E. V. Appleton. Characteristic variation of region F_2 ionisation throughout the year. Nature **144**, 151—152, 1939, Nr. 3638. (London.) Die Ionisation der F_2-Schicht zeigt auf der Nordhemisphäre (39° N) einen charakteristischen Jahresgang mit einem breiten Minimum im Sommer, einem sekundären schwächeren Minimum im Mitwinter und Maximis im Februar und Oktober. Auf der Südhalbkugel (39° S) ist der jahreszeitliche Verlauf ähnlich, jedoch schwächer ausgeprägt. Zur Deutung dieses Verhaltens muß angenommen werden, daß 1. entweder die Zusammensetzung der Luft in der Höhe der ionisierten Schicht infolge von Temperatur- und sonstigen Einflüssen oder die Intensität der ionisierenden Strahlung sich im Jahresverlauf ändern, daß 2. die zwei Sonnenflecken-

zonen nördlich und südlich des Sonnenäquators zur Zeit der Äquinoktien am günstigsten zur Erdatmosphäre stehen, so die Maxima in der Nähe dieser Zeitpunkte hervorrufen und daß 3. die auf der Südhalbkugel verkleinerte Amplitude der Jahresschwankung durch eine Intensitätsverminderung der Ionisationswirkung auf der ganzen Erde während des Nordsommers (Sonnenferne?) zustandekommt. *H. Israël.*

Ludger Funder. Ermittlung, Ursachen und Bedeutung des Ionengehaltes der Grubenwetter. Gerlands Beitr. **54**, 370—448, 1939, Nr. 4. (Berlin.) Die ersten Messungen des Ionengehaltes in Grubenwettern (M. Rössiger und L. Funder, vgl. diese Ber. **16**, 1169, 1935), die in Erzgruben eine etwa 30 mal höhere Kleinionenzahl ergeben hatten als in Freiluft, wurden vom Verf. in sechs verschiedenen Gruben unter verschiedensten Bedingungen fortgesetzt. Gleichzeitig wurde mit einem den Grubenmessungen speziell angepaßten Großionenzähler auch der Großionengehalt bestimmt. Nach ausführlicher Beschreibung der beiden Meßapparate werden die Ergebnisse ausführlich diskutiert. — Einige der Ergebnisse: In Steinkohlengruben nimmt die Ionendichte in Richtung des Wetterstromes zunächst rasch, dann langsamer zu (Anreicherung der Wetter mit radioaktiven Stoffen); an der Abbaustelle tritt sprunghafte Vermehrung ein. Allgemein ist im bewegten Wetter die Ionenzahl höher als im ruhenden. In Salzbergwerken gilt Ähnliches, nur ist die Zunahme der Großionenzahl in Richtung des Wetterstromes stärker. In beiden Bergwerksarten ist der Ionengehalt größenordnungsmäßig dem der Freiluft ähnlich. In den Erzgruben des Harzes ist der Kleinionengehalt 10 bis 30 mal höher, der Großionengehalt ungefähr der gleiche wie in den anderen Gruben. — Eine für die geologische Formation typische Ionisationswirkung ist (mit starken örtlichen Unterschieden) angedeutet. Eine Abhängigkeit der Ionisationswirkung (Aktivität) der Gesteinsarten von der Tiefe besteht bis zu 1000 m Tiefe nicht. — Ergänzende Untersuchungen in einer Stahlschleiferei ergaben außerordentlich hohe Großionenzahlen bei starker Abhängigkeit vom Schleifprozeß („trocken" oder „naß"). Die Staubarten — und damit auch die Staubgefährdungen — sind also in Bergwerken und Schleifereien gänzlich verschiedene. Die Anwendung solcher Untersuchungen für verschiedene technische und hygienische Probleme wird angedeutet. *H. Israël.*

M. N. Saha und **R. N. Rai.** Über die Ionisation in der oberen Atmosphäre. Proc. Nat. Inst. Sci. India **4**, 319—336, 1938. (Allahabad, Univ., Dep. Phys.) Es wird gezeigt, daß die Theorien von Pannekoek (Proc. Amsterdam **29**, 1165, 1926) und von Chapman über die Ionisation in der oberen Atmosphäre nicht wesentlich verschieden voneinander sind. — Für den Absorptionskoeffizienten $\varepsilon(\nu)$ wird an Stelle des Kramerschen Ausdruckes eine wellenmechanische Formel verwendet. Für einkomponentige Systeme werden Werte für die Geschwindigkeit der Elektronenproduktion aus O-Atomen, für den Rekombinationskoeffizienten von Ionen und Elektronen und für das Elektronenkonzentrationsgleichgewicht abgeleitet. Die Chapmansche Formel für die Elektronenproduktion als Funktion der Höhe wird als Spezialfall erhalten; sie gilt jedoch auch für kontinuierliche Strahlung, und nicht nur für monochromatisches Licht. **H. Erbe.*

W. Scholz und **L. Egersdörfer.** Über den Einfluß der Troposphäre auf die Ultrakurzwellenausbreitung. Mitt. Forsch.-Anst. D. Reichspost **4**, 25—31, 1939; auch Telegr.-Techn. **28**, 77—83, 1939, Nr. 3. Die Streuungen in den Werten der Empfangsfeldstärke bei Ultrakurzwellen wurden in Zusammenhang mit Vorgängen in der Troposphäre untersucht. Es zeigt sich, daß in Luftschichten mit anormalen Temperaturgradienten die Reichweite der Ultrakurzwellen

nicht nur anormal gesteigert, sondern auch herabgesetzt werden kann. Es kommt dabei auf die Höhe des Senders gegenüber der streuenden Luftschicht an. Es kann vorkommen, daß innerhalb einer Stunde die beiden Extremwerte erreicht werden, wenn sich die Luftschichten verlagern. *Schmellenmeier.*

B. Beckmann, W. Menzel und **F. Vilbig.** Über streuende Reflexionen der Ionosphäre. Mitt. Forsch.-Anst. D. Reichspost **4**, 45—50, 1939; auch Telegr.-Techn. **28**, 130—135, 1939, Nr. 4. Im Zusammenhang mit Nordlichtstörungen, deren Licht in unseren Breiten nicht zu sehen zu sein braucht, die aber auf die Ionisation der höheren Luftschichten einwirken, werden Echobeobachtungen an der Ionosphäre vorgenommen. Es treten hier eigenartige Flackererscheinungen bei der Reflexion auf, die als seitliche Streuungen der Ionenwolke gedeutet werden müssen. Diese Streuungen müssen in der Höhe der *E*-Schicht auftreten. Es wird hierbei auf den Unterschied zwischen Totalreflexion und Streuung hingewiesen. Die streuenden Ionenwolken sind nicht in der üblichen Höhe der *E*-Schicht von 120 km, sondern in Höhen zwischen 100 und 200 km ausgebildet. *Schmellenmeier.*

B. Beckmann, W. Menzel und **F. Vilbig.** Einige Bemerkungen zur Frage der Grenzwellen. Mitt. Forsch.-Anst. D. Reichspost **4**, 77—79, 1939; auch Telegr.-Techn. **28**, 223—225, 1939, Nr. 6. Unter Grenzwelle versteht man die Wellenlänge, die gerade noch bei Echolotungen in der Ionosphäre reflektiert werden. Die Höhe der reflektierenden Schicht steigt mit der Frequenz an, da die Reflexion an der Stelle erfolgt, an der der Brechungsindex verschwindet, und diese Stelle steigt mit steigender Frequenz. Bei diesen Messungen treten verschiedene störende Momente hinzu, die die Messung ungenau machen. Diese Störungen kommen meist durch Ionenwolken, die sich in undefinierter Weise zwischen die reflektierende Schicht und den Meßpunkt legen. Diese Wolken scheinen große Geschwindigkeit in horizontaler Richtung zu haben. Es entstehen gleichfalls an den Wolken undefinierte Streuungen, die das Resultat verfälschen. Durch die Streuung kommt auch eine Verlagerung der Grenzwellenlänge zustande. Es kann sein, daß die manchmal einsetzenden günstigen Übertragungsbedingungen für Wellen in der Größenordnung von 5 m auf die Einwirkung dieser Streuung zurückzuführen sind. *Schmellenmeier.*

L. V. Berkner, H. W. Wells and **S. L. Seaton.** Ionospheric effects associated with magnetic disturbances. Terr. Magn. **44**, 283—311, 1939, Nr. 3. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Es wird versucht, den Zusammenhang zwischen der Ionisation der Ionosphäre und den magnetischen Störungen quantitativ zu erfassen. Es werden eine Reihe von Beobachtungen beschrieben, die in dieser Richtung Aufschluß geben sollen. *Schmellenmeier.*

S. L. Seaton and **L. V. Berkner.** Non-seasonal behavior of the *F*-region. Terr. Magn. **44**, 313—319, 1939, Nr. 3. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Es werden in verschiedenen Breiten Messungen über die Ionisation in der *F*-Schicht gemacht. Es wird versucht, die einzelnen Einflüsse auf die Intensitätsänderungen festzustellen. Die Intensitätskurve wird harmonisch analysiert und die einzelnen großen Perioden herausgeschält. *Schmellenmeier.*

E. O. Hulburt. The *E* region of the ionosphere during the total solar eclipse of October 1, 1940. Phys. Rev. (2) **55**, 646—647, 1939, Nr. 7. (Naval Res. Lab. Wash.) Es wird betont, daß während der im nördlichen Brasilien zu beobachtenden Sonnenfinsternis am 1. Oktober 1940 genaue Messungen gemacht werden müssen, die Aufschluß geben sollen über die Annahme der Herkunft der *E*-Schicht durch Sonnenstrahlung. Desgleichen kann ein genauer Wert für den

Rekombinationskoeffizienten erhalten werden. Es werden gleichzeitig die zu erwartenden Werte für den Koeffizienten während der Finsternis berechnet.

Schmellenmeier.

B. Beckmann. Störungen der Funkausbreitung und das Auftreten von Sonneneruptionen. Elektrot. ZS. **60**, 945—948, 982—985, 1939, Nr. 32 u. 33. (Berlin.) Zusammenfassender Bericht. — Inhalt: Ausbreitung der Raumstrahlung durch die Ionosphäre. Grenzwellen und Dämpfung. Nordlicht- und Absorptionsschwund (Dellinger-Effekt). Zusammenhang mit der Sonnenaktivität. Ursachen des Kurzschwundes und der Dämpfung. *Rieve.*

R. Jouaust. L'ionosphère et les évanouissements brusques des ondes radioélectriques courtes. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 251—259, 1939, Nr. 6. Verf. gibt im ersten Abschnitt einen ausführlichen Überblick über die Ionosphärenforschung. Mit der Methode der Kurzwellenechos ist die Existenz reflektierender Schichten in der Ionosphäre und ihr Verhalten im einzelnen geklärt. Eine charakteristische Eigenschaft dieser Schichten ist ihre oft plötzliche Höhenänderung und ihr zeitweiliges Verschwinden. Die Schichten bestehen aus starken Höhengradienten der Ionendichte, über ihre Entstehung liegen nur hypothetische Anschauungen vor. — Der zweite Abschnitt befaßt sich mit dem Kurzwellen-Kurzschwund, worunter man einen kurzen, über einige Minuten währenden, sehr plötzlich einsetzenden, starken Intensitätsabfall der Empfangsfeldstärke bei Kurzwellenübertragung über große Entfernungen versteht. Systematische Beobachtungen dieser Erscheinung seit 1927 zeigten, daß sie gleichzeitig mit plötzlichen Umlagerungen in den Ionensphärenschichten auftritt, daß sie ferner stets nur in der Tagzone beobachtet wird, und daß sie mit der elfjährigen Sonnenperiode und mit Vorgängen in der Chromosphäre parallel geht. Von den noch durchaus hypothetischen Deutungsversuchen, die alle von Strahlungseinflüssen der Sonne (z. B. UV) ausgehen, werden am Schluß einige kurz besprochen.

H. Schaefer.

R. Bureau. Les renforcements de la propagation des ondes longues en coïncidence avec les évanouissements des ondes courtes; leur observation par l'enregistrement des parasites atmosphériques. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 260—270, 1939, Nr. 6. Zur Untersuchung der Ionosphärenstruktur kann an Stelle der Methode der Kurzwellenechos mit größerer Einfachheit die Beobachtung der von den elektrischen Parasiten ausgehenden elektromagnetischen Wellen benutzt werden. Diese sind von solcher Intensität, daß sie Reichweiten von mehreren tausend Kilometern aufweisen. Sie sind in ihrer Häufigkeit an die Gewitterhäufigkeitsverteilung, die Verf. an Hand geographischer Karten im einzelnen darstellt, gebunden und stellen somit ein ununterbrochen vorhandenes Registriermittel dar. Die Arbeit bringt an Hand ausführlichen, graphisch und tabellarisch wiedergegebenen Materials die wesentlichen Eigenschaften der von den elektrischen Parasiten ausgehenden Strahlungen. Die Beobachtungen wurden auf 11 000 und 25 000 m Wellenlänge ausgeführt. Einige der Ergebnisse: Die Störungen weisen im Winter ein zackiges Mehrfachmaximum um Mitternacht auf, dessen Feinstruktur von der beobachteten Wellenlänge abhängt; sie weisen beim Durchgang der Dämmerungszone starke Schwächungen auf, so als ob diese Zone undurchlässig wäre; ab und zu zeigen sich sehr starke plötzliche Intensitätssteigerungen; diese, eine seltene, aber besonders wichtige Erscheinung, treten stets nur auf der hellen Erdhalbkugel auf und sind zeitlich zusammenfallend mit dem Kurzwellenkurzschwund. Bezüglich der hypothetischen Deutung all dieser Erscheinungen (UV-Ausstrahlung von der Sonne) sowie bezüglich zahlreicher weiterer Beobachtungstatsachen siehe Originalarbeit.

H. Schaefer.

L. Eblé. Rapports entre les évanouissements et le magnétisme terrestre. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 271—273, 1939, Nr. 6. (Phys. Inst. Phys. Globe Paris.) Verf. berichtet kurz über die heute auf Grund des vorliegenden Beobachtungsmaterials sichere Schlußfolgerung, daß der Kurzwellenkurzschwund jeweils in zeitlicher Koinzidenz auftritt mit magnetischer Unruhe und magnetischen Stürmen, von denen die Arbeit Registrierbeispiele bringt. Anschließend werden Einzelheiten der geographischen Verteilung und der relativen Lage der Hell-dunkel-Zone besprochen. Das vorliegende Material gestattet die Deutung, daß beide genannte Erscheinungen gemeinsamen Ursprung in Vorgängen in der Ionosphäre haben, die ihrerseits wieder von Solareinflüssen (UV-Strahlung) herrühren. *H. Schaefer.*

N. Smith and **S. S. Kirby.** Critical frequencies of low ionosphere layers. Phys. Rev. (2) **51**, 890—891, 1937, Nr. 10. (Nat. Bur. Stand. Washington.) Durch laufende Feldstärkeregistrierungen glauben die Verff. Schichten niedriger als die *E*-Schicht nachgewiesen zu haben. Registrierungen mit 6 MHz und mit 1 MHz werden wiedergegeben. *Rieve.*

K. G. Budden, J. A. Ratcliffe and **M. V. Wilkes.** Further investigations of very long waves reflected from the ionosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) **171**, 188—214, 1939, Nr. 945. Untersuchungen mit 16 Kilohertz. Reflexionen aus 67 km Höhe unter Winkeln zwischen 60 und 30° bei einer Phasenverschiebung um 180°. Die Echos werden elliptisch polarisiert mit einem Achsenverhältnis von etwa 1,5. Diskussion der jahreszeitlichen Schwankungen und der Anomalien. *Rieve.*

William M. Preston. The absorption coefficient of gases for light of wave length 1215,7 A. Phys. Rev. (2) **55**, 1125, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Harvard Univ.) Es wird auf eine Beeinflussung der unteren Ionosphäre hingewiesen. *Dede.*

Olof Rydbeck. Recording of critical frequencies of the ionosphere. Phys. Rev. (2) **55**, 1127—1128, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Harvard Univ.)

W. Brunner. Final relative sunspot-numbers for 1938 and monthly means of prominence-areas for 1931—1938. Terr. Magn. **44**, 243—245, 1939, Nr. 3. (Sternwarte Zürich.)

W. Brunner. Tables on sunspot-frequency for 1749—1938. Terr. Magn. **44**, 247—256, 1939, Nr. 3. (Sternwarte Zürich.) *Dede.*

J. P. Schafer and **W. M. Goodall.** Comparison of simultaneous ionosphere observations at Washington, D. C., and Deal, New Jersey. Terr. Magn. **44**, 205—208, 1939, Nr. 2. (Bell Teleph. Lab. Deal. N. J.) Die Daten der beiden Orte stimmen an ruhigen Tagen weitgehend überein, bei Stürmen nimmt die kritische Frequenz in New Deal schneller und stärker ab. *Rieve.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and **N. Smith.** Characteristics of the ionosphere at Washington D. C., June, 1939. Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 524—526, 1939, Nr. 8. (Nat. Bur. Stand. Washington.)

H. W. Wells and **H. E. Stanton.** The ionosphere at Huancayo, Peru, January, February and March 1939. Terr. Magn. **44**, 321—325, 1939, Nr. 3. (Huancayo Magn. Obs. Peru.)

H. W. Wells and **H. E. Stanton.** Ionospheric characteristics at Huancayo, Peru, December 1937, through December 1938. Terr. Magn. **44**, 326—334, 1939, Nr. 3. (Huancayo Magn. Obs. Peru.)

W. C. Parkinson and **L. S. Prior.** The ionosphere at Watheroo, Western Australia, January, February and March 1939. Terr. Magn. **44**, 341—343, 1939, Nr. 3. (Magn. Obs. Watheroo, W. Australia.)

Averages of critical frequencies and virtual heights of the ionosphere, observed by the National Bureau of Standards at Washington, D. C., January to June 1939. Terr. Magn. **44**, 347—348, 1939, Nr. 3. *Dede.*

A. B. Whatman and **R. A. Hamilton.** High-lattitude radio observations. Proc. Phys. Soc. **50**, 217—232, 1938, Nr. 2 (Nr. 278.) (Merton Coll. Oxford.) Mitteilung von Ionosphärenbeobachtungen der Oxford University Arctic Expedition 1935—1936 in 80° 23′ N, 19° 31′ E. Die F_1-Schicht wurde nur in den Sommermonaten beobachtet. Die Elektronendichte der F_2-Schicht schwankt täglich im Verhältnis 2,3 : 1 (Winter) bis 1,5 : 1 (Sommer). Die E-Region reflektiert bis zu hohen Frequenzen, insbesondere zwischen 12^h und 18^h G. M. T. *Riewe.*

R. A. Watson Watt, A. F. Wilkins and **E. G. Bowen.** The return of radio waves from the middle atmosphere. I. Proc. Roy. Soc. London (A) **161**, 181—196, 1937, Nr. 905. (Nat. Phys. Lab.) Verff. hatten Mai 1935 bis Mai 1936 auf Frequenzen zwischen 6 und 12 Megahertz bei senkrechtem Einfall Reflexionen aus verschiedenen Höhen zwischen 8 und 14 km erhalten. Die Reflexionskoeffizienten betrugen etwa 0,7. Aus 45 bis 50 km Höhe erhielten die Verff. bei 6 Megahertz Reflexionen mit einem Reflexionskoeffizienten von 0,3. Auch die D-Schicht in 60 km Höhe wurde beobachtet. Kein starker nächtlicher Abfall und nur geringe jahreszeitliche Änderung der Ionendichte. *Riewe.*

R. C. Colwell and **A. W. Friend.** Reflection of medium and short radio waves in the troposphere. Nature **144**, 31, 1939, Nr. 3635. (Dep. Phys. West Virginia Univ.) Verff. zeigen, daß die von ihnen beobachteten Reflexionen kurzer Wellen (1,6 bis 17 Kilohertz) aus 1 bis 3 km Höhe in vielen Fällen übereinstimmen mit der Höhe einer Temperatur-Inversion, die vom Flugzeug aus festgestellt wurde. *Riewe.*

J. A. Pierce and **H. R. Mimno.** The apparent motion of clouds of abnormal E region ionization. Phys. Rev. (2) **55**, 1128, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Harvard Univ.)

B. F. J. Schonland, J. S. Elder, J. W. van Wyk and **G. A. Cruickshank.** Reflection of atmospherics from the ionosphere. Nature **143**, 893—894, 1939, Nr. 3630. (Bernard Price Inst. Univ. Witwatersrand Johannesburg.) *Dede.*

V. A. Bailey. On some effects caused in the ionosphere by electric waves. Part I. Phil. Mag. (7) **23**, 929—960, 1937, Nr. 157. (Univ. Sidney.) Verf. hebt als besondere Ergebnisse hervor: Seine Theorie der Wechselwirkung durch starke Langwellensender ist in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Wenn eine Station auf einer Welle sendet, deren Frequenz gleich der lokalen Gyrofrequenz gemacht wird, so entsteht eine Resonanz in der Radiowechselwirkung. Mit Frequenzen nahe der Gyrofrequenz müßte eine Strahlungsleistung von 1 kW genügen, um eine beobachtbare Wechselwirkung zu erzeugen. Aus Beobachtungen der Gyrostation können die lokale Feldstärke des magnetischen Erdfeldes und die Stoßfrequenz abgeschätzt werden. (Teil II s. diese Ber. **20**, 1103, 1939.) *Riewe.*

K. G. Mac Lean and **G. S. Wickizer.** Notes on the random fading of 50-megacycle signals over nonoptical paths. Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 501—506, 1939, Nr. 8. (R. C. A. Comm. Inc., Riverhead, N. Y.) Mit Wellen-

längen um 50 Megahertz wurden im Nordosten der USA. Übertragungsversuche und Feldstärkeregistrierungen unternommen. Der Strahler befand sich auf dem Empire State Building in New York, die Empfänger in südwestlicher Richtung in 32, 72 und 172 Meilen Entfernung. Die beiden letzteren Empfangsstationen lagen um 700 bzw. 1700 Fuß unter dem optischen Horizont. Ergebnisse: Die Strahlung oberhalb des Horizonts nimmt ab mit dem Quadrat der Entfernung, größte Feldstärkeschwankung 10 db. Unterhalb des Horizonts nimmt die Feldstärke ab etwa mit der vierten Potenz des Abstandes, größte Feldstärkeschwankung 20 db. Es besteht keine Beziehung zwischen den Schwunderscheinungen der drei Empfangsstationen. *Rieve.*

F. Roßmann. Blitzbeobachtungen: Wolken- und Erdblitze, Linien- und Perlschnurblitze. Meteorol. ZS. **56**, 194, 1939, Nr. 5. (Göttingen.) Verf. berichtet über Blitzbeobachtungen, die er während einer Bahnfahrt von Karlsruhe nach Appenweier ab Rastatt gemacht hat; Blitze zwischen Wolken wechselten mit Blitzen Wolke—Erde. Nach häufig gleichen Blitzbahnen traten Perlschnurblitze mit rötlicher Färbung auf. (Ohne photographische Aufnahmen.) *Pfestorf.*

J. M. Meek. The mechanism of the lightning discharge. Phys. Rev. (2) **55**, 972—977, 1939, Nr. 10. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 1122—1123, Nr. 11. (Univ. Cal.) Ein neues physikalisches Bild der beobachteten Folge von Führungs- und Hauptstrahl in der Blitzentladung zieht die durch Rekombination der Ionen verursachte Widerstandsänderung in der Entladungsbahn heran. Im Führungstrahl wird bei einer Geschwindigkeit von etwa $2 \cdot 10^7$ cm/s die Jonendichte in der Spitze zu 10^{11}/cm³ berechnet, während die Ionendichte in der Spitze der Hauptentladung 10^{14}/cm³ beträgt. *E.-F. Richter.*

F. E. Lutkin. The nature of atmospherics. VI. Proc. Roy. Soc. London (A) **171**, 285—313, 1939, Nr. 946. (Radio Dep. Nat. Phys. Lab.) Fortsetzung der früher (diese Ber. **19**, 474, 1938) beschriebenen Untersuchungen mit zehnfacher Filmgeschwindigkeit (20 m/sec). Es ergab sich, daß 80 % aller Blitzschläge in England negative Wolkenladungen beseitigen. Und zwar bei Wärmegewittern 100 %, bei Frontgewittern 50 %. Die Ladung wird durch eine Reihe von 4 bis 5 Entladungen beseitigt, die vermutlich den gleichen ionisierten Kanal benutzen und insgesamt etwa 0,1 sec dauern. $^2/_3$ dieser Einzelentladungen selbst bestehen aus 3 oder 4 Stromstößen im Entladungskanal von etwa 0,01 sec. In dem restlichen Drittel besteht die Entladung aus 20 Stromstößen und diese Art, die oft der Hauptentladung vorangeht, scheint als Vorläufer zu dienen und den Entladungskanal auszubilden. Von den übrigen 20 % zerstören manche nur anfänglich eine positive, zum Schluß doch eine negative Ladung. Der Scheitelwert des Stromes beträgt im Mittel 30 000 A, die mittlere durch jeden Stromstoß beseitigte Ladung $^1/_2$ Coul. Höchstwerte von 200 000 A wurden registriert. Die Stromstöße führen zu Wellenzügen von wenigen bis vielen Schwingungen je nach der Art der Entladung. Die Maximalamplitude geht bis 600 V/m. Bei 3000 km entfernten Gewittern wurden noch Schwingungen von 0,5 V/m beobachtet. Über der See dauern die Schwingungen länger an als über Land. Die vorherrschende Frequenz ist von der Größenordnung 10 kc/sec. Reflexionen an den tieferen Ionisationszonen führen jedoch zu einem Frequenzband zwischen 10 und 100 Kilohertz, das in mittleren Wellenbereichen so sehr stört. *Güntherschulze.*

L. Slaucitajs. On magnetic anomaly in Latvia. Terr. Magn. **44**, 219, 1939, Nr. 2. (Univ. Riga.) Verf. berichtet über die Auffindung eines großen Gradienten in der magnetischen Deklination im südlichsten Teil Litauens. Umgerechnet auf die Epoche 1937,5 ändert sich die Deklination längs einer Strecke von

9 km von 18 Grad Ost auf 19 Grad West. Der Normalwert für dieses Gebiet in der gleichen Epoche liegt bei 3 Grad Ost. Auch in der Horizontal- und Vertikalintensität treten gegenüber den Normalwerten erhebliche Differenzen auf. *A. Burger.*

Henryk Orkisz. Levé dans les environs d'Ottynia de la composante verticale relative. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 43—47, 1939, Nr. 122. (Polnisch mit franz. Zusammenf.)

Henryk Orkisz et **Adam Topperzer.** Levé de la composante verticale dans les environs de Grzybowice Wielki. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 72—79, 1939, Nr. 126. (Polnisch mit französ. Zusammenf.)

Henri Brandstetter et **Jean Lagrula.** Déterminations de la déclinaison magnétique au Sahara méridional, au Soudan et en Afrique Equatoriale. C. R. **209**, 326—327, 1939, Nr. 5.

G. van Dijk. International magnetic classification for years prior to 1890. Terr. Magn. **44**, 259—261, 1939, Nr. 3. (Roy. Meteor. Inst. of Netherlands, De Bilt.) *Dede.*

E. Sucksdorff. Giant pulsations recorded at Sodankylä during 1914—1938. Terr. Magn. **44**, 157—170, 1939, Nr. 2. (Geophys. Obs. Sodankylä, Finland.) In den 25 Jahren wurden bei magnetischen und Erdstromregistrierungen 150 Riesenpulsationen, regelmäßige Schwingungen besonderer Art von sin-Wellencharakter, verzeichnet. Verf. teilt diese Pulsationen in zwei Gruppen *A* und *B*, je nach ihrem zeitlichen Auftreten (um 1^h bzw. 8^h MGZ). Zur Gruppe *A* gehören die größten und regelmäßigsten Pulsationen, wogegen die *B*-Pulsationen unregelmäßiger verlaufen und von längerer Dauer sind. Die tägliche Verteilung zeigt den Hauptverlauf der *A*-Kurven zwischen 20^h und 6^h mit einem Maximum zwischen 1^h und 2^h. Zur Zeit der Sonnenfleckenmaxima liegt das Maximum eine Std. früher. Der Hauptverlauf der *B*-Kurven liegt zwischen 2^h und 17^h, das Maximum zwischen 8^h und 9^h. Die Sonnenfleckentätigkeit setzt dieses Maximum um etwa drei Std. zurück. Die jährliche Verteilung gibt zahlenmäßig: Maxima in den Äquinoktien und ein zweites Maximum im Sommer. Vorherrschend in beiden Gruppen ist das Herbstmaximum. Je nach der Phase der Sonnenfleckentätigkeit treten hier Verschiebungen ein. Für einen zehnjährigen Durchschnitt wird das Verhältnis der Gesamtzahlen von Riesen-Pulsationen während des Winters, Sommers und der Äquinoktien mit 1 : 2 : 3 angegeben. Die Durchschnittszahlen für die Dauer der Pulsationen betragen ungefähr 78 min, für die Periode 87 sec. Die maximalen Amplituden erreichen durchschnittlich in *D* ungefähr 1 : 5, in *H* 5 und in *Z* 3 bis 4 Gamma. In den Äquinoktien der Jahre während der geringsten Sonnenfleckentätigkeit wurden die größten Pulsationen mit rund 7′ in *D*, 40 und 27 Gamma in *H* bzw. *Z* registriert. Verf. nimmt an, daß diese Pulsationen hauptsächlich in nördlichen Regionen auftreten und sich mit zunehmender Aktivität weiter südlich bewegen. *A. Burger.*

H. F. Johnston. American URSI broadcasts of cosmic data, January to March 1939, with American magnetic character-figure C_A, February to April 1939. Terr. Magn. **44**, 215—219, 1939, Nr. 2. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Washington.) Es werden Tabellen über magnetische Daten, Sonneneruptionen und Sonnendaten für die in der Überschrift genannten Zeiten gegeben. *Schmellenmeier.*

G. Abetti. Altezza della cromosfera nel 1938 e andamento del ciclo solare. Lincei Rend. (6) **29**, 271—273, 1939, Nr. 7. Die in Abständen von je 30 Breitengraden in Arcetri im Jahre 1938 durchgeführten Messungen der Höhe

der Chromosphäre werden mitgeteilt. Der Mittelwert von 10″,31 ist um 0″,21 kleiner als der Mittelwert des Vorjahres. Die Gesamtfläche der Protuberanzen hat gegenüber dem Vorjahr zugenommen. Die Hauptmaxima der Protuberanzenflächen sind entsprechend dem Maximum des elfjährigen Zyklus verschwunden. Nach den Spektroheliogrammen im Licht der Calcium- und Wasserstofflinien hat die Aktivität der mittleren und hohen Chromosphäre im Jahr 1938 zugenommen. Ebenso hat auch die Fleckenhäufigkeit zugenommen. Im Monat Juli war die Aktivität die größte seit dem Mai des Jahres 1870. Dieser Aktivität entsprach auch das Verhalten des erdmagnetischen Feldes und das Auftreten des Nordlichts in geringen Breiten. *Schön.*

Cataldo Agostinelli. Sul moto di un corpuscolo elettrizzato in un campo magnetico simmetrico rispetto a un asse e integrazione del problema in un caso particolare. Atti di Torino **74**, 69—85, 1939, Nr. 2. Verf. diskutiert die Bewegungsgleichung des Elektrons in einem allgemeinen rotationssymmetrischen Magnetfeld. Zunächst wird die die Bewegung beschreibende Vektorgleichung reduziert auf die Bewegung des Elektrons in der jeweils durch das Elektron und die Symmetrieachse gehende Ebene (Relativbewegung). Die Relativbewegung ist verursacht durch eine ortsabhängige Kraft, die sich von einem wohlbestimmten Potential herleiten läßt. Alsdann wird der weitere Spezialfall betrachtet, daß das Magnetfeld auch eine Symmetrieebene (Äquator) senkrecht zu seiner Rotationsachse aufweist. Die Bewegung des Elektrons in dieser Ebene läßt sich allein durch Quadratur lösen. Besonders ausführlich werden die Lösungen für den Fall des für die Theorie des Nordlichtes interessanten magnetischen Dipolfeldes diskutiert. *Henneberg.*

J. M. Stagg and **J. Paton.** Aurora and geomagnetic disturbance. Nature **143**, 941, 1939, Nr. 3631. (Kew. Obs. Richmond, Surrey; Nat. Phil. Dep. Univ. Edinburgh.) Aus gleichzeitigen Nordlicht- und erdmagnetischen Beobachtungen bei Forth Ray wird die Häufigkeit des Zusammenfallens von φ (Erhebung eines Nordlichtbogens über dem Horizont) und Θ (diejenige eines linearen elektrischen Stromes mit den Vektorkomponenten ΔH und ΔZ im geomagnetischen Meridian) auf der gleichen Seite der magnetischen Vertikalebene festgestellt. In 35 % dieser Fälle liegt $\Theta - \varphi$ unter 10 Grad, in 60 % innerhalb 20 Grad. Maßgebend für dieses Ergebnis ist die günstige Lage von Forth Ray innerhalb der Zone maximaler Nordlichthäufigkeit. *A. Burger.*

Carl Störmer. Auroral work in Southern Norway in the year 1938. Terr. Magn. **44**, 233—242, 1939, Nr. 3. (Inst. Theoret. Astrophys. Blindern. Oslo.) Zusammenfassender Bericht. *Dede.*

F. E. Dixon. A 27.3-day period in the aurora borealis. Terr. Magn. **44**, 335—338, 1939, Nr. 3. (Foynes, Eire.) Durch eine Analyse der vorliegenden Beobachtungen des Nordlichts in Schottland, Orkney und Shetland gelangt der Verf. zu einer Periode von 27,31 Tagen. Die Dauer dieser Periode stimmt genau mit der Periode der Sonnenflecken überein. *Frerichs.*

Joseph Kaplan. Nitric oxide in the earth's upper atmosphere. Nature **144**, 152, 1939, Nr. 3638. (Dep. Astron. Phys. Univ. Los Angeles. Calif.) Verf. erzeugt in seiner bekannten Anordnung in dem Nachleuchten einer sehr schwachen Entladung durch Stickstoff und Spuren Sauerstoff ein Spektrum, das dem Spektrum des Nachthimmelleuchtens weitgehend ähnelt. Im Laboratorium treten bestimmte Banden des NO-Moleküls auf. Ihr Nichtauftreten im Spektrum des Nachthimmels deutet der Verf. so, daß sie dort durch starke Ozonabsorption überdeckt werden. Er knüpft an diese Beobachtungen noch einige Betrachtungen über die Anregung

in den höheren Atmosphärenschichten und die Rolle, die kosmische Strahlen möglicherweise bei der Anregung des Nordlichts und des Nachthimmelleuchtens spielen. *Frerichs.*

Jean Cabannes and **Rose Aynard.** Mechanism of nitrogen excitation in the night sky. Nature **144**, 442, 1939, Nr. 3644. (Fac. Sci. Univ. Paris.) Verff. diskutieren an Hand der verschiedenen in den Nordlichtregionen auftretenden Stoßprozesse die spektralen Leuchterscheinungen. *Frerichs.*

L. A. Ramdas, B. N. Sreenivasiah and **P. K. Raman.** Variation in the nocturnal radiation from the sky with zenith distance and with time during the night. Proc. Indian Acad. (A) **9**, 386—389, 1939, Nr. 5. Verff. messen die schwarze Temperatur der Strahlung des Nachthimmels in Poona als Funktion der Richtung der einfallenden Strahlen und der Beobachtungszeit mit einer Mollschen Thermosäule und vergleichen die Messungen mit denen eines „Pyrgeometers" nach Ångström. Die gefundenen schwarzen Temperaturen liegen zwischen 277 und 286° K und stimmen im allgemeinen gut mit den mit dem Pyrgeometer erhaltenen überein. Die Fehlerquellen werden genau diskutiert. Es ergibt sich, daß Strahlungsmessungen mit einer Thermosäule und einem Galvanometer die Nullmethode des Ångströmschen Pyrgeometers ersetzen können. *Frerichs.*

Réunion Internationale de Physique—Chimie—Biologie. Congrès du Palais de la Découverte. Paris, Octobre 1937. III. Rayons cosmiques. Actualités scient. et industr. Nr. 720. 38 S. Paris, Hermann et Cie, 1938, frcs. 10.—. Vorträge über Fragen der kosmischen Höhenstrahlung. I. J. Clay. La pénétration et la dégradation des rayons cosmiques dans la matière. II. P. M. S. Blackett. The nature of cosmis ray particles. III. G. Lemaitre. Les rayons cosmiques et le champ magnétic terrestre. *Schön.*

E. J. Williams. Über die Natur der Höhenstrahlenteilchen. Bull. Acad. Sci. URSS. (Sér. phys.) **1937**, S. 607—610. (Liverpool, Univ., Phys. Lab. (Orig.: engl. u. russ.) Für die Existenz einer neuen Teilchenart (Mesotronen), die in der Höhenstrahlung auftritt, sprechen drei Beobachtungen: Der Energieverlust beim Durchdringen von Materie; die Schauerbildung und einige Nebelkammeraufnahmen von Bahnen, die bei Kernzerfall durch Höhenstrahlen entstanden sind, und von Teilchen mit einer Masse, die zwischen der des Elektrons und des Protons liegt, stammen. **Miczaika.*

W. Heitler. Zur Theorie der Höhenstrahlen. Bull. Acad. Sci. URSS. (Sér. phys.) **1937**, S. 611—632. (Bristol, Univ. Phys. Lab.) Zusammenhang der theoretischen Vorstellungen über die Höhenstrahlung, besonders ihre harte Komponente. Die Existenz einer neuen Teilchenart (Mesotronen) wird behandelt und auf eine Reihe von experimentellen Untersuchungen über die Schauerbildung eingegangen. Die Theorie wird zur Deutung der Rossi-Kurve herangezogen. Schließlich werden noch einmal die mutmaßlichen Eigenschaften der durchdringenden Teilchen (harte Komponente, Mesotronen) betrachtet. **Miczaika.*

J. Clay. Kosmische stralen in de atmosfeer en in de aarde. Nederl. Tijdschr. Natuurk. **6**, 194—220, 1939, Nr. 11/12. (Amsterdam.) Zusammenfassende Darstellung der neueren Ergebnisse über die Natur der Ultrastrahlung und ihr Verhalten innerhalb der terrestrischen Beobachtungsmöglichkeiten. *H. Israël.*

F. Zwicky. Cosmic rays from supernovae. Phys. Rev. (2) **55**, 986, 1939, Nr. 10. (Lab. Phys. Inst. Technol. Pasadena, Cal.)

F. Zwicky. Production of atomic rays and of cosmic rays in supernovae. Proc. Nat. Acad. Amer. **25**, 338—344, 1939, Nr. 7. (Norman Bridge Lab. Phys. Inst. Technol. Calif.) Diskussion einiger Möglichkeiten für die Entstehung der Ultrastrahlung in Supernovae. Im Ausbruch selbst können Atomstrahlen entstehen, deren Energie nach der beobachteten Rotverschiebung bei Eisenatomen bis zu 10^9 e-V geschätzt wird. Ferner könnten große elektrische Potentialdifferenzen durch Ladungstrennung und durch selektive Wirkung des Lichtdrucks auf verschiedenartige Teilchen entstehen. Auch die Abnahme dieser Potentialdifferenzen nach außen erzeugt vielleicht Ultrastrahlung. *Ehmert.*

A. Filippov †, I. Gurevich and A. Zhdanov (A. Gdanov). On the disintegration of atomic nuclei by cosmic rays. Journ. exp. theoret. Phys. (russ.) 8, 623—638, 1938, Nr. 6. (Russ. mit engl. Zusammenf.); auch Journ. Phys. USSR. **1**, 51—65, 1939, Nr. 1. In besonders präparierten, 50 μ dicken photographischen Schichten wurden neben vielen (etwa 10 000) Spuren einzelner schwerer Teilchen mit Reichweiten bis zu 3 m Luftäquivalent auch „Gabeln" mit mehreren bis zu 5 von einem Punkt ausgehenden Spuren beobachtet. Diese werden reproduziert, eingehend beschrieben und diskutiert. Durch den Kornabstand werden α-Teilchen und Protonen unterschieden. In einigen Gabeln sind Spuren mit so großem Kornabstand vorhanden, daß auf Mesotronen zu schließen ist. Die obere Grenze für die Masse eines solchen Teilchens wird zu 180 Elektronenmassen abgeschätzt. Ferner wurden Protonenschauer beobachtet, deren einzelne Spuren alle in einem engen Winkelbereich liegen. *Ehmert.*

E. R. Sabato. On Alfén's hypothesis of a „cosmic cyclotron". Phys. Rev. (2) **55**, 1272—1273, 1939, Nr. 12. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Die Theorie Alfvéns, nach der Doppelsterne durch ihre magnetischen Felder und ihre Bewegung in cyclotronartiger Weise geladene Teilchen auf die Energie der Ultrastrahlung zu beschleunigen vermögen, wird kritisch betrachtet. Verf. sieht im Fall des Synchronismus keine Beschleunigungsmöglichkeit und keine Möglichkeit, daß ein schnelles Teilchen das System dann verläßt. Im allgemeinen Falle, daß kein Synchronismus erreicht wird, sollten insbesondere beide Dipole in ihrer Wirkung auf das Teilchen berücksichtigt werden. *Ehmert.*

A. Dauvillier et A. Rogozinski. L'ionisation par les rayons cosmique et gamma de l'azote et de l'argon pur comprimés. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 152 S—154 S, 1939, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 426.] Die Druckabhängigkeit der Ionisationsströme in einer 2-Literkammer aus Duraluminium wurde mit besonders reinem Argon und mit Stickstoff bis zu Drucken von 90 at sowohl unter dem Einfluß der Ultrastrahlung als auch bei stärkerer γ-Bestrahlung untersucht. Die Ionisation durch Ultrastrahlung ist in Argon genau dem Druck proportional. Im Stickstoff ergibt sich eine gebrochene Kurve und erst ab 10 at ist der die Strahlung reduzierende Einfluß eines Wasserfilters auf den Ionisationsstrom vom Druck unabhängig. Der Resteffekt ist bei geringen Drucken prozentual wesentlich größer als bei hohen Drucken. *Ehmert.*

Hannes Alfvén. Registration of the cosmic radiation by means of coincidence counters. Ark. Mat. Astron. och Fys. (B) **26**, Nr. 14, 5 S., 1939, Heft 4. Kurze Beschreibung einer Koinzidenzanordnung mit großen Zählrohren. Aus einer zweimonatigen Registrierung kann trotz einer geringen Empfindlichkeitsabnahme (vermutlich der Zählrohre durch Zersetzung des Alkohols) der Tagesgang der vertikalen Strahlung in Stockholm beobachtet werden. Er ist aber nur von derselben Größe, wie er auch mit Ionisationskammern beobachtet wurde, nämlich 0,19 %, während Kolhörster und Barnóthy und Forró einen mehrfach größeren Tagesgang fanden. *Ehmert.*

J. Earl Thomas jr. and **W. E. Ramsey.** The adaptation of a small cloud chamber to the study of electron showers. Journ. Frankl. Inst. 227. 789—799, 1939, Nr. 6. (Bartol Res. Found. Swarthmore, Pa.) Eine kleine Nebelkammer enthält in ihrer Mitte eine Bleischicht und unmittelbar unter derselben. ebenfalls in der Kammer, eine Gruppe von Zählrohren. Eine Koinzidenz zwischen einem dieser Zählrohre und zwei weiteren einer großen Gruppe unterhalb der Kammer löst die Expansion aus. Der obere und der untere Teil der Kammer werden je (durch Spiegel auf einen Film) in der Ansicht von oben bzw. von unten bei seitlicher Beleuchtung photographiert. Die Bahnen erscheinen deshalb stark verkürzt, ja z. T. nur als Punkt. Die Expansion wird in einer seitlich angebauten Hilfskammer vorgenommen, welche durch ein tiefes Honigwabengitter mit der Kammer in Verbindung steht. Die Kammer hat trotz ihrer Kleinheit durch die besondere Art der Zählrohranordnung eine große wirksame Fläche, so daß viele Schauer erfaßt werden. *Ehmert.*

E. J. Williams. Some observations on cosmic rays using a large randomly operated cloud chamber. Proc. Roy. Soc. London (A) **172.** 194—212, 1939, Nr. 949. (Univ. Coll. Wales, Aberystwyth.) Es wird eine große Nebelkammer mit 30 cm Durchmesser und 30 cm Tiefe (wovon 5 cm ausgenutzt wurden) beschrieben, welche bei jeder Expansion 0,4 sec lang empfindlich ist. Die Expansionen wurden zu willkürlichen Zeiten vorgenommen. Ein Magnetfeld ließ Impulsmessungen bis zu 10^6 Gauß · cm zu. Das Energiespektrum in diesem Bereich wird als Fortsetzung der Messungen Blacketts bei höheren Energien ermittelt. Einige wenige Bahnen lassen auf die Masse der Mesotronen schließen. Diese wird zu 160 ± 30 bzw. 210 ± 60 Elektronenmassen berechnet. Die Zahl langsamer Mesotronen wird zu etwa 0,4 ‰ der ionisierenden Teilchen abgeschätzt. *Ehmert.*

J. Clay and **H. J. Stammer.** Ionisation by cosmic rays in gases. Physica **6**, 663—672, 1939, Nr. 7. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) In einer Kammer mit besonders gleichmäßigem Feld wurde die Ionisation in N_2, Ar, Kr und Xe untersucht, wobei wieder durch Variierung des Drucks und der Spannung der Anteil der Ionisation durch ionisierende Strahlen und der Anteil der in der Kammerwand ausgelösten Strahlung getrennt und auf Sättigung extrapoliert wurde. Die Ionisation in verschiedenen Gasen kann über die Dichte d nach der folgenden Formel in guter Näherung berechnet werden: $I = -0{,}80 + 139\,d$ (Ionen/sec · cm³). *Ehmert.*

W. F. G. Swann, G. L. Locher, W. E. Danforth, C. G. Montgomery and **D. D. Montgomery.** Cosmic-ray observations in the stratosphere. Journ. Frankl. Inst. **227**, 275—284, 1939, Nr. 2. Dieser Auszug aus National-Geographic Society Contributed Technical Papers, Stratosphere Series Nr. 2, 13—31 (1936) gibt eine Beschreibung der bei amerikanischen Aufstiegen bemannter Ballone benutzten Apparate. Das sind 10 automatisch und unter verschiedenen Zenitwinkeln registrierende Zählrohrteleskope, eine Ionisationskammer mit automatischer Registrierung Hoffmannscher Stöße und eine kleine pneumatisch arbeitende. zählrohrgesteuerte Nebelkammer. *Ehmert.*

W. F. G. Swann and **W. E. Danforth.** Geiger-counter measurements of the vertical cosmic-ray intensity between scalevel and 24,000 feet. Journ. Frankl. Inst. **228**, 43—61, 1939, Nr. 1. (Bartol Found. Swarthmore, Penn.) Mit einer sehr empfindlichen, insgesamt 210 Zählrohre enthaltenden Koinzidenzanordnung wurde im Flugzeug die vertikale Strahlung bis zu etwa 8 km Höhe gemessen und so eine Fortsetzung der Kurve in mittleren Höhen erhalten. die bei Aufstiegen von bemannten Ballonen (siehe Swann, Locher, Danforth, Montgomery und Montgomery voranst. Ref.) in großen Höhen

gemessen wurde. Ein Vergleich dieser Zählrohrmessungen mit Ionisationsmessungen wird unter Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse durchgerechnet und eingehend diskutiert. Die Kurven stimmen nicht über die ganze Höhe überein. Oberhalb etwa 12 km Höhe ist die Intensität unter der Absorbertiefe h in einer Richtung mit dem Zenitwinkel Θ keine eindeutige Funktion von $h \cdot \sec \Theta$ mehr. *Ehmert.*

Paul Weisz. Zenith angle distribution of the hard component of cosmic rays and the mass of the mesotron. Phys. Rev. (2) **55**, 1266—1267, 1939, Nr. 12. (Cullman, Alabama.) Die Richtungsverteilung der harten Komponente wird unter Berücksichtigung der Absorption (umgekehrt proportional der Absorbermasse) und des Zerfalls der Mesotronen berechnet. Dabei geht die Energieverteilung ein und diese wird unter Benutzung der von Brackertz gemessenen Richtungsverteilung an Hand der Formeln ermittelt. Wie erwartet nimmt die Energie mit wachsendem Zenitwinkel zu. Die analoge Berechnung der Energieverteilung hinter Filtern nach entsprechenden Messungen liefert im Widerspruch zu direkten Messungen eine Abnahme der mittleren Energie mit zunehmender Absorberdicke. Dieser Widerspruch könnte behoben werden durch die Annahme von Mesotronen verschiedener Masse. Hinter 10 m Absorberdicke müßte die mittlere Masse der Teilchen um 30 % größer sein. *Ehmert.*

H. S. Ribner. Anomalies in the directional intensity distribution of cosmic rays. Phys. Rev. (2) **55**, 1271, 1939, Nr. 12. (Washington Univ. St. Louis, Missouri.) Die Richtungsverteilung wurde in der Ost-West-Ebene mit einer Koinzidenzanordnung hoher Richtungsauflösung gemessen. Die Differenz gegen die $\cos^2$-Verteilung zeigt einige symmetrisch auf Osten und Westen verteilte kleine Maxima. Diese werden als die nach Schremp aus den Halbschattenzonen stammenden Intensitäten gedeutet. Die Symmetrie ist aus dem gleichen Anteil positiver und negativer Elektronen in der primären weichen Komponente zu verstehen. *Ehmert.*

Densil M. Cooper. Fine structure in the zenith angle distribution of cosmic rays. Phys. Rev. (2) **55**, 1272, 1939, Nr. 12. (Univ. Columbia, Missouri.) Ähnliche Messungen wie die im vorstehenden Ref. von Ribner. Die Ergebnisse stimmen mit diesen weitgehend überein. *Ehmert.*

Thomas H. Johnson and **J. Griffiths Barry.** The east-west symmetry of the cosmic radiation at very high elevations near the equator and evidence that protons constitute the primary particles of the hard component. Phys. Rev. (2) **56**, 219—226, 1939, Nr. 3. (Bartol Res. Found. Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.; Carnegie Inst. Wash.) In 20° geomagnetischer Breite wurden weitere Aufstiege mit durch Zählrohrkoinzidenzen gesteuerten Ballonsonden durchgeführt, wobei die Strahlung unter 60° Zenitabstand gemessen wurde und die azimutale Orientierung der Anlage besonders übertragen wurde. Die Unsymmetrie ergibt sich kleiner als 7 %. Daraus wird berechnet, daß nur weniger als 10 % der Strahlung unter $^1/_{10}$ der Atmosphäre auf einen primären Überschuß positiver Ladung zurückgehen kann. Die Mesotronen der harten Komponente werden deshalb als Sekundäre einer primären Protonenkomponente betrachtet, sofern nicht primär noch schwerere Teilchen vorliegen. *Ehmert.*

T. H. Johnson. The angular dispersion of the cosmic radiation in the upper atmosphere resulting from deflections at low energy particles in the earth's magnetic field. Phys. Rev. (2) **56**, 226—231, 1939, Nr. 3. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 210, Nr. 2. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Um einen Überblick über einen mög-

lichen Einfluß auf den meßbaren Ost-West-Effekt in großen Höhen zu bekommen, wurde für senkrecht einfallende Primärstrahlen die Winkelausbreitung der weichen, im magnetischen Erdfeld abelenkten Primärstrahlen berechnet. Es wurden die Energieverluste durch Strahlung und Ionisation berücksichtigt. Unter $^1/_{10}$ der Atmosphäre liegen Strahlen mit Energien über 15 MeV innerhalb 30° und die Hälfte der Intensität bleibt innerhalb 5° zur ursprünglichen Richtung. In größeren Höhen und bei Einbeziehung kleinerer Energien wird das Strahlenbündel breiter. Auf den Ost-West-Effekt ist kein nennenswerter Einfluß zu erwarten. *Ehmert.*

J. Barnóthy and **M. Forró.** Directional distribution of the hard and soft component of cosmic radiation. Nature **144**, 116—117, 1939. Nr. 3637. (Inst. Exp. Phys. Univ. Budapest.) Mittels Zählrohr-Zweifach-Koinzidenzen wurde die Richtungsverteilung der Ultrastrahlung einmal ohne Absorber und einmal mit 36 cm Blei zwischen den Zählrohren ausgemessen. Es ergibt sich für die harte Komponente $R(\delta) \cdot 10^4 = 2 + 59\cos^2\delta$. Der 2. Teil wird so aufgefaßt, daß die Mesotronenintensität im Abstand l vom Entstehungsort (etwa 16 km hoch) proportional $l^{-1,8}$ ist und l unter Berücksichtigung der Entstehung in größerer Höhe bei schrägem Einfall proportional $\cos^{-1,3}\delta$ ist, so daß schließlich eine Verteilung proportional $\cos^{2,3}\delta$ erwartet wurde. Der richtungsunabhängige Anteil wird schweren Teilchen zugeschrieben, die von Neutrinos erzeugt werden. Für die weiche Komponente ergibt die Messung $R(\delta) \cdot 10^4 = 3 + 27\cos^{1,5}\delta$. Eine Berechnung der Richtungsverteilung für die beim Mesotronenzerfall entstehende Elektronenkomponente liefert $\cos^{1,6}\delta$. Der richtungsunabhängige Teil kann wieder als Sekundärkomponente der Neutrinos aufgefaßt werden. *Ehmert.*

E. M. Bruins. Cosmische stralen (Magnetische effecten). Nederl. Tijdschr. Natuurk. **6**, 2—19, 1939, Nr. 1. (Amsterdam.) Zusammenfassende Darstellung der Einflüsse des permanenten magnetischen Feldes der Erde und der magnetischen Störungen auf die Ultrastrahlung. *H. Israël.*

Piara S. Gill. Further study of cosmic rays on the Pacific Ocean. Phys. Rev. (2) **55**, 1110—1111, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago.) Aus neuen Registrierungen auf 15 Schiffsreisen zwischen Vancouver und Sydney wird ein von der Breite abhängiger Außentemperatureffekt berechnet, nach dessen Korrektur der Breiteneffekt maximal 8,5 % ausmacht und die Intensität in Breiten höher als 40° (N und S) konstant und auf beiden Halbkugeln innerhalb des statistischen Fehlers von 0,1 % gleich ist. *Ehmert.*

Piara S. Gill. Dasselbe. Ebenda S. 1151—1159, Nr. 12. Ausführliche Veröffentlichung zur voranstehend ref. Arbeit. Das Aufhören des Breiteneffektes bei 40° wird darauf zurückgeführt, daß zur Erzeugung eines Mesotrons, das die Atmosphäre durchdringen kann, das primäre Elektron eine definierte Mindestenergie braucht. Dies wird als Nachweis der sekundären Natur der Mesotronen betrachtet. *Ehmert.*

Hugh Carmichael and **E. G. Dymond.** High altitude cosmic radiation measurements near the north geomagnetic pole. Proc. Roy. Soc. London (A) **171**, 321—344, 1939, Nr. 496. (St. John's Coll. Cambridge and Univ. Edinburgh.) Im Sommer 1937 wurden in der Nähe des magnetischen Pols (N) Ballonaufstiege mit Registriergeräten durchgeführt und sowohl die vertikale Intensität mittels Zählrohren als auch die allgemeine Ionisation bis zu großen Höhen untersucht. Die benutzte Technik wird beschrieben. Aus dem Vergleich der erhaltenen Kurven mit den aus geringeren Breiten bekannten wird geschlossen, daß zu jener Zeit keine ablenkbare Ultrastrahlung im Energiebereich von $2{,}2 \cdot 10^7$ bis $2 \cdot 10^9$ e-V einfiel. *Ehmert.*

G. R. Miczaika. Die jährliche Schwankung der Intensität der Höhenstrahlung. ZS. f. Phys. **113**, 161—165, 1939, Nr. 3/4. (Inst. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Aus Registrierungen mit einer Steinke-Apparatur in Potsdam von Februar 1933 bis März 1934 wird der Jahresgang der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung bestimmt. Für die gefilterte (10 cm Pb) und ungefilterte Strahlung ergibt sich das Maximum im Januar-Februar, das Minimum im August mit 2,9% Unterschied für die gefilterte bzw. 2,6% Unterschied für die ungefilterte Strahlung. In Übereinstimmung mit Ergebnissen von Forbush (s. diese Ber. **20**, 1444, 1939) zeigt der Vergleich mit anderen Forschern, daß die Amplitude dieses Jahresganges mit der geographischen Breite anwächst, wobei das Maximum auf der nördlichen Halbkugel im Winter, auf der südlichen Halbkugel im Sommer auftritt. Die Ursache dieser jährlichen Schwankung wird in den Höhenänderungen des Mesotronenerzeugungsortes infolge des jährlichen Temperaturganges erblickt und daraus der mittlere Zerfallsweg der Mesotronen zu 25 km berechnet. *Rau.*

K. Schmeiser. Die auslösende Strahlung der harten Ultrastrahlschauer. ZS. f. Phys. **112**, 501—511, 1939, Nr. 9/10. (Inst. Phys. K.-W.-Inst. med. Forsch. Heidelberg.) Für enge und weite Schauer mit 3° bzw. 21° mittlerem Divergenzwinkel wurde durch Zählrohre über dem Sekundärstrahler festgestellt, wie viele der Schauer durch ionisierende Teilchen ausgelöst wurden. Unter Berücksichtigung der Korrekturen für seitlich einfallende Schauer ergibt sich, daß in 1,5 cm Blei die weiten Schauer zu $^2/_3$, die engen Schauer zu $^1/_3$ durch ionisierende Strahlen ausgelöst werden, während 75% der in 15 cm Blei ausgelösten engen Schauer auf ionisierende Teilchen zurückzuführen sind. Die Messungen sind in Einklang mit der Theorie von Wentzel und stützen die Auffassung, daß die harten (= engen) Schauer aus Mesotronen bestehen. *Ehmert.*

W. Heisenberg. Zur Theorie der explosionsartigen Schauer in der kosmischen Strahlung. II. ZS. f. Phys. **113**, 61—86, 1939, Nr. 1/2. (Leipzig.) Verf. bespricht im ersten Teil ganz allgemein und genauer als früher die Folgerungen einer Theorie von der in I (diese Ber. **17**, 2276, 1936) beschriebenen Art, und zwar besonders die Folgerungen, die sich später direkt mit dem Experiment vergleichen lassen. Es handelt sich um die Frage, ob und unter welchen Bedingungen Vielfachprozesse nach der Theorie von Yukawa zu erwarten sind. In einer allgemeinen Übersicht über die Eigenschaften der Vielfachprozesse wird gezeigt, daß hier zwei Probleme zu lösen sind: Die Lösung der Wellengleichungen innerhalb der klassischen Theorie nebst der Berechnung des Spektrums des sich vom Ort des Zusammenstoßes her ausbreitenden Wellenzuges und die Ermittlung der Wirkungsquerschnitte für die gesuchten Einzelprozesse nach der Quantentheorie auf Grund des berechneten Spektrums. Im zweiten Teil werden die erhaltenen Ergebnisse auf die Yukawasche Theorie angewendet und insbesondere die Ausstrahlung beim Stoß, die gegenseitige Streuung von Mesotronen und die Streuung eines Mesotrons an einem Proton berechnet. In einem dritten, dem Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen gewidmeten Teil geht Verf. auf die Wirkungsquerschnitte bei hohen Energien und die Vielfachprozesse ein. *Henneberg.*

Alfred Ehmert. Über die harten Schauer der kosmischen Ultrastrahlung und das zweite Maximum der Rossi-Kurve. ZS. f. Phys. **113**, 234—246, 1939, Nr. 3/4. (Friedrichshafen a. B.) Die Absorption eng gebündelter (2-Strahl-) Schauer wurde für Blei, Eisen und Wasser untersucht. Die Absorption ist im wesentlichen massenproportional, wie das auch Schmeiser angibt. Es wird darauf hingewiesen, daß man es mit derselben Sekundärstrahlung zu tun hat, die Maaß nachgewiesen hat, die ferner für das 2. Maximum verant-

wortlich ist und von der harten Komponente erzeugt wird. An Hand von Beziehungen zwischen der Lage des 2. Maximums und dem Absorptionskoeffizienten der Schauer wird gezeigt, daß eine gleichzeitige Entstehung mehrerer harter Schauerteilchen (Explosion) nicht die Hauptrolle bei der Erzeugung der harten Schauer spielen wird. Dagegen ist es möglich und mit dem Absorptionskoeffizienten verträglich, daß ein hartes Teilchen in aufeinanderfolgenden Prozessen einzelne harte Sekundärteilchen erzeugt und daß solche zusammen oder mit dem auslösenden Teilchen harte enge Schauer bilden. Die Häufigkeit dieser Prozesse fordert eine geringe Energie der Sekundärstrahlen, so daß wegen der beobachteten Härte auf schwere Elektronen geschlossen wird. *Ehmert.*

G. Cocconi und **V. Tongiorgi.** Über die Erzeugung von Neutronen durch die kosmische Strahlung. Naturwissensch. **27**, 211, 1939, Nr. 13. (Inst. Phys. Univ. Mailand.) Unter 2, 6 und 18 cm Blei werden Dreifachkoinzidenzen ausgezählt, einmal mit, das andere mal ohne 2 cm Paraffin unter dem Blei und über den Zählern. In allen 3 Fällen ist das Verhältnis der Zahl der Schauer mit und ohne Paraffin sehr nahe = 1. Auch wenn das Blei allseitig die Zähler umgab, war das Verhältnis der Koinzidenzen mit und ohne Paraffin nur 1,06 ± 0,027. Wenn überhaupt, so lassen sich mit der benutzten Anordnung nur sehr wenig Neutronen in der harten Komponente der Ultrastrahlung nachweisen; im Gegensatz zu Froman und Stearns (Phys. Rev. **54**, 969, 1938), die bei ähnlicher Anordnung einen viel größeren Effekt (30 %) angeben. *E. Regener.*

A. Dauvillier. Identification des chocs d'Hoffmann avec les gerbes d'électrons produites par les rayons cosmiques. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 154 S—155 S, 1939, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 426.] 3 Zählrohre wurden im Dreieck um eine sehr empfindliche Ionisationskammer aufgebaut und nun verschiedene Streukörper über das Ganze gebracht und sowohl die Hoffmannschen Stöße als auch die von den Zählrohren erfaßten Schauer zusammen registriert. Jeder Stoß war von einem Schauer begleitet: Da sehr kleine Stöße nicht erfaßt werden konnten, waren viele Schauer von keiner beobachtbaren Änderung des Ionisationsstromes begleitet. *Ehmert.*

Pierre Auger, Roland Maze et **Robley.** Extension et pouvoir pénétrant des grandes gerbes de rayons cosmiques. C. R. **208**, 1641—1643, 1939, Nr. 21. Auf dem Jungfraujoch wurde die räumliche Ausdehnung der großen Schauer aus der Luft untersucht. Bis zu 300 m Entfernung zwischen den Zählrohren konnten Schauer sicher nachgewiesen werden. Nach den Kurven sind diese Schauer ausgedehnter, als nach den für Elektronenschauer durchgeführten Rechnungen von Euler erwartet wurde. Dies deutet auf schwerere Teilchen in den Schauern. Auch gleichzeitig durchgeführte Absorptionsmessungen deuten in dieser Richtung, da selbst 20 cm Blei mehr als 10 % der Schauer nicht absorbieren konnten. *Ehmert.*

H. Euler und **H. Wergeland.** Über die ausgedehnten Schauer der kosmischen Strahlung in der Luft. Naturwissensch. **27**, 484—485, 1939, Nr. 28. (Inst. theor. Phys. Leipzig.) Die großen Luftschauer werden vom Standpunkt der Kaskadentheorie aus quantitativ diskutiert. Die seitliche Ausdehnung der Kaskadenschauer rührt hauptsächlich von der elastischen Streuung der Elektronen her. Die Halbwertsbreite r_h der Schauer ist in der Nähe des Maximums 0,3 cm Fe, 0,8 cm Al, 1,9 cm H_2O oder 14 m Luft und ist von der Energie und Teilchenzahl ziemlich unabhängig, da immer die energiearmen Elektronen nach außen gestreut und rasch absorbiert werden. Die relative Zahl der Strahlen pro Flächeneinheit ist durch $\varrho(r) = e^{-0{,}69 \cdot (r/r_h)}/r$ gegeben. Die Messungen von Auger, Maze und Robley (vorstehendes Ref.) bestätigen diese Verteilung durch Koin-

zidenzen von Zählrohren in Entfernungen bis zu 25 m. In noch größeren Entfernungen treten mehr Koinzidenzen auf. Diese werden hauptsächlich von schweren Teilchen verursacht, welche etwa 50 % aller Schauerteilchen (im Kern des Schauers jedoch nur einige Prozent) ausmachen. Der Wirkungsquerschnitt der Kernbestandteile für die Erzeugung harter Strahlen durch weiche Strahlung kann daraus zu $\sim 2 \cdot 10^{-26}$ cm² errechnet werden. *Ehmert.*

C. G. Montgomery and **D. D. Montgomery.** The origin of the rays which produce the bursts of cosmic-ray ionization. Phys. Rev. (2) **55**, 676, 1939, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Frankl. Inst.) Aus der Beobachtung, daß die Größenverteilung der Hoffmannschen Stöße von der Höhe unabhängig ist und aus der Art der Zunahme der Gesamtzahl der Stöße mit der Höhe wird geschlossen, daß die Stöße wie auch die großen Schauer aus der Luft von Elektronen hoher Energie ausgelöst werden, die selbst Sekundäre einer harten Komponente sind und nicht im Kaskadenmechanismus die Atmosphäre durchlaufen haben. *Ehmert.*

J. Barnóthy and **M. Forró.** Diurnal and sidereal effects and the meteorologic influences on shower and vertical intensity of cosmic rays. Phys. Rev. (2) **55**, 868—870, 1939, Nr. 9. (Inst. exp. Phys. Univ. Budapest.) Die in Meereshöhe registrierten Schauer werden hauptsächlich von Zerfallselektronen ausgelöst. Diese haben nur beschränkte Reichweite, doch ist diese von der Absorberdichte unabhängig, während der Mesotronenzerfall und damit die Entstehung der Elektronen von der Längsausdehnung des Absorbers abhängig ist. Diese Verhältnisse bedingen eine Verschiedenheit der Barometer- und Temperaturkoeffizienten für Schauer und vertikale Strahlung. Diese wird eingehend diskutiert. Die berechneten Differenzen stimmen mit den gemessenen überein. Die Temperaturschwankungen über größere Zeiten reichen in größere Höhen hinauf als die Schwankungen im Tagesverlauf und haben dementsprechend einen anderen Temperatureffekt der Ultrastrahlung zur Folge. — Der sonnenzeitliche Tagesgang der Schauerzahl ist in erster Linie auf den Temperaturgang zurückzuführen. — Die 24-Stunden-Sternzeitperiode tritt für Schauer mit einer Amplitude von 0,15 % mit dem Maximum um 16^{17} auf, während für die vertikale Strahlung bei 0,40 % das Maximum um 9^{13} eintritt. Die Phasenverschiedenheit wird darauf zurückgeführt, daß die energieärmeren Mesotronen in höherem Maße zerfallen und zu Schauern beitragen und einem größeren Verschiebungseffekt, d. h. einer stärkeren Ablenkung im Magnetfeld der Erde, unterliegen. *Ehmert.*

W. M. Nielsen, J. E. Morgan and **K. Z. Morgan.** The Rossi transition curve for small angle showers. Phys. Rev. (2) **55**, 995—997, 1939, Nr. 11. (Duke Univ. Durham, North Carol.; Lenoir Rhyne Coll. Hickory, North Carol.)
W. M. Nielsen. Dasselbe. Ebenda S. 675, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Rossi-Kurve für Schauer von im Mittel 7 bzw. 28° Winkeldivergenz wurde bis zu Streukörperdicken von 320 g/cm² ausgemessen. Im Gegensatz zu den Messungen anderer Autoren zeigen die beiden Kurven keinen wesentlichen Unterschied. Insbesondere tritt das 2. Maximum auch bei 7° nicht hervor. Aus einer unter entsprechend veränderten Bedingungen ausgeführten Messung wird geschlossen, daß die anderweitigen Beobachtungen durch einen zu großen Nulleffekt gestört wurden und daß die Erscheinungen unter größerer Schichtdicke (2. Maximum) nicht unbedingt auf enge Schauer beschränkt sind. *Ehmert.*

Marcel Schein and **Piara S. Gill.** Cosmic-ray bursts in great thicknesses of lead. Phys. Rev. (2) **55**, 1111, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.)

(Univ. Chicago.) Auf verschiedenen, bis zu 3350 m hoch gelegenen Stationen wurde die Größenverteilung Hoffmannscher Stöße in mit 12 cm Blei geschirmten Ionisationskammern aufgenommen. Daraus wurde jeweils die Energieverteilung berechnet. Diese stimmt mit der Energieverteilung überein, die aus der Absorptionskurve bis zu großen Tiefen berechnet wird, so daß geschlossen wird, daß in Meereshöhe die meisten Stöße von durchdringenden ionisierenden Strahlen ausgelöst werden. Der Wirkungsquerschnitt eines Kernprotons oder Neutrons wäre dann $2 \cdot 10^{-30}$ cm² in Übereinstimmung mit dem für Kernexplosionen von Euler und Heisenberg berechneten. Für Stöße, die eine Energie unter 10^{11} e-V haben, war die Häufigkeit von der Höhe unabhängig, während größere Stöße mit der Höhe rasch zunehmen. *Ehmert.*

H. J. J. Braddick. Cosmic-ray bursts at high altitude. Proc. Roy. Soc. London (A) **171**, 314—321, 1939, Nr. 946. (Birkbeck Coll.) Mit einer größeren Hochdruckkammer, über welcher eine 1,4 cm dicke Bleiplatte montiert war, wurden im Flugzeug Hoffmannsche Stöße registriert. Die untere Grenze bildeten Stöße mit etwa 40 ionisierenden Strahlen. Die Zahl der Stöße nimmt mit der Höhe stärker zu als die der Schauer und für große Stöße wieder stärker als für kleine. In 9 2 km Höhe sind Stöße mit mehr als 60 Teilchen 125 mal, kleinere Stöße 90 mal, Schauer 57 mal und einzelne Teilchen 18 mal häufiger als in Meereshöhe. Die Größenverteilung der Stöße scheint sich jedoch zwischen 4 und 10 km nicht mehr so stark zu ändern wie in geringeren Höhen. — Diese Ergebnisse weisen auf eine starke Änderung der Energieverteilung mit der Höhe. *Ehmert.*

J. C. Street. Cloud chamber studies of cosmic ray showers and penetrating particles. Journ. Frankl. Inst. **227**, 765—788, 1939, Nr. 6. (Harvard Univ.) Es wird eine Reihe schöner Nebelkammeraufnahmen von Fussell gebracht. Typische Beispiele zeigen den kaskadenartigen Aufbau von Elektronenschauern. Auch von dem seltenen Typ des Explosionsschauers, Spuren von Elektronen und von schweren Teilchen enthaltend, werden Aufnahmen gezeigt. Die harten engen Schauer wurden mittels einer besonderen Anordnung mit zwei Nebelkammern, magnetischer Energiebestimmung und 6 3 cm dickem Bleifilter zwischen den Kammern untersucht. Von 9 Teilchen mit $H\varrho$ zwischen 0 3 und $1 \cdot 10^6$ Gauß · cm durchdrangen drei das Filter und ebenso 9 von 21 Bahnen zwischen $1 \cdot 10^6$ und $1{,}7 \cdot 10^6$ Gauß · cm. Die Masse liegt zwischen dem 150- und 200fachen der Elektronenmasse. Die Häufigkeitsverteilung der Mesotronen über den Impuls zeigt ein scharfes Maximum zwischen $2 \cdot 10^6$ und $3 \cdot 10^6$ Gauß · cm. Für größere Energien ergibt sich aus der Energieverteilung unter einem 90 cm dicken Bleifilter für die Mesotronen ein mittlerer Energieverlust von 17 MeV/cm Blei, der kaum größer ist als der auf die Ionisation zurückzuführende. *Ehmert.*

Hugh Carmichael and **Chang-Ning Chou.** Cosmic ray ionization bursts. Nature **144**, 325—326, 1939, Nr. 3642. (St. Johns Coll. and Cavendish Lab. Cambridge.) Die Häufigkeit und Größenverteilung der Hoffmannschen Stöße in einer 1-l-Kammer mit Aluminiumwänden wurde in Meereshöhe und in einem Tunnel 30 m unter Tag untersucht. Im letzteren Fall können die Stöße auf Elektronen zurückgeführt werden, die von den Mesotronen (nach Bhabba) angestoßen wurden. In Meereshöhe sind dagegen die meisten Stöße mit den großen Luftschauern identisch, die in großer Höhe entstehen. Die Verteilung der Strahlendichte über den Querschnitt solcher Schauer kann für die besondere Form der beobachteten Stoßgrößenverteilung verantwortlich sein. *Ehmert.*

D. Ivanenko and **A. Sokolov.** On the mathematical formalism of the theory of showers. Journ. exp. theoret. Phys. (russ.) 8, 639—643, 1938, Nr. 6.

(Russ. mit engl. Zusammenf.) Die Theorie der Kaskadenschauer begegnete mathematischen Schwierigkeiten, da für die komplizierten Differentialgleichungen keine geschlossenen Lösungen vorlagen. Carlson und Oppenheimer wandten deshalb physikalisch begründete Vereinfachungen an. Verff. konnten unter Verwendung einer Laplace-Mellin-Transformation geschlossene Lösungen finden. Bei denselben Bedingungen (größere Absorberdicke, hohe Energie, Vernachlässigung der Ionisation) sind diese mit den Ergebnissen von Carlson und Oppenheimer identisch. *Ehmert.*

J. Clay and **A. G. M. van Gemert.** Absorption of the hard cosmic rays in different materials. Physica **6**, 649—655, 1939, Nr. 7. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Mittels einer Koinzidenzanlage wurde sowohl bei vertikalem Einfall als auch unter 60° Zenitdistanz die Absorption in Blei (bis zu 155 cm) eingehend gemessen und bei größeren Schichten mit der von Eisen und von Wasser verglichen. 1 cm Blei entspricht 6,9 m Wasser. Die Absorption ist nicht massenproportional, sondern nimmt mit der Dichte des Materials noch weniger zu als der Elektronendichte entspricht. Der Anteil an Sekundären ist in beiden Richtungen etwa gleich. Die schräge Strahlung zeigt einen größeren Barometereffekt. *Ehmert.*

Mme **Thérèse Grivet-Meyer.** Effects secondaires des rayons cosmiques dans le plomb. C. R. **208**, 1216—1218, 1939, Nr. 16. Die an der Erdoberfläche mit 4fach-Koinzidenzen aufgenommene Rossi-Kurve zeigt bei 2,2 cm Blei ein stark ausgeprägtes Maximum, in ihrem weiteren Verlauf hinter 10 cm Pb eine Stufe, aber kein zweites Maximum. 8 m unter dem Erdboden ist das Maximum nur schwach und liegt bei 12 mm Pb. In 28 m Tiefe unter der Erde wird überhaupt kein Maximum mehr gefunden, nur eine Sättigung, die schon bei 5 bis 6 mm Blei vollständig ist. *E. Regener.*

N. Arley and **W. Heitler.** Neutral particles in cosmic radiation. Nature **142**, 158—159, 1938, Nr. 3586. (H. H. Wils Phys. Lab. Univ. Bristol.) Ein Teilchen von der Masse des schweren Elektrons, aber ungeladen (mit Neutretto bezeichnet), sollte ebenso wie das Mesotron Schauer erzeugen, jedoch nicht ionisieren und keine Quanten erzeugen, da diese Erscheinungen mit der Ladung zusammenhängen. Ein Neutretto kann sich beim Zusammenstoß mit einem Neutron in ein Proton und ein Elektron und beim Zusammenstoß mit einem Proton in ein Neutron und ein Positron umwandeln und kann bei der Umkehrung dieser beiden Prozesse entstehen. Für eine Energie $\sim 10^8$ e-V sollte das Neutretto oder schwere Elektron eine Distanz von 5 cm Blei, 7 cm Eisen oder $^1/_2$ m Wasser durchdringen können, bevor eine der genannten Verwandlungen eintritt. Für höhere Energien tritt aber an Stelle dieser Prozesse die Bildung von Mesotronen beim Zusammenstoß von Protonen. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses kann von der Theorie nicht angegeben werden, doch nimmt er mit höherer Energie ab, so daß das hohe Durchdringungsvermögen des Neutretto, ebenso wie das des schweren Elektrons erklärbar ist. Die Experimente, insbesondere die Versuche von Maaß sind in Einklang mit der entwickelten Theorie. *E. Regener.*

W. Heitler, C. F. Powell and **G. E. F. Fertel.** Heavy cosmic ray particles at Jungfraujoch and sea-level. Nature **144**, 283—284, 1939, Nr. 3641. (Roy. Soc. Mond Lab. Cambridge and H. H. Wills Phys. Lab. Univ. Bristol.) Mit Hilfe von photographischen Platten werden die schweren Teilchen im Gefolge der kosmischen Strahlung in Meereshöhe und auf dem Jungfraujoch untersucht. Die beobachteten Bahnspuren werden in solche über und unter 10 cm Luftäquivalent geschieden. In beiden Fällen zeigt sich ein Anwachsen der Intensität mit der Höhe, bei den langreichweitigen auf das Zehnfache. Dagegen bewirkt eine Blei-

bedeckung der Platten sowohl in Meereshöhe wie auf dem Jungfraujoch keine Absorption. Daraus ergibt sich, daß weder Elektronen noch Mesotronen, sondern wahrscheinlich Neutronen die auslösenden Teilchen sind. Die meisten Bahnspuren rühren von Protonen her. Weiter wird ein Fall einer Mehrfachzertrümmerung berichtet, bei dem eine Bahnspur mit der dreifachen Korndichte eines α-Teilchens auftritt, die einem Trümmerteilchen hoher effektiver Ladung zugeschrieben wird. Es wird vermutet, daß eine Kernspaltung ähnlich wie beim Uran vorliegt. *Fünfer.*

Hans von Halban jr., Lew Kowarski et Michel Magat. Sur l'intensité des neutrons dans la radiation cosmique. C. R. **208**, 572—574, 1939, Nr. 8. Die in einer größeren, viele H-Atome enthaltenden Flüssigkeitsmenge abgebremsten schnellen Neutronen können als thermische Neutronen mit geeigneten, in der Flüssigkeit vorhandenen Atomkernen so reagieren, daß ein Radioelement (im vorliegenden Fall $^{80}_{35}$Br mit einer Halbwertszeit von 4,5 h) entsteht, das chemisch konzentriert und an Hand seiner Strahlung quantitativ bestimmt werden kann. In Paris wurde so pro cm² und Minute eine Abbremsung von 2 Neutronen in einer dem H-Gehalt nach 6 cm Wasser entsprechenden Flüssigkeitsschicht beobachtet. Bei Flügen in 9500 m Höhe wurden unter gleichen Umständen 100 Neutronen beobachtet. Diese Zunahme erweist diese Neutronen als zur kosmischen Strahlung gehörend. Da die Absorptionsschicht ziemlich gering ist, muß mit einer wesentlich größeren absoluten Neutronenzahl gerechnet werden, so daß diese größer als die Anzahl der Elektronen ist, die registriert werden. *Ehmert.*

J. Barnóthy and **M. Forró.** Cosmic-ray particles at great depth. Phys. Rev. (2) **55**, 870—872, 1939, Nr. 9. (Inst. Exp. Phys. Univ. Budapest.) In einem Bergwerk wurde unter 980 m Wasseräquivalent die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre zu 5 % ermittelt, während sie über Tag fast 100 % betrug. 1,4 cm Blei zwischen zwei übereinander- oder nebeneinanderliegenden Zählrohren setzt die Koinzidenzzahl auf etwa 20 % herab. Die Kurve, welche die Koinzidenzzahl gegen die Bleidicke darstellt, zeigt aber bei übereinanderliegenden Zählrohren einen kleinen Buckel bei 8 mm Blei, der bei nebeneinanderliegenden Zählrohren wegfällt. Dieser Buckel wird den Sekundären einer durch die Ultrastrahlung erzeugten γ-Strahlung zugeschrieben. Ähnliche Versuche werden mit drei Zählrohren und größeren Filtern zwischen diesen durchgeführt. Hier wird bei 10 cm eingeführtem Blei ein Maximum der Koinzidenzzahl gefunden. Es wird geschlossen, daß neben der ionisierenden durchdringenden Strahlung (Mesotronen) auch eine schwach ionisierende (Neutrinos, Neutrettos) in große Tiefen dringt und sich dort durch ihre Sekundären bemerkbar macht. Dabei ist es möglich, daß der Anteil dieser Strahlung mit zunehmender Tiefe wächst und in 1000 m Tiefe weit dominiert. *Ehmert.*

L. W. Nordheim and **M. H. Hebb.** On the production of the hard component of the cosmic radiation within the atmosphere. Phys. Rev. (2) **55**, 1111, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.) Wenn die durchdringende Komponente als aus Mesotronen bestehend aufgefaßt wird, welche von der weichen Komponente erzeugt werden, so muß die Häufigkeit solcher Bildungsprozesse mit der Energie der Quanten oder Elektronen stark zunehmen. Andererseits sollten dann sehr energiereiche Mesotronen auch in hohem Maß dem umgekehrten Prozeß unterliegen, was bei der geringen Absorption der durchdringenden Teilchen offensichtlich nicht der Fall ist. *Ehmert.*

Thomas H. Johnson. New evidence on the nature of the primary cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **55**, 1111, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) In sehr großen Höhen wurde am Äquator unter einem Zenitwinkel von 60° ein Westüberschuß von nur 22 % festgestellt. Man ersieht daraus, daß nur etwa

$^1/_5$ der Strahlung auf einen rein positiven Primäranteil zurückzuführen ist, der offensichtlich die harte Komponente erzeugt, wie aus dem Westüberschuß in Meereshöhe hervorgeht. Dagegen muß die primäre weiche Komponente aus etwa gleich vielen positiven und negativen Elektronen bestehen. Damit auch in großen Entfernungen im Raum gleiches Potential erhalten bleibt, wird angenommen, daß die dem Vorzeichen der Ladung nach nicht ausgeglichene Strahlung aus zwei Komponenten verschiedener Ladung und gleicher Geschwindigkeit, jedoch verschiedener Masse und damit auch verschiedener Energie besteht. Die positive Primärstrahlung der Mesotronen wären dann wahrscheinlich Protonen oder noch schwerere Ionen. *Ehmert.*

Martin A. Pomerantz and **Thomas H. Johnson.** The contribution to the soft component of cosmic radiation by the disintegration of mesotrons. Phys. Rev. (2) **55**, 1111—1112, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Hinter einem, der doppelten Atmosphäre entsprechenden schrägen Luftweg wurde mit einem Zählrohrteleskop eine geringere Intensität festgestellt, als unter einem der Atmosphäre massenäquivalenten Bleifilter bei vertikaler Messung. Dies ist aus dem Mesotronenzerfall auf dem größeren Luftweg erklärbar. Gleichzeitig war im ersten Fall die weiche Komponente prozentual stärker vertreten. Dies ist darauf zurückzuführen, daß beim Mesotronenzerfall eine sekundäre, weiche Komponente entsteht. Die mittlere Lebensdauer der Mesotronen wird zu $2{,}8 \cdot 10^{-6}$ sec berechnet. *Ehmert.*

C. G. Montgomery and **D. D. Montgomery.** The intensity of neutrons of thermal energy in the atmosphere at sea level. Phys. Rev. (2) **56**, 10—12, 1939, Nr. 1. (Frankl. Inst. Swarthmore, Penns.) In einer mit Bortrifluorid gefüllten Kammer wurden die α-Teilchen gezählt, welche bei der Zertrümmerung von Boratomen durch Neutronen entstanden. Unter der Annahme eines Wirkungsquerschnitts von $3 \cdot 10^{-21}$ cm² für die n-α-Reaktion (nach Livingstone und Bethe) wird aus den Ergebnissen der Neutronenstrom zu $0{,}091 \pm 0{,}007$ Neutronen (thermischer Energie) pro cm² und Minute berechnet, das ist $^1/_{16}$ der ionisierenden Ultrastrahlungsteilchen. Mit einem 6 cm dicken Paraffinschirm um die Kammer werden ebensoviele Neutronen gefunden, so daß in diesem neue erzeugt werden müssen. Es folgen Betrachtungen über die Häufigkeit von Protonen und über den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung der beobachteten Neutronen durch Ultrastrahlen. *Ehmert.*

J. Clay and **A. v. Gemert.** Decrease of the intensity of cosmic rays in the earth down to 1380 m waterequivalent. Physica **6**, 497—510, 1939, Nr. 6. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Die Intensität wurde mittels Zählrohrkoinzidenzen in neun verschiedenen Tiefen eines Bergwerkes mit mehreren Apparaten gemessen und dabei auch Filter von 5, 10 und 100 cm Blei zwischen den Zählrohren angewendet. Aus dem Vergleich mit der Absorptionskurve in Wasser wird geschlossen, daß die Absorption nicht massenproportional, sondern proportional der Elektronendichte erfolgt. Unter 311 und 427 m Wasseräquivalent durchdrangen fast alle von 10 cm Blei nicht absorbierten Teilchen (etwa 90 bzw. 80 % der ohne Filter registrierten Teilchen) auch 100 cm Blei. In diesen Tiefen liegen also durchdringende ionisierende Teilchen vor. Die Zahl der Sekundären nimmt wie auch die relative Zahl der Schauer zwischen 200 und 400 m Wasseräquivalent beträchtlich zu, was auf die Strahlung der Mesotronen zurückgeführt wird, welche bei etwa $5 \cdot 10^{11}$ e-V einsetzen kann. In größeren Tiefen nimmt die relative Häufigkeit der Sekundären und der Schauer wieder ab. Ebenso wird die Absorptionskurve steiler und kann durch die Gleichung $I = I_0 \cdot h^{-2{,}92}$ angegeben

werden. Es wird geschlossen, daß hier ionisierende Teilchen mit geringerer Strahlung vorliegen, nämlich Protonen. *Ehmert.*

J. Clay, K. H. J. Jonker and **J. T. Wiersma.** The decay of the penetrating cosmic radiation in different directions. Berichtigung. Physica **6**, 648, 1939, Nr. 7. In einer gleichlautenden Arbeit (s. diese Ber. **20**, 2209, 1939) wurde die 30 cm Blei durchdringende harte Komponente unter Benutzung des Absorptionskoeffizienten auf die Bleidicke 0 extrapoliert und so der Anteil der weichen Komponente als Rest gegen die Gesamtintensität berechnet. Nach neueren Messungen wird die unter schräger Richtung einfallende harte Komponente durch 30 cm Blei nicht geschwächt. Die Ergebnisse bestätigen dann die Formel von Euler und Heisenberg. — $1{,}7 \cdot 10^{-6} < \tau < 2 \cdot 10^{-6}$ sec. *Ehmert.*

R. Albagli Hutner. The penumbra at geomagnetic latitude 20° and the energy spectrum of primary cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **55**, 614—620, 1939, Nr. 7. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Die früheren Rechnungen für 20° Breite und eine Energie $r = 0{,}425$ Störmer (etwa 10^{10} e-V für Elektronen) wurden auf die Energien $r = 0{,}385$, 0,400, 0,425, 0,450 und 0,500 Störmer ausgedehnt, so daß durch Integration über die Energie der azimutale Effekt, der durch die Halbschattenzonen verursacht wird, berechnet werden kann. Er ist keineswegs zu vernachlässigen und Verf. hofft, auf diesem Wege neue Aufschlüsse über die Energieverteilung zu bekommen. *Ehmert.*

Jean-Louis Destouches. Les électrons lourdes (mésotons). Exposés de physique théorique. XXVI. Actualités scient. et industr. 729. Mit 2 Figg. im Text u. 2 Tafeln, 68 S. Paris, Hermann et Cie, 1938, frcs. 21,—. In der Monographie über die schweren Elektronen wird zunächst auf die experimentellen Tatsachen eingegangen, die zur Entdeckung führten. Dann werden die Methoden zur Bestimmung der Ladung und Masse behandelt. Anschließend werden die Folgerungen besprochen, die sich aus den Grundprinzipien der Strukturtheorie für die schweren Elektronen ergeben, und die Theorie des Durchgangs der schweren Elektronen durch die Materie abgeleitet. Schließlich werden die Modifikationen besprochen, die sich auf Grund der bisher bekannten Eigenschaften der schweren Elektronen für die Grundbegriffe der theoretischen Physik ergeben. Da das experimentelle Material noch nicht zu einer Prüfung ausreicht, wird auf die Yukawasche Theorie nicht eingegangen. Inhalt: Einleitung. I. Experimentelle Ergebnisse. II. Ionisation und Reichweite. III. Strukturtheorie und schwere Elektronen. IV. Wechselwirkungen zwischen schweren Elektronen und Materie. V. Schlußbemerkungen. Schrifttum. Inhaltsangabe. *Schön.*

Paul Weisz. Das Mesotron und die Richtungsverteilung der Höhenstrahlung. Naturwissensch. **27**, 501, 1939, Nr. 29. (Alabama Polyt. Inst. Auburn, Ala., USA.) Berichtigung eines Fehlers in der Berechnung der Zerfallsweglänge der Mesotronen (diese Ber. **20**, 1799, 1939). Der neue Wert ist 26 km. *Fünfer.*

C. G. Montgomery, W. E. Ramsey, D. B. Cowie and **D. D. Montgomery.** The occurrence of slow mesotrons. Phys. Rev. (2) **55**, 1117, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Versuche, mit einer Zählrohranordnung den spontanen Zerfall der Mesotronen der kosmischen Strahlung direkt zu beobachten, waren ohne Erfolg. *Fünfer.*

G. Herzog. Search for heavy cosmic-ray particles with a cloud chamber. Phys. Rev. (2) **55**, 1266, 1939, Nr. 12. (Univ. Chicago.) Mit einer großen Nebelkammer in einem Magnetfeld von 2000 Gauß wurden in Verbindung mit einer Antikoinzidenzschaltung die Bahnen solcher Teilchen untersucht, welche

unter der Kammer in 5 mm Blei steckenblieben. Von 104 solchen Bahnen zeigt keine einzige eine merklich stärkere Ionisation als schnelle Elektronen. Man sieht daraus die Seltenheit des Vorkommens des Endstücks einer Mesotronenbahn. *Ehmert.*

Mircea Drăganu. Sur la création des électrons lourds. S.-A. Bull. Soc. Sc. Cluj, Roum. **9**, 321—341, 1939. Verf. berechnet den Wirkungsquerschnitt der Schaffung eines schweren Elektrons durch Protonen, Photonen und gewöhnliche Elektronen unter Verwendung der Bornschen Methode. Dabei ist angenommen, daß die Wechselwirkung zwischen Proton und Neutron durch den nichtrelativistischen Ausdruck von Kemmer und Yukawa wiedergegeben werden kann. Obwohl die erhaltenen Zahlenwerte durchaus die Möglichkeit zulassen, daß die schweren Elektronen der Atmosphäre schweren Teilchen (kosmischen Protonen) zuzuschreiben sind, kommt diese Möglichkeit nach Ansicht des Verf. deshalb nicht in Betracht, weil ein experimenteller Nachweis einer hinreichenden Anzahl primärer Teilchen nicht vorliegt, so daß am wahrscheinlichsten die Schaffung der schweren Elektronen durch energiereiche Elektronen oder Positronen ist. *Henneberg.*

Werner Kolhörster. Höhenstrahlung und erdmagnetische Variationen. ZS. f. Geophys. **14**, 333—346, 1938, Nr. 7/8. Die Registrierungen einer Doppel-Zweifachkoinzidenzanordnung großer Zählfläche werden für die Zeit vom September 1937 zum Oktober 1938 angegeben und mit dem Gang des Luftdrucks und der magnetischen Horizontal- und Vertikalintensität verglichen. Der Barometereffekt kann nur bei magnetischer Ruhe richtig bestimmt werden. Seine Abhängigkeit von der Vorfilterung wird angegeben. Er kann durch massenproportionalen Ausgleich der Druckschwankungen durch Holzfilter nicht beseitigt werden. Große magnetische Störungen wirken sich in der Strahlungsintensität deutlich aus, wobei die letztere oft schon vorher abnimmt, so daß sich eventuell magnetische Störungen aus den Registrierungen der Ultrastrahlungsintensität voraussagen lassen. Es wird vermutet, daß diese Vorstörung einem Sonneneffekt zuzuschreiben ist. *Ehmert.*

G. R. Miczaika. Intensitätsänderungen der Höhenstrahlung und Aktivität der Sonne. ZS. f. Astrophys. **18**, 146—150, 1939, Nr. 2. (Inst. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Die von Kolhörster kürzlich mitgeteilten Untersuchungen, welche enge Zusammenhänge zwischen Intensitätsänderung der Ultrastrahlung und der Aktivität der Sonne erbrachten und sich auf Sonnenperioden mit starken magnetischen Störungen bezogen (1433—1439), wurden jetzt durch das Material für die Sonnenperioden 1430—1432 und 1440—1442 ergänzt, die magnetisch ruhiger verliefen. Die Korrelationskoeffizienten sind im Mittel kleiner: $-0{,}39$ bis $-0{,}43$ für Sonnenflecken, $-0{,}62$ bis $-0{,}69$ für Calciumflocken. *Ehmert.*

J. Clay and **E. M. Bruins.** Variations of cosmic ray intensity with variations of atmospheric pressure and temperature at sea-level. Physica **6**, 628—632, 1939, Nr. 7. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Aus Dauerregistrierungen mit Ionisationskammern, von welchen eine mit 12 cm Eisen und zwei mit 110 cm Eisen gepanzert sind, ergibt sich folgendes: Die täglichen Luftdruckschwankungen verursachen nur unter dem dünneren Panzer einen Effekt, dagegen ist der Barometereffekt (BE) aus größeren Zeiträumen (Monatsmitteln) in beiden Fällen gleich und ziemlich hoch: $BE = -6{,}4\,\%$ pro cm Hg. Die Größe des Effekts mag an der starken Beteiligung sehr schräg einfallender Strahlung liegen. Ebenso ist die Ionisation in den stark gepanzerten Kammern von den kurzperiodischen Schwankungen der Außentemperatur unabhängig, während hinter 12 cm Eisen in den Wintermonaten ein positiver Effekt mit parallelem Temperatur- und Strahlungsgang auftritt. Die langperiodischen Temperaturschwankungen (TE) ergeben dagegen wieder für alle drei Instrumente denselben negativen Effekt:

$TE = -0{,}21\ \%$ pro °C. Für diesen wird der Mesotronenzerfall verantwortlich sein. *Ehmert.*

W. R. Smythe. Cosmic rays and radioactive potassium. Phys. Rev. (2) **55**, 316, 1939, Nr. 3. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Wenn radioaktives Kalium K^{40} aus K^{39} durch Einfangen eines Neutrons in den Kern unter der Wirkung der kosmischen Strahlung entstanden sein würde, dann müßte Kalium, das aus großer Tiefe aus der Erde geholt ist, eine geringere Radioaktivität als solches von der Erdoberfläche aufweisen. Eine Kaliumprobe, die aus Urgestein (Granit) aus 2500 Fuß Tiefe gewonnen ist, zeigt aber im Zählrohr innerhalb der Versuchsfehler (10 %) dieselbe Aktivität wie Kalium aus der Nähe der Erdoberfläche. Die genannte Hypothese kann also nicht zu recht bestehen. *E. Regener.*

Alfredo Baños, Jr. On asymptotic orbits of primary cosmic rays. Phys. Rev. (2) **55**, 621—623, 1939, Nr. 7. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Bericht über weitere Rechnungen mit der Bush-Maschine, speziell über die Familie asymptotischer Bahnen mit $\gamma_1 = 0{,}85$. Es zeigt sich dabei, daß die Genauigkeit der Maschine für alle gegenwärtigen Zwecke ausreichen dürfte. *Ehmert.*

O. Godart. On stability in the sense of poisson for orbits of cosmic rays, and magnetic storms. Phys. Rev. (2) **55**, 875, 1939, Nr. 9. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Durch geringe Störungen können die Zonen stabiler periodischer Bahnen (im Sinn von Poisson) beträchtlich vergrößert werden und so auf der Erde magnetische Störungen entstehen. Dieselbe Störung kann geladene Teilchen für kurze Zeit auf unstabile Bahnen bringen und begrenzen. Daraus könnte erklärt werden, daß magnetische Stürme rasch einsetzen und langsam verschwinden. Die Störung wirkt auch auf andere Bahnen und kann so verhältnismäßig große Intensitätsstörungen der Ultrastrahlung bewirken. *Ehmert.*

J. Eugster, A. Sperlich, W. Hauptmann, H. Hölzl und **L. Jäger.** Untersuchungsergebnisse zur Frage der biologischen Wirkung der kosmischen Strahlung. Radiologica **5**, 134—141, 1939, Nr. 3/4. (Zürich, Innsbruck.) Es wurde am Pflanzensamen von Linium usitat. und Antirrhinum majus, ausgehend von reinen Linien, sowie an Eiern von Drosophila melanogaster und an Kaninchen die Sekundärwirkung der kosmischen Strahlung (durch sogenannte Schauerbildung) während 10 bis 12 Monaten auf 2400 m Höhe beobachtet, und festgestellt, daß sowohl bei den Pflanzen als auch der Entwicklung der Drosophila stimultierende und hemmende Einflüsse nachzuweisen sind; letztere nach längerer Beobachtung, erstere dagegen beim Beginn des Versuches. Bei den Kaninchen konnten Veränderungen in den Ovarien der Muttertiere festgestellt werden, die zur Schädigung der Eientwicklung geführt haben müssen. — Eine eingehende Bearbeitung des sehr umfangreichen Materials folgt in nächster Zeit. So mögen denn diese Ausführungen als eine kurze Zusammenfassung das vorläufige Ergebnis bringen. (Zusammenfassung der Verff.) *Dede.*

A. Defant und **Bj. Helland-Hansen.** Bericht über die ozeanographischen Untersuchungen im zentralen und östlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans im Frühsommer 1938. (Internationale Golfstrom-Expedition.) Abh. Preuß. Akad. 1939, Nr. 5, 64 S.

A. Endrös. Der niedrige Wasserstand am 24. November 1938 an der deutschen Ostseeküste. Ann. d. Hydrogr. **67**, 417—421, 1939, Nr. 8. (München.) *Dede.*

L. H. Dawson and **E. O. Hulburt.** Scattering of light by water as a function of angle. Phys. Rev. (2) **55**, 1128, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungs-

bericht.) (Naval Res. Lab.) Nach der Theorie der Streuung des Lichtes an isotropen Teilchen, die klein sind im Vergleich zur Wellenlänge des Lichtes, ist die Streuintensität in eine Richtung, die unter dem Winkel Θ gegen die Richtung des einfallenden Lichtes geneigt ist, proportional $1 + \cos^2\Theta$. Verf. hat an reinem Wasser Messungen für die Winkel $\Theta = 45^0$, 90^0 und 135^0 und für die Wellenlängen 3660 bis 7000 Å ausgeführt. Es ergaben sich erhebliche Abweichungen zwischen Theorie und Beobachtungen; jedoch war nicht möglich zu entscheiden, ob diese Abweichungen eine Eigenschaft des reinen Wassers infolge einer Anisotropie der zerstreuenden Teilchen sind, oder ob sie auf geringe Verunreinigungen des Wassers zurückgeführt werden müssen. *Szivessy.*

Günter Dietrich. Die Absorption der Strahlung im reinen Wasser und im reinen Meerwasser. Ann. d. Hydr. **67**, 411—417, 1939, Nr. 8. (Inst. Meereskde. Berlin.) Aus den in der Literatur vorliegenden Angaben über die Absorption der Strahlung im Wasser schließt Verf., daß die Absorption der Strahlung im reinen Meerwasser sich praktisch ebenso verhält wie die Absorption im reinen Wasser. Die Temperaturabhängigkeit der Absorption der Strahlung, wie sie für das reine Wasser im ultraroten Bereich gilt, ist mit verhältnismäßig großer Sicherheit in gleicher Weise für das reine Meerwasser zu erwarten. Insbesondere ist die Übereinstimmung der Absorption im reinen Wasser und im subtropischen Ozeanwasser auch im roten, blauen und violetten Spektralbereich sehr gut. Dagegen weichen die Absorptionsverhältnisse im Schelf- und Küstenwasser von dem des reinen Wassers beträchtlich ab; im einzelnen ist die Absorption im Schelf- und Küstenwasser starken zeitlichen und lokalen Schwankungen unterworfen. *Szivessy.*

George L. Clarke and **Harry R. James.** Laboratory analysis of the selective absorption of light by sea water. Journ. Opt. Soc. Amer. **29**, 43—55, 1939, Nr. 2. (Harvard Univ. Cambridge, Mass.; Hastings Coll. Nebraska.) Die Lichtabsorption von Seewasser aus Küstennähe und aus dem offenen Atlantik wurde mit dem Monochromator von James und Birge untersucht. Die Proben wurden teilweise ungefiltert gemessen, teilweise nach Absetzen der Verunreinigungen und nach strenger Filterung. Künstliches Seewasser stimmte im Absorptionsspektrum mit dem des destillierten Wassers überein mit Ausnahme der kurzwelligen Teile des Spektrums, bei denen die Absorption des Seewassers größer war. Die Gesamtabsorption des ungefilterten Wassers mit Verunreinigungen war größer als die der anderen Proben. Das Absorptionsspektrum des gefilterten Seewassers stimmt mit dem des destillierten Wassers überein. Die von Sawyer angegebenen Werte für destilliertes Wasser im Ultravioletten sind zu hoch. Der Unterschied zwischen gefilterten und ungefilterten Proben beruht auf der Wirkung der suspendierten Teilchen. *Schön.*

G. Lovera. Osservazioni fatte nell'anno 1938 all'Osservatorio Meteorologico presso l'Istituto di Fisica della R. Università di Torino. Atti di Torino **74**, 250—263, 1939, Nr. 3. *Dede.*

J. Hoppe. Die Temperatur der Sternschnuppen und die Dichte der hohen Atmosphäre. Meteorol. ZS. **56**, 304—307, 1939, Nr. 8. (Jena.) Verf. diskutiert die Möglichkeit, den physikalischen Zustand der hohen Atmosphäre auf Grund von Sternschnuppenbeobachtungen zu erforschen, und nimmt dabei kritisch zur Lindemann-Dobsonschen Theorie Stellung. Insbesondere weist er nach, daß diese bei Voraussetzung adiabatischer Kompression um mehrere Zehnerpotenzen zu niedrige Temperaturerhöhungen für die von Meteoren verdichteten Gase liefert. Es wird auf eine vom Verf. entwickelte Sternschnuppentheorie hingewiesen, nach der es wahrscheinlich gemacht wird, daß die Annahme

adiabatischer Kompression nicht zutrifft, der Temperaturbegriff also nicht angewandt werden kann, und daß das Aufleuchten der Sternschnuppen eine Lumineszenzerscheinung ist. *H. Israël.*

Lincoln La Paz. The upper limit of the atmosphere. Astron. Nachr. **267**, 105—106, 1938, Nr. 6391. (Dep. Math. Univ. Ohio.) Aus teleskopischen und visuellen Beobachtungen von Meteorbahnen wird der Schluß gezogen, daß die Atmosphäre in 431 km Höhe noch genügende Dichte besitzt, um Meteore zum Aufleuchten zu bringen. *H. Israël.*

G. A. Sucksdorff. Die Ergebnisse der Untersuchungen an tropischen Gewittern und einigen anderen tropischen Wettererscheinungen. (Dozenten-Afrikareise 1938.) Gerlands Beitr. **55**, 138—185, 1939, Nr. 1. (Göttingen.) Verf. beschreibt zunächst die instrumentelle Einrichtung seiner meteorologischen Reisestation, die aus einem verkleinerten Modell seines Feindruckschreibers (Luftreservoir: Zwei Thermosflaschen von zusammen 4 Liter Inhalt), einem „Glasthermographen" (beruhend auf der Registrierung des Innendruckes in einem abgeschlossenen Glaskolben; Einstellgeschwindigkeit etwa fünfmal geringer als bei gewöhnlichen Stationsthermographen), einem gewöhnlichen Stationshygrographen, einer für Tau- und Niederschlagsaufzeichnung hergerichteten registrierenden Tauwaage und einer zerlegbaren Hütte nach F. Linke bestand. Der Hauptteil der Untersuchungen ist dem Studium des Aufbaues und der Strömungsverhältnisse beim tropischen Gewitter im Vergleich mit den entsprechenden Verhältnissen europäischer Gewitter gewidmet. Ausgehend von den bekannten Begriffen des „Front"- und des einfachen (verkappten) „Wärmegewitters" weist Verf. nach, daß in den Tropen nur die letztere Gewitterform vorkommt, daß diese Gewitter bezüglich Druck- und Temperaturverlauf beim Vorbeiziehen keine prinzipiellen Verschiedenheiten zum Wärmegewitter in mittleren Breiten aufweisen und wegen des Verschwindens der Corioliskraft ein bedeutend einfacheres Windsystem mit sich führen, als es für Gewitter in Mitteleuropa der Fall ist. Eine Zusammenfassung dieser Erfahrungen mit den früheren Göttinger Ergebnissen des Verf. führt zur Aufstellung eines „idealen Gewitterschemas". — Gleichartige Untersuchungen an Instabilitätsschauern der Monsun-, Passat- und Kalmenzone ergeben wesentlich gleiche Ergebnisse, wie bei europäischen Regenschauern. — Bei Kap Guardafui wird — durch die orographische Lage bedingt — der Eintritt ins Monsungebiet als frontähnlicher Einsatz beobachtet. — Mit dem Feindruckschreiber wird die halbtägige Luftdruckwelle in verschiedenen Breiten des Atlantik aufgezeichnet. Der letzte Abschnitt der Arbeit berichtet über die meßtechnischen Erfahrungen mit der Tau-Regen-Waage. *H. Israël.*

K. R. Ramanathan and **K. P. Ramakrishnan.** The general circulation of the atmosphere over India and its neighbourhood. Mem. India Meteorol. Dep. **26**, 189—245, 1939, Nr. 10. *Dede.*

W. Leistner. Die Windverhältnisse an der Nordsee. Balneologe **5**, 313—318, 1938, Nr. 10. (Bioklim. Forschungsstelle d. Reichsamts f. Wetterdienst, Wyk, Föhr.) Der Ablauf und Wechsel der See- und Landwinde ist für das Klima der Nordseeküste von großer Bedeutung. Die Häufigkeit und die Dauer der Seewinde ist viel größer als die der Landwinde. In der Arbeit wird die Seewindhäufigkeit im Zusammenhang mit der Windstärke, der Temperaturschwankung, der relativen Feuchtigkeit und des Dampfdruckes im Jahresverlauf dargestellt und erörtert. Ein Vergleich der Temperaturkurven von Berlin und Wyk läßt einen Einfluß des Seewindes im Sommer bis nach Berlin erkennen. An charakteristischen Registrierungen wird der Verlauf der Temperatur und der relativen Feuchtigkeit

in See- und Landwindperioden gezeigt. Andere Registrierungen der Temperatur, der relativen Feuchtigkeit und des Windes bringen einen Witterungsumschwung in typischer Form zum Ausdruck. Das Überwiegen der Seewinde an Zahl und Stärke macht sich auch bei der Vegetation bemerkbar. *Krestan.*

W. Portig. Aus der Entstehungsgeschichte zweier westindischer Hurrikans. Ann. d. Hydrogr. **67**, 398—400, 1939, Nr. 7. (Dtsch. Seewarte Gruppe Seeflug.) Es werden Beobachtungsdaten über die Entstehung und die Bahnen zweier westindischer Hurrikans vom August/September 1937, die ihren Ausgang in einer mehrere 100 km großen, flachen Tiefdruckmulde in Westafrika (Senegalgebiet) genommen haben und durch Energiekonzentration unter Verkleinerung des Durchmessers und Erhöhung der Windstärke auf dem Weg in die westindischen Gebiete sich entwickelt haben, mitgeteilt. *Steinhauser.*

N. P. Sellick. The diurnal variation of wind over tropical Africa. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 452—453, 1939, Nr. 281. (Southern Rhodesia Meteorol. Serv. Salisbury.)

J. S. Farquharson. The diurnal variation of wind over tropical Africa. Reply. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 453—454, 1939, Nr. 281. (Meteorol. Office, Air Ministry, London.) *Steinhauser.*

C. Kassner. Zur jährlichen Periode der Tornados in den Vereinigten Staaten von Nordamerika. Meteorol. ZS. **56**, 319, 1939, Nr. 8. (Berlin-Friedenau.)

Normal monthly percentage frequencies of surface and upper winds (afternoon) up to 3 km in India, Burma and Persian Gulf. Scient. Notes India Meteorol. Dep. **7**, 149—232, 1939, Nr. 80. *Dede.*

M. Čadež. Spielt die Verdampfungswärme eine Rolle bei der Zyklogenese? Meteorol. ZS. **56**, 271—272, 1939, Nr. 7. (Prizren-Jugoslawien.) Verf. weist darauf hin, daß zufolge einer durch die bei Kondensation frei werdende Kondensationswärme bewirkten Erwärmung der Luftmasse der Druck in höheren Schichten steigt, wodurch ein oberes Divergenzgebiet ausgebildet wird, von dem aus die Luft oben wegstrebt, was wieder einen Druckfall am Boden und damit die Ausbildung einer niedrigen Depression zur Folge hat. Es wird die bei einer Niederschlagshöhe von 10 mm frei werdende Energie und die dadurch ermöglichte Hebung der Luftmasse berechnet und mit der Energie der Zyklonen verglichen. *Steinhauser.*

Joachim Küttner. Zur Entstehung der Föhnwelle. Untersuchung auf Grund von Wellensegelflügen und Beobachtungen an der Moazagotl-Wolke. Beitr. Phys. d. freien Atmosph. **25**, 251—299, 1939, Nr. 4. (Hamburg.) Eine Vorbedingung für die Föhnwelle ist die Niveaudifferenz zwischen dem im Luv anstauenden und dem im Lee abfließenden Kaltluftsee. Aus Temperaturschichtung und Windgeschwindigkeit wird der Anstau berechnet. Der Abfluß, bei dem die Reibung eine wesentliche Rolle spielt, ist am stärksten bei senkrecht vom Gebirge wegstrebendem Bodenwind. Es wird unterschieden, ein erster Föhntyp bei unwesentlicher Niveaudifferenz zwischen Luv und Lee und Stagnation beider Kaltluftseen und ein zweiter Föhntyp bei Abfließen im Lee (Unterschiede im Druckgradienten). Beim zweiten Föhntyp (Zyklonalföhn) sind die vertikalen Temperaturgradienten größer als beim ersten (Antizyklonalföhn). Bei Moazagotlwetterlagen ist der Temperaturgradient in der Höhe im Mittel indifferent. Die im Lee entwickelte und die ganze Troposphäre erfassende Föhnwelle setzt sich aus einem oberen durch eine rein hydrostatisch ableitbare Flutwelle mit Senkung über dem Gebirgskamm und Hebung über dem Leehang ausgelösten Wellensystem und

einem unteren auf der Oberfläche des Kaltluftsees im Lee durch die herunterstürzenden Luftmassen ausgelösten Wellensystem zusammen. Als Vorbedingungen für das obere Wellensystem werden angeführt: 1. Inversionen in einer Höhe, die im Vergleich zur Hindernishöhe groß ist, 2. möglichst indifferente Schichtung außerhalb der Inversionen, 3. eine der Fortpflanzungsgeschwindigkeit langer Grenzflächenwellen gleiche kritische Strömungsgeschwindigkeit und 4. gleichartiger vertikaler Aufbau der Horizontalströmung. Diese Vorbedingungen sind beim Zyklonalföhn erfüllt. Äußere Energiezufuhr ist nicht notwendig. Im unteren Wellensystem an der Oberseite der leeseitigen Kaltluft treten Gravitationswellen auf, die bei einem Windsprung von 10 bis 15 m/sec gegenüber der oberen Strömung trotz ihrer langen Wellenlänge von 6 bis 10 km durch Scherung instabil werden, wenn die Inversion nicht zu stark ist. Mit der Spiralbildung dieser instabilen Wellen dürften die beobachteten Rotoren mit ihren großen Vertikalgeschwindigkeiten zusammenhängen. Durch Überlagerung des oberen und unteren Wellensystems bildet sich in der Zwischenschicht im Bereich der ersten Welle ein durchgehendes Aufwindgebiet aus. Bei Verschiedenheit der Wellenlänge beider Systeme kann sich in der Zwischenschicht im weiteren Lee eine wellenlose tote Strömung bilden. *Steinhauser.*

Sverre Petterssen. Contribution to the theory of convection. Geofys. Publ. Oslo **12**, Nr. 9, 23 S., 1939. Zur vollständigen Bestimmung der Stabilitätsverhältnisse von Luftmassen ist die Kenntnis der ursprünglichen Massenverteilung, der Natur der Störungen und des Dichtewechsels, der aus der Bewegung des Teilchens und der umgebenden Luftmassen resultiert, wesentlich. Verf. definiert eine Schichtung als stabil, wenn die ursprünglich ruhende Luft nach einem ihr erteilten Impuls in der Richtung dieses Impulses verzögert und als instabil, wenn sie beschleunigt wird. Nach einer Übersicht über die Stabilitätskriterien (absolute Stabilität, absolute Instabilität, bedingte Instabilität mit Unterteilung nach stabilem, pseudo-latentem und real-latentem Typ), die auf Grund der Betrachtung adiabatischer Vertikalverschiebungen eines Luftteilchens ohne Störung der Umgebung (parcel method) entwickelt werden, wird untersucht, wie diese Kriterien durch die Berücksichtigung der in der Umgebung des aufsteigenden Teilchens notwendigerweise auftretenden Vertikalbewegungen modifiziert werden. Den Ableitungen liegen die Annahmen zugrunde, daß in der in Betracht gezogenen Einheitsluftschicht (slice method) durch irgendwelche isobare Flächen gleichviel Masse nach oben wie nach unten transportiert wird, daß ursprünglich barotroper Zustand herrschte und daß die Temperaturänderungen adiabatisch erfolgen. Wenn die auf- und absteigenden Luftmassen ungesättigt oder beide gesättigt sind, wird die Gültigkeit der bekannten Stabilitätskriterien auch durch die neuen Annahmen nicht beschränkt. Die beiden Betrachtungsmethoden liefern aber verschiedene Beträge der verfügbaren Energie. Im Falle, daß gesättigte Luft aufsteigt, während die umgebende Luft trockenadiabatisch absinkt, liefert die neue Methode von den früheren abweichende Stabilitätskriterien. Es herrscht Stabilität, indifferentes Gleichgewicht oder Instabilität, wenn $\gamma - \gamma_m$ kleiner, gleich oder größer $(\gamma_d - \gamma)M'/M$ ist, wo $\gamma =$ der herrschende, $\gamma_m =$ der feuchtadiabatische und $\gamma_d =$ der trockenadiabatische Temperaturgradient und $M' =$ die Masse der aufsteigenden und $M =$ die Masse der absteigenden Luft. Ein Diagramm gibt die Möglichkeit, den Term, der die bei der Konvektion entwickelten Solenoide angibt, d. h. die verfügbare Energie, als Funktion von M'/M und $(\gamma - \gamma_m)/(\gamma_d - \gamma)$ zu berechnen. Aus der Tatsache, daß in der Umgebung eines aufsteigenden Teilchens absteigende Luftströmung herrschen muß, läßt sich die Existenz einer Selektion von Störungen ableiten. Es wird die Entwicklung konvektiver Strömungen aus einer bestimmten Schichtung und der Einfluß der Überlagerung einer leichten translatorischen Bewegung dargestellt

und gezeigt, daß die Divergenz im oberen Teil des aufsteigenden Stromes einen wesentlichen Stabilisierungsfaktor bildet. Auf Grund des in Einzelheiten dargestellten Bildes der konvektiven Strömungen und der Stabilitätsverhältnisse wird die Entwicklung der Cumulus humilis, der Cumulus congestus und der Cumulonimbus erklärt. *F. Steinhauser.*

J. Künner. Vertikalschnitte durch Kaltfronten. Meteorol. ZS. **56**, 249—263, 1939, Nr. 7. (Pütnitz.) Zur Untersuchung der Verhältnisse in der Nähe von Kaltfronten hochreichender Westdriftzyklonen wird für 17 Fälle in Schnitten senkrecht zur Front die isobare Temperatur- und Feuchteverteilung, die Verteilung der Bewölkung und die aus dem Wolken- und Feuchtefeld erschlossene mutmaßliche Vertikalzirkulation dargestellt. Als Maß für den Dichtevergleich der Luftmassen wird die virtuell-feuchtpotentielle Temperatur, das ist die zur jeweiligen virtuellen Temperatur gehörige feuchtpotentielle Temperatur eingeführt. Die Isoplethen der virtuell-feuchtpotentiellen Temperatur geben in den Schnitten eine Darstellung der Dichteverteilung in der Troposphäre, die für das Problem des Vorauseilens der Kaltluft in der Höhe wesentlicher ist als die durch die äquivalentpotentielle Temperatur gegebene Verteilung des Wärmeinhaltes. Im allgemeinen besteht an der Vorderseite der Kaltluft in vertikaler Richtung ein stetiger Übergang von warmer zu kalter Luft, ohne daß in der Höhe eine scharfe Grenzfläche festzustellen wäre. Wegen der Existenz einer breiten Übergangsschicht läßt sich die in der Höhe zuerst einsetzende Abkühlung, die in Untersuchungen von Ficker, Schedler und Dinies festgestellt worden war, durch eine Luftmassenanalyse nicht erkennen. *Steinhauser.*

D. Bakalow. Über die Transformation der Luftmassen. Beitr. Phys. freien Atmosph. **26**, 1—22, 1939, Nr. 1. (Sofia.) Je nach der Aktivität auf ihrem Wege werden die Luftmassen mehr oder minder stark umgewandelt. Es werden nach dem Grad dieser Umwandlung unterschieden: echte, relativ transformierte und absolut transformierte Luftmassen. Nach der absoluten Transformation bewegt sich die Luftmasse meist mehr oder minder entgegengesetzt zur ursprünglichen Richtung. An einzelnen Beispielen wird auf Grund von aerologischen Aufstiegen gezeigt, daß die relative Transformation dem ursprünglichen Wärmezustand der Luftmassen entgegenwirkt und daß dabei über Kontinenten Abtrocknung und Labilisierung (Kontinentalisierung) stattfindet. Die absolute Transformation der Luftmassen erfolgt meist in quasistationären Antizyklonen. An zwei Beispielen wird die Umwandlung kalter Luftmassen über Deutschland (7. bis 17. März 1935 und 7. bis 16. Juli 1935) in aerologischen Beobachtungsdaten und rechnerisch verfolgt und daraus ein allgemeines Schema der totalen Transformation abgeleitet. Durch den Einfluß der Bewegung der Luftmassen und durch den Bodeneinfluß entstehen bei der relativen Transformation Wirkungen von oben und von unten her, die vielfach entgegengesetzt sind und die Luftmassen in zwei Schichten teilen, die in der Gradientwindhöhe ihre gegenseitige Abgrenzung finden. Die Gradientwindhöhe bleibt als Sperrschicht zwischen dem Bereich der Erwärmung von unten her und der Erwärmung durch Absinken von oben her unter langsamem Absinken bei der absoluten Transformation erhalten. Parallel zur Hauptsperrschicht sinken auch die anderen internen Inversionen während der Umwandlung ab, die Temperatur und äquivalentpotentielle Temperatur steigt zu Beginn der totalen Transformation rasch und hernach langsamer bis zu einer Gleichgewichtstemperatur. Aus dem gesetzmäßigen Temperaturanstieg (eliptisch) scheint sich ein Maß für die Transformationsstufen entwickeln zu lassen. *Steinhauser.*

E. Ekhart. Zum Klima der freien Atmosphäre über USA. I. Die Temperaturverhältnisse. Beitr. Phys. freien Atmosph. **26**, 50—66, 1939,

Nr. 1. (Univ. Inst. kosm. Phys. Innsbruck.) Auf Grund der Ergebnisse von Flugzeugaufstiegen an 27 Stationen wird die Temperaturverteilung in Höhen von 2 bis 5 km über dem ganzen Gebiet der USA. für Sommer und Winter untersucht. In Karten und Schnitten werden dargestellt: Isothermen in 3000 m Höhe, meridionale und zonale Temperaturprofile, Isohypsen und Verteilung der Beträge der winterlichen Bodeninversion, Anomalien der Mitteltemperaturen von 2 bis 5 km Höhe, Verteilung der jährlichen Temperaturschwankung und Isohypsen der 0°-Isothermenfläche. Der Westen der USA. ist in allen Höhen wärmer als der Osten. (Einfluß der Hochfläche.) Die winterliche Bodeninversion steigt vom Osten von 0 m bis auf 2000 m Höhe im mittleren Westen und fällt weiter gegen die pazifische Küste wieder auf 0 m ab. Ihr Betrag ist im zentralen Norden mit 6° am größten. Im zonalen Profil verschieben sich die Temperaturmaxima im Sommer wie auch die Maxima der Jahresschwankung vom mittleren Westen mit der Höhe mehr nach Osten gegen das Landinnere. Im Sommer ist bis über 4000 m Höhe der Westrand des Kontinents wärmer als der Ostrand. Der kontinentale Einfluß scheint im Sommer bis nahe zur Tropopause im Winter aber nur bis 4 bis 5 km Höhe zu reichen. *Steinhauser.*

F. B. Groissmayr. 1936: Das Jahr höchster Kontinentalität in USA. Ann. d. Hydrogr. **67**, 368—379, 1939, Nr. 7. Im zentralen USA. war die Temperaturdifferenz zwischen Sommer 1936 und vorhergehendem Winter die seit Beginn der Beobachtungen bisher größte. Verf. gibt eine Beziehungsgleichung an, die die Grundlage zur Vorhersage der Wintertemperaturen im zentralen USA. auf Grund der Werte verschiedener Witterungselemente in vorhergehenden Monaten oder Jahren bildet. Eine besondere Rolle spielt bei seinen Voraussagen eine 24jährige Periode, für deren Existenz ebenso wie für die Existenz von 3- und 6- bis 7jährigen Perioden Belege gebracht werden. Es werden auch Beziehungsgleichungen zur Voraussage der Schwankungen von Wasserständen, von Hochwässern und der Sommertemperaturen mitgeteilt. *Steinhauser.*

A. M. Firesah. The distribution of wet-bulb potential temperature in four selected cyclones. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 397—410, 1939, Nr. 281. (Imp. Coll. Sc. and Technol.) Nach Serienaufstiegen an einer Station (Uccle 26. bis 28. Dez. 1928, 24. bis 25. Jan. 1935, 15. bis 17. Febr. 1935, Nesbyen 17. bis 19. Okt. 1935) wird die Verteilung der äquivalentpotentiellen Temperatur in Zyklonen untersucht. Das Bild, das aus der zeitlichen Folge der Aufstiege gewonnen wird, wird als Querschnitt durch die Zyklone aufgefaßt. An den Warmfronten drängen sich die Linien gleicher äquivalentpotentieller Temperatur in der Übergangszone. An der Kaltfront zeigen sich in dem System der Isolinien bis einige Kilometer hoch reichende nasenförmige Ausbuchtungen nach vorn oben in dem Sinne, daß in der unteren Schicht die äquivalentpotentielle Temperatur mit der Höhe abnimmt und darüber erst wieder zunimmt. In diesem Bereich herrscht meist latente Instabilität, die bereits bei geringer Hebung zur Auslösung gebracht werden kann. In Okklusionen haben die Linien gleicher äquivalentpotentieller Temperatur ausgesprochene V-Form. *Steinhauser.*

E. L. Hawke. Air temperatures at the Royal Observatory, Greenwich. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 455—457, 1939, Nr. 281. *Steinhauser.*

Felicja Huss. Sur les marches diurnes des différences des températures observées au Bureau Central et sur la Tour Eiffel. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 48—53, 1939, Nr. 123. (Polnisch mit franz. Zusammenf.) *Dede.*

Adam Kochański. Sur les variations de la température dans la troposphère et la tropopause. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 59—71, 1939, Nr. 125. Bei Verfolgung der Temperaturänderungen in verschiedenen Niveaus bis 5 km über Soesterberg nach übergreifenden Monatsmitteln zeigte sich zum Großteil in allen Höhen gleichsinniger, in einzelnen Abschnitten aber in verschiedenen Höhen entgegengesetzter Verlauf. Starke Abweichungen vom Mittel der Jahre 1921 bis 1935 sind in 5 km Höhe viel häufiger als in den unteren Schichten; $^2/_3$ dieser Abweichungen greifen bis zum Boden durch, was als Zeichen für die Beeinflussung der Änderungen von oben her gewertet wird. Nach Lindenberger Aufstiegen von 1905 bis 1931 findet sich ein Maximum der Jahresschwankung der Temperatur in 4 bis 8 km Höhe. Die Differenz der absoluten Temperaturextreme ist in 10 km Höhe mit 45,6° fast ebenso groß wie am Boden (46,3°), dazwischen aber bedeutend geringer. In Isoplethen werden die Abweichungen der Temperatur vom langjährigen Mittel für bestimmte Zeitabschnitte dargestellt und die Höhenverlagerung der Kerne größerer Abweichungen wie auch die Beziehung zwischen Abweichungen in höheren und niedrigen Schichten diskutiert. *Steinhauser.*

Waldemar Sauer. Über Singularitäten im Witterungsverlaufe von Leipzig. Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst **5**, Nr. 9, 40 S., 1938. (Geophys. Inst. Univ. Leipzig.) Die Untersuchung betrifft Tagesmittel und Extreme der Temperatur, Windrichtung, Druck und Niederschlag in der Periode 1885 bis 1914 und bezweckt im besonderen auch, zu klären, welche Singularitäten genügend Realität besitzen und welche von diesen in den einzelnen Jahren von der gleichen Verteilung der übrigen meteorologischen Elemente begleitet werden. Als Kriterium für die Realität der Singularitäten, das sich auch wahrscheinlichkeitstheoretisch begründen läßt, wird die Erfüllung folgender Bedingungen gefordert: 1. das Verhältnis der Häufigkeit von Werten über dem Sollwert zu den Werten unter dem Sollwert für den betreffenden Tag bzw. der reziproke Wert davon soll mindestens $A = 3/2$ sein und 2. ein solches günstiges Verhältnis A soll an mehr als drei aufeinanderfolgenden Tagen vorhanden sein. Aus dem Vergleich der Verhältniszahlen A mit Verhältniszahlen V, die das Verhältnis der Zahl der Temperaturerhöhungen gegenüber dem Vortag zur Zahl der Temperaturerniedrigungen geben, wird geschlossen, daß V zur Beurteilung der Realität der Singularitäten ungeeignet ist. Besonders hohe kollektive Temperaturabweichungen vom Sollwert müssen nicht unbedingt reelle Singularitäten darstellen. Als Singularitäten, die beide oben angegebenen Forderungen erfüllen, werden angeführt: Erwärmungen Ende Januar, Mitte Dezember, Anfang Juni und Anfang Oktober und Abkühlungen Mitte Juni, Mitte September, Anfang Juli, Mitte August und Mitte April. *Steinhauser.*

Otto Meißner. Über Scheinkorrelationen. Meteorol. ZS. **56**, 273—275, 1939, Nr. 7. (Potsdam.) Verf. bringt mehrere Beispiele (Golfstromeinfluß, Sonnenfleckeneinfluß, Eisheilige u. dgl.), die zeigen, daß Korrelationsfaktoren in verschiedenen Perioden so starke Unterschiede aufweisen können, daß sie sogar ihr Vorzeichen wechseln. Er führt dies auf Überlagerungen von Nebeneinflüssen zurück. *Steinhauser.*

Otto Meißner. Der März-Kälterückfall, nebst einem Zusatz über Wärmeperioden im März. Meteorol. ZS. **56**, 275—276, 1939, Nr. 7. (Potsdam.) Als Kälteperioden werden Folgen von mehr als drei besonders kalten Tagen gewählt. In Berlin dauern diese Kälterückfälle im März durchschnittlich 5,2 Tage und haben eine gegenüber dem März-Mittel um 4,1° tiefere Temperatur. Die Wärmeperioden dauern durchschnittlich ungefähr ebenso lang und bringen eine um 4,5° höhere Temperatur als das März-Mittel. Die Häufigkeit der Kälterückfälle ist im März doppelt so groß als die der Wärmeperioden. Auf besonders

intensive Märzwärme folgt nach etwa drei Wochen ein Kälterückfall um durchschnittlich 7°. *Steinhauser.*

Adam Kochanski. Sur les variations des différences mensuelles des hauteurs maxima et minima du baromètre, observées à Greenwich de 1900 à 1919. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 93—106, 1939, Nr. 128. (Polnisch mit französ. Zusammenf.) *Dede.*

Jan Tesla. Sur les anomalies mensuelles de la distribution de la pression atmosphérique, d'après les données du Réseau Mondial. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 144—209, 1939, Nr. 131. (Polnisch mit französ. Zusammenf.) Auf Grund der in den Réseau Mondial angegebenen Luftdruckwerte hat der Verf. für jeden Monat der Jahre 1910 bis 1921 für die ganze Erde Karten der Verteilung der Abweichungen des Luftdruckmittels vom Normalwert gezeichnet, von denen eine Auswahl (45) in der vorliegenden Arbeit veröffentlicht ist. Die in den einzelnen Karten in Erscheinung tretenden Besonderheiten werden besprochen. Die Kerne der negativen und positiven Abweichungen zeigen im allgemeinen keine Beziehung zur mittleren Druckverteilung. *Steinhauser.*

Lilian F. Lewis. The seasonal and geographical distribution of absolute drought in England. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 367—380, 1939, Nr. 281. In einer Voruntersuchung über Trockenzeiten wurde gefunden, daß sie verhältnismäßig sehr selten sind. Daher wählte man für weitere Untersuchungen 6 Stationen (Durham, Rothamsted, Oxford, London, Stonyhurst, Liverpool) mit langjährigen fortlaufenden Aufzeichnungen, die sich über 80 bis 95 Jahre erstrecken, und 3 weitere Stationen (Woburn, Totland Bay, Newquay), deren Aufzeichnungen über 43 bis 52 Jahre reichen. Unter einer Periode absoluter Trockenheit wird dabei ein Zeitraum von mindestens 15 Tagen verstanden, wobei an keinem dieser Tage eine größere Regenmenge als 0,01 in. vorkommen darf. Alle unter diese Definition fallenden Trockenzeiten werden von diesen Stationen mit ihrer Dauer angegeben. Aus dieser Zusammenstellung ergeben sich drei auffallende Tatsachen: 1. Die Anzahl dieser Trockenzeiten im südöstlichen England und im südlichen Teil des englischen Binnenlandes ist bedeutend größer als im nordöstlichen England, obwohl im Durchschnitt die jährliche Regenmenge in diesen Gebieten beinahe gleich ist. 2. In Liverpool kommen solche Trockenzeiten in viel größerer Anzahl vor als in dem nahe gelegenen Stonyhurst. 3. Die Anzahl der Perioden absoluter Trockenheit an der Südostküste Englands ist viel größer als an der Südwestküste. — Um den jahreszeitlichen Einsatz der Trockenzeiten zu untersuchen, wurden die Aufzeichnungen in der Weise analysiert, daß man zählte, wie oft jeder einzelne Tag des Jahres in eine Zeit absoluter Trockenheit fiel. Die Ergebnisse wurden für jede der 9 Stationen graphisch dargestellt mit den Tagen des Jahres als Abszisse und der Anzahl der Fälle absoluter Trockenheit als Ordinate. An Hand dieser Darstellungen wurden die Ergebnisse eingehend erörtert. Zum Schluß wird noch eine Zusammenstellung gebracht, in der die Häufigkeit der Tage, die einer Periode absoluter Trockenheit angehören, gut zum Ausdruck kommt. *Krestan.*

Fritz von Kerner. Zur Darstellung der eiszeitlichen Strahlungswechsel durch Äquivalente der Sonnenlänge. Meteorol. ZS. **56**, 279, 1939, Nr. 7. (Wien.) *Steinhauser.*

Jan Roesch. Heures de soleil en Suisse. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 210—219, 1939, Nr. 132. (Polnisch mit französ. Zusammenf.) *Dede.*

Otto Hoelper. Atmosphärische Trübungs- und Wasserdampfbestimmungen nach Filtermessungen der Sonnenstrahlung.

Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst **5**, Nr. 10, 49 S., 1939. (Meteorol. Obs. Potsdam.) An einem großen Meßmaterial der Sonnenstrahlung (Messungen von Potsdam 1932 bis 1936; von Aachen, Schömberg, Davos und Zugspitze während des Polarjahres 1933/34) wird die Auswertung bezüglich des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre unter Zuhilfenahme des Ångströmschen Trübungskoeffizienten β durchgeführt. Ein Vergleich mit den aerologisch gewonnenen Wasserdampfwerten zeigt unter durchschnittlichen Verhältnissen befriedigende Übereinstimmung; in Einzelfällen treten jedoch starke Abweichungen auf, die auf ein Abweichen der atmosphärischen Extinktion von dem von Ångström angenommenen Gesetz $\lambda^{-1,3}$ hinweisen. Die Abweichungen werden durch ein empirisch aufgestelltes Korrektionsschema, das auf der Korrelation zwischen den Differenzen der aerologischen und der aus Strahlungsmessungen folgenden Wasserdampfwerte einerseits und denen der jeweils für Gesamtstrahlung und Rotstrahlung (*R G* 2) getrennt ermittelten Trübungskoeffizienten andererseits beruht, weitgehend beseitigt. Die Gewinnung dieser Korrelationskurve und die hierdurch erreichte Angleichung der Ergebnisse aerologischer und aus Strahlungsmessungen folgender Wasserdampfwerte wird für Potsdam an einer vollständigen Jahresreihe demonstriert. *H. Israël.*

Edgar Meyer, F. Müller und **K. Zuber.** Über den Nachweis der ultravioletten Sonnenstrahlung bei $\lambda = 2150$ Å. Helv. Phys. Acta **12**, 415—420, 1939, Nr. 5. (Phys. Inst. Univ. Zürich.) Verff. nehmen kritisch Stellung zum Nachweis der Sonnenstrahlung bei 2150 Å durch Kiepenheuer. Der „Nachweis" beruht bekanntlich auf der Differenzbildung der Stoßzahlen eines Lichtzählers hinter einem auf die betr. Wellenlänge eingestellten Einfachmonochromator ohne und mit Streulichtfilter. An einem Tag, an dem Kiepenheuer die Strahlung auf diese Weise nachwies, betrugen nach den gleichzeitigen Messungen der Verff. die Schwankungen der Zählrohrstöße ohne Streulichtfilter während der betr. Meßintervalle 53, 102, 177 und 114 %. Diese weit außerhalb der statistischen Schwankungen liegenden Änderungen führen zu dem Schluß, daß die Kiepenheuerschen Ergebnisse „ganz unzuverlässig sind". — Die beobachteten Schwankungen sind in plausibler und der Größenordnung nach zutreffender Weise durch die von Barbier und Chalonge wahrscheinlich gemachten Ozonwolken zu deuten. *H. Israël.*

W. W. Spangenberg. Himmelsblau-Schätzungen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 436—438, 1939, Nr. 8. Kurze statistische Zusammenfassung von rund 500 Himmelsblau-Bestimmungen mittels der Linkeschen Blauskala in Schwerin (1937/38). Ein Überwiegen der ungeraden Ziffern, wie es Lettau und Schindler finden, zeigt sich nicht. Ein schwacher Tagesgang mit einem Minimum um Mittag ist angedeutet. Der Windrichtungseinfluß ist angesichts der Küstennähe sehr deutlich ausgeprägt. Hohe Blaustufen bei See-, niedere bei Landwind. Der Jahresgang ist im wesentlichen einfachperiodisch mit einem Maximum im Winter und einem Minimum im Sommer. Teilmaxima im Mai und Oktober sind angedeutet. Ein ähnlicher Jahresgang ergibt sich in Travemünde. Die Podersamer (Schindler) und Tabarzer Reihen (Grimm und Müller) zeigen das Maximum der Himmelsbläue in der warmen Jahreszeit. *H. Israël.*

A. Hammad and **S. Chapmann.** The primary and secondary scattering of sunlight in a plane-stratified atmosphere of uniform composition. Phil. Mag. (7) **28**, 99—110, 1939, Nr. 186. (Dep. Math. Univ. Cairo; Coll. Sc. Technol London.) Ableitung einer strengen Lösung für die primäre und sekundäre Zerstreuung des Sonnenlichtes in der Atmosphäre unter gewissen vereinfachenden Annahmen über den Aufbau der Atmosphäre und unter Vernach-

lässigung von Energieumsatz zu anderer Wellenlänge (Absorption und Gegenstrahlung). Eine Fortsetzung und Verallgemeinerung wird in Aussicht gestellt. *H. Israël.*

G. R. Miczaike. Schwankungen der ultravioletten Sonnenstrahlung. ZS. f. Astrophys. 18, 151—154, 1939, Nr. 2. (Berlin-Tempelhof.) Der jährliche Gang der Ultraviolettstrahlung der Sonne wird an Hand der Mt-Wilson-Messungen 1933 bis 1938 besprochen. Die Intensität ist einheitlich in den Sommermonaten um etwa 14 % höher als in den Wintermonaten. Dieser Gang kann jedoch nicht für einzelne Schwankungen bis zu 40 % verantwortlich gemacht werden. Es wird vermutet, daß hier meteorologische Zustandsänderungen der Atmosphäre mitspielen, die durch das Reduktionsverfahren nicht berücksichtigt wurden. Insbesondere wird auf die Verfrachtung tropischer feuchter Luft in höhere Breiten und den Zusammenhang mit den Luftdruckänderungen hingewiesen. *Ehmert.*

M. W. Chiplonkar. The ultra-violet end of the solar spectrum. Current Science 8, 312—313, 1939, Nr. 7. (Poona.) Da die Möglichkeit besteht, daß die Ozonbildung und damit die Absorption im ultravioletten Teil des Sonnenspektrums in den Tropen geringer ist, als in den gemäßigten Zonen, hat der Verf. das kurzwellige Fraunhofer-Spektrum in Poona-Indien untersucht. Es wurde ein Spektrograph mit einfacher Zerlegung benutzt, bei dem jedoch Streulicht durch sorgfältige Abblendung vermieden wurde. Es gelang mit kleiner Dispersion 2874 Å zu erreichen im Gegensatz zu den besten bisher vorliegenden Aufnahmen von Fabry und Buisson, die nur 2912 Å erreichten. *Frerichs.*

G. Aliverti. Sul falso sole osservato il 30 gennaio 1939. Atti di Torino **74**, 273—275, 1939, Nr. 3. (Pavia.) Es wird über einen seltenen Fall eines Sonnenhalos berichtet, der am 30. Januar 1939 in Piemont beobachtet wurde, und dessen Erscheinungen durch die Theorie der in der Luft suspendierten und orientierten Eiskristalle auch quantitativ erklärt wird. Abschließend wird noch auf einige frühere Halobeobachtungen eingegangen. *Schön.*

H. L. Wright. Atmospheric opacity: A study of visibility observations in the British Isles. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 411—439, 1939, Nr. 281. Nach Erläuterung der komplexen Natur des Extinktionskoeffizienten und der Beziehung der Sichtweite V zum Extinktionskoeffizienten wird als Beziehungsgleichung zwischen der von Gold als praktische Einheit für das Opazitätsmaß oder die „Verdunkelungskraft" eingeführte „Nebel"-Größe n und der Sichtweite V unter Annahme einer Kontrastschwelle von $\varepsilon = 0{,}02$ abgeleitet $n\,V = 57$. Das heißt 1 neb/km entspricht einer Sichtweite von 57 km. Auf Grund dieser Beziehung werden aus den gewöhnlichen Sichtbeobachtungen Mittelwerte der Opazitätsgröße für verschiedene Jahres- und Tageszeiten an einzelnen britischen Stationen berechnet. Darauf begründet der Verf. eine Klassifikation der Stationen nach den Sichtverhältnissen. Im Durchschnitt ist die Opazitätsgröße oder Verdunkelungsgröße am Nachmittag im Winter an Küstenstationen kleiner als an Inlandstationen, während es im Sommer umgekehrt ist. Die Verdunkelungsgröße setzt sich zusammen aus Anteilen der molekularen Zerstreuung (0,2), der Wirkung von Salzkernen (O_s), der Wirkung von das ganze Jahr hindurch vorhandenen und hauptsächlich durch Verbrennungsprozesse erzeugten Teilchen (O_p) und der Wirkung der im Winter noch dazu vorhandenen durch Heizung erzeugten Teilchen (O_h). Aus den durchschnittlichen Jahres- und Tagesgängen der Verdunkelungsgröße bei klarem Wetter ($V = 5$ bis 9) wird geschlossen, daß der Beitrag von O_s 3,1 neb/km, der von O_p am Morgen 1,5 bis 4,4 neb/km (am Nachmittag durch Konvektion bis auf 1,2 reduziert) und der von

O_h 0,2 bis 2,7 neb/km ausmacht. Bei nebeligem Wetter ($V = 0$ bis 4) ist die Verdunkelungsgröße 20 bis 30 mal größer als bei klarem Wetter; der Beitrag von O_s steigt auf das 40fache (Zunahme der Kerndurchmesser auf das 5fache), der von O_v auf das 5fache und der von O_h auf mehr als das 50fache (Konzentration der Teilchen in den unteren Luftschichten). Es wird geschlossen, daß Meersalzkerne viel größer sind als die Kerne aus Verbrennungsprodukten (ihre trübende Wirkung ist viele 1000 mal größer). Nach theoretischen Erwägungen wird die Abhängigkeit der Größe von Salzkernen und Kernen aus Verbrennungsprozessen und die Abhängigkeit der Verdunkelungsgröße von der relativen Feuchtigkeit für beide Kernarten abgeleitet (gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen aus Kew). Im Anhang sind Faktoren abgeleitet, die einen Vergleich der Sicht von reflektierenden Objekten gegen Himmels- oder Landhintergrund mit der Sicht eines schwarzen Körpers ermöglichen. Ferner wird die Zunahme der Verdunkelungsgröße bei Niederschlägen berechnet. *Steinhauser.*

F. E. Dixon. Variations of solar radiation. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 383—384, 1939, Nr. 281. Eine nähere Untersuchung der Änderungen der magnetischen Charakterzahlen an Tagen, die auf eine plötzliche Änderung der Solarkonstante folgten, ergab eine offenbare Beziehung zwischen der magnetischen Aktivität und dem regulären Steigen und Fallen der Solarkonstante. Die Änderungen der magnetischen Charakterzahlen sind an den ersten beiden Tagen nach Beginn der Änderung der Solarkonstante merklich und dauern nur so lange, als sich die Solarkonstante ändert. Die Vorzeichen der Änderungen der magnetischen Aktivität und der Solarkonstante stimmen nicht immer überein. *Krestan.*

Brian O'Brien. Refinements in atmospheric transmission measurement for solar constant determination. Phys. Rev. (2) **55**, 1142, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Rochester.) Es wurde ein Meßgerät aus Sperrschichtphotozellen mit Filtereinrichtung zur Messung der direkten Sonnenstrahlung in zwei Spektralbereichen im Ultraviolett und im Rot vom Flugzeug aus entwickelt. Durch synchrone Messungen vom Boden aus kann die Durchlässigkeit der Luft im Bereich zwischen Flugzeug und Boden genau bestimmt werden. Auf diese Art können die Unsicherheiten bei Bestimmung der Solarkonstante infolge von Änderungen der Durchlässigkeit der Atmosphäre während der Durchführung des Meßsatzes wesentlich herabgemindert werden, da es damit möglich ist, die Schwankungen der Durchlässigkeit, die gerade in den unteren Schichten am größten sind, zu kontrollieren. *Steinhauser.*

E. V. Appleton and **K. Weekes.** On lunar tides in the upper atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) **171**, 171—187, 1939, Nr. 945. (Cavendish Lab. Cambridge.) Verff. diskutieren die Gezeiten durch Sonne und Mond und finden durch Reflexionsbeobachtungen mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0,5 km, daß der Mond in der Höhe der *E*-Schicht (90 km) eine Gezeitenamplitude von 1 km erzeugt, deren Maximum etwa $^3/_4$ Stunde vor dem Monddurchgang liegt. Die Formel lautet $\Delta h = 0{,}93 \sin(2t' + 112^0)$ km. Diese Gezeitenkurve läuft in ihrer Phase gleich mit der am Boden beobachteten. *Riewe.*

Walter Knoche. Große Niederschlagswerte in Argentinien. Meteorol. ZS. **56**, 319, 1939, Nr. 8. (Buenos Aires.)

Wacław Wiszniewski. Les variations de la pluie dans l'Inde: années 1910 à 1924. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 20—34, 1939, Nr. 120. (Polnisch mit franz. Zusammenf.)

Henryk Arctowski. Variations pleionales des niveaux moyens du Mississippi et de ses affluents. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 35—42, 1939, Nr. 121.

W. Tylczak et E. Kapuścińska. Distribution géographique des p. c. mensuels de la pluie dans l'Inde. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 54—58, 1939, Nr. 124. (Polnisch mit franz. Zusammenf.)

Wacław Wiszniewski. Variations des précipitations atmosphériques sur la Jamaïque. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 107—118, 1939, Nr. 129. (Polnisch mit franz. Zusammenf.)

Stanisław Tyczynski. Notice concernant les variations diurnes des précipitations atmosphériques. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 220—229, 1939, Nr. 133. (Polnisch mit franz. Zusammenf.) *Dede.*

P. Perlewitz, mit einem Beitrag von **J. Powel.** Beaufortskala und lineare Windskalen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 379—394, 1939, Nr. 7. Im Anschluß an Betrachtungen über die historische Entwicklung werden in einer Tabelle die wichtigsten bisher vorgeschlagenen Reihen der Überführung von Beaufort-Graden in m/sec oder km/Stunde zusammengestellt. Als allgemeine Gleichung für die Beziehung zwischen Beaufort-Größen (B) und Windgeschwindigkeit (v) wird abgeleitet: $v = c_1 (B + 0{,}5)\, c_3$, wo c_1 und c_3 sich aus den Hauptskalen ergeben. Die internationale Skala wird recht gut durch $v = 0{,}695\ (B + 0{,}35)^{1{,}5}$ wiedergegeben. Eine Diskussion der verschiedenen teilweise linearen oder voll-linearen Reihen zeigt, daß die nach der Gedächtnisregel von Perlewitz entwickelte Reihe, die bis $B = 7$ linear ist, darüber aber in eine Kurve übergeht, der internationalen Reihe am besten entspricht. Die voll-linearen Reihen tragen dem psychologischen Vorgang der Schätzung und damit dem Wesen der Beaufort-Skala nicht Rechnung. *Steinhauser.*

Agostino Puppo. La grandine. S.-A. Conf. Bologna Comm. Intersindacale Periti Grandine April 1938, 23 S. Ein ausführlicher Bericht über die Erscheinung des Hagels mit zahlreichem statistischen Material und einer Übersicht über die heute allgemein angenommene Theorie seiner Entstehung. *Schön.*

Henryk Arctowski. Remarques concernant les ombropleions observés de 1901 à 1910 dans les pays Scandinaves, en Russie et dans l'Inde. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 1—19, 1939, Nr. 119. Verf. hat die Verteilung der Gebiete mit über- bzw. unternormalen Niederschlägen in jedem der Jahre 1901 bis 1910 in Eurasien in Karten dargestellt. Aus diesen Karten ist ersichtlich, daß die Gebiete mit abnormalen Niederschlägen in bestimmten Streifen angeordnet sind, die in den einzelnen Jahren verschieden gelagert sind, keine Beziehung zur Bodenkonfiguration zeigen und eine Erklärung nach den Vorstellungen über die Änderungen der allgemeinen Zirkulation nicht zulassen. Daraus wird geschlossen, daß die Ursachen für diese Verteilung der Abweichungen der Niederschlagsmengen, die sich ähnlich auch in Darstellungen der Niederschlagsabweichungen der Monatswerte in USA. in streifenweiser Anordnung zeigen, nicht in den unteren, sondern in den höheren Atmosphärenschichten zu suchen sind. *Steinhauser.*

H. Reinhardt. Ein Beitrag zum Problem der hohen Hinderniswolken. Beitr. Phys. freien Atmosph. **26**, 23—36, 1939, Nr. 1. (Wetterflugstelle Breslau.) Verf. zeigt in schönen Aufnahmen die Entwicklung und blätterige Struktur der Moazagotl-Hinderniswolke und weist auf die verschiedenen Erscheinungsformen bei anscheinend gleicher Föhnwetterlage hin. Aus einem Vergleich der Wetterlage und des aerologischen Zustandes der Atmosphäre an Tagen mit hoher Hinderniswolke (4 bis 9 km) und an Tagen mit nur niedrigen Wellenformen wird geschlossen, daß es zur Entstehung der hohen Hinderniswolke nur bei in allen Höhen gleichmäßig starker, feuchtlabil geschichteter Strömung, die möglichst senk-

recht zum Gebirgskamm weht, kommen kann. Auf Grund von Windregistrierungen in Bad Warmbrunn wird die Entwicklung der Turbulenzzone, die an Tagen mit hochreichendem Wellensystem in den untersten Schichten bis etwa 700 m Höhe sich findet, erörtert. Im Gegensatz zur turbulenten Bodenschicht bilden sich in der Höhenströmung die ganze Troposphäre erfassende Wellen von 6 bis 10 km Länge und 100 bis 500 m Amplitude aus, die in Meteorographenaufzeichnungen bei Horizontalflügen schön zum Ausdruck kommen. Als primäre Entstehungsursache der hohen Hinderniswellen wird eine vertikale Strömungsdivergenz nach Überschreiten des Kammes, die zu Druckerniedrigungen bis zu großen Höhen führt, vermutet. Die Ausbildung der Hinderniswelle wird durch Koppelung der Ursprungswelle mit gleichartigen internen Wellen an atmosphärischen Grenzflächen begünstigt. *Steinhauser.*

W. Peppler. Zur Kenntnis der Fallstreifen. Beitr. Phys. freien Atmosph. **26**, 37—49, 1939, Nr. 1. (Aerol. Obs. Friedrichshafen.) Nach Beobachtungen bei Flugzeugaufstiegen bis 5000 m Höhe betrugen die Mitteltemperaturen an der Obergrenze der Mutterwolke — 15,5°, an ihrer Untergrenze —8,5° und am unteren Ende der Fallstreifen — 2,5°. Fallstreifen finden sich am häufigsten, wenn die Temperatur der Obergrenze der Mutterwolke unter der Sublimationstemperatur, das ist unter — 12° liegt. In anderen Fällen handelt es sich um aus höheren Schichten in die Mutterwolke hineinfallende Eisteilchen oder Sublimationskerne. Im Durchschnitt betrug der vertikale Temperaturgradient im Bereich der Fallstreifen 0,70 und in der Mutterwolke 0,63°. Die Mittelwerte der relativen Feuchtigkeit betrugen an der Obergrenze der Mutterwolke 82, an ihrer Untergrenze 71 und am unteren Ende der Fallstreifen 63 %, das ist 7 bzw. 21 und 32 % unter der Sättigungsfeuchtigkeit, so daß bei Berücksichtigung der Ungenauigkeit der Feuchtemessungen anzunehmen ist, daß an der Obergrenze der Mutterwolke annähernd Eissättigung herrscht. Die Untergrenze der Mutterwolke lag im Durchschnitt in 3,3 km Höhe. Die Dicke der Mutterwolke betrug durchschnittlich 0,84 und die Länge der Fallstreifen durchschnittlich 0,75 km. Die Mutterwolken haben am häufigsten Ac- oder As-Form. *Steinhauser.*

Karl O. Lange. Vereisungsmessungen mit der Harvard-Radiosonde. Beitr. Phys. d. freien Atmosph. **25**, 241—250, 1939, Nr. 4. (Hill Meteorol. Obs. Harvard Univ.) Im Dezember 1936 und in den zwei folgenden Jahren wurden regelmäßig Aufstiege mit der Harvard-Radiosonde gemacht. Es zeigte sich, daß sie zuverlässige und genaue Ergebnisse liefert. Aus den Registrierungen wurden drei herausgegriffen, von denen zwei an Tagen aufgenommen wurden, an denen Vereisung auftrat. Aus den Druckkurven, die ein Maß für die Höhenänderungen der Sonde geben, sieht man, daß die Sonde so lange steigt, bis Vereisung eintritt. Die Auswertungen lassen weiter erkennen, daß die Vereisung die Steigegeschwindigkeit sehr stark beeinflußt und schnelle Abstiege von mehreren hundert Metern veranlaßt. Nach dem Schmelzen des Eises ist wieder ein Anstieg zu beobachten. Die Höhenänderungen geben das Vorhandensein der Vereisung an und man kann daraus den Betrag der Vereisung in der Atmosphäre berechnen. In den beiden angeführten Beispielen war der Eisansatz von der Größenordnung 1 kg. Die Vereisung fand in kurzer Zeit bei positiven Temperaturen statt und die Feuchtigkeit betrug bedeutend weniger als 100 %. Da die Luft nicht mit Wasserdampf gesättigt war, ist es klar, daß die Vereisung nicht nur durch unterkühlte Tröpfchen erklärt werden kann, sondern vor allem durch Verdunstung der Tröpfchen, die auf dem Ballon haften bleiben. Es ist noch nicht genug Material vorhanden, um das Vereisungsproblem eindeutig zu lösen und um feste Schlüsse auf die Abhängigkeit der Vereisung von anderen meteorologischen Faktoren zu ziehen. Es ist daher

eine Reihe von Spezialaufstiegen an solchen Tagen geplant, an denen Vereisung eintreten kann. Diese Untersuchungen sollen noch durch Beobachtungen und Messungen auf dem 2000 m hohen Mt. Washington Observatorium ergänzt werden. *Krestan.*

P. Raethjen. Warum virtuell-feuchtpotentielle Temperatur in Vertikalschnitten? Meteorol. ZS. **56**, 263—265, 1939, Nr. 7. (Hamburg.) Das Auf- oder Abgleiten von Luftmassen wird wesentlich durch die isobaren Dichteunterschiede bestimmt, die nicht nur von der Temperatur allein abhängen. Der Einfluß der Feuchtigkeit kann dadurch erfaßt werden, daß an Stelle der Temperatur die virtuelle Temperatur verwendet wird. Um aber in Vertikalschnitten die isobaren Unterschiede deutlich werden zu lassen, müssen die diese wegen ihrer größeren Beträge überdeckenden anisobaren vertikalen Unterschiede der virtuellen Temperatur dadurch ausgeschaltet werden, daß virtuell-feuchtpotentielle Temperaturen in Betracht gezogen werden. Isobare Dichteunterschiede kommen dann in den Vertikalschnitten dadurch zur Geltung, daß die Isoplethen der virtuell-feuchtpotentiellen Temperatur steil geneigt sind. Wo in den Schnitten die Isoplethen virtuell-feuchtpotentieller Temperatur senkrecht verlaufen, herrscht indifferentes Gleichgewicht für Wolkenluft. Diese senkrechten Isoplethen stellen bevorzugte Bahnen für Vertikalbewegungen der Wolkenluft dar und sie finden sich, wie die Vertikalschnitte von Künner zeigen, in den Kaltfronten allgemein. Äquivalentpotentielle Temperaturen sind kein Maß für isobare Dichteunterschiede sondern nur für den Wärmeinhalt der Luftmassen und können daher zur Bestimmung der Herkunft der Luftmassen zweckmäßig Verwendung finden, nicht aber dort, wo es auf isobare Dichteunterschiede ankommt, also bei allen hydrodynamischen Fragestellungen und damit auch bei der Wellentheorie der Zyklonen. Bei geringen isobaren Feuchteunterschieden unterscheiden sich die Isoplethen äquivalentpotentieller Temperatur nicht viel von denjenigen der virtuell-feuchtpotentiellen Temperatur. *Steinhauser.*

L. Egersdörfer. Feuchtadiabaten und potentielle Äquivalenttemperatur. Meteorol. ZS. **56**, 269—271, 1939, Nr. 7. (Berlin.) Verf. zeigt, daß die Linien konstanter potentieller Äquivalenttemperaturen und die Fjeldstadschen Pseudoadiabaten für praktische Bedürfnisse als identisch angesehen werden können. Nach seinen Berechnungen können auch für genauere Abschätzungen exakte Vergleiche durchgeführt werden. *Steinhauser.*

W. W. Spangenberg. Einige Schwüle-Beobachtungen. Meteorol. ZS. **56**, 279—280, 1939, Nr. 7. (Schwerin i. M.) Bei Windstärken von 2 bis 3 m/sec wurde Schwüle bei folgenden Temperaturen und Feuchtigkeiten empfunden:

Temperatur in °C	18 - 20	20—22	22—24	24—26	26—28
Relative Feuchtigkeit in % . .	96	87	77	68	61

Größere Windgeschwindigkeiten beseitigen die Schwüleempfindung. *Steinhauser.*

R. G. Ruyssen. Over de bestendigheid en de eigenschappen der Aërosolen. Natuurwetensch. Tijdschr. **21**, 159—170, 1939, Nr. 6. (Lab. Artsenijbereidk. Univ. Gent.) Zusammenfassender Bericht über die Eigenschaften von Aërosolen, ihre Herstellung und Beseitigung mit Anwendung auf die Vernebelungs- und Kampfstoffe. *H. Israël.*

A. Vassy and E. Vassy. Temperature of the stratosphere in high latitudes. Nature **144**, 284, 1939, Nr. 3641. (Lab. Phys. Sorbonne, Paris.) Verff. vergleichen eigene Messungen (St. Cyr, 48° 47′ N) mit denen von Rolf (Abisko, 68° 20′ N, Med. Statis Metz-Hyd. Anst. **5**, 1932) und von Barbier, Chalonge und E. Vassy (Abisko) und zeigen die jährliche Variation des Temperaturver-

laufs. Im Sommer steigt die Temperatur oberhalb der Tropopause an, im Winter nimmt sie mit der Höhe weiterhin ab; die Differenzen nehmen also mit der Höhe zu. Verff. diskutieren die Ursache dieser Differenzen; sie sind wahrscheinlich durch die wechselnde Sonnenstrahlung verursacht. *Rieve.*

E. Kidson. Water vapour in the stratosphere. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 454—455, 1939, Nr. 281. (Meteorol. Office Wellington, N. Z.) Bemerkungen zu einer Arbeit von D. Brunt in Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **64**, 1938, Nr. 276. *Steinhauser.*

Henryk Arctowsky. Soleil, climats, récoltes. Conférence au sujet des causes et des effects des variations climatiques. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 119—143, 1939, Nr. 130. Vortrag über Sonnenaktivität und Klima mit Anwendungen auf die Ernteerträge. *H. Israël.*

C. Reinsberg. Eine wahrscheinlichkeitstheoretische Betrachtung über den Stumpffschen Isotropievektor. Meteorol. ZS. **56**, 281—283, 1939, Nr. 7. (Bonn.) *Steinhauser.*

David Lloyd. Evaporation over catchment areas, II. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 385—389, 1939, Nr. 281. Verf. hat eine Formel zur Bestimmung der durch Verdunstung verursachten Verlustmenge des Wassers eines bestimmten Flußgebietes entwickelt: $L = 0{,}57\,R^{0{,}87} + 1{,}10\,(T - 48) + 0{,}006\,(S - 1{,}450) + G$, wo R die jährliche Niederschlagsmenge in Zoll, T die mittlere Temperatur in ^0F, S die jährliche Sonnenscheindauer in Stunden und G der Verlust durch Percolation im Boden, der von der geologischen Formation abhängt, ist. Nach dieser Formel werden in der vorliegenden Arbeit die Verlustmengen für die norditalienischen Flußgebiete berechnet. *Steinhauser.*

Fritz Gassmann. Geophysikalische Methoden und ihre Anwendung auf die Baugrundforschung. S.-A. Schweiz. Techn. ZS. 1938, 9 S. (T. H. Zürich.) Eine durch zahlreiche Abbildungen sehr anschaulich gehaltene Übersicht aller geophysikalischen Methoden, welche für die Baugrundforschung nutzbare Ergebnisse liefern und liefern können. *Schmerwitz.*

F. Gaßmann. Zur Watsonschen Methode der Auswertung geoelektrischer Widerstandsmessungen. S.-A. Beitr. z. angew. Geophys. **7**, 347—349, 1939, Nr. 4. (Aarau/Schweiz.) Ergänzende Bemerkungen und Berichtigungen zu einem Verfahren der geoelektrischen Widerstandsmessung bei Voraussetzung planparalleler Schichten gleicher Dicke nach Watson. *Schmerwitz.*

F. Hoyle and **R. A. Lyttleton.** The effect of interstellar matter on climatic variation. Proc. Cambridge Phil. Soc. **35**, 405—415, 1939, Nr. 3. (St. John's Coll. Cambridge.) Verf. nehmen als Entstehungsursache für die Klimaschwankungen — die Eiszeiten und die dazwischen liegenden warmen Perioden — den Durchgang des Sonnensystems durch Wolken interstellarer Materie an. Da während eines solchen Durchgangs Materie von der Sonne eingefangen wird, wächst infolgedessen der Betrag der Sonnenstrahlung. Das prozentuale Anwachsen der Sonnenstrahlung ist proportional der Dichte der Dunkelwolke und umgekehrt proportional der 3. Potenz der Relativgeschwindigkeit Sonne—Wolke. Da während einer Eiszeit der Niederschlag an Schnee und damit auch die Verdampfung anwachsen muß, ist hierfür auch ein geringes Anwachsen der Sonnenstrahlung erforderlich. Bei tieferem Eindringen in die dichteren, zentralen Gebiete der Dunkelwolke setzt dann weiter erhöhte Sonnenstrahlung ein, wodurch die Eisperiode durch eine warme Periode abgelöst wird. Verff. schätzen den Wirkungsquerschnitt der Sonne gegenüber der interstellaren Materie und die Menge der eingefangenen

Materie ab. Unter der Annahme einer Relativgeschwindigkeit Sonne—Wolke von 20 km/sec ergibt sich der Wirkungsquerschnitt zu 1000 Sonnenradien. Mit einer Dichte der interstellaren Materie von 10^{-18} g/cm³ erhalten Verff. dann die zur Deutung der Klimaschwankungen erforderlichen Schwankungen der Sonnenstrahlung. Relativgeschwindigkeit Sonne—Wolke und Dichte der Wolke sind mit der prozentualen Zunahme der Energieausstrahlung in der obengenannten Weise gekoppelt. Eine Abschätzung der Minimumzeit, die die Sonne zur Durchquerung einer Wolke benötigt, und der Gesamtmasse der Dunkelwolke auf der Grundlage der obigen Dichte- und Geschwindigkeitswerte liefert befriedigende Übereinstimmung mit dem geologischen und astronomischen Beobachtungsbefund. — Schließlich wird gezeigt, daß während des ganzen Vorganges der Massenzuwachs der Sonne so gering bleibt, daß ihre Leuchtkraft nach dem Durchgang durch eine Dunkelwolke wieder den ursprünglichen Wert annehmen muß. *Lambrecht.*

Peter Lautner. Wetterdienst und Ballistik. Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst **5**, 3—10, 1939, Nr. 11. Verff. gibt eine kurze Darstellung der Formeln der äußeren Ballistik, und hebt besonders den Einfluß der durch das Wetter bedingten Faktoren — Luftdichte, Temperatur, Wind usw. — hervor. Für ein leichtes und schweres Flakgeschütz werden die Einflüsse auch tabellarisch angezeigt. *Seitz.*

Volker Fritsch. Die wissenschaftliche Deutung des Wünschelruteneffektes. Berg- u. Hüttenw. Monatsh. Loeben **87**, 153—157, 1939, Nr. 8. Verf. untersucht das Wünschelrutenproblem kritisch und berichtet von Parallelversuchen von Rutengängern und objektiv physikalischen Untersuchungen des Bodens (Funkgeologie). Weitere Versuche in dieser Richtung sind erwünscht. *Dede.*

E. J. Salisbury. Ecological aspects of meteorology. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 337—358, 1939, Nr. 281. Es wird die oft von Art zu Art verschiedene Beziehung zwischen den physiologischen Prozessen des Pflanzenlebens und der Temperatur behandelt. Extreme und mittlere klimatische Verhältnisse werden im Hinblick auf ihren Einfluß auf das Bestehen und Gedeihen der Pflanzenarten besprochen. Die geographische Verteilung der Pflanzenarten wird bis zu einem beträchtlichen Ausmaß durch die Extremtemperaturen bestimmt. Der Einfluß der Bodenbedeckung kommt unter anderem in der Temperatur des Bodens und der darüberliegenden Luftschicht zum Ausdruck. Auf die Bedeutung von Fallwinden für die Temperatur hinsichtlich des Pflanzenlebens wird kurz hingewiesen. Die Wirkung der täglichen Sonnenscheindauer und der Intensität des Sonnenlichtes auf den Pflanzenwuchs wird dargestellt. Der Regen wird in seinen verschiedenen Wirkungsformen eingehend besprochen, nämlich als lebensnotwendiger Faktor für Wachstum der Pflanzen, als wirkende Kraft bei der Erosion und beim Auslaugen. In diesem Zusammenhang wird der Einfluß des Regens auf das Vorkommen der Pflanzen, die Bedeutung des jahreszeitlichen Regeneinsatzes, der Niederschlagsintensität, langer Trocken- und Regenzeiten, ferner der Einfluß der Bodenbedeckung auf die Erosion erörtert. Die Wirkung der meteorologischen Faktoren auf Boden gleicher mineralischer Zusammensetzung hängt auch vom Alter des Bodens ab, wie am Beispiel des Dünenbodens dargelegt wird. Es wird auch gezeigt, daß die Bodenbedeckung für die Bodenentwicklung von Bedeutung ist, so daß unter denselben klimatischen Bedingungen verschiedene Bodentypen entstehen. Abschließend wird die direkte und indirekte Wirkung des Windes auf das Pflanzenleben behandelt. An zahlreichen Beispielen werden die Einflüsse der verschiedenen klimatischen Faktoren auf das Pflanzenleben dargestellt. *Krestan.*

Geophysikalische Berichte

J. H. Dellinger. Some contributions of radio to other sciences. Journ. Franklin Inst. **228**, 11—42, 1939, Nr. 1. (Nat. Bur. Stand.) Durch die Schaffung von Übertragungsmöglichkeiten mit Hilfe elektromagnetischer Schwingungen ist neben der reinen Praxis der Nachrichtentechnik auch anderen Zweigen der Technik und der wissenschaftlichen Untersuchung ein bequemes Hilfsmittel geschaffen worden. Auch der Politik ist ein wichtiges Hilfsmittel in die Hand gegeben worden. Es werden einzelne Zweige der Forschung angeführt, bei denen vielfach erst durch die Erzeugung hochfrequenter Schwingungen Untersuchungen möglich geworden sind. Erwähnt werden z. B. die Untersuchungen zur Kontrolle des Erdganges mit Quarzuhren. Im wesentlichen werden dann die Untersuchungsmethoden und Ergebnisse der Fortpflanzungsmöglichkeiten der Schwingungen an der Oberfläche der Erde und die dazugehörenden Probleme der Forschung in der Ionosphäre, die Zusammenhänge mit kosmischen Ereignissen besprochen.
Schmellenmeier.

Karl Stumpff. Die Erde als Planet. Verständliche Wissenschaft, 42. Bd. Mit 50 Abb. 158 S. Berlin, Julius Springer, 1939. Geb. 4,80 RM. Das Buch behandelt die Erde als einen Bestandteil des Weltalls. Es bringt daher die Erscheinungen der Erdbewegung und deren Gesetze. Das Verhältnis zu Sonne und Mond, im Zusammenhang damit auch die Gezeiten, das Verhältnis zu den anderen Planeten wird behandelt. Erdpole und deren Schwankungen, Erdmagnetismus, Elektronenströme und die dadurch bewirkten Polarlichter werden erläutert. Vulkanismus und Erdbebenkunde sind nur kurz gestreift. *Dede.*

P. Duckert. Nachruf auf Hugo Hergesell. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 69, 1938, Nr. 2.

L. Weickmann. Hugo Hergesell †. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 70, 1938, Nr. 2.

K. Keil. Verzeichnis der Schriften Hugo Hergesells. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 71—78, 1938, Nr. 2. (Berlin-Mariendorf.)

W. Immler. Die transversale Merkatorkarte und ihr Gebrauch in der astronomischen und Funknavigation. Ann. d. Hydrogr. **67**, 456—462, 1939, Nr. 9. (Berlin.) *Dede.*

Kurt Wegener. Bemerkungen zu dem vertikalen Gradienten der Schwere. ZS. f. Geophys. **15**, 247—249, 1939, Nr. 5/6. (Graz.) Beschreibung einer — in erster Linie für Demonstrationsversuche gedachten — Anlage zur Bestimmung von $\mathrm{d}g/\mathrm{d}z$. Ein als Schwimmer in einer Flüssigkeit ausgebildetes System mit zwei in verschiedenen Höhen liegenden Reservoiren zur Aufnahme von Quecksilber wird nach Füllung des oberen Reservoirs mit Hg ausbalanciert und dann der Abfluß des Hg in das untere Reservoir bewerkstelligt. Die Schwimmerlage sollte jetzt eine andere sein. Störende Wärmeeinflüsse machen die Versuchsausführung bisher unmöglich und demonstrieren eher das mechanische Wärmeäquivalent.
H. Israël.

H. Martin. Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristiken eines neuen elektrodynamischen Erschütterungsmessers. Elektrot. ZS. **40**, 577—582, 1939, Nr. 18. (Reichsanst. Erdbebenforsch. Jena.) Die neu entwickelten Ringspaltmagnete wurden hier zur Konstruktion eines elektrodynamischen Erschütterungsmessers verwendet. Ein selbstgebautes Modell des Verf. wird an Hand einer Abbildung und seiner Verwendungsarten auf dem Weg über die Schwingungsdifferentialgleichung auseinandergesetzt. Die Frequenz-

charakteristik wird experimentell und theoretisch als übereinstimmend festgestellt. Eine Reihe weiterer technischer Einzelheiten werden erwähnt. Der Vergleich einer Registrierung mit dem Seismogramm des rußschreibenden 17 to-Pendels der Reichsanstalt für Erdbebenforschung zeigt die praktische Brauchbarkeit als Nahbebeninstrument. *Schmerwitz.*

Jörgen Rybner. Extensions and corrections to „the determination of the instrumental constants of the Galitzin seismograph in presence of reaction". Gerlands Beitr. **55**, 303—313, 1939, Nr. 2. (Geodetic Inst. Copenhagen.) Es werden einige Ergänzungen und Berichtigungen zur früher veröffentlichten Hauptarbeit gegeben. Ein numerischer Fehler wird korrigiert. Bei den Ableitungen für die Konstantenbestimmungen werden hier auch Glieder 4. Grades herangezogen, um auch die Fälle starker Kopplung zu erfassen. Für die verschiedenen Methoden dieser Konstantenbestimmung, das Impulsverfahren nach Galitzin und das des langsamen Einschwingens von einer Auslenkung in die Ruhelage werden die Ableitungen und Entwicklungen durchgeführt. *Schmerwitz.*

H. Iraël. Zur Methodik der luftelektrischen Messungen. I. Die Feinstruktur des luftelektrischen Feldes und der Vertikalstrom. Gerlands Beitr. **55**, 314—333, 1939, Nr. 2. (Meteorol. Obs. Potsdam.) Die sogenannte „Wilson-Platte", eine in der Ebene der Erdoberfläche liegende isolierte Testplatte wird über einen hohen Widerstand geerdet und kann dann zur gleichzeitigen Messung bzw. Registrierung der zeitlichen Feldschwankungen und des Vertikalstromes benutzt werden. Durch Verwendung eines Verzögerungswiderstandes zwischen Testplatte und Anzeigegerät bzw. durch entsprechend träge Einstellung des letzteren kann eine für verschiedene Schwankungsperioden verschiedene Vergrößerung erzielt werden. Die mathematischen Grundlagen des Meßprinzips werden ausführlich dargestellt. Erste Ergebnisse mit einer Versuchsanlage sind mitgeteilt. Die kürzesten bei der gegebenen Instrumententrägheit noch aufgezeichneten Schwankungen sind solche von 0,3 bis 0,4 sec Dauer bei Amplituden der Feldvariation von 0,3 bis 0,4 Volt/m. *H. Israël.*

Hädrich. Verfahren zur Bestimmung von Trigonometrischen Punkten des Aufnahmenetzes durch Polygonzüge mit indirekter Streckenmessung. ZS. f. Verm. **68**, 521—538, 1939, Nr. 17. (Weimar.) Das hier beschriebene Verfahren ist eine indirekte optische Streckenmessung mittels der sogenannten „Basislatte". Es wurde untersucht, unter welchen Bedingungen eine für Katasterzwecke genügende Genauigkeit erreicht werden kann. Die Ergebnisse der praktischen Messungen übertrafen die Erwartungen. Der Verf. zeigt, daß es möglich ist, unter Einhaltung der für trigonometrische Bestimmungen geltenden Fehlergrenzen die trigonometrische Bestimmung von „Trigonometrischen Punkten" durch dies neue Verfahren der Polygonmessung zu ersetzen. *Picht.*

F. Herold. Über direkt anzeigende Geräte zur Messung der Radioaktivität. S.-A. Balneologe **6**, 308—323, 1939, Nr. 7. (Inst. Phys. Bergakad. Freiberg i. Sa.) Verf. gibt eine Übersicht über die für Radioaktivitätsmessungen mittlerer Größenordnung (Wässer, Gesteine, Mineralien) in Frage kommenden Meßverfahren: Elektrometrische Anordnungen („Auflade"-, „Entlade"-, „Strom"- und „Kompensations"-Schaltung), galvanometrische Methoden (auf große Aktivitätsmengen beschränkt), Elektronenröhrenanordnungen („Gleichstromverstärkung"), Zählrohrmethoden, Glimmrelaisverwendung sowie einige seltener in Betracht kommende Methoden. Am empfindlichsten und konstantesten arbeiten

noch immer die elektrometrischen Apparaturen. — Zur Umgehung einiger zeitlich langwieriger Arbeitsgänge bei elektrometrischen Messungen wird eine automatische Zeitfixierung mittels einer photozellengesteuerten Uhr empfohlen. Weiter wird eine Spezialapparatur mit zwei Elektrometerröhren in Brückenschaltung beschrieben. Ausführlicher Lituraturnachweis ist beigefügt. *H. Israël.*

Fritz Löschner. Nivellieren mit größerer Zielweite. ZS. f. Instrkde. **59**, 329—333, 1939, Nr. 8. (Brünn.) Verf. stellt sich die Aufgabe, zu begründen, daß bei Nivellements über größere Zielweiten die Refraktion durch gleichzeitige Ausführung der Beobachtung von A nach B und von B nach A durch zwei Beobachter eliminiert wird, falls die gegenseitige Beobachtung in gleicher Höhe stattfindet. Das gilt auch für ein „gleichzeitiges Parallel-Nivellement mit versetzten Standpunkten". *Picht.*

W. Hierholzer. Ein Kreiselversuch zur Bestimmung der Drehgeschwindigkeit der Erde. Astron. Nachr. **267**, 173—204, 1938, Nr. 6395/96. (Göttingen.) Zunächst werden die beiden Differentialgleichungssysteme, welche die Bewegungen eines Kreisels darstellen, näherungsweise gelöst. Hierbei wird in Hinblick auf das verwendete Kreiselgerät festgestellt, daß eine Genauigkeit von 1 ‰ für die Zeitmessung erreichbar ist. Anschließend geschilderte Versuche mit dem Gerät lieferten eine Übereinstimmung mit der Zeit eines astronomischen Sterntages auf 0,27 ‰ genau. Die Konstruktion des verwendeten Kreisels wird näher beschrieben. *Schmerwitz.*

Hans Suess. Die Radioaktivität des Kaliums als Mittel zur Bestimmung des relativen Alters der Elemente in Meteoriten. Naturwissensch. **27**, 702—704, 1939, Nr. 42. (Univ. Hamburg.) Wenn die Angabe der Astronomen über die interstellare Herkunft der Meteorite zu Recht besteht, dann ergibt die Untersuchung der Radioaktivität des Kaliums aus Meteoriten einen experimentellen Beleg für die Annahme, daß die Elemente der Erde nicht im Innern der Sonne vor der Entstehung unseres Planetensystems, etwa während eines Nova-Stadiums, sondern, der Katastrophentheorie entsprechend, gleichzeitig mit den Elementen eines weiten Bereiches des Universums oder auch der ganzen Welt entstanden sind. Da die Halbwertszeit des radioaktiven Kaliumisotopes ^{40}K wesentlich kleiner ist als das Alter der irdischen Elemente, müßte nämlich ein Unterschied im Alter zweier Kaliumproben durch einen Unterschied im Gehalt an ^{40}K, d. h. in der Bruttoaktivität erkennbar sein. Wie die Untersuchung des Kaliums aus 4 Tektiten und 3 Steinmeteoriten ergab, ist in allen Fällen die Radioaktivität innerhalb einer Fehlergrenze von etwa 5 bis 10 % die gleiche wie die des irdischen Kaliums. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

M. Diersche. Neuzeitliche Altersbestimmungen der Erde. Chem.-Ztg. **63**, 641, 1939, Nr. 76/77. *Dede.*

Friedrich Breyer. Die topographische Reduktion der Lotabweichungen am Nanga Parbat mit Hilfe eines Diagrammes. ZS. f. Geophys. **15**, 229—247, 1939, Nr. 5/6. (Hannover.) Eingehende Beschreibung des Verfahrens, nach dem die am Nanga Parbat gemessenen Lotabweichungen topographisch reduziert werden. Für die verbleibenden Restlotabweichungen wird eine Deutung in der Weise versucht, daß diese mit den für einige einfache Körper berechneten Abweichungen sowie mit den vermuteten großräumigen geologischen Verhältnissen verglichen werden. Es brauchen keine ungewöhnlichen Dichteunterschiede angenommen zu werden. Die Störungen können der Größenordnung nach eingeordnet werden, doch ist eine voll befriedigende Deutung noch nicht möglich.

Die Anwendung des Verfahrens auf die wesentlich dichteren und genaueren europäischen Beobachtungen wird vorgeschlagen. *H. Israël.*

R. Finsterwalder. Genaue Höhentriangulation und Refraktionsmessungen in den Chiemgauer Alpen. ZS. f. Verm. **68**, 577—579. 1939, Nr. 18. (Hannover.) Kurzer Bericht über die Bestimmung relativer Lotabweichungen mittels trigonometrischer Höhenmessungen, wie bereits während der Nanga-Parbat-Expedition vom Verf. durchgeführt. Um die neue Methode systematisch zu erproben, wurden entsprechende Messungen in den Chiemgauer Alpen durchgeführt. Das vorläufige Ergebnis ist — wie der Verf. angibt — günstig und spricht für die Brauchbarkeit der neuen Methode. *Picht.*

Stuart H. Wilson. Measurement of the amount of steam escaping from areas of volcanic or solfataric activity. Nature **143**, 802—803. 1939, Nr. 3628. (Dom. Lab. Wellington, N. Z.) Die große Bedeutung, die der Wasserdampf für alle vulkanischen Phänomene hat, veranlaßt den Verf., eine Methode zur Bestimmung der in der Zeiteinheit von Kratern oder Fumarolen ausgestoßenen Dampfmenge zu entwickeln. Die Methode beruht auf der Tatsache, daß die in Tröpfchenform als Wolke vorhandene Wassermenge klein ist im Vergleich zu der in Dampfform in der damit gesättigten Luft vorhandenen. Andererseits ist das Auftreten der Wolke ein Zeichen für die Sättigung der Luft, so daß aus der Ausdehnung der Wolke erkennbar ist, wie weit der Sättigungsbereich geht. Kennt man also den ursprünglichen Grad der Luftfeuchtigkeit und die Ausdehnung der Wolke, so läßt sich daraus die entweichende Dampfmenge berechnen, wobei für die als Wolke kondensierte Wassermenge noch eine Korrektur angebracht wird. *Dede.*

C. L. Pekeris. The propagation of a pulse in the atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) **171**, 434—449, 1939, Nr. 947. (Inst. Technol. Massachusetts.) Im Anschluß an eine vorhergehende Arbeit des Verf. (s. diese Ber. **18**, 1263, 1937) wird gezeigt, daß eine stoßartige Störung an der Oberfläche der Erde (Vulkanausbruch) Wellen von zwei verschiedenen Arten in der Atmosphäre auslöst: die Wellen der zweiten Art sind über und unter der Höhe von 30 km in entgegengesetzter Phase, die Wellen der ersten Art in gleicher Phase. Die Amplitude der Wellen erster Art ist um den Faktor 2,4 bis 2,9 größer als die Amplitude der Wellen zweiter Art. Wegen der Dispersion der Wellen wächst das Verhältnis an. Diskussion der atmosphärischen Wellen, welche vom Ausbruch des Krakatau ausgelöst wurden; Verf. findet neben der Welle erster Art Andeutungen der Welle zweiter Art. Die Energie der Wellen wird auf 10^{24} erg geschätzt. Die Höhenverteilung der Vertikalgeschwindigkeiten bei den zwei Wellenarten wird für eine schematisierte Atmosphäre berechnet. *Bechert.*

Gerhard Schmerwitz. Meßergebnisse mitteleuropäischer Erdbebenstationen und ihre physikalische Auswertung. Phys. ZS. **40**, 611—615, 1939, Nr. 19. (Reichsanst. Erdbebenforsch. Jena.) Es wird an zwei Beispielen gezeigt, daß auch in der Geophysik nur einwandfreie und exakt-physikalische Methoden Erkenntnisse und Fortschritte vermitteln können. Das eine Beispiel betrifft die Anwendung der Ausgleichungsrechnung auf die Wege und Ausbreitungszeit der Erdbebenwellen. Das zweite zeigt den Zusammenhang von Einsatzrichtung der Longitudinalwellen und Art des Erdbebenvorgangs, den sog. Scherungsbrüchen. Hierbei ist besonders an der anscheinend zum ersten Male durchgeführten Gegenüberstellung eines rechtwinkligen Systems von Knotenlinien mit den später durch Triangulation vermessenen Bodenverlagerungen im Gebiet des Nord-Tango-Bebens die erforderliche Übereinstimmung direkt nachgewiesen worden. *Schmerwitz.*

W. Dieminger und **H. Plendl.** Abnorme Erscheinungen in der Ionosphäre während des Nordlichtes vom 24./25. Febr. 1939. Gerlands Beitr. **55**, 189—192, 1939, Nr. 2. Das Nordlicht in der Nacht vom 24. zum 25. Februar d. J. war nach den Ionosphärenregistrierungen in Rechlin von den typischen Ionosphärenstörungen bei starken Nordlichtern begleitet: Abnahme der Trägerdichte in der *F*-Schicht bei gleichzeitiger Höhenzunahme, Auftreten charakteristischer flüchtiger Echos in der Höhe der *E*-Schicht. Am Tage danach war die Reflexionsfähigkeit kleiner als normal. Die Erscheinungen ähneln denen bei früheren bis zum Zenit reichenden Nordlichtern, unterscheiden sich jedoch deutlich von denen bei Nordlichtern, die nur als heller Sektor am Nordhimmel in Erscheinung treten. *H. Israël.*

G. W. Kenrick and **P. J. Sammon.** Fluctuations in intensity of static. Phys. Rev. (2) **56**, 203, 1939, Nr. 2. (Univ. Puerto Rico, Rio Piedras.) Verf. berichtet über einen bei Messungen der atmosphärischen Störungen auftretenden Effekt, der darin besteht, daß der beobachtete Störungspegel plötzlich sinkt. Der Effekt wurde in seiner Zeit- und Frequenzabhängigkeit verfolgt und wird vom Verf. zahlenmäßig in Tabellenform wiedergegeben. Eine ausführliche Arbeit über weitere Beobachtungen und Untersuchungen dieser Erscheinung wird angekündigt. *Päsler.*

B. Düll und **T. Düll.** Kosmisch-physikalische Störungen der Ionosphäre, Troposphäre und Biosphäre. Bioklim. Beibl. **6**, 65—76, 121—134, 1939, Nr. 2 u. 3. (Univ. Inst. Meteorol. u. Geophys. Frankfurt/M.) Zusammenfassung. — Inhalt: Einleitung. I. Wichtige sonnenphysikalische Tatsachen. II. Die kosmische Ultrastrahlung (K. U.): Herkunft und Eigenschaft; Beziehungen der K. U. zu anderen kosmischen und geophysikalischen Vorgängen; Biologische Einflüsse der K. U. und ihrer Folgestrahlungen. III. Die Ionosphäre: Nachweis, Aufbau; Solarbedingte Entstehung der ungestörten Ionosphäre und ihre Störungen; Die tiefen *C*- und *D*-Schichten der Ionosphäre; Solareruptiv verursachte Störungen der Wellenausbreitung; die Ionosphäre als Entstehungsort für „elektrische Parasiten"; Die Bedingungen für die ionosphärische Entstehung „durchdringender Elektronen" nebst Folgestrahlungen. IV. Die Variationen und Störungen des magnetischen Feldes der Erde. V. Die Polarlichter und andere optische Erscheinungen. Die Möglichkeit eines Polarlichteinflusses auf die Biosphäre. VI. Die Beziehungen der Troposphäre zu solareruptiven und ionosphärischen Vorgängen: Sonnentätigkeit, Polarlicht und Cirruswolken- sowie Halobildung; Sonnentätigkeit und troposphärische Lufttemperatur; Sonnentätigkeit und Niederschlag; Sonnentätigkeit, Ionosphäre, Erdmagnetismus und troposphärischer Luftdruck; Schwierigkeiten beim Nachweis solareruptiver Einflüsse auf die Troposphäre. VII. Sonnentätigkeit und troposphärische Elektrizität: Sonnentätigkeit, Gewitterhäufigkeit und luftelektrisches Potentialgefälle, Ionosphäre und „tiefe Polarlichter"; Die troposphärisch-elektrisch bedingte Entstehung von „Wilson-Elektronen" und „elektrischen Parasiten". VIII. Die Beeinflussung der Biosphäre durch solareruptive, ionosphärische und troposphärisch-elektrische Vorgänge: Vermutungen betr. das meteoropathogene, physikalische „Agens"; „Wilsonsche Beschleunigungselektronen" (nebst Sekundärstrahlungen) und „elektrische Parasiten" als „Agens-Anwärter"; Typische biologische Wirkungen von schwachen Röntgen- und Radiumbestrahlungen („Röntgen- und Radiumkater"); Typische biologische Wirkungen von elektrischen Wellen; Beobachtungstatsachen betr. das Ausflocken kolloidaler Flüssigkeiten bei Gewittern und Aufstellung einer Hypothese zur Erklärung der „Meteoropathie"; Versuch einer statistichen Beweisführung für die biologische Wirksamkeit gewisser mit solareruptiven und ionosphärischen Ereignissen verbundener Strahlungsvorgänge. *Rieve.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and **N. Smith.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., July, 1939. Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 603—604, 1939, Nr. 9. (Nat. Bur. Stand. Washington, D. C.) Es werden die Werte der kritischen Frequenzen und der virtuellen Höhen der Ionosphärenschichten im Juli 1939 angegeben. Desgleichen Daten über die Übertragungsmöglichkeiten, die Veränderungen der F_1 und F_2-Schichten während des Monats. Außerdem werden Daten über ionosphärische Stürme und Störungen gegeben. *Schmellenmeier.*

W. Brunner. Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das dritte Vierteljahr 1939. Meteorol. ZS. **56**, 390, 1939, Nr. 10. (Eidgen. Sternw. Zürich.)

W. Brunner. Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1939. ZS. f. Geophys. **15**, 336, 1939, Nr. 5/6. (Eidgen. Sternw. Zürich.) *Dede.*

H. Israël. Ein Wolkenblitz von ungewöhnlicher Länge. Meteorol. ZS. **56**, 350—351, 1939, Nr. 9. (Potsdam.) Beschreibung eines vollkommen horizontalen Blitzes, für den sich eine Länge von mindestens 7500 m und eine Höhe über dem Boden von etwa 1600 m errechnen. Der Feldsprung am Beobachtungsort durch den rund 9 km entfernten Blitz betrug (variographisch gemessen) mehr als 1000 Volt/m. *H. Israël.*

A. Wagner. Kugelblitz. Meteorol. ZS. **56**, 350, 1939, Nr. 9. (Innsbruck.) Beschreibung eines Kugelblitzes, der sich im Zusammenhang mit einem Blitzschlag in den Blitzableiter aus einem aus einem Telephon-Sicherungskasten austretenden kräftigen Sprühen entwickelte (Beobachtung durch 4 Personen in unmittelbarer Nähe). Der Kugelblitz verließ den Raum durch das offene Fenster und zersprang im Freien unter starkem Geräusch; die Größe der Kugel wurde zu etwa 8 cm Durchmesser geschätzt. Außer dem Durchbrennen aller Sicherungen wurde kein Schaden angerichtet. *H. Israël.*

R. E. Holzer and **E. J. Workman.** Photographs of unusual discharges occuring during thunderstorms. Journ. appl. Phys. **10**, 659—662, 1939, Nr. 9. (Univ. Albuquerque, New Mexico.) In der Arbeit werden eigentümliche Figuren von Blitzentladungen, die mit rotierender Kamera aufgenommen wurden, wiedergegeben. Einige Aufnahmen sind mit feststehender Kamera (Rolleiflex) aufgenommen. Verschiedene Erklärungen für die höchst sonderbaren Aufnahmen werden angeführt. *Pfestorf.*

Adolf Schmidt. (Mit einem Zusatz von J. Bartels.) Zur Frage der hypothetischen die Oberfläche durchdringenden elektrischen Ströme. Gerlands Beitr. **55**, 292—302, 1939, Nr. 2. (Gotha.) Die geschichtliche Entwicklung des umstrittenen potentiallosen Anteils des erdmagnetischen Feldes und der daraus abgeleiteten Vertikalströme in der Atmosphäre wird kurz dargestellt. Aus den Tatsachen, daß die für 1885 und 1922 abgeleiteten Bilder dieser Ströme ganz verschieden ausfallen und daß die mittlere hypothetische Stromdichte infolge der verbesserten Beobachtungsgrundlagen von 1885 bis 1922 um mehr als $^1/_3$ abgenommen haben, wird der Schluß gezogen, daß diese Ströme letzten Endes doch durch Beobachtungsfehler, die voll in die Linienintegralbildung eingehen, zustande gekommen sind, daß also „das erdmagnetische Feld als restlos durch ein Potential darstellbar betrachtet werden" darf. J. Bartels diskutiert in einem Anhang die Tabellenwerte der Stromberechnungen 1885 und 1922 statistisch. Die Natur der Fehler in den erdmagnetischen Karten und Mittel zur verbesserten Neudarstellung werden besprochen. *H. Israël.*

Raymond Jouaust, Emile Thellier et **Henri Jardy.** La mesure du champ magnétique terrestre aux hautes altitudes déduite de l'étude de l'ionosphère. C. R. **209**, 382—384, 1939, Nr. 7. Aus den Höhenbestimmungen der Radioechobeobachtungen bei verschiedenen Frequenzen unter Berücksichtigung des Brechungseffektes errechnen die Verff. gemäß den Beziehungen $f' = f(f - f_H)$ und $f_H = H \cdot e/2\pi \cdot m \cdot c$ das magnetische Feld in der F-Schicht. Die gefundene Größe stimmt mit den Berechnungen für 250 km Höhe aus dem bekannten Erdfeld gut überein und deckt sich auch mit den Untersuchungen von E. V. Appleton, der für die Ionosphäre ein um 10% schwächeres Feld gegenüber den Bodenwerten festgestellt hatte. Den Effekt der gleichzeitigen Reflexion an der E- und F-Schicht, der an sich bekannt ist, schreiben Verff. dem Zusammenwirken der ordentlichen und der außerordentlichen Komponente zu. *A. Burger.*

C. R. Duvall. Magnetic Declination in the Pacific from Observations by the Galilee and Carnegie. Terr. Magn. **44**, S. 115—136, 1939, Nr. 2. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Washington.) Der magnetische Vektor ist für einen Ort zu einer bestimmten Zeit durch die Koordinaten (Länge, Breite) des Ortes und die Zeit darstellbar. Von einem Bezugspunkt ausgehend kann dann D — eine Koordinate dieses Vektors — näherungsweise durch eine rationale algebraische Funktion zweiten Grades dargestellt werden. Solche Bezugspunkte — aus Mittelwerten bestimmt — ordnet der Verf. an Hand der Seevermessungen gewissen Bereichen zu. Rund 2200 D-Bestimmungen im Pazifischen Ozean wurden zu 33 solcher Bereiche zusammengefaßt, die sich zum großen Teil überschneiden. Bei der Diskussion der Genauigkeit der Meßergebnisse kommt Verf. zu dem Schluß, daß die Verteilung der Meßpunkte eine große Rolle spielt. Wie die Einzelergebnisse der Deklinationsmessungen — bezogen auf die Epoche 1920 — erhalten auch die Resultate aus der Analyse für die Säkularvariation eine tabellarische und graphische Darstellung. Anschließend folgt ein Vergleich der aus den Seebeobachtungen zu errechnenden Werte mit den Landbeobachtungen an den Observatorien, die innerhalb der Meßbereiche liegen. In dem Bereich südlich von Australien wurde eine größere Veränderlichkeit in D pro Längengrad gefunden als an den anderen Meßpunkten. *A. Burger.*

H. Herbert Howe. An unusual magnetic disturbance. Terr. Magn. **44**, 339—340, 1939, Nr. 3. (U. S. Coast and Geod. Survey, Wash.) Bericht über eine ungewöhnliche magnetische Störung am 26. Juni 1939 auf Grund der Aufzeichnungen der fünf magnetischen Observatorien des U. S. Coast and Survey. Alle Magnetogramme zeigen gegen $20^h\,20^m$ G. M. T. plötzliche Sturmanfänge (s. c.) mit einem Anstieg des magnetischen Vektors — besonders der Horizontalintensität. Nach dem Ablauf einer Stunde wird der Anfangswert fast ebenso schnell wieder erreicht. Das charakteristische Merkmal für diese Störung ist die Tatsache, daß der allmähliche Rückgang (Nachstörung) vollkommen fehlt. *A. Burger.*

M. Waldmeier. Untersuchungen an der grünen Koronalinie 5303 Å. ZS. f. Astrophys. **19**, 21—44, 1939, Nr. 1. (Zürich.) Zu seinen Untersuchungen über die grüne Koronalinie 5303 Å benutzte der Verf. einen Koronographen nach Lyot, der in Arosa aufgestellt wurde. Der Koronograph konnte in Verbindung mit Spektralapparaten, einer Photokamera oder einer Kinokamera benutzt werden und ermöglichte die Beobachtung der Korona ohne Sonnenfinsternis an zahlreichen Beobachtungstagen. Sobald die Himmelshelligkeit weniger als $200 \cdot 10^{-6}$ der Sonnenhelligkeit beträgt, lassen sich Sonnenkoronalinie und Protuberanzen beobachten. Bei einer Himmelshelligkeit von $10 \cdot 10^{-6}$ erscheinen die Protuberanzen durch ein

für H_α durchlässiges Filter auf fast rein schwarzem Hintergrund und die innere Korona läßt sich leicht beobachten und photographieren. Im Winter 1938/39 konnte an 40 von 100 Tagen in Arosa beobachtet werden. Die Untersuchung der statistischen Verteilung der Intensität der grünen Koronalinie zeigt, daß die Maxima nicht mit der Protuberanzenzone, sondern mit der Fleckenzone zusammenfallen. Die Linienemission reicht weit über diese Zone heraus, erreicht am Äquator ein Minimum und verschwindet erst in Breiten über 60°. Die Symmetrielinie der Isophoten fällt mit der Rotationsachse zusammen, besitzt also keine Orientierung nach den magnetischen Polen. Die Elliptizität der Isophoten im Licht der grünen Linie ist wesentlich größer als die Elliptizität der Isophoten der Gesamtstrahlung. In einigen Gebieten mit intensiver Strahlungsemission erscheint die Koronalinie 3 Å breit und enthält die von dem Verf. zum erstenmal beobachtete Selbstabsorptionslinie von 0,4 Å Breite. Diese Gebiete treten zwar in der Fleckenzone auf, stehen jedoch nur ausnahmsweise in Verbindung mit Flecken oder photosphärisch oder chromosphärisch gestörten Stellen auf. Es besteht ein direkter Zusammenhang dieser Gebiete mit erdmagnetischen Störungen. An den Stellen, wo die Koronalinie besonders intensiv ist, entsteht die solare Korpuskularstrahlung. *Frerichs.*

J. Bartels. Das Nordlicht vom 24. bis 25. Februar 1939 in Deutschland und die erdmagnetischen Störungen in Niemegk. Gerlands Beitr. **55**, 193—203, 1939, Nr. 2. (Geophys. Inst. Potsdam.) Verf. weist im Anschluß an die Arbeit von W. Dieminger und H. Plendl darauf hin, daß die bei dem genannten Nordlicht beobachteten Ionosphärenstörungen auf ein zenitnahes Nordlicht schließen lassen, obwohl ein solches an den mitteleuropäischen Stationen nicht beobachtet wurde, und äußert die Vermutung, daß ein solches tatsächlich vorhanden war, aber wegen zu geringer Leuchterscheinungen im Zenit nicht beobachtet wurde. Eine Stütze dafür ist die in Arosa von F. W. P. Götz beobachtete Höhe der Nordlichterscheinung, die als Summationswirkung eines von der Seite gesehenen schwachen Leuchtens in mitteleuropäischer Zenitnähe zu deuten ist. — In den erdmagnetischen Registrierungen scheint sich ein Kriterium für pulsierende zenitnahe Ströme in Verbindung mit Nordlichtern insofern abzuzeichnen, als über den großen Verlauf der erdmagnetischen Elemente kurzperiodische Schwankungen überlagert sind, die sich z. B. bei dem erwähnten als schwaches, zenitnahes anzusehenden Nordlicht durch „perlschnurartiges Aussehen" der Registrierkurven äußern. Untersuchungen an größerem Material sind notwendig. *H. Israël.*

J. Bartels. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 5. Mitteilung. ZS. f. Geophys. **15**, 333—335, 1939, Nr. 5/6. (Geophys. Inst. Potsdam.)

G. Frongia. La luce del cielo notturno. Cim. (N. S.) **16**, 360—387, 1939. Nr. 7. (Ist. Fis. Univ. Cagliari.) *Dede.*

Félix Cernuschi. A tentative theory of the origin of cosmic rays. Phys. Rev. (2) **56**, 120—121, 1939, Nr. 1. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Es wird angenommen, daß die weißen Zwerge einen aus Neutronen bestehenden Kern haben. Wird in diesem bei der Abkühlung die Dichte mit der in Atomkernen vergleichbar, so mag ein nicht mehr zu vernachlässigender Bruchteil der Neutronen in Protonen übergeführt werden. Angesichts des ungeheuren Druckes erscheint dabei die Bildung besonders schwerer Kerne möglich, welche nicht stabil sind und wieder in schwere Teile zerfallen, wobei ein Kern des Atomgewichtes 10 000 größenordnungsmäßig 10^{12} e-V liefern könnte. Diese Energie erscheint nach der Theorie als obere Grenze, da die Reichweite der Kernkräfte das Atomgewicht der Überkerne auf etwa 10^4 begrenzt. Die primäre Ultrastrahlung könnte dann aus vielfach geladenen schweren Kerntrümmern bestehen. *Ehmert.*

Tchang Yong-Li. Contributions à la théorie des effets de latitude et d'asymétrie des rayons cosmiques. VI. Cônes des rayons cosmiques infiniment voisins de l'équateur. Ann. de Bruxelles (1) **59**, 285—300, 1939, Nr. 12. Nach Lemaître und Vallarta kann man die Intensität der kosmischen Strahlung, eine physikalische Größe, in der Theorie der Höhenstrahlung ersetzen durch den Kegel der kosmischen Strahlen, eine geometrische Größe. Hier unterscheidet man den Störmerschen Kegel, den Hauptkegel und den Halbschattenkegel. Der Störmersche Kegel ist ein Kreiskegel, in dessen Äußerem die verbotenen Ankunftsrichtungen liegen; er umschließt den Hauptkegel, in den die unmittelbar aus dem Unendlichen kommenden Strahlen einlaufen und der nur erlaubte Richtungen einschließt. In das zwischen beiden Kegeln liegende Halbschattengebiet treffen die Teilchen, die sich der Erde mehrmals genähert und von ihr entfernt haben. Verf. untersucht hier in Fortführung einer Arbeit von Hutner (diese Ber. S. 154) das Halbschattengebiet für dem Äquator unendlich nahe Breiten und Teilchenenergien in der Nähe von $(\sqrt{2}-1)$ Störmer-Einheiten (etwa 10^{10} e-V). *Henneberg.*

Tchang Yong-Li. Dasselbe. VII. Trajectoires voisines de l'équateur. Ebenda S. 301—345. Bouckaert hat ein Näherungsverfahren zur Berechnung der Elektronenbahnen entwickelt, die den periodischen Bahnen in der Nähe des Äquators und der Störmerschen Grenze ($\gamma_1 = 1$) asymptotisch sind (Ann. Soc. Sc. (A) **54**, S. 174). Die dabei benutzte Fourier-Entwicklung mit variablen Koeffizienten weist für die praktische Verwendung verschiedene Nachteile auf, die vom Verf. durch eine leichte Modifikation beseitigt werden. Das Berechnungsverfahren wird dadurch wesentlich vereinfacht und das Anwendungsgebiet zugleich vergrößert. In einer großen Zahl von Tabellen sind die erhaltenen Ergebnisse zahlenmäßig niedergelegt. *Henneberg.*

Werner Kolhörster und Ilse Matthes. Die Absorption der Höhenstrahlung in der Atmosphäre und die Mesonen. Phys. ZS. **40**, 617—619, 1939, Nr. 19. (Inst. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Von Massenschwächungskoeffizienten der Ultrastrahlung in Luft, wie er aus Ballonmessungen bekannt ist, wird der aus Messungen in Wasser oder in Eis bekannte und zu größeren Höhen extrapolierte Wert der Massenabsorptionskoeffizienten abgezogen. Der verbleibende Rest ν/ϱ wird dem Mesonenzerfall zugeschrieben. Die mitttlere Weglänge der Mesonen ist nach diesem Material im Höhenbereich von 2,6 bis 6,2 km konstant und beträgt $5{,}75 \pm 0{,}19$ km. Die benutzten Messungen sind mit Ionisationskammern ausgeführt. *Ehmert.*

J. A. Vargus, Jr. The angular distribution of cosmic-ray particles scattered in 1 cm of platinum. Phys. Rev. (2) **56**, 480—481, 1939, Nr. 5. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Die Platten von Anderson und Neddermeyer wurden auf Streuung der Teilchen untersucht, welche 1 cm Platin durchsetzen. Das Ergebnis stimmt mit den Messungen von Blackett und Wilson gut überein. Die mittlere Größe des Produkts (Energie $\times$ Streuwinkel) ergibt sich experimentell zu $1{,}4 \cdot 10^3$ MeV Grad, während nach der Theorie $1{,}0 \cdot 10^3$ erwartet wird. Der Unterschied kann durch experimentelle Ungenauigkeit bei der Energiemessung verursacht sein. *Ehmert.*

I. Zlotowski. A nuclear disintegration induced by the cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **56**, 484—485, 1939, Nr. 5. (Coll. France, Paris.) Eine reproduzierte Nebelkammeraufnahme zeigt zwei von einem Punkt ausgehende Bahnen, von welchen auf Grund der Ionendichte und der Bahnkrümmung die eine

einem Proton von 6,3 ± 0,2 MeV, die andere entweder einem Proton von 3,7 ± 0,8 MeV oder einem Deuteron von 2,0 ± 0,3 MeV zugeschrieben werden muß. *Ehmert.*

Guiseppe Cocconi. Sulla produzione degli jukoni. Cim. (N. S.) **16**, 78—85, 1939, Nr. 2. (Ist. Fis. Univ. Milano.) Aus der von Bowen, Millikan und Neher (diese Ber. **20**, 117, 1939) angegebenen Kurve leitet Verf. durch Unterteilung in 8 Banden verschiedener mittlerer Energie ein Spektrum der die primäre kosmische Strahlung bildenden Elektronen her, das mit den Beobachtungen für große Höhen in besserer Übereinstimmung ist. Nimmt man dann an, daß der durchdringendere Teil der Höhenstrahlung aus Mesotronen (Yukonen) besteht, so kann man aus dem beobachteten Breiteneffekt die Wahrscheinlichkeit der Mesotronenerzeugung durch primäre Elektronen berechnen. *Henneberg.*

B. Trumpy. Sekundärwirkung der Mesotronenstrahlung. ZS. f. Phys. **113**, 582—586, 1939, Nr. 9/10. (Geophys. Inst. Bergen.) Das Ziel der Arbeit ist, die Zahl der Sekundärteilchen der durchdringenden Mesotronenstrahlung in Blei zu bestimmen. Wilson-Kammermessungen (Vorfilterung 18 cm Pb) ergeben 11 % Sekundärteilchen, die direkt vom Primärstrahl ausgehen, außerdem weitere 6 %, die in der Nähe des Primärstrahls erscheinen. Die Gesamtzahl der Sekundären läßt sich erklären, wenn man den größeren Teil Stoßionisationsprozessen nach Bhabha und den Rest sekundären Mesotronen und Kaskadenelektronen zuschreibt, wie sie Heitler theoretisch behandelt hat. Zählrohrmessungen liefern ebenfalls, falls enge Öffnungswinkel verwendet werden, 11 bis 12 % Sekundärteilchen. *Fünfer.*

Marcel Schein, W. P. Jesse and **E. O. Wollan.** Intensity and rate of production of mesotrons as a function of altitude. Phys. Rev. (2) **56**, 613—614, 1939, Nr. 6. (Ryerson Phys. Lab. Univ. Chicago, Ill.) Ballonaufstiege bis 17,6 km Höhe mit zwei Dreifach-Koinzidenzanordnungen. Die Zählrohre stehen senkrecht untereinander, dazwischen sind bei der ersten Anordnung Bleischichten mit 8 cm Gesamtdicke angeordnet; bei der zweiten ist die gesamte Bleischicht ebenfalls 8 cm mit dem Unterschied, daß sich eine 2 cm-Schicht über dem obersten Zählrohr befindet. Die Anordnung erfaßt infolge dieser Filterung im wesentlichen nur Mesotronen. Die Kurve der zweiten Anordnung liegt von 7 km Höhe ab über derjenigen der ersten und zeigt somit die Neuauslösung von durchdringenden Teilchen (Mesotronen) in der 2 cm-Bleischicht. Der Anstieg der Mesotronenbildung im Blei scheint mit dem Anstieg der weichen Komponente nach Regener und Ehmert übereinzustimmen und würde so auf Photonen als auslösende Ursache deuten. Der Wirkungsquerschnitt von Pb für diesen Prozeß ergibt sich zu $1{,}7 \cdot 10^{-27}$ cm². *Fünfer.*

Günter Dietrich. Die bisherigen Ergebnisse der niederländischen „Snellius"-Expedition für die Ozeanographie des Australasiatischen Mittelmeeres. Ann. d. Hydrogr. **67**, 475—487, 1939, Nr. 10. (Inst. Meereskde. Berlin.) *Dede.*

E. Newton Harvey. Deep-sea photography. Science (N. S.) **90**, 187, 1939, Nr. 2330. (Princeton Univ.) Mit einer 16 mm-Kinokamera, die samt Antriebsmotor und Beleuchtungsvorrichtung in einer Druckkammer eingeschlossen war, wurden Aufnahmen in 900 bis 2500 m Meerestiefe südöstlich von Bermuda angefertigt. Fische oder andere größere Lebewesen wurden in keinem Falle angetroffen. Auf den Aufnahmen in 900 m Tiefe und — in geringerer Konzentration — in 1400 m Tiefe zeigten sich kleine Lebewesen von höchsens 1 cm Durchmesser, die nicht identifiziert werden konnten. *Staude.*

A. Defant und H. Ertel. Durch Niederschläge verursachte Störungen des Salzgehaltes im Ozean und deren Ausgleich durch Turbulenz. Abh. Preuß. Akad. Wiss. 1939, Nr. 10, 10 S. (Berlin.) *Dede.*

Erich Goedecke. Die „säkulare" Erwärmung des isländischen Küstenwassers. Ann. d. Hydrogr. **67**, 454—456, 1939, Nr. 9. (Hamburg.) Eine Gegenüberstellung der mittleren Monatstemperaturen des Oberflächenwassers an 4 isländischen Küstenpunkten der Periode 1876 bis 1915 gegen 1924 bis 1933 läßt eine beträchtliche Erhöhung der Wassertemperaturen (im Jahresmittel um 0,6 bis 1,3°) erkennen. Die stärkste Erwärmung tritt im Winter südlich von Island auf und schreitet zeitlich über den Westen nach Norden und Osten bis zum Sommer fort. Die geringste Temperaturerhöhung tritt im Süden im Sommer ein und rückt zeitlich im gleichen Sinne weiter. Es wird daraus geschlossen, daß der Anstoß zu dieser Erwärmung aus Süden kommt und durch eine Verstärkung der Ausläufer des Golfstromes durch die zunehmende atmosphärische Zirkulation verursacht wird. Die sommerliche Erwärmung der nördlichen und östlichen isländischen Küstengewässer wird auf die zunehmende Erwärmung des ostgrönländischen Polarstromes zurückgeführt. *Steinhauser.*

H. Burckhardt und **H. Flohn.** Die atmosphärischen Kondensationskerne in ihrer physikalischen, meteorologischen und bioklimatischen Bedeutung mit Berichten über Meßergebnisse von E. Flach und L. Schulz. Abh. a. d. Gebiet d. Bäder- u. Klimaheilkunde, herausgegeben von H. Vogt und K. Knoch. Mit 23 Abb., Heft 3, IV u. 126 S. Berlin, Verlag Julius Springer, 1939. Br. RM 12,60. Zusammenfassender monographischer Bericht über die atmosphärischen Kondensationskerne und die Meßergebnisse der seit 1936 vom Reichsamt für Wetterdienst durchgeführten Kern-Reihenuntersuchungen. I. Teil: Beschreibung der Instrumente („Aitken-pocket-dust-counter"; „Scholz-Kernzähler", großes und kleines Modell), Meßweise und Schwierigkeiten; Theorie der Kondensationsvorgänge auf Kernen; Ursprung der Kerne (Salzkerne, Verbrennungskerne, Staubkerne usw.); Kerngehalt und Luftelektrizität. 32 S. II. Teil: Klimatologie und Meteorologie der Kondensationskerne (Beziehungen zu den einzelnen meteorologischen Elementen und verschiedenes Verhalten verschiedener Kernarten). 49 S. III. Teil: Bioklimatik der Kondensationskerne (Entstehung, Art und Größe; Kerngehalt und Hygiene u. a.) 15 S. IV. Teil: Spezialergebnisse von Kernuntersuchungen im westsächsischen Mittelgebirge. 12 S. E. Flach. V. Teil: Kernuntersuchungen in Braunlage, Harz. 7 S. L. Schulz. 149 Literaturangaben. *H. Israël.*

W. W. Coblentz and **R. Stair.** The distribution of ozone in the stratosphere. Phys. Rev. (2) **55**, 590—591, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Nat. Bur. of Stand.) Optische Ozonmessungen mit Photozelle und Filter. Beim Heranziehen einer Zyklone trat die Erhöhung des Ozongehaltes der Atmosphäre 5 bis 6 Tage früher auf als das barometrische „Tief". Bei Ballonaufstiegen wurde das Maximum der Ozonkonzentration zwischen 20 und 27 km Höhe gefunden. In größter Höhe waren 60 bis 70 % der gesamten Ozonschicht der Atmosphäre durchdrungen. *E. Regener.*

R. A. Hamilton. High latitude ozone measurements. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 210—214, 1939, Nr. 280. (Electr. Lab. Oxford.) Spektralphotometrische Messungen der reduzierten Schichtdicke des atmosphärischen Ozons an 26 Tagen im arktischen Winter vom 19. 10. 1935 bis 26. 2. 1936 in der Brandy-Bay der Spitzbergischen Nordostinsel, 80° 23′ N, wenige Grade nördlich der Zone der maximalen Häufigkeit der Nordlichter. Aufgenommen wird das Spektrum des

Polarsternes. Die Spektrogramme können wegen der geringen Intensität des Polarsternes nicht direkt auf Ozon ausgewertet werden; dies geschieht erst in Oxford durch Anschluß an die Dobsonsche Standardapparatur. Der störende, von den Nordlichtern herrührende Schleier wird durch ein besonderes Verfahren eliminiert. Ergebnisse: Im Herbst (Ende Oktober) tritt ein Sinken des Ozongehaltes auf. Aber auch während des ganzen Winters bleibt, unter Schwankungen, der Ozongehalt klein, erst Ende Februar steigt er wieder steil an. Ein Einfluß der Nordlichter war nicht festzustellen, auch nicht, wenn Tage vorher lebhafte Nordlichttätigkeit war. Die Schwankungen von Tag zu Tag sind recht groß, am auffälligsten zwischen dem 18. und 19. 2. 1936 mit 60 bzw. $340 \cdot 10^{-3}$ cm reduzierter Ozonschichtdicke, wobei der mittlere Fehler einer Bestimmung $30 \cdot 10^{-3}$ cm betrug. *E. Regener.*

F. A. Paneth. Composition of the upper atmosphere. Direct chemical investigation. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 304—310, 1939, Nr. 281.

S. Chapman. Spectroscopic and other evidence as to chemical composition and dissociation. Ebenda S. 310—313.

G. M. B. Dobson. The vertical distribution of ozone. Ebenda S. 314—319.

F. J. W. Whipple. Density and temperature. Direct measurements and sound evidence. Ebenda S. 319—323.

E. V. Appleton. The structure of the atmosphere as deduced from ionospheric observations. Ebenda S. 324—328.

F. A. Lindemann. Meteor evidence. Ebenda S. 323—324.

D. F. Martyn, J. A. Ratcliffe, F. A. Lindemann. Generaldiskussion. Ebenda S. 328—336. Am 4. Mai 1939 fand in der Royal Meteorol. Society in London eine Diskussion über Probleme der oberen Atmosphäre statt, deren erster Teil sich mit der Zusammensetzung der oberen Atmosphäre beschäftigte. Hierzu sprachen Paneth, Chapman und Dobson. Der zweite Teil hatte Dichte und Temperatur der oberen Atmosphäre zum Gegenstand, wozu sich Whipple, Lindemann und Appleton äußerten. Diese sechs Vorträge brachten im allgemeinen nur einen Überblick über den augenblicklichen Stand der betreffenden in den Titeln angegebenen Gebiete. In der sich anschließenden Diskussion traten neue Gesichtspunkte auf. D. F. Martyn berichtete über Beobachtungen an der F_2-Schicht in Australien, die eine Korrelation zwischen der Elektronendichte in dieser Schicht und der Druckverteilung am Erdboden ergaben. Beim Durchzug einer Front war die Elektronendichte in der F_2-Schicht merklich niedriger als der Mittelwert. Es gibt also Zirkulationen in der F_2-Schicht parallel zum Wetter am Erdboden. Zur Erklärung wird eine Änderung des Wasserdampfgehaltes in der F_2-Schicht angenommen, die zu einer Anlagerung der Elektronen führt. Für den Verlauf der Temperatur mit der Höhe wird ein instruktives Diagramm gegeben, das auch die Änderungen der Temperatur zwischen Tag und Nacht oberhalb 100 km enthält. — F. A. Lindemann rechnet die Heliumproduktion an der Erdoberfläche aus und folgert, daß auch die obere Atmosphäre viel Helium enthalten muß. Das nach oben strömende Helium muß schon bei einer Temperatur von 900^0 K aus den höchsten Schichten in den Weltenraum entweichen. Die Tatsache, daß die Nordlichtspektren kein Helium enthalten, ist nicht beweisend für die Abwesenheit des Heliums in großen Höhen, da das Heliumspektrum viel schwerer angeregt wird, als die positiven Stickstoffbanden im Nordlicht. Betreffs der Frage der Durchmischung der oberen Schichten weist Lindemann darauf hin, daß eine Durchmischung in größeren Höhen auch ohne adiabatisches Temperaturgefälle möglich ist, wenn die Absorption der Sonnenstrahlung in cm^3 einen be-

stimmten Wert überschreitet. — Die Absorptionsverhältnisse des O_2 und N_2 in großen Höhen werden in bezug auf die in Frage kommenden Wellenlängen diskutiert. — Für die Ionisation der obersten Schichten wird schließlich noch die Hypothese gemacht, daß leichte Partikeln und sogar Moleküle, wenn sie aus dem Unendlichen unter der Wirkung der Erdgravitation in die Atmosphäre stürzen, Ionisation hervorrufen. Ein N_2-Molekül z. B. hat dann eine Energie von 17,3 e-V, ein O_2-Molekül 19.8 e-V, Natrium, dessen Spektrum im Nachthimmel beobachtet ist, 14,3 e-V. *E. Regener.*

Hans Ertel. Kompensation aus Vertikalbewegung oder aus Advektion? Meteorol. ZS. **56**, 311—312, 1939, Nr. 8. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Verf. weist darauf hin, daß das in einer Arbeit von Rehorn, ausgehend von der statischen Grundgleichung und der Gradientwindgleichung, gewonnene Ergebnis, daß die gleichsinnige Änderung von Druck und Temperatur in der Troposphäre vorwiegend auf Vertikalbeschleunigungen zurückzuführen ist, grundsätzlich nicht aus diesen Gleichungen abgeleitet werden kann. Der Fehler liegt in einer im nichtstationären Windfeld nicht zulässigen Vertauschung von Differentialoperatoren. *Steinhauser.*

Henri Sellenschlo. Der Nordseeorkan vom 27. Oktober 1936. (Wetterdynamik Nr. 6a.) Ann. d. Hydrogr. **67**, 443—452, 1939, Nr. 9. (Hamburg.)

P. Raethjen. Zu den Frontalzonen und Labilisierungsfeldern der Nordseeorkane vom 18. und 27. Oktober 1936. (Wetterdynamik Nr. 6b.) Ann. d. Hydrogr. **67**, 452—454, 1939, Nr. 9. *Dede.*

V. Conrad. Luftstau an Küsten und Klimazeugen. Meteorol. ZS. **56**, 75—78, 1939, Nr. 2. (Wien.) Verf. hat an der französischen Küste des Kanals windgebeugte Bäume beobachtet, die landeinwärts in Richtung S 25° E geneigt waren, während auf der gegenüberliegenden englischen Küste des Kanals ebenfalls landeinwärts aber in Richtung N 40° E geneigte Bäume sich finden. Gegenüber den aus Beobachtungen in Anemometerhöhe unter Berücksichtigung der Rechtsdrehung mit der Höhe für die bodennahe Luftschicht berechneten vorherrschenden Windrichtungen, die an beiden Küsten nicht viel voneinander verschieden sind, weichen die durch die Neigung der Bäume angezeigten vorherrschenden Windrichtungen an der französischen Küste nach rechts und an der englischen Küste nach links um ungefähr 55° ab. Diese Abweichungen werden auf Reibungsstau an den Küsten zurückgeführt. Diese Stauwirkung kann eine Erhöhung der Niederschläge auch in flachen Küstengebieten zur Folge haben. *Steinhauser.*

H. H. Lamb. Bemerkungen zum Aufsatz von V. Conrad: Luftstau an Küsten und Klimazeugen. Meteorol. ZS. **56**, 312—313, 1939, Nr. 8. (Montrose.) Verf. glaubt, daß für die Neigung der Bäume nicht die vorherrschenden Winde, sondern die stärksten Winde ausschlaggebend sind. Im Kanalgebiet sind die heftigsten Winde sowohl SW- wie auch NW-Winde. Die Bäume an der französischen Küste sind vor den SW-, die an der englischen Küste aber vor den NW-Winden etwas geschützt, woraus der Unterschied in der Neigung der Bäume an beiden Küsten erklärt werden soll. Verf. hält es für unwahrscheinlich, daß der durch Reibungsstau bewirkte Ablenkungswinkel einen Betrag von 55° erreichen kann. *Steinhauser.*

F. A. Berson. Über die Beziehung der ageostrophischen Komponente der Windgeschwindigkeit zum Isallobarenfeld. Meteorol. ZS. **56**, 329—333, 1939, Nr. 9. (Staatl. Meteorol. Inst. Warschau.) Verf. zeigt, daß die für die freie Atmosphäre aus dem aerologischen Beobachtungs-

material festgestellte Parallelität der Stromlinien des Feldes der Differenzvektoren **d** der Geschwindigkeit des aktuellen und des geostrophischen Windes zu den Isallobaren, die die Richtigkeit der Relaxationszeittheorie der Gradientwindabweichungen bestätigt, mit Hilfe der von Brunt und Douglas aufgestellten Gleichung für **d**, die die stationäre Beschleunigung mitberücksichtigt, sich als Überwiegen der Fälle mit antizyklonaler Krümmung der Stromlinien im Beobachtungsmaterial interpretieren läßt. Die in der Beweisführung gemachte Voraussetzung, daß die lokale Zeitableitung der individuellen Beschleunigung verschwindet, die die lokale Erhaltung der ageostrophischen Geschwindigkeitskomponente ausdrückt, führt zu einer Beziehung zwischen dem Feld der zweiten lokalen Druckableitung nach der Zeit (Isallobarenfeld zweiter Ordnung) und dem Strömungsfeld, die aus der synoptischen Karte nachgeprüft werden kann und damit eine Bestätigung für die Zulässigkeit der gemachten Voraussetzung liefern könnte. *Steinhauser.*

Hugh Carmichael and F. G. Dymond. Upper air investigations in North-West Greenland. Proc. Roy. Soc. London (A) **171**, 345—359, 1939, Nr. 946. (St. John's Coll. Cambridge and Univ. Edinburgh.) Gelegentlich einer Expedition nach Nordwest-Grönland bis 79° n. Br. wurden im Sommer 1937 zahlreiche Pilotballonaufstiege gemacht, von denen 22 Höhen über 20 km erreichten. Die Ergebnisse der einzelnen Aufstiege sind graphisch dargestellt. Die Aufstiege lassen sich nach 2 Gruppen zusammenfassen: 1. solche, bei denen die Windgeschwindigkeit mit der Höhe sich nicht viel änderte und selten über 5 m/sec stieg und 2. solche, bei denen ein markantes Geschwindigkeitsmaximum in Tropopausenhöhe existierte. Das Geschwindigkeitsmaximum lag in Tiefdruckgebieten in 8 bis 9,5 km Höhe, am Rande von Tiefs in 9,5 bis 10 km und in Hochdruckgebieten in 10 bis 11,5 km Höhe. Die Windrichtungen waren sehr veränderlich; über 20 km Höhe überwogen bei geringer Geschwindigkeit Winde aus E und SE. Ein Meteorographenaufstieg in 76° Br. zeigte bei stabiler Troposphäre eine scharfe Temperaturinversion in 11,2 km Höhe und in der Stratosphäre einen Temperaturanstieg von 221° K bis 246° K in 19,5 km Gipfelhöhe. Gleichzeitige Pilotierungen zeigten, daß das Maximum der Windgeschwindigkeit (15 m/sec) 1,5 km unter der Stratosphärengrenze lag. *Steinhauser.*

Gerard de Geer. Principles of Geochronology. Ark. Mat., Astron. och Fys. (B) **26**, Nr. 16, 11 S. Heft 5. — Bedeutung der „Jahresringe" im Gletschereis für lang- und kürzerperiodische Klimaforschung; Analogie zur gleichen Betrachtung an den Jahresringen der Bäume. *H. Israël.*

Leo Lysgaard. Die Lebensdauer und die Zugrichtung der Tiefdruckgebilde über den Kontinenten. Meteorol. ZS. **56**, 313—314, 1939, Nr. 8. (Kopenhagen.) Im Winter kann über Westeuropa durch das Auftreten einer Okklusion, da dieser wegen der geringeren Dichte der *mPL* gegenüber der *cPL* der Charakter einer neuen Warmfront zukommt, eine Verlängerung der Lebensdauer eines Tiefs und seine Rechtsdrehung bewirkt werden, während im Sommer eine Okklusion, die bei größerer Dichte der *mPL* als der *cPL* Kaltfrontcharakter hat, eine Abkürzung der Lebensdauer des Tiefs bewirken kann. Allgemein wirkt sich die winterliche Abkühlung der Luftmassen über dem Kontinent und ihre Erwärmung im Sommer über Mitteleuropa in dem Sinne aus, daß bei $\varrho_1 > \varrho_3 > \varrho_2$ eine verlängerte Lebensdauer des Tiefs und eine Ablenkung nach rechts, bei $\varrho_1 \leqq \varrho_2 < \varrho_3$ verkürzte Lebensdauer und Linksdrehung und bei $\varrho_1 = \varrho_3 > \varrho_2$ ungestörte Lebensdauer und Zugrichtung zu erwarten ist, wo ϱ_1 die Dichte der kontinentalen Luft vor der Warmfront, ϱ_2 die Dichte im Warmsektor des atlantischen Tiefs und ϱ_3 die Dichte hinter der Kaltfront bedeuten. *Steinhauser.*

Daniel Barbier et **Daniel Chalonge.** Recherches sur l'ozone atmosphérique. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 113—123, 1939, Nr. 3. Eine größere Zahl spektralphotometrischer Aufnahmen von Sternen des 1. Spektraltypus in 83 Nächten (von 1934 bis 1938) in Arosa, auf dem Jungfraujoch und in Abisko (68° 20 n. Br.), die für astronomische Zwecke gemacht waren, wird in der vorliegenden Arbeit (teilweise in Zusammenfassung älterer vorläufiger Notizen) für das Ozonproblem ausgewertet, hauptsächlich zur Bestimmung der mittleren Temperatur der Ozonschicht. Zur Temperaturbestimmung werden die der großen Hartley-Bande im Ultraviolett vorgelagerten Huggins-Banden verwendet, in welchen die Kontraste bei tieferer Temperatur schärfer werden. Die Berechnungsmethode für die Temperaturbestimmung wird etwas verbessert. Die Mittelwerte, immer über mehrere (3 bis 17) Nächte genommen, zeigen, daß die Temperatur der Ozonschicht (worunter immer die mittlere Temperatur der gesamten Ozonschicht zu verstehen ist, obgleich nur der obere Teil derselben als warm angenommen werden kann) um so höher ausfällt, je größer der beobachtete Gesamtozongehalt der Atmosphäre ist. Im Frühling, wo auch der Gesamtozongehalt am höchsten ist, werden die höchsten mittleren Temperaturen der Ozonschicht in Abisko gefunden (— 3° C). Im Frühjahr, in dem die meisten Beobachtungen gemacht sind, ist merkwürdigerweise die Gesamtmasse des Ozons in der Schweiz und in Abisko nicht sehr verschieden, wobei aber zu bemerken ist, daß die Bestimmungen immer in der Nacht gemacht wurden. In einer Nacht auf dem Jungfraujoch, in der Sterne nach verschiedenen Himmelsrichtungen aufgenommen wurden, wurden recht verschiedene Werte für die reduzierte Ozonschichtdicke nach verschiedenen Richtungen gefunden (0,218 bis 0,412 cm), woraus die Verff. auf Ozonwolken schließen. *E. Regener.*

E. Vassy. Remarques à propos de l'article: Recherches sur l'ozone atmosphérique. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 250, 1939, Nr. 5.

Daniel Barbier et **Daniel Chalonge.** Recherches sur l'ozone atmosphérique: remarques complémentaires. Ebenda S. 324—325, Nr. 6.

E. Vassy. Deuxièmes remarques à propos des articles: Recherches sur l'ozone atmosphérique. Ebenda S. 366, Nr. 7. Diskussion über die Berechnungsweise der Temperatur der Ozonschicht aus dem Kontrast der Huggins-Banden des Ozons im Ultravioletten (die Minima werden mit tieferer Temperatur ausgeprägter, die Maxima bleiben konstant). Die „lange" Methode, bei der die Spektren bei verschiedenen Zenitdistanzen aufgenommen werden und bei der man, wenn man mehrere Wellenlängen benutzt, auch die extraterrestrische Intensität und die Streuung berechnen kann, wird gegenübergestellt der „kurzen" Methode, bei der nur von einem einzigen Spektrum ausgegangen wird. *E. Regener.*

Mme **Arlette Vassy et Etienne Vassy.** Influence du rayonnement solaire sur la température moyenne de l'ozone atmosphérique. C. R. **208**, 1518—1520, 1939, Nr. 19. Kurze Notiz über Messungen der mittleren Temperatur der Ozonschicht bei Tage und bei Nacht. Danach sind die Temperaturunterschiede so klein, daß sie im allgemeinen durch die Schwankungen verdeckt werden, die von dem verschiedenen Ursprung der stratosphärischen Luftkörper herrühren. Eine Berechnung der Mitteltemperatur der Ozonschicht nach Gowan führt auch für 50° N, 40 % relative Feuchte und 0,28 cm Ozon im Winter nur auf 5° C, für den Sommer auf nur 3° C Unterschied zwischen Tag- und Nachttemperatur der Ozonschicht. Wenn dagegen die Messungen von Barbier, Chalonge und Vassy in Abisko jahreszeitlich geordnet werden, so ergibt sich zwischen dem 27. 12. 1934 und dem 6. 3. 1935 ein sehr stark ausgeprägter Gang der Ozon-

mitteltemperatur von etwa -80^0 bis über 0^0 C. In 25 km Höhe dauerte aber in Abisko der Tag am 27. Dezember etwa 4 Stunden 30 min, am 6. März dagegen 12 Stunden. Die verlängerte Sonnenscheindauer beeinflußte also die Mitteltemperatur der Ozonschicht sehr ausgesprochen. *E. Regener.*

Walter Wundt. Der Energiehaushalt der Erde im Lauf des Jahres und in der Erdgeschichte. Meteorol. ZS. **56**, 325—329, 1939, Nr. 9. (Freiburg i. Br.) Verf. berechnet für die einzelnen Komponenten des Wärmeumsatzes an der Erdoberfläche größenordnungsmäßig in Einheiten von 10^{22} cal folgende Werte: kurzwellige jährlich an der Grenze der Atmosphäre einkommende Strahlung 130, davon reflektiert 55, in der Atmosphäre absorbiert 19 und an den Erdboden gelangend 56, von letzteren zur Verdunstung verwendet 30 und in langwellige Strahlung umgewandelt 26 (auf dem Meer 25,6 und auf dem Festland 0,4), jährlich aus dem Erdinnern austretende Wärme 0,02, Wärmefassungsvermögen des Wasserdampfes in der Atmosphäre 0,8, Wärmegehaltsänderung der Atmosphäre bei einer Temperaturänderung um 1^0 0,13, jährliche Strahlungszunahme in Warmzeiten bei einer Reflexionsabnahme um 1 % 1,3, jährliche Strahlungsabnahme in Eiszeiten bei Reflexionserhöhung um 3,2 % 4,2, Kältespeicherung in Eiszeiten gegenüber der Gegenwart durch erniedrigte Lufttemperatur 0,5 durch erniedrigte Bodentemperatur 1,5, durch Bodeneis 1,0, durch erniedrigte Meerestemperatur 137 und durch Gletschereis 257, Wärmespeicherung in Warmzeiten gegenüber der Gegenwart durch erhöhte Meerestemperatur 74 und durch Schmelzen von Gletschereis 142, chemische Speicherung (Kohle) im Laufe der Zeiten 0,6, mechanische Energie der Flüsse jährlich 0,007. Daraus ergibt sich, daß der Abgang oder der Überschuß an Wärmegehalt in den Eis- bzw. Warmzeiten, die durch die Speicherungen gegeben sind (seit der letzten Eiszeit Zunahme pro Jahr um $0{,}02 \cdot 10^{22}$ cal), gegenüber dem Jahresumsatz an der Erdoberfläche von jährlich $56 \cdot 10^{22}$ cal sehr gering ist. Das Meer überwiegt im Umsatz bedeutend vor dem Festland. *Steinhauser.*

H. Thomas. Neue Tabellen zur Reduktion der auf Schiffen beobachteten dreistündigen Luftdruckänderungen auf ruhenden Schiffsort. Ann. d. Hydrogr. **67**, 469—471, 1939, Nr. 9. (Forschungsinst. langfr. Wettervorhersage Homburg v. d. H.) Es wird ein kurzes Verfahren angegeben, um die von Schiffen gemeldeten dreistündigen Druckänderungen von der Druckänderung zu befreien, die auf die Bewegung des Schiffes zurückzuführen ist. Die Richtung und Größe des Druckgefälles wird aus der beobachteten Windrichtung und -stärke mit Berücksichtigung der Reibung berechnet. Die entsprechenden Formeln werden angeführt und außerdem zwei Tabellen, deren Werte man nur in die maßgebende Formel einzusetzen braucht, um sofort die Korrektur der dreistündigen Luftdruckänderung zu bekommen. Die so erhaltenen Luftdruckänderungen lassen sich dann mit den auf dem Festland bestimmten vergleichen. *Krestan.*

H. Arakawa. Äquivalentpotentielle Temperatur. Meteorol. ZS. **56**, 307—311, 1939, Nr. 8. (Tokio.) Unter Angabe der zugrunde gelegten Gleichungen werden Tabellen zur Berechnung der Drucke in mb aus äquivalentpotentieller Temperatur und Lufttemperatur für das Schneestadium, das Regenstadium und das Pseudoregenstadium mitgeteilt. *Steinhauser.*

Aug. Thraen. Der Juni als Extrem im Rahmen der europäischen Klima-Jahreswelle. Mit amtlichem Urmaterial bei 45jähriger Beobachtungszeit (1891—1935). Meteorol. ZS. **56**, 317—319, 1939, Nr. 8. (Düsseldorf.) Nach 45jährigen Mittelwerten gibt der Verf. für 24 über Europa verstreute Stationen für Temperatur, für Luftdruck und für Angotsche Koeffizienten, Wahrscheinlich-

keiten und Dichte der Niederschläge die Abweichungen der Juniwerte vom zugehörigen Jahresmittel und von den einer fiktiven, dem Jahresgang der Sonne folgenden Mittelkurve jedes Elementes entnommenen Junimittelwerten an. Danach sind in Europa Temperatur und Niederschlag im Juni unternormal. *Steinhauser.*

B. Hoffmann. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 137: Fernando Póo. Ann. d. Hydrogr. **67**, 501—502, 1939, Nr. 10. (Belebu.)

Wl. K. Hristow. Normale flächentreue Zylinder-, Kegel- und Azimutalprojektion für klimatologische meteorologische Karten. Meteorol. ZS. **56**, 393—396, 1939, Nr. 10 (Sofia) *Dede.*

Th. Braun und **C. Pflugbeil.** Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 136: Finnland. Ann. d. Hydrogr. **67**, 466—469, 1939, Nr. 9. Der Witterungsverlauf während einer 14tägigen Reise durch Finnland im Juli 1938 wird dargestellt. Es wird die jeweilige Witterung geschildert, aus der vorhergehenden entwickelt und in Zusammenhang mit der allgemeinen Wetterlage gebracht, wie sie sich aus der Wetterkarte ergibt. Die gesamte Wettergestaltung während dieser Zeit stand unter dem Einfluß eines russischen Hochdruckgebietes und war durch zahlreiche Wärmegewitter charakterisiert. An Hand von zwei Wetterkarten wird der Witterungsverlauf noch näher erläutert. *Krestan.*

H. Uttinger. Graphische Aspirations-Psychrometer-Tafeln zur Bestimmung der relativen Feuchtigkeit unter verschiedenem Luftdruck. Meteorol. ZS. **56**, 390—392, 1939, Nr. 10. (Schweiz. Meteorol. Zentralanst.) *Dede.*

R. Spitaler. Die sommerliche und winterliche Bestrahlungskurve in der Nach-Eiszeit. Meteorol. ZS. **56**, 319—321, 1939, Nr. 8. (Reichenberg.) Für jedes 5000ste Jahr seit dem Jahr 95 000 vor 1850 werden die sommerlichen, winterlichen und jährlichen Bestrahlungsdifferenzen zwischen Eiszeit und Gegenwart in 45° Breite angegeben und mit Bezug auf ihre Bedeutung für Gletschervorstöße und -rückgänge diskutiert. *Steinhauser.*

Otto Hoelper. Registrierungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung im Allgäu. Meteorol. ZS. **56**, 333—342, 1939, Nr. 9. (Meteorol. Obs. Potsdam.) Nach 15jährigen Registrierungen der Sonnenscheindauer in Riezlern werden Monatssummen, ihre Häufigkeitsverteilungen, Häufigkeitsverteilungen nach täglichen Stundenwerten und mittlere Tagesgänge mitgeteilt. Aus den Sonnenscheinstundensummen S lassen sich für Riezlern die monatlichen Energiesummen der Sonnenstrahlung berechnen nach $W = (198{,}5 + 3{,}87\,d - 0{,}03\,d^2 - 0{,}0002\,d^3)S/5$, wo d die mittlere monatliche Deklination bedeutet. Nach den mitgeteilten Ergebnissen von zweijährigen Registrierungen der Strahlung von Sonne + Himmel mit einem Robitzsch-Aktinographen läßt sich durch Vergleich mit den entsprechenden Werten der Zustrahlung von der Sonne allein folgern, daß die diffuse Strahlung an wolkenlosen Tagen im Januar 29 %, im Juli 14 % und im Jahresmittel 21 % und im Durchschnitt aller Tage im Januar 53 %, im Juli 29 % und im Jahresdurchschnitt 38 % der gesamten Einstrahlung beträgt. Dabei wurden die Strahlungsregistrierungen nach der Ångströmschen Formel für die Beziehung der Monatssummen der Globalstrahlung zur relativen Sonnenscheindauer auf die 15jährige Reihe der Sonnenscheinregistrierungen umgerechnet, um Normalwerte zu gewinnen. Graphische Darstellungen bringen die Jahresgänge der prozentualen Häufigkeiten der je Tag von Sonne allein und von Sonne + Himmel zugestrahlten Wärmesummen bestimmter Größen. *Steinhauser.*

Rudolf Meyer. Der „grüne Strahl". Nach niederländischen Arbeiten. Meteorol. ZS. **56**, 342—346, 1939, Nr. 9. (Riga.) Bei Beobachtungen der grünen Erscheinungen ist wesentlich zu unterscheiden: 1. Der grüne oder grünblaue Saum über der Sonne, 2. der blitzartig aufleuchtende grüne oder grünblaue Strahl und 3. die grüne oder grünblaue Färbung des letzten Segmentes der untergehenden Sonne. Das Aufschießen des grünen Strahls ist irgendwelchen Störungen der Strahlenbrechung durch wellenförmige Bewegung der Luftschichten oder durch unregelmäßige Schlierenwirkung zuzuschreiben. In den besprochenen niederländischen Arbeiten werden auch Fragen der Abhängigkeit der grünen Erscheinungen vom Dampfdruck, von der Größe der Strahlenbrechung, von Luftspiegelungen und Schlieren und von der Höhe des Beobachters behandelt, zu deren endgültiger Klärung der Verf. einen Arbeitsplan für weitere Beobachtungen aufstellt. *Steinhauser.*

Heinz Lettau. Kern- und Staubgehalt der Bodenluft und die atmosphärische Schwächung der Sonnenstrahlung über Afrika und den angrenzenden Meeren. (Dozenten-Afrikareise 1938.) Gerlands Beitr. **55**, 103—137, 1939, Nr. 1. (Königsberg i. Pr.)

K. Büttner. Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung auf einer Afrikareise, sowie einige bioklimatische Beobachtungen. (Dozenten-Afrikareise 1938.) Gerlands Beitr. **55**, 13—51, 1939, Nr. 1. (Kiel.)

Reinhard Orth. Zur Kenntnis des Lichtklimas der Tropen und Subtropen sowie des tropischen Urwaldes. (Dozenten-Afrikareise 1938.) Gerlands Beitr. **55**, 52—102, 1939, Nr. 1. (Heidelberg.) Während der Dozenten-Afrikareise 1938, die vom Mittelmeer durch Suezkanal, Rotes Meer, Indischen Ozean nach Deutsch-Ostafrika, von hier quer durch den Kontinent nach Portugiesisch-Angola und über den Atlantik zurückführte (August—Oktober), wird durch die Messungen der Verff. ein sehr vollständiges Bild der Strahlungs-, Trübungs- und Lichtklimaverhältnisse Innerafrikas und der angrenzenden Ozeane entworfen. Im ganzen ist der Strahlungsgenuß des afrikanischen Kontinents überraschend gering. — H. Lettau mißt die Kernzahl (Scholz-Kernzähler), den Staubgehalt (Zeiss-Konimeter) und die Sonnenstrahlung (Michelson-Aktinometer). Die Kernzahlen zeigen in ganz Innerafrika eine bemerkenswerte Konstanz von 3000 bis 4000 Kernen/cm³. Die Höchstwerte sind in der Nähe von Grasbrandgebieten etwa 25 000, im Lee eines tätigen Vulkans 400 000. Im Mittelmeer ergeben 6 Werte ein Mittel von 2200, im Atlantik 57 (27) Messungen im Passat (nördlich davon) ein solches von 370 (920). Im Tagesgang ist auf dem Kontinent ein nachmittägliches Minimum typisch (Konvektionseinfluß), auf dem Atlantik (6 Reihen) ein mittägliches Maximum wahrscheinlich. Die Konimeterwerte zeigen starke Verschiedenheiten ohne so klare Gesetzmäßigkeiten, wie die Kernzahlen. Das absolute Maximum erreicht mit 10 groben Teilchen im cm³ eine Messung in Aden. Im Inneren des Kontinents schwanken die Werte zwischen 0,1 und 8 Teilchen pro cm³ (in der Nähe von Grasbrandgebieten), auf dem Atlantik zwischen 0,3 und 1,5. Die Strahlungsmessungen ergeben maximale Trübungsfaktoren von $T_G = 6{,}6\ (7{,}9)$; $T_R = 13{,}9\ (10{,}6)$; $T_K = 2{,}4\ (5{,}3)$ im Roten Meer (Lualababecken; Vegetationsbrände), im Inneren (Atlantik) Mittelwerte von 5,5; 8,1; 3,1 (2,9; 6,7; 1,3). Die strahlungsklimatischen Besonderheiten werden an einem „Trübungsfaktor-Diagramm" erläutert. Die Strahlungsmessungen werden durch Himmelsblaumessungen ergänzt. Im Anhang werden einzelne Messungen der Verdunstung mittels Livingstonscher Verdunstungskugel mitgeteilt, sowie für eine innerafrikanische Station (Kingolwira bei Daressalam) ein komplexes Witterungsbild entworfen. — K. Büttner mißt die Gesamt- und Himmelsstrahlung im mittleren Ultraviolett

„UVB" mittels des UV-Dosimeters der I. G. Farbenindustrie (Quarzrohr; spektraler Schwerpunkt etwa bei 310 mμ), im langwelligen Ultraviolett „UVA" mittels entsprechend gefilterter Selen-Sperrschichtzelle (spektraler Schwerpunkt bei 364 mμ bei einer Spektralbreite von rund 40 mμ) sowie die Wärmestrahlung von Sonne + Himmel und Himmel allein mittels Moll-Gorczynski-Solarimeter. Diese Spektralgebietsmessungen werden zusammen mit den Aktinometermessungen Lettaus für die einzelnen Meßorte auf gleiche Sonnenhöhen bezogen und ergeben ein aufschlußreiches Bild der spektralen Lufttrübung und damit der Größe der trübenden Teilchen: Die im Inneren des Kontinents durchweg recht erhebliche Trübung ergibt ihrem Verhalten in den verschiedenen Spektralgebieten nach einen mittleren Teilchendurchmesser von 0,6 μ; im Roten Meer errechnet sich ein solcher von 2,8 μ (Wüstensand; anomale Extinktion). 24 Messungen der Ausstrahlung mittels des Albrechtschen Effektivpyranometers ergaben im allgemeinen gute Übereinstimmung mit den nach der Ångströmschen Formel berechneten Werten; gelegentlich auftretende Abweichungen sind durch abweichende Temperatur- und Feuchtigkeitswerte in der Höhe zu erklären. Weiter sind kleinere bioklimatische Studien über Schwüle, Hauttemperatur und -albedo bei Weißen und Farbigen, UV-Erythem und Schiffsklima sowie einige Beobachtungen besonderer Witterungserscheinungen mitgeteilt. — R. Orth untersucht zur Erfassung des für die Vegetation wichtigen Lichtklimas die spektrale Zusammensetzung der Gesamtstrahlung von Sonne und Himmel im sichtbaren Spektralbereich mittels einer „Seybold-Apparatur", bei der der sichtbare Bereich durch Filtervorsatz vor eine Sperrschichtzelle in 12 einzelne Bereiche zerlegt wird. Arbeitsweise und Eichung des Gerätes werden besprochen. Im Mittelmeer liegen die Lichtintensitäten unter den an der deutschen Nordsee gemessenen Werten (höherer Dampfdruck und Staubgehalt) und nehmen im Suezkanal und im Roten Meer stetig weiter ab bei gleichzeitiger Verschiebung des spektralen Schwerpunktes nach Rot hin (als Folge des im kurzwelligen Teil stärker schwächende Wirkung des Wüstenstaubes). Im Inneren des Kontinentes ist die Lichtintensität durchweg niedriger als in Mitteleuropa. Das Verhältnis Sonnenlicht/Himmelslicht verschiebt sich mit zunehmendem Staubgehalt zugunsten des letzteren bis zu 10 : 1 (4 : 1) im Mittelmeer (Kongobecken). Lichtmessungen in tropischen Urwäldern (Galeriewald, hochstämmiger Trockenwald, Regenwald) vermitteln wesentliche Aufschlüsse über die Bedingungen der Schattenvegetation in diesen. *H. Israël.*

Gustav Reitz. Pyranometrische Untersuchungen. Gerlands Beitr. **55**, 254—291, 1939, Nr. 2. (Frankfurt a. M.) Gleichzeitige Registrierungen mit den vier Pyranometertypen: Ångström-Pyranometer (1919), Gorczinsky-Solarimeter (1926), Linke-Sternpyranometer (1934) und Robitzsch-Bimetallaktinograph (1932) ergeben relativ große Abweichungen. Systematische Untersuchungen der vier Geräte vor Sonne und künstlicher Lichtquelle ergeben starke Abhängigkeit der Empfindlichkeiten von der Sonnenhöhe und beim „Gorczinsky" und „Robitzsch" außerdem vom Azimut. Die besten Ergebnisse können hiernach mit dem Sternpyranometer mit einem Deckglas von etwa 4 cm Wölbung (beste Annäherung an das Cosinusgesetz gewährleistet) erzielt werden. — Mit zwei Sternpyranometern wird in Frankfurt a. M. und auf dem Taunusobservatorium die Abhängigkeit der Himmelsstrahlung von Sonnenhöhe und Trübungsfaktor bestimmt, in Näherungsformeln zusammengefaßt und mit deren Hilfe die Intensität der diffusen Himmelsstrahlung für $T = 1{,}00$ berechnet. Als verbessertes Trübungsmaß wird das „Strahlungsverhältnis" — Quotient aus der Summe von Sonnen- plus Himmelsstrahlung bei $T = 1{,}00$ und dem tatsächlich gemessenen — vorgeschlagen und sein Zusammenhang mit Sonnenhöhe und Trübungsfaktor graphisch dargestellt. Das „Strahlungs-

verhältnis" zeigt zum Himmelsblau einen engen, zur Sichtweite einen wenigstens qualitativ erkennbaren Zusammenhang. Ein Vergleich der Meßergebnisse der diffusen Himmelsstrahlung mit theoretischen Lösungsversuchen zeigt, daß diese bisher noch keine befriedigende Lösung darstellen. *H. Israël.*

T. R. Aurén. Radiation climate in Scandinavian Peninsula. Ark. Math. Astron. och Fys. (A) **26**, Nr. 20, 50 S., Heft 5. — Verf. berichtet zusammenfassend über die aus seinen zehnjährigen Helligkeitsregistrierungen (1928 bis 1937) mittels Kaliumzelle gewonnenen Ergebnisse bezüglich des Strahlungsklimas von Skandinavien. Zwischen pyranometrisch gemessener Gesamtstrahlung W_1 von Sonne und Himmel auf die Horizontale und der mittels Zelle bestimmten Helligkeit L wird die im Mittel über längere Zeiträume (Monat und Jahr) geltende Beziehung $W_1 = 100\,L/1{,}86$ aufgestellt. Auf Grund dessen und einer weiteren empirischen Beziehung zwischen mittlerer Beleuchtung und mittlerer Bewölkung wird die Zuverlässigkeit der Aussagen über das Strahlungsklima auf Grund von Helligkeitsmessungen in dreijährigem gleichzeitigem Helligkeits- und Strahlungsmaterial in Stocksund geprüft. Auf Grund des recht befriedigenden Ergebnisses werden aus Helligkeitsbestimmungen bei verschiedenen Sonnenhöhen die Strahlungssummen für 65 Orte von Schweden und Norwegen für die Monate April bis September und für das Jahr berechnet und in Schaubildern dargestellt. Die Tagesmittel von Stocksund sind in extenso mitgeteilt. *H. Israël.*

Kurt Wegener und **Hans Trojer.** Die Temperaturstrahlung der Erde und ihre Messung. Ann. d. Hydrogr. **67**, 424—432, 1939, Nr. 8. Es wird ein Apparat beschrieben, mit dem die nächtliche Ausstrahlung der Erde bestimmt werden soll. Das Gerät besteht im wesentlichen aus einem Parabolspiegel, in dessen Brennpunkt sich der Temperaturmesser (Quecksilberthermometer, Bimetallthermometer, Thermoelement) befindet. Messungen und Registrierungen werden ausgeführt, wobei das Gerät entweder mit einem aus dünnem Aluminiumblech hergestellten Spiegel oder einem von der Firma Zeiss gelieferten Glas-Parabolspiegel mit luftleerem Raum hinter dem Reflektor ausgerüstet ist. Auf die Bedeutung solcher Messungen für die Frostprognose und für die Luftmassenanalyse wird hingewiesen. *Tingwaldt.*

P. Heß. Die spektrale Energieverteilung der Himmelsstrahlung. Gerlands Beitr. **55**, 204—220, 1939, Nr. 2. (Inst. Meteorol. u. Geophys. Frankfurt/M.) Die Arbeit enthält einen Überblick über die Meßmethoden zur Bestimmung der spektralen Energieverteilung und deren Anwendung auf die diffuse Strahlung des Himmelslichtes. Die Meßanordnung besteht aus einem Quarzdoppelmonochromator in Verbindung mit einer Alkalizelle, deren Empfindlichkeit von 2800 bis 1100 Å reicht. Die Photoströme wurden mit einem Gleichstromverstärker verstärkt. Die spektrale Empfindlichkeit wurde mit einer UV-Normallampe bestimmt. Die Messungen wurden registriert. Die Ergebnisse zeigen, daß das Himmelsspektrum lediglich ein durch Streuvorgänge verzerrtes Abbild des Sonnenspektrums ist. Die Maxima und Minima im Spektrum fallen mit denen des Sonnenspektrums zusammen. Die Verteilungskurve wird ferner als Funktion des Sonnenabstands, der Sonnenhöhe und der Lufttrübung aufgenommen. Sowohl relative wie auch absolute Intensitätsverteilung hängen von diesen Faktoren ab. Der Vergleich der Messungen mit denen von King und Knepple zeigt, daß ein ausgeprägtes Maximum bei 350 bis 360 mμ mit dem von diesen Autoren gefundenen identisch ist. Ein zweites Maximum bei 450 bis 460 mμ scheint durch den steilen Anstieg der primären Sonnenstrahlung und die Dunststreuung bedingt zu sein. *Frerichs.*

F. Lauscher. Zu J. Deinhofer und F. Lauscher, Dämmerungshelligkeit. Meteorol. ZS. **56**, 351, 1939, Nr. 9. (Wien-Berlin.) (Diese Ber. **20**, 2568, 1939.) *Steinhauser.*

O. Gabran. Die Luftdurchlässigkeit einer Schneedecke und deren Einfluß auf die Überwinterung der Pflanzen. Meteorol. ZS. **56**, 354—356, 1939, Nr. 9. (Alswiki, Lettland.) Es wurde die Luftdurchlässigkeit einer Schneedecke bei verschiedenen Zuständen durch Versuche geprüft, auch konnte bei Schneemangel eine Sägespandecke als dem Schnee gleich luftdurchlässig verwandt werden. Außerdem sind die Folgen der Einwirkung eines gestörten Luftwechsels und mangelnder Diffusion der Luft auf die Überwinterung der Pflanzen beschrieben. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

M. Paul. Über Kondensationsvorgänge in der freien Atmosphäre. Meteorol. ZS. **56**, 297—300, 1939, Nr. 8. (Berlin.) Die Zustandsänderung heftig aufsteigender gesättigter Luftmassen liegt zwischen der Feuchtadiabate und der Trockenadiabate. Nur die Grenzfälle, in denen Wassertröpfchen genügend lange in derselben Luftmasse suspendiert bleiben, aus der sie ausgeschieden wurden, stellen feuchtadiabatische Zustände dar. Zum Verständnis dieser Vorgänge wird die Entstehung der Wassertröpfchen vom molekularkinetischen Standpunkte aus betrachtet. — Es wird die Vereinigung von Wasserdampfmolekülen zu einem Tröpfchen und weiter die Kondensation von Wasserdampfmolekülen an Staubteilchen in bezug auf die dabei auftretenden Wärmeverhältnisse erörtert, wobei sich zeigt, daß der erste Fall nur selten auftreten kann. Das Anwachsen der Tröpfchen ist abgesehen von der Dampfspannung auch von der Wärmeabgabe nach außen abhängig. Aus der gaskinetischen Behandlung ergibt sich nämlich, daß dem Anwachsen der Tröpfchen die hineingetragene Kondensationswärme selbst entgegenwirken müßte, wenn eine Wärmeabgabe an die einhüllende Luftschicht nicht stattfinden würde. Die Temperatur eines in der Luft suspendierten wachsenden Tröpfchens muß also höher sein als die der umgebenden Luftschichten. Daraus folgt, daß ein Teil der Kondensationswärme bei stürmischer Aufwärtsbewegung der Luftmassen mit den Regentropfen nach unten wandert. Da nicht die gesamte Kondensationswärme auf die einhüllende Luftmasse übergeht, kann dieser Zustand nur angenähert als feuchtadiabatisch bezeichnet werden. Eine strenge feuchtadiabatische Zustandsänderung ist daher dann vorhanden, wenn die Tröpfchen genügend lange in der sie erzeugenden feuchten Luftmasse suspendiert bleiben. *Krestan.*

Otto Dinkelacker. Die Feuchtadiabate. Beitrag zur Theorie der Adiabaten. Meteorol. ZS. **56**, 289—297, 1939, Nr. 8. (Nürnberg.) Die Differentialgleichung der Feuchtadiabate läßt sich unter bestimmten Voraussetzungen in geschlossener Form integrieren. Die so erhaltene Adiabate wird „Hauptadiabate feuchter Luft" genannt. Dabei ergeben sich einfache und zugleich wichtige Zusammenhänge mit der Pseudo- und der pseudopotentiellen Temperatur. Die Äquivalenttemperatur nach von Pezold und die äquivalentpotentielle Temperatur nach Robitzsch stellen Näherungswerte dar. Die Psychrometerformel läßt sich ebenfalls als Näherungsformel ableiten. *Justi.*

Fritz Schnaidt. Über die Temperatur- und Druckabhängigkeit der spezifischen Wärmen von Luft und Wasserdampf und der Verdampfungswärme des Wassers. Meteorol. ZS. **56**, 300—304, 1939, Nr. 8. (München.) Vor kurzem untersuchte M. Robitzsch die Bedeutung der Temperatur- und Feuchtigkeitsabhängigkeit der spezifischen Wärme feuchter Luft auf den Zahlenwert der Psychrometerkonstanten und betonte, daß die spe-

zifische Wärme der feuchten Luft und die zugehörige Verdampfungswärme strenggenommen nur für den Druck $p = 1000$ mb bekannt seien, daß aber wohl die Druckabhängigkeit höchstens gering sei. Hier untersucht der Verf. erneut für meteorologische Zwecke die Frage der Temperatur- und Druckabhängigkeit der spezifischen Wärme der feuchten Luft, wobei er die von Justi spektroskopisch berechneten $C\,p_0$-Werte und aus der thermischen Zustandsgleichung abgeleiteten Druckabhängigkeiten (Realkorrektionen) zugrunde legt. Durch thermodynamische Betrachtungen kommt Verf. zu dem Schluß, daß für meteorologische Zwecke nur die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungswärme des Wassers berücksichtigt zu werden braucht, daß aber die spezifischen Wärmen bei nicht zu hochgespannten Genauigkeitsansprüchen als unabhängig von Druck und Temperatur eingesetzt werden können. Auch die Verdampfungswärme weist bei den meteorologisch wichtigen Temperaturen eine nur geringe Druckabhängigkeit auf, wie aus der Zustandsgleichung von We. Koch gefolgert wird. *Justi.*

H. W. Harkness. A study of the Rideal absorption hygrometer. Rev. Scient Instr. **10**, 237—241, 1939, Nr. 8. (Queen's Univ. Kingston, Ontario, Canada.) Verf. untersucht die Eigenschaften des Rideal schen Absorptionshygrometers im Hinblick auf die Verwendung bei der Bestimmung von Luftfeuchtigkeiten in kleinen abgeschlossenen Räumen. Für den Fehler infolge der Adsorption von Feuchtigkeit an den Apparatwänden und ebenso infolge der Anwesenheit von Gasrückständen in den Verbindungsleitungen zum Hygrometer werden theoretische Formeln abgeleitet, die durch das Experiment bestätigt werden. Ferner werden Korrektionen angegeben für die während der Experimente im Instrument auftretenden Temperaturschwankungen. Die mit dem Instrument unter Berücksichtigung dieser Korrekturen erhaltenen Resultate stimmen vorzüglich mit den besten vorliegenden anderen hygroskopischen Untersuchungen überein. Der Verf. beschreibt schließlich noch kurz ein Rideal-Hygrometer, welches für die Verwendung in einem Thermostaten bestimmt ist. *Bomke.*

R. N. Kaltschewa. Über die Beziehung zwischen den täglichen Gängen der Verdunstung und der spezifischen Feuchtigkeit. Meteorol. ZS. **56**, 351—354, 1939, Nr. 9. (Sofia, z. Zt. Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Ausgehend von der Austauschgleichung berechnet der Verf. die spezifische Feuchtigkeit als Funktion der Verdunstung bei fehlender Konvektion. Unter der Annahme eines periodischen Tagesganges der Verdunstung ergibt sich für das Tagesmaximum der spezifischen Feuchtigkeit eine Verspätung um 3 Stunden gegenüber dem Maximum der Verdunstung. Beobachtungen am Observatorium Trevandrum in Indien zeigen eine weitgehende Übereinstimmung mit der Theorie. *Steinhauser.*

M. W. Chiplonkar. A simple cylindrical lens spectrograph for the optical determination of the concentration of ozone in the atmospheric layers near the ground. Proc. Indian Acad. (A) **9**, 504—507, 1939, Nr. 6. Quarz-Spektrograph ohne Kollimator, mit Zylinderlinse als Kameraobjektiv und mit einem optischen Keil (aus einem Dobson-Spektrograph) vor der Platte (Neigung des Keils parallel der Prismenkante), mit dem eine Quecksilberlampe aus größerer Entfernung aufgenommen wird. Ozongehalt der Bodenluft nach Sonnenuntergang bei frischem Seewind nach einigen vorläufigen Messungen in reduzierter Schichtdicke: 1 bis $5 \cdot 10^{-3}$ cm Ozon/km, also in Vorderindien ähnlich wie in Europa. *E. Regener.*

Mme **Arlette Vassy** et **Etienne Vassy.** Dissymétrie de la distribution de l'ozone dans les deux hémisphères. C. R. **208**, 1829—1830, 1939, Nr. 23. Nach französischen Radiosonden-Messungen zwischen 20 und 50° südl.

Breite liegt dort die Stratosphärenbasis in geringerer Höhe als in den gleichen nördlichen Breiten; dementsprechend hat dort auch die Stratosphäre eine höhere Temperatur. Daran anschließend untersuchen die Verf., ob auch das Ozon über die Erdkugel unsymmetrisch verteilt ist. Verglichen werden die mit den Dobsonschen Apparaturen erhaltenen jährlichen Mittelwerte des Ozons auf annähernd gleichen nördlichen und südlichen Breiten. Drei Stationspaare ergeben 8, 11 und 11 % Ozonüberschuß für die südlichen Breiten. Diese Dissymmetrie kann wohl mit der ungleichen Verteilung von Land und Wasser auf die beiden Halbkugeln erklärt werden. *E. Regener.*

Mme **A. Vassy et E. Vassy.** Sur les variations de la température moyenne de l'ozone atmosphérique. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 93 S—94 S, 1939, Nr. 6. (Bull. Soc. Franç. Phys. Nr. 434.) Spektralphotometrische Messungen (mit dem zenitalen Streulicht) der Gesamtdicke und der mittleren Temperatur des atmosphärischen Ozons in Ifran in Marokko, 33° 31′ nördlich und 1635 m hoch. Polare Luftkörper behalten ihren Ozonreichtum bis zu dieser Breite. Die Stagnation der polaren Luftkörper in der Breite von Marokko wirkt sich in einer langsamen Abnahme ihrer Mächtigkeit und dementsprechend in gleichmäßiger Abnahme ihrer Ozontemperatur aus. Luftkörper aus der Sahara geben die tiefsten Ozontemperaturen. In den Übergangsperioden wird gefunden, daß Temperatur und Dicke der Ozonschicht sich mit jedem im Laufe eines Tages aufgenommenen Spektrum ändern. Die Turbulenz der Atmosphäre scheint dann sehr hoch hinaufzureichen, vielleicht bis zum Schwerpunkt der Ozonschicht, und die Ozonschicht scheint dann Diskontinuitäten aufzuweisen. *E. Regener.*

John Strong. Observations with a new radiation pyrometer. Phys. Rev. (2) **55**, 1114, 1939, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.) Mit einem neuen Strahlungspyrometer werden Beobachtungen im ultraroten Spektralgebiet ausgeführt. Die Monochromatisierung erfolgt durch die Reststrahlen von Apophyllit (9,7 μ), von Quarz (8,7 μ) und von Karborund (12 μ). Solare Messungen über die Stärke der Hartley-Ozon-Bande und der Φ-Bande des Wassers werden zugleich mit den Ultrarotmessungen durchgeführt. Die Messungen liefern einen Anhalt für die Höhe und die Temperatur der Ozonschicht. Die Ultrarotmessungen bei 8,7 μ und 12 μ liefern das Absorptionsvermögen der Atmosphäre und lassen einen Vergleich zu zwischen der von der Sonne ausgesandten Strahlung und der Wärmestrahlung eines schwarzen Körpers. *Tingwaldt.*

E. Ekhart. Zum Klima des Oetztales. Meteorol. ZS. **56**, 347—349, 1939, Nr. 9. (Innsbruck.) Auf Grund drei- bis vierjähriger Beobachtungen in Vent (1891 m) und Umhausen (1036 m) wird im Auszug aus einer umfangreicheren Arbeit unter Beigabe einer Klimatabelle das Klima dieser beiden Ötztalorte charakterisiert. *Steinhauser.*

Otto Härtel. Mikroklima und Wachstum in Tulpenbeeten. Bioklimat. Beibl. **6**, 134—137, 1939, Nr. 3. (Pflanzenphysiol. Inst. Botan. Staatsanst. München.) *Dede.*

R. Scherhag. Wetterskizzen Nr. 55: Verbesserung der Wettervorhersage durch Berechnung der Druckverteilung des Folgetages mit Hilfe der Höhenwetterkarte. Ann. d. Hydrogr. **67**, 462—466, 1939, Nr. 9. (Reichsamt Wetterd. Berlin.) Die Höhenwetterkarte kann man zur Berechnung der Druckänderung benützen. Mit Hilfe der so gewonnenen Druckänderung läßt sich ein eindeutiges Bild der zu erwartenden Wetterlage des nächsten Tages zeichnen. Dadurch erhält man eine bessere Grundlage für die Wettervorhersage als es bisher hauptsächlich nur mit Benützung der Zugrichtung der Isallobaren-

zentren möglich war. Die vorhergesagte und die tatsächlich eingetretene Wetterlage sind wegen ihrer Eindeutigkeit exakt vergleichbar, so daß diese Methode eine leichtere Untersuchung der Ursachen der Fehlvorhersage erlaubt. Das Konstruktionsverfahren solcher Wettervorhersagekarten wird kurz angegeben und an einem Beispiel diskutiert. Aus dem täglichen Vergleich der vorhergesagten und der tatsächlich eingetretenen Druckänderung für 22 Orte Zentraleuropas ergibt sich, daß der Fehler der Druckvorhersage verhältnismäßig sehr gering ist. Die Genauigkeit ist aber nicht an allen Orten gleich, sondern nimmt von Nordwest nach Südost zu. Das hängt mit dem aerologischen Netz der Wetterstationen zusammen. *Krestan.*

K. R. Ramanathan. Upper air data and weather forecasts. Proc. Nat. Inst. Sci. India **5**, 101—105, 1939, Nr. 1. (Colaba Obs. Bombay.) Für die Bestimmung der Fronten und Identifizierung der verschiedenen Luftmassen in Indien werden als wichtigstes Hilfsmittel die Strömungslinien und Trajektorien in verschiedenen Höhen verwendet, die auf Grund der zahlreichen Pilotaufstiege gezeichnet werden können. Die aerologischen Daten liefern genaueren Einblick in den Aufbau der Depressionen und in den Unterschied zwischen der Struktur von Monsunluft und anderer Luft, und sie ermöglichen die Feststellung latenter Instabilitäten, was für die Voraussage von Gewitter und Böen bedeutungsvoll ist. Es wird ein stärkerer Ausbau des indischen aerologischen Netzes für notwendig gehalten. *Steinhauser.*

S. K. Banerji. Kinematical methods in weather forecasting. Proc. Nat. Inst. Sci. India **5**, 139—165, 1939, Nr. 1. (Met. Office, Poona.) Verf. entwickelt nach Petterssen und Dedebant die Formeln, nach denen aus den Drucktendenzen die Geschwindigkeit und Beschleunigung von Isobaren, die Bewegung der Zentren von Zyklonen und Antizyklonen, die Bewegung von Troglinien und Fronten und die Vertiefung oder Auffüllung einer Depression berechnet werden können, und gibt Anleitungen zur numerischen Auswertung dieser Formeln. Die Berechnung einiger Zyklonenbahnen ergab eine befriedigende Übereinstimmung mit der Beobachtung. Aus den Beispielen und Formeln werden Regeln über die Bewegungen und Änderungen der Druckgebilde abgeleitet. *Steinhauser.*

D. Ashbel. The influence of the Dead Sea on the climate of its neighbourhood. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 185—194, 1939, Nr. 280. (Hebrew Univ. Jerusalem.)

A. Heuss. Klimatographische Wetterschilderung. Nr. 130: Iran. Ann. d. Hydrogr. **67**, 200—201, 1939, Nr. 4.

Grass. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 131: Deutsch-Ostafrika. Ann. d. Hydrogr. **67**, 201—203, 1939, Nr. 4. *Dede.*

Max Müller. Die Meßverfahren zur Bestimmung des Dispersionseffektes des Widerstandes von Gesteinsmedien. ZS. f. Geophys. **15**, 176—182, 1939, Nr. 3/4. (Jena.) Es wird ein vorläufiger und allgemeiner Überblick über die Meßverfahren des Verf. gegeben. Dieser betrifft die Bestimmung des Dispersionseffektes des Widerstandes von Gesteinsmedien durch einfache und mehrfache Phasenregelung sowie durch Dämpfungskopplung. Eine Reihe praktischer Messungen werden für einen größeren Aufsatz angekündigt. *Schmerwitz.*

Geophysikalische Berichte

Meteorologisches Taschenbuch. Fünfte Ausgabe. Unter Mitarbeit von **F. Albrecht, H. Ertel, H. Israël, E. Kleinschmidt, G. Loeser** und **K. Schneider-Carius**, herausgegeben von F. Linke. Mit 108 Abb. im Text. XI u. 354 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1939. Geb. RM 19,60; brosch. 17,80.— Die 5. Ausgabe des meteorologischen Taschenbuches ist für den „messenden Meteorologen" bestimmt. Das I. Kapitel enthält die theoretischen Grundlagen und Formeln der dynamischen Meteorologie. Im II. Kapitel werden die allgemeinen meteorologischen Meßgeräte und Beobachtungsmethoden beschrieben. Die nächsten zwei Kapitel (III. und IV.) umfassen die drahtlosen aerologischen Meßmethoden (Radiosonden, Peilwindmessung) und ihre Auswertungen, wobei eine Auswahl der Arbeitsmethoden getroffen wurde. In den letzten drei Kapiteln werden die Spezialgebiete der Meteorologie, die Strahlung (V. und VI.) und Luftelektrizität (VII.), behandelt. Im V. sind die Grundlagen, Einheiten und Formeln der atmosphärischen Strahlungsforschung zusammengefaßt, während im VI. ihre Meßgeräte und Meßmethoden besprochen werden. Das Kapitel über Luftelektrizität enthält zunächst die Grundlagen, Einheiten, Hilfsgeräte und befaßt sich dann mit den einzelnen luftelektrischen Größen und ihrer Messung. *Krestan.*

R. Bock. Das Adolf Schmidt-Observatorium Niemegk (Kreis Zauch-Belzig). Mit einer Vorrede von **Adolf Schmidt** und einer Übersicht über die geologischen Verhältnisse von **H. Reich.** Abh. Geophys. Inst. Potsdam Nr. 1, 1939. Mit einem Porträt **Adolf Schmidts** u. 36 Abb., 47 S. RM 5,—. *H. Israël.*

J. Bartels und **G. Fanselau.** Geophysikalische Mond-Tafeln 1850—1975. Abh. Geophys. Inst. Potsdam Nr. 2, 1938, 44 S., RM 4,—. *H. Israël.*

Otto Brandt. Bestimmung der Erdbeschleunigung als Beispiel einer schulgemäßen Feinmessung. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturwiss. **45**, 281—283, 1939, Nr. 10. (Berlin.) Die Erdbeschleunigung wurde mit einem in der Ebene der Fäden schwingenden Zweifadenpendel bestimmt. Pendellänge ist dann die reine Fadenlänge. Zur Schwingzeitmessung diente eine elektrische Synchronstoppuhr, die vom Pendelkörper selbsttätig aus- und eingeschaltet wurde. Werden die bekannten Fehlerquellen vermieden, so läßt sich leicht eine Genauigkeit der Einzelmessung von weniger als 1 ‰ erreichen (z. B. Meßwerte für Berlin: 981,1; 981,4 und 981,4 cm/s²). *Brandt.*

H. Martin. Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristiken eines neuen elektrodynamischen Erschütterungsmessers. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 81, 1939, Nr. 2. (Jena.) Unter Verwendung der neuen Ringspaltmagnete mit ihrer großen magnetischen Feldstärke ist es möglich geworden, sehr empfindliche Erschütterungsmesser kleiner Dimensionen auf elektrodynamischer Grundlage ohne jegliche Verstärkung zu bauen. An einer Reihe von Beispielen wurde die praktische Verwendbarkeit solcher Apparate als Erschütterungsmesser und als seismische Stationsinstrumente erläutert. (Übersicht d. Verf.) *Dede.*

H. Martin. Zur Frage Schwingweg-, Geschwindigkeits- oder Beschleunigungsmesser. ZS. f. Geophys. **15**, 260—267, 1939, Nr. 5/6. (Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena.) Zur einwandfreien Beurteilung einer stoßähnlichen Erschütterung, also einer nichtsinusartigen Bewegung, müssen die gleichzeitigen Aufnahmen eines Schwingweg- und eines Beschleunigungsmessers vorliegen. Verf. untersucht auf theoretischem Wege, in welchem Grade Übereinstimmung der verschiedenen Erschütterungsmessertypen zu erwarten ist und zeigt, mit welchen Fehlern bei nicht sinusförmigen Bodenbewegungen zu rechnen ist, wenn aus einer

Schwingwegmesserlinie die Geschwindigkeits- und Beschleunigungswerte berechnet oder aus einer Beschleunigungsmesseraufzeichnung die Schwingweg- und Geschwindigkeitswerte ermittelt werden sollen. Bei der alleinigen Verwendung von Beschleunigungsmessern kommt man unter Umständen zu erheblichen Fehlschlüssen bezüglich der Maximalschwingweiten einer Bewegung. Hat man die Wahl zwischen einem Schwingweg- und einem Beschleunigungsmesser für Erschütterungen von nichtsinusartigem Gepräge, so ist dem ersteren der Vorzug zu geben. *Leon.*

S. **A. Korff** and **W. E. Danforth.** Comparison of counter and electroscope measurements in the stratosphere. Phys. Rev. (2) **55**, 675—676, 1939, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Frankl. Inst.) Verff. vergleichen die Ergebnisse von stratosphärischen Zählrohr- und Ionisationskammermessungen der Ultrastrahlung auf gleicher geomagnetischer Breite und finden befriedigende Übereinstimmung zwischen beiden Verfahren. Auf bestimmte kleine Unterschiede, die durch die geometrische Form der Meßelemente und den Innendruck der Zählrohre zurückzuführen sind, wird hingewiesen. *H. Israël.*

F. Herold. Bemerkung zu Zählrohrmessungen im Gelände. ZS. f. Geophys. **15**, 182—183, 1939, Nr. 3/4. (Inst. Phys. u. Radiumk. Bergakad. Freiberg/Sa.) Verf., der mittels einer transportablen Zählrohrapparatur Messungen der Bodenaktivität im Gelände ausgeführt hat, benutzte bei den genannten Versuchen als Hochspannungsquelle ein von der Firma Jahre-Berlin gebautes Gerät zur Vervielfachung von Gleichspannung, welches auf dem bekannten Prinzip der abwechselnden Parallel- und Hintereinanderschaltung von Kondensatoren beruht. Das Umschalten der Kondensatoren von Lade- in Entladestellung geschah mittels mit einer Frequenz von 50 Perioden schwingender mechanischer Kontaktunterbrecher, die elektrisch angetrieben wurden. Das Hochspannungsgerät, das Spannungen von maximal 5000 V zu erzeugen gestattete, benötigte zu seinem Betrieb einen Strom von nur 0,05 Amp. *Bomke.*

R. Poole and **A. W. Leadbeater.** Development in the measurement of air flow in mines. Engineering **148**, 182—185, 1939, Nr. 3839. Es werden verschiedene im Bergbaubetrieb gebräuchliche Instrumente für die Messung kleiner Windgeschwindigkeiten beschrieben. Es handelt sich um Geschwindigkeiten von 50 cm/sec aufwärts. Über Betriebserfahrungen und Verbesserungen an diesen Instrumenten wird berichtet. *Schlichting.*

Heinz Lettau. Ein neues Registriergerät für das Davoser Frigorimeter. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig Spezialarb. (2) **10**, 131—141, 1938. Ein Synchronmotor liegt parallel zum Stromkreis der Frigorimeterheizung und läuft nur, wenn das Kontaktthermometer die Kugelheizung unter Spannung setzt, wobei durch ein Zahnrad eine Schreibfeder in den Heizperioden des Frigorimeters auf einer Schreibtrommel hochgetrieben wird, während in den Abkühlungsperioden die Feder horizontal schreibt. Die Steigung der dadurch zustandegekommenen Stufenkurve ist der Abkühlungsgröße proportional. Durch eine schwenkbare Anordnung des Synchronmotors wird die Schreibfeder nach jeder vollen Stunde auf den Nullpunkt zurückgebracht. Die Registrierungen lassen sich einfach nach 10-Minuten- wie nach Stundenwerten auswerten. Es werden Beispiele der Registrierungen von ungestörten Tagesgängen und von unregelmäßigen Abkühlungsänderungen bei Luftmassenwechsel, Frontdurchgängen, Schauern und Böen gezeigt. *Steinhauser.*

Walter Mörikofer. Meteorologische Strahlungsmeßmethoden. Mit 55 Abb. [**Emil Abderhalden.** Handb. d. biolog. Arbeitsmethoden, Abt. II. Physikalische Methoden Teil 3, Heft 7, Liefg. 482. (s. S. 657.)] S. 4005—4245. Die systematischen Strahlungsmessungen in der Meteorologie sind erst relativ jungen

Datums, haben sich dann aber entsprechend ihrer großen Bedeutung für alles Geschehen in der Natur schnell und gewaltig entwickelt. Das vom Verf. geleitete Institut in Davos ist an dieser Entwicklung führend beteiligt. In der vorliegenden Darstellung werden Beobachtungs- und Registriermethoden für meteorologische und klimatologische Strahlungsmessungen behandelt. Im Vordergrunde stehen die direkte Sonnenstrahlung und die diffuse Strahlung des Himmels; weiter sind berücksichtigt die langwellige Wärmestrahlung der Atmosphäre und die Wärmeausstrahlung des Erdbodens. Nicht berührt sind andersartige Strahlungen wie die kosmische und die radioaktive Strahlung. Inhalt der Schrift: 1. Grundbegriffe der meteorologischen Strahlungsforschung. 2. Instrumente zur Messung der Intensität der direkten Sonnenstrahlung. 3. Instrumente zur Messung der kurzwelligen Wärmestrahlung von Sonne, Himmel und Erdboden (Pyranometer). 4. Instrumente zur Messung der langwelligen Strahlungsströme von Erde und Atmosphäre und der Strahlungsbilanz von Ein- und Ausstrahlung. 5. Instrumente zur Messung der Strahlung begrenzter Spektralbereiche (Photometer). 6. Ergänzende Bemerkungen zur Praxis meteorologischer Strahlungsmessungen. Jedes der Kapitel hat eine ausführliche Schrifttumszusammenstellung. *Dede.*

Chr. Thams. Ein Filterwerk zur Registrierung der Sonnenintensität in verschiedenen Spektralbereichen. Meteorol. ZS. **55**, 259—262, 1938, Nr. 7. (Phys.-Meteorol. Obs. Davos.) Verf. bespricht ein Zusatzgerät zu einem Pyrheliographen, das derart eingerichtet ist, daß es sich zu jeder vollen Stunde einschaltet, wobei fünf Löcher einer Scheibe, von denen eines frei ist, drei Filtergläser tragen und das fünfte zur Aufzeichnung des Nullpunktes verschlossen ist, für je drei Minuten vor die Thermosäule des Pyrheliographen rücken und die fortlaufende Registrierung der Gesamtstrahlung durch die Aufzeichnung der entsprechenden Spektralbereiche unterbrechen. Die Registrierung kann dabei auch durch ein Schlagbügelinstrument erfolgen. *Steinhauser.*

M. Bender. Neuere Erfahrungen über Cadmiumzellenmessungen. Meteorol. ZS. **56**, 26—32, 1939, Nr. 1. (Freiburg i. Br.) In Greifswald, in Freiburg (280 m ü. M.) und auf dem Schauinsland (1200 m ü. M.) wurden kugelförmige Cadmiumphotozellen (Pressler) bei Dauermessungen an der Ultravioletkomponente des Sonnenlichts erprobt. Zur Registrierung und Integration dienten Mekapion und Hammer-Pychlau-Dosimeter. Decken sich die Empfindlichkeitsspektren zweier Zellen nicht, so wechselt bekanntlich das Verhältnis ihrer Intensitätsangaben mit der Jahreszeit wegen der mit dem Sonnenstande, d. h. der Dicke der durchstrahlten Ozonschicht, wandernden kurzwelligen Grenze des Sonnenspektrums. Es zeigte sich jedoch, daß in dieser Beziehung das Emissionsspektrum der Vitalux-Lampe dem der Sommersonne gleichkommt. Diese Lampe konnte deshalb ständig zur Nacheichung der Zellen benutzt werden. Waren die Zellen spektral allzu verschieden, so ließen sie sich durch eine Cellophanhülle angleichen. Die Zellen selbst sind bei geringer Belastung über Jahre hinaus konstant. Im grellen Licht ist eine Zerstäubung der Photokathode durch Argonfüllung zu vermeiden. *Miehlnickel.*

L. Schulz. Messungen der Ultraviolettstrahlung mit Uviol- und Quarzglas-Teströhrchen im Oberharz. Bioklimat. Beibl. **6**, 137—141, 1939, Nr. 3. (Bioklimat. Forsch.-St. R. A. f. Wetterd. Braunlage-Harz.) Verf. berichtet über einen Vergleich der UVE-Strahlung nach Messungen mit einigen mit Quarzglasteströhrchen ausgerüsteten Dosimetern und einem alten Uviolglas-UV-Dosimeter der I.G.-Farbenindustrie. Die neuen Instrumente (Quarzglas) liefern innerhalb der Meßgenauigkeit von 10 % gut vergleichbare Resultate, während bekanntlich ein Vergleich der alten (Uviolglas) untereinander praktisch überhaupt

nicht möglich war. — Aus 440 Messungen mit einem alten Instrument werden jährlicher und täglicher Gang des UVE sowie seine Abhängigkeit von Sonnenhöhe und durchstrahlter Luftmasse bestimmt und mit 230 gleichzeitigen Quarzglasmessungen verglichen. Die Empfindlichkeit der letzteren Geräte ist geringer und bei tiefen Sonnenständen nicht mehr ausreichend. — An einigen Tagen wird eine Trennung der durch direkte Sonne, Himmelsstrahlung und Schneedeckenreflexion bedingten UVE-Anteile durchgeführt und mit ähnlichen Messungen vom Jungfraujoch (F. W. P. Götz) verglichen. *H. Israël.*

Helmut Weickmann. Erfahrungen bei Strahlungsmessungen mit hochempfindlichen Meßgeräten. Gerlands Beitr. **55**, 411—470, 1939, Nr. 3/4. (Frankfurt a. M.) Der Versuch, die Wasserdampfabsorption in Zimmerluft ohne Verwendung von Absorptionsrohren direkt aus der Strahlungsaufnahme eines thermoelektrischen Empfängers (Aktinometers) in verschiedenem Abstand von einem Strahler (beheizte schwarze Fläche) abzuleiten, führte zu Schwierigkeiten bei der Extrapolation auf den Abstand 0 infolge „Verstrahlung" des Empfängers bei geringen Meßabständen und veranlaßte eine eingehende Fehleruntersuchung aktinometrischer Messungen. Eine theoretische Behandlung der Einstrahlung in Aktinometer, wie sie etwa durch die (bisher in der Literatur unbekannte) exakte Lambertsche Formel beherrscht wird, führt zu einer leichter zu handhabenden Näherungsformel zur Bestimmung des Flächenwinkelverhältnisses. Im Anschluß daran werden die Einstrahlungsverhältnisse parallelen Lichtes als Funktion der Zenithdistanz untersucht. — Die genannten Störungen (Nullpunktsgänge infolge „Verstrahlung" des Meßelementes) werden theoretisch zu klären versucht und durch Hochglanzvernicklung des untersten Aktinometerdiafragmas (Panzeraktinometer nach Linke-Feußner) merklich vermindert. Völlige Klärung der Störungsursache und Beseitigung gelang nicht. — Für die gesuchte Wasserdampfabsorption werden zwei Meßreihen mitgeteilt, die zwischen denen von Falkenberg und von Schnaidt liegen. Verf. weist darauf hin, daß seinen Ergebnissen nur qualitative Bedeutung zukommt. *H. Israël.*

D. G. Beadle. The photography of fine dust particles. Journ. scient. Instr. **16**, 262—263, 1939, Nr. 8. (Phys.-Chem. Invest. Dep. Transvaal Chamber of Mines, Johannesburg.) Bei geeigneter Wahl der optischen und photographischen Kontrastverhältnisse sowie der Belichtungs- und Entwicklungsdauer gelingt es, bei Staubniederschlägen auf Glasplatten photographisch bis zu 75 % mehr Teilchen sichtbar zu machen, als visuell bei günstigsten optischen Verhältnissen sichtbar sind. Untersuchungen der auf diesem Wege erfaßbaren Mindestteilchengröße werden angekündigt. *H. Israël.*

L. V. Radushkewich. A new method of determining the mobilities and radii of smoke particles. Acta Physicochim. URSS. **11**, 265—276, 1939, Nr. 2. (Moscow.) Die Größenbestimmung ultramikroskopischer Schwebeteilchen in Luft aus ihrer Beweglichkeit (Fallgeschwindigkeit) im Schwerefeld oder nach anderen üblichen Verfahren macht die Voraussetzung kugelförmiger Teilchengestalt und bestimmter Annahmen über ihre Dichte notwendig, die die Ergebnisse mit entsprechender Unsicherheit behaftet. Verf. geht deshalb davon aus, zunächst mittels eines geeigneten Meßverfahrens den Diffusionskoeffizienten aus der zeitlichen Teilchenabnahme in einem parallelepipedischen schmalen Gefäß zu bestimmen und dann erst durch Einführung bestimmter Annahmen über die Dichte und die Teilchengestalt einen „äquivalenten Teilchenradius" abzuleiten. Integration der Fickschen Diffusionsgleichung für die apparativ vorgeschriebenen Anfangs- und Randbedingungen, Übersetzung der gesamten Rechenoperationen in ein leicht zu hand-

habendes Nomogramm und apparative Einzelheiten sind beschrieben. An polydispersen Rauchen ergibt sein Verfahren um rund 50 % kleinere Teilchenradien gegenüber den anderen Verfahren, an homogenem Stearinsäurenebel stimmen die ermittelten Radien nach beiden Verfahren befriedigend überein. Die Abweichungen werden dadurch erklärt, daß bei seinem Verfahren die „äquivalenten Radien" Mittelwerte mit der Beweglichkeit als Parameter darstellen, während die anderen Verfahren Mittelwerte bezüglich der Teilchenmasse ergeben. *H. Israël.*

I. F. Morrison and **W. E. Cornish.** Description of a pressure cell for the measurement of earth pressure. Canad. Journ. Res. (A) **17**, 216—220, 1939, Nr. 11. (Univ. Edmonton, Alberta.) Zur Sicherung und Erprobung der Theorie der Erddruckverteilung ist die Schaffung brauchbarer Erddruckmeßzellen dringend erforderlich. Die Forderung, die an eine solche Zelle gestellt wird, ist u. a., daß sie „hart" sein muß. Das heißt, sie muß den Druck mit möglichst geringer Bewegung ihrer Oberfläche feststellen. Die Druckangaben sollen außerdem in genügend großer Entfernung aufgezeichnet werden können. Eine vom Verf. ausgeführte Zelle wird an Hand von Konstruktionszeichnungen beschrieben. Der Erddruck wird durch die Abschlußplatte der Zelle auf einen gespannten Klaviersaitendraht übertragen. Dieser Draht wird mit Hilfe eines Magneten und eines elektrischen Schwingungskreises zu Eigenschwingungen erregt. Die Frequenz ist über eine elektrische Verstärkeranordnung meßbar. Eine Eichkurve des Instruments zeigt die lineare Beziehung zwischen eingeschalteter Kapazität und der Belastung. Praktische Messungen wurden nicht ausgeführt. *Schmerwitz.*

A. Dauvillier. Sur un compteur universel; application aux cellules photoélectriques. (Expériences et projections.) Journ. de phys. et le Radium (7) **8**, 130 S, 1937, Nr. 12. [Bull. Soc. franç. de phys. Nr. 410.] Verf. gibt einen kurzen Bericht über die Benutzung einer von Richter und Geffekin verwendeten dreipoligen Neonröhre als selbsttätig verstärkender Zähler. Es zeigt sich, daß dieses Rohr in der Neher-Harper-Schaltung als Universalzähler für Höhen-, γ-, Röntgenstrahlen, schnelle Elektronen und Photonen benutzt werden kann. Die Röhre von Richter und Geffekin gibt bei einer Zündspannung von nur 200 Volt und bei einer Anodenspannung der zur Verstärkung benutzten Penthode von ungefähr 300 Volt einen konstanten Zählbereich von 20 Volt. Man hat so ein sehr leichtes und einfaches Gerät für Ballonsonden. Verf. wendet diese Schaltung auch gleichzeitig auf gasgefüllte Photozellen an und es ergeben sich hieraus zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten für die Photometrie in der Geo- und Astrophysik. *Rehbein.*

L. W. Pollak und **W. Palme.** Objektive Prüfung einiger Ostwald-Linkescher Blauskalen. Meteorol. ZS. **55**, 462—464, 1938, Nr. 12. (Geophys. Inst. Dtsch. Univ. Prag.) Verff. haben nach einer von Ihnen angegebenen Methode der meteorologischen Farbmessung mit Photoelementen, bei der die in den untersuchten Farben enthaltenen Intensitäten von drei Filterfarben bestimmt und damit nach der Methode des Filterdreieckes die Farbe objektiv festgelegt wird, verschiedene Exemplare von Linkeschen Blauskalen untersucht. Für jede Blaustufe wurde die Sättigung σ und die Farbzahl Φ berechnet. Bei den älteren Blauskalen änderten sich Sättigung und Farbton ganz regelmäßig von Tafel 2 bis 14; die Blauskalen aus einer neuen Herstellungsserie wiesen bis Tafel 10 ein gleiches Verhalten wie die alten Skalen auf, zeigten aber weiter bis zur Tafel 14 starke Abweichungen. Die Sättigung und der Farbton der Blauskalentafeln stimmen mit den entsprechenden Größen der Himmelsfarbe gut überein; die Änderung im Farbton des zenitalen Himmelslichtes beträgt aber nur ungefähr 40 % des Unterschiedes zwischen den Stufen 2 und 14 der älteren Skalen. *Steinhauser.*

Walter Kramer. Himmelsblaumessungen. Meteorol. ZS. **56**, 408—415, 1939, Nr. 11. (Lichtklimat. Forsch. Schömberg, Nordschwarzwald.) Es werden die physikalischen und physiologischen Bedingungen der verschiedenen Methoden zur Ausführung von visuellen Himmelsblaumessungen angeführt. An drei Serien von Blauskalen nach Ostwald-Linke wurden eingehende Untersuchungen zur Feststellung, ob sie die Bedingungen zur Himmelsblaumessung erfüllen, durchgeführt. Es zeigte sich, daß mit ihnen Farbton und Sättigung des Himmelsblaus nicht ermittelt werden kann. Die Helligkeitsstufendifferenzen zwischen den einzelnen Skalenblättern weichen beträchtlich von der für die Erfüllung des Weber-Fechnerschen Gesetzes erforderlichen Gleichheit ab. Da die Änderung der Helligkeit bei geringen Drehungen des Skalenblattes am geringsten ist, wenn die Fläche normal zur Sonne gerichtet ist, muß diese Einstellung zur Vermeidung von beträchtlichen Ungenauigkeiten bei der Messung verlangt werden. Himmelsblaumessungen über Schnee dürfen nicht mit solchen über grünem Boden und Messungen bei wolkenlosem Himmel nicht mit solchen bei höherer Bewölkung verglichen werden. Verf. gibt ein den Anforderungen entsprechendes neues Verfahren zur Feststellung von Farbe und Helligkeit des Himmelsblaus im Verhältnis zum Sonnenlicht an, das auf einer Messung des Verhältnisses der Integralhelligkeiten von Himmel zu Sonne in zwei voneinander weit abliegenden Spektralbereichen mittels einer 20teiligen Grauskala hinter einem 2 mm dicken Schottschen Blaufilter BG 12 bzw. einem 6 mm dicken Rotfilter RG 2 beruht. *Steinhauser.*

Josef Hoffmann. Uran in Gesteinen und Sedimenten des Erzgebirgsbruches. Sitzungsber. Akad. Wien **148** (2a), 189—205, 1939, Nr. 3/4. (Wien, Inst. f. Radiumforsch.) Vgl. diese Ber. **20**, 2541, 1939. *Dede.*

B. A. Nikitin und **E. K. Gerling.** Über die Radonausscheidung aus Uranmineralien. Trav. Inst. Etat Radium (russ.) **4**, 318—322, 1938. [Orig. russ.] Die Ausscheidung von Rn aus Uraninit wurde im Vakuum bei Temperaturen von 100—900° untersucht. Der Zerteilungsgrad des Minerals war hierbei ohne Einfluß. Wurde das Uranmineral zweimal geheizt, so entwich das zweitemal bedeutend weniger Rn, obwohl nach einmonatiger Pause zwischen den beiden Versuchen Rn in gleicher Menge nachgebildet worden sein mußte. Da bei dem erstmaligen Heizen große Mengen anderer Gase, namentlich H_2, entwichen, wird gefolgert, daß die Ausscheidung dieser Gase die Abgabe von Rn begünstigt. **Gerassimoff.*

I. Je. Starik und **O. S. Melikowa.** Die Unbeständigkeit des Verhältnisses von Blei zu den radioaktiven Elementen in verschiedenen Teilen eines Minerals (Chlopinit). Trav. Inst. Etat Radium (russ.) **4**, 384—393, 1938. [Orig. russ.] Durch die Altersbestimmung nach der radioaktiven Methode bei einzelnen Mineralfraktionen sollte der Einfluß der Verwitterung des Minerals auf die Altersbestimmung untersucht werden. In den verschiedenen Fraktionen eines Chlopinites wurde zu diesem Zweck der Gehalt an Ra, Th und Pb nach näher beschriebenen Verfahren bestimmt. Es zeigten sich je nach der Fraktion eines und desselben Minerals große Schwankungen, bei Ra bis 25 %, bei Pb bis 55 %. Im allgemeinen wurde beobachtet, daß mit der Feststellung eines geringen Emanierkoeffizienten (darunter wird das Verhältnis der in die Luft ausgeschiedenen Emanation zur gesamten mit Ra im Gleichgewicht befindlichen verstanden) auch ein geringeres Alter errechnet wurde. — In stärker zerstörten Mineralteilen wurde eine Anreicherung an Pb festgestellt, was auf eine verstärkte Auslaugung von Ra, Th und U schließen läßt. **Gerassimoff.*

Herbert Haberlandt. Über die sogenannten Radiobaryte von Teplitz und Karlsbad. Sitzungsber. Akad. Wien **147** (IIa), 415—420, 1938,

Nr. 9/10. (Wien, Inst. f. Radiumforsch.) Mit Hilfe von Radiobaryt wird festgestellt, daß die aktive Substanz von Barytkristallen aus Teplitz und Karlsbad ganz überwiegend oberflächlich gebunden ist und in Vertiefungen, wie Rillen und Ätzgruben, angereichert erscheint. Die gleiche Verteilung ließ sich künstlich an inaktiven Barytstücken hervorrufen, wenn sie unter Einwirkung verdünnter Radiumlösungen künstlich aktiviert wurden. Es soll sich um eine adsorptive Bindung an Eisenhydroxyd und eisensulfidhaltige lokale Überzüge der Kristalle handeln. *R. W. Pohl.*

E. Tams. Zur Frage der regionalen Verkoppelung von Erdbeben II. ZS. f. Geophys. **15**, 249—260, 1939, Nr. 5/6. (Hauptstation f. Erdbebenforsch. Hamburg.) Siehe diese Ber. **20**, 1099, 1939. Als Fortsetzung einer früheren gleichartigen Untersuchung über Verkoppelung von Erdbeben an Material aus Island, Österreich und den Philippinen wird dieses Verfahren hier zunächst auf ein begrenztes Gebiet der früheren Bosnien-Herzegowina, und zwar 569 zwischen 1896 bis 1912 gefühlte Einzelbeben angewendet. Die Häufigkeitsverteilung zeigt zwei Maxima in den Jahren 1902 und 1906, weitgehend unabhängig von der Art der Zusammenfassung der einzelnen Beben. Sie gibt Hinweise auf Gruppenbildung und Verkoppelung. Eine wahrscheinlichkeitstheoretische Untersuchung mit Anwendung auf das vorliegenden Zahlenmaterial erweist im folgenden Abschnitt, daß eine Unabhängigkeit dieser Ereignisse voneinander nicht vorliegen kann. Das gleiche Untersuchungsverfahren wird auf die zerstörenden Beben in Italien in dem Zeitabschnitt seit 1700, gestützt auf die Materialzusammenfassung von Cavasino angewendet. Es führt zu dem gleichen Ergebnis wie bei den nur gefühlten Beben: Periodische Häufungen und gruppenartige Abhängigkeit der Ereignisse voneinander. *Schmerwitz.*

Max Toperczer. Beitrag zur theoretischen Behandlung des Erdbebenstoßes. Sitzungsber. Akad. Wien **148** (2 a), 1—32, 1939, Nr. 1/2. Vgl. diese Ber. **20**, 1100, 1939. *Dede.*

Fro Trommsdorff. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts Göttingen. XXXVI. Untersuchungen über die natürliche Bodenunruhe (Mikroseismik) mit transportablen Dreikomponentenstationen. ZS. f. Geophys. **15**, 304—320, 1939, Nr. 5/6. Die praktischen Anwendungen der mathematischen Untersuchungen von H. Bungers werden in dieser Arbeit mitgeteilt. Die verwendeten langperiodischen, transportablen Horizontal- und Vertikalseismographen und ihre Konstantenbestimmung werden zunächst beschrieben. Es folgt eine Erläuterung der Aufzeichnungen der an 4 bzw. 3 Stationen aufgestellten Apparate an Hand von Seismogrammen. Die Deutung der Wellen durch Zusammensetzung aus mindestens zwei Teilwellen verschiedener Herkunftsrichtung entspricht den Meßergebnissen am besten, wie eine eingehende Diskussion der Aufzeichnungen nachweist. *Schmerwitz.*

R. Bungers. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXXVII. Die Überlagerung zweier Wellen verschiedener Herkunftsrichtung. ZS. f. Geophys. **15**, 321—332, 1939, Nr. 5/6. Bei der Beobachtung und Analyse der Bodenunruhewellen hat sich herausgestellt, daß der auf dem Seismogramm aufgezeichnete Bewegungsvorgang durch eine Überlagerung zweier ebener Wellen verschiedener Herkunftsrichtung erklärt werden kann. Die mathematischen Rechnungen für dieses Problem werden hier weiter durchgearbeitet. Es wird gezeigt, daß aus den Aufzeichnungen am festen Ort die Teilamplituden, die Kreisfrequenzen und die Phasenverschiebung abgeleitet werden können. Es müssen jedoch, da an einem Ort nur zwei Unbekannte geliefert werden, 3 Stationen herangezogen werden, um die 6 genannten

Größen zu berechnen. Weitere Untersuchungen gelten der Bestimmung der Phasengeschwindigkeit, die in etwas komplizierterer mathematischer Form von der Periode der Schwebung abhängt, sowie der rechnerischen Analyse der Schwingungsellipse in der Horizontalebene. *Schmerwitz.*

Léon Lecornu. Sur la propagation des ondes sphériques. C. R. **208**, 1185—1188, 1939, Nr. 16. Berichtigungen ebenda S. 1444, Nr. 18 u. S. 1540, Nr. 19. Beitrag zur Theorie der Ausbreitung von Wellen in festen Medien. Verf. betrachtet einen homogenen, isotropen, elastischen und unbegrenzten Körper, in dessen Innern eine Störung auftritt und untersucht die von dem Störzentrum ausgehenden Kugelwellen in großen Entfernungen R von diesem. Es wird gezeigt, daß für große Werte von R longitudinale Schwingungen nie eben und parallel werden können. Ferner wird gezeigt, daß zur Erzeugung transversaler Wellen die Störungen kein Symmetriezentrum besitzen dürfen. Zum Schluß werden die gefundenen Ergebnisse mit der elastischen Äthertheorie von Fresnel verglichen. *Päsler.*

Gerhard Schmerwitz. Berechnung der Dicke der Erdkruste und einiger physikalischer Eigenschaften aus mitteleuropäischen Nahbebenaufzeichnungen. ZS. f. Geophys. **15**, 268—303, 1939, Nr. 5/6. (Reichsanst. Erdbebenforsch. Jena.) Eine ausführliche Anwendung der Ausgleichungsrechnung auf die Auswertung der $\bar{P}$-Wellen-Einsätze von Seismogrammen hatte zu dem Ergebnis geführt, daß die 50 km dicke Erdkruste, die von Mohorovičić gefunden wurde, nicht unterteilt sein kann. Das ergaben dort im wesentlichen indirekte Schlüsse. In der vorliegenden Abhandlung wird dieses Ergebnis direkt, d. h. durch Auswertung der $\bar{P}$-Wellen bestätigt. Wenn die 50 km-Schicht aus zwei Bestandteilen verschiedener elastischer Beschaffenheit zusammengesetzt sein sollte, so müßte sich folgerichtig für die Schichtdicke ein positiver Wert berechnen lassen. Es ergibt sich jedoch ein negativer Wert, womit der frühere Schluß, daß eine Doppelschichtung nicht besteht, gerechtfertigt wird. Es werden darüber hinaus drei weitere Beben ausgeglichen und hierbei Herdtiefen und Geschwindigkeitsberechnungen durchgeführt. Eine leichte Abnahme der Geschwindigkeit elastischer Wellen unterhalb der Kruste mit der Tiefe wird auch hierbei wiederum gefunden. Für die nur gelegentlich zwischen P_n und $\bar{P}$ auftretenden sogenannten P^*-Einsätze wird eine neue Erklärung dadurch gegeben, daß die Schicht als nicht vollkommen homogen, sondern durch etwa linsenförmige Einlagerungen, die P^*-Störungsstellen, durchsetzt ist. Der Vorteil und Wert der Ausgleichung wird durch Vergleich mit anderen gesicherten Ergebnissen am gleichen Objekt und die Vielseitigkeit der Ausgleichungsergebnisse an einigen Anwendungen nachgewiesen. *Schmerwitz.*

Robert Bureau et M. Douguet. Parasites atmosphériques dans les régions australes. C. R. **209**, 117—119, 1939, Nr. 2. Gelegentlich einer Kreuzfahrt der Bougainville im südlichen Teil des Indischen Ozeans während des Südsommers 1938/39 wurden die luftelektrischen Störungen auf einer Frequenz von 27 Kilohertz (etwa 12 000 m) registriert. Man fand den gleichen täglichen Gang wie auf der Nordhalbkugel, nämlich ein Maximum während der Nacht und mitunter ein Maximum am Nachmittag. Die Auswertung der Aufzeichnungen in verschiedenen Entfernungen ergab, daß der Entstehungsort der Störungen auf dem Festland von Südafrika zu suchen ist. Ein unerwartetes Ergebnis ist, daß halbwegs zwischen dem afrikanischen und dem malaiischen Sturmherd ein Einfluß des letzten überhaupt nicht zu bemerken ist. *Dieminger.*

H. Raether. Über eine gasionisierende Strahlung einer Funkenentladung. ZS. f. Phys. **110**, 611—624, 1938, Nr. 9/10. (Phys. Inst. Jena.) Mit Hilfe einer Nebelkammer wird der Nachweis erbracht, daß ein Funke in Luft, H_2 oder O_2 eine Strahlung aussendet, die das Gas ionisiert. Aus der Abnahme der Dichte der Nebelspuren mit wachsendem Abstand vom Funkenkanal werden die Absorptionskoeffizienten der Strahlung gemessen. — In Gleitentladungen sowie in den ‚Vorentladungskanälen' des Funkens wird gleichfalls Strahlung erzeugt, die das Gas ionisiert. Für die Entwicklung der Elektronenlawine kann diese ionisierende Wirkung der Strahlung von Bedeutung sein. Die hier entstehende Strahlung ist wahrscheinlich mit der in Zählrohrentladungen entstehenden kurzwelligen Strahlung identisch. — Es wird darauf hingewiesen, daß die zur Erzeugung der Leitfähigkeit der Ionosphäre angenommene kurzwellige Sonnenstrahlung nach vorliegenden Messungen bis in die Ionosphäre eindringen kann, so daß die Ionisierung dieser Luftschichten durch kurzwelliges Sonnenlicht möglich ist. *P. Schulz.*

E. V. Appleton and R. Naismith. The variation of solar ultra-violet radiation during the sunspot cycle. Phil. Mag. (7) **27**, 144—148, 1939, Nr. 181. Durch Ionisierungsmessungen nach der Methode der kritischen Frequenzen seit 1931 wurde festgestellt, daß das Verhältnis der Ionenproduktion zur Zeit des Sonnenfleckenmaximums zur Ionenproduktion beim Sonnenfleckenminimum in der *E*-Region der Ionosphäre 2,25 : 1 und in der F_1-Region 2,45 : 1 betrug, woraus auf eine Variation der als ionisierendes Agens wirkenden UV-Strahlung um 120 bis 150 % geschlossen wird. Die Ionisation und die elektrische Leitfähigkeit dieser Schichten schwankte in diesem Sonnenfleckenzyklus demnach um 50 bis 60 %. *Steinhauser.*

H. R. Scultetus. Die Sonnentätigkeit im Jahre 1938 geophysikalisch gesehen. Abh. Geophys. Inst. Potsdam Nr. 3, 1939. Mit einem Vorwort von J. Bartels, mit 5 Abb. u. 28 Tafeln. 21 S., RM 5,—.

W. Dieminger und H. Plendl. Fortlaufende Senkrechtlotungen der Ionosphäre auf 3670 kHz (81,7 m) im Jahre 1938. Abh. Geophys. Inst. Potsdam Nr. 4, 1939, mit 1 Abb. u. 42 Tafeln, RM 5,—. Für das an Störungen reiche Sonnenfleckenmaximaljahr 1938 sollen in drei Extensodarstellungen der Fleckenzustand der Sonne, die Ionosphärenergebnisse und die erdmagnetischen Registrierungen zur Erleichterung des Erkennens von Zusammenhängen wiedergegeben werden. In den vorliegenden beiden ersten Veröffentlichungen sind von H. R. Scultetus für die Sonnenrotationen Nr. 1433 bis 1446 (18. Dezember 1938 bis 27. Dezember 1939) — entsprechend der von J. Bartels vorgeschlagenen Zählung der Sonnenrotationen vom 8. Februar 1832 an — tägliche Zeichnungen der Fleckenverteilung und Rotationskarten wiedergegeben und von W. Dieminger und H. Plendl die Echoregistrierungen für den ganzen Zeitraum dargestellt. Der dritte — erdmagnetische — Teil steht noch aus. *H. Israël.*

Heinz Wichmann. Über die Bedeutung des Blitzes im elektrischen Mechanismus des Gewitters. Eine Untersuchung auf Grund von Messungen der mit Blitzen verbundenen Feldschwankungen. Arch. Dtsch. Seewarte **58**, Nr. 10, 21 S. (Meteorol. Inst. Hamburg.) H. Heinze hatte auf Grund gleichzeitiger Feldschwankungsregistrierungen und Photographien mittels rotierender Kamera bei Blitzen den Schluß gezogen, daß praktisch alle Blitze positive Elektrizität zur Erde führen (vgl. diese Ber. 1936), und stand damit im Widerspruch zu den Ergebnissen anderer Autoren, vor allem Wilsons. Verf. greift die Frage erneut auf und sucht die bestehende Diskrepanz zu klären. Als „Geber" benutzt er ebenfalls die exponierte Wilson-Platte, deren Ladungsverschiebungen infolge der Feldänderungen mittels geeigneter Verstärker

variographisch aufgezeichnet werden; ein Anzeigeinstrument gibt nur die ganz kurzperiodischen (entsprechend der Anordnung von Heinze), zwei andere verschiedener Einstellgeschwindigkeit geben auch längerperiodische Feldänderungen (entsprechend dem Kapillarelektrometer Wilsons) wieder. Wird als bewiesen vorausgesetzt, daß die Heinzesche Zuordnung von Feldsprüngen und „Teilentladungen" eines Blitzes zutrifft, so bestätigt sich auch bei den Untersuchungen des Verf., daß das Primäre beim Blitzvorgang das plötzliche Auftreten hoher (fast ausschließlich positiver) Wolkenladungen ist, die sich dann im eigentlichen Blitz durch einmalige oder einzelne durch erneute Aufladung getrennte stufenförmige Teilentladungen ausgleichen und so wieder zum „normalen Gewitterfeld" abklingen. Die trägere Wilsonsche Registrierung gibt nur die Integration des ganzen Vorganges wieder und führt zur umgekehrten Vorzeichenbestimmung des Ladungstransportes. Der bisher üblichen Auffassung, daß der Blitz den Ausgleich einer allmählichen Ladungsanhäufung darstellt, wird die entgegengestellt, daß plötzliche Aufladungsvorgänge in der Wolke den Blitz einleiten, dieser also nur eine sekundäre Erscheinung der ganzen Störung ist, zu deren Ausbildung es u. U. gar nicht zu kommen braucht. Eine Erklärung dieser hypothetischen plötzlichen Aufladungsvorgänge in der Wolkenbasis kann noch nicht gegeben werden, doch wird versucht, ihre Entstehung plausibel zu machen. *H. Israël.*

F. Roßmann. Blitz und Hagel (Über die elektrische Natur des Gewitters.) Meteorol. ZS. **56**, 372—378, 1939, Nr. 10. (Göttingen.) Verf. entwickelt — ausgehend von den Beobachtungen über Funkausbreitungsschwierigkeiten über große Eisflächen und durch Wolken mit festen Niederschlagselementen sowie von alten Beobachtungen über atmosphärische Elektrizität von Lampadius (1808) und neueren Gewitterfelduntersuchungen von Schwenkhagen und von Wichmann — die Anschauung, daß die Entstehung der hohen zum Blitz führenden Feldstärken mit der Entstehung von Niederschlagselementen in fester Form kausal verknüpft ist. Für die Entstehung der hohen Feldstärken in Eiswolken gegenüber den niedrigen in Wasserwolken wird der Unterschied der Dielektrizitätskonstanten von Wasser (81) und Eis (rund 3) verantwortlich gemacht. Für die Bildung der Blitzbahn soll der fallende Regen nach Art der Fritterwirkung erleichternd wirken. — Ausführliche Veröffentlichung ist in Aussicht gestellt. *H. Israël.*

Der magnetische Charakter des Jahres 1938. Übersicht der Jahre 1928—1938 und der numerische magnetische Charakter der Tage 1938. Meteorol. ZS. **56**, 440—441, 1939, Nr. 11. *Dede.*

Leiv Harang and **E. Tønsberg.** The Auroral Observatory at Tromsø ($\varphi = 69^0\,39{,}8'$ N. $\lambda = 18^0\,56{,}9'$ E. Gr.) results of magnetic observations for the year 1938. Publ. Norske Inst. Kosm. Fys. 1939, Nr. 17, 31 S. *Dede.*

Adolf Hiphsich. Magnetische Störungen der steirischen Grauwackenzone. Berg- und Hüttenm. Monatsh. Leoben **87**, 193—202, 1939, Nr. 11. Die anscheinend regellos in der alpinen Grauwackenzone auftretenden magnetischen Störungen sind vorwiegend auf die steilstehenden Schichtenpakete beschränkt. Sie sind auf die in tektonischem Verbande stehenden verschiedenen petrographischen Einheiten geringer Ausdehnung und unterschiedlicher magnetischer Eigenschaften zurückzuführen. Die Störungen haben allgemein geringe Mittelpunktstiefen. Eine eindeutige quantitative Deutung ist infolge der sehr komplizierten geologischen Aufbauverhältnisse nicht möglich. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

Alfred B. Arlick. Ein möglicher Effekt des elektrischen Feldes der Erde auf die Intensitäten in dem Absorptionsspektrum

der niedrigen Schichten der Erdatmosphäre. Sci. and Cult. **5**, 62—63, 1939. (Bombay Colaba Obs.) Verf. beobachtet die Strahlungsintensität des Nachthimmels, so dicht wie möglich über dem Erdboden mit roten, gelben, grünen, blaugrünen und blauvioletten Filtern. Zu gleicher Zeit mißt er den Potentialgradienten der Erde. Er findet, daß eine scheinbare Beziehung zwischen den beiden Größen besteht, daß aber das Erdfeld einen selektiven Einfluß auf die Strahlung hat. **Linke.*

A. van Gemert. Counters systems for measuring cosmic radiation of very small intensity. Physica **5**, 811—816, 1938, Nr. 9. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Es werden zwei Schaltschemata und interessante Einzelheiten für Zählrohrverstärker zur Messung kleiner Intensitäten der Höhenstrahlung angegeben. Während der eine Verstärker für Unterwassermessungen Verwendung finden sollte und daher nicht notwendig ein hohes Koinzidenzauflösungsvermögen brauchte, mußte der zweite Verstärker, der dem Neher-Harper-Prinzip ähnlich aufgebaut ist und für Messungen im Kohlenbergwerk bestimmt war, wegen der dort reichlich vorhandenen Aktivitäten eine sehr kleine Zeitkonstante aufweisen. Diese wurde durch ein automatisches Abkippen der Zählspannung in den entsprechenden Eingangsrohren erreicht. Die angegebenen Verstärker weisen in ihrer Arbeit eine große zeitliche Konstanz auf. *Juilfs.*

S. A. Korff. A neon tube coupled amplifier circuit for radio cosmic-ray receivers. Rev. Scient. Instr. **9**, 256—257, 1938, Nr. 8. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penns.) Für den Empfangsverstärker von Zählstößen, die von Zählrohrapparaturen in Pilotballonen gezählt werden, wird zur Verstärkung der Impulse eine Ankopplung der einzelnen Stufen durch Neonglimmlampen vorgeschlagen. Die Arbeitsweise des Verstärkers wird diskutiert. *Juilfs.*

James W. Broxon and **George T. Merideth.** Measurements of gamma-ray ionization currents in air at high pressures and high gradients. Phys. Rev. (2) **54**, 1—9, 1938, Nr. 1. (Univ. Boulder, Colorado.) Messung von Ionisationsströmen unter Einwirkung schwacher γ-Strahlen in Luft von 20 bis 200 Atmosphären und bei Feldstärken zwischen 1 Volt/cm bis 4500 Volt/cm. Die Druckionisationskurven zeigen alle ein Maximum bei etwa 140 Atmosphären, die Feldstärkeionisationskurven steigen kontinuierlich mit wachsender Feldstärke an. Der negative Ionenstrom wird stets größer gefunden als der positive. Einzelheiten in der Arbeit. *Fünfer.*

James W. Broxon and **George T. Merideth.** The analysis of high gradient, high pressure, gamma-ray, air ion current measurements, by Zanstra's adaptation of Jaffé's columnar theory. Phys. Rev. (2) **54**, 9—17, 1938, Nr. 1. (Univ. Boulder, Colorado.) Im Anschluß an die Messungen (s. vorstehendes Ref.) wird ein Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen von Zanstra-Jaffé gezogen. *Fünfer.*

A. P. Shdanow. Kernzertrümmerungen durch kosmische Strahlen in der Höhe nach Beobachtungen mit dickschichtigen Photoplatten. Bull. Acad. Sci. URSS., (Sér. phys.) **1938**, S. 731—735. [Orig. russ.] (Leningrad, Akad. Wiss. Radiuminst.) Die mit Hilfe von Photoplatten mit einer Spezialemulsion (50 μ-Schichtdicke) beobachteten Kernzertrümmerungen zeigten in einer Höhe von 9000 m eine größere Zahl von Kernzertrümmerungen als in Meeresspiegelhöhe. Die größte Zahl der Zertrümmerungsbahnen zeigten 5 oder 4 Äste, wobei eine neue Art von schwanzartiger Verästelung beobachtet wurde, bei der zwei Komponenten den Barytronen, die restlichen 3 wahrscheinlich Protonen zugeschrieben werden. **Klever.*

W. F. G. Swann. The nature of cosmic-ray phenomena at high altitudes. Phys. Rev. (2) **56**, 209—210, 1939, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Franklin Inst.) In großen Höhen ist die Richtungsverteilung der Intensität zu gleichmäßig, als daß man sie aus der bekannten Beziehung $h_\Theta = h \cdot \sec \Theta$ verstehen könnte. Auch die magnetische Ablenkung der Sekundären reicht nicht zu einer Erklärung aus. Es wird angenommen, daß die Primären in irgendeiner Weise zu Prozessen führen, bei welchen, wohl in mehreren Phasen, Sekundäre nach allen Richtungen ausgeschleudert werden können. Beispielsweise können langsame Mesonen entstehen und dann beim Zerfall soweit abgebremst sein, daß die Zerfallselektronen im Mittel jede Richtung haben können. *Ehmert.*

W. F. G. Swann and **W. E. Ramsey.** Showers produced by penetrating rays. Phys. Rev. (2) **56**, 378, 1939, Nr. 4. (Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Mit einer umfangreichen Anordnung von vielen Zählrohren wurde die Verteilung der Strahlenzahl (entsprechend der Anzahl gleichzeitig ansprechender Zählrohre) in Schauern gemessen, die von durchdringenden Teilchen in Blei ausgelöst wurden. Die gemessene Verteilung stimmt mit den Berechnungen von Bhabha für Mesotronen von 10^{10} bis 10^{12} eV überein. Die Anzahl solcher Schauer ist jedoch geringer als die für Mesotronen dieser Energie erwartete. *Ehmert.*

Radhesh Candra Ghosh. Über die Winkelverteilung der kosmischen Strahlung. Trans. Bose Res. Inst. Calcutta **11**, 159—175, 1935/36. Es wurde die Winkelverteilung der kosmischen Strahlung in Kalkutta und Darjeeling untersucht. Gefunden wurde, daß in beiden Stationen die Intensität der kosmischen Strahlung aus Westen gegenüber der aus Osten vorherrschend ist; das Vorherrschen ist in Darjeeling ausgeprägter als in Kalkutta. Dies zeigt, daß die positiv geladenen Teilchen mehr als negativ geladene in kosmischen Strahlen gefunden werden; der Effekt wächst mit der Höhe. Die Intensität aus südlichen Richtungen ist größer als die aus nördlichen Richtungen. Auch dieser Effekt vergrößert sich mit der Höhe. **Gottfried.*

A. B. Werigo. Die Messungen der Intensität von kosmischen Strahlen in arktischen Gebieten. Trav. Inst. Etat Radium (russ.) **4**, 183—193, 1938. [Orig. russ.] Bei einer Expedition in den Archipel des Franz-Josef-Landes im Jahre 1932 wurde die kosmische Strahlung mit Hilfe eines zweischleifigen Elektrometers nach Kolhörster gemessen. Die Ionisationsgröße im Elektrometer (die elektrostatische Kapazität des Elektrometers betrug 0,4 cm) wurde zu 2,42 bis 2,62 Ionen $\cdot$ cm$^{-3} \cdot$ sec^{-1} gefunden, bzw. zu 1,88 bis 1,93 Ionen $\cdot$ cm$^{-3} \cdot$ sec^{-1} bei Verwendung eines 2 cm starken Bleifilters. In 40 m Tiefe unter dem Meeresspiegel wurde, ohne Filter, ein Wert von 0,75 Ionen $\cdot$ cm$^{-3} \cdot$ sec^{-1} erhalten. **Gerassimoff.*

R. A. Millikan, H. V. Neher and **D. O. Smith.** Time variations of cosmic rays. Seasonal cosmic-ray effects at sea level. Rev. Modern Phys. **11**, 166, 1939, Nr. 3/4. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.)

R. A. Millikan, H. V. Neher and **D. O. Smith.** Seasonal cosmic-ray effects at sea level. Phys. Res. (2) **56**, 487—490, 1939, Nr. 6. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Die Ionisierungsstärke in einer mit 10 cm Blei geschirmten Kammer wurde auf einem langsam fahrenden Schiff registriert, das mehrmals die Strecke Vancouver—Los Angeles, um Südafrika herum und zurück nach Vancouver fuhr. Zwischen 41° N und 40° S konnten keine Schwankungen der Intensität mit der Jahreszeit festgestellt werden. Dagegen blieb zwischen 41° N und 54° N die Intensität im Sommer beinahe konstant, während im Winter und im Frühjahr die Intensität unter 54° N um 2 bis 3 % höher war als unter 41° N. Die Amplitude der

Jahresperiode verschwindet demnach in niederen Breiten bis zu 41° N und steigt dann mit wachsender Breite an. *Ehmert.*

R. A. Millikan and **H. V. Neher.** New evidence for a change with time of the total energy brought into the earth by cosmic rays. Phys. Rev. (2) **56**, 491—493, 1939, Nr. 6. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Zur Untersuchung eventueller jahreszeitlicher Schwankungen der Gesamtenergie, welche durch das Höhenintegral der Ionisation erfaßt wird, wurden auch im Winter Registrieraufstiege mit Ionisationskammern durchgeführt. Bis hinauf zu großen Höhen war im Dezember 1938 die Intensität am gleichen Ort bei gleichem Luftdruck um mehr als 5 % (in mittleren Höhen bis 17 %) höher als im September 1937. Für diesen Unterschied kann nicht allein die verschiedene Lufttemperatur verantwortlich gemacht werden, vielmehr ist eine Änderung der einfallenden Gesamtenergie mit der Zeit anzunehmen. Sie geht in diesem Fall in derselben Richtung wie die von Forbush aus den Registrierungen von Bodenstationen zusammengestellte „weltweite" Schwankung der Ultrastrahlungsintensität, welche eine enge Korrelation mit der magnetischen Horizontalintensität zeigt. *Ehmert.*

W. Kolhörster. Cosmic rays; barometric effect, variations of second kind and disturbances produced by the earth's magnetic field. Phys. Rev. (2) **53**, 768—769, 1938, Nr. 9. (Inst. f. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Der Gang der Ultrastrahlungsintensität nach Registrierungen des Verf. wird für Januar 1938 zusammen mit magnetischer Horizontal- und Vertikalintensität angegeben. Der am 16. Januar einsetzende magnetische Sturm zeigte eine lange Störung des Störmerschen Toroidstroms, bewirkte also wegen der großen Entfernung, bis zu welcher diese Störung reichte, eine starke Beeinflussung der Ultrastrahlung, während der magnetische Sturm vom 25. Januar 1938 nur geringeren Einfluß hatte. Während magnetisch ruhiger Zeiten erweist sich der Barometereffekt als reiner Absorptionseffekt mit praktisch konstantem Koeffizienten. „Die Schwankungen zweiter Art" sind auf das Zusammenwirken der verschiedenen Effekte zurückzuführen. (Die Arbeit wurde schon im April 1938 in Druck gegeben.) *Ehmert.*

Werner Kolhörster. Registrierungen gekoppelter Höhenstrahlen. Phys. ZS. **40**, 488—490, 1939, Nr. 14. (Inst. f. Höhenstrahlenf. Univ. Berlin.) In einer Rossi-Koinzidenzanordnung mit 5 m Abstand der äußeren Zählrohre wurden Luftschauer gemessen. Langdauernde Registrierungen ergeben einen Gang mit MEZ mit einem Maximum um Mittag und einem zweiten zwischen 18 und 21 Uhr (Schwankung im Tagesverlauf ± 3,75 %; statischer Fehler der einzelnen 3 h-Mittel ± 2 %). Mit Ausnahme des zweiten Maximums ist der Gang der Schauerintensität proportional dem Tagesgang der Bodenlufttemperatur ($r = +0{,}53$; T. E. $= +1{,}04$ %/°C). Es wird daher geschlossen, daß die Schauer in bodennahen Schichten entstehen und der T. E. ein Absorptionseffekt ist. Für die Tagesmittel der Schauer- bzw. Vertikalstrahlen ist der T. E. $= -0{,}31$ bzw. $-0{,}36$. Auch beim Luftdruck gehen Schauer- und Vertikalintensität parallel. Der B. E. für Schauer ist aber dreimal größer. *Sittkus.*

W. Heisenberg. Production of secondary radiation. On the theory of explosion showers in cosmic rays. Rev. Modern Phys. **11**, 241, 1939, Nr. 3/4.

Ilse Matthes. Untersuchungen über das Verhalten der Höhenstrahlung beim Durchdringen sehr starker Bleischichten. Ann. d. Phys. (5) **36**, 413—436, 1939, Nr. 5. (Inst. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) In einer Zählrohranordnung mit 10 cm Fe Seitenpanzer wurde die vertikal ein-

fallende Ultrastrahlung mit 2-, 3- und 4fach Koinzidenzen bei gleichem Abstand der äußeren Zählrohre gemessen. Es ergab sich, daß als Dreifachkoinzidenz nur 76 %, als Vierfachkoinzidenz nur 69 % der Zweifachkoinzidenz gemessen wurden, wenn 90 cm Pb zwischen den Zählrohren lag. Aus diesen Messungen wurde geschlossen, daß 37 % der Ultrastrahlung, die 90 cm Pb durchdringen, aus einem Gemisch von Neutronen und Protonen bestehen. Diese 37 % sind der Schauer erzeugende Anteil der härtesten Komponente. Ein erheblicher Teil der gemessenen Koinzidenz besteht aus Schauern mit kleinem Öffnungswinkel, großer Durchdringungsfähigkeit und einer mittleren Strahlendichte der ionisierenden Strahlen $\leqq 2{,}2$. Es wäre auch möglich, Mehrfachstreuung schwerer Elektronen in der Materie anstatt der Schauer anzunehmen. Ohne Panzer zwischen den Rohren ändert sich das Verhältnis 2 : 3 : 4 fache Koinzidenz nicht. *Sittkus.*

Yuzuru Watase. Counter Experiments on the Mechanism of Shower Production. Proc. Phys. Math. Soc. Japan (3) **19**, 749—756, 1937, Nr. 8. (Univ. Osaka.) Der Verlauf des Anstieges der Rossi-Kurve bei kleinen Absorberdicken müßte linear mit der Dicke sein, wenn die gezählten Schauer in einem einzigen Elementarakt erzeugt werden; er müßte quadratisch mit horizontalem Anfang sein, wenn Kaskadenschauer beobachtet werden. Die Messungen mit drei Zählrohren zeigen den typischen Verlauf für Kaskadenschauer, der jedenfalls nicht durch Schauer aus der Umgebung (also in Abhängigkeit von dieser) erzeugt wird, wie durch Absorptionsmessungen gezeigt werden konnte. Messungen mit abgeschirmten Zählrohren lassen darauf schließen, daß vornehmlich weiche Komponenten der Strahlung die Mehrfachkoinzidenzen erzeugen. Aus der Tatsache, daß bei Verwendung von mehr Zählrohren die Linearität des Kurvenverlaufes zunimmt, kann nicht darauf geschlossen werden, daß es sich nur um Schauer aus einem einzigen Elementarakt handelt, da die Ansprechwahrscheinlichkeit für die Gammastrahlen kleinerer Energien mit der Zunahme der Anzahl der Zählrohre immer geringer wird. Aus der Krümmung der Kurven auch bei mehreren Zählrohren kann man auf das Vorhandensein von Kaskadenschauern schließen; jedoch muß zugleich auch ein beträchtlicher Teil der Schauer aus einzelnen Elementarprozessen stammen. — Die Proportionalität der Schauerzahlen mit Z^2 des streuenden Mediums kann auch hier wieder gezeigt werden. *Juilfs.*

Erwin Stuhlweissenburg. Zwei- und Dreifachkoinzidenzen bei Ultrastrahlungsstößen. ZS. f. Phys. **114**, 297—317, 1939, Nr. 5/6. (Freiburg i. Br.) Mit zwei Ionisationskammern wurden die Reichweiten der Stoßteilchen in Blei und Eisen festgestellt. Die Abnahme der Zahl der koinzidenten Stöße auf $1/e$ erfolgte beim Auslöser Eisen in 5 bis 6 cm Blei, beim Auslöser Blei in 6 bis 7 cm Blei. Daraus wurde eine mittlere Reichweite der Stoßteilchen (d. h. mittlere Abnahme der Stoßgröße hinter dem Absorber auf $1/e$) von 11 bis 13 cm Blei berechnet. Die Absorption in Eisen und Blei erfolgte nicht massenproportional, sondern etwa mit $\frac{d}{A} \cdot Z^2$. Mit drei Ionisationskammern wurden Öffnungswinkel bis zu 120° bei den Stoßgarben wahrscheinlich gemacht. Weiter wurden Stoßübergangskurven von Fe nach Pb und von Pb nach Fe aufgenommen. Die Deutung der Ergebnisse auf Grund der theoretischen Vorstellungen gelang nur teilweise. *Rakuttis.*

Georg Rakuttis. Untersuchungen über die Richtungsverteilung und Durchdringungsfähigkeit der bei den Ultrastrahlungsstößen wirksamen Strahlen. ZS. f. Phys. **114**, 318—341, 1939, Nr. 5/6. (Freiburg i. Br.) Es wurden mit einer Ionisationskammer Ultrastrahlungsstöße aus 12 cm Eisen gemessen, die gleichzeitig eine Dreifachkoinzidenz-Apparatur von

Zählrohren zum Ansprechen brachten. Durch Veränderung der Zählrohrstellung wurde die Richtungsverteilung der ionisierenden Strahlen eines Stoßes untersucht. Für einen Öffnungswinkel von $\pm 20^0$ wurden außerdem über das mittlere Rohr Absorberschichten bis zu 10 cm Blei gepackt. Ein Einfluß von neuausgelösten Strahlen aus dem Absorber auf die seitlichen Rohre wurde dabei durch 10 cm dicke Pb-Wände verhindert. — Es ergab sich ein großer Öffnungswinkel bis zu $\pm 60^0$ für die ionisierenden Strahlen des Stoßes. Die Absorptionsmessung ergab einen weichen Anteil mit einer mittleren Reichweite von wenger als 2 cm Pb und einen harten mit etwa 20 cm Pb. — Vergleicht man die Meßergebnisse mit theoretischen Betrachtungen über die Wechselwirkung energiereicher Strahlen mit Materie, so ergibt sich eine große Wahrscheinlichkeit dafür, daß energiereiche schwere Teilchen beim Stoßprozeß entstehen. *Rakuttis.*

Darol K. Froman and **J. C. Stearns.** Evidence of neutrons in heavy particle showers. Phys. Rev. (2) **54**, 969—970, 1938, Nr. 11. (McGill Univ. Quebeck; Univ. Denver, Colorado.) Mit Zählrohren wird durch passende Anordnungen von Streukörpern und Absorbern aus Blei und weitere alternierende Einfügung und Entfernung von Paraffinscheiben ein Einfluß des Paraffins auf die Zahl der durchdringenden Teilchen und insbesondere der durchdringenden Schauer festgestellt. Die Ergebnisse können mit der Hypothese gedeutet werden, daß nicht ionisierende Strahlen in Blei Neutronen oder Neutrettos auslösen. *Ehmert.*

Piara S. Gill. Time distribution of cosmic-ray bursts. Phys. Rev. (2) **56**, 632—634, 1939, Nr. 7. (Univ. Chicago, Ill.) Die an drei verschiedenen Orten gewonnenen Registrierungen werden auf die zeitliche Verteilung der Hoffmannschen Stöße untersucht. Das Poissonsche Gesetz ist erfüllt. Auch die Größenverteilung der Intervalle zwischen aufeinanderfolgenden Stößen bestätigt die statistische Folge der Stöße. Kleine systematische Schwankungen mit der Tageszeit seien angedeutet, jedoch noch nicht sichergestellt. *Ehmert.*

Paul Ehrenfest Jr. et **André Fréon.** Désintégration spontanée des „mésotons", particules composant le rayonnement cosmique pénétrant. Journ. de phys. et le Radium (7) **9**, 529—536, 1938, Nr. 12. Aus Intensitätsmessungen der Ultrastrahlung am Boden sowie Messungen in größerer Höhe mit koinzidierenden Zählrohren bei verschiedener Neigung gegen die Vertikale, die hinter gleichen durchlaufenen Luftwegen verschiedene Intensität zeigen, kann auf die Zerfallskonstante der Mesotronen geschlossen werden. Unter der Voraussetzung $m = 200\, m_0$ finden Verff. $1/w = \tau = (4 \pm 2) \cdot 10^{-5}$ sec/10^9 eV im Gegensatz zu Yukawa. Die Abweichung kann begründet sein in den Meßfehlern, in den zu einfachen Voraussetzungen über die einfallende Strahlung (isotroper Einfall usw.) und darin, daß die harte Komponente als nur aus Mesotronen bestehend angenommen wurde. *Juilfs.*

S. A. Korff and **E. T. Clarke.** The upward radiation produced by cosmic rays at high altitudes. Phys. Rev. (2) **56**, 704, 1939, Nr. 7. (Bartol Res. Found. Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.) In einem Ballongerät wurde ein einzelnes Zählrohr abwechslungsweise über und unter eine 2 cm dicke Bleiplatte, zwischen zwei solche Platten und in Abstand von jedem Blei gebracht. Die Impulshäufigkeit wurde zur Bodenstation gefunkt. Bei Drucken über 100 mm Hg hat das Blei keinen größeren Einfluß. Zwischen 23 und 100 mm Hg verhalten sich die Impulszahlen in den oben angeführten Fällen jedoch wie 15,8 : 14,3 : 16,8 : 10,0 $\pm$ 0,5. Auch das unter dem Zählrohr angebrachte Blei führt zu einer großen Steigerung der Impulszahl. *Ehmert.*

S. A. Korff. Evidence for neutrons in the cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **56**, 210, 1939, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Franklin Inst.) Neutronenzähler (das sind Zählrohre mit einer Bortrifluoridfüllung und einem Verstärker, der die α-Teilchen zählt, welche bei der Zertrümmerung von Borkernen durch langsame Neutronen entstehen) wurden mit Ballongeräten bis zu etwa 40 mm Hg in die Stratosphäre geschickt. Die Zahl der Neutronen nimmt mit der Höhe stärker zu als die Gesamtintensität und erreicht bei etwa 80 mm Hg sogar die Zahl der Elektronen. *Ehmert.*

Mario Ageno. Über das Vorkommen sekundärer Neutronen in der Höhenstrahlung. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. **10**, 273—274, 1939. (Rom.) Mit einer ähnlichen Versuchsanordnung, wie von Froman und Stearns benutzt, wurde gefunden, daß eine Änderung in der Zahl der beobachteten Koinzidenzen nicht eintritt, wenn eine Paraffinschicht abwechselnd einmal zwischen beiden Zählrohren, einmal über dem oberen Zählrohr unter der vorgeschalteten Bleischicht angebracht wird. Die Versuchsergebnisse der genannten Autoren, die auf die Auslösung von Neutronen in der Bleischicht durch eine nichtionisierende kosmische Strahlung und die Erzeugung durchdringender Protonen durch diese Neutronen in der Paraffinschicht hatten schließen lassen, konnten somit nicht bestätigt werden. **Deseke.*

L. W. Nordheim and **M. H. Hebb.** On the production of the hard component of the cosmic radiation. I. The photon hypothesis. Phys. Rev. (2) **56**, 494—501, 1939, Nr. 6. Die Zahl und Energieverteilung der von einem primären Elektron der Energie E erzeugten „Photonenlängen" wird berechnet, dies ist die Zahl der Photonen der Energie k im Bereich dk, multipliziert mit deren Reichweite, die in Einheiten der Strahlungstheorie auszudrücken ist. $Z(k)dk = \alpha(E/k^2)dk$, wobei für Photonen $\alpha = 0{,}57$, für Elektronen $\alpha = 0{,}44$ ist. Mit Hilfe der bekannten Energieverteilung der primär einfallenden Elektronen wird dann die Energieverteilung der Photonenlängen in der oberen Atmosphäre berechnet und mit der Zahl und Energieverteilung der Mesotronen verglichen. Wenn die Mesotronen von den Photonen erzeugt werden sollen, folgt daraus, daß der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß in Luft bei Energien um 10 BeV etwa $^1/_{100}$, bei Energien um über 18 BeV etwa $^1/_{10}$ des Wirkungsquerschnitts für Paarerzeugung betragen müßte. Man würde erwarten, daß ein umgekehrter Vorgang mit ähnlichem Wirkungsquerschnitt existiert, was jedoch im Widerspruch zu der großen Reichweite der Mesotronen stehen würde. Dies bedeutet eine ernsthafte Schwierigkeit für die Hypothese, daß die Mesotronen von Photonen erzeugt werden. *Ehmert.*

L. W. Nordheim. Dasselbe. II. Protons or neutral particles as primaries. Ebenda S. 502—507. (Duke Univ. Durham, North Carol.) Die von Nordheim und Hebb (vorstehendes Ref.) gefundenen Schwierigkeiten, die Mesotronen als Sekundäre von Photonen aufzufassen und andererseits die Absorptionskurve der Mesotronen zu verstehen, werden eingehend diskutiert. Einen Ausweg bildet die Annahme primärer Protonen, doch wäre dann ein größerer Breiteneffekt der harten Komponente zu erwarten. — Mesotronen müßten dann eine 10mal größere Reichweite als Protonen gleicher Energie haben. Eine Möglichkeit, auch diesen Schwierigkeiten auszuweichen, ist die Hypothese einer zusätzlichen aus Neutrettos bestehenden Primärkomponente. *Ehmert.*

V. Veksler and **N. Dobrotin.** Heavy electrons in cosmic rays. C. R. Moskau (N. S.) **19**, 479—482, 1938, Nr. 6/7. (Lebedev Phys. Inst. Acad. Moscow.) Zur Untersuchung stark ionisierender Teilchen der Ultrastrahlung wurden proportional verstärkende Zählrohre in Koinzidenzschaltung benutzt und die Absorption durch zwischen die Zähler eingebrachtes Blei für verschiedene Bereiche der spe-

zifischen Ionisation gemessen. Wird Blei über die Anordnung gebracht, so wird eine Rossi-Kurve für stärker ionisierende Teilchen erhalten, deren Maximum bei etwa 2 cm Blei liegt. Die Teilchen mußten dabei einen Absorber von 0,53 g/cm² zwischen den Zählern durchdringen. Durch Differenzmessungen wurde auch die Rossi-Kurve für die in diesem Absorber steckenbleibenden stärker ionisierenden Strahlen ermittelt. Sie hat bei 2 cm Dicke des Sekundärstrahlers (Blei) ein Minimum. Die Teilchen, welche für diese Kurve verantwortlich sind, werden als schwere Elektronen mit 50 bis 300facher Elektronenmasse betrachtet. Um Widersprüche in den einzelnen Absorptionskurven zu vermeiden, müssen diese schweren Elektronen als Sekundäre der harten Komponente angesehen werden. *Ehmert.*

G. Cocconi und **V. Tongiorgi.** Über die Neutronen der kosmischen Ultrastrahlung. Naturwissensch. **27**, 740—741, 1939, Nr. 44. (Ist. Fis. Univ. Milano.) Versuche, die Neutronen der kosmischen Strahlung durch die Aktivität von Mangan aus einer $KMnO_4$-Lösung mit einem Zählrohr nachzuweisen, verliefen negativ. Messungen wurden in 120, 2000, 3500 m über Meereshöhe ausgeführt. Nach Ergebnissen anderer Autoren ist die benutzte Anordnung zu unempfindlich. In Widerspruch dazu stehen die Ergebnisse von v. Halban und Kowarski, die eine 100mal stärkere Neutronenintensität berichten. *Fünfer.*

Thomas H. Johnson. Correlation of cosmic-ray geomagnetic effects. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 190—193, Part I, Aug. (Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Ausgehend von der Störmerschen Theorie werden die verschiedenen experimentell untersuchten Effekte zusammengestellt und daraus die Verteilung des Vorzeichens der Ladung und die Konstanten der Energieverteilung jeweils auf mehrfache Weise berechnet. Der Vergleich dieser Ergebnisse erlaubt Schlüsse auf die Richtigkeit der Vorstellungen von den benutzten Effekten. *Ehmert.*

Ig. Tamm. The penetrating cosmic rays particles and the nuclear forces. C. R. Moskau (N. S.) **19**, 475—478, 1938, Nr. 6/7. (Lebedev Phys. Inst. Acad. Moscow.) Um den Übergang von schweren Teilchen in Elektronen, wie ihn die Messungen Blacketts forderten, zu untersuchen, geht Verf. (in der im April 1938 zum Druck gegebenen Arbeit) von der Hypothese aus, daß die schweren Teilchen im Vakuum stabil sind und in genügend abgebremstem Zustand durch nicht elektromagnetische Wirkungen, etwa Kernkräfte, mit veränderter Masse gestreut werden können. Von der kritischen Energie ab ist die an den Kern abgegebene Energie größer als die Bindungsenergie, so daß die Kernbestandteile als frei betrachtet werden können. *Ehmert.*

Frederik Jozef Belinfante. Theory of heavy quanta. Diss. Univ. Leiden 1939. XII u. 125 S. Erweiterung des Spinorkalküls in ähnlicher Weise, wie die Tensorrechnung eine Erweiterung des Vektorkalküls darstellt. Darstellung der Feldgleichungen des Mesotrons (Mesons) in diesem Kalkül. — Diskussion der Spineigenschaften des Mesons und Berechnung seines magnetischen Moments. — Erörterung der Voraussetzungen, unter denen es sich beweisen läßt, daß Teilchen mit halbzahligem Spin dem Paulischen Ausschließungsprinzip genügen, und Teilchen mit ganzzahligem Spin der Bose-Statistik unterliegen müssen. — Quantisierung der Feldgleichungen des Mesons; Diskussion von Schwierigkeiten bei der formalen Übertragung der Methoden der Quantenelektrodynamik. — Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Prozesse in der kosmischen Strahlung, an denen Mesonen beteiligt sind, in der Bornschen Näherung. Relative Häufigkeit von Einfach- und Mehrfachprozessen, Mesonenschauer. — Berechnung der Proton-Neutron-Kraft, die durch das Mesonenfeld vermittelt wird; Diskussion der dabei auftretenden Divergenzen; ein Zusatzglied zum Potential von dem Charakter einer

δ-Funktion läßt sich nicht beseitigen, im Gegensatz zu anderen in der Literatur geäußerten Vermutungen. — Spontanzerfall der Mesonen. — Vergleich der von verschiedenen Autoren berechneten Wirkungsquerschnitte für die Prozesse in der Ultrastrahlung. — Bemerkungen zur Abänderung der Quantenmechanik durch die Einführung einer kürzesten Länge. *Jensen.*

P. M. S. Blackett. Further evidence for the radioactive decay of mesotrons. Nature **142**, 992, 1938, Nr. 3605. (Univ. Manchester.)

Bruno Rossi. Dasselbe. Ebenda S. 993, 1938, Nr. 3605. (Univ. Inst. f. teoret. Fys. Kobenhavn.) Aus Messungen der Winkelverteilung der harten Strahlen in verschiedenen Höhen über dem Meer läßt sich unter der Annahme zerfallender Mesotronen die mittlere Weglänge bis zum Zerfall zu $L = 23$ km berechnen. Aus dem Temperaturkoeffizienten erhält man $L = 25$ km. Aus Wasserversenkmessungen in 60 m Tiefe und den entsprechenden Messungen der Intensität geneigter Strahlen bei gleicher Absorbermasse ergibt sich $L = 225$ km, wobei die Energie zu $3 \cdot 10^{10}$ e-V geschätzt werden kann, während in Seehöhe etwa $4 \cdot 10^9$ e-V anzunehmen sind. Der Faktor L/E ist nahezu konstant gleich etwa $7 \cdot 10^{-4}$ cm/e-V. Die Zerfallszeit τ_0 ist bei 150 Elektronenmassen $1{,}7 \cdot 10^{-6}$ sec. Ferner werden Koinzidenzmessungen mit Blei und Luft wiedergegeben, die zu gleichen Ergebnissen führen. *Fünfer.*

E. M. Bruins. The decay of the penetrating cosmic rays. II. Proc. Amsterdam **42**, 740—744, 1939, Nr. 8. Unter Annahme einer ursprünglichen Energieverteilung $N(E) = N_0 \cdot E^{-s}$ der Mesonen in 20 km Höhe wird für $S = 1{,}93$ und für $s = 2$ und für verschiedene Werte der mittleren Lebensdauer der Zerfall in der Atmosphäre, die Energieverteilung in Meereshöhe und der Barometereffekt berechnet. *Ehmert.*

J. Clay and **A. v. Gemert.** Cosmic radiation penetrating into the earth to depth of 1380 m waterequivalent. Proc. Amsterdam **42**, 672—686, 1939, Nr. 8. Mit sehr empfindlichen Zählrohranordnungen wurden die Messungen über die Intensität der kosmischen Strahlung in großen Tiefen im Bergwerk fortgesetzt. Aus dem Vergleich der Ergebnisse mit Messungen in Wasser wird das Wasseräquivalent des Gesteins bestimmt und mit der Dichte verglichen. Die Absorptionsfähigkeit ist nicht massenproportional, sondern eher proportional der Elektronendichte. 6,9 m Wasser entsprechen 1 m Blei. In verschiedenen Tiefen wird die Absorption durch 5, 10 und 100 cm Blei zwischen den Zählrohren untersucht. Von 219 bis 311 m Wasseräquivalent wird ein Überschuß von Sekundären beobachtet, der auch in der Häufigkeit der Schauer zum Ausdruck kommt. Die Primärstrahlung ist ionisierend. Aus der Absorption in Meereshöhe in Bleischichten bis zu 150 cm Dicke wird unter Benutzung der Rechnung von Bruins (s. vorstehendes Ref.) die Zerfallszeit zu $2 \cdot 10^{-6}$ sec bestimmt. (Bei $\mu = 100\,m_0$, d. Ref.) *Ehmert.*

H. Maier-Leibnitz. Wilson-Aufnahmen schwerer Elektronen. Naturwissensch. **26**, 677—678, 1938, Nr. 41. (Inst. f. Phys. K. W.-Inst. f. med. Forschg. Heidelberg.) In einer mit Propan gefüllten 1 bis 3 sec empfindlichen Wilson-Kammer werden Mesotronen beobachtet, die in der Kammer endigen. Aus Reichweite und Magnetfeld läßt sich die Masse des einen — 120 $\pm$ 30 Elektronenmassen — angeben. Weiter wird in zwei Fällen beobachtet, daß ein schweres Teilchen ein Positron unter 0,3 MeV aussendet. Es wird wegen der kleinen Energie der Positronen angenommen, daß sich das schwere Positron unter Aussendung eines Positrons und Neutrinos in ein ungeladenes schweres Teilchen umwandelt. *Fünfer.*

Hideki Yukawa and Taisuke Okayama. Note on the absorption of slow-mesotrons in matter. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **36**, 385

—389, 1939, Nr. 931/938. Wesentlich für die Absorption von Mesotronen sind neben Atomionisation und Kernanregung der spontane Zerfall und die Absorption durch Kerne. Aus einer einfachen Rechnung läßt sich die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, daß ein Mesotron gegebener Anfangsenergie eine bestimmte Zeit überlebt. Für langsame Mesotronen fällt diese Wahrscheinlichkeit etwa exponentiell mit der Zeit ab. In einem dichten Medium wie Blei überwiegt die Kernabsorption bei weitem den spontanen Zerfall, da erstere in einer Zeit von der Größenordnung 10^{-8} sec erfolgt. In Gasen sollte der spontane Zerfall überwiegen, doch scheinen Beobachtungen von Maier-Leibniz zu zeigen, daß für langsame Mesotronen auch hier Kernprozesse eine Rolle spielen. *Fünfer.*

C. G. Montgomery, W. E. Ramsey, D. B. Cowie and **D. D. Montgomery.** Slow mesons in the cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **56**, 635—639, 1939, Nr. 7. (Bartol Res. Found. Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.) Es wird versucht, mit einer Zählrohranordnung den Zerfall langsamer Mesotronen in Elektronen und Neutrinos zu beobachten. Über und unter einer 2 cm Bleiplatte befinden sich je eine Reihe parallelgeschalteter Zählrohre, die auf einen Koinzidenzverstärker arbeiten. Dieser gestattet es, solche Impulse beider Zählrohrreihen auszusieben, bei denen der zweite in einem bekannten Zeitintervall auftritt, das eine bekannte Zeit nach dem Auftreten des ersten Impulses beginnt. In der Bleiplatte abgebremste und vorher oberhalb derselben registrierte Mesotronen sollten nach einer Zeit von der Größenordnung 10^{-6} sec manchmal ein Zerfallselektron durch die unteren Rohre schicken und eine verzögerte Koinzidenz hervorrufen. Solche Koinzidenzen wurden jedoch nicht beobachtet, dagegen solche, die auch ohne Blei auftreten und einem verzögerten Ansprechen der Zählrohre zuzuschreiben sind. Wahrscheinlich werden die Mesotronen von Kernen absorbiert, bevor sie abgebremst sind. *Fünfer.*

C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. The transition effect for large bursts of cosmic-ray ionization and the number of primary electrons of very high energy. Phys. Rev. (2) **56**, 640—643, 1939, Nr. 7. (Bartol Res. Found. Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.) An drei Stellen — in einer Holzhütte und in zwei Räumen mit schweren Decken, entsprechend 10,2; 11,1 und 13,6 m H_2O — werden Stöße von 10^6 Ionenpaaren aufwärts beobachtet mit und ohne 1 cm Blei über der Kammer. Durch die Bleiplatte wird die Zahl der Strahlen in einem von der Decke kommenden Schauer vergrößert ($\sim 1{,}7$). Dies äußert sich in einer Erhöhung der Stoßzahl in einem gegebenen Größenintervall. Wesentliche Neubildung von Schauern in der Platte liegt bei den Messungen bei 11,1 und 13,6 m H_2O nicht vor. In freier Luft kommt eine Neubildung in der Bleiplatte hinzu, die wahrscheinlich energiereichen Zerfallselektronen zuzuschreiben ist. Ohne Blei werden Stöße registriert, die von Teilen ausgedehnter Luftschauer herrühren. Hieraus lassen sich Zahl und Energieverteilung der primären Elektronen außerhalb der Atmosphäre abschätzen. *Fünfer.*

Hans Lüneburg. Hydrochemische Untersuchungen in der Elbmündung mittels Elektrokolorimeter. Arch. Dtsch. Seewarte **59**, Nr. 5. 27 S., 1939. Die Wasserproben werden nach Filtration durch geeignete Reagenzien gefärbt und photometrisch mit Sperrschichtzellen als Anzeigegerät in durchfallendem parallelem Licht mit Proben von destilliertem Wasser verglichen. Für die Phosphatreaktion wird mit Schott-Rotfilter RG 2, für Silikat- und Gelbstoffreaktion mit Blaufilter BG 12 und für Nitritreaktion mit Grünfilter VG 9 + Gelbfilter GG 11 gearbeitet. Die von Redecke auf biologischer Grundlage erfolgte Einteilung des Brackwassergebietes in verschiedenen Zonen wird hydrochemisch bestätigt gefunden. Einzelheiten sind im Original nachzusehen. *H. Israël.*

Kazuhiko Terada. On „Tunami" or destructive sea waves excited by a travelling typhoon. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **7**, 209—230, 1939, Nr. 2. (Central Meteorol. Obs.) Verf. untersucht die Entwicklung der zerstörenden Meereswellen „Tunami" als Problem der durch wandernde Taifune in einer Bucht oder in einem See angeregten Seiches. Unter der Annahme eines rechteckigen Sees werden die Berechnungen für die drei Fälle, daß die Breite der anregenden Störung kleiner, gleich oder größer als die Länge des Sees ist, durchgeführt. Aus den Berechnungen ergibt sich, daß die maximale Wasserhöhe in Abhängigkeit von der Seetiefe h am größten ist, wenn die Taifungeschwindigkeit gleich $\sqrt{g\,h}$ ist, daß die Eintrittszeit der größten Wasserhöhe gegenüber dem Taifun umsomehr verzögert ist, je rascher der Taifun zieht und daß die Wasserhebung an dem Ort der Bucht, wo der Taifun diese verläßt, größer ist als am Eintrittsort des Taifuns. Die im Gefolge des Muroto-Taifuns in der Bucht von Osaka beobachteten Wasserwellen werden mit den aus der Theorie gefolgerten Wellen verglichen. *Steinhauser.*

T. Yanagisawa. A contribution to the disturbance of plankton distribution caused by the water movements due to tidal currents. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **7**, 115—127, 1939, Nr. 1. (Kobe.)

Norris W. Rakestraw, Clifford E. Herrick, Jr. and Wm. D. Urry. The helium-neon content of sea water and its relation to the oxygen content. Journ. Amer. Chem. **61**, 2806—2807, 1939, Nr. 10. (Woods Hole Oceanogr. Inst.) *Dede.*

Fr. Model. Über die Gebundenheit von Hoch- und Niedrigwasser der Ostsee an ganz bestimmte Kalendertage im Jahre. Ann. d. Hydrogr. **67**, 507—516, 1939, Nr. 11. (Dtsch. Seewarte, Hamburg.) Das Beobachtungsmaterial betrifft Tagesmittelwerte der Aufzeichnungen der Wasserstandshöhen in Marienleuchte auf der Insel Fehmarn aus den Jahren 1902 bis 1937. Im nach Monatsmitteln dargestellten Jahresgang des Wasserstandes fällt das Minimum auf den März und das Maximum auf den August. In einzelnen Jahrzehnten zeigen die Jahresgänge nicht unbeträchtliche Unterschiede. Eine festgestellte säkulare Zunahme des Wasserstandes wird auf eine Landsenkung der deutschen Ostseeküste zurückgeführt. Die säkulare Zunahme ist am größten in den Übergangsjahreszeiten. Der aus 36jährigem Tagesmittel abgeleitete Jahresgang weist ausgesprochene Singularitäten des Wasserstandes auf. Vom 18. März bis 26. August erfolgt ein Anstieg des Wasserstandes um ungefähr 25 cm, dem ein Abstieg folgt, der im Dezember und Januar durch größere Störungen unterbrochen wird. Der 74tägige Zeitraum winterlicher Störungen, in dem 7 Hochwasser 5 Niedrigwassern gegenüberstehen, wird auf erhöhte winterliche atmosphärische Zirkulation zurückgeführt. Aus den Zacken der Jahreskurve werden 44 Wasserstandsmaxima und 39 Minima hervorgehoben, von denen sich nach Unterteilung der ganzen Reihe in drei Teilreihen 17 Hochwasserstände und 19 Niedrigwasserstände durch angenähert gleichzeitiges Auftreten in den Teilreihen als reell erwiesen. Die Erklärung der festgestellten Singularitäten des Wasserstandes aus atmosphärischen Singularitäten macht Schwierigkeiten und erfordert ebenso wie der vermutete Zusammenhang mit Singularitäten in Schichtung und Strömung der Ostsee weitere Untersuchungen. *Steinhauser.*

Eduard Kägi. Einfluß des Luftdruckes und des Windes auf den Wasserstand an der estländischen Küste. Ann. d. Hydrogr. **67**, 539—551, 1939, Nr. 12. (Reval.) *Dede.*

G. Schwalbe. Meteorologische Säkularstationen. Wetter **56**, 199—204, 1939, Nr. 6. (Berlin.) *H. Israël.*

A. B. Werigo. Die Bestimmung des Gehaltes an Radiumemanation in der atmosphärischen Luft im Gebiete des Archipels des Franz-Josef-Landes. Trav. Inst. Etat Radium (russ.) **4**, 194—203, 1938. [Orig. russ.] Im Laufe einer Expedition wurde der Gehalt an Radon in der Luft zu $0{,}1744 \cdot 10^{-16}$ Curie $\cdot$ cm^{-3} gefunden. Der im Verhältnis zu dem Rn-Gehalt über den Ozeanen hohe Wert wird auf die Emanierungen der Gesteine des Archipels zurückgeführt. Die Messungen wurden bei verschiedenen barometrischen Drucken ausgeführt, wobei eine eindeutige Beeinflussung der Versuchsergebnisse durch den Druck nicht beobachtet worden ist. — Es ist versucht worden, zwischen Messungen mit Hilfe eines ausgespannten, aktivierten Drahtes (Elster-Geitel-Methode) und direkten Adsorptionsbestimmungen an Kohle eine Beziehung zu finden. Es wird eine Umrechnungsformel angegeben, die aus den Versuchsergebnissen nach der Elster-Geitel-Methode direkt den Emanationsgehalt K angibt: $K = A\,(\Delta v/\Delta t)$ Curie $\cdot$ cm^{-3}; $A = (C_0 \cdot 7{,}3 \cdot 10^{-19}/L)$, C_0 = elektrostatische Kapazität des Elektrometers in cm, L = Länge des aktivierten Drahtes in m, $\Delta v/\Delta t$ = Änderung des Ionisationsstromes in V/Stunde. Diese Formel gilt für eine Aktivierung des Drahtes während 30 Minuten, für eine negative Spannung von 2000 V und für die Messung des Ionisationsstromes 30 Minuten nach Aktivierungsschluß. **Gerassimoff.*

Je. G. Gratschewa. Gehalt an Thoriumemanation in der Atmosphäre. Trav. Inst. Etat Radium (russ.) **4**, 206—219, 1938. (USSR., Staatl. Radiuminst.) [Orig. russ.] Zur Bestimmung des Gehalts an Thoriumemanation in der Atmosphäre wurden drei verschiedene Methoden gewählt, die alle das gleiche Resultat lieferten: $1{,}2 \cdot 10^{-3}$ Atome $\cdot$ cm$^{-2} \cdot$ sec^{-1} (Thoronfluß unter normalen Bedingungen). Die angewandten Methoden waren: 1. Verfahren von Joly und Smith zur Radonbestimmung, wobei das Emanationsabsorbent durch eine Ionisationskammer ersetzt wurde; 2. Bildung eines aktiven Belages durch die Th-Emanation; 3. Bestimmung der Bodenemanierung. — Es wird gezeigt, daß bei der Ionisierung durch Th-Produkte in erster Linie die Ausstrahlung durch ThA und die Thoriumemanation in Betracht zu ziehen ist. **Gerassimoff.*

Je. G. Gratschewa. Über die physikalischen Eigenschaften von in der Atmosphäre befindlichen Radioelementen. Trav. Inst. Etat. Radium (russ.) **4**, 219—228, 1938. (USSR. Staatl. Radiuminst.) [Orig. russ.] Durch Messung der Entladung eines ausgespannten aufgeladenen Drahtes wurde im Laboratorium, bei erhöhter Konzentration an Radon, das Verhältnis der langsamen radioaktiven Ionen verschiedener Ladung R_+/R_- zu 1,5 ermittelt. Die Analyse der Kurven der induzierten Aktivität ergab, daß mit den langsamen Ionen vornehmlich RaB- und RaC-Atome verbunden sind. — Im Freien wurde nach Elster und Geitel mittels verschiedener geladener Drähte das Verhältnis schneller positiver radioaktiver Ionen zu langsamen negativen r_+/R_- bestimmt. Diese Größe beträgt bei RaA 0,6, bei RaB 0,17 und bei RaC 0,07. **Gerassimoff.*

P. Raethjen. Kompensation aus Vertikalbewegung oder aus Advektion? Meteorol. ZS. **56**, 436—437, 1939, Nr. 11. (Hamburg.) In Erwiderung auf eine kritische Bemerkung Ertels (diese Ber. S. 457) zu einer Arbeit von Rehorn verweist der Verf. darauf, daß dieser seine Ergebnisse über die Kompensation durch Vertikalbewegungen nicht als theoretische Folgerung aus der statischen Grundgleichung und der Gradientwindgleichung, sondern aus den aerologisch gemessenen Zustandsänderungen der Atmosphäre abgeleitet hatte.

Steinhauser.

S. Fujiwhara. On the evolution of the Muroto Typhoon. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **7**, 141—158, 1939, Nr. 2. Die Entwicklung des Muroto-Taifuns

(September 1934) erfolgte entsprechend der Theorie von Okada und Horiguti, wonach in dem Tiefdrucktrog zwischen dem NE-Passat und dem SW-Passat oder -Monsun kleine Wirbel sich zu einem größeren Komplex vereinigen, der unter ständiger Angliederung benachbarter kleiner Wirbel und durch Energieaufnahme aus latenter Kondensationswärme sich auf seinem Weg nach Westen oder Nordwesten zu einem Taifun vertieft. Auf Grund zahlreicher Karten und Wettermeldungen wird die Entwicklung des Taifuns eingehend besprochen. *Steinhauser.*

T. Mizuno. The barometric reading and computation of the lowest pressure. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **7**, 193—199, 1939, Nr. 2. (Muroto Meteorol. Obs.) Nach Barographenaufzeichnungen, die durch Augenbeobachtungen sorgfältig kontrolliert worden sind, betrug der niedrigste Luftdruck in Muroto am 21. September 1934 bei einer Entfernung von ungefähr 18 km vom Zentrum des Taifuns 670,2 mm Hg. Dieser Wert, der auf Normalschwere und Meeresniveau reduziert 684,0 mm Hg ergibt, stellt den niedrigsten jemals an einer Landstation gemessenen Luftdruckwert dar. *Steinhauser.*

Yosiki Horiguti. The passage on land of the Muroto Typhoon. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **7**. 159—192, 1939, Nr. 2. Die Verlagerung des Muroto-Taifuns wird vom Zeitpunkte seiner Annäherung an das Festland am 21. September 1934 um 2 Uhr auf dem Weg über Land in Wetterkarten, die die einzelnen Stundenwerte und in den entscheidenden Stadien die Beobachtungsdaten für je 20 Minuten wiedergeben, dargestellt. Der Muroto-Taifun, in dessen Zentrum der Luftdruck bis 660 mm Hg gefallen war, bewegte sich mit Stundengeschwindigkeiten von 55 bis 95 km über Land und wurde in der Nähe des Ortes seines Erlöschens durch einen zweiten Taifun abgelöst, dem bei seinem Erlöschen ein dritter folgte, welcher dann noch am selben Tage durch einen vierten Taifun eine Fortsetzung fand. Aus dem Vorhandensein eines sekundären Minimums im Barogramm von Muroto und der Verteilung der Fallrichtungen der entwurzelten Waldbäume wird geschlossen, daß parallel zur Hauptbahn eine sekundäre durch topographische Einflüsse dynamisch verursachte Depression gezogen war. Im Auge des Taifuns angestellte Beobachtungen werden eingehend beschrieben. Windregistrierungen zeigen, daß in 1 bis 2 km Entfernung vom Zentrum des Taifuns eine beträchtliche Abschwächung der Windgeschwindigkeit, aber keine Windstille herrschte und daß diese Windabschwächung nur auf wenige km um das Zentrum beschränkt war. *Steinhauser.*

Yosiki Horiguti. Depth of the center of the Muroto Typhoon. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **7**, 201—207, 1939, Nr. 2. Durch Extrapolation mit Hilfe der in 18 km Entfernung vom Zentrum des Taifuns vorgenommenen Luftdruckregistrierung in Muroto wird als tiefster Luftdruck im Zentrum 656,1 mm und als größter Gradient 2,65 mm/km in 15,1 km Abstand vom Zentrum des Taifuns berechnet. Nach Überlegungen, die auf Grund der in der Wetterkarte gegebenen Druckverteilung angestellt wurden, ergab sich ein tiefster Druck von 655,2 mm. Verf. nimmt daher als tiefsten Druck im Zentrum des Muroto-Taifuns einen Wert von 655 $\pm$ 5 mm an. *Steinhauser.*

E. Moll. Die Windverhältnisse des Malojapasses: Doppelvisierungen von Pilotballonen im Bergell. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 59—68, 1938, Nr. 1. (Phys.-Meteorol. Obs. Davos.) Ein Großteil der aus dem unteren Bergell herangeführten Talluft wird beim Talknick bei Casaccio durch ihre Trägheit an die nördlichen Hänge abgedrängt und dort von den Hangaufwinden hochgehoben, was aus den dort beobachteten verhältnismäßig großen Vertikalkomponenten (im Maximum 2,8 m/sec) ersichtlich ist. Im absterbenden Stadium des Talabwindes zeigt sich, daß der Kaltluftstrom am Morgen in der ganzen Schicht

parallel zur Talsohle abfließt. Der quer zum Tal gerichtete Gradientwind greift in der Talmitte unter Kammhöhe herunter. Wegen der Abdrängung der Ballone in das Hangwindgebiet konnte der Zusammenhang des Bergeller Talwindes mit dem Malojawind nicht untersucht werden. *Steinhauser.*

A. Wagner. Über die Tageswinde in der freien Atmosphäre. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 145—170, 1938, Nr. 2. (Innsbruck.) Nach Pilotaufstiegen in den Sommermonaten in USA. zeigt sich, daß dort die theoretisch zu erwartende einheitliche ganztägige Windwelle gegenüber den je nach der Lage der Stationen und der Höhe verschiedenen tageszeitlich bedingten Zusatzwinden, die durch drei verschiedene Windsysteme gegeben sind, zurücktritt. Diese durch die thermischen Verhältnisse über dem Kontinent bedingten Windsysteme betreffen: 1. eine Zirkulation zwischen dem Trockengebiet im Südwesten der USA. und seiner Umgebung mit oberem Kompensationsstrom von ungefähr 1500 m Höhe an, 2. eine Zirkulation zwischen dem Flachland und den Gebirgen im Westen mit einem oberen Kompensationsstrom von 2500 m Höhe an und 3. eine Zirkulation zwischen Meer und Kontinent mit einem Kompensationsstrom oberhalb von 3000 m Höhe. Die drei Zirkulationssysteme sind ortsfest; wegen des Nachhinkens der Corioliskraft hinter den auftretenden Beschleunigungen und als Wirkung einer kleinen einheitlichen Tageswelle des Windes bewegt sich der tageszeitlich bedingte Zusatzvektor aber nicht auf einer Geraden hin und her, sondern er dreht auf einer langgestreckten Ellipse im Uhrzeigersinn. Die Rechtsablenkung des Zusatzwindes von der Richtung Kalt—Warm ist nur gering. Die Zusatzwinde erreichen stellenweise sehr große Geschwindigkeiten (Differenzvektor $16 - 4^h$ in Oklahoma in 1000 m Höhe bei 10 m/sec). Kartendarstellungen zeigen das Einströmen der Zusatzwinde in den Kontinent um 16 Uhr in 750 und 1500 m und das Ausströmen in 2000, 2500 und 3500 m Höhe. *Steinhauser.*

Heinz Lettau. Klein-meteorologische Erscheinungen am Rande eines Kaltluftsees (Luftseiches). Veröff. Geophys. Inst. Leipzig Spezialarb. (2) **10**, 142—151, 1938. Es werden Beobachtungen beschrieben, wonach am Kolm-Observatorium regelmäßige Schwankungen der Windrichtung um 180° in Abständen von 20 Minuten und in einem anderen Fall in Abständen von $2^1/_2$ Stunden auftraten. Diese Windrichtungsschwankungen werden als Wirkung von Luftseiches am Rande eines Kaltluftsees erklärt, deren Periode sich rechnerisch unter plausiblen Annahmen aus der Formel für die Schwingungsdauer bei internen Seiches in genügender Übereinstimmung mit den Beobachtungen ableiten lassen. Auch Beobachtungen des Aufwogens der oberen Begrenzung eines Nebelmeeres sprechen für diese Erklärung. *Steinhauser.*

V. Conrad. Weitere Bemerkungen zur Definition des Monsuns. Meteorol. ZS. **56**, 387—389, 1939, Nr. 10. (Pennsylvania State Coll. Pa. USA.) In Erwiderung auf die Kritik seiner Arbeit zur Definition des Monsuns durch Száva-Kovats (s. diese Ber. **20**, 2561, 1939, weist der Verf. darauf hin, daß er das Gleichsinnigkeitskriterium nur als Minimumsprinzip auffassen wollte, dem jedenfalls auch die jahreszeitliche Winddrehung folgen muß. Von diesem Gesichtspunkt aus lehnt er die Einteilung der Monsumgebiete durch Száva-Kovats im allgemeinen und im besonderen für Europa ab. *Steinhauser.*

C. S. Yao. Regeneration einer Bengalenzyklone über China. Meteorol. ZS. **56**, 437—440, 1939, Nr. 11. (Tschungking.) Die ungewöhnliche Bahn der Zyklone vom 21. bis 27. Oktober 1935 vom Golf von Bengalen über die Hochgebirge von Nordindochina und über China bis zum Japanischen Meer wurde durch die über Südwestchina weit ausgedehnten Niederschläge feuchtlabiler Kaltluft-

massen ermöglicht. Unter Einbeziehung einer neuen Kaltfront bei geringer Bodenreibung erfuhr die Zyklone im Golf von Pe-tschili eine derartige Regeneration, daß sie dort taifunartig wirkte, obwohl sie die Struktur einer außertropischen Zyklone hatte. *Steinhauser.*

Harald Koschmieder. Aufwind und Segelflug. Naturwissensch. **27**, 745—754, 1939, Nr. 45. (Aeron. Obs. Reichsamt f. Wetterdienst Lindenberg.) Der Aufsatz liefert einen sehr interessanten und anschaulichen Überblick über die Entwicklung des Segelfluges und der Erforschung des Aufwindes. Es wird dargetan, wie sich aus den anfangs ganz örtlich bedingten Hangflügen der Flug ohne Motor in der freien Atmosphäre unter Ausnutzung der in Gewitter- und Kumuluswolken auftretenden Aufwinde entwickelt hat. Bei dieser Gelegenheit werden die Verdienste aller der vielen Pioniere des Segelfluges, von denen gar mancher sein Leben geopfert hat, hervorgehoben. Am Schluß findet man einen Ausblick auf die Probleme, die der wissenschaftlichen Arbeit aus den bisherigen Erfahrungen heraus gestellt werden und die Möglichkeiten weiterer Ausnutzung der naturgegebenen Aufwinde. *R. Fuchs.*

Hans Ertel. Singuläre Advektion und Zyklonenbewegung. Meteorol. ZS. **56**, 401—407, 1939, Nr. 11. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Die vorliegende Arbeit geht von der Auffassung aus, daß die Tropopause (Stratosphärengrenze) in den meisten Fällen eine Diskontinuitätsfläche erster Ordnung darstellt (nach der Hadamardschen Klassifikation), an welcher der Impulsdichtevektor ($\varrho\,\mathfrak{v}$) stetig bleibt, während die ersten Ableitungen von ϱ und $\mathfrak{v}$ dort unstetig sind. Aus der Kontinuitätsgleichung wird in Verbindung mit der statischen Grundgleichung und den Gradientwindgleichungen eine Formel für die Bewegung neubildungsfreier Luftdruckgebilde am Erdboden abgeleitet. Danach müssen sich die Luftdruckgebilde parallel den Isohypsen der dynamischen Topographie der Tropopause derart bewegen, daß die hohe Lage der Tropopause auf der rechten Seite der Bewegungsrichtung verbleibt (Nordhemisphäre). In einem Beispiel wird die der Theorie entsprechende Bewegung einer sekundären Depression behandelt. *Lucht.*

Joachim Küttner. Moazagotl und Föhnwelle. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **26**, 79—114, 1938, Nr. 2. (Hamburg.) Die Arbeit ist eine vorläufige Mitteilung über die Wellenbildnug im Gebirgslee nach phänomenologischen Beschreibungen der verschiedenen Arten von isolierten Leewolken und Segelflugerfahrungen. Die bekannteste Leewolke dieser Art ist die Moazagotl-Wolke am Riesengebirge, die als typische Föhnerscheinung der kalten Jahreszeit anzusehen ist. Nach ausführlicher, mit zahlreichen Bildern versehener Beschreibung der Moazagotl- und ähnlicher Wolken wird über Segelflüge und die sich daraus ergebenden Strömungsverhältnisse am Riesengebirge berichtet Demnach handelt es sich um stationäre Wellenbewegungen ohne Leewirbelbildung. Unter den Wellenbergen treten im Lee meist langestreckte Wolkenwalzen („Rotoren") auf. Einzelheiten sind aus dem Original zu entnehmen. *H. Israël.*

Rudolf Kanitscheider. Beiträge zur Mechanik des Föhns. III. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 49—58, 1938, Nr. 1. (Inst. kosm. Phys. Innsbruck.) Durch Doppelvisierungen von Pilotballonen wird das Verhalten der Föhnströmung in einem E-W-lichen Alpenlängstal ohne Quertal (Oberinntal bei Telfs, 23 km westlich von Innsbruck) untersucht. Die quer zu den Kämmen wehende Südströmung verläuft nicht im Niveau der Kämme weiter, sondern bricht ein Stück weit in das Tal ein, gelangt aber nur bei besonders günstigen orographischen und thermischen Verhältnissen bis zur Talsohle. Das Absinken der Südströmung unter Kammniveau wird bedingt durch den Kaltluftabfluß aus dem Tal und die Saugwirkung der starken Strömung und wird weiter durch die Sonneneinstrahlung und die Anwesen-

heit potentiell warmer Luft begünstigt. — Weiter wird der Einfluß von orographischen Hindernissen auf die Föhnströmung untersucht. Ein Hang von 20° Neigung wirkt in horizontaler Richtung etwa soweit auf die Strömung ablenkend ein, wie diese sich vertikal über dem Boden des Tales befindet. Ein ähnliches Gesetz besteht für das Verhalten der Strömung über einem Kamm. — Im Anhang wird eine anschauliche Darstellung eines Föhneinbruches in Innsbruck nach einer Föhnpause gegeben. *H. Israël.*

H. Voigts. Die meteorologischen Bedingungen an der Seeküste. Balneologe **5**, 465—474, 1938, Nr. 10. (Lübeck.) Da die deutsche Seeküste ein Kampfgebiet der warmen subtropischen und polaren Luftmassen ist, wird eine Übersicht über das Vorkommen der Luftmassen während des ganzen Jahres an Hand der Aufzeichnungen von Lübeck—Travemünde gegeben. Mit dem Auftreten der einzelnen Luftkörper stimmt die Verteilung des Windes hinsichtlich der Häufigkeit und Richtung überein, ebenso der Kontinentalitätskoeffizient, der übrigens einen guten Vergleich der einzelnen Küstengebiete gestattet. Am Gang der Bewölkung, der Sonnenscheindauer und des Kerngehaltes wird die Auswirkung der verschiedenen Luftmassen verfolgt. Die Kurven der täglichen Niederschlagsmenge, der Niederschlagsbereitschaft, der Abkühlungsgröße und der Sonnenscheindauer lassen einen ständigen, etwa 2tägigen Luftmassenwechsel deutlich erkennen. Der Verf. streift noch den Zusammenhang zwischen Luftmassen und wetterbedingten Krankheiten. *Krestan.*

J. Bjerknes und **E. Palmén.** Aerologische Analyse einer Warmfrontfläche. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 115—129, 1938, Nr. 2. Mit Hilfe der auf Grund zahlreicher annähernd gleichzeitiger Registrierballonaufstiege an verschiedenen Orten Europas entworfenen Höhenkarten für den 18-Uhr-Termin des 15. Februar 1935 und an Hand der einzelnen Aufstiegskurven wird das Druck- und Temperaturfeld in der Umgebung der aus Westen heranziehenden Warmfrontfläche untersucht. Die Dicke der Warmfrontschicht schwankte viel mehr (Schwankung zwischen 380 und 1220 dyn m, mittlere Dicke 820 dyn m) als der Temperatursprung (4 bis 6°) an einer gegebenen Isobarenfläche. Die Neigung der Warmfrontfläche betrug ziemlich konstant 1 : 100. Die Lage der Frontalzone und das Temperaturfeld in den wiedergegebenen Karten der 700-, 500- und 300 mb-Flächen und die Topographie dieser Flächen wird eingehend besprochen. Nur ein verhältnismäßig geringer Teil der Temperaturdifferenz zwischen der Tropikluft über England und Frankreich und der Kaltluft über Skandinavien konzentrierte sich auf die Frontalzone selbst. An der Tropopause lief die Front entlang eines scharfen Temperaturminimums. Die geostrophische Komponente der Warmluftströmung quer zur Frontalzone nahm mit der Höhe ab. Bei Berücksichtigung der Abweichung des wirklichen Windes vom geostrophischen ist anzunehmen, daß ein Aufgleiten nur bis 4 dyn km erfolgte, was auch mit dem Bewölkungs- und Regengebiet übereinstimmt. *Steinhauser.*

W. R. Gregg. Monthly and seasonal mean temperatures and relative humidities for the standard geopotentials for the period of the second International Polar Year 1932—33. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 130—144, 1938, Nr. 2. (Weather Bureau, Washington.) Die im Titel erwähnten Daten werden für 14 Stationen in den USA. für die Haupthöhen bis 5000 m Höhe in Tabellen mitgeteilt. *Steinhauser.*

Alfred Mäde. Widerstandselektrische Temperaturbeobachtungen an einer mikroklimatischen Basisstation. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst **5**, Nr. 3, 1938, 42 S. Das Beobachtungsmaterial betrifft an heiteren Sommer- und Wintertagen durchgeführte Temperaturregistrierungen in

sechs verschiedenen Höhen (10, 20, 50, 100, 150, 200 cm über dem Boden) mit Wertangaben in Abständen von je einer Minute. Es zeigte sich, daß zur Vereinfachung der Verarbeitung der Registrierungen aus den Extremwerten von je 10 Minuten-Intervallen Näherungswerte berechnet werden können, die genügend genau den aus den einzelnen 60 Minutenwerten bestimmten wirklichen Stundenmitteln entsprechen. Dabei ergibt sich auch zugleich die Breite der Temperaturbänder. Die Abweichungen der Näherungswerte von den wahren Mittelwerten werden eingehend untersucht. Die Streuung dieser Abweichungen ist am größten um die Mittagszeit heiterer Sommertage, wesentlich geringer in winterlichen Ausstrahlungsnächten und am geringsten in sommerlichen Strahlungsnächten. Die eingehende Diskussion der Temperaturschichtung in der bodennahen Luftschicht zeigt, daß die Schwankungen in der vertikalen Temperaturverteilung ausschlaggebend durch Bewölkungsschwankungen beeinflußt werden. Die nach der Ertelschen Formel berechneten Austauschkoeffizienten waren in der winterlichen Strahlungsnacht nicht kleiner als an dem heiteren Sommertag; mit der Höhe nahmen sie rasch zu. Durch Periodenanalyse der Minutenwerte der Temperatur des sommerlichen Strahlungstages wurden 4-, 7- und 15minütliche Schwankungen ermittelt. Die 7- und 15minütlichen Schwankungen sind in Isoplethen- und Zustandsbildern dargestellt. Abschließend werden die Temperaturregistrierungen im freien Feld mit den Registrierungen in einem Topinamburbestand verglichen. *Steinhauser.*

Else Dostal. Anwendung der Fuhrichschen Autokorrelationsmethode auf die Jahresmittel der Temperatur von Berlin. Gerlands Beitr. **55**, 374—410, 1939, Nr 3/4; auch Diss. Univ. Frankfurt/M. (Mährisch-Schönberg, Sudetengau.) Die Temperaturreihe von Berlin von 1769 bis 1930 wurde nach Unterteilung in zwei Abschnitte und mit Verwendung jedes zweiten Jahreswertes nach der Autokorrelationsmethode von Fuhrich auf ihren Gehalt an Perioden untersucht. Die Rechnung mit den Daten der geraden Jahreszahlen erfährt durch eine Wiederholung der Rechnung mit den Werten der ungeraden Jahreszahlen eine zweckmäßige Kontrolle, die besonders bei inhomogenen Reihen sehr erwünscht ist. Es fanden sich drei Gruppen von Wellen: 1. ein kurzperiodisches Band mit Schwingungszeiten von 4 bis 8 Jahren, dessen Ursachen in korrespondierenden Sonnenfleckenperioden gesehen werden; 2. eine dreizehnjährige Welle, die als resultierende Temperaturwelle des Schusterschen Bandes von Sonnenfleckenperioden bezeichnet wird und 3. eine 28- und eine 39jährige Welle, die als wahrer Ersatz für die eigentlich nicht existierende Brücknersche Periode aufgefaßt und ebenfalls entsprechenden Sonnenfleckenperioden zugeordnet werden. *Steinhauser.*

Christian Thams. Zur Vergleichbarkeit der Abkühlungswerte. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938. S. 132—133; auch Helv. Phys. Acta **11**, 549—550, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Davos.) Die Vergleichbarkeit gemessener Abkühlungswerte ist weniger eine Frage instrumentaler Schwierigkeiten, die sich beseitigen lassen, sondern vorwiegend ein Problem der Aufstellung der Frigorimeterkugel, da auf kleinem Raum schon bedeutende variable Unterschiede auftreten können. Aus Parallelregistrierungen in Davos ergab sich, daß auf einem Dach (10 bis 12 m über dem Boden) im Mittel die Abkühlungsgröße um 18 % größer war als auf einer nahen Wiese und daß die Unterschiede während des Tages und im Sommer größer waren als bei Nacht und im Winter. Die Unterschiede erklären sich durch eine Verkleinerung der Abkühlungsgröße auf der Wiese bei geringerer Windgeschwindigkeit, durch die Reflexstrahlung des Schnees und durch tagsüber zeitweise höhere Lufttemperatur einerseits und durch eine Vergrößerung der Abkühlungsgröße durch den wegen der Horizontabschir-

mung geringeren Strahlungsgenuß und durch tiefere Lufttemperaturen über der winterlichen Schneedecke andererseits. *Steinhauser.*

A. Schmauß. Ein Beitrag zum Studium der Singularitäten. Meteorol. ZS. **56**, 436, 1939, Nr. 11. (München.) Die von Roschkott (diese Ber. **21**, 2563, 1939) festgestellte Tatsache, daß in aufeinanderfolgenden Jahren unternormale Temperaturpentaden in jedem Jahr um je eine Pentade weiter vorrücken bzw. um je eine Pentade zurückbleiben, erklärt Verf. als einen Gruppierungseffekt, der in Erscheinung tritt, wenn eine Periode n nach $m\,(n-1)$ bzw. $m\,(n+1)$ Glieder je Reihe gruppiert wird. Die diagonale Anordnung der abnormalen Pentaden in der Zahlentafel läßt auch Schlüsse auf die Länge der darin enthaltenen Perioden zu. *Steinhauser.*

R. Penndorf. Die potentiellen Äquivalenttemperaturen Islands und Mittelrußlands nach Aufstiegen aus Reykjavik und Moskau. Ann. d. Hydrogr. **67**, 523—529, 1939, Nr. 11. (Leipzig.) Verf. berechnete nach Flugzeugaufstiegen im Polarjahr in Island für je 1000 m-Stufen die charakteristischen potentiellen Äquivalenttemperaturen Θ' der AK-, mGA-, GT- und TW-Luftmassen für die einzelnen Monate und gibt in graphischen Darstellungen einen Vergleich dieser Typhomologen mit den aus einer russischen Arbeit für Moskau und den nach Schinze für Mitteleuropa geltenden Homologen. Für Island wird die AK-Luft unterteilt in mAK-, die aus Grönland, Spitzbergen auf weitem Weg über das Meer, und in eine eAK-Luft, die aus diesen Gebieten auf dem kürzesten Weg vorwiegend über Eis nach Island gekommen ist. Im allgemeinen liegen die Θ'-Werte der charakteristischen Luftmassen über Island bei der nächstkühleren mitteleuropäischen Homologe des gleichen Monats; vom April bis Juli sind aber die Unterschiede viel geringer. Für die Luft über Island zeigen die Homologen eine stärkere Krümmung als über Mitteleuropa, was auf die stärkere Wasserdampfabnahme mit der Höhe zurückgeführt wird. *Steinhauser.*

Gerh. Schmidt. Zyklonen auf ungewöhnlichen Zugbahnen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 516—523, 1939, Nr. 11. (Leipzig.) Der erste Fall betrifft ein Tiefdruckgebiet, das aus der Nordsee nach Süden bis Tunis, von dort über den Balkan in das Schwarze Meer und dann wieder nach Nordwesten in die Ostsee gezogen war (16. bis 26. März 1939). Nachdem das Tief aus dem Einflußbereich des atlantischen Hochs, durch das es nach Süden gesteuert wurde, entrückt war, wurde ihm aus dem afrikanischen Kontinent durch tropische Luft neue Energie zugeführt, worauf es sich unter Vertiefung nach Nordosten zum Schwarzen Meer wieder in Bewegung setzte, von wo es, dem vorgeschobenen sibirischen Hoch ausweichend, gegen Nordwesten abgedrängt wurde. Der zweite Fall betrifft zwei energetisch gleichwertige Zyklonen, die um den gemeinsamen Schwerpunkt kreisten und sich schließlich entgegen den Forderungen der Theorie voneinander trennten (13. bis 18. Mai 1939). Die westliche der beiden Zyklonen wurde von einem atlantischen Hoch aus der westlichen Nordsee nach Süden gesteuert, während die östliche Zyklone aus dem Golf von Genua über Polen gezogen war, wo beide Zyklonen um ihren Schwerpunkt in Mitteleuropa eine Schwenkung im Gegenuhrzeigersinn ausführten. *Steinhauser.*

Joachim Küttner. Begriff und Bedeutung des dynamischen Druckes. Meteorol. ZS. **56**, 361—364, 1939, Nr. 10. (Hamburg.) Druckänderungen, die von unbeschleunigten Bewegungen herrühren, sind als statische und nur solche, die durch beschleunigte Bewegungen verursacht werden, sind als dynamische zu bezeichnen. Die aus Vertikalbeschleunigungen bei Gewittern und Wellenbewegungen herrührenden dynamischen Druckänderungen erreichen nur Größen von wenigen mb und sind größtenteils thermisch kompensiert, während die mit Zentri-

fugalbeschleunigungen verbundenen, die nicht größer als der Staudruck und daher auch nur wenige mb sein können, kleinräumig für Leewirbelbildungen und Druckschwankungen an Häusern und Bergkanten von Bedeutung werden können. Auch bei horizontalen Beschleunigungen erreichen im Anwendungsfall der Bernoullischen Gleichung die dynamischen Druckänderungen in Bodennähe höchstens 5 mb, in großen Höhenorkanen können sie aber 10 mb übersteigen und kommen damit den statischen Druckänderungen annähernd gleich. Verf. empfiehlt auch, an Stelle von „dynamischer" Erwärmung oder Abkühlung besser von „konvektiver" Erwärmung oder Abkühlung zu sprechen. *Steinhauser.*

K. Brocks. Nächtliche Temperaturminima in Furchen mit verschiedenem Böschungswinkel. Meteorol. ZS. **56**, 378—383, 1939, Nr. 10. (Berlin.) Durch Messungen der Temperaturminima in sechs 20 cm tiefen vegetationslosen Furchen mit verschiedenen Böschungswinkeln bei gleicher Sohlenbreite wurde eine Erwärmung der Luft in diesen Furchen gegenüber der ungestörten bodennahen Luft bis zu 1,8° festgestellt. Die Erwärmung war um so größer, je steiler und enger die Gräben waren. Sie wird auf den Wärmestrom aus den oberen Erdschichten, in die die Furchen eingeschnitten sind und auf die Schirmwirkung der Grabenwände gegen Ausstrahlung zurückgeführt. Der Erwärmungseffekt ist am größten im Sommer. Wenn der Wärmeaustausch zwischen den oberen Erdschichten und der bodennahen Luft unterbunden ist, wie z. B. bei Schneelage, stellt sich auch in den kleinen Mulden oder Furchen eine Frostlochwirkung ein, wie sie bei Mulden größeren Ausmaßes durch Ansammlung von Kaltluft zustande kommt. *Steinhauser.*

A. Thraen. Der Monat der „Eisheiligen" und seine Sonderstellung in der Jahresperiode des europäischen Klimas. Wetter **56**, 186—191, 1939, Nr. 6. (Düsseldorf.) Kurze klimatologische Studie über Temperatur, Luftdruck und Niederschlag im Mai an 25 europäischen Stationen. *H. Israël.*

Otto Meißner. Über die Kälterückfälle und Wärmeperioden im Februar, März, April und Mai. Meteorol. ZS. **56**, 392—393, 1939, Nr. 10. (Potsdam.) Aus der langjährigen Temperaturreihe von Berlin wurden für die einzelnen Jahre die Kälterückfälle und Wärmeperioden entnommen und nach Temperaturabweichung, Datum und Andauer gemittelt und mit Angabe der Streuungsgrößen dieser Daten und der Wahrscheinlichkeit des Eintretens in einer Tabelle zusammengestellt. Nachstehend sind der Reihe nach mittleres Datum, mittlere Temperaturabweichung vom Restmonat, mittlere Andauer und Wahrscheinlichkeit der Kälterückfälle angegeben: 15. Febr. — 7,6°, 4,8 Tage, 0,42; 16. März —5,0°, 5,2 Tage, 0,87; 19. April — 4,7°, 6,1 Tage, 0,63; große Eisheilige 9. Mai — 5,5°, 4,5 Tage, 0,80; kleine Eisheilige 22. Mai — 5,0°, 4,0 Tage, 0,68. Die Wahrscheinlichkeit der Wärmeperioden ist ungefähr halb so groß wie die der Kälterückfälle. *Steinhauser.*

Otto Meißner. Der Kälterückfall des März 1939 in Potsdam. Wetter **56**, 224—227, 1939, Nr. 7. (Potsdam.) *H. Israël.*

Grass. Klimatographische Witterungsschilderung Nr. 138: Deutsch-Ostafrika. Ann. d. Hydrogr. **67**, 530—531, 1939, Nr. 11. *Dede.*

C. S. Yao. Die stationären Fronten und die Seebassin-Zyklonen in der chinesischen „Mai-U"-Periode. Wetter **56**, 213—218, 1939, Nr. 7. (Chungking.) Die chinesische Großwetterlage während der beiden Regenzeiten, der Hauptregenzeit und der „Mai-Ü"-Periode und ihre stationären Fronten. *H. Israël.*

Meteorologische Beobachtungen deutscher Schiffe im europäischen Nordmeer und in der Barentsee während des zwei-

ten internationalen Polarjahres 1932—33. Arch. Dtsch. Seewarte **59**, 39 S., 1939, Nr. 3. *H. Israël.*

Wetterbeobachtungen im 2. internationalen Polarjahr 1932/33 auf deutschen Fischdampfern; ausgeführt von **Malte Hennings**, bearbeitet von **Max Hinzpeter**. Arch. Dtsch. Seewarte, **59**, 62 S., 1939, Nr. 4. *H. Israël.*

V. Conrad. Sonnenscheindauer im Gebirge: Anomalien und andere Charakteristiken. Helv. Phys. Acta **11**, 531—532, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Wien.) Aus Registrierungen der Sonnenscheindauer (= SD) von etwa 90 Autographen bildete der Verf. in üblicher Weise monatliche Stundensummen und ordnet sie nach Höhenintervallen. Zur Eliminierung des Höheneinflusses errechnet er „Normalkurven": relative SD — Seehöhe. Die Abweichungen gegen die beobachteten Ortswerte sind die Anomalien der SD, die auf diese Weise vom Höheneinfluß befreit wären. Bei der Karte der Jahresisanomalen zeigt sich deutlich die Kulissenwirkung der Alpen auf die Regenwinde; so läuft z. B. die Nullisanomale längs des Zentralkamms der Alpen. Die Berechnung bestätigt den schon bekannten Höheneinfluß auf die SD: im Alpenvorland und in den Tälern ein Maximum der SD im Sommer, auf den Gipfeln und in den Hochtälern im Winter. Der Übergang scheint ziemlich schnell in einer Zwischenschicht von 2000 bis 2400 m Meereshöhe zu erfolgen, was in einer Untersuchung mit Hilfe der harmonischen Analyse auch rechnerisch bestätigt wird. In der Zwischenschicht, wo der Phasenwinkel der ganzjährigen Schwankung sich schnell um 100° ändert, herrscht praktisch nur die halbjährige Schwankung, deren Amplitude in allen Höhen konstant gefunden wird. Ein Erklärungsversuch dieser Halbjahreswelle mit Hilfe des Luftdrucks hat auch nach Ansicht des Verf. noch keine befriedigende Lösung dieses geophysikalischen Problems gebracht. *K. Feußner.*

W. W. Spangenberg. Die Niederschlagsverhältnisse in der Stadt Schwerin i. M. Wetter **56**, 205—209, 1939, Nr. 7. (Schwerin i. M.) Sechsjährige Niederschlagsbestimmungen an vier Stellen des Stadtgebietes lassen systematische Unterschiede erkennen, die möglicherweise mit dem Einfluß der zahlreichen Gewässer zusammenhängen. *H. Israël.*

G. Holmquist. Eine Besprechung über Klimaänderung und Wetterlagen. Wetter **56**, 229—231, 1939, Nr. 7. (Malmö.) Alle Klimaänderungen und sogar auch alle Änderungen der Großwetterlagen stammen aus einer Reihe Wechselwirkungen, deren Ursprung aus den tropischen und subtropischen Wettertypen abgeleitet werden müssen. Nördlich von etwa 40° N und südlich von etwa 40° S sind sie sehr sekundär, aber wirkungsvoll, in den Tropen und Subtropen aber sehr primär, jedoch wenig wetterwirksam, mit Ausnahme der Vorgänge im Cirrus- und Cirrostratusniveau. (Zusammenf. d. Verf.) *H. Israël.*

Gerhard Schindler. Hohe tägliche Temperaturschwankung. Wetter **56**, 231—232, 1939, Nr. 7. (Podersam.) Beobachtung von 25° Schwankungsamplitude am 12. April 1939 (absolute Temperaturschwankung dieses Tages nach 23jährigen Beobachtungen: 27,3°). *H. Israël.*

Albert Peppler. Der singuläre Jahresgang des Luftdruckes in Karlsruhe nach 60jährigen Beobachtungen (1876—1935). Wetter **56**, 241—248, 1939, Nr. 8. (Karlsruhe.) Der Jahresgang des Luftdruckes von Karlsruhe um 7^h sowie der der Temperaturtagesmittel werden mit den entsprechenden Gängen des Sonnblicks verglichen. Die kalendermäßig gebundenen Singularitäten treten in den Druckkurven der beiden Stationen noch deutlicher hervor als in den Temperaturkurven; sie sind zum größten Teil an beiden Stationen gleichzeitig nachweisbar. *H. Israël.*

K. Goetze. Einzelheiten im Jahresverlauf der Witterung. Wetter **56**, 263—268, 295—304, 1939, Nr. 8 u. 9. (Solingen.) Klimatologische Bearbeitung der rund 30jährigen Solinger meteorologischen Beobachtungen in Pentadenzusammenfassung unter dem besonderen Gesichtspunkt der Singularitäten. Auf Grund der Ergebnisse wird der Versuch gemacht, einen „Witterungskalender" zusammenzustellen. *H. Israël.*

Gerhard Schumacher. Das Klima Südkoreas auf Grund der japanischen Wetterbeobachtungen der Jahre 1914 bis 1933. Arch. Dtsch. Seewarte **59**, 86 S., 1939, Nr. 2. *H. Israël.*

Josef Marner. Die klimatischen Bedingungen für die Siedlung von Nordeuropäern in den Tropen; dargestellt am Beispiel Deutsch-Ostafrikas. Arch. Dtsch. Seewarte **60**, 70 S., 1940, Nr. 1. (Hamburg.) Klimatologische Bearbeitung Deutsch-Ostafrikas unter dem genannten Gesichtspunkt. Am günstigsten für die Siedlung von Nordeuropäern sind die Höhenlagen zwischen 1000 und 1400 m. Die tieferen Lagen sind wegen der Temperatur- und Schwüleverhältnisse ungeeignet, die höheren zu feucht und kalt. Einteilung des Landes in fünf charakteristische Klimazonen. *H. Israël.*

W. Peppler. Über Glorien und Halos. Wetter **56**, 173—186, 1939, Nr. 6. (Aerol. Obs. Friedrichshafen.) Zusammenstellung der in den Jahren 1932 bis 1935 bei Aufstiegen der Wetterflugstellen beobachteten Glorien und Halos. Glorien werden am häufigsten in den Herbst- und Wintermonaten, ferner am häufigsten in 1,5 bis 3 km Höhe beobachtet; bevorzugte Wolkenform ist der Stratokumulus. 81 % wurden bei Temperaturen unter 0 beobachtet mit einer größten Häufigkeit bei etwa —4°. Da Glorien praktisch nur an Wasserwolken vorkommen, gibt ihre Temperaturabhängigkeit gleichzeitig Aufschlüsse über vorkommende Unterkühlungen und kann als Kriterium für die mikrophysikalische Wolkenstruktur dienen. Halos kommen nur bei Temperaturen unter 0 vor mit einer Häufigkeit bei etwa — 12°. *H. Israël.*

Helmut Mrose. Aufliegende irisierende Wolken. Wetter **56**, 269—270, 1939, Nr. 8. (Jena.) Beobachtung perlmutterartiger Färbungen an unter dem Beobachtungsort (Reifträger, 1353 m) liegenden Wolken. *H. Israël.*

W. W. Spangenberg. Bemerkungen zu dem Bericht über Messungen der UVE-Strahlung in Warnemünde. Wetter **56**, 304—307, 1939, Nr. 9. (Schwerin i. M.) Ein Vergleich zwischen den von G. Dietzschold in Warnemünde (Wetter **56**, 149, 1939) und den vom Verf. in Schwerin i. M. ausgeführten UVE-Messungen mit dem UV-Dosimeter der I. G. ergibt recht gute Übereinstimmung. Abweichungen können durch Fehlerhaftigkeit der Instrumente bedingt sein. *H. Israël.*

Ulrich Chorus. Sonnen- und Himmelsstrahlung auf dem Jungfraujoch während des internationalen Polarjahres 1932/33. Helv. Phys. Acta **12**, 537—552, 1939, Nr. 6. (Phys.-Meteorol. Obs. Davos.) Mittels Gorczynski-Solarimeters und — zur eventuellen Ergänzung — Robitzsch-Aktinographen wurde 1932/33 auf dem Jungfraujoch (3472 m) die Sonnen- und Himmelsstrahlung registriert (Eichung mittels Michelson-Aktinometers). Gleichzeitig wurde mittels Eder-Hecht-Graukeil-Photometers die „Hellstrahlung" bestimmt. Die statistische Bearbeitung der Ergebnisse gibt die Gesamtstrahlungsintensitäten in Isoplethendarstellung für das ganze Jahr und behandelt im einzelnen die Zusammenhänge zwischen Strahlungszufuhr und Bewölkung. — Die Himmelsstrahlung beträgt auf dem Jungfraujoch nur etwa 5 % der direkten Strahlung der Sonne. — Zum Schluß wird die mit gutem Erfolg erprobte Ersetzung der Campbell-Stockes-Kugel durch eine Rotglaskugel empfohlen. *H. Israël.*

Günther Falckenberg. Experimentelles zur Temperaturabhängigkeit der infraroten Absorption wasserdampfhaltiger Luft. Meteorol. ZS. **56**, 415—417, 1939, Nr. 11. (Rostock.) Die Kenntnis der Temperaturabhängigkeit der Ultrarotabsorption wasserdampfhaltiger Luft ist wesentlich für die Berechnung des Wärmehaushaltes der Atmosphäre. Mittels eines 2,366 m langen Absorptionsrohres werden zwei Meßreihen ausgeführt, einmal die Absorption von wasserhaltiger, CO_2-freier Luft von 100° C, das anderemal dasselbe bei 20° C, in Abhängigkeit vom H_2O-Gehalt. Als kontinuierliche Strahlung dient die Emission eines schwarzen Körpers von 100° C. Bei 100° wird statt der Absorption direkt das Emissionsvermögen der Luft bestimmt. Als Empfänger dient eine Thermosäule von 17 Elementen. Bei gleichem H_2O-Gehalt ergibt sich eine stärkere Absorption bei 20° als bei 100°. Der Effekt beruht auf einer Abnahme der Linienbreite des H_2O-Spektrums mit steigender Temperatur. *Ritschl.*

Matthew Luckiesh, A. H. Taylor and G. P. Kerr. A four-year record of ultraviolet energy in daylight. Journ. Franklin Inst. **228**, 425—431, 1939, Nr. 4. (Light. Res. Lab. Gen. Electr. Co. Nela Park, Clevel.) Die UVE-Strahlung wurde mit Cadmium-Magnesium-Photozellen (Empfindlichkeit für Wellenlängen < 3350 Å) in Cleveland gemessen. Im 4jährigen Mittel betrug die auf eine horizontale Fläche fallende UVE-Strahlung im Juni 16,8, im Dezember 1,0, von Mai bis August 62 und von November bis Februar 7,3 % der Jahresmenge der UVE-Strahlung. Als höchste Intensität wurde ein Wert von 4,2 E-viton/cm² bestimmt. Das Verhältnis des Anteils der Himmelsstrahlung zum Anteil der Sonnenstrahlung im Bereich der UVE-Strahlung betrug an heiteren Tagen bei einer Sonnenhöhe von 73° 1, bei 60° 1,3, bei 50° 1,6, bei 40° 2,4, bei 30° 3,9 und bei 20° 9,8. Nur selten war zur Mittagszeit im Sommer der Anteil der Sonnenstrahlung im UVE größer als der der Himmelsstrahlung. *Steinhauser.*

F. G. Meyer. Über den Strahlungshaushalt horizontaler Flächen. Gerlands Beitr. **53**, 352—353, 1938, Nr. 4. (Königsberg.) Als Bemerkung zu einer Arbeit von Sauberer (s. diese Ber. **18**, 1921, 1937) verweist Verf. darauf, daß zum Vergleich mit der gemessenen Strahlungsbilanz nach der aus aerologischen Aufstiegen bekannten Verteilung von Temperatur und Feuchtigkeit Bilanzwerte berechnet werden könnten. Wann die Strahlungsbilanz vor Sonnenuntergang wieder negativ wird, hängt wesentlich von dem Trübungsgrad der Atmosphäre ab. Bei geringer Trübung erfolgt dieser Übergang früher als bei großer Trübung. *Steinhauser.*

Harald Koschmieder. Luftlicht und Sichtweite. Naturwissensch. **26**, 521—528, 1938, Nr. 32. (Lindenberg.) Verf. gibt einen zusammenfassenden und kritischen Bericht über die Untersuchungen des durch diffuse Lichtzerstreuung zustandekommenden Luftlichtes, der damit zusammenhängenden Sichtweite schwarzer Ziele bei Tag und der Tragweite von Leuchtfeuern bei Nacht. In Übereinstimmung mit der Theorie, die eine eindeutige Abhängigkeit der repräsentativen Sichtweite vom Schwächungskoeffizienten gibt, wurde durch Messungen bestätigt, daß die Horizontalsichtweite einer schwarzen Fläche vor dem Horizont, unabhängig vom Sonnenstand ist. Nach Messungen zeigte sich, daß die scheinbare Flächenhelle eines schwarzen Zieles, wenn dieses in seinem eigenen Schatten steht, das 3- bis 12fache der Flächenhelligkeit bei voller Beleuchtung des schwarzen Zieles beträgt. Da die scheinbare Flächenhelle durch das Luftlicht zustande kommt, ändert sie sich in gleicher Weise mit dem Azimut wie die ebenfalls als Luftlicht gegebene Horizonthelligkeit. Während im Winter das Verhältnis der scheinbaren Flächenhelle des schwarzen Zieles h_s zur Horizonthelligkeit h_h von dem Azimut unabhängig war, zeigte sich im Sommer das Verhältnis im Durchschnitt in der Gegenrichtung der

Sonne um ungefähr 15 % größer als in der Sonnenrichtung, was auf eine unvollständige Schwärzung der Fläche zurückgeführt wird. Durch Einführung eines Hilfszieles ist es möglich, den Einfluß der wahren Flächenhelle der schwarzen Fläche und des im Fernrohr auftretenden Streulichtes zu eliminieren. Eine nach Beobachtungen abgeleitete Beziehung zwischen h_s/h_h und der Entfernung des Zieles und die Ergebnisse von Messungen des Luftlichtes und der Sichtweite werden mitgeteilt und besprochen. Abweichungen von Messungsergebnissen von der theoretischen Luftlichtformel sind auf die örtliche Veränderlichkeit der Trübung zurückzuführen. Für Beobachtungen bei Tag werden genormte Schätzungen der Sichtweite als das Zweckmäßigste empfohlen, während bei Nacht die Anwendung von Meßinstrumenten notwendig ist. *Steinhauser.*

R. Mecke. Beiträge zur Sichtmessung. Meteorol. ZS. **56**, 369—372, 1939, Nr. 10. (Inst. theoret. Phys. Univ. Freiburg i. Br.) Verf. will unter „Sicht" ganz allgemein das visuelle, photographische oder photoelektrische Erkennen entfernter Gegenstände verstehen und dabei neben den Einflüssen der Atmosphäre auch die des Zielobjektes und der Bildempfänger in die Untersuchung mit einbeziehen. Im Hinblick auf das erweiterte Sichtproblem wird als Normalwert der Kontrastschwelle $\varepsilon_n = 0{,}1$ (an Stelle der bisher üblichen relativen Reizschwelle des Auges $\varepsilon_A = 0{,}02$) vorgeschlagen und der negative Logarithmus der Kontrastschwelle als Schwellenwert der Sicht C_S (Apparatkonstante des Bildempfängers) definiert. Als Norm- oder Einheitswert der Sichtweite wird $s_n = 1/\alpha$ als reziproker Wert des dekadischen atmosphärischen Schwächungskoeffizienten α festgesetzt, der unabhängig von Eigenschaften des Zieles oder des Empfängers ist. Die Horizontalsicht s_h ist gegeben durch $s_h = s_n\, C = s_n\, (C_S + C_K)$, wo C die Sichtkonstante ist, die sich aus dem Schwellenwert C_S des Empfängers und dem Kontrastwert C_K des nahen Zieles zusammensetzt. Der Kontrastwert C_K gibt die relative Verbesserung der Normweite durch das Ziel und ist gleich dem Logarithmus der Kontrastdifferenz von nahem Ziel und Umgebung, gemessen in Einheiten der Horizonthelligkeit gleichen Azimuts. Zur Vermeidung der Abhängigkeit von der Umgebung des Zieles ist zwischen Horizontsicht (Betrachtung gegen den Horizont) und Schattensicht (Betrachtung gegen einen dunklen Hintergrund) zu unterscheiden. *Steinhauser.*

Chr. Jensen. Der Einfluß der Höhenlage von Trübungsschichten sowie derjenigen des Beobachtungsorts auf die Abstände des Babinetschen und Aragoschen Punktes von Sonne bzw. Gegensonne und damit zusammenhängende Fragen. Gerlands Beitr. **55**, 337—373, 1939, Nr. 3/4. (Hamburg.) Es wird hier in erster Linie der Einfluß der Höhenlage der trübenden Schicht erörtert, ohne besondere Berücksichtigung der Höhenlage des Beobachters. In Frage kommt der Einfluß einer unteren Dunstschicht, derjenige einer in großen Höhen schwebenden Schicht kleinster trübender Teilchen, weiter derjenige von dazwischenliegenden Trübungsschichten. Ein verschiedener Einfluß der Höhenlage des Beobachters könnte in Frage kommen, wenn der Beobachter einmal in der Ebene oder nicht überweit vom Seespiegel entfernt ist, wenn er sich zum andern in Mittelgebirgen oder an Orten großer Höhe (z. B. Davos, Muottas Muraigl) bzw. im Ballonkorb befindet. Klar erkannt wird der Einfluß unterer Dunstschichten, vor allem auf den Babinet-Abstand, und zwar einmal durch den Vergleich zwischen Orten mit besonders reiner Luft und größeren Städten (z. B. Arnsberg i. W. und Hamburg). — Eine besondere Frage betrifft die Möglichkeit, daß die von der Jahreszeit abhängigen trübenden Schichten den Arago- und den Ba-Abstand verschieden stark beeinflussen. Erörtert wird weiter der Einfluß gewisser sich vermutlich in nicht allzu großen Höhen befindlicher Trübungen, die sich stärker für den Arago- als für den Babinet-Abstand auswirken;

auch die Frage ihrer Herkunft steht zur Erörterung. Besonders ausführlich wird eine offenbar in sehr großen Höhen befindliche Trübungsschicht behandelt, die in Zusammenhang mit verstärkter Sonnentätigkeit gebracht wird. Der Einfluß der Höhenlage des Beobachters kommt wesentlich zur Erörterung beim Vergleich der Punktabstände in niedriger und in großer Höhe zur Zeit eines großen atmosphärisch-optischen Reinheitsgrades. — Schließlich wird der Frage der Beeinflussung der Arago- und Babinet-Abstände durch den Vorübergang des Halleyschen Kometen im Mai 1910 nachgegangen. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

Arthur Adel. Atmospheric absorption of infrared solar radiation at the Lowell Observatory. I. Astrophys. Journ. **89**, 1—9, 1939, Nr. 1. (Lowell Obs. Flagstaff, Arizona.) Nachdem in vorangehenden Untersuchungen bereits die vollständige Opazität der Erdatmosphäre für Wellenlängen größer als 14 μ behandelt worden war, die zum Teil durch das ν_2 des CO_2, zum größeren Teil allerdings durch das Rotationsspektrum der Wasserdampfmoleküle bedingt wird, wird in der vorliegenden Abhandlung von dem Verf. experimentell nachgewiesen, daß der Einfluß des Rotationsspektrums des Wasserdampfes sich bis zu Wellenlängen von weniger als 8 μ herab erstreckt. Von dem Verf. werden auf Grund dieser neuen Untersuchung Absorptionskoeffizienten angegeben, welche die Abhängigkeit der Opazität von dem Rotationsspektrum im Gebiet zwischen 8,34 und 13,40 μ beschreiben. Mit Hilfe der Absorptionskoeffizientenwerte wird sodann in dem genannten Spektralgebiet der Verlauf der Kurve für die Solarenergie im interplanetarischen Raum ermittelt. Die Übereinstimmung zwischen der so auf experimentellem Wege erhaltenen Kurve mit der für einen schwarzen Körper von etwa 6000 bis 7000° abs. folgenden Kurve ist sehr befriedigend. *Bomke.*

Mme **A. Vassy** et **E. Vassy.** Recherches sur l'absorption atmosphérique. I. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 75—81, 1939, Nr. 2. (Lab. Phys. Sorbonne.) Mittels einer photographisch-photometrischen Methode wurde von den Verff. die atmosphärische Absorption in dem Spektralgebiet von 8200 bis 2700 Å gemessen. Es wurden zwei Serien von Messungen ausgeführt, die eine, um die Absorptionsverhältnisse in der tiefen Atmosphäre zu erfassen, wobei eine Meßstrecke von 24 km zur Verwendung kam, die zweite Serie, um die Gesamtabsorption der Erdatmosphäre zu bestimmen, wobei in der seit langem üblichen Weise Sterne als Lichtquellen benutzt wurden. Im Rahmen der Beschreibung der Versuche der ersten Serie geben die Verff. genaue Anweisungen über die Anwendung von vorteilhaften Lichtquellen für die verschiedenen Spektralgebiete und beschreiben in diesem Zusammenhang verschiedene nützliche neue Methoden. Bei den mittels Sternenlicht ausgeführten Messungen der zweiten Serie wurde zur Auswertung das bereits klassische Verfahren von Bouguer und Langley angewendet. Interessant sind in der Arbeit der Verff. auch die theoretischen Betrachtungen und die im Anschluß daran ausgeführten Versuche über die photographische Gradation.

Bomke.

Fritz Model. Symmetriepunkt und Wetterkartensymmetrie. Meteorol. ZS. **55**, 456—457, 1938, Nr. 12. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) **11**, 79—152, 1938, Nr. 2; auch Diss. Eine der Kurvensymmetrie entsprechende räumliche (äquivalente) Wetterkartensymmetrie ist nur bei stehenden Schwingungen möglich. Bei wandernden Wellen kann nur trivale räumliche Symmetrie oder Gleichheit aus der periodischen Wiederholung der Zustandskarten, und zwar nur zu den Zeiten mit $dp/dt = 0$ der örtlichen Luftdrucksymmetriekurve existieren. Wenn der Luftdruckgang an jedem festen Ort sich durch Summation vieler Schwingungen zusammensetzt, so können Symmetriepunkte überhaupt nur auftreten, wenn wenige Wellen dominieren oder wenn eine gegen-

seitige räumliche Koppelung der einzelnen Wellen vorhanden ist. Dafür werden Beispiele gegeben. Die theoretischen Untersuchungen gegenseitig funktional verbundener Wellen zeigt, daß bei freien Schwingungen nach Margules und irreversiblen Wellen nach Ertel eine angenäherte äquivalente Symmetrie nur möglich ist, wenn die Luftdruckkurve mehrere Nebensymmetriepunkte aufweist. An Beispielen wird der Unterschied der Wirkungen von langen und kurzen Wellen auf die Gestaltung der Wetterkartensymmetrie gezeigt. Lange Wellen bestimmen die Symmetrie der Großwetterlagen, während die kurzen Wellen das Aussehen der einzelnen Wetterkarten bestimmen und von den langen Wellen gesteuert werden. Das Amplitudengebiet der kurzen Welle verlagert sich mit der Schwingung der langen Welle und liegt zur Tiefdruckphase der langen Welle im Bereich der langen Welle (Weststeuerung) und zur Hochdruckphase außerhalb der langen Welle. *Steinhauser.*

W. Findeisen. Zur Frage der Regentropfenbildung in reinen Wasserwolken. Meteorol. ZS. **56**, 365—368, 1939, Nr. 10. (Friedrichshafen.) Unter Annahme einer für Quellwolken errechneten Übersättigung von höchstens 0,5 % werden nach einer Formel für die zeitliche Zunahme der Tropfengrößen durch Kondensation folgende Bildungszeiten der Tropfen berechnet: für Wolkentropfen vom Radius 10^{-4} cm 1 sec, für 10^{-3} cm 100 sec, für $3 \cdot 10^{-3}$ cm 14 min und für Regentropfen vom Radius 10^{-2} cm bereits 1,9 Stunden, für $3 \cdot 10^{-2}$ cm 10 Stunden und für 10^{-1} cm 54 Stunden. Daraus ergibt sich, daß durch Kondensation allein nur Wolkentropfen, aber keine Regentropfen entstehen können. Die nach der Koagulationstheorie unter plausiblen Annahmen berechneten Tropfengrößen widersprechen den Beobachtungstatsachen, nach denen reine Wasserwolken keine größeren Regentropfen liefern. Ein Diagramm zeigt die theoretische Zunahme der Tropfengrößen in Abhängigkeit von der Fallstrecke durch Kondensation bei 0,5 % Übersättigung und die theoretische Zunahme durch Koagulation. *Steinhauser.*

W. Kuhnke. Groß-Schneefälle in Deutschland, insbesondere die Schneebruchkatastrophe vom 16. April 1936. Meteorol. ZS. **56**, 418—428, 1939, Nr. 11. (Mannheim.) *Dede.*

Chr. Thams. Über die Strahlungseigenschaften der Schneedecke. Gerlands Beitr. **53**, 371—388, 1938, Nr. 4. (Phys. Meteorol. Obs. Davos.) Verf. berichtet über Meßanordnungen und Ergebnisse von Untersuchungen der Albedo der Schneedecke in Davos mit Solarimetern von Moll-Gorczyński und der Strahlungsdurchlässigkeit der Schneedecke mit Graukeilphotometern von Eder-Hecht. Registrierungen der Albedo der Schneedecke zeigen, daß diese von der Sonnenhöhe unabhängig ist. Die Albedo beträgt bei Neuschnee im Mittel 0,82 und im Maximum 0,93, bei gealtertem Schnee kann sie bis 0,60 und bei schmelzendem Schnee bis 0,54 abfallen. Für einige Frühjahrstage werden Tagessummen der auf die Schneedecke auffallenden und der vom Schnee absorbierten Strahlung mitgeteilt. Berechnungen der Absorptionskoeffizienten ergaben für mittelkörnigen Schnee 0,086, für grobkörnigen 0,101 und für nassen Schnee 0,136. Bei durchschnittlichen Verhältnissen dringen bis 10 cm Tiefe 13 %, bis 20 cm 6 %, bis 30 cm 2 % und bis 50 cm 0,6 % der auffallenden Strahlung in die Schneedecke ein. In einer Tabelle wird für die Mitte der Monate Januar bis April die Aufteilung der an wolkenlosen Tagen einfallenden Strahlungssummen auf reflektierte, eindringende und in Schichten von je 10 cm Dicke in der Schneedecke absorbierte Strahlungssummen mitgeteilt. *Steinhauser.*

H. Externbrink. Die Hinderniswogenwolken in den Alpen bei Südföhn. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 44—48, 1938, Nr. 1. (Dtsch. Forsch. Anst.

f. Segelflug in d. Voralpen.) Nach Untersuchungen mit Flugzeugen im Nordalpenvorland wurde festgestellt, daß sich bei Windgeschwindigkeiten von 10 bis 50 km/h beim Überströmen des Gebirges Hinderniswogen bilden (im Cirrusniveau durch Kondensation sichtbar), deren Wellenlänge bei größeren Geschwindigkeiten so stark anwächst, daß die Woge aus dem Gebirge heraustritt. Als Beispiel wird die Beobachtung zweier Aufwindfelder mit 6 bis 7 m/sec Vertikalgeschwindigkeit und 15 bis 20 km Wellenlänge mit Wolkenbasis in 5000 m Höhe angeführt. Die Erklärung der Wogenbildung wird durch eine Superposition einer instabilen Welle, wie sie an Grenzflächen entstehen kann, über die stationäre Strömung der Luft über ein Gebirgshindernis versucht. Wenn am Boden einer Wellenrinne mit zwei Flüssigkeitsschichten verschiedener Dichte ein Hindernis durchgezogen wird, so bildet sich an der inneren Grenzfläche der Schichten eine ähnliche Hinderniswoge. *Steinhauser.*

Gerhard Schindler. Warum nicht auch Cumulostratus? Wetter **56**, 307—308, 1939, Nr. 9. (Podersam.) Vorschlag, die gelegentlich anzutreffende Bezeichnung „Cumulostratus" für die „Kreuzung" zwischen „Schönwetter-Cumulus" und „Stratocumulus" allgemein beizubehalten. *H. Israël.*

Walter Leistner. Ergebnisse einjähriger Kernbeobachtungen in Wyk/Föhr. Ann. d. Hydrogr. **67**, 488—499, 1939, Nr. 10. (Bioklim. Forsch. Stat. Wyk/Föhr.) Über ein Jahr ausgedehnte, täglich mehrmalige Kernzählungen (mit „Scholz"-Kernzähler, kl. Modell) ergeben im Zusammenhang mit meteorologischen Faktoren einen Einblick in die charakteristischen Unterschiede zwischen Land- und See-Aerosol. Neben erheblicher zahlenmäßiger Verschiedenheit des Kerngehaltes bei Land- und Seewind und einer deutlichen Abhängigkeit der Zahlen vom Luftkörper fällt vor allem ihr Zusammenhang mit Windstärke und Sicht auf: Zunehmende Windstärke ist bei Land-(See-)Wind von abnehmender (zunehmender) Kernzahl begleitet; mit zunehmender Sicht nehmen bei Landwind die Zahlen zunächst bis 6 zu, dann bis 9 ab und schließlich wieder zu, während bei Seewind eine gleichmäßige Abnahme mit zunehmender Sicht auf ein anders geartetes und viel gleichmäßigeres Aerosol hindeutet. Das verschiedenartige Verhalten ist mit der von H. Köhler (nicht, wie angegeben, von H. Cauer) stammenden Vorstellung der Kernentstehung aus dem Spritzwasser des Meeres erklärbar und damit eine neue Stütze für diese. — Zwischen Kerngehalt und relativer Feuchtigkeit ergibt sich kein klarer Zusammenhang; zur Aufstellung von Tagesgängen reicht das Material noch nicht aus. — Die dem Spritzwasser des Meeres entstammenden Kerne werden als spezifischer Faktor des Seeklimas angesehen. *H. Israël.*

Horst Glawion. Staub und Staubfälle in Arosa. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 1—43, 1938, Nr. 1. (Arosa.) Nach einjährigen Messungen (vorwiegend 9 Uhr morgens) mit einem Zeissschen Freiluftkonimeter, einem Owensschen Dustcounter und einem kleinen Scholzschen Kernzähler wurde der Gehalt der Luft an Staub und Kernen und ihre Abhängigkeit von den Luftmassen und den meteorologischen Elementen untersucht. Die Kern- und Staubzahlen sind in Arosa verhältnismäßig gering. Die Kernzahlen erreichen im mittleren Jahresgang ein Maximum mit über 11 000 im März und ein Minimum mit ungefähr 1600 im Juli (Jahresmittel 4100, höchster Meßwert 65 000, niedrigster 70 Kerne). Der mittlere Jahresgang des mit dem Konimeter erfaßbaren Staubgehaltes zeigt ein Maximum von 44/cm³ im Juli (Schwankung zwischen 0,8 und 277/cm³) und ein Minimum von 7/cm³ im Dezember und Januar (Schwankung zwischen 0,2 und 57/cm³); Jahresmittel 24/cm³. Der Größe nach lagen 68 % der Staubteilchen unter 1 μ, 24 % zwischen 1 und 2 μ, 8 % über 2 μ. Der Owenssche Dustcounter gibt im allgemeinen etwas höhere Staubzahlen als das Konimeter. Antizyklonen bewirken eine starke

Erniedrigung der Kern- und Staubzahlen. — Vom März 1936 bis Oktober 1937 wurden in Arosa 15 Staubfälle beobachtet. Die Staubfälle in den Alpen treten ebenso wie die in der Sahara am häufigsten im Frühling auf. Die Staubfälle kommen in den Alpen in Verbindung mit einer Sturmzyklone, die aus Nordafrika gegen NNE wandert, oder in einer Tiefdruckrinne von Nordafrika gegen Norden vor. Auf Grund von Höhenwindmessungen an italienischen Stationen wird das Vordringen des Staubsturmes vom 4. März 1936 verfolgt. Bei Staubsituationen wird in Arosa die Intensität der Sonnenstrahlung bis auf 69% des Normalwertes geschwächt. Es werden auch Ergebnisse von Analysen von Staubproben angeführt. *Steinhauser.*

K. Langbeck. Die winterliche Bautätigkeit in ihrer Abhängigkeit von den Witterungsverhältnissen. Wetter **56**, 209—213, 1939, Nr. 7. (Berlin.)

Bohuslav Hrudicka. Zur Meteorologie im Dienste der Bautechnik. Wetter **56**, 248—255, 1939, Nr. 8. (Brünn.) Anwendung von strahlungsklimatischen (Sonnenscheindauer, Helligkeit, Sicht usw.) und meteorologisch-akustischen Erkenntnissen in der Praxis der Bautechnik. *H. Israël.*

Kurt Bender. Die Frühjahrsfröste an der Unterelbe und ihre Bekämpfung. Wetter **56**, 273—289, 1939, Nr. 9. (Hamburg.) Zahlreiche mikroklimatische Ergebnisse aus dem Unterelbegebiet. Diskussion der Frostschutzmaßnahmen. *H. Israël.*

Max Hottinger. Das Raumklima und seine Regelung. Gesundheits-Ing. **62**, 605—609, 617—622, 1939, Nr. 42 u. 43. (Eidgen. T. H. Zürich.) Die Regelung des Raumklimas gewinnt in der allgemeinen Hygiene immer mehr an Interesse. Die Arbeit gibt nach einer einleitenden Betrachtung über die Behaglichkeitsgrenzen des Außen- und Raumklimas eine zusammenfassende Darstellung der verschiedenen praktischen Möglichkeiten der Temperatur- und Feuchtigkeitsregelung bei a) Heizkörper-, Decken- und Fußbodenbeheizung, b) Luftheizung, c) Lüftungsanlagen und d) Klimaanlagen. 25 Literaturangaben. *H. Israël.*

F. Löhle. Wetterzeichen und Wettervorhersage. Meteorol. ZS. **56**, 383—387, 1939, Nr. 10. (Berlin.) Verf. weist darauf hin, daß die Deutung bestimmter Wolkenarten als Schön- oder Schlechtwettervorzeichen nur im Zusammenhang mit der Beachtung der gesamten Wetterentwicklung sinnvoll sein kann. Als Beispiele werden die Schäfchenwolken und die japanische Schmetterlingswolke erwähnt, deren Bedeutung als Wettervorzeichen sich nur im Rahmen eines ganzen Wolkenaufzuges richtig beurteilen läßt. Eine besondere Beachtung als Wettervorzeichen verdienen die Dunstschichten, die bei Schönwetter über der 1000 bis 3000 m hohen und scharf begrenzten Bodendunstschicht in 2 bis 4 Blättern von 100 bis 200 m Dicke lagern und in dieser Form für das Fortbestehen des herrschenden Hochdruckwetters sprechen, bei Auflösung der scharfen Grenzen und Wechsel der Durchsichtigkeit der Zwischenschichten aber eine Umgestaltung der Wetterlage erwarten lassen. Wesentliche Bedeutung für die frühzeitige Erkennung des Witterungsumschlages haben dabei Himmelsblaumessungen aus der Gipfelhöhe der Flugzeugaufstiege in 5000 m Höhe zur Überwachung der Vorgänge in der Hochtroposphäre. *Steinhauser.*

W. Findeisen. Flugmeteorologische Schneebeobachtungen. Meteorol. ZS. **56**, 429—435, 1939, Nr. 11. (Friedrichshafen.) *Dede.*

8. Geophysik

Motosaburô Masuamya. Tensor characteristic of vector set and its application to geophysics. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) **21**, 647—655, 1939, Nr. 11. (Central Meteorol. Obs. Tokyo.)

M. A. F. Barnett. Edward Kidson (1882—1939) †. Terr. Magn. **44**, 481—482, 1939, Nr. 4. (Meteorol. Office, Wellington, New Zealand.) *Dede.*

Friedrich Lauscher. Nachruf auf Friedrich Neumayr. Meteorol. ZS. **57**, 37—38, 1940, Nr. 1. (Berlin.) *Dede.*

Gerhard Schmerwitz. Die Bedeutung des Ausgleichungsverfahrens für die Auswertung von Nahbeben-Seismogrammen. ZS. f. Geophys. **15**, 365—371, 1939, Nr. 7/8. (Jena.) Irrtümliche Meinungen über den Wert und die Leistungsfähigkeit des Ausgleichungsverfahrens bei der Anwendung auf die Auswertung von Nahbebenseismogrammen werden richtiggestellt. An einem in aller Ausführlichkeit durchgerechneten Zahlenbeispiel wird nachgewiesen, daß die so erzielte Sicherheit der Herdtiefenangaben ebenso wie die der anderen Elemente größer als bei jedem anderen Verfahren ist. *Schmerwitz.*

Virgiliu G. Gheorghiu et **N. Calinicenco.** Etude sur la variation de la conductibilité électrique de l'eau de la mer noire avec la température et son emploi à la mesure de la température de l'eau marine. Ann. scient. Univ. Jassy (2) **26**, 1—18, 1940, Nr. 1. Wegen des großen Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit des Meerwassers, der ungefähr sechsmal so groß ist als der des Platins, eignet sich diese Größe besonders zur Bestimmung von Meerestemperaturen in verschiedenen Tiefen. Die Verff. stellten durch Messung der Leitfähigkeit des Wassers des Schwarzen Meeres mit Hilfe der Anordnung von Kohlrausch fest, daß im Bereich von 0° bis 26° C eine lineare Beziehung zwischen Leitfähigkeit und Temperatur besteht. Für einen Gehalt von 17,5 ‰, 14,0 ‰ und 10‰ wurden Werte des Temperaturkoeffizienten von 0,0358, 0,0371 und 0,0325 gefunden. Die Größe dieser den Temperaturkoeffizienten von NaCl-Lösungen übertreffenden Werte wird durch die Hydrolyse der anderen Beimengungen des Meerwassers ($p_H = 8$) erklärt. Die Unsicherheit der Temperaturmessung beträgt ± 0,25° C bei 20° und 0,15° bei 0°. Die Anordnung kann sowohl zur direkten Temperaturbestimmung wie zu ihrer Registrierung benutzt werden. *v. Steinwehr.*

M. Robitzsch. Bemerkungen zur Eichung des Robitzsch-Aktinographen. Meteorol. ZS. **55**, 403—406, 1938, Nr. 11. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Der Hauptwert bei der Eichung der Aktinographen wird auf die Vergleichbarkeit ihrer Angaben untereinander gelegt, deren Streuung bei den früheren Zweistreifenapparaten auf 10 %, bei den jetzt weit verbreiteten Dreistreifenapparaten kleiner als 5 % angegeben wird. Demnach sei also das Relativmaterial der 500 im Gebrauch stehenden Aktinographen befriedigend vergleichbar. Die Registrierungen der zu eichenden Aktinographen sind mit einem anderen Instrument gleicher Bauart (sogenanntes „Normalgerät") verglichen worden und meist war gute Proportionalität der Ausschläge beider Instrumente festgestellt worden. Hinsichtlich der Absolutwerte ist früher im Gegensatz zu der sonst üblichen Methode ein Eichwert des Aktinographen mitgeteilt worden, der nur für die (infolge der Reflexion und Absorption) durch die Glashohlkugel geschwächte Sonnen- und Himmelsstrahlung zu gelten hätte. So erklärt der Verf. den Unterschied von mehr als 20 %, den andere Autoren zwischen ihren eigenen Eichresultaten und denen von Fuess-Robitzsch gefunden haben. Daß die mit den Robitzschschen Angaben errechneten Strahlungsintensitäten allgemein zu hoch ausfallen, läßt sich

hierdurch nicht ganz plausibel machen. Im Zusammenhang auf die Ergebnisse von H. Stapf wird auf die Folgerungen eingegangen, die durch die — schon an sich zu erwartende — Veränderlichkeit der Spektralempfindlichkeit der Robitzsch-Aktinographen entstehen. Fehler, die durch die thermisch bedingte Schrägstellung der schwarzen Bimetallamelle bedingt sind, werden rechnerisch abgeschätzt. [1° Schrägstellung gegen die Horizontale macht bei 5° (bzw. 10°) Sonnenhöhe 20 % (bzw. 10 %) aus!] *Feußner.*

M. Robitzsch. Die Eichkonstanten aller in Gebrauch befindlichen Aktinographen. Meteorol. ZS. **55**, 406—407, 1938, Nr. 11. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Es sind die früher mitgeteilten Eichfaktoren (Grammkalorie pro Skalenteil) auf Grund der Potsdamer Ergebnisse von H. Stapf mit 0,74 zu multiplizieren, so daß also sämtliche, bisher gemessene und nach den früheren Robitzschschen Instrumentkonstanten errechneten Intensitäten der Sonnen- und Himmelsstrahlung um 35 % zu verkleinern sind. Die jetzt verbesserten Instrumentdaten der rund 400 Robitzsch-Aktinographen sind zusammengestellt. Für die Übergangsmonate sind jedoch nach H. Stapf diese Eichfaktoren um 10 %, für die Winterszeit um etwa 20 % zusätzlich zu verkleinern. Alle Eichfaktoren, die nach dem 1. August 1938 mitgeteilt werden, sind bereits demgemäß berichtigt. *Feußner.*

H. Stapf. Ergebnisse der Eichungen von Robitzsch-Aktinographen. Meteorol. ZS. **55**, 407—410, 1938, Nr. 11. (Meteorol. Obs. Potsdam.) Es wurden für die Dauer eines Jahres eingehende Vergleiche zwischen dem mechanisch registrierenden Bimetall-Aktinographen nach M. Robitzsch und dem thermoelektrisch-registierenden Solarigraphen nach Moll-Gorszynski angestellt, wobei die schon von anderen Forschern gefundene Tatsache bestätigt wurde, daß die Robitzsch-Aktinographen zu hohe Intensitäten liefern, wenn man die Eichdaten nach Fuess-Robitzsch verwendet. Darüber hinausgehend wird eine merkliche Abhängigkeit der Eichwerte von der Jahreszeit festgestellt, und zwar wächst im März und September die Empfindlichkeit der Bimetallaktinographen um etwa 10 %, im Winter — entsprechend der geringeren Sonnenhöhe — um etwa 20 %. Ferner weisen Vergleiche hinter dem Schottschen Rotfilter RG 2 darauf hin, daß die Robitzsch-Aktinographen für den kurzwelligen Teil der Sonnen- und Himmelsstrahlung um etwa 15 % empfindlicher zu sein scheinen als für das Rot-Infrarot-Gebiet. In Übereinstimmung damit wurde gefunden, daß die Empfindlichkeit dann ebenfalls deutlich anwächst, wenn die Himmelsstrahlung gegenüber der direkten Sonnenstrahlung prozentual zunimmt. Die Streuung der Vergleichswerte ist in den Sommermonaten meist nicht sehr groß (meist 5 bis 7 %), im Winter aber sehr beträchtlich (20 bis 40 %), so daß man von den Robitzsch-Aktinographen z. B. in polaren Gegenden während des größten Teils des Jahres keine sehr zuverlässigen Angaben erwarten kann. *Feußner.*

L. F. Miller. Some characteristics of the pyrheliometer with a spherical absorber. Rev. Scient. Instr. **9**, 127—131, 1938, Nr. 4. (Dep. Phys. Univ. Minnesota, Minneapolis.) Es werden zwei einem Pyranometer ähnliche Strahlungsmeßinstrumente beschrieben, die nach demselben Prinzip wie die alten Schwarzkugelthermometer von Herrschel (1874) arbeiten. Durch eine Quarzhohlkugel fällt die Strahlung im Durchlässigkeitsbereich von 0,18 bis etwa 6,0 μ auf eine geschwärzte Silberkugel bzw. Silberplatte; zwischen Quarz- und Silberkörper herrscht zur Wärmeisolation hohes Vakuum. Der Absorber nimmt erst nach etwa 20 Minuten die dem Strahlungsgleichgewicht entsprechende Endtemperatur an, die mittels eines Thermoelements bestimmt wird. Es soll nahezu Linearität zwischen Strahlung und Thermokraft bestehen. Die Frage der Windabhängig-

keit seiner Instrumente erörtert der Verf. nicht. Läßt man auf die geschwärzte Silberplatte die direkte Sonnenstrahlung schräg auffallen, so treten bemerkenswerte Abweichungen gegen das theoretisch geltende Lambertsche Cosinusgesetz auf, wie dies nach nicht zitierten älteren Arbeiten anderer Forscher zu erwarten war. Mit zunehmendem Einfallswinkel werden die Unterschiede sehr beträchtlich (bei 60°: 13 %, bei 70°: 18 %, bei 80°: 43 % kleiner als die theoretischen Werte). Bei dem Silberkugelinstrument treten starke Empfindlichkeitsschwankungen (bis ± 8 %) auf, deren unregelmäßiger Gang sich von Tag zu Tag zu wiederholen scheint, was der Verf. auf gewisse Linsenwirkungen der anscheinend nicht überall gleich dicken Quarzhohlkugel zurückführt. Nähere Einzelheiten über die Konstruktion der Instrumente und Angaben über die Natur und Beschaffenheit der Schwärze werden nicht gemacht. Wenngleich offensichtlich mit dem Schwarzkugelinstrument die auf die Horizontale fallende Gesamtenergie der Sonnen- und Himmelsstrahlung nicht gemessen werden kann, so erscheint dem Verf. dieses Instrument zur Bestimmung der Sonnen- und Himmelsstrahlung hinreichend geeignet, und er zieht es dem Schwarzplatteninstrument vor. *Feußner.*

A. T. Doodson. A current-meter for measuring turbulence. Proc. Roy. Soc. London (A) **174**, 1940, Nr. 956, Abstracts S. S 3. Verf. beschreibt ein elektrisch arbeitendes Gerät zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten bei Gezeitenströmungen und anderen turbulenten Vorgängen. Das Gerät ist auch bei sehr schwachen Strömungen hoch empfindlich, besitzt eine praktisch lineare Geschwindigkeitsskala und ermöglicht eine fortlaufende automatische Registrierung. Das Gerät ist für die Untersuchung von Gezeitenströmungen bereits mit gutem Erfolg benutzt worden. *Bomke.*

Richard Schumann. Über die Realisation der mathematischen Begriffe: Die Erdachse, und: Die Dauer der Erdrotation. Anz. Akad. Wien. 1939, S. 113—114, 18/19. Verf. vertritt die Ansicht, daß die Restfehler in den Messungen der Polhöhenschwankungen auf horizontale periodische Bewegungen der die Polhöhenstationen tragenden einzelnen Erdschollen zurückzuführen sind. Die gleichen Schollenbewegungen beeinflussen auch die Längen- und Zeitbestimmungen. Es wird gefordert, daß Polhöhen- und Zeitbestimmungen höchster Genauigkeit auf der gleichen Station vorgenommen werden müssen. *W. Richter.*

A. E. Benfield. Terrestrial heat flow in Great Britain. Proc. Roy. Soc. London (A) **173**, 428—450, 1939, Nr. 955. (Dep. Geodesy Geophys. Cambridge.) Verf. beschreibt Messungen des Wärmeflusses im Erdinneren, die von ihm an fünf tiefen Bohrlöchern in England ausgeführt wurden. Die in den beiden tiefsten Bohrlöchern erhaltenen Meßresultate ergaben einwandfrei die Existenz einer früheren Eiszeit. Die Ergebnisse allein reichten zwar nicht aus zur Festlegung des Endes der Eiszeit, doch ergeben sich Grenzwerte für die Eiszeit, die mit den aus anderen Forschungsergebnissen erhaltenen Schlüssen hinreichend übereinstimmen. Unter der Annahme, daß die betrachtete Vereisungsperiode etwa um 9000 v. Chr. ihr Ende erreicht hatte, ergibt sich aus den Messungen des Verf. für den Wärmefluß im Gleichgewicht ein Betrag von $(1{,}42 \pm 0{,}09) \cdot 10^{-6}$ cal/cm² sec. Bemerkenswert ist, daß dieser Wert höher ist als der nach den Messungen von Bullard (s. nachstehendes Ref.) in Südafrika ermittelte Wert. Die Bedeutung des gefundenen niedrigen Wärmeflusses in granitischen und basaltischen Schichten wird eingehend diskutiert. *Bomke.*

E. C. Bullard. Heat flow in South Africa. Proc. Roy. Soc. London (A) **173**, 474—502, 1939, Nr. 955. (Dep. Geodesy Geophys. Cambridge.) Verf. bestimmte die Wärmeleitfähigkeit von 49 aus südafrikanischen Bohrlöchern stammenden Ge-

steinen. Aus diesen Messungen und aus den Temperaturmessungen von Krige und von Weiss ergab sich ein Wärmefluß von im Mittel $1{,}16 \cdot 10^{-6}$ cal/cm² sec. Dieser Wert ist viel niedriger als man bisher angenommen hatte, aber er stimmt gut überein mit dem von Benfield (siehe das vorstehende Referat) neuerdings in europäischen Bohrlöchern gemessenen Wert von $0{,}98 \cdot 10^{-6}$. Verf. meint jedoch, daß die mehrfach vertretene Meinung nicht gesichert sei, nach der der mittlere Wärmefluß in Südafrika niedriger sei als in Europa. Der niedrige Wert des Wärmeflusses zeigt, daß unter Südafrika keine Schicht von der Radioaktivität des Oberflächengranits von mehr als 12 km Dicke vorhanden sein kann. Dies bestätigt seismologische Ergebnisse und ergibt zugleich die Notwendigkeit, für die Basis der Granitschicht eine sehr niedrige Temperatur anzunehmen. *Bomke.*

L. J. Krige. Borehole temperatures in the Transvaal and Orange Free State. Proc. Roy. Soc. London (A) **173**, 450—474, 1939, Nr. 955. In fünf tiefen Bohrlöchern in Südtransval bzw. im Oranje-Freistaat (Südafrika) wurde von dem Verf. der sogenannte geothermische Gradient, d. h., die Bohrlochlänge, längs welcher sich die Gesteinstemperatur um 1° C ändert, bestimmt. Die Bohrlöcher verliefen in Dolomit, Ventersdorplava, Quarzit, Diabas und ähnlichen Gesteinen. Der geothermische Gradient war am höchsten im Dolomit, am niedrigsten in der Lava, ferner stets am niedrigsten über dem Grundwasserspiegel, am größten dicht unterhalb desselben. In einem Fall (Dolomit) wurde in größerer Tiefe unter dem Grundwasserniveau sogar ein negativer geothermischer Gradient gefunden, den der Verf. auf Zirkulationen des Grundwassers zurückführt. *Bomke.*

Ilse Lahner. Uran- und Thoriumbestimmungen an Kalken und Dolomiten und die Frage des radioaktiven Gleichgewichtes in diesen Gesteinen. Sitzungsber. Akad. Wien **148** (2a), 149—162, 1939, Nr. 3/4. (Inst. Radiumforsch.) Die Bestimmung des Thorium- und Radiumgehaltes in Kalken und Dolomiten der österreichischen Alpen ergab im Mittel für Kalke $0{,}3 \cdot 10^{-7}$ g U und $2{,}4 \cdot 10^{-6}$ g Th, für Dolomite $4 \cdot 10^{-7}$ g U und $1{,}7 \cdot 10^{-6}$ g Th je Gramm Gestein. Durch Vergleich mit den an denselben Proben von F. Kropf ermittelten Radiumgehalten wird gezeigt, daß das radioaktive Gleichgewicht für diese Gesteine nicht erfüllt ist. *Widemann.*

Friedrich Koczy. Heliumbestimmungen an Steinsalz und Sylvin. Sitzungsber. Akad. Wien **148** (2a), 89—105, 1939, Nr. 1/2. (Inst. Radiumforsch.) Der Heliumgehalt wurde für Steinsalz in der Größenordnung 10^{-6} cm³/g, für Sylvin eine Größenordnung höher, 10^{-5} cm³/g, gefunden. Er dürfte von Lager zu Lager schwanken gemäß dem Radiumgehalt der Laugen, aus denen Steinsalz kristallisierte. Für den als sekundär gebildet angenommenen Sylvin dürfte diese Annahme noch begründeter sein. *Widemann.*

Ludwig Becker. Die Bewegung der Kontinente und die Köppen-Wegenersche Polkurve. ZS. f. Geophys. **15**, 379—390, 1939, Nr. 7/8. (Meran.) Verf. geht von der Köppen-Wegenerschen Polkurve aus, führt Widerstandszentren ein und berechnet auf Grund der Zentrifugalkraft die Drehmomente der Kontinente um diese Widerstandszentren. Aus den Vorzeichen der berechneten Drehmomente kann er ableiten, welche Kontinente mit Europa—Afrika fest verbunden waren, und die Zeitpunkte der Ablösung einzelner Kontinentteile in weitgehender Übereinstimmung mit den Angaben Wegeners bestimmen. Da die Werte der inneren Reibung in Sima unbekannt sind, kann nur die Bewegungsrichtung der Kontinente, nicht aber ihre Geschwindigkeit angegeben werden. Aus den Berechnungen ergibt sich die Folgerung, daß in den letzten Epochen die Kontinente nicht im hydrostatischen Gleichgewicht geschwommen haben. *Steinhauser.*

Rudolf Streiff-Becker. Eisbewegung im Firn und Gletscher und ihre Wirkung. Helv. Phys. Acta **11**, 540—543, 1938, Nr. 7. (Zürich.) Aus den Ergebnissen 20jähriger Messungen der Niederschläge, des jährlichen Firnüberschusses und der Oberflächengeschwindigkeit des Firns am Claridenfirn werden bei Berücksichtigung der Größe des Einzugsgebietes und des mutmaßlichen Querschnittes folgende Schlüsse gezogen: Im Gegensatz zum Gletscherzungengebiet kommt im Firngebiet die größte Fließgeschwindigkeit in der Tiefe vor. Im Gegensatz zum Gletscher fließt der Firn im Winter schneller als im Sommer. Die Verteilung der Fließgeschwindigkeit hat zur Folge, daß die Schichten im Firngebiet untertauchen und im Gletscherzungengebiet wieder nahe an die Oberfläche kommen, wodurch eine flache Lagerung der Firnschichten im Firnbecken eine Steilstellung an der Firngrenze und eine neuerliche Verflachung talabwärts bedingt ist. Auf diesem Weg findet die Umwandlung des kleinen Firnkornes in das größere Gletscherkorn statt. Die Spalten durchreißen die Firnschichten senkrecht. Die Belastungsschwankung zwischen Neuschnee und Ablation erzeugt eine Wellenbewegung, die sich in Niveauschwankungen bis zum Gletscherende geltend machen kann. Mit den Stromlinien der größten Eisgeschwindigkeit wird auch die Bildung von Karmulden und Riegeln in Zusammenhang gebracht. *Steinhauser.*

Gunnar L. Eriksson. Observations séismographiques faites à l'Observatoire météorologique d'Upsala pendant juillet 1938—juin 1939. Publ. Obs. météorol. Univ. Upsala 1939, 29 S. *Dede.*

Kurt Wegener. Die Laufgeschwindigkeit c der Longitudinalwellen als Funktion der Temperatur. ZS. f. Geophys. **15**, 390—393, 1939, Nr. 7/8. (Graz.) Das Beobachtungsmaterial über den Einfluß der Temperatur auf die Laufgeschwindigkeit der longitudinalen elastischen Wellen ist noch sehr gering. Es wird an einem schematisierten Beispiel gezeigt, daß die durch Temperaturzunahme bedingte Abnahme der Geschwindigkeit bei einem vulkanisierten Beben infolge der großen Temperaturgradienten unmittelbar an der Oberfläche stark veränderte sogenannte „Isoseisten"-Linien liefern muß. Bei Schichttiefenbestimmungen kann aus der Differenz der Berechnungen aus longitudinalen und transversalen Wellen der Einfluß der Temperaturzunahme mit der Tiefe abgeschätzt werden. *Schmerwitz.*

E. Balensiefer, K. Büttner, H. Pfleiderer und **W. Wetzel.** Untersuchungen über die Bodenunruhe auf Sylt. ZS. f. Geophys. **15**, 337—364, 1939, Nr. 7/8. (Geolog. Inst. Univ. Kiel.) Eine Gemeinschaftsarbeit verschiedener Disziplinen, der Geophysik, Meteorologie, Geologie und Bioklimatik. Zentralort der Untersuchungen war die Bioklimatische Forschungsstation in Westerland. Für die experimentellen Untersuchungen standen mehrere neuartige seismische Apparaturen der Elektroakustik A.-G. Kiel zur Verfügung. Mit Hilfe von Verstärkereinrichtungen wurde die Bodenbewegung auf Galvanometer übertragen, also elektromagnetisch registriert. Die Hauptregistrierungen der Bodenunruhe wurden als Brandungsunruhe in 100 bis 200 m Entfernung von der Strandlinie aufgenommen. Die hier auftretenden Frequenzen entsprachen der Zahl der Wellen, die etwa einen Zeitabstand von 7 sec aufweisen. Eine etwa 3 min lange Überlagerung wird auf eine Dünungsschwingung zurückgeführt. Bei den verschiedenen Frequenzen der Seismogramme werden Erörterungen angestellt, ob es sich in den einzelnen Fällen um Eigenschwingungen der Strandmauer, von Schichtungen oder um direkt erzwungene Schwingungen handelt. Die Amplituden hängen stark von dem Unterwasserprofil der vorgelagerten Küstenstrecke ab. Es ergab sich eine Zunahme der Bodenunruhe mit dem Böschungswinkel, eine Abnahme mit der Entfernung des

der Küste vorgelagerten Sandriffs. Eine sehr starke Zunahme der Unruhe wurde mit dem Auftreten von Windböen festgestellt. Die Reichweite der Bodenunruhe betrug nur etwa 2 km. Es erscheint den Verff. daher fraglich, ob die allgemeine Bodenunruhe des europäischen Festlandes überhaupt auf die Brandung zurückgeführt werden kann. *Schmerwitz.*

W. Brunner. Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das vierte Vierteljahr 1939. Meteorol. ZS. **57**, 38, 1940, Nr. 1. (Eidgen. Sternw. Zürich.)

Q. Majorana. La ionosfera. Cim. (N. S.) **16**, 459—487, 1939, Nr. 9.

H. W. Wells. The ionosphere at Huancayo, Peru, April, May, and June, 1939. Terr. Magn. **44**, 395—399, 1939, Nr. 4. (Magn. Obs. Huancayo, Peru.)

W. C. Parkinson and **L. S. Prior.** The ionosphere at Watheroo, Western Australia, April, May, and June, 1939. Terr. Magn. **44**, 401—403, 1939, Nr. 4. (Magn. Obs. Watheroo, W. Austr.) *Dede.*

Ivo Ranzi. Über die sonnenzeitliche Abnahme des Ionisationsgrades in der hohen Ionosphäre. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. **10**, 540—545, 1939. Verf. gibt eine Erklärung für die Abnahme des Ionisationsgrades über Mittag in der F_2-Schicht der Ionosphäre (etwa 240 km über der Erdoberfläche); die Erklärung beruht auf der Annahme einer Elektronenabsorption (Einfangung des Elektrons) durch die Sauerstoffatome, die zu einer Photodissoziation des O_2-Moleküls führt. **Nitka.*

G. Goubau. Zusammenhang zwischen dem Zustand der Ionosphere und den erdmagnetischen Störungen. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 96, 1939, Nr. 2. (München.) Aus Echoregistrierungen mit kontinuierlich veränderlicher Frequenz — „Durchdrehaufnahmen" — wird die jeweils geringste Reflexionshöhe der nächtlichen *F*-Schicht sowie eine Maßzahl für die Schichtdicke bestimmt und mit den Potsdamer dreistündigen erdmagnetischen Kennziffern verglichen. Dabei ergibt sich, daß Schichthöhe und Schichtdicke mit dem magnetischen Störungsgrad anwachsen. Zahlenwerte werden mitgeteilt. Es wird vermutet, daß bei magnetischen Störungen durch Erwärmung eine Hebung und Ausdehnung der Ionosphäre erfolgt. *Dieminger.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and **N. Smith.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C. September, 1939. Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 739—740, 1939, Nr. 11. (Nat. Bur. Stand. Washington.) *Dede.*

F. Schindelhauer. Peilung der Ausgleichsvorgänge, die Luftstörungen verursachen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **54**, 109—111, 1939, Nr. 4. Mit zwei horizontal in EW- und NS-Richtung aufgehängten, gekreuzten Dipolen wurden in Potsdam die Luftstörungen auf Kurzwelle ($\lambda = 32$ m) aufgenommen und mit den Registrierungen einer Rahmenanordnung verglichen, die auf Langwelle ($\lambda = 30\,000$ m) arbeitet. Aus den Aufzeichnungen wurde für die Kurzwelle das Verhältnis: Anzahl der Störungen im NS-Dipol zu Anzahl der Störungen im EW-Dipol und entsprechend für Langwelle das Verhältnis: Anzahl der Störungen in EW-Richtung zu Anzahl der Störungen in NS-Richtung gebildet. Wenn man von den Fehlerquellen absieht, die auf Kurzwelle durch die Unvollkommenheit der Dipolanordnung und durch Funkbetrieb entstanden, so ergibt sich kein wesentlicher Unterschied im täglichen Gang der Zahl der kurzwelligen und langwelligen Luftstörungen, dagegen scheint es, daß die kurzwelligen Störungen im Gegensatz zu den langwelligen bevorzugt aus der NS-Richtung kommen. Die Kurve

für den täglichen Gang der Störungsrichtung läuft jedoch für beide Wellen parallel, obwohl die Richtungen aufeinander senkrecht stehen. Aus dieser Beobachtung wird geschlossen, daß beide Störungen den gleichen Quellen entstammen und daß sie hauptsächlich von horizontalen Strombahnen in der Ionosphäre herrühren. Abweichungen vom Parallellauf der Kurven am Nachmittag werden als eine weitere Störungsquelle in Form vertikaler Ströme (Blitzbahnen) gedeutet. *Dieminger.*

De electrische vonkontlading in lucht. Nederl. Tijdschr. Natuurk. **6**, 356—358, 1939, Nr. 20. Kurze Besprechung neuer Literatur. Es werden die neueren Anschauungen über den Aufbau der Blitzentladung referiert. *Gisolf-Venema.*

H. T. Flint. On the problem of ball lightning. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 532—535, 1939, Nr. 282. Verf. referiert über die neue Theorie des Kugelblitzes von T. Neugebauer (vgl. diese Ber. **19**, 129, 1938) und verweist darauf, daß nach Stromstärkenmessungen von Blitzen eine Elektronendichte von 10^{15} anzunehmen ist, was unter Berücksichtigung des Umstandes, daß durch die Stauwirkung am Ende einer Blitzbahn die Elektronendichte noch wesentlich erhöht wird, für eine Entstehung eines Kugelblitzes hinreichend sein müßte. Für die Auflösung des Kugelblitzes kann eine Temperaturabnahme oder eine Abnahme der Elektronendichte maßgebend sein. Im ersten Fall verschwindet der Kugelblitz allmählich. Bei rascher Abnahme der Elektronendichte kann es zur explosionsartigen Auflösung kommen. Die Tatsache der Erhaltung der hohen Elektronenkonzentration im Kugelblitz für die Dauer von einigen Sekunden wird mit einem Hinweis auf die hohen Temperaturen und auf den Umstand, daß es sich um ein Gemisch von positiven Ionen und Elektronen handelt, deren Wiedervereinigung entsprechend verlangsamt ist, erklärt. *Steinhauser.*

F. W. Chapman. Atmospheric disturbances due to thundercloud discharges: Part I. Proc. Phys. Soc. **51**, 876—894, 1939, Nr. 5 (Nr. 287.) (Wheatstone Lab. King's Coll. London.) Verf. beschreibt eine Kathodenstrahloszillographenanordnung zur fortlaufenden photographischen Registrierung der im Zuge von Gewitterentladungen auftretenden statistischen Schwankungen des elektrischen Erdfeldes. Es wird ein umfangreiches diesbezügliches Versuchsmaterial mitgeteilt und diskutiert. Es gelingt, die verschiedenen Formen der Feldstärkeschwankungen einzelnen Blitzentladungsformen zuzuordnen und insbesondere bei Aufnahmen der Feldstärkeschwankungen in größerer Entfernung von dem Gewitterort auch die mehrfache Reflexion der Impulse an der Ionosphäre bzw. an der Erdoberfläche nachzuweisen. *Bomke.*

T. H. Laby, J. J. Mc Neill, F. G. Nicholls and **F. B. Nickson.** Wave form, energy and reflexion by the ionosphere, of atmospherics. Proc. Roy. Soc. London **174**, 145—163, 1940, Nr. 957. (Nat. Phil. Lab. Univ. Melbourne.) Verff. registrieren mittels einer aus einer Antenne, einem aperiodischen Verstärker und einem Kathodenstrahloszillographen bestehenden Apparatur die bei Blitzentladungen auftretenden atmosphärischen Störungen. Viele hundert Wellenformen, die zum Teil von 70 bis 1500 km entfernten Gewittern herrührten, wurden registriert. Außer den direkt längs des Erdbodens übertragenen Störungen traten auch Störungen auf, die an ionisierenden Schichten in der hohen Atmosphäre reflektiert worden waren. Auf Grund einfacher theoretischer Überlegungen wird ein Verfahren entwickelt, welches gestattet, aus den Aufnahmen die Entfernung des auslösenden Gewitters und die Höhe der reflektierenden Schicht in der Atmosphäre zu bestimmen. Diese Höhe ergibt sich zu 53 bis 82 km, was darauf hindeutet, daß es sich um die untere Grenze der *E*-Schicht handelt. Die Geschwindigkeit der Störungswellen, die sich direkt am Boden ausbreiten, und derjenigen, die

über die ionisierende Schicht reflektiert werden, stimmt bis auf 0,7 % überein. Die nähere Analyse der aufgenommenen Kurven ergibt weiter, daß es sich bei den die Störungen hervorbringenden elektrischen Entladungen um gedämpfte Schwingungen handelt, deren Periode sich aus Widerstand, Induktivität und Kapazität der Blitzbahnen ergibt. Zwischen der am Empfänger gefundenen Störungsfeldstärke und der Entfernung des Gewitterherdes besteht nach den Feststellungen der Verff. eine lineare Beziehung. *Bomke.*

J. A. Fleming. Summary of the year's work, department of terrestrial magnetism, Carnegie Institution of Washington. Terr. Magn. 44, 405—410, 1939, Nr. 4. *Dede.*

J. H. C. Lisman. Zonne-activiteit en radioontvangst in 1938. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 8, 293—303, 1939, Nr. 3. (Radiolab. Staatsbedryf P. T. T. te 's-Gravenhage.) Die täglichen Beobachtungen des „Radiolaboratorium van het Staatsbedrijf der P. T. T. te 's Gravenhage" im Jahre 1938 über den Dellinger-Effekt werden in Zusammenhang gebracht mit den Beobachtungen des Astronomischen Instituts zu Utrecht der Sonneneruptionen und mit den Messungen der magnetischen Störungen des Meteorologischen Instituts zu de Bilt. Die Arbeit ist eine Fortsetzung einer gleichartigen der Jahre 1936 und 1937. Das Literaturverzeichnis enthält die bis zum Ende 1938 erschienenen Arbeiten über Sonnenaktivität und Radioempfang. *Gisolf-Venema.*

Hannes Alfvén. A theory of magnetic storms and of the aurorae. Handlingar Stockholm (3) 18, Nr. 3, 39 S., 1939. Die vorliegende Untersuchung enthält eine Theorie der magnetischen Stürme und ihres Zusammenhanges mit den Nordlichtern. Als Ursache für diese Phänomene wird die Bildung von Teilchen (Elektronen und Ionen) hoher Energie in den magnetischen Feldern der Sonnenflecken angenommen, die durch ähnliche Prozesse erfolgen soll, wie diejenigen, die bei der Emission der kosmischen Strahlung mitwirken. Wenn eine genügend große Menge von Teilchen großer Energie im Sonnenfleck gebildet ist, dann treten diese als ein neutraler aber polarisierter Strahl unter der Wirkung des magnetischen Feldes der Sonne aus. Die Untersuchung der Bewegung eines derartigen Strahles zeigt, daß seine Eigenschaften mit einigen von Bartels beobachteten übereinstimmen: Die Unabhängigkeit der Häufigkeit der magnetischen Stürme von der heliographischen Breite sowohl der Erde als auch der Sonnenflecken. Sobald solche Strahlenbündel sich der Erde nähern, werden sie von dem erdmagnetischen Feld gestört. Die Bewegung der Teilchen in dem Bündel ist durch das elektrische Feld infolge der anfänglichen sowie der sekundären Polarisation des Bündels und durch das magnetische Feld der Erde bestimmt. Nach einer gewissen Zeit, die man als Anfangsphase des Sturms deuten kann, erreichen die Teilchen ihre kürzeste Entfernung von der Erde und dann beginnt die Hauptphase. Der Verf. berechnet die Bewegung der Teilchen während der Hauptphase. Die Bewegung ist symmetrisch zu der Linie $6^h - 18^h$. Dadurch wird auf eine Symmetrie der störenden Kräfte in bezug auf 6^h und 18^h hingewiesen. Die durch die Bewegung der Teilchen hervorgerufenen Ströme lassen sich in zwei Gruppen einteilen: 1. Ströme in der Äquatorebene, die eine gewisse Ähnlichkeit mit einem sehr exzentrischen Ring haben. Ihre Intensität zeigt ein Maximum und ihre Entfernung von der Erde ein Minimum bei dem 18^h-Punkt. Die äquatorialen Störungen lassen sich durch diese Ströme erklären. 2. Ströme, die sich in komplizierteren Bahnen um die Pole der Erde bewegen. Diese rufen die polaren Störungen und das Nordlicht hervor. Die Theorie gibt quantitative Beziehungen zwischen folgenden fünf Größen: 1. Der Polarabstand der Nordlichtzone, 2. die Dauer der Anfangsphase,

3. die Energie der Nordlichtteilchen, 4. die in den Sonnnenflecken erzeugte Energie und 5. die Zeit für den Weg: Sonne—Erde. Die Beobachtungen dieser Größen einschließlich einer theoretischen Abschätzung für 4 stimmen gut mit den Rechnungen überein. Eine weitere unabhängige Bestätigung ist die Tatsache, daß die nach der Theorie berechneten Ströme die richtige Größenordnung besitzen. *Frerichs.*

G. Cario und **U. Stille.** Über Höhe und Dicke der leuchtenden Na-Schicht der oberen Atmosphäre. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 111—112, 1939, Nr. 2. (Braunschweig.) Die Intensität der im Nachthimmelleuchten auftretenden Na-*D*-Linien fällt bei Eintritt der Nacht nach Untersuchungen von Bernard innerhalb weniger Minuten auf etwa 1 % der Strahlung während der Dämmerung. Das Dämmerungsleuchten wird auf Resonanzfluoreszenz durch gelbes Sonnenlicht, das reine Nachtleuchten auf Stoßanregung zurückgeführt. Aus dem Zeitpunkt des Umschlages wird die obere Grenze der gelbleuchtenden Schicht zu etwa 60 km berechnet. Verff. bestimmen nun unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Troposphäre bei streifender Durchstrahlung bis zu einer Höhe von etwa 8 km praktisch lichtundurchlässig ist, die obere Grenze der gelbleuchtenden Schicht zu 78 km. In gleicher Weise wie Bernard bestimmen Verff. aus dem Zeitpunkt des Intensitätswechsels die untere Grenze der fluoreszierenden Schicht zu etwa 69 km. Als Dicke der gelbleuchtenden Schicht ergibt sich hieraus 9 km. *P. Schulz.*

Georges Déjardin et **René Falgon.** Décharge lumineuse dans un gaz en présence de chlorure de sodium. Remarques sur l'origine du sodium atmosphérique. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 123 S—124 S, 1939, Nr. 11. (Bull. soc. franç. de phys. Nr. 437.) Verff. untersuchen die Strahlung von Entladungen durch Stickstoff, Argon und andere Gase und Gasgemische bei Gegenwart geringer Mengen von NaCl. Sie weisen dabei auf die Möglichkeit hin, daß die Na-*D*-Linien im Nachthimmelleuchten auf beim Verdunsten des Meerwassers mitgerissene NaCl-Teilchen zurückgeführt werden können. *P. Schulz.*

C. Hoffmeister. Das Spektrum des Nachthimmels und des Zodiakallichts nach Beobachtungen auf der Astronomischen Station bei Windhuk, Südwestafrika. ZS. f. Astrophys. **19**, 116—131, 1939, Nr. 2. (Sonneberg.) Das Spektrum des Nachthimmels wurde auf der Deutschen Astronomischen Station in Windhuk untersucht, um einen Zusammenhang zwischen Nachthimmelleuchten und Zodiakallicht aufzufinden. 19 verschiedene Emissionslinien und Banden wurden beobachtet. Die Intensität der Linien und Banden scheint nicht konstant zu sein. Das Emissionsspektrum ist sowohl beim Nachthimmelleuchten als auch beim Zodiakallicht geschwächt zugunsten eines Kontinuums, das die Absorptionslinien des Sonnenspektrums enthält. Im Zodiakallicht tritt eine Bande bei 3910 Å verstärkt auf, die wahrscheinlich mit der Nachthimmelbande 3914 (N_2^+) identisch ist. Diese Emission gehört daher wahrscheinlich ebenfalls hohen Atmosphärenschichten an. Das Spektrum des Gegenscheins wird durch Überlagerung des Spektrums des Himmelslichtes mit dem Sonnenspektrum erklärt. Die zwischen 3400 und 5600 Å beobachtbaren Emissionen sind relativ schwächer als im reinen Himmelslicht. *Frerichs.*

Jean Cabannes et **Rose Aynard.** Sur les conditions d'excitation du spectre de l'azote dans la haute atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 455—458, 1939, Nr. 11. Die Untersuchung enthält eine Abschätzung der Anregungsbedingungen des molekularen Stickstoffs im Leuchten des Nachthimmels. Dazu ist es notwendig zu erklären, warum diejenigen Banden des Vegard-Kaplan-Systems am stärksten auftreten, die als Anfangsniveau $v = 2$ oder 3

besitzen. Bei dem Vorgang soll die Energie mitwirken, die bei den Rekombinationsprozessen der tagsüber gebildeten Sauerstoffatome im Laufe der Nacht frei wird. Unter der Annahme, daß diese Rekombination auf einem Dreifachstoß mit einem Stickstoffmolekül beruht und daß die Moleküle O_2 und N_2 die vorhandene Energie untereinander aufteilen, werden die verschiedenen möglichen Formen dieser Vorgänge und die Übereinstimmung mit den experimentellen Erfahrungen an Laboratoriumsversuchen besprochen. Schließlich läßt sich ebenfalls die bemerkenswerte starke Anregung der Bande: 6500 bis 6550 Å der ersten positiven Stickstoffgruppe erklären. *Frerichs.*

Hannes Alfvén. On the origin of cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **56**, 1060, 1939, Nr. 10. (Inst. Fys. Stockholm.) Erwiderung auf eine Kritik von E. R. Sabato (s. diese Ber. S. 143) an dem vom Verf. angegebenen Cyclotronmodell für Doppelsterne. Die Rechnungen Alfvéns wurden für ein festes Bezugssystem durchgeführt; die andere Möglichkeit ist, das Bezugssystem mit dem Doppelstern rotieren zu lassen, doch sind diese Fälle konsequent auseinander zu halten, womit die angeführten Widersprüche entfallen. Das von Sabato kritisierte Modell hat Verf. schon vor zwei Jahren durch ein neues ersetzt, bei welchem der angeführte Mangel behoben ist. (Fußnote 2 und 3 beziehen sich auf Alfvén, nicht Sabato, der Ref.) *Ehmert.*

R. Pyrkosch. Magnetische Beeinflussungen der primären Höhenstrahlung und die Kaskadentheorie der Schauer. ZS. f. Unterr. **53**, 24—31, 1940, Nr. 1. (Breslau.) *Dede.*

I. Opatowski. The allowed directions of cosmic rays as an existence problem of mathematical analysis. Science (N. S.) **90**, 463—464, 1939, Nr. 2342. (Univ. Minnesota.) Verf. weist auf die Besonderheit der Theorie über die Bewegung kosmischer Strahlung im Erdfeld hin, daß hier die Existenz von Lösungen der Differentialgleichungen bei gegebenen Randbedingungen interessiert, während sonst in der mathematischen Physik die Existenz einer Lösung meist schon aus dem physikalischen Sinn hervorgeht. *Ehmert.*

Alfredo Baños, Jr., Héctor Uribe and **Jaime Lifschitz.** The intensity of cosmic rays. Stable periodic orbits in the theory of primary cosmic radiation. Rev. Modern Phys. **11**, 137—148, 1939, Nr. 3/4. (Inst. Phys. Univ. Mexico City.) Ein Bericht über die rechnerische Bestimmung der inneren periodischen Bahnen von Elektronen im Dipolfeld nach einer Modifikation der Störmerschen Methode und die Errechnung der charakteristischen Exponenten nach zwei verschiedenen Methoden. *Ehmert.*

J. Clay. The intensity of cosmic rays. The absolute value of cosmic-ray ionization at sea level in different gases. Rev. Modern Phys. **11**, 123—127, 1939, Nr. 3/4. (Amsterdam.) Bei Füllungen mit Stickstoff, Argon, Krypton und Xenon wurden durch Variation der Spannung unter Benutzung der Methode von Jaffé-Zanstra in weiten Druckbereichen die Sättigungsionisationsströme ermittelt und aus der Druckabhängigkeit die Volumionisation von der Ionisation getrennt, die von weicher in den Kammerwänden ausgelöster Strahlung herrührt. In Meereshöhe ist die Volumionisation der durch 12 cm Eisen gefilterten kosmischen Strahlung $I = -0{,}80 + 1390 \cdot d$, wobei d die Dichte des Gases bedeutet. In freier Luft ist nach besonderen Messungen die Ionisierung bei 760 mm Hg $1{,}63 \pm 0{,}05\, I$. *Ehmert.*

J. Clay. The intensity of cosmic rays. The intensity of cosmic radiation under thick layers. Rev. Modern Phys. **11**, 128—135, 1939.

Nr. 3/4. (Amsterdam.) Zählrohrmessungen im Bergwerk (bis 1380 m Wasseräquivalent) ergeben für die vertikale Strahlung die Absorptionskurve: $I = I_0 \cdot h^{-1,93}$ für den Tiefenbereich $60 < h < 400$ m Wasser, $I = I_0 \cdot h^{-2,92}$ für $h > 400$ m Wasser. (I_0 ist in beiden Fällen verschieden, der Ref.) Die relative Häufigkeit der Schauer hat bei 400 bis 600 m ein Maximum. In großen Tiefen durchdringen nahezu alle von 10 cm Blei nicht absorbierten Teilchen auch 100 cm Blei. Sie werden mit Rücksicht auf den steileren Verlauf der Absorptionskurven mit Vorbehalt als Protonen gedeutet. Blei absorbiert die durchdringenden Teilchen ebenso wie eine 6,9 mal dickere Wasserschicht, Eisen wie eine 5,6 mal dickere Wasserschicht. *Ehmert.*

J. Clay and E. M. Bruins. Time variations of cosmic rays. Variations of cosmic-ray intensity with variation of barometric pressure and temperature at sea level. Rev. Modern Phys. **11**, 158—159, 1939, Nr. 3/4. (Amsterdam.) Registrierungen mit drei Ionisationskammern, von welchen eine mit 12 cm Eisen und zwei mit 110 cm Eisen geschirmt waren. Die kurzperiodischen Schwankungen der Außentemperatur haben auf die Ionisation unter dem dicken Panzer keinen Einfluß. Im Winter wurde mit der anderen Kammer ein der Temperatur paralleler Tagesgang beobachtet. Für langperiodische Schwankungen der Intensität ergibt sich der hohe Luftdruckkoeffizient von $-6{,}4$ % pro cm Hg und $-0{,}21$ % pro °C. *Ehmert.*

E. J. Schremp and H. S. Ribner. The intensity of cosmic rays. On the structure pattern of directional cosmic-ray intensity. Rev. Modern Phys. **11**, 149—152, 1939, Nr. 3/4. (Univ. St. Louis, Missouri.) Die Berücksichtigung der Erdschattenzonen für auf die Erde einfallende geladene Korpuskeln liefert bänderartige Richtungszonen, aus welchen Teilchen einer bestimmten Energie einfallen können. Genau gemessene Richtungsverteilungen der Intensität in der Ost-West-Ebene zeigen tatsächlich bei 10^0, 20^0 und in bestimmten Breiten auch bei 30^0 Zenitdistanz sowohl östlich als auch westlich einen Überschuß über die $\cos^2$-Verteilung. Die Symmetrie dieser Erscheinung weist auf positive und negative Primärteilchen. *Ehmert.*

H. S. Ribner. An experimental test of Schremp's theory of cosmic-ray fine structure. Phys. Rev. (2) **56**, 1069—1073, 1939, Nr. 11; auch Diss. Wash. Univ., St. Louis, Miss. Die von Schremp und Ribner (vorstehendes Referat) bereits angeführten Messungen werden ausführlich beschrieben. *Ehmert.*

M. S. Vallarta and O. Godart. Time variations of cosmic rays. A theory of world-wide periodic variations of the intensity of cosmic radiation. Rev. Modern Phys. **11**, 180—190, 1939, Nr. 3/4. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Der Sonne wird im Einklang mit optischen Feldbestimmungen ein magnetisches Dipolfeld von 10^{34} Gauß · cm³ zugeschrieben. Dieses Feld führt in der Entfernung der Erde zu verbotenen Richtungen für Teilchen, welche das Erdfeld in höheren Breiten durchdringen können. Die Dipolachse ist von der Sonnenrotationsachse verschieden. Dies bedingt auf der Erde eine 27 tägige Periode. Zu jahreszeitlichen Schwankungen führen drei Umstände: a) die wechselnde Entfernung Sonne—Erde, b) die im Lauf des Jahres wechselnde heliomagnetische Breite der Erde und c) der Wechsel in der Orientierung der durch das Sonnenfeld verbotenen Kegel bezüglich eines festen Erdpunktes. Einen Tagesgang bringt die mit der Erddrehung verbundene Veränderung des gemeinsamen Raumwinkels der durch das Erd- und das Sonnenfeld verbotenen Richtungen zustande. Die Amplitude und die Phase der verschiedenen Effekte werden berechnet.

Sie verschwinden in Breiten unter 40° und stimmen mit den experimentellen Ergebnissen überein bis auf die Phase der jahreszeitlichen Schwankung, zu deren Erklärung andere Effekte herangezogen werden können. Magnetische Stürme werden kurz diskutiert. Gill und Forbush bemerken, daß die Messungen eine 28Tageperiode statt einer solchen von 27 Tagen ergeben und daß die Amplitude dieser Periode in geringen Breiten nicht verschwindet. *Ehmert.*

Victor F. Hess. Time variations of cosmic rays. The significance of variations in cosmic-ray intensity and their relation to solar, earthmagnetic and atmospheric phenomena. Rev. Modern Phys. **11**, 153—157, 1939, Nr. 3/4. (Fordham Univ. New York.) Zusammenfassender Überblick. Die Intensität zeigt eine der Sonnenration (27,1 Tage) entsprechende Periode von $\pm$ 0,2 % bis $\pm$ 0,3 %. Das Verhältnis $\Delta I/I : \Delta H/H$ (I Strahlung, H magnetische Horizontalintensität) betrug bei einem magnetischen Sturm im April 1937 + 15, bei anderen starken magnetischen Stürmen wurde kein meßbares ΔI beobachtet. Aus dem Tagesgang berechnet man das Verhältnis zu — 4, aus den jahreszeitlichen Schwankungen zu — 22, wobei die direkte ursächliche Verknüpfung von ΔI und ΔH im letzteren Falle fraglich erscheint. Die Effekte können durch Ringströme erklärt werden, wobei auf den Einfluß des paramagnetischen Erdkerns hingewiesen wird. Die Erklärung des Außentemperatureffektes als Folge der veränderten Bedingungen für den Mesonenzerfall begegnet noch Schwierigkeiten, z. B. tritt die erwartete Zunahme des Effekts mit wachsender geomagnetischer Breite offensichtlich nicht auf. *Ehmert.*

E. O. Wollan. Time variations of cosmic rays. Present status of solar and sidereal time variation of cosmic rays. Rev. Modern Phys. **11**, 160—165, 1939, Nr. 3/4. (Tumor Inst. Univ. Chicago, Ill.) Die sonnenzeitliche Tagesperiode hat nach verschiedenen Beobachtern ein Maximum gegen Mittag, dessen Höhe und Zeit nur wenig von der geomagnetischen Breite abhängt. Zur Erklärung werden von der Sonne beeinflußte Ringströme und in höheren Breiten zusätzlich das Feld der Sonne erwähnt. Eine sternzeitliche Tagesperiode ist neben der großen Amplitude der sonnenzeitlichen Periode schwer nachzuweisen, doch weisen mehrere Beobachtungen auf eine solche hin, wobei Phase und Amplitude mit der Hypothese von Compton und Getting verträglich sind. *Ehmert.*

William P. Jesse. Time variations of cosmic rays. Seasonal studies at high altitudes. Rev. Modern Phys. **11**, 167, 1939, Nr. 3/4. (Univ. Chicago, Ill.) Mit einer registrierenden Ionisationskammer wurden vom Oktober 1938 bis Juni 1939 acht Aufstiege in große Höhen ausgeführt. Bis zum 1. April war die Intensität im Maximum kaum verändert, am 18. April etwas geringer, am 30. Mai und am 10. Juni ungefähr 10 % geringer als im Winter. Diese Änderung ist etwa 10mal größer als die meßtechnische Unsicherheit. *Ehmert.*

S. E. Forbush. Time variations of cosmic rays. World-wide changes in cosmic-ray intensity. Rev. Modern Phys. **11**, 168—172, 1939, Nr. 3/4. (Carnegie Inst. Washington, D. C.) Eine Bearbeitung der Registrierungen an 4 amerikanischen Stationen (38,7° N, 72 m; 19,2° N, 2285 m; 12,0° S, 3350 m; 43,5° S, 8 m) und einer deutschen (47,3° N, 2300 m) Station in den Jahren 1937 und 1938 zeigt, daß die Schwankungen der Intensität in eine Jahresperiode (Maximum im Winter, Amplitude für die Stationen verschieden) und eine unregelmäßige, aber für alle Stationen ähnliche, also weltweite Schwankung zerlegt werden kann. An magnetisch allgemein ruhigen Tagen ist die Intensität der kosmischen Strahlung im Mittel höher als an allgemein magnetisch gestörten Tagen. Dies spricht mit dem Sturmeffekt für eine Störung durch Ringströme; der Verlauf der Kurven läßt auf dauerndes Vorhandensein solcher Ströme schließen. *Ehmert.*

A. T. Monk and **A. H. Compton.** Time variations of cosmic rays. Recurrence phenomena in cosmic-ray intensity. Rev. Modern Phys. **11**, 173—179, 1939, Nr. 3/4. (Univ. Chicago, Ill.) Eine Methode zur Erfassung quasiperiodischer Vorgänge, die Chree 1913 ausgearbeitet hat und mit welcher Chree und Stagg 1928 eine Quasiperiode von 27 Tagen in den magnetischen Störungen deutlich aufgezeigt haben, wird nun auf Registrierungen der kosmischen Strahlung angewandt und zeigt auch hier Quasiperioden von 27 bis 28 Tagen auf. Das Verhalten der kosmischen Strahlung zeigt jedoch gegenüber dem der magnetischen Störungen Besonderheiten, die vermuten lassen, daß die magnetischen Störungen mit 27tägiger Periode anderen Ursprungs sind als die der kosmischen Strahlung. *Ehmert.*

A. H. Compton and **P. S. Gill.** The intensity of cosmic rays. Cosmic rays on the Pacific Ocean. Rev. Modern Phys. **11**, 136, 1939, Nr. 3/4. Univ. Chicago, Ill.) Registrierungen auf 26 über 32 Monate verteilten Schiffsreisen lieferten genügend Material zur Bestimmung der Breitenabhängigkeit des Außentemperaturkoeffizienten. Etwa — 0,25 % pro °C in Breiten über 40°; — 0,05 % pro °C bei 25° Breite. In Breiten über 40° ist nach Berücksichtigung dieses Effektes unter gleichen Umständen die Intensität auf beiden Hemisphären gleich, wobei die Unsicherheit etwa $\pm$ 0,1 % beträgt. Entweder ist deshalb die Bewegung der Sonne in der Milchstraßenrotation geringer als man seither annahm oder aber die kosmische Strahlung macht diese Bewegung mit. *Ehmert.*

O. Godart. World-wide variations of the earth's magnetic field and the intensity of cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **56**, 1074—1077, 1939, Nr. 11. (Inst. Technol. Cambridge. Mass.) Der „magnetische Effekt" wird als Folge von Stärkeschwankungen von Strömen in der Ionosphäre gedeutet. An Hand einer vereinfachten Darstellung dieser Ströme und ihrer Schwankung im Tagesverlauf wird der daraus zu erwartende Tagesgang der kosmischen Strahlung berechnet. Es ergibt sich eine tägliche Schwankung von 0,4 %, wie sie in äquatorialen Zonen beobachtet wird. Dem Effekt magnetischer Stürme ist ein anderer Mechanismus zuzuschreiben. *Ehmert.*

W. Kolhörster. Gekoppelte Höhenstrahlen und ihr Verhalten zu den meteorologischen Elementen. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 82—83, 1939, Nr. 2. (Berlin.) Die Häufigkeit großer Luftschauer zeigt einen Tagesgang mit Maxima um 12^h und von 18^h bis 21^h. Der Einfluß des Luftdruckes, der Temperatur und der Luftdichte am Boden ist bei den Schauer-^{h}-Werten größer als bei den Schauer-Tageswerten und bei diesen wieder größer als bei den Tageswerten der Vertikalstrahlen. Dies und der gleichsinnige Verlauf von Schauerintensität und Bodentemperatur weisen darauf hin, daß die großen Luftschauer hauptsächlich in den unteren Atmosphärenschichten entstehen, deren Temperatur dem Tagesgang unterworfen ist. *Ehmert.*

S. N. Vernov. On certain divergences between experimental data and deductions from the Bhabha-Heitler-Arley cascade theory. C. R. Moskau (N. S.) **24**, 863—867, 1939, Nr. 9. (Lebedev. Phys. Inst. Acad. Sci. USSR.) Bemerkungen über den Vergleich experimenteller Daten mit den Aussagen der Kaskadentheorie der Höhenstrahlung von Bhabha und Heitler; Verf. weist darauf hin, daß die bestehenden Unterschiede zwischen experimentellen Ergebnissen und theoretischen Aussagen beseitigt werden können, wenn in der Theorie berücksichtigt wird, daß im wirklichen Teilchenspektrum viele Elektronen geringer Energie vorhanden sind; man muß dann auch die Streuung mit in Rechnung setzen und das Vorhandensein einer merklichen Anzahl von Photonen geringer Energie. *Bechert.*

A. C. B. Lovell. Shower production by penetrating cosmic rays. Proc. Roy. Soc. London (A) **172**, 568—582, 1939, Nr. 951. (Phys. Lab Univ. Manchester.) Es ist bekannt, daß Sekundärelektronen und kleine Schauer der durchdringenden Komponente erklärt werden können, wenn man annimmt, daß Mesotronen in direktem Stoß Elektronen beschleunigen. Das Ziel der Arbeit ist, zu untersuchen, ob dies auch für größere Schauer von mehr als 4 Teilchen zutrifft. Anordnung 1: In einer Wilson-Kammer befindet sich eine 1,8 cm Bleiplatte, über der Kammer ein Zählrohr, darunter drei Rohre in Dreiecksanordnung. Anordnung 2: Ein Zählrohr dicht unter der 1,8 cm Bleiplatte in der Kammer, drei unter der Kammer. Anordnung 3: Ein Zählrohr unter der 1,8 cm Bleiplatte, zwei unter der Kammer senkrecht übereinander. Über der Kammer befinden sich Bleischichten von 10 bis 30 cm Dicke. Es wird die Zahl der Schauer mit N Teilchen ($N > 4$) bestimmt (Anordnung 1) und die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet, daß ein Mesotron in Blei einen Schauer von N Teilchen auslöst. Es werden nur Schauerteilchen über der kritischen Energie (10^7 e-V für Pb) berücksichtigt. Der Vergleich mit der Theorie liefert befriedigende Ergebnisse. Dabei ist angenommen, daß sämtliche beobachteten Schauer dadurch zustandekommen, daß ein von einem Mesotron angestoßenes Elektron Kaskadenschauer erzeugt. Auf 25 % der Aufnahmen gelang es, das stoßende Mesotron zu erkennen, das im Mittel seine halbe Energie an das gestoßene Elektron abgegeben hat. Aus der Stoßtheorie und der Kaskadentheorie wird die Energie des Mesotrons abgeleitet, das die größte Wahrscheinlichkeit hat, einen Schauer von N Teilchen zu erzeugen

$$E_0' = (\gamma + 100/2\gamma)\, E_c\, (4N)^{1{,}075},\quad \gamma = E_0/\mu c^2,$$

E_c = Kritische Energie in der Kaskadentheorie. Weiter wird die Photonenbildung durch Bremsung eines Mesotrons im Kernfeld oder Stoß gegen ein Neutron oder Proton diskutiert. Der Wirkungsquerschnitt des ersten Prozesses ist wegen der Masse des Mesotrons sehr klein, der zweite Prozeß ist für hohe Energien theoretisch nicht übersehbar. Die Suche nach Mesotronenschauern

$$M^+ + N = P + M^- + M^- + \ldots \text{ bzw. } M^0 + P = N + M^+ + M^- + \ldots$$

mit Anordnung 2 blieb erfolglos (< 1 % der Kaskadenschauer). Ebenfalls ließ sich eine Auslösung einzelner Teilchen durch neutrale Mesotronen (Vorfilterung gegen Photonen!) mit Anordnung 3 nicht nachweisen. Da theoretisch die mittlere freie Weglänge für Neutrettos in Blei 5 cm beträgt, schließt der Verf. daraus, daß die Zahl der Neutrettos in Meereshöhe klein gegen die Zahl der Mesotronen ist. Sämtliche beobachteten Schauer können somit als Folge von Stoßprozessen zwischen Mesotronen und Elektronen aufgefaßt werden. *Fünfer.*

Ig. Tamm and **S. Belenky.** On the soft component of cosmic rays at sea level. Journ. of Phys. USSR. 1, 177—198, 1939, Nr. 3. (Phys. Inst. Acad. Sci; Univ. Moscow.) Die Zahl und die Energieverteilung der δ-Elektronen, welche in einer gegebenen Substanz in Meereshöhe die Mesonenkomponente begleiten, wird berechnet. Der Ionisationsverlust der Elektronen wird exakt eingesetzt. Auch das Spektrum der Zerfallselektronen wird berechnet. Gegenüber den Ergebnissen Bhabhas finden Verff. insbesondere eine wesentlich höhere Anzahl energiearmer Elektronen, deren Zahl mit Z abnimmt. Die Ergebnisse bestätigen bestimmte Experimente. Auch für die Theorie der Schauer ergeben sich Hinweise. Die übliche Näherung, die bei hohen Energien der Elektronen den Ionisationsverlust, unterhalb der kritischen Energie die Paarerzeugung vernachlässigt, hat großen Einfluß auf die Resultate über die Zahl und die Energieverteilung der langsameren Elektronen. *Ehmert.*

B. Rossi and **L. Jánossy.** On the photon component of cosmic radiation and its absorption coefficient. Proc. Roy. Soc. London (A) **174**, 1940, Nr. 956. Abstracts S. S 1. Da Photonen, im Gegensatz zu ionisierenden Teilchen, in Zählrohren nicht direkt beobachtet werden können, hatten sich die bisherigen Untersuchungen kaum mit der Photonenkomponente der kosmischen Strahlung befaßt. Es ist den Verff. nun gelungen, eine einfache Methode zur direkten Beobachtung der Photonen der kosmischen Strahlung auszuarbeiten. Die Verff. messen nach dieser Methode den Übergangseffekt der durch Photonen ausgelösten Schauer in Blei. Ihr Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der Bhabha-Heitlerschen Theorie. Die Verff. messen ferner für die Photonenkomponente der kosmischen Strahlung die Absorptionskoeffizienten in Blei, Eisen und Aluminium, die sich ebenfalls in Übereinstimmung mit der genannten Theorie ergeben. Für die Intensität der Photonenstrahlung in der Höhenstrahlung von mehr als 10^7 e-V ergibt sich eine untere Grenze im Betrage von 10 % der Intensität der ionisierenden Höhenstrahlkomponente. *Bomke.*

J. G. Wilson. Absorption of penetrating cosmic ray particles in gold. Proc. Roy. Soc. London (A) **172**, 517—529, 1939, Nr. 951. Die Absorption der durchdringenden Teilchen der kosmischen Strahlung in einer Goldplatte von 2 cm Dicke wird in einer Wilson-Kammer untersucht. Das Magnetfeld hat eine Stärke von 10 000 Gauß. Für Energien kleiner als $7 \cdot 10^8$ e-V ist Absorption ausschließlich durch Ionisation bedingt. $(41 \pm 7) \cdot 10^6$ e-V Energieverlust für $2 \cdot 10^8$ bis $4 \cdot 10^8$ e-V Energie, $(49 \pm 12) \cdot 10^6$ e-V für $4 \cdot 10^8$ bis 7 10^8 e-V Energie. An einem Teilchen $< 2 \cdot 10^8$ e-V läßt sich aus der Zunahme der Absorption durch Ionisation die Masse bestimmen, $\mu = (170 \pm 20)\, m_0$. Bei Energien zwischen $7 \cdot 10^8$ und $2 \cdot 10^9$ e-V zeigt sich eine zusätzliche Absorption bei einigen Teilchen, die wahrscheinlich als Protonen anzusehen sind. Da einige dieser Teilchen aber nach dem Austrtt aus der Goldplatte normal ionisieren bei einer Energie, bei der Protonen bereits ein Anwachsen der Ionisation zeigen, wird eine Umwandlung eines Protons in ein Mesotron im Kernfeld angenommen. Dieser Prozeß besitzt eine beträchtliche Wahrscheinlichkeit und wird auch zur Erklärung der Mesotronenbildung in der Atmosphäre herangezogen. *Fünfer.*

J. G. Wilson. The scattering of mesotrons in metal plates. Proc. Roy. Soc. London (A) **174**, 73—85, 1940, Nr. 956. (Univ. Manchester.) Verf. bringt sehr ausführliche Meßreihen über die Streuung von Mesotronen, die seine früheren Ergebnisse (s. vorstehendes Ref.) gut bestätigen und zudem innerhalb von 4 % (dem experimentellen Fehler) mit dem von Williams (s. diese Ber. **20**, 1798, 1939) angegebenen theoretischen Wert für vielfache Coulomb-Streuung übereinstimmen. Nach den theoretischen Erwartungen sollte die Streuung an einem Kern von endlicher Ausdehnung um etwa 10 % kleiner sein als an einem punktförmigen Kern. Die Messungen des Verf. ergeben eindeutig den niedrigeren Wert und bestätigen so die Annahme eines endlich ausgedehnten Kerns. Verf. diskutiert sodann die Frage der Existenz einer Mesotronenstreuung um große Winkel infolge der Wirkung von kurzreichweitigen Kräften zwischen dem Mesotron und den schweren Teilchen (Proton und Neutron). Die Ergebnisse machen einen Wirkungsquerschnitt von etwa 10^{-28} cm² für einen derartigen Effekt wahrscheinlich. Ein solcher Wert wäre mit den nach Bhabha aus der „klassischen" Mesotronentheorie folgenden Erwartungen in Übereinstimmung. Die Experimente ergaben dagegen bisher keinen Anhalt für die nach der Heitlerschen quantenmechanischen Theorie zu erwartende Zunahme der Mesotronenstreuung bei kleinen Mesotronenenergien. Bei den kleinsten verfügbaren Mesotronenenergien ergaben die Versuche des Verf. einen Streuquerschnitt von nur 10^{-27} cm², was nach Ansicht des Verf. darauf hin-

deutet, daß die bisherige Theorie den Ladungsaustausch bei der Wechselwirkung zwischen geladenen Mesotronen und schweren Teilchen noch nicht richtig behandelt hat. *Bomke.*

Gilberto Bernardini und **Bernardo Nestore Cacciapuoti.** Über die Kurve der Höhenstrahlschauer und die Natur des Mesotrons. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. **10**, 933—935, 1939. (Rom.) Die in einer früheren Untersuchung geäußerten Bedenken über die Möglichkeit, einige Beobachtungen an Höhenstrahlschauern mit der gegenwärtigen Mesotronentheorie zu vereinbaren, werden durch weitere Versuche gestützt. Theoretisch soll das Gleichgewicht zwischen der Mesotronenkomponente und der Komponente der sekundären Elektronen praktisch gleich sein bei Substanzen gleicher Dichte und gleicher Ordnungszahl. Verff. bestimmen die Bleiabsorptionskurven der Höhenstrahlschauer unter einer die Schauer erzeugenden Schicht einer mit Wasser vergleichbaren Dichte in einer Meereshöhe von 2000 m. Sie nehmen die Rossi-Kurve hinter einer dicken Zementschicht mit Blei als Absorber auf. Die Kurve zeigt einen ähnlichen Verlauf wie bei Messungen nur in Luft, aber in einer Meereshöhe von 200 bis 300 m. Die Versuche lassen sich nur schwer durch eine Coulomb-Wechselwirkungskraft unter den Mesotronen erklären, wie es die Theorie fordern würde. **Nitka.*

Giuseppe Cocconi und **Vanna Tongiorgi.** Über die Kohärenz der kosmischen Höhenstrahlung. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. **10**, 566—569, 1939. Mit Hilfe von Dreifachkoinzidenzen dreier langer Geiger-Müller-Zählrohre (etwa 30 cm lang) und mit verschiedenem Abstand eines Sekundärstrahlers (Pb-Schicht von 2 cm Dicke) prüfen Verff. die Frage der Kohärenz der kosmischen Höhenstrahlung. Der Abstand zwischen der Pb-Schicht und dem untersten Zählrohr wurde zwischen 11 und 235 cm variiert. Bei dem größten Abstand ergaben sich noch etwa drei Dreifachkoinzidenzen/Min. und 0,2 Schauer/Min. Der Anteil der harten Höhenstrahlkomponente, der durch zusätzliche Pb-Absorptionsschirme über den beiden unteren Zählrohren ermittelt wurde, betrug bei diesen Messungen etwa 80 %. Es ergibt sich hiernach eine Winkelkohärenz von etwa 30 bis 40°. **Nitka.*

Donald H. Loughridge and **Paul Gast.** Air mass effect on cosmic-ray intensity. Phys. Rev. (2) **56**, 1169—1170, 1939, Nr. 11. (Univ. Seattle, Washington.) Mit einer Ionisationskammer wurde auf Schiffsreisen beim Kreuzen von Warmluftfronten ein Intensitätssprung von etwa 2 %, bei Kaltluftfronten sogar von 2,9 bis 5 % beobachtet. Diese Verhältnisse lassen sich wie der Außentemperatureffekt (nach Blackett) auf veränderte Bedingungen für den Mesonenzerfall zurückführen. *Ehmert.*

O. C. Hilgenberg. Zur Frage der Meerestiefe im Nordpolarmeer. Ann. d. Hydrogr. **67**, 562—565, 1939, Nr. 12. (Berlin.) Nach der vom Verf. entwickelten Krustensprengungshypothese, die besagt, daß durch allmähliches Wachsen des Erdballes die Kruste gesprengt wurde und daß dadurch die Festländer in der heutigen Form auseinandergerissen wurden, müßte sich im Nordpolargebiet ein weites Schelfgebiet befinden, das größer sein müßte, als nach der von Stocks entworfenen Isobathenkarte des Nordpolarmeeres angenommen werden könnte. Verf. vermutet dieses Schelfgebiet in den noch unerforschten Meeresgebieten nördlich von Canada. *Steinhauser.*

A. G. Walker and **J. R. Daymond.** On a hydraulic problem involving discharge into tidal water. Phil. Mag. (7) **28**, 520—531, 1939, Nr. 190. (Dep. Pure Math.; Dep. Civil Eng. Univ. Liverpool.) Verff. geben eine ausführliche mathematische Behandlung der hydrodynamischen Strömungsvorgänge in einem Bassin, welches durch einen Abflußkanal mit dem einer regelmäßigen

Gezeitenbewegung unterworfenen Meer verbunden ist und durch einen weiteren Kanal einen konstanten Wasserzufluß besitzt. *Bomke.*

Fritzi Kropf. Methodische Fragen zur Bestimmung kleinster Emanations- und Radiummengen und der Radiumgehalt von Kalkgestein. Sitzungsber. Akad. Wien **148** (2a), 163—177, 1939, Nr.3/4. (Wien, Inst. Radiumforsch.) Es wird nachgewiesen, daß die Emanierfähigkeit künstlicher Meerwasserlösungen nach einiger Zeit bedeutend abnimmt, was nach Vorversuchen auf den Gehalt an SO_4-Ionen zurückzuführen ist. Radium kann zusammen mit Calcium als Carbonat nach Zusatz von 2 g $NKCO_3$/l aus dem Meerwasser gefällt werden. Der Radiumgehalt rezenter Meeresablagerungen, von Kalken und Dolomiten der österreichischen Alpenländer wird für Kalke und rezente Meeresablagerungen im Mittel zu $0{,}1 \cdot 10^{-12}$ g Ra, für Dolomit zu $0{,}87 \cdot 10^{-12}$ g Ra je g Gestein gefunden. *Widemann.*

Jules Rouch. Mesure du p_H dans l'Océan Atlantique et dans l'Océan Pacifique. C. R. **209**, 634—635, 1939, Nr. 17.

Vladimir Frolow. La composante annuelle autour de la Baltique. C. R. **209**, 521—523, 1939, Nr. 13. *Dede.*

Ludwig Schnebel. Beitrag zur Zyklogenese; zwei Fälle vorzeitiger Zyklonenauflösung. Arch. Dtsch. Seewarte u. Marineobs. **59**, 28 S., 1939, Nr. 6. Den Anregungsmechanismus für die Entstehung von Zyklonen kann man in Druckänderungsgebieten sehen, die oft nach Ablösung von einem anderen Kern als selbständige Wellen weiterwandern. Ihre Zugrichtung wird außer durch die allgemeine Drift (die Steuerung) bestimmt durch den Aufbau der Luftmassen, in deren Bereich sie gelangen. Es werden Gebiete mit stabiler Schichtung vermieden, solche mit labilerer aufgesucht. Daraus ergibt sich, daß Massenanordnungen, in denen die Ableitbewegung in der gesamten Troposphäre überwiegt, nicht durchquert werden. Dieser Grundsatz wird an zwei Wetterlagen mit nur schwacher Zyklogenese dargelegt, die absichtlich ausgewählt wurden, um die ungünstigen Momente klar erfassen zu können. Die Störung der behandelten Winterwetterlage entsteht über dem Ozean. Sie findet dort zunächst günstige Lebensbedingungen, die jedoch beim Vordringen auf den Kontinent rasch aufhören. Sie gerät hier in eine allgemeine Süddrift (Januar 1937), die in ihrer Osthälfte kalte, in der Westhälfte warme Luft nordwärts strömen läßt. Es steht für weitere Zyklogenese dann keine Feuchtigkeit mehr zur Verfügung, die Strahlungsbedingungen werden ungünstig; die über Rußland erzeugten kalten und durch Absinken trockenen Luftmassen stellen eine Kältequelle unter hohem Druck im Sinne von Sandströmen dar, was einer Weiterverstärkung der zyklonalen Zirkulation entgegenwirken muß. — Genetisch vollkommen anders ist die untersuchte Sommerzyklone aufzufassen. Sie entsteht als flaches Hitzetief über Frankreich am Westhang des kontinentalen Hochdruckgebietes und hat daher weder einen hochreichenden Aufbau noch erhebliche thermische Gegensätze. Letztere schafft sie sich erst im Laufe ihrer Entwicklung. Allerdings erfolgt die Advektion so langsam, daß die weitere zyklonale Entwicklung unbedeutend bleibt. Die Auflösung liegt auch in diesem Falle in dem anormalen thermodynamischen Aufbau begründet. Das östlich gelegene Hoch erweist sich wiederum durch das starke, allen anderen Vorgängen überlagerte Absinken als der wetterwirksamere Vorgang. — Neben den üblichen Kartendarstellungen werden insbesondere graphische Darstellungen der Intensitätsänderungen der Druckänderungsgebilde sowie Karten der Stabilität zur Unterstreichung der Ergebnisse herangezogen. *Möller.*

Otto Geil. Gleitbewegungen bei der Wetterlage vom 11. bis 13. Mai 1936 und die Theorie der Zirkulationsleistung. Arch.

Dtsch. Seewarte u. Marineobs. **59**, 17 S., 1939, Nr. 7. Die bearbeitete Wetterlage stellt einen jener schwer zu prognostizierenden Fälle vor, wo in Deutschland das Luftdruckfeld am Boden einen sehr schwachen Abfall von einer Hochdruckbrücke Biskaya—Norwegen nach SE zeigt, während in der Höhe ein beinahe entgegengesetztes Druckfeld mit tiefem Druck über Holland und hohem Druck über Schlesien gegeben ist. Dementsprechend ist fast keine Bewegungssteuerung vorhanden. Ein sehr langsam von Westen nach Osten wandernder Kaltlufttropfen, der im Bodendruckfeld überhaupt nicht erkennbar ist, zeigt erhebliche Wetterwirksamkeit mit verbreiteter Schichtbewölkung und Niederschlagsgebieten. Eine Erklärung der Wettervorgänge gelingt in diesem Falle auf der Grundlage der von Stüve und Müggе angegebenen Theorie der Gleitsteuerung. Eine trotz des Aufgleitens in Breslau stattfindende stetige Erwärmung vergrößert die Anzahl der Solenoide in einem West-Ost-Schnitt und bewirkt damit eine thermodynamische Gleitsteuerung. Außerdem treten aber auch Konvergenzen im Isobarenfeld auf, die im Verein mit einem horizontalen Gradienten der potentiellen Temperatur dynamische Gleitsteuerungseffekte bewirken. Die in der bearbeiteten Wetterlage auftretenden Niederschläge können also als Beispiele für beide Teilprozesse der Gleitsteuerung dienen. *Möller.*

H. Philipps. Die Abweichung vom geostrophischen Wind. Meteorol. ZS. **56**, 460—483, 1939, Nr. 12. (Bad Homburg v. d. Höhe.) Die theoretische Erfassung und Erklärung der mit Energieumsätzen verbundenen Wettererscheinungen erfordert die Berücksichtigung der Beschleunigungen, die sonst meist in den Differentialgleichungen der dynamischen Meteorologie vernachlässigt wurden und damit die Beachtung der Abweichungen vom geostrophischen Wind, deren Größe nach den bisherigen Erfahrungen unter der meteorologischen Meßgenauigkeit liegen muß, die aber für das eigentliche Wettergeschehen bestimmend sind. Verf. zeigt, daß eine theoretische Erklärung der Bodendruckänderungen, eine richtige Bestimmung der Advektion anders temperierter Luftmassen und eine Erfassung der wetterwirksamen Vertikalbewegungen ohne Berücksichtigung der Abweichungen vom geostrophischen Wind nicht möglich ist. Die Ergebnisse der Theorie von Brunt-Douglas, wonach der Vektor der Abweichung vom geostrophischen Wind in das isallobarische Tief gerichtet sein soll, und von Möller-Sieber-Ertel, wonach er parallel zu den Isallobaren gerichtet sein muß, widersprechen einander und auch die Auswertung des aerologischen Beobachtungsmaterials brachte keine eindeutige Entscheidung über die Richtigkeit einer dieser Theorien. Ausgehend von den dreidimensionalen Bewegungsgleichungen in Vektordarstellung, die in einer Form gegeben werden, die die Beschreibung der dynamischen Vorgänge in der freien Atmosphäre und in Bodennähe enthält, entwickelt der Verf. neue Lösungen für die Abweichung vom Reibungswind in Bodennähe $\delta \mathfrak{v}_R$ und für die Abweichung vom geostrophischen Wind in der freien Atmosphäre $\delta \mathfrak{v}_g$ für isobare Grundsysteme geradliniger Isobaren mit von Ort zu Ort konstantem Abstand (vernachlässigungsfreie Lösung) und für beliebige isobare Systeme (Vernachlässigung von $\delta \mathfrak{v}_R$ gegen $\mathfrak{v}_R$), die diese Größen auf zeitliche und örtliche Ableitungen des Gradientfeldes zurückführen. Die Anwendung auf sich drehende oder auf- und abbauende isobare Grundsysteme ergab bei langsamen Entwicklungen eine Übereinstimmung mit der Brunt-Douglasschen Theorie, bei schnellen Entwicklungen aber Abweichungen um etwa 10 %. Aus Näherungsformeln für die Windabweichung in allgemeinen atmosphärischen Druckfeldern mit nicht zu rascher Entwicklung und zu starker Isobarenkrümmung zeigt sich aber, daß in solchen Druckfeldern die Abweichung vom geostrophischen Wind in eine Zwischenrichtung zwischen der Richtung in das isallobarische Tief und der Isallobarenrichtung weist

und nicht nur vom Isallobarenfeld sondern auch vom Isobarenfeld abhängig ist. Aus den δv_g lassen sich auch die Inklinationswinkel und die Massentransporte senkrecht zu den Isobaren ableiten, deren Verteilung für verschiedene Stadien eines zyklonalen Druckfeldes wiedergegeben ist. Mit Hilfe der Abweichungen vom geostrophischen Wind wird auch die Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit im zyklonalen Druckfeld abgeleitet. *Steinhauser.*

Friedrich Lauscher. Mückentanz und Windschutz. Bioklim. Beibl. **6**, 186, 1939, Nr. 4. (Wien-Berlin.) *Dede.*

R. C. Sutcliffe. Cyclonic and anticyclonic development. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 518—524, 1939, Nr. 282. Verf. geht davon aus, daß bei Entwicklung eines Drucksystems horizontale Divergenz bzw. Konvergenz in niedrigen Luftschichten durch Konvergenz bzw. Divergenz in der oberen Troposphäre nahezu kompensiert wird, so daß die Luftdruckänderung am Boden nur einen kleinen, aus den zwei entgegengesetzten großen Druckänderungen in beiden Schichten resultierenden Restbetrag darstellt. Daraus folgt als Kriterium für die Entwicklung eines Druckgebildes, daß die durch $V_s \nabla V_0 + \mathrm{d}\, V_s/\mathrm{d}\, t$ gegebene Differenz zwischen oberem und unterem Divergenzfeld einen bedeutenden Wert erreicht. Dabei beinhaltet der erste Term den Effekt der Scherung und der zweite den des Temperaturgradienten. Die Ableitung geht von der Darstellung des Windvektors in der Höhe $V = V_0 + V_s$ aus, wo V_0 den Bodenwind und V_s die Scherung bedeutet. Die Divergenz wird durch das Feld der geostrophischen Abweichung oder der Beschleunigung bestimmt. Für verschiedene Drucksituationen wird der Effekt der Scherung und der thermischen Entwicklung erörtert. Daraus ergeben sich Regeln für die Verteilung von Divergenzen und Konvergenzen und Anhaltspunkte für die Entwicklung einer Wettervorhersage auf dreidimensionaler Grundlage. *Steinhauser.*

K. L. Calder. A note on the constancy of horizontal turbulent shearing stress in the lower layers of the atmosphere. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 537—541, 1939, Nr. 282. Verf. knüpft an Ertels Beweis der Konstanz der scheinbaren Schubspannung in den untersten Luftschichten (1 bis 30 m) (Meteorol. ZS. **50**, 386, 1933) an und zeigt, daß, während eine gänzliche Vernachlässigung der in diesem Höhenbereich kleinen Winddrehung mit der Höhe zu einer Konstanz der Windgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen führt, die Annahme einer außerordentlich kleinen Winddrehung um 1° pro 100 m schon eine Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe liefert, die mit den Beobachtungswerten übereinstimmt. Wegen der Kleinheit dieser Winddrehung ist ihr Nachweis durch direkte Beobachtungen nicht möglich. *Steinhauser.*

V. Manohin. Ein Beitrag zum Studium der Singularitäten. Meteorol. ZS. **56**, 485—487, 1939, Nr. 12. (Ljubljana.) Verf. verweist darauf, daß, wenn die Singularitäten der Temperaturkurve nur Zufallserscheinungen wären, die Zacken der Kurve des Jahresganges in Übereinstimmung mit den wahrscheinlichen Fehlern der Mittelwerte im Sommer bedeutend kleiner sein müßten als im Winter, was aber nicht der Fall ist. Überdies sind die Beträge der Temperatursprünge größer als nach der Fehlerformel zu erwarten wäre. Der Verf. führt ein Maß der Singularitätsaktivität ein, das das Verhältnis des Temperatursprunges zur prozentualen Häufigkeit seines Vorkommens angibt. Im Januar ist dieses Maß für Temperaturfall in Ljubljana mit —1,25 am 15. Januar und für Temperaturanstieg mit 2,03 am 31. Januar am größten. Singulare Temperaturerhöhungen kommen am häufigsten im April und Temperaturerniedrigungen am häufigsten im November vor. In Ljubljana fielen in der 86jährigen Beobachtungsreihe 50 % der

Februarminima auf die Zeit vom 10. bis 15. und 40% auf die Zeit vom 1. bis 5. Februar. *Steinhauser.*

C. K. M. Douglas. Some factors influencing the development and occlusion of warm sectors. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 525—531, 1939, Nr. 282; Diskussion ebenda **66**, 79, 1940, Nr. 283. An dem Beispiel der Wetterlage vom 21. April 1939 zeigt der Verf. an Hand der Wetterkarten, daß die Anfangsentwicklung des Warmsektors hauptsächlich der geostrophischen Bewegung in Verbindung mit äußeren Systemen und mit der Umwandlung der Warmluftmasse zuzuschreiben ist. Konvergenz wirkt ihrer Entwicklung entgegen. Auf die Bedeutung der ageostrophischen Windkomponente wird besonders hingewiesen. Die Bildung der Okklusion wird als Effekt eines Zusammenwirkens von Konvergenz und passender Verteilung geostrophischer Bewegung erklärt. Im Warmsektor ist im Konvergenzprozeß vorwiegend die Warmfront und nicht die Kaltfront wirksam. Die Konvergenzkonzentration vor der Warmfront wird hauptsächlich dem isallobaren Effekt zugeschrieben und nicht der Krümmung der Isobaren. *Steinhauser.*

W. Bleeker. On the conservatism of the equivalent potential and the wet-bulb potential temperatures. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 542—550, 1939, Nr. 282. (De Bilt, Holland.) In der Arbeit wird die Definition für folgende Größen angegeben: trockenpotentielle Temperatur Θ_d, isobare Äquivalenttemperatur T_i'', trockenpotentielle isobare Äquivalenttemperatur Θ_i'', adiabatische Äquivalenttemperatur T_a'', trockenpotentielle adiabatische Äquivalenttemperatur Θ_a'', feuchtpotentielle Temperatur Θ_s, isobare Feuchttemperatur T_i', feuchtpotentielle isobare Feuchttemperatur Θ_i', adiabatische Feuchttemperatur T_a', feuchtpotentielle adiabatische Feuchttemperatur Θ_a'. Verf. zeigt, daß keine Äquivalenttemperatur und keine Feuchttemperatur für alle drei Prozesse, trockenadiabatische Zustandsänderung, feuchtadiabatische Zustandsänderung und Verdunstung von fallenden Regentropfen zugleich konservativ ist. Es sind konservativ bei Verdunstung die Größen T_i'', T_i', Θ_i'', Θ_i', bei trockenadiabatischen Prozessen die Größen $T_i'' - T$, Θ_d, Θ_a'', Θ_a', und bei feuchtadiabatischen Prozessen die Größen $T - T_i'$, $T_i' - T_a'$, Θ_s' Θ_i', Θ_a'' und Θ_a'. Θ_a' wird mit Erfolg zur Voraussage von Schauer und Gewitter und zur Identifizierung von Luftmassen, aber nur solange keine Verdunstung auftritt, verwendet. Wenn Verdunstung eintritt, wird die Schätzung der Vertikalverschiebungen auf Grund der Θ_a' fehlerhaft. *Steinhauser.*

E. Wahl. Eine Erweiterung des Begriffes der Symmetrie von Luftdruckkurven. Meteorol. ZS. **56**, 445—452, 1939, Nr. 12. (Berlin.) Da das Vorhandensein „säkularer" Gänge in einer Beobachtungsreihe die Symmetrieindexkurve stark verzerrt und damit Rückschlüsse auf dominierende Perioden unmöglich macht, leitet Verf. eine neue Methode zur Berechnung des Stumpffschen Symmetrieindex S' ab, die den Einfluß des Ganges direkt bei der Berechnung berücksichtigt. Durch Mitberechnung der neuen S' kann man die durch lange Wellen entstandenen Gangsymmetrien von den auf kurzen Wellen beruhenden Schwankungssymmetrien trennen, da durch die S' nur die Symmetrien der kurzen Wellen erfaßt und die langen Wellen weitgehend eliminiert werden. Durch diese Trennung wird auch die Verwendungsmöglichkeit der Symmetrien für Prognosen gesteigert. An Beispielen werden diese Verhältnisse erläutert. Eine Karte der Verteilung der Schiefe der Verteilungsfunktion der alten Symmetrieindices S zeigt, daß im Gebiet der Zugstraße Ia, in dem die größten kurzperiodischen Schwankungen vorkommen, kein säkularer Gang, in dem Gebiet des Azorenhochs, in dem lange Wellen dominieren, maximaler Gang auftritt. Ein weiteres Beispiel zeigt, wie durch den Vergleich der zeitlichen Veränderung von S und S' an einer Station

der Einfluß eines starken säkularen Ganges erschlossen werden kann und wie durch Intervallverbreiterung eine Gangsymmetrie in eine Schwankungssymmetrie übergeht. An Hand von Karten der Verteilung von S und S' wird die Trennung zwischen Gang und Schwankungssymmetrie in Symmetriegebieten und die daraus zu folgernde Möglichkeit über die Durchführung von Prognosen erläutert. *Steinhauser.*

M. Čadež. Der Zusammenhang zwischen Strahlungsvorgängen und Entwicklung der Zyklonen. Meteorol. ZS. **56**, 487, 1939, Nr. 12. (Celje/Jugoslawien.) Im Winter ist der Wärmeverlust durch Strahlungsvorgänge in wolkenlosen Gebieten größer als in bewölkten, und es wird daher durch die zusätzliche Erwärmung durch Kondensation in Niederschlags- und Wolkengebieten über diesen leicht ein Divergenzfeld ausgebildet werden können, während im Sommer wegen des Wärmeüberschusses der wolkenlosen Gebiete dies nur schwieriger möglich ist. In diesen strahlungsbedingten Unterschieden sucht der Verf. die Hauptursache für das Vorkommen tiefer Zyklonen im Winter und vorwiegend flacher Zyklonen im Sommer. Daß über Kontinenten die Differenzen der strahlungsbedingten Erwärmung oder Abkühlung zwischen heiteren und bewölkten Gebieten größer sind als über den Meeren, soll dazu beitragen, daß die Zyklonen im Sommer gerne die Kontinente meiden. Auf den strahlungsbedingten Einfluß auf die Ausbildungsmöglichkeit des oberen Divergenzfeldes der Zyklonen wird auch zurückgeführt, daß im Winter die Lebensdauer der Zyklonen über Kontinenten größer ist als im Sommer. *Steinhauser.*

Leo Schulz. Der Einfluß des Harzes auf Wetter und Witterung im Frühjahr 1936. Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst **6**, Nr. 1, 46 S., 1939. (Bioklim. Forschungsst. Braunlage.) Zunächst wird Wetter und Witterung während des Beobachtungszeitraumes (1. März bis 15. April 1936) kurz geschildert. Sonderwetterlagen, nämlich Kaltlufteinbrüche, eine Föhnperiode und eine Inversionswetterlage mit anschließendem Warmlufteinbruch im Zusammenhang mit der allgemeinen Wetterlage, dann ihr Eindringen in das Harzgebiet und die sich daraus ergebenden Wetterverhältnisse werden ausführlich behandelt. Die während dieses Zeitraums auftretenden Besonderheiten im Witterungsverlauf, wie orographisch bedingte typische Föhnlagen, gewisse Strömungseigentümlichkeiten, weiter die Niederschlagsverteilung und Nebelverteilung, für die der Aufbau des Harzes eine wesentliche Rolle spielt, werden eingehend beschrieben und an Hand von Karten veranschaulicht. *Krestan.*

H. Falke. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 139: Chile. Wetterbeobachtungen auf einem Ritt von Cucao (Westküste von Chiloë) südwärts nach dem Rio Medina. Ann. d. Hydrogr. **67**, 565—566, 1939, Nr. 12. *Steinhauser.*

Otto Meißner. Über vorgetäuschte Klimaänderungen. Bioklim. Beibl. **6**, 191—194, 1939, Nr. 4. (Potsdam.) Verf. verweist darauf, daß bei der Beurteilung von Klimaänderungen nach dem plötzlichen Verschwinden von Tier- oder Pflanzenarten Vorsicht geboten ist, da dieses Verschwinden durch Eingriffe der Menschen (Ausrottung, Entwaldung), durch einmalige besonders extreme Witterungsverhältnisse (kalter Winter 1928/1929, Trockensommer 1911) oder durch die unmittelbare Aufeinanderfolge entgegengesetzt extremer Witterung (kalter Spätwinter nach mildem Frühwinter) verursacht sein kann. *Steinhauser.*

P. K. Raman. Measurements of the radiation from the sun and the sky at Poona in 1935. Mem. India Meteorol. Dep. **26**, 151—164, 1938, Nr. 8. In Poona, Indien (18° 13′ nördl. Breite und 73° 53′ östl. v. Gr., 600 m über NN) wurden 1933—1935 mit dem Campbell-Stokesschen Sonnenschein-

autographen und im Jahre 1935 mit dem Solarigraphen von Moll-Gorczynski Registrierungen der Sonnenscheindauer bzw. der auf die Horizontale fallenden Sonnen- und Himmelsstrahlung ($= S + H$) vorgenommen. Aus den errechneten strahlungsklimatischen Tabellen geht hervor, daß in Poona in den Monaten November bis Mai fast ununterbrochen Strahlungsklima herrscht und die Sonnenscheindauer 80 bis 90 % der theoretisch möglichen beträgt. (Im März bis Mai 1935 meist 100 %!) Nur während des SW-Monsuns (Juni bis September) nimmt die Sonnenscheindauer bis auf 25 % ab. Eine isopletharische Darstellung für den täglichen und jährlichen Gang von $S + H$ zeigt viel Ähnlichkeit mit der Lufttemperatur, die eben dort besonders durch $S + H$ unmittelbar bedingt ist. Die Strahlungswerte für $S + H$ liegen in der ziemlich staubfreien Luft von Poona besonders während der Mittagszeit beträchtlich hoch. Im April 1935 wird als Monatsmittel für $S + H$: 1,68 gcal und im Maximum 1,75 gcal erreicht. Die Ångströmsche Formel: $I/I_0 = m + n\,S$ für die Berechnung der jeweiligen Strahlungsintensität (I) aus derjenigen an wolkenlosen Tagen (I_0) und der jeweiligen relativen Sonnenscheindauer (S) wurde geprüft und hat für die Konstanten m und n zu den Werten 0,36 bzw. 0,68 geführt. Cirröser Himmel schwächt $S + H$ unmerklich, Cirrostratus um etwa 10 bis 25 %, Stratocumulus + Cumulus sowie Altostratus 25 bis 50 %, niedrige Wolken noch mehr bis zu 75 % und mehr. Vergleiche zu den Ergebnissen anderer Autoren sind selten, Hinweise auf deutsche Arbeiten werden nicht gemacht. *Feußner.*

N. N. Kalitine. Éclairement de la surface terrestre par les ondes lumineuses courtes et longues de la voûte céleste. C. R. Moskau (N. S.) **24**, 534—535, 1939, Nr. 6. Nach den Beobachtungen von Prist entspricht die Farbtemperatur des wolkenlosen Himmels einem Wert von 8 bis 25 000° je nach dem Zustand der Atmosphäre. Wenn der Himmel gänzlich mit Wolken bedeckt ist, ist dies Farbtemperatur von der Größenordnung 6000°. Aus der Farbtemperatur läßt sich daher in einfacher Weise auf den Bewölkungszustand des Himmels schließen. Die Farbtemperaturen wurden durch Messung des Verhältnisses der Emission in verschiedenen Spektralbereichen mit Hilfe einer mit einem Filter versehenen Photozelle bestimmt. Die benutzten Filter ließen die Bereiche 3600 bis 5100 und 6000 bis 7300 Å hindurch. Es ergab sich bei einem völlig mit Wolken bedeckten Himmel ein Blau/Rotverhältnis von 0,83, während dieses für den wolkenlosen Himmel 2,38 betrug. Derartige Bestimmungen besitzen eine gewisse Bedeutung für photographische Aufnahmen vom Flugzeug aus. *Frerichs.*

Fr. Fischer. Über Lichtschwächungsmessungen im nahen Ultrarot. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 102, 1939, Nr. 2. (Erlangen.) Verf. berichtet kurz über Versuche zwecks Entwicklung von Verfahren zur Messung der Schwächung verschiedener Spektralgebiete zwischen 0,5 und 0,3 μ in natürlichen Nebeln. Die ausführliche Veröffentlichung soll in den Erlanger Berichten erscheinen. *Szivessy.*

W. Findeisen. Das Verdampfen der Wolken- und Regentropfen. Meteorol. ZS. **56**, 453—460, 1939, Nr. 12. (Friedrichshafen.) Es werden die Formeln für die Verdampfungsgeschwindigkeit der Wolken- und Regentropfen abgeleitet. Für die Formel der Wolkentropfen wurden Überlegungen über die Wasserdampfdiffusion an Tropfenoberflächen, das Stokessche Gesetz und die Psychrometertheorie herangezogen. Da bei den wesentlich größeren Regentropfen das Stokessche Gesetz nicht mehr erfüllt ist, wurde für Regentropfen die Formel mit einem entsprechenden Korrektionsglied versehen. Weiter werden die Formeln für die Verdampfungszeiten kleiner und großer Tropfen aufgestellt und Formeln für die Fallstrecken, die ein Tropfen bis zum vollständigen Verdampfen zurücklegt. In

die Formeln wurden für den Tropfenradius verschiedene Werte eingesetzt und die Ergebnisse werden hinsichtlich ihrer meteorologischen Bedeutung näher erörtert. *Krestan.*

Karl Sapper. Regenmessungen aus Mittelamerika 1938. Meteorol. ZS. **57**, 39—43, 1940, Nr. 1. (Garmisch.)

D. Brunt. Water vapour in the stratosphere. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 503—504, 1939, Nr. 282. *Steinhauser.*

Alois Gregor. Ein Beitrag zur Klassifikation des Mittelgebirgsklimas für Heilzwecke. Bioklim. Beibl. **6**, 187—191, 1939, Nr. 4. (Staatsanst. Meteorol. Prag.) Verf. gründet seine Klassifikation klimatischer Orte auf die Auswirkung des Terrains auf Niederschlag und Wind. Für die frühere Tschechoslowakei betrug die Zunahme der Jahresniederschlagsmenge S mit der Höhe h für Höhen bis 650 m $S = h/2 + 560$ und für Höhen über 650 m $S = 3h/5 + 560$. Orte mit Abweichungen um mehr als $\pm$ 10 % dieser Normalwerte werden als trocken bzw. feucht bezeichnet. Die im Regenschatten von Gebirgen gelegenen Gebiete haben dann auch weniger Niederschlags- und Nebeltage, mehr Sonnenschein und geringere Schneedecke als die feuchten Gebiete. Von den Einflüssen des Terrains auf den Wind wird hauptsächlich die Begünstigung des Vorkommens von Fallwinden in Betracht gezogen, die eine Erhöhung der Temperatur in niederen Lagen und eine Vermehrung der Sonnenscheindauer mit sich bringen. An mehreren Beispielen werden die vorkommenden Unterschiede gezeigt. Als typische Merkmale zur klimatischen Charakterisierung der Mittelgebirgslagen sind anzuführen: trocken, feucht, inversionsreich, föhnartig und Kombinationen dieser Merkmale. *Steinhauser.*

E. v. Philipsborn. Das Verhalten der Stirntemperaturen an Schönwettertagen im Verlaufe des Jahres in Oberstdorf. Bioklim. Beibl. **6**, 194—197, 1939, Nr. 4. (Oberstdorf/Allgäu.) Nach Messungen an einem gesunden Menschen während $^3/_4$stündiger Sonnenbestrahlung um die Mittagszeit bei gleichzeitiger Bestimmung der wichtigsten meteorologischen Elemente werden vier verschiedene Formen des Verlaufes der Stirntemperatur festgestellt. 1. Fallen der Stirntemperatur während der Bestrahlungszeit (Winter); 2. Steigen der Stirntemperatur (November bis April); 3. Erst Steigen, dann Fallen der Stirntemperatur ohne Stirnschweiß (Mai, Juni, Oktober); 4. Erst Steigen, dann Fallen der Stirntemperatur mit Stirnschweiß (März bis November). Der Verlauf der Stirntemperatur wird als Kennzeichen der Wärmewirkung gewertet. *Steinhauser.*

L. C. W. Bonacina. Landscape meteorology and its reflection in art and literature. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 485—497, 1939, Nr. 282. *Dede.*

F. M. G. Murphy, S. T. Cope and **J. H. Jones.** A mobile seismic recording unit. Phil. Mag. (7) **28**, 370—380, 1939, Nr. 188. (Marconi Wireless Telegr. Co.; Anglo-Iranian Oil Co.) Verff. beschreiben eine in einem größeren Autoanhänger untergebrachte transportable Anlage zur Aufzeichnung von seismischen Wellen. Das Gerät besteht im wesentlichen aus einem Mehrfachschleifenoszillographen (8 Schleifen), den erforderlichen Verstärkern und sechs in der üblichen Weise mit Magnetspulen versehenen ölgedämpften seismischen Detektoren, die im Gelände in Abständen von etwa 50 m bis zu etwa 500 m von dem Aufnahmewagen entfernt aufgestellt werden, mit dem sie durch Kabel verbunden sind. Die Eigenfrequenz der seismischen Detektoren beträgt etwa 0,5 sec. Die Anlage kann sowohl zur Untersuchung der Brechung wie der Reflexion von seismischen (Explosions-)Wellen benutzt werden. Im allgemeinen werden alle sechs Detektoren, jeder mit einer Schleife des Oszillographen verbunden, gleichzeitig benutzt. Eine weitere

Oszillographenschleife dient zur Zeitmarkierung (Stimmgabel), die achte Schleife zur Festlegung des Zeitpunktes der Explosion. Die Übertragung des Signals von der Sprengstelle zum Oszillographenwagen kann mittels Kabel oder auch mittels eines kleinen Kurzwellensenders geschehen, der auch zur telephonischen Verständigung mit der Sprengabteilung dient. Die Anlage ist bei zahlreichen Erdölmutungen in England und bei der Anglo-Iranian Oil Company bereits mit gutem Erfolg verwendet worden. *Bomke.*

E. Seidl †. Grundlagen für eine Beurteilung von Fragen der Festigkeit und der Formänderung unter Bergbauwirkungen, die durch Strecken und Abbauräume hervorgerufen werden. Wiss. Abh. D. Mat.-Prüf.-Anst. **1**, 55—58, 1939, Nr. 3. Die Abbauorte, die der Ausbeutung einer Lagerstätte, und die Strecken, die der Abführung des Abbaugutes sowie der Wetterführung dienen, brauchen nur so lange offen gehalten zu werden, bis der betreffende Teil der Lagerstätte abgebaut ist. Mit fortschreitender Abbaufront füllen sich die aufgegebenen Hohlräume („Alter Mann") mit Nebengestein. Verf. bespricht die Veränderungen, die sich im Gebirge durch die allmähliche Ausfüllung dieser Hohlräume ergeben, bis ein neues Gleichgewicht erreicht ist. *Leon.*

K. Stöcke. Erklärung von Druckwirkungen im Gebirge durch plattenstatische Erörterungen. Wiss. Abh. D. Mat.-Prüf.-Anst. **1**, 59—62, 1939, Nr. 3. (Gruppe Natursteine Staatl. Mat.-Prüf.-Anst. Berlin-Dahlem.) Durch den Modellversuch und unter Berücksichtigung der Gleichgewichts- und Formänderungsbedingungen lassen sich Fragen über die Verteilung des Gebirgsdruckes klären. Bei schichtartig aufgebautem Gebirge liegt der Fall einer auf nachgiebigen Stützen aufruhenden und unvollkommen eingespannten rechteckigen Platte vor, die sich trogförmig krümmt und an den Ecken die Neigung hat, sich von den Stützen abzuheben. Erörterung der Versuchsergebnisse mit Platten, die auf zwei Seiten von breiten Stützen verschiedener, aber bekannter Nachgiebigkeit und Mächtigkeit getragen wurden. *Leon.*

K. H. Bußmann und **K. Stöcke.** Modellversuche zur Klärung der Spannungsverteilung in der Umgebung von Strecken im Gebirge. Wiss. Abh. D. Mat.-Prüf.-Anst. **1**, 62—74, 1939, Nr. 3. (Gruppe Maschinenbau-Natursteine Mat.-Prüf.-Anst. Berlin-Dahlem.) Mit bildsamen, elastischen und spröden Werkstoffen wurden Modellversuche zur Klarstellung der Gleichgewichtsstörungen durchgeführt, die das Vortreiben einer Strecke in einem Gebirge hervorruft. Ausgangsformen für die Strecke waren Rechteck und Oval. Beide Lückenarten sollten unter Druck bei Bedingungen untersucht werden, daß ein Ausweichen des Stoffes 1. sowohl in Richtung der Streckenachse als auch senkrecht dazu, 2. in Richtung der Streckenachse und in die Strecke hinein, 3. nur in die Strecke hinein möglich ist. Wie die Versuche ergaben, entfällt bei ovaler Form des Streckenquerschnitts auf Firste und Sohle eine geringere Druckwirkung als bei gewöhnlicher Trapezform im Türstockausbau. Bei der Anordnung von Begleitstrecken, Wetterüberhauen u. dgl. in einer entlasteten Zone lassen sich große Ersparnisse an Aufwältigen und Ausbau erzielen. Siehe auch die seinerzeit von A. Leon und F. Willheim durchgeführten Modellversuche: Österr. Wochenschr. f. d. öffentl. Baudienst **16**, 641—648, 1910, Nr. 44; **18**, 281—285, 1912, Nr. 16; **19**, 18—21, 1913, Nr. 2; ZS. f. Arch. u. Ingenieurwes., Hannover **19**, 191—199, 1914, Nr. 3; Rundsch. f. Techn. u. Wirtsch., Prag **6**, 1—3, 1913, Nr. 1. *Leon.*

Geophysikalische Berichte

O. C. Hilgenberg. Über Beziehungen zwischen den Stellen maximaler Änderung der Sonnenflecken-Relativzahlen und den Maximumstellen geo- und astrophysikalischer Erscheinungen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 421—424, 1939, Nr. 8. (Berlin.) *Dede.*

Otto Steppes. Professor Dr. Bolte † 1. Januar 1940. Ann. d. Hydrogr. **68**, 64—65, 1940, Nr. 2. (Hamburg.)

Otto Meißner. Friedrich Kühnen †. Ann. d. Hydrogr. **68**, 65, 1940, Nr. 2. *Dede.*

H. Haalk. Der statische (barometrische) Schweremesser für Messungen auf festem Lande und auf See. Beiträge z. angewandt. Geophys. **7**, 285—316, 1938, Nr. 3 und **7**, 392—418, 419—448, 1939, Nr. 4, nach ZS. f. Instrkde. **60**, 59—60, 1940, Nr. 2. (Potsdam.) Der statische (barometrische) Schweremesser benutzt das Prinzip, Schwereänderungen als Höhenänderungen einer Quecksilbersäule sichtbar zu machen, die durch den Druck einer abgeschlossenen Gasmenge im Gleichgewicht gehalten wird. Bei der praktischen Ausführung sind zwei Quecksilberröhren in der Weise gekoppelt, daß das untere Ende der einen — vom Luftdruck im Gleichgewicht gehaltenen — mit den oberen der zweiten — durch das abgeschlossene Gasvolumen gehaltenen — über den Anzeigemechanismus, einen in einer Kapillare verschiebbaren Flüssigkeitstropfen, in Druck- bzw. Volumenkommunikation steht. Entwicklungsgang, konstruktive Einzelheiten, Versuchsmessungen und Fehlerquellen werden ausführlich dargestellt. Temperaturkonstanz, auf die es in erster Linie ankommt — 1/3700° hat einen 1 mgal entsprechenden Ausschlag zur Folge — ist durch einen doppelten durch eine Wärmeisolation getrennten Eismantel erreicht. Die durchschnittliche Meßgenauigkeit beträgt etwa 1 mgal bei Messungen an Landstationen. Für Messungen auf See wird eine Spezialkonstruktion unter ff. Gesichtspunkten entwickelt: Einführung einer Dämpfung in die Ablesevorrichtung, Aufhängung des ganzen Systems an einem Seil bestimmter Länge und Eintauchen in eine dämpfende Flüssigkeit. Die Genauigkeit beträgt bei ruhiger See — bzw. mäßig bewegter See auf großen Schiffen — etwa 3 bis 5 mgal. Wie Verf. bemerkt, ist das Gerät an Land den neuen Federgravimetern beträchtlich unterlegen, auf See dagegen diesen vorzuziehen. *H. Israël.*

J. Zahradníček, T. Gajdoš und **R. Nespor.** Elektrisches Gravimeter. Phys. ZS. **41**, 109—110, 1940, Nr. 5. (Phys. Inst. Univ. Brünn.) Nach der Überlagerungsmethode können außerordentlich geringe Kapazitätsänderungen und damit auch Längenänderungen gemessen werden. Mit der Anordnung von Whiddington waren relative Verschiebungen von 10^{-7} noch meßbar. Verf. benutzen diese Methode, um mit Hilfe der Durchbiegung einer belasteten Feder Änderungen von g zu messen. Der normale Höhengradient von g ist $3 \cdot 10^{-7}$ für 1 m und mit der Apparatur gut meßbar. Eine genaue Beschreibung der Apparatur und der mit ihr ausgeführten Messungen soll in einer späteren Veröffentlichung folgen. *Kühne.*

Benjamin Baumzweiger. Application of piezoelectric vibration pick-ups to measurement of acceleration, velocity and displacement. Journ. Acoust. Soc. Amer. **11**, 303—307, 1940. Nr. 3. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 379. Das schwingungsempfindliche Organ ist eine Seignettesalzeinheit, bestehend aus zwei zusammengekitteten quadratischen Platten mit Elektrodenfolien. Die Einheit ist in einer wasserdichten Aluminiumkapsel eingeschlossen. Drei Ecken sind festgeklemmt, während die vierte Ecke freie

Trägheitsschwingungen ausführen kann, wenn dem Gehäuse die zu messenden Schwingungen aufgedrückt werden. Beschleunigung, Schnelle und Ausschlag können direkt an einem angeschlossenen Schallpegelmesser abgelesen werden. Die niedrigste Resonansfrequenz liegt bei ungefähr 1500 Hertz. Die Beziehung zwischen der erregten elektrischen Energie in db und dem Logarithmus der Frequenz ist von etwa 1000 Hertz abwärts fast linear. *Holtsmark.*

Jean Piccard and **Harold Larsen.** Improvement in radio-sounding balloons: a short cycle radiosonde. Rev. Scient. Instr. **10**, 352—355, 1939, Nr. 11. (Dep. Aeron. Eng. Inst. Technol. Univ. Minneapolis, Minn.) Die Radiosonde ist aufgebaut als Morse-Code und besteht aus 26 Scheiben von 10 mm Durchmesser, die auf dem Umfang die Zeichen der 26 Buchstaben des Morsealphabetes eingestanzt haben und mit 60 Umdr./min rotieren. Mit dieser Vorrichtung werden alle 4 sec Werte für Druck, Temperatur und Feuchtigkeit gesandt. Das Thermometer ist von -60^{0} bis $+40^{0}$ in Graden unterteilt, das Barometer ebenso in 100 Teile entsprechend einem Höhenbereich bis 85 000 Fuß. Das Hygrometer hat 50 Teilstriche. Um 100 Skalenwerte senden zu können, ist zwischen zwei Zeichen je ein leerer Zwischenraum angeordnet. Die nochmalige Verdoppelung erhält man, indem man das Alphabet nach Ablauf noch einmal von vorn beginnt, ausgehend von der Überlegung, daß die gesendeten Werte nicht sprunghaft vorkommen und somit der Bereich stets klar ist. Das Gewicht der gesamten Gondelapparatur beträgt zwei Pfund. *Winckel.*

Heinz Linke. Ein neuer großer Ballontheodolit. ZS. f. Instrkde. **60**, 50—52, 1940, Nr. 2. (Berlin-Friedenau.) Verf. beschreibt einen von den Askania-Werken (Berlin-Friedenau) gebauten Ballontheodolit, der für Windstrukturuntersuchungen entwickelt wurde. *Szivessy.*

A. Fennel. Ein neuer Theodolit. Allg. Vermess.-Nachr. **51**, 602, 1939, nach ZS. f. Instrkde. **60**, 57, 1940, Nr. 2. Beschreibung einer neuen Theodolit-Bauart der Firma Otto Fennel Söhne. Kreisablesungen ohne Standpunktwechsel des Beobachters. Horizontalkreis mit Noniusmikroskop mit 30″-Angabe für alte, 1^{c} für neue Teilung; Vertikalkreis mit Strichmikroskop durch Schätzung auf 1′ bzw. 1^{c} genau ablesbar. Ablesung beider Kreise im gleichen Okular, seitlich am Fernrohrträger, mit drehbarem Prisma, Kreisteilung auf Metall. Das Instrument besitzt Repetitionseinrichtung. Das Fernrohr hat 19fache Vergrößerung. *Picht.*

L. Fritz. Der Stereotopograph SOM Poivilliers. Photogrammetria **2**, 86, 1939, nach ZS. f. Instrkde. **60**, 57, 1940, Nr. 2. Beschreibung zweier Bauarten des Instrumentes und Hinweis auf gewisse Eigentümlichkeiten der einen Bauart gegenüber der anderen. *Picht.*

C. H. Mortimer and **E. B. Worthington.** A new application of echo-sounding. Nature **145**, 212—214, 1940, Nr. 3667. (Freshwater Biol. Ass., Ambleside.) Beschrieben wird eine recht einfache Anordnung der Echolotung, bei der ein Ultraschallimpuls unter Wasser ausgelöst wird und sein geeignet verstärktes Echo auf einem mit KJ getränkten Papier registriert werden kann. Da außer dem vom Seegrund verursachten Echo noch schwächere sekundäre Echos auftreten, wird deren Zeitdifferenz gegen das Hauptecho je nach der Bodenbeschaffung genauer untersucht mittels bekannter Kernproben des Untergrundes. Es wird gezeigt, daß sich die Art und Dicke der dem festen Gesteinsuntergrund überlagerten Schichten mit recht großer Genauigkeit ermitteln läßt. *Cermak.*

A. Prey. Über Polschwankung und Polwanderung. Vierteljahrsschr. Astron. Ges. **74**, 240—242, 1939. (Wien.) *Walter.*

G. J. Whitrow. Kinematical relativity and the geological time-scale. Nature **144**, 706, 1939, Nr. 3651. (Oxford.) In vorhergehenden Arbeiten von Milne und Whitrow (s. diese Ber. **19**, 8162, 1938; **17**, 1722, 1936; **18**, 1619, 1937; Quart. Journ. Math. Oxford, **7**, 271, 1936) war eine Theorie der Zeitmessung auf Grund der Annahme gegeben worden, daß es ein Substrat von äquivalenten Beobachtern gibt; dies Substrat war mit den außergalaktischen Spiralnebeln identifiziert worden. Unter allen möglichen Zeitzählungen heben sich zwei als besonders einfach ab: die Zeitzählung τ, bei der alle Mitglieder des Substrats die Welt als statisch ansehen, und die Zeitzählung t, bei der die Welt sich gleichförmig von einem Punkt aus auszudehnen scheint. Die τ-Zählung entspricht der Zeit der Mechanik, die t-Zählung der Zeitrechnung für optische und atomare Vorgänge. In der τ-Skala ist die Welt unendlich alt, in der t-Skala $2 \cdot 10^9$ Jahre. Verf. vergleicht die in beiden Skalen gemessenen geologischen Zeiträume und findet, daß in den Zeiträumen bis herunter zur Datierung der ältesten Felsformationen (Manitoba) der Unterschied in den Zeitangaben (von heute in die Vergangenheit gerechnet) noch innerhalb der Meßfehler der Bestimmungsmethoden des Erdalters liegt, welche die Gesetze radioaktiven Zerfalls benützen. *Bechert.*

Jacob M. Schneider. Quartärchronologie auf geophysikalischer Grundlage mit möglichst wenig Hypothesen. Helv. Phys. Acta **13**, 15—20, 1940, Nr. 1. (Altstätten.) Die Beweise für die Eiszeitchronologie haben sich ohne Hypothesen auf sachlich erfaßbare Erscheinungen zu stützen. Als solche werden angeführt und diskutiert: ein vollständiges Profil mit lückenlosen vegetativen Einschlüssen im Kieselgur der Lüneburger Heide, das Maß der physikalischen Erosionseffekte der Gletscher, der Aufbau des interglazialen Kalktuffs bei Weimar-Ehringsdorf. *Steinhauser.*

A. Galanopulos. Die Seismizität von Elis. Gerlands Beitr. **56**, 92—107, 1940, Nr. 1. (Athen.) Der geologische und geologisch-historische Aufbau des bearbeiteten Gebietes, des nordwestlichen Teils des Peloponnes, wird in der Einleitung zunächst eingehend geschildert. Aus den Erdbebenmeldungen der verschiedenartigsten Quellen der geschichtlichen Zeit bis zur heutigen Zeit wird ein Überblick über die Erdbebentätigkeit dieses Gebietes gegeben. Die Reichweite der lokal starken Beben ist sehr gering. *Schmerwitz.*

L. Cagniard. La naissance d'ondes à front conique lors de la réflexion totale d'une onde sphérique. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 94 S, 1939, Nr. 6. (Bull. Soc. Franç. Phys. Nr. 434.) Aus der Anwendung der Seismik für die Bodenforschung ist eine Ausbreitungserscheinung bekannt, die folgendermaßen erklärt wird: An der Trennfläche zweier Medien entstehen gleichzeitig mit der Totalreflexion der ursprünglichen Kugelwelle Wellen mit kegelförmiger Wellenfront (Kopfwellen). Auf die kinematischen Zusammenhänge wird eingegangen. Die Erscheinung der Kopfwelle ist nicht auf die Seismik beschränkt, sondern tritt allgemein auf. Im Vortrag wurden funkenkinematographische Bilder von O. v. Schmidt gezeigt, die das Auftreten der Kopfwelle an der Trennfläche zweier Flüssigkeiten sowie eines festen und flüssigen Körpers zeigen. *Dieminger.*

Vaclav Jelen. Mineralwässer des böhmischen Kreidegebietes. Fachbl. tschech. Physiatr. Ges. Prag **19**, 109—122, 1939, Nr. 5/6. (Prag.) (Tschechisch mit dtsch. Zusammenf.) Verf. behandelt die Ausdehnung des böhmischen Kreidegebietes, dessen Schichtung, die Eigenschaften einzelner Gesteine und die Erscheinungsmöglichkeiten der Wasserhorizonte, die in mehreren Schichten übereinander vorkommen können. Nach der Schilderung der physikalischen und chemischen Eigenschaften der Kreidewässer und der Kriterien des Mineral- und

Trinkwassers bespricht er die Horizonte, in welchen sich die Mineralwässer in der böhmischen Kreide befinden. Zum Schluß konstantiert er, daß im genannten Kreidegebiet ff. Mineralwassersorten zum Vorschein kommen: echte Salinen, Salzwässer, Sulfatwässer, Eisenwässer und Bitterwässer. (Zusammenf. d. Verf.)
H. Israël.

E. Wollmann. Natürliche und künstliche Mineralwässer. Balneologe **6**, 385—391, 1939, Nr. 9. (Berlin.) Die Arbeit, die sich im wesentlichen mit biophysikalischen und radiumtherapeutischen Fragen beschäftigt, enthält eine Zusammenstellung der 29 radioaktiven Quellen der Erde mit mehr als $30 \cdot 10^{-9}$ Curie/l Emanationsgehalt. 12 von ihnen liegen innerhalb der Reichsgrenzen. *H. Israël.*

Jules Rouch. Observations du champ électrique de l'atmosphère dans l'Océan Atlantique et dans l'Océan Pacifique. C. R. **209**, 564—565, 1939, Nr. 15. Potentialgefällemessungen bei einer Schiffsreise von Le Havre nach San Franzisko zeigen im Atlantik und Pazifik eine Abnahme des Gefälles auf 50 bzw. 35 % des in mittleren Breiten vorhandenen Wertes bei Annäherung an den Äquator. *H. Israël.*

G. Aliverti e G. Lovera. I fenomeni meteorologici sull'oceano e il campo elettrico terrestre. Atti di Torino **74**, 3—20, 1938/39, Nr. 1. Pavia, Turin.) Verff. versuchen eine Schätzung des Zerspritzens von Meerwasser und seines Einflusses auf den Elektrizitätshaushalt der Luft. Aus den Abschätzungen für mäßigen Wind (Schaumköpfe der Wellen) und Sturm (ganze Oberfläche mit Schaum bedeckt) und Laboratoriumsversuchen wird der Schluß gezogen, daß sämtliche Zerspritzerscheinungen des Meerwassers sowohl als Erzeuger von Kondensationskernen Bedeutung haben, als auch als Ionenbildner der untersten Luftschichten und Erzeuger von positiven Ladungen in der Luft nicht zu vernachlässigen sind. *H. Israël.*

R. M. Wundt. Ein Beitrag zur Brechung elektrischer Wellen an der Erdoberfläche. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 141, 1939, Nr. 3. (C. Lorenz, Berlin.) Es wird der Brechungsvorgang elektrischer Wellen an der ebenen Trennfläche zweier Medien, von denen das eine Luft und das andere ein Medium mit beliebiger Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit ist, im Hinblick auf seine Bedeutung für die drahtlose Telegraphie behandelt, wobei vor allem der Austritt der Wellen aus dem dichteren Medium in Luft betrachtet wird. Für die im zweiten Medium auftretenden inhomogenen Wellen werden einfache Gleichungen abgeleitet, die durch Einführung des reellen an Stelle des komplexen Brechungswinkels eine anschauliche Form annehmen. Die Resultate werden für den Fall verschiedener normaler Erdbodenkonstanten numerisch ausgewertet und an Hand von Kurven diskutiert. Es zeigt sich, daß die Leitfähigkeit des Erdbodens die Vorgänge im Vergleich zu rein dielektrischen Medien maßgeblich verändert, vor allem in bezug auf die Totalreflexion, auf die etwas näher eingegangen wird. (Inhaltsangabe des Verf.) *Dede.*

L. d'Azambuja. Le développement récent des recherches sur les éruptions solaires et leurs relations avec les perturbations ionosphériques. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 274—281, 1939, Nr. 6. (Obs. Meudon.) In einem Überblick über die Entdeckungsgeschichte der „chromosphärischen Eruptionen" werden die Gründe dargelegt, die zu einer internationalen Zusammenarbeit in der Beobachtung dieser Erscheinung führten. 1939 umfaßte diese Arbeitsgemeinschaft 23 über die Erde verteilte, mit Spektrohelioskopen aus-

gerüstete Beobachtungsstationen. Sie gewährleistet unter günstigen Umständen eine nahezu lückenlose Beobachtung der Sonne. Die tatsächliche tägliche Beobachtungsdauer seit Januar 1937 betrug im Mittel 9 Std. 20 min. Die Ergebnisse dieser Beobachtungen werden regelmäßig im „Bulletin for charakter figures of solar phenomena" (Eidgen. Sternwarte, Zürich) veröffentlicht. — Anschließend werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Zusammenarbeit mitgeteilt: Das Helligkeitsmaximum wird während der ersten 10 min erreicht, der Abfall erfolgt langsamer. Einteilung der Intensität in drei Stufen (1, 2, 3); entsprechend einer mittleren Dauer der Eruption von etwa 20, 40, 60 min. Die Intensität der Linie H_α scheint im Maximum des Ausbruchs die Intensität des umgebenden Continuums etwa um das 5fache zu übertreffen. Eine Eruption hat oft mehrere Maxima, oft mag es sich auch um zeitlich dicht aufeinanderfolgende Eruptionen am gleichen Ort handeln. Ihre Ausdehnung schwankt zwischen der Größe eines mittleren Sonnenfleckes und einem Gebiet, dessen Durchmesser 10 und mehr Grad heliographischer Koordinaten beträgt. Die leuchtende Masse erhebt sich dabei im allgemeinen nicht über die Chromosphäre, ihre Geschwindigkeit scheint nicht groß zu sein. Die Eruption ist nicht nur im Lichte der Linie H_α des Wasserstoffs, sondern auch in anderen Linien sichtbar. Stets erscheinen die Eruptionen innerhalb von Fackelgebieten und zwar zu 75 % während der Entwicklung dieser Gebiete. Meist entstehen sie in unmittelbarer Nähe von Fleckengruppen, die sich in rascher Entwicklung befinden. Die Eruptionstätigkeit ist am stärksten bei langlebigen Flecken, sie nimmt aber bereits nach einer Rotation rasch ab, so daß das Maximum der Tätigkeit unabhängig von der späteren Lebensdauer des Flecks stets etwa beim 15. Tag nach seiner Entstehung liegt. Von 397 untersuchten Fackelherden zeigten 228 Eruptionen. Diese sind also eine durchaus normale Begleiterscheinung der Entwicklung von Fackelgebieten. Der Zusammenhang zwischen Eruptionen und terrestrischen Erscheinungen — typische Störung des magnetischen Erdfeldes und Schwund der Kurzwellen — wird bestätigt. Von den 271 Ausbreitungsstörungen, während derer die Sonne sicher unter Beobachtung stand, fielen 199 (73,4 %) mit Eruptionen zusammen. Bei den restlichen konnten keine auffallenden Erscheinungen auf der Sonne beobachtet werden. Andererseits zeigten 1412 Eruptionen keine Einwirkung auf die Kurzwellenausbreitung. *Dieminger.*

J. A. Ratcliffe. The effect of the Lorentz polarization term in ionospheric calculations. Proc. Phys. Soc. **51**, 747—756, 1939, Nr. 5 (Nr. 287). In den Rechnungen über die Ausbreitung elektrischer Wellen in der Ionosphäre wird bei der Kraft, die auf die freien Elektronen in der Ionosphäre einwirkt, der Einfluß der Polarisation teils durch den Lorentz-Term berücksichtigt, teils gleich Null gesetzt. Um die Auswirkung auf das Rechnungsergebnis festzustellen. wird für einen Spezialfall, nämlich parabolische Verteilung der Trägerdichte mit der Höhe, unter Vernachlässigung des magnetischen Erdfeldes und der Elektronenstöße, aber mit Berücksichtigung der Polarisation, berechnet: 1. die scheinbare Höhe in Abhängigkeit von der Frequenz bei senkrechtem Einfall in die Schicht. 2. Die Reichweite in der Schicht für verschiedene Frequenzen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel. Die Ergebnisse werden mit denen verglichen, die ohne Berücksichtigung der Polarisation erhalten werden. Die Unterschiede sind nur gering. Insbesondere sind sie zu klein (im günstigsten Fall etwas über 2 %), um durch experimentellen Vergleich der Kurven für senkrechten und für schrägen Einfall zu entscheiden, ob die Polarisation berücksichtigt werden muß oder nicht. Jedenfalls ist die Genauigkeit der Messungen von Farmer, Childs und Cowie, die gleichzeitig senkrecht und über eine Entfernung von 464 km beobachteten, nicht für eine Entscheidung ausreichend. *Dieminger.*

F. W. G. White. The dispersion of wireless echoes from the ionosphere. Proc. Phys. Soc. **51**, 859—864, 1939, Nr. 5 (Nr. 287). (Canterbury Univ. Coll. Christchurch, New Zealand.) Bei den Echolotungen der Ionosphäre mittels Impulsen ist von Bedeutung, ob die ausgesandten kurzen Zeichen, die ja einem breiten Spektrum ungedämpfter Wellen entsprechen, bei der Reflexion eine merkliche Dispersion erleiden. Weiter interessiert, ob es aus diesem Grunde zulässig ist, bei Messungen der Absorption, die drahtlose Wellen in der Ionosphäre erleiden, die Amplituden der reflektierten Impulse zu vergleichen. Die Rechnung zeigt, daß die Form des Signals nicht verändert wird, so lange sich die scheinbare Höhe nicht sehr schnell mit der Frequenz der reflektierten Welle ändert. Diese Voraussetzung gilt in den meisten Fällen. Nur in der Nähe der kritischen Frequenz tritt eine Verbreiterung des reflektierten Impulses infolge der verschiedenen Laufzeit der einzelnen Teilfrequenzen des Spektrums auf. In Übereinstimmung mit der Beobachtung ändert sich dort auch die scheinbare Höhe mit der Abstimmung des Empfängers, da dieser eine endliche Durchlaßbreite besitzt und deshalb einen bestimmten Teil des Wellenspektrums bevorzugt. Ebenso ergibt sich, daß die Maximalamplitude des Impulses bei der Reflexion um den gleichen Betrag verringert wird wie eine ungedämpfte Welle gleicher Frequenz, abgesehen von dem Gebiet, in dem sich die scheinbare Höhe sehr rasch mit der Frequenz ändert, also in unmittelbarer Nähe der kritischen Frequenz. *Dieminger.*

Werner Weber. Der Einfluß einer Wolke bei Blitz-Modellversuchen. Elektrot. ZS. **61**, 57—59, 1940, Nr. 3. (Berlin.) Es wurde untersucht, ob bei Blitz-Modellversuchen die seitliche Ausdehnung einer Wolke berücksichtigt werden muß, oder ob es genügt, den oberen Teil des Blitzes nur durch eine leitende Metallstange zu ersetzen. Zu diesem Zweck wurden Feldbilder in der elektrolytischen Wanne aufgenommen und an Modellanordnungen Stoßüberschlagsversuche ausgeführt. *Pfestorf.*

Mme **Henri Labrouste.** Étude statistique du cycle undécennal de la composante diurne de la déclinaison magnétique. C. R. **209**, 565—568, 1939, Nr. 15. Die Untersuchungen befassen sich mit der elfjährigen periodischen Variation der täglichen Komponente der ruhigen Tage der erdmagnetischen Deklination. Die 22 verwendeten Stationen verteilen sich auf die geomagnetischen Breiten von -48^0 bis $+64^0$. In Kurven sind die Mittelwerte der Schwankungen nach Amplitude und Phase aufgetragen. Sämtliche Kurven zeigen deutlich die elfjährige Periode und für die Amplituden eine Zunahme der mittleren Schwankung mit wachsender geomagnetischer Breite. Die Kurven deuten noch das Vorhandensein kleinerer Überlagerungen teils kürzerer teils längerer Periode an. Die Kurven der tageszeitlichen Phase haben den gleichen elfjährigen Gang wie die Sonnenfleckenperiode, abgesehen von den Stationen Apia und Huancayo. *Schmerwitz.*

F. W. G. White and **M. Geddes.** The antarctic zone of maximum auroral frequency. Terr. Magn. **44**, 367—377, 1939, Nr. 4. (Canterbury Univ. Coll. Christchurch, N. Z.; Carter Obs. Wellington, New Zealand.) Verf. versuchen, aus den bisherigen Beobachtungsergebnissen der Südpolarexpeditionen die Lage des Gürtels maximaler südlicher Polarlichthäufigkeit zu ermitteln. Die Beobachtungen reichen zu einer genauen Fixierung noch nicht hin, doch läßt sich die ungefähre Lage als kreisförmige Zone von etwa 18^0 Radius um den Punkt 75^0 S und 129^0 E, einem Punkt in der Nähe des Spiegelbildes zum Zentrum des nördlichen Polarlicht-Maximalgebietes (78^0 S und 125^0 E) annehmen. *H. Israël.*

Pierre Bonnal. Sur l'aurore boréale du 13 octobre 1939. C. R. **209**, 695—696, 1939, Nr. 19. Verf. gibt eine qualitative Beschreibung des Aussehens

eines Nordlichtes, das er am 13. Oktober 1939 beobachtet hat. Der Ort der Beobachtung ist jedoch nicht angegeben. *Frerichs.*

K. G. Emeleus, R. H. Sloane and Eliza B. Cathcart. Excitation of the green auroral line of oxygen. Proc. Phys. Soc. **51**, 978—988, 1939, Nr. 6 (Nr. 288). (Queen's Univ. Belfast.) Verff. haben die Anregung der grünen Nordlichtlinie in Entladungen durch Argon und Sauerstoff von verschiedenem Mischungsverhältnis untersucht. Sie bestätigten dabei die ursprünglichen Beobachtungen von McLennan über die besten Anregungsbedingungen der Nordlichtlinie. Wenn die Stromdichte im Entladungsrohr ausreichend ist, dann tritt die Linie hauptsächlich in der Aureole auf, die die stark ionisierten Kerngebiete der Entladung umgibt. Diese Erscheinungen wurden an einer Ausweitung des Entladungsrohres untersucht. Das Entladungsrohr von 1,6 cm Durchmesser wurde dazu in der Mitte zu einer Kugel von 8 cm Durchmesser erweitert, die ein seitliches, mit einem Fenster versehenes Ansatzrohr trug. Die Verff. diskutieren ferner die Stoßprozesse, die zur Bildung metastabiler Sauerstoffatome führen und die Auslöschung der Nordlichtlinie durch gewisse Zusätze. Schließlich wird auf die Bedeutung der Resonanzzusammenstöße unter Beteiligung von metastabilen Argonatomen hingewiesen. *Frerichs.*

Hubert Garrigue. Brillance absolue du ciel nocturne mesurée à Godhavn (Ile Disko, Groenland NW) au cours de la Mission française 1938—1939. C. R. **209**, 769—771, 1939, Nr. 21. Verf. hat mit einem visuellen Photometer, das das Licht eines Ausschnittes des Himmels zu messen ermöglicht, die Helligkeit des Nachthimmelleuchtens mit und ohne Auftreten von Nordlichtern in Godhavn auf Grönland gemessen. Die Messungen ergaben, daß erstens der Mittelwert der Messungen des nordlichtfreien Nachthimmelleuchtens in Godhavn viel größer ist als der der Messungen auf dem Pic du Midi und zweitens, daß die Farbe des Nachthimmelleuchtens dort viel röter ist als auf dem Pic du Midi. *Frerichs.*

Joseph Kaplan. Atomic lines in the auroral spectrum. Nature **143**, 278—279, 1939, Nr. 3616. (Dep. Phys. Astron. Univ. Calif. Los Angeles.) Im Nachleuchten des Stickstoffs bei höherem Druck tritt die Stickstofflinie 3470 intensiv auf. Die große Ähnlichkeit zwischen dem Spektrum des Nachthimmelleuchtens und dem Spektrum des Stickstoffnachleuchtens führt den Verf. dazu, eine starke Emission bei dieser Wellenlänge als Stickstofflinie zu deuten. Diese Deutung steht im Gegensatz zu den Beobachtungen von Vegard, der diese Emission als Stickstoffbande deutet. *Frerichs.*

Joseph Kaplan. NH bands in the night sky spectrum. Phys. Rev. (2) **55**, 583, 1939, Nr. 6. (Univ. Los Angeles, Cal.) Zwei Banden der Gauzitschen Messungen des Nachthimmelspektrums, die bei 3374 und 3361 Å gelegen sind, treten ebenfalls im Spektrum des Nachleuchtens des Stickstoffs bei der Kaplanschen Anordnung auf. Der Verf. deutet die Banden im Nachthimmelspektrum als die zwei Q-Zweige der 0, 0- und 1, 1-Bande des NH-Moleküls. *Frerichs.*

H. von Schewick. Masse und Dichte des Zodiakallichts. Vierteljahrsschr. Astron. Ges. **74**, 233—235, 1939. (Sonneberg.) *Walter.*

C. Hoffmeister. Meteorische Wirkungen in den höchsten Atmosphärenschichten. Vierteljahrsschr. Astron. Ges. **74**, 238—240, 1939. (Sonneberg.) Neuere Beobachtungen zeigen das Auftreten der Leuchtstreifen auch in niederen Südbreiten mit ähnlichem Jahresgang wie auf der Nordhalbkugel, ferner das Spektrum des erhellten Himmels nahe übereinstimmend dem des normalen Nachthimmels. Ausgehend von den Beziehungen zwischen den kome-

tarischen Meteorströmen und den Leuchtstreifen führt Verf. diese schwachen hochatmosphärischen Erhellungen auf Einbrüche kometarischen Staubes in die höchsten Atmosphärenschichten zurück. Es sollen insbesondere Teilchen von Durchmessern zwischen 10^{-6} und 10^{-8} cm an der Erregung der Leuchtstreifen beteiligt sein. Sie werden außerdem als mögliche Ursache für die beobachtete Aufrechterhaltung der Elektronenkonzentration in den höheren Teilen der Ionosphäre während der Nacht betrachtet. *Walter.*

E. O. Hulburt. Suggested observation of the zodiacal light during a total solar eclipse. Phys. Rev. (2) **56**, 960—961, 1939, Nr. 9. (Naval Res. Lab. Washington D. C.) Es wird auf die Möglichkeit der Beobachtung des Zodiakallichtes in der Nähe der Sonne während einer totalen Sonnenfinsternis hingewiesen und die günstigsten Beobachtungszonen für die Finsternis am 1. Oktober 1940 angegeben. *Burkhardt.*

J. Juilfs. Zur Berechnung der zufälligen Mehrfachkoinzidenzen. Phys. ZS. **40**, 697—701, 1939, Nr. 23/24. (I. Inst. theoret. Phys. Univ. Berlin.) Die ausführlichen Formeln für zufällige 2fach-, 3fach- und 4fach-Koinzidenzen werden angegeben. Dabei wird der Umstand berücksichtigt, daß bei zufälligen Koinzidenzen die Überschneidung der wirksamen Zeiten im Mittel geringer ist als bei systematischen Koinzidenzen. *Ehmert.*

V. Veksler and **M. Dobrotin.** On secondary mesotrons. C. R. Moskau (N. S.) **25**, 103—105, 1939, Nr. 2. Koinzidenzmessungen mit einer Kombination von Auslöse- und Proportionalzählrohren zeigen eine deutliche Abnahme der Koinzidenzzahl beim Einschieben von 0,8 g/cm² Al zwischen die Proportionalzähler. Diese wird auf die Mitwirkung von sekundären Mesotronen zurückgeführt. *Fünfer.*

H. Euler. Über ausgedehnte Schauer der Ultrastrahlung in der Luft. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 91—92, 1939, Nr. 2. (Leipzig.) Auf Grund der Kaskadentheorie läßt sich eine Näherungsformel für die Verteilung der Strahlendichte in einem ausgedehnten Luftschauer angeben. Für kleine Abstände von der Mitte des Schauers nimmt die Strahlendichte mit $1/r$ zu; ebenfalls mit $1/r$ nimmt die mittlere Energie zu. Bis zu 30 m Zählrohrabstand läßt sich aus dieser Dichteverteilung die Koinzidenzhäufigkeit gut darstellen. Bei größeren Abständen ergibt das Experiment mehr Koinzidenzen als die Theorie, was die Mitwirkung von im Schauer erzeugten Mesotronen vermuten läßt, die wegen ihrer geringeren Absorbierbarkeit seitlicher vom Schauerkern auftreten könnten. *Fünfer.*

Jenö Barnóthy und **Magda Forró.** Einfluß der meteorologischen Faktoren auf die Schauerintensität. Math. naturwiss. Anz. ung. Akad. Wiss. **58**, 329—336, 1939. (Budapest, Univ. Inst. exp. Phys.) (Ung. mit dtsch. Ausz.) Aus Registrierung der Schauerintensität über ein Jahr wird der Barometer-, Temperatur- und magnetische Effekt sowie der Tagesgang nach mitteleuropäischer und Sternzeit bestimmt. Die Unterschiede in den Barometer- und Temperatureffektwerten der Schauerintensität gegenüber denjenigen der Vertikalintensität werden an Hand des Mesotronenzerfalls erklärt. Die Größe der sternzeitlichen Amplitude sowie der Zeitpunkt des Maximums läßt sich ebenfalls zufriedenstellend deuten. Ungeklärt bleibt das Fehlen eines magnetischen Effektes bei Schauern. **Sailer.*

S. N. Vernov. On the transition maximum according to the data of observations from substratostats. C. R. Moskau (N. S.) **24**, 859—862, 1939, Nr. 9. (Lebedev Phys. Inst. Acad. Sci. USSR.) Bei zwei Aufstiegen mit bemannten Ballonen wurde ein kleines Zählrohr mitgeführt und abwechselnd mit

und ohne Bleiplatte über dem Zählrohr die Impulszahl gezählt. Unter 0,6 cm dicker Platte war in Höhen von 8 bis 10 km die Impulszahl um 18 % erhöht, unter 1,5 cm dicker Platte um 20 % vermindert. Das steht im Widerspruch zur Kaskadentheorie der weichen Komponente, da eine Zunahme um mehr als 200 % erwartet würde. *Ehmert.*

C. G. Montgomery and **D. D. Montgomery.** A portable apparatus for recording bursts of cosmic-ray ionization. Rev. Scient. Instr. **10**, 350—352, 1939, Nr. 11. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penn.) Transportables Gerät für die laufende Registrierung von Stößen, bestehend aus Ionisationskammer, Batterieverstärker mit direkter Kopplung, einer Abstimmanzeigeröhre, die als Oszillograph wirkt, und fortlaufender photographischer Registrierung. *Fünfer.*

C. G. Montgomery and **D. D. Montgomery.** Production of secondary radiation. The behavior of high energy electrons in the cosmic radiation. Rev. Modern Phys. **11**, 255—266, 1939, Nr. 3/4. (Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.) Diskussion der Erzeugung Hoffmannscher Stöße durch rasche Elektronen hoher Energie. Dabei spielen auch insbesondere die Zerfallselektronen der Mesotronen eine Rolle. Die Zahl und die Größenverteilung der Stöße aus dünnen und dicken Bleischichten in Meereshöhe und die Zunahme der Stöße mit der Höhe können ohne Berücksichtigung von Explosionsschauern verstanden werden. Dagegen ist die Materialabhängigkeit der Stöße hinter dicken Schichten schwer verständlich. (Oppenheimer sieht in der Diskussion eine zunächst qualitative Lösung in der Berücksichtigung der stärkeren Streuung in Blei und in einem kleineren Unterschied zwischen den kritischen Energien in den verschiedenen Materialien, als er in die Rechnung eingeführt ist.) Stöße, „Kernverdampfungen" (Schauer mit mehreren schweren Teilchen, besonders in Photoschichten beobachtet) und Neutronendichte nehmen mit der Höhe etwa in gleichem Maß zu. Deshalb wird die Quelle der Neutronen in den Kernverdampfungen gesucht, während diese versuchsweise auf die Wirkung von Elektronen zurückgeführt werden, die im selben Energiebereich liegen, wie die für die Stöße verantwortlichen. *Ehmert.*

Pierre Auger et **Jean Daudin.** La partie pénétrante des grandes gerbes de rayons cosmiques. C. R. **209**, 481—483, 1939, Nr. 12. Große Schauer aus der Luft wurden auf dem Jungfraujoch mit der Nebelkammer untersucht. Zur Auslösung wurden die Koinzidenzen zweier Zählrohre benützt, von welchen das eine allseitig mit 6,5 cm Blei geschirmt war und über der Kammer stand. In einem 1,5 cm dicken Bleistreifen in der Kammer erzeugen alle unter diesen Umständen einfallenden Teilchen Garben. Der durchdringende Teil der großen Schauer aus der Luft besteht aus schnellen Elektronen und etwa ebenso viele Schauer erzeugenden Photonen. Durch besondere gegenseitige Anordnungen von Nebelkammer und Auslösezählrohren wurden die Teilchendichte und der Umfang der Schauer untersucht. Auf mindestens etwa 20 m² sind ziemlich gleichförmig im Mittel 40 Teilchen/m² verteilt. Im Zentrum (durchdringender Teil) wurden im Mittel 90 Teilchen/m² beobachtet. Die Energie der einen solchen Schauer auslösenden Teilchen muß 10^{13} e-V übersteigen. Auf 12 von 150 Aufnahmen wurden langsame Protonen beobachtet, während bei willkürlicher Expansion auf ebenso vielen Aufnahmen nur eine Protonenbahn zu finden war. *Ehmert.*

Pierre Auger, Robley et **Pluvinage.** Les variations des grandes gerbes de rayons cosmiques en fonction de la pression barométrique, de l'altitude et du temps. C. R. **209**, 536—538, 1939, Nr. 14. Im

Juni und Juli 1939 wurden 40 Tage lang auf dem Jungfraujoch Schauer aus der Luft mit zwei Zählrohren registriert, die einige Meter voneinander entfernt aufgestellt waren. Es wurde ein Barometereffekt von — 15 %/cm Hg mit sehr enger Korrelation gefunden. Dieser Effekt stimmt mit dem aus der Zunahme mit der Höhe berechneten überein. Ein die Meßgenauigkeit von 2 % übersteigender Tagesgang konnte nicht festgestellt werden. *Ehmert.*

Pierre Auger and **Thérèse Grivet.** Composition of cosmic rays. Analysis of deep rays. Rev. Modern Phys. **11**, 232—234, 1939, Nr. 3/4. (Paris.) Unter 30 m Boden (75 m Wasseräquivalent) wurde die Richtungsverteilung der weichen, in 5 cm Blei steckenbleibenden Strahlung und die der harten ausgemessen. Letztere ändert sich mit dem Zenitwinkel in geringerem Maß. Die Rossi-Kurven von Schauern zeigen schon bei geringen Bleidicken Sättigung. Der Winkel zwischen den Strahlen eines Schauers ist in dieser Tiefe meist sehr eng; diese Schauer entsprechen den großen Schauern aus der Luft und werden dem Kaskadentyp zugeschrieben. *Ehmert.*

Pierre Auger. In collaboration with **P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, Robley, A. Fréon.** Production of secondary radiation. Extensive cosmic-ray showers. Rev. Modern Phys. **11**, 288—291, 1939, Nr. 3/4. (Paris.) Übersicht über umfangreiche experimentelle Untersuchungen über die großen Schauer aus der Luft. Ihre Absorption, ihre Teilchendichte, ihre Zunahme mit der Höhe und ihre Vervielfachung durch dünne Bleischichten sind mit der Auffassung verträglich, daß man es mit großen Kaskaden zu tun hat, welche bis zu 10^6 Teilchen aufweisen können und von Teilchen mit bis 10^{15} e-V erzeugt werden müssen. Der Umfang dieser Schauer ist wesentlich größer, als man ihn nach der Theorie für reine Elektronen-Photonen-Kaskaden erwartet. *Ehmert.*

Marcel Schein and **Piara S. Gill.** Production of secondary radiation. Burst frequency as a function of energy. Rev. Modern Phys. **11**, 267—276, 1939, Nr. 3/4. (Univ. Chicago, Ill.) Aus den Registrierungen von vier an verschiedenen Orten (50,1° N, 72 m; 29,7° N, 2285 m; 0,6 S°, 3350 m; 48° S, 8 m) aufgestellten mit 12 cm Blei gepanzerten Ionisationskammern nach Compton werden die Stoßgrößenverteilungen zusammengestellt. Die Kurven verlaufen ähnlich wie die Absorptionskurven in großen Schichten. Die Stöße mögen deshalb letztlich durch die Mesonen erzeugt werden. Unter der Annahme, daß die Teilchenzahl pro Stoß im Mittel der Energie des auslösenden Teilchens proportional ist (10^8 e-V/Teilchen), wird der Wirkungsquerschnitt der Kernteilchen im Blei (Protonen, Neutronen) für die Erzeugung eines Stoßes durch ein Meson von etwa $2 \cdot 10^{10}$ e-V zu $2 \cdot 10^{-30}$ cm² berechnet. Bei Gesamtenergien unter 10^{11} e-V ist die Zunahme der Stoßzahl mit der Höhe von der Stoßgröße unabhängig. Größere Stöße nehmen mit der Höhe stärker zu. Der Breiteneffekt für große Stöße ($E > 3 \cdot 10^{10}$ e-V) beträgt etwa 30 %. *Ehmert.*

Marcel Schein and **Volney C. Wilson.** Production of secondary radiation. Mesotron production in the atmosphere. Rev. Modern Phys. **11**, 292—295, 1939, Nr. 3/4. (Univ. Chicago, Ill.) Zwischen übereinanderliegenden Zählrohren befand sich ein 10,6 cm dickes Bleifilter, zu welchem ein weiteres 2,2 cm dickes Bleifilter abwechselnd einmal zwischen die Zählrohre und einmal über die ganze Anordnung gebracht wurde. Im letzteren Fall war bei Messungen im Flugzeug in etwa 8000 m Höhe die Koinzidenzzahl etwa doppelt so groß wie im ersteren Fall, während in geringer Höhe kein Unterschied festgestellt wurde. In Blei werden demnach in großen Höhen Mesonen erzeugt. Verschiedene Möglichkeiten werden diskutiert. Falls der Effekt von Photonen verursacht wird, ergibt sich der

Wirkungsquerschnitt eines Protons für diesen Prozeß in befriedigender Übereinstimmung mit der Theorie (Bhabha und Heitler) zu $3 \cdot 10^{-27}$ cm². *Ehmert.*

Volney C. Wilson. Composition of cosmic rays. Nature of cosmic rays below ground. Rev. Modern Phys. **11**, 230—231, 1939, Nr. 3/4. (Univ. Chicago, Ill.) Unter 30 m und unter 300 m Wasseräquivalent wurde die Absorption durch Blei über der Zählrohrapparatur (bis 29 cm) und durch (bis 100 cm) Blei zwischen den Zählrohren verglichen. Es ergibt sich kein Unterschied; die Teilchen sind vorwiegend durchdringender und ionisierender Natur. Schauer nehmen mit der Tiefe langsamer ab. Die Schauerteilchen werden in beiden Tiefen in 11,4 cm Blei vollständig absorbiert. Froman und Stearns bemerken, daß die Schauer in diesem Fall denen in größeren Höhen sehr ähnlich sind und sehr wahrscheinlich dem Kaskadentyp angehören. *Ehmert.*

W. F. G. Swann. Production of secondary radiation. Showers produced by penetrating rays and allied phenomena. Rev. Modern Phys. **11**, 242—254, 1939, Nr. 3/4. (Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.) I. Beschreibung einer Anordnung, die aus zehn übereinander aufgestellten Lagen von je 18 eng nebeneinanderliegenden Zählrohren besteht, deren jedes ein Elektroskop betätigt. Die Ausschläge aller Elektroskope werden photographisch notiert, wenn gleichzeitig in mehreren Lagen je mindestens ein Rohr anspricht. Zwischen den Zählrohranlagen befinden sich Bleischichten. Es wurde die Erzeugung von Sekundärteilchen durch durchdringende Teilchen untersucht. Die Theorie von Bhabha für Mesonen wird befriedigend bestätigt. In wenigen Fällen können die Beobachtungen am besten durch sekundäre Mesonen gedeutet werden. II. In großen Höhen ($^1/_2$ m Wasseräquivalent) ist die Teilchenzahl bei horizontalem Einfall nur wenig kleiner als bei vertikalem Einfall. Magnetische Ablenkung reicht zur Erklärung nicht aus. Dagegen könnte der Zerfall von sehr langsamen Mesonen zur Erklärung herangezogen werden, da in diesem Fall die Zerfallselektronen jede Richtung haben können. *Ehmert.*

W. Bothe. Production of secondary radiation. Narrow cosmic-ray showers. Rev. Modern Phys. **11**, 282—287, 1939, Nr. 3/4. (Kaiser Wilhelm-Inst. Heidelberg.) Schauer mit kleiner Winkeldivergenz der registrierten Strahlen (z. B. 4°) sind wesentlich durchdringender als weit geöffnete Schauer. Die Rossi-Kurve zeigt für die ersteren ein ausgeprägtes zweites Maximum, das auf die Erzeugung solcher Schauer durch die Mesonen der harten Komponente und durch nicht ionisierende Teilchen, vielleicht neutrale Mesonen, zurückzuführen ist, während das erste Maximum der Rossi-Kurve für enge Schauer der Erzeugung durch Photonen zuzuschreiben sein wird. In 1,5 cm Blei werden (34 ± 8) % der austretenden engen Schauer von ionisierenden Teilchen erzeugt, in 15 cm Blei dagegen (75 ± 3) %. Diese Schauer bestehen aus wenigen, meist zwei Strahlen, sehr wahrscheinlich Mesonen. Wesentlich öfter als solche Schauer erzeugt die harte Komponente langsame Mesonen, wie sie z. B. die Nebelkammeraufnahmen von Maier-Leibnitz zeigen. Vermutlich hat man es hier mit einem anderen Mechanismus zu tun. *Ehmert.*

P. M. S. Blackett and **B. Rossi.** Production of secondary radiation. Some recent experiments on cosmic rays. Rev. Modern Phys. **11**, 277—281, 1939, Nr. 3/4. (Univ. Manchester.) Mittels einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer unter dicken Bleischichten wurde die Häufigkeitsverteilung $P(N)$ von Schauern mit N-Teilchen ermittelt. Sie stimmt mit den Erwartungen der Theorie von Bhabha für die Schauererzeugung durch Mesonen überein. In 463 solchen Schauern wurden nur zwei Schauer beobachtet, die vielleicht aus Mesonen bestehen könnten. Zahlreiche Aufnahmen mit einer Nebelkammer, die durch einen Blei-

streifen in zwei Hälften geteilt ist, ergeben keinen Hinweis auf Wirkungen eines anderen nicht ionisierenden Teilchens, als des Photons. — Mit zwei durch 36 cm Al getrennt übereinanderliegenden Nebelkammern wurden fünf Koinzidenzen von so dichten Schauern beobachtet, daß diese Hoffmannschen Stößen entsprechen. Dies spricht für die Identität von Stößen und dichten Elektronenschauern aus der Luft. — Der an durchdringenden Teilchen in 2 cm Gold gemessene Energieverlust ist nach neuen Messungen von Wilson im Bereich $2 \cdot 10^{-8} < E < 7 \cdot 10^{8}$ e-V in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Ionisationsverlust für Mesonen der Masse 200. Einige Teilchen (7 %) mit $7 \cdot 10^{8} < E < 2 \cdot 10^{9}$ e-V erlitten einen großen Energieverlust, es können jedoch keine Elektronen sein. — Mittels Zählrohrkoinzidenzen wurde die Rossi-Kurve für Teilchen aufgenommen, welche von nicht ionisierenden Strahlen in Blei erzeugt werden. Das Maximum bei etwa 1 cm entspricht der Erwartung für Photonen. Auch die Absorption dieser Photonen ist mit der erwarteten im Einklang. *Ehmert.*

Bruno Rossi. Production of secondary radiation. The disintegration of mesotrons. Rev. Modern Phys. **11**, 296—303, 1939, Nr. 3/4. (Univ. Manchester.) Aus der Abnahme der harten Komponente mit wachsendem Zenitwinkel und aus dem Temperatureffekt wird die Lebensdauer der Mesonen (160 m_e) zu $3 \cdot 10^{-6}$ sec berechnet. Ferner werden diskutiert: Die Intensitätsänderung mit der Höhe, der Barometereffekt, der Verlauf des Energiespektrums der Mesonen und das Verhältnis der sekundären weichen Komponente zu den Mesonen. Alle diese Effekte sind mit den obigen Zerfallsdaten verträglich, während die Annahme einer Lebensdauer $< 10^{-6}$ sec zu Widersprüchen führen würde. Ein sicherer direkter Nachweis des Zerfalls von abgebremsten Mesonen lag noch nicht vor. *Ehmert.*

Émile Sevin. Sur les protidons. C. R. **209**, 432—434, 1939, Nr. 10. Die primäre kosmische Ultrastrahlung, die u. a. aus Photonen besteht, tritt beim Eindringen in die Erdatmosphäre in Wechselwirkung mit Atomkernen. Dabei wird die Energie der primären Ultraphotonen in Materie umgewandelt und es entstehen Elementarteilchen (Paarbildung). Verf. schätzt die Masse des dabei entstehenden Teilchens, das als Protidon bezeichnet wird, ab und erhält dafür einen Wert von der Größenordnung der 205fachen Elektronenmasse. *Lambrecht.*

Georg Stetter und **Hertha Wambacher.** Neuere Ergebnisse von Untersuchungen über die Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen durch Höhenstrahlen. Phys. ZS. **40**, 702—706, 1939, Nr. 23/24. (II. Phys. Inst. Univ. Wien.) Photographische Schichten wurden in verschiedenen Höhen (von 200 m bis 3400 m) der kosmischen Strahlung exponiert. Die Zahl der Protonenbahnen nimmt mit der Höhe stark zu, während die aus der Korndichte über die Reichweite ermittelte Energie der Protonen nur wenig zunimmt. Dasselbe gilt für die „Sterne", wobei der prozentuale Anteil kurzer Bahnen in diesen von einem Punkt ausgehenden Bahnengruppen mit der Höhe abnimmt. Ein Versuch, aus der Energie des zertrümmernden Teilchens und dem auftretenden Gesamtimpuls auf die Masse des zertrümmernden Teilchens zu schließen, weist auf Neutronen. Für energiearme Sternteilchen ist die Richtung von oben nach unten bevorzugt, die energiereicheren sind über alle Richtungen gleich verteilt. *Ehmert.*

E. M. Bruins. The decay of the penetrating cosmic rays. III. Proc. Amsterdam **43**, 75—80, 1940, Nr. 1. Die bekannte Formel von Groß zur Umrechnung von allseitiger Inzidenz auf vertikale Inzidenz wird in allgemeinerer Fassung angegeben, so daß auch für nicht isotropen Einfall und unter Berücksichtigung des Mesotronenzerfalls die Umrechnung vorgenommen werden kann. Die Anwendung auf die mit Ionisationskammer und mit Zählrohren ermittelten Absorptions-

kurven unter Meereshöhe ergibt eine Bestimmung der mittleren Lebensdauer des Mesons (1,4 bis $1{,}9 \cdot 10^{-6}$ sec). *Ehmert.*

Seth H. Neddermeyer and **Carl D. Anderson.** Composition of cosmic rays. Nature of cosmic-ray particles. Rev. Modern Phys. **11**, 191—207, 1939, Nr. 3/4. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Nach einem Rückblick über die Erforschung der Teilchennatur vom Nachweis der durchdringenden Natur einzelner Strahlen bis zur Entdeckung des Mesons werden die Methoden der Massenbestimmung diskutiert. Aus Reichweite spezifischer Ionisation und Impulsmessung wird für die wenigen bis jetzt ausgemessenen langsamen Mesonen die Masse zu ungefähr 200 Elektronenmassen berechnet. Aus statistischen Untersuchungen über die in schwerem Material ausgelösten Sekundären ergeben sich (wie auch aus einzelnen Beobachtungen eines abnorm geringen Impulsverlustes in Platin) Hinweise für das Vorhandensein von Teilchen mit einer kleineren Masse. *Ehmert.*

Thomas H. Johnson. Composition of cosmic rays. Evidence that protons are the primary particles of the hard component. Rev. Modern Phys. **11**, 208—210, 1939, Nr. 3/4. (Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.) Die sehr geringe ost-westliche Asymmetrie der Intensität in großen Höhen in der Nähe des Äquators zeigt in Verbindung mit dem Breiteneffekt, daß die weiche Komponente primär aus Elektronen mit gleich verteilter Ladung besteht. Der Westüberschuß ist mit der harten Komponente verknüpft, deren Primäre fast ausschließlich positive Ladung haben müssen. Dies werden Protonen oder noch schwerere Teilchen sein, wofür auch das Aufhören des Breiteneffektes bei 40° spricht, das als Reichweiteneffekt der sekundären Mesonen gedeutet wird. *Ehmert.*

S. A. Korff. Composition of cosmic rays. Recent studies at high elevations. Rev. Modern Phys. **11**, 211—221, 1939, Nr. 3/4. (Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.) Aufstiege bei Tag und bei Nacht mit Ballongeräten, welche die Entladungen eines Zählrohrs zum Boden funken, zeigten keinen merklichen Tagesgang der Intensität in großen Höhen auf. Auch während einer Protuberanz, die zu starker Ionisation unter 80 km Höhe führte, konnte kein 2 % übersteigender Effekt beobachtet werden. Mit Proportionalzählern mit einer Füllung von Bortrifluorid wurde bis zum Luftdruck von $^1/_{10}$ at das Ansteigen der Dichte langsamer Neutronen gemessen. Sie wächst etwa in gleichem Maße wie die schauererzeugende Komponente. Unter der Annahme, daß die beobachteten Neutronen von Photonen erzeugt werden, wird der Wirkungsquerschnitt zu 10^{-25} cm² berechnet. *Ehmert.*

Robert B. Brode. Composition of cosmic rays. The specific ionization of high speed particles. Rev. Modern phys. **11**, 222—229, 1939, Nr. 3/4. (Univ. Berkeley, Cal.) Die Ergebnisse verschiedener vorliegender Messungen werden mit der Theorie verglichen, insbesondere werden die Messungen von Corson und Brode berücksichtigt, bei welchen neben gleichzeitiger $H\varrho$-Messung die Tröpfchen der Bahnen in der Nebelkammer gezählt wurden. Die geringe spezifische Ionisation von Teilchen mit $H\varrho > 10^8$ Gauß · cm spricht dafür, daß in diesem Energiebereich vorwiegend Mesonen vorliegen. *Ehmert.*

Haydn Jones. Composition of cosmic rays. Energy distribution and positive excess of mesotrons. Rev. Modern Phys. **11**, 235—238, 1939, Nr. 3/4. (Univ. Chicago, Ill.) Im Energiebereich von $2 \cdot 10^8$ bis 10^{10} e-V wurde mit einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer in einem Feld von 16000 Φ die Energieverteilung durchdringender Teilchen untersucht. Die Ergebnisse stimmen mit denen Blacketts überein und bestätigen die Formel von Euler und Heisenberg für die Energieverteilung der Mesonen in Meereshöhe. Im ganzen Energiebereich sind positiv geladene Teilchen um etwa 30 % häufiger als negativ geladene. *Ehmert.*

M. S. Vallarta. Composition of cosmic rays. The determination of the energy spectrum of primary cosmic rays. Rev. Modern Phys. **11**, 239—240, 1939, Nr. 3/4. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Eine Möglichkeit, die Energieverteilung der positiven und der negativen Primären zu ermitteln, bieten genaue Messungen der azimutalen Intensitätsverteilung in mittleren Breiten in Verbindung mit den Rechnungen von Schremp und Hutner über die Halbschattenzonen. Entsprechende Messungen sind in Angriff genommen. *Ehmert.*

W. Kolhörster. Der Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung von September 1937—1938. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 144, 1939, Nr. 3. (Inst. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin-Dahlem.) Der MEZ.-Tagesgang der vertikalen Höhenstrahlen wird mit dem der gekoppelten Höhenstrahlen verglichen und wie dieser durch den Temperaturgang der bodennahen Luftschichten zu deuten versucht. Hieraus erklären sich weiter die Anomalien im Intensitätsverlauf zwischen 1. bis 7. Höhenkilometer. (Inhaltsangabe des Verf.) *Dede.*

Walter Rau. Die Intensitätsschwankungen der harten Komponente der kosmischen Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. **114**, 265—296, 1939, Nr. 5/6. (Forsch. St. Phys. Stratosphäre, Kaiser Wilhelm-Ges. Friedrichshafen a. B.) Registrierungen der harten Komponente der kosmischen Strahlung in einer unter Wasser befindlichen Felsspalte in 40 m Tiefe im Bodensee von Januar 1937 bis März 1938 mit zwei Ionisationskammern (114 Liter CO_2 von 17,2 Atm. und 33,5 Liter CO_2 von 29,6 Atm.). Die stündlichen Ionisationswerte konnten ohne Korrektur direkt auf Schwankungen untersucht werden, da in der benutzten Wassertiefe der gewöhnliche Barometereffekt keine Rolle mehr spielt und die Temperatur praktisch konstant war. — Die Auswertung der Beobachtungen nach Sonnenzeit ergab zwei Intensitätsmaxima der Ultrastrahlung bei 9 bis 11 und 22 bis 23 Uhr, also eine sonnentägliche Doppelwelle; als Amplitude wurde bei der Mittelwertbildung $\pm$ 0,2 %, nach der Periodogramm-Methode $\pm$ 0,18 % gefunden. Diese Doppelschwingung der kosmischen Strahlung wird mit der täglichen Doppelschwankung des Luftdruckes in Beziehung gebracht, indem die Höhe des Ursprungs der die harte Komponente bildenden Mesotronen einer täglichen Doppelschwingung unterworfen ist. — Auch die sterntägliche Schwankung der kosmischen Strahlung (Maximum bei 20^h10^m) läßt sich aus den Beobachtungen ableiten, allerdings mit geringerer Sicherheit als bei der sonnentäglichen Doppelschwankung. — Über das ganze Jahr hin zeigt sich ein Maximum im Juni, ein Minimum im Januar, Unterschied 4 %. *E. Regener.*

E. Regener und **W. Rau.** Über Schwankungen der harten Komponente der kosmischen Strahlung. Naturwissensch. **27**, 803—805, 1939, Nr. 48. (Forsch. St. Phys. Stratosphäre, Kaiser Wilhelm-Ges. Friedrichshafen a. B.) Die tägliche Doppelperiode der harten Komponente der kosmischen Strahlung (siehe vorstehendes Referat) wird auf den Zusammenhang mit der universellen täglichen Doppelschwingung der Lufthülle der Erde näher besprochen. Da ein Maximum der Ultrastrahlung auf ein Maximum des Luftdruckes fällt, müssen die die harte Komponente bildenden Mesotronen, soweit sie für die beobachtete Schwankung verantwortlich sind, in größeren Höhen in der Atmosphäre entstehen, wo die mechanische Schwingung der Luft nach Pekeris die entgegengesetzte Phase hat wie am Erdboden. *E. Regener.*

A. Ehmert. Über die Zwölfstundenperiode der Mesotronenintensität und die Höhe des Ursprungs der Mesotronen. Naturwissensch. **28**, 28—29, 1940, Nr. 2. (Forsch. St. Phys. Stratosphäre, Kaiser Wilhelm-Ges. Friedrichshafen a. B.) Regener und Rau (vgl. vorstehende Referate)

bringen eine in 50 m Wassertiefe nachgewiesene sonnentägliche Doppelwelle der Ultrastrahlungsintensität mit der täglichen Doppelwelle im Luftdruckgang in Verbindung, welche zweimal am Tag eine Hebung und Senkung der Isobarenflächen zur Folge hat, wodurch auch der Ursprung der Mesonen gehoben wird, so daß ein größerer Teil derselben auf dem längeren Weg zur Wasseroberfläche zerfällt. Verf. berechnet, daß zur Erklärung der gemessenen Amplituden durch diesen Mechanismus der Höhenunterschied zwischen höchstem und tiefstem Stand der fraglichen Luftschichten etwa 550 m betragen muß. Nach allem, was bis jetzt über Schwingungen des Luftkörpers bekannt ist, wäre demnach der Mesonenursprung in sehr großen Höhen zu suchen. *Ehmert.*

E. G. Dymond. Intensity of mesotrons in the upper atmosphere. Nature **144**, 782, 1939, Nr. 3653. (Dep. Phys. Univ. Edinburgh.) Bei Ballonaufstiegen mit einer Koinzidenzanordnung, die — mit 10 cm Pb abgeschirmt — nur auf Mesotronen anspricht, wird ein Maximum bei 80 mm Hg mit nachfolgendem Abfall gemessen. Die Intensität im Maximum ist nur neunmal größer als an der Erdoberfläche, während die Euler-Heisenbergsche Theorie für Mesotronen über $1{,}2 \cdot 10^8$ e-V zu einem 390fachen Anwachsen führt. Unter der Annahme, daß Mesotronen nur von einer Mindestenergie von etwa $8 \cdot 10^8$ e-V an erzeugt werden, läßt sich Übereinstimmung erzielen. *Fünfer.*

E. J. Williams and **G. E. Roberts.** Evidence for transformation of mesotrons into electrons. Nature **145**, 102—103, 1940, Nr. 3664. Wiedergabe einer Nebelkammeraufnahme, die eine im Gasraum endigende Mesotronenbahn zeigt. Vom Ende zweigt eine Elektronenspur ab, die einem Elektron zugeschrieben werden muß, das eine höhere kinetische Energie als das Mesotron hat. Die Krümmung der Mesotronen- und der Elektronenbahn deutet auf positive Ladung, so daß also die Umwandlung eines positiven Mesotrons in ein Positron und ein Neutron vorliegt. Die Energie des Positrons wird auf 70 MeV $\pm$ 50 % geschätzt ($100\ mc^2 = 50$ MeV), die des Mesotrons auf 4 MeV. *Fünfer.*

E. J. Williams and **G. E. Roberts.** Dasselbe. Ebenda S. 151, Nr. 3665. (Univ. Coll, Wales, Aberystwyth.) Hinweis darauf, daß die Bahn des aus dem Zerfall eines Mesotrons entstehenden Elektrons (siehe vorstehendes Referat) durch den Druck zu dicht erscheint. Die Bahn unterscheidet sich auf der Originalaufnahme nicht von denen anderer energiereicher Elektronen. *Fünfer.*

C. Møller og **B. Eriksen.** Om en ny Elementarpartikel. Fysisk. Tidsskr. **37**, 177—186, 1939, Nr. 6. Viele Anzeichen deuten darauf hin, daß in der kosmischen Strahlung Teilchen mit derselben Ladung wie Elektronen und Positronen sich befinden, aber mit einer Masse, die etwa 200mal größer als die der Elektronen ist. Diese Partikel werden „Mesonen" genannt. Verff. geben nach der von Yukawa angegebenen Theorie einen Existenznachweis für diese Teilchen an und leiten die Konstanten ab, die man nach bestimmten Annahmen diesen Teilchen zuordnen kann. *Kühne.*

H. Yukawa. Der gegenwärtige Stand der Theorie des Mesotrons. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 144, 1939, Nr. 3. (Univ. Kyoto.) Es werden die wichtigsten Eigenschaften des Mesotrons behandelt, die unmittelbar aus den Grundannahmen der heutigen Theorie folgen. Ferner wird kurz erörtert, wie in dieser Theorie die unter den Kernbestandteilen gegeneinander wirkenden Kräfte, der β-Zerfall sowie die mit der harten Komponente der kosmischen Strahlung verbundenen Erscheinungen gedeutet werden können. Schließlich werden die Schwierigkeiten, die diese Theorie mit allen anderen Quantentheorien der Felder gemein hat und diejenige, die sie speziell hat, diskutiert. (Inhaltsangabe des Verf.) *Dede.*

A. Widhalm. Schwere Teilchen in der Höhenstrahlung. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 144, 1939, Nr. 3. (Phys. Inst. Univ. Wien.) Nach der photographischen Methode wird die Häufigkeit und die Energieverteilung der schweren Teilchen in der Höhenstrahlung in verschiedener Höhenlage untersucht. — Über methodische Einzelheiten beim Arbeiten mit dicken photographischen Schichten wird berichtet. (Inhaltsangabe des Verf.) *Dede.*

Hertha Wambacher. Untersuchungen über Kernzertrümmerung durch Höhenstrahlen. Verh. D. Phys. Ges. (3) **20**, 144, 1939, Nr. 3. (Phys. Inst. Univ. Wien.) Es wird über die Registrierung von Mehrfachzertrümmerungen von Atomkernen in verschiedener Seehöhe nach der photographischen Methode berichtet. Einige Beobachtungen werden mit der Theorie verglichen. Vorstellungen über die Vorgänge im Kern, welche sich daraus ergeben, werden diskutiert. (Inhaltsangabe des Verf.) *Dede.*

J. A. Reboul. Sur l'existence et les caractères de radiations ionisantes absorbables émises par les métaux ordinaires. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 470—476, 1939, Nr. 11. (Fac. Sci. et Méd. Montpellier.) Verf. referiert in zusammenfassender Form die früheren Experimente über die in gasgefüllten Ionisationskammern unter der Wirkung der Höhenstrahlung auftretenden Ionisationserscheinungen. Verf. zeigt sodann in eigenen Experimenten, daß bestimmte an Metalloberflächen auftretende Erscheinungen auf die Wirkung von durch die Höhenstrahlung ausgelösten ionisierenden Sekundärstrahlungen zurückzuführen sind. Der Verf. kann im besonderen den Nachweis führen, daß die Intensität der Höhenstrahlung ausreicht, um die in Rede stehenden Effekte hervorzubringen. Der Verf. führt ferner Bestimmungen des Absorptionskoeffizienten der Sekundärstrahlungen in Luft und in Aluminium durch. Es handelt sich danach um eine sehr wenig energiereiche Sekundärstrahlung. *Bomke.*

H. Oellrich. Die Eisverhältnisse des Winters 1938/39 in den außerdeutschen europäischen Gewässern. Ann. d. Hydrogr. **68**, 17—24, 1940, Nr. 1. *Dede.*

S. Chapman. Notes on atmospheric sodium. Astrophys. Journ. **90**, 309—316, 1939, Nr. 2. (Imp. Coll. Sci. Technol.) Verf. schlägt vor, daß die Natriumatome in den hohen Atmosphärenschichten eine lange Lebensdauer besitzen, diese jedoch intermittierend ist, indem während der effektiven Lebensdauer öfters Kombinationsprozesse mit Sauerstoff unter Bildung von NaO stattfinden, das dann wieder nach der Gleichung $NaO + O = Na + O_2$ zerfällt. Die zur Anregung der Natriumlinien notwendige Energie wird durch die Dissoziierungsenergie des Sauerstoffs geliefert. Ebenso wird die Lage dieser emittierenden Schicht diskutiert. Sie liegt bei 60 bis 130 km Höhe. *Frerichs.*

Arthur Adel. Note on the atmospheric oxides of nitrogen. Astrophys. Journ. **90**, 627, 1939, Nr. 4. (Lowell Obs.) Die Übereinstimmung zwischen den N_2O-Banden im Laboratorium von der Wellenlänge 7,77 und 8,57 μ mit Banden in der Erdatmosphäre weist darauf hin, daß die Erde von einer N_2O-Schicht umgeben ist, die sich ähnlich wie die bekannte Ozonschicht verhält. Die Äquivalentdicke beträgt einige Millimeter. *Frerichs.*

K. R. Ramanathan and **K. P. Ramakrishnan.** The general circulation of the atmosphere over India and its neighbourhood. Mem. India Meteorol. Dep. **26**, 189—245, 1939, Nr. 10. *Dede.*

Stephan P. Sashoff and **Joseph Well.** Static emanating from six tropical storms and its use in locating the position of the distur-

bance. Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 696—700, 1939, Nr. 11. (Univ. Gainesville, Florida.) Von August bis Oktober 1937 peilten mehrere Stationen in Florida und auf Puerto Rico gleichzeitig die Luftstörungen, die von tropischen Stürmen auf dem Atlantik oder im Golf von Mexico ausgingen. Verwendet wurden als Antennen gekreuzte Rahmen und als Anzeigegerät eine Braunsche Röhre. Das Bild auf dem Schirm der Röhre gab direkt Größe und Richtung der einzelnen Störungen wieder. Es wurde fortlaufend auf Film photographiert, der dann später projiziert und ausgewertet wurde. Die Gleichzeitigkeit der Beobachtung wurde durch drahtlos übertragene Synchronisierungzeichen gewährleistet, die mit auf den Film gegeben wurden. Es zeigte sich, daß nur sehr wenige „synchrone" Störungen aus der Richtung des Sturmes bei den verschiedenen Stationen ankamen, daß aber bei einigermaßen niedrigen lokalen Störungen durch eine entsprechende Auswertung die Richtung des Störungszentrums festgestellt werden konnte. Auf diese Weise konnten die Bahnen von sechs großen Stürmen verfolgt werden, die vom US.-Wetterdienst gemeldet worden waren. Die meteorologisch beobachtete Sturmbahn und der Weg des Störungszentrums auf Grund der Peilungen stimmen gut, aber nicht vollständig überein. Diese Differenz kann durch Fehler in den Geräten bedingt sein oder dadurch, daß die Luftstörungen nicht im Sturmzentrum, sondern an der Peripherie entstehen. Versuche in dieser Richtung sind beabsichtigt. *Dieminger.*

H. J. aufm Kampe. Über Schwebeballon-Vermessungen im Lee der Rossittener Wanderdüne und einige allgemeine Bemerkungen über Schwingungen in der freien Atmosphäre. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **26**, 107—118, 1940, Nr. 2. (Darmstadt.) Es werden die in Abständen von 10 sec bei bedecktem Himmel und NNW mit Geschwindigkeit von 8 m/sec vermessenen Bahnen von Schwebeballonen mitgeteilt, die nach anfänglichen Leewirbeln im weiteren Bahnverlauf Schwingungen der Ballonbewegung zeigen. Die beobachtete Schwingungsdauer der Wellen war bedeutend kleiner als nach Berechnungen der Schwingungsdauer eines um seine Gleichgewichtslage pendelnden Luftteilchens zu erwarten wäre. Es wird daher angenommen, daß es sich um Zykloiden als Grundbahn handelt, die beim Abwandern eines Wirbels zustande kommen, über die sich noch kleinere durch Turbulenzkörper verursachte Wellen lagern. Aus Flugzeugbahnen wird erschlossen, daß auch in 300 m Höhe noch wellenförmige Vertikalbewegungen auftraten, die mit den Ballonbahnen gut im Einklang standen. Die an einem anderen Tag mit wolkigem bis heiteren Wetter und geringeren Windgeschwindigkeiten gemessenen Bahnen der Schwebeballone stiegen zufolge der Einstrahlungswirkung ohne Leewirbelbildungen rasch aufwärts, erst in Höhen von 600 oder 900 m vollführten die Ballone wellenförmige Bewegungen, die auf von der Stabilität der Schichtung abhängende interne Schwingungen zurückgeführt werden. Verf. vermutet, daß die Luftströmung in großen Höhen vor einem Kaltlufteinbruch und die Leebewegung hinter langgestreckten Gebirgen im Prinzip gleichartige Erscheinungen sind. *Steinhauser.*

Robert Tournier. Contribution à l'étude des circulations atmosphériques qui s'effectuent au-dessus de la Mer rouge. C. R. **209**, 488—489, 1939, Nr. 12. Im allgemeinen ist die Luftzufuhr zum Roten Meer aus Afrika stärker als die aus Asien. Die Strömung aus Afrika überwiegt besonders im Winter, während ihr im Sommer die Depression im Persischen Golf entgegenwirkt. Im Laufe des Tages ist eine Schwankung in dem Windsystem des Roten Meeres in dem Sinne festzustellen, daß zufolge der früheren Erwärmung des Ostens am späten Morgen und am Nachmittag die asiatische Komponente besser entwickelt ist, während am Abend die afrikanische Komponente überwiegt. Bei Pilotballonaufstiegen bis 9000 m wurden in Höhen über 4000 m eine allgemeine West-Ost-

strömung wie auch im übrigen Nordafrika festgestellt, die beim Überqueren des Roten Meeres etwas abzunehmen scheint. *Steinhauser.*

Roger Faillettaz. L'influence de la rotation de la Terre sur la direction du vent au contact du sol. C. R. **209**, 767—769, 1939, Nr. 21. Zur Bestimmung der Ablenkungswinkel des Windes von der Gradientrichtung in der untersten bodennahen Luftschicht (unter der gewöhnlichen Anemometerhöhe) hat der Verf. eine ganz kleine Windfahne konstruiert, die aus zwei kleinen drehbaren Flügeln aus Duraluminium von 8 mm Breite und 80 mm Länge bestehen, von denen die eine eine leichte Schreibmine trägt, die bei einer Bewegung des Flügels auf einem am anderen Flügel angebrachten Diagramm schreibt. Eine Windfahne wiegt weniger als 2 g. Zahlreiche Windfähnchen können auf zwei senkrechten parallel gespannten Fäden in Abständen von 15 mm übereinander aufgehängt werden. Zur Messung werden sie ungefähr in mittlerer Windrichtung eingestellt. Nach Messungen an einem flachen Strand zeigte sich bei Windgeschwindigkeiten von 3 bis 5 m/sec (in 1 m Höhe) eine Winddrehung um 20° von 1 bis 30 cm über dem Boden und bei Windgeschwindigkeiten von 8 bis 12 m/sec eine Drehung um 10° zwischen 1 und 15 cm über dem Boden. Verf. schließt daraus auf die Existenz einer 10 bis 20 cm dicken Grenzschicht. *Steinhauser.*

Kurt Faulhaber †. Beiträge zur Frage der Luftmassengrenzen in Zyklonen. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **26**, 67—76, 1940, Nr. 2. Verf. geht von einer Schilderung der Luftmassenwechsel bei zwei charakteristischen Wetterlagen auf Grund der synoptischen Aerologie aus. Die eine Wetterlage (9. bis 12. Januar 1936) wird als Vertreter des Vertikalzirkulationstypus der Zyklonen (nach Raethjen) dargestellt, für den stationäres Verhalten und Energiezufuhr aus troposphärischen thermodynamischen Prozessen charakteristisch ist, während die zweite Wetterlage (10. bis 18. Februar 1937) ein Beispiel für den durch eine hohe stratosphärische Druckwelle und eine ausgedehnte Frontalzone charakterisierten Wellentypus der Zyklone bildet. In der Vertikalen sind sprunghafte Gegensätze (scharfe Grenzen) nur möglich, wenn die wärmere Luft über der kälteren liegt. Die in der Höhe einströmende Kaltluft zeigt niemals eine scharfe Untergrenze und auch keine Grenzflächenbewölkung. Bei Aufgleitprozessen besteht in Richtung der geneigten Grenzzone eine wolkenerfüllte Mischluftzone. Die Wolkenzone reicht dabei meist unter die Warmluftgrenze herunter. Nur bei den selteneren Fällen langsameren Aufgleitens auf flache Kaltluftschicht bildet sich ein sprunghafter Übergang aus; die untere Grenze der Wolkenluft und der Warmluft fallen zusammen. Ein sprunghafter Übergang von einer Luftmasse zur anderen findet sich auch bei einem zyklonalen Kaltlufteinbruch (steiler Kaltluftberg). Bei langsamen Kaltlufteinbrüchen findet sich an der Grenzfläche ein passives Aufgleiten mit ähnlichen Wolkenbildungen wie beim aktiven Aufgleiten. *Steinhauser.*

Fritz Schnaidt. Wärmeinhalt (Enthalpie), Äquivalenttemperatur und Verdunstung. Meteorol. ZS. **57**, 6—11, 1940, Nr. 1. (München.) Indem Verf. den fiktiven Vorgang der Wasserdampfkondensation und der Erwärmung der Luft mit der frei gewordenen Kondensationswärme als pseudoadiabatisch auffaßt und nur die in der Feuchtluft von $(1 + m)$ g wirklich vorhandene Trockenluft erwärmt denkt, kommt er zu der Formel für die als Maß der Enthalpie feuchter Luft definierte Äquivalenttemperatur $T_{ae} = T + 1547\,(1 + 0{,}00074\,t)\,e/(p - e)$, die von der von Linke unter der Annahme, daß die Erwärmung auf $(1 + m)$ g Trockenluft übertragen wird, abgeleiteten Formel abweicht. Gegenüber Linkes Formel werden einige Einwände erhoben und die Überlegenheit der neuen Formel betont. Eine durch die Psychrometerformel definierte Äquivalenttemperatur gibt kein Maß

für den Wärmeinhalt. Die neue Formel wird auf die Verdunstung am Psychrometer, auf die Atmung und auf die Mischung von Luftmassen angewendet. Zur Ermittlung der Mischungstemperatur von Luftmassen beim Druck 760 mm Hg wird ein Diagramm angegeben. *Steinhauser.*

Alfred Hofmann. Die Eintrittszeiten sommerlicher Singularitäten in Mitteleuropa. Meteorol. ZS. **57**, 11—18, 1940, Nr. 1. (Forsch.-Inst. Reichswetterd. Bad Homburg v. d. H.) Der Untersuchung liegt der mittlere Jahresgang der Temperatur von Potsdam (1893—1936) zugrunde, dessen Singularitäten als Abweichungen von einem durch eine Sinuskurve dargestellten idealen Jahresgang nach übergreifendem fünftägigen Mittel dargestellt werden. Für die Monate April bis Oktober werden die Kurven der Abweichungen vom idealen Jahresgang in den einzelnen Jahren der Kurve des 44jährigen Mittels gegenübergestellt und nach folgenden Typen zusammengefaßt: 1. Fehlen des Sommermonsuns (4 Jahre), 2. Übereinstimmung mit dem langjährigen Mittel (11), 3. Fehlen der Sommermonsunpause Mitte Juli (11), 4. übernormale Ausbildung der Sommermonsunpause Mitte Juli (7), 5. Vorzeitiges Monsunende um Mitte Juli (7), 6. Fehlen des altweibersommerartigen Wärmerückfalles Ende September (6). Eine Tabelle bringt für jedes Jahr die Daten des Höhepunktes der Vormonsunzeit, des Beginnes des Sommermonsuns, des Höhepunktes der Sommermonsunpause und des Höhepunktes der ersten Altweibersommerperiode (Ende des Sommermonsuns). Die durchschnittlichen Abweichungen dieser Daten vom mittleren Datum betragen 10 bis 14 Tage. In übergreifenden 10jährigen Mittelwerten zeigt sich eine allmähliche Verfrühung des Sommermonsunbeginnes vom 12. Juni im Jahrzehnt 1896/1905 bis 25. Mai im Jahrzehnt 1920/1929 und seither wieder eine Verspätung bis 7. Juni im Jahrzehnt 1930/1939. *Steinhauser.*

Karl Brocks. Eine Methode zur Beobachtung des vertikalen Dichte- und Temperaturgefälles in den bodenfernen Atmosphärenschichten. Meteorol. ZS. **57**, 19—26, 1940, Nr. 1. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Die bei im Gebirge ausgeführten Anvisierungen entfernter Ziele festgestellten Tagesgänge der Lichtstrahlschwankungen werden durch Änderungen meteorologischer Zustände verursacht. Aus den Strahlschwankungen lassen sich die Änderungen der Dichteschichtung der betrachteten Luftschicht und damit die Änderungen des isobar-isosteren Solenoidfeldes der Atmosphäre unmittelbar berechnen. Es wird die Gleichung abgeleitet, die die Strahlenschwankung am Beobachtungsort mit den Änderungen des Temperatur- und Feuchtigkeitsgefälles und mit den Schwankungen von Druck, Temperatur und Feuchtigkeit längs des Strahles verbindet. Die Abschätzung der Wirkung der einzelnen Glieder dieser Gleichung ergibt, daß das vertikale Temperaturgefälle den weitaus überwiegenden Faktor darstellt. Seine Änderungen können mithin aus Messungen der Lichtstrahlschwankungen bestimmt werden. Die in der Nähe des Beobachtungspunktes stattfindenden Änderungen der meteorologischen Verhältnisse haben auf die Lichtstrahlschwankungen den größten Einfluß. Besonders unter Benutzung gleichzeitiger gegenseitiger Messungen lassen sich daher die meteorologischen Vorgänge in verschiedenen Entfernungen vom Beobachtungsort mit Hilfe von verschieden langen Strahlen erfassen. Aus gleichzeitigen gegenseitigen Messungen lassen sich auch die Absolutwerte des vertikalen Temperaturgefälles und des Dichtegefälles bestimmen. *Steinhauser.*

M. Bider. Temperaturunterschied zwischen Stadt- und Freilandstationen. Helv. Phys. Acta **13**, 5—7, 1940. Nr. 1. (Basel-Binningen.) Im zehnjährigen Mittel ist es im Stadtinnern von Basel (277 m) durchschnittlich um 0,7° wärmer als auf dem außerhalb der Stadt gelegenen St. Margaretenhügel

(317 m). Die mittlere Tagesschwankung der Temperatur ist im Januar um 1° und im Juli um 3° auf dem Margaretenhügel größer als in der Stadt, wofür auch Aufstellungsunterschiede der Instrumente mit verantwortlich gemacht werden. Auf dem Margaretenhügel ist sowohl die Zahl der Frosttage wie auch die der Sommertage um ungefähr 20 größer als in der Stadt. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit und zunehmender Bewölkung nehmen die Temperaturdifferenzen ab.

Steinhauser.

E. Wahl. Ergebnisse einer einjährigen Symmetriepunktstatistik. Gerlands Beitr. **56**, 1—40, 1940, Nr. 1. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Auf Grund von drei Tagessummen der Luftdruckwerte an 20 gleichmäßig über Europa verteilten Stationen wurden für einen mit Juni 1937 beginnenden einjährigen Zeitraum unter fortlaufender Intervallverbreiterung (angefangen von Intervallen von 42 Tagen) die von Stumpff eingeführten Symmetrieindizes S berechnet und ihre Verteilung unter Hervorhebung der symmetrieverdächtigen Gebiete ($S < 20$ für positive, $S > 80$ für negative Symmetrie) und der Gebiete mit Asymmetrie ($S = 50$) in Karten dargestellt. Die Häufigkeitsverteilung der S und das Verhalten der Symmetriepunkte (*SP*) bei Intervallverbreiterung werden im Hinblick auf die Brauchbarkeit eines *SP* zur Prognose diskutiert. Zur Anwendung der *SP* zur Prognose an einem bestimmten Tag muß die Zahl der „verfügbaren" *SP*, das ist die Zahl der an diesem Tag neu hinzukommenden Symmetrien verschiedener Intervallbreiten und der noch unzerstörten Symmetrien mit früheren Umklapptagen, und Zahl der „verlängerbaren" *SP*, das sind die Symmetrien, deren S auch noch bei Intervallverbreiterung um drei Tage innerhalb der Symmetriegrenzen bleibt, bestimmt werden. Dies wurde für jeden Tag und für alle Stationen gemacht. Da ein *SP* nicht vorher erkannt werden kann, stützt sich die Prognose auf die verfügbaren und verlängerbaren *SP*. Aus der Untersuchung der Häufigkeit der verfügbaren und der verlängerbaren *SP* ergab sich eine Wahrscheinlichkeit für die Aufstellung einer richtigen Großluftdruckvorhersage für drei Tage zu 87 %, für sechs Tage zu 76 % und für neun Tage zu 66 %. Im Winter und Frühling stehen mehr *SP* zur Verfügung als im Sommer. Die Gebiete hoher Symmetrie (*SG*) sind sehr kurzlebig und ihre Entwicklung vollzieht sich sehr regellos. Nur ausgedehnte *SG* sind auf der Karte länger zu verfolgen. Häufig treten entgegengesetzte *SG* nebeneinander auf. Die geographische Verteilung der Häufigkeit der verfügbaren *SP* zeigt einen Gebietsstreifen mit überdurchschnittlicher Häufigkeit entlang der ganzen europäischen Westküste (Maximum bei den Shetlandinseln). Wenn keine verfügbaren und verlängerbaren *SP* vorhanden sind, kann keine Luftdruckvorhersage gemacht werden. Für eine einzelne Station ist dies in etwa $^1/_3$ der Tage des Jahres der Fall. Die Häufigkeit gleichzeitiger Symmetrielosigkeit an mehreren Stationen, die für die Prognose der Großwetterlage von Bedeutung wird, ist aber schon sehr viel geringer. Durch Kombination der synoptischen Erfahrung und der Benutzung der *SP* kann die Prognosensicherheit von Großwetterlagen gesteigert werden.

Steinhauser.

Gerhard Schmidt. Die Druckänderungsgebiete der 500 mb-Fläche und ihre prognostische Verwertung. Meteorol. ZS. **57**, 26—32, 1940, Nr. 1. (Leipzig.) Aus Untersuchungen an 24stündigen Höhenisallobarenkarten leitet Verf. folgende Regeln ab: 1. Die Depressionen folgen im allgemeinen der Richtung der Höhenisobaren und sind am nächsten Tag im in der Zugrichtung nächstgelegenen Gebiet stärkster positiver Höhendruckänderung zu erwarten. 2. Liegt ein Bodentief annähernd im Zentrum eines Höhenfall- oder steiggebietes, so deutet dies auf ein Stationärwerden desselben hin, und zwar füllt es sich im ersten Fall zumeist auf, während im letzteren unter Umständen eine Vertiefung eintreten

kann. 3. Neubildungen sind an der Nullisallobare zwischen Höhensteig- und -fallgebiet zu erwarten, besonders wenn ein starker Gradient ausgeprägt ist. Ferner ist erforderlich, daß in der Bewegungsrichtung das Höhensteiggebiet vorausgeht. Umbiegungsstellen oder Divergenzen der Höhenisobaren verschärfen diesen Effekt. An Hand von zahlreichen Höhenkartendarstellungen verschiedener Wetterlagen wird die Methode eingehend erläutert. *Steinhauser.*

W. R. Priston. Solar variation and the weather. Nature **144**, 550—551, 1939, Nr. 3647. (Edinburgh.) Verf. hat aus der langen Beobachtungsreihe von Greenwich eine Periode des Luftdruckes von 27,31 Tagen abgeleitet, deren Amplitude etwa 10mal so groß ist wie die der Mondgezeiten. Am deutlichsten war diese Periode um 1890 entwickelt. Es wird darauf verwiesen, daß eine ähnliche Periodizität von 27,3 Tagen auch in der Reihe der Häufigkeiten der Nordlichtbeobachtungen in Großbritannien festgestellt worden ist. Ein Vielfaches dieser Perioden stellt die von Abot abgeleitete Witterungsperiode von 274 Monaten dar. *Steinhauser.*

S. R. Finn and **E. O. Powell.** Evaporation of mist particles and its bearing on air sterilisation. Nature **144**, 864—865, 1939, Nr. 3655. (Portslade.) Kurze Mitteilung über Untersuchungen der Verdampfungsgeschwindigkeit zerstäubter bakterizider Stoffe in Lösungsmitteln verschiedener Flüchtigkeit und ihre keimtötende Wirkung in dem vernebelten Luftraum. *H. Israël.*

Mme **A. Vassy** et **M. E. Vassy.** Recherches sur l'absorption atmosphérique. II. Journ. de phys. et le Radium (7) **10**, 403—412, 1939, Nr. 9. Verff. setzen ihre früheren Untersuchungen über die atmosphärische Absorption fort und stellen fest, daß bei selektiver atmosphärischer Absorption zwei völlig verschiedene Absorptionstypen vorliegen. Auf Grund von Beobachtungen und von theoretischen Betrachtungen versuchen die Verff. eine Deutung der beiden Absorptionsmechanismen zu geben. *Bomke.*

Mme **A. Vassy** et **M. E. Vassy.** Dasselbe. III. ebenda. S. 459—464, Nr. 11. (Lab. d'Enseignement Phys. Sorbonne.) Verff. untersuchten in zwei Versuchsserien die spektrale Absorption der Atmosphäre in verschiedenen Höhenschichten in dem Wellenlängengebiet von 3000 bis 8000 Å. Insbesondere wurde einmal unter Benutzung künstlicher Lichtquellen die Absorption in Bodenhöhe, das andere Mal unter Benutzung stellarer Lichtquellen die Absorption in der gesamten Atmosphäre gemessen. Die Absorptionskurven können in den Anteil durch Rayleigh-Streuung und den durch wahre selektive Absorption zerlegt werden. Die Wellenlängenabhängigkeit des Streuungsanteils wird durch die bekannten Rayleighschen Formeln quantitativ wiedergegeben. Die selektive Absorption wird in einer späteren Arbeit (vgl. nachstehendes Referat) noch eingehender untersucht werden. *Bomke.*

E. Elvegård und **G. Sjöstedt.** Berechnung der Beleuchtung von Sonne und Himmel. Gerlands Beitr. **56**, 41—48, 1940, Nr. 1. (Stockholm.) Umfangreichere Messungen der Ortshelligkeit sind in Nordeuropa von H. Lunelund und T. E. Aurén meist mit photoelektrischen Zellen unter zusätzlicher Verwendung von Gelbfiltern gemacht worden; ihre Messungen sind bezogen auf eine praktische Einheit, nämlich auf die durchschnittliche Gesamtbeleuchtung durch Sonne und Himmel — ohne Wolken — bei der Sonnenhöhe (h) von 45° (etwa gleich 77 000 Lux). Für dieses Material haben nun die Verff. empirische Formeln entwickelt, welche die Beleuchtung durch die Sonne (S) und durch den Himmel (H) als Funktion von h für etwa $5^0 \leqq h \leqq 54^0$ befriedigend darstellen. Es gilt bei klarem Himmel: $S = 1{,}6 \cdot \sin h \cdot 10^{(-0{,}1 \cdot m)}$, bzw. $H = 0{,}211 \cdot \sqrt{\sin h} \approx 0{,}211/\sqrt{m}$ (m = Luftmasse nach Bemporad). Für bewölkten Himmel haben die Verff. je

nach dem Bewölkungsgrad verschiedene Formeln für die Gesamtbeleuchtung aufgestellt. Interessant ist, daß der obige Absorptionskoeffizient fast der gleiche ist, wie ihn Feußner und Dubois für den gesamten kurzwelligen Energieanteil der Sonnenstrahlung ($\lambda \leqq$ etwa 0,625 μ) für reine, trockene Luft und für $h \geqq$ etwa 30° berechneten. Für das spektrale Maximum der Augenempfindlichkeit bei $\lambda =$ etwa 0,55 μ ergibt sich nach den Angaben von C. G. Abbot für reine, trockene Luft ein spektraler Absorptionskoeffizient von 0,055, bei $\lambda =$ etwa 0,44 μ von 0,100. *Feußner.*

Theodore Eugene Sterne. On periodicities in measures of the solar constant. Proc. Nat. Acad. Amer. **25**, 559—564, 1939, Nr. 11. (Harvard Coll. Obs.) Es wird untersucht, ob die beobachteten Schwankungen der Solarkonstanten und die durch harmonische Analyse daraus erhaltenen Periodizitäten derselben auf rein statische Schwankungen oder auf systematische Fehler zurückgehen oder aber reell sind. Aus 540 Tagesmittelwerten der Solarkonstanten von Abbot werden die Koeffizienten der Sinus- und Cosinusglieder jeder der 10 von Abbot vermuteten Perioden zwischen 7 und 68 Monaten bestimmt. 7 jener Perioden (nämlich die 9,75-, 11-, 21-, 25-, 39½-, 46- und 68monatige) ergeben sich als reell oder auf systematische Fehler zurückgehend. *Burkhardt.*

Jac. M. Schneider. Zur quartären Temperaturkurve nach Spitaler gegen Milankowitsch. Helv. Phys. Acta **11**, 544—547, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Jakob M. Schneider. Dasselbe. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 131—132. (Altstätten, St. Gallen.) Die Kurven für die Sonnenstrahlung der jüngsten geologischen Vergangenheit berechnen beide Forscher nach dem gleichen Prinzip, aber nach merklich verschiedenen astromechanischen Daten für die Veränderlichkeit der Exzentrizität der Erdbahn, der Schiefe der Ekliptik und des Perihels. Aus diesem Grunde widersprechen sich die Angaben der beiden Autoren mitunter vollkommen. Darüber hinaus sind beide Kurven nicht mit den geologischen Zeitabschätzungen in Einklang zu bringen, die man aus den glazialen Ablagerungen des Iller-Lech-Gebietes und für die warmen Zwischeneiszeiten aus den Kieselgurlagern in der Lüneburger Heide angestellt hat. Unsicher und widersprechend sind nicht nur die astromechanischen Angaben und die geologischen Zeitabschätzungen, sondern auch die Ansichten über die Vorbedingungen zum Entstehen der Eiszeit. Der Verf. fragt mit Recht, inwiefern man die astromechanischen Veränderlichkeiten für eine ausreichende Erklärung der quartären Eiszeiten halten könne, während man für die früheren geologischen Epochen keine sicheren Anzeichen von Eiszeiten entdeckt hätte. Man könne aber auch an andere Klimaeinwirkungen denken, z. B. durch Änderungen der Perioden des Perihels infolge von größeren Massenumlagerungen auf der Erde selbst oder durch Änderungen der Eigenausstrahlung der Sonne oder durch kosmische Staubwolken, wofür es naturgemäß weder Beweise noch Widerlegungen geben kann. Ref. möchte hinzufügen, daß man bis zum heutigen Tag über die Wirkungen einer Variation irgendeiner der vielen physikalischen Grundgrößen, z. B. der Sonnenstrahlung, auf das heutige Klima oder auf jetzige meteorologische Elemente oder Vorgänge kaum etwas weiß, geschweige denn, daß man physikalisch exakte und quantitativ sichere Angaben machen könnte. *Feußner.*

E. Wanner. Über die Frequenz der täglichen Niederschläge. Helv. Phys. Acta **13**, 7—11, 1940, Nr. 1. (Zürich.) Die Häufigkeitsverteilung der täglichen Niederschlagsmengen läßt sich befriedigend mit Hilfe der charakteristischen Konstanten der Wahrscheinlichkeitsansteckung (Mittelwert h und Ansteckung d) berechnen. Die Ansteckung d kann auch aus der mittleren Tages-

menge h und der Zahl der Niederschlagstage n aus $N\,(l+d)^{-h\,d} = N - n$ berechnet werden, wo N die Zahl der Monatstage bedeutet. In den Sommermonaten ergaben sich in der Häufigkeitsverteilung Abweichungen von der mit h und d berechneten Verteilung in dem Sinne, daß die Berechnung zu wenig Trockentage und zu viel Tage mit Niederschlag unter 5 mm ergab. Verf. vermutet, daß zur Charakterisierung der Häufigkeitsverteilung in Sommermonaten neben h und d ein drittes Element in Frage kommt, das mit der Verdunstung im Zusammenhang steht. *Steinhauser.*

M. Paul. Zur Theorie feuchtadiabatischer Zustandsänderungen. Meteorol. ZS. **57**, 33—37, 1940, Nr. 1. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Verf. leitet unmittelbar von der Entropie ausgehend mit Bezug auf die Gewichtseinheit der Feuchtluft die Gleichung für die reversible Feuchtadiabate ab, die bei Übertragung auf das Gewicht $1+x$ feuchter Luft in die Formel von Fjeldstad übergeht. Die exakte Ableitung der Gleichung der Pseudoadiabate führt zu einer Formel, die von der von Fjeldstad gegebenen Gleichung abweicht. Schließlich wird auch eine exakte Ableitung der Gleichung des allgemeinen Falles der Feuchtadiabaten, die die Vorgänge beschreibt, bei denen nur ein Teil des Kondensates ausfällt, abgeleitet und die Entropiedifferenz, die sich aus der Abweichung der allgemein gebräuchlichen Näherungsformel von der exakten Formel ergibt, angegeben. Es wird darauf hingewiesen, daß die exakten Gleichungen auch nur in den Fällen streng gültig sind, in denen die Temperatur der Komponenten der Feuchtluft vollkommen einheitlich ist, was aber im allgemeinen nicht genau zutrifft, da die kondensierenden Tropfen wärmer und die verdunstenden Tropfen kälter sind als die sie einhüllenden Feuchtluftmassen. *Steinhauser.*

M. Paul. Bemerkungen zu: Otto Dinkelacker, Die Feuchtadiabate. Meteorol. ZS. **56**, 484, 1939, Nr. 12. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.)

Otto Dinkelacker. Berichtigung zu: Otto Dinkelacker, Die Feuchtadiabate. Meteorol. ZS. **56**, 484—485, 1939, Nr. 12. (Nürnberg.) Bei der Behandlung feuchtadiabatischer Zustandsänderungen hatte O. Dinkelacker den Wärmeaustausch $\mathrm{d}\,W$ zwischen der Wasserdampf-Wasser-Komponente und dem Trockenluftanteil als das totale Differential einer Funktion W $\mathrm{d}\,W = \frac{\partial W}{\partial T}\,\mathrm{d}\,t + \frac{\partial W}{\partial q}\,\mathrm{d}\,q + \frac{\partial W}{\partial r}\,\mathrm{d}\,r$ auf, mit den Deutungen $\partial W/\partial T = r\,q/T$, $\partial W/\partial q = -r$ und $\partial W/\partial r = -q$. Dies ist nach M. Paul unzulässig; die Vertauschbarkeit der Differentiationen würde sonst z. B. $\partial^2 (\partial W/\partial T)/\partial q\,\partial r = 1/T$ und $\partial^2 (\partial W/\partial q)/\partial T\,\partial r$, mithin $1/T = 0$ ergeben. Auch ist die Verdampfungswärme r lediglich eine Funktion der Temperatur T. Die beanstandete Ableitung wird richtiggestellt, die praktisch brauchbare, nicht streng genaue Gleichung $\mathrm{d}\,(q\,r/T) + c_p\,\mathrm{d}\,T/T - c_p\,K\,\mathrm{d}\,p/p = 0$ bleibt erhalten, ebenso wie ihre praktische Deutung, die den wesentlichen Inhalt der Arbeit ausmacht. *Justi.*

E. Ekhart. Zum Klima der freien Atmosphäre über USA. II. Die Feuchtigkeitsverhältnisse. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **26**, 77—106, 1940, Nr. 2. (Univ.-Inst. kosm. Phys. Innsbruck.) Als Ergebnis der Bearbeitung der Feuchtigkeitsverhältnisse auf Grund aerologischer Aufstiege bis 5 km Höhe werden folgende Kartendarstellungen gegeben: Anomalien des Dampfdruckes in 2 bis 5 km Höhe im Winter und Sommer, regionale Verteilung der Größe der Wasserdampfabnahme zwischen Boden und 5 km Höhe, Isohypsen der Halbwertshöhe des Dampfdruckes, Anomalien der relativen Feuchtigkeit in 2 und 5 km Höhe, Verbreitung von fünf Typen der Höhenabhängigkeit der Jahresschwankung der relativen

Feuchte, die Grenzen zwischen Kontinental- und Monsuntypus der Jahresschwankung der relativen Feuchte in Höhen von $^1/_2$ bis 5 km, die Verteilung der potentiellen Äquivalenttemperatur in 2, 3, 4 und 5 km Höhe, die Verteilung der Jahresschwankung der potentiellen Äquivalenttemperatur in 2 bis 5 km Höhe und der Verlauf der Trennungslinie zwischen den Bereichen mit vertikaler Zunahme oder Abnahme der potentiellen Äquivalenttemperatur in verschieden hohen Schichten. Der Zusammenhang zwischen Dampfdruck und Temperatur wird auf Grund von Korrelationskoeffizienten eingehend diskutiert. Die festgestellten regionalen Unterschiede dieser Beziehungen werden auf ein zeitlich oder örtlich verschiedenes Überwiegen der dynamischen oder der thermischen Komponente des Austausches zurückgeführt. Aus der Diskussion der Änderungen des Wasserdampfgehaltes mit der Höhe nach regionalen und jahreszeitlichen Unterschieden schließt der Verf., daß eine allgemein gültige Formel für die Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe nicht angegeben werden kann. Das im Südosten der USA. gelegene Monsungebiet erstreckt sich im westlichen Teil mit zunehmender Höhe immer weiter gegen Norden, im östlichen Teil aber nicht. Das Monsungebiet an der pazifischen Küste reicht im allgemeinen nicht über 700 m Höhe. Aus den vertikalen Gradienten der potentiellen Äquivalenttemperatur wird die Richtung des vertikalen Wärmestroms erschlossen. Tabellen und Meridianschnitte zeigen für verschiedene Höhen Breitenmittel des Dampfdruckes, der relativen Feuchte, der Äquivalenttemperatur und der potentiellen Äquivalenttemperatur. *Steinhauser.*

Hans-Rudolf Neumann. Messungen des Aerosols an der Nordsee. Gerlands Beitr. **56**, 49—91, 1940, Nr. 1. (Danzig-Langfuhr.) Verf. mißt während einiger Monate (Februar bis Mai 1938) an mehreren — 2, 60, 300 und 700 m vom W-Strand entfernt liegenden — Meßstellen auf der Insel Sylt die Kondensationskernzahl (großer Scholz-Zähler) und die Anzahl der festen und flüssigen Luftbeimengungen (Zeiss-Konimeter), sowie während Westwetterlagen in den Monaten Juli bis Oktober auf einer anderen, ähnlich gestaffelten Meßstrecke den Salzgehalt der Luft. Zur Bestimmung der Anzahl und Größe von Nebel- und Spritzwassertröpfchen sowie deren Salzgehalt wird das Konimeter mit einer Düse von 1 mm Durchmesser versehen; die Tröpfchen werden in eine Schicht Zedernholzöl aufgefangen. Die Proben werden bezüglich Gesamtwassergehalt des Nebels, Tropfengrößenverteilung und Salzgehalt — Vergleich von aufgefangenen Tropfen und durch Trocknung aus ihnen gewonnenen Salzkristallen — ausgewertet. — Kerne und Konimeterwerte zeigen in ihren Abhängigkeiten von den einzelnen meteorologischen Elementen je nach Luftmasse — d. h. also je nach dem Überwiegen des dem Meere oder des dem Lande entstammenden Aerosols — charakteristische Verschiedenheiten. (Leider fehlen bei den einzelnen Darstellungen Angaben über Materialumfang und Streubreite. Anm. d. Ref.) Der kernbildende Einfluß von Spritzwasser- und Küstenbrandung wird bewiesen und im einzelnen landeinwärts verfolgt. Der Salzgehalt der Luft — am Strand maximal 0,413 mg/m³ — geht mit Entfernung von der Küste rasch zurück — auf rund 1 % in 9 km Abstand. Für die Salzverteilung in Abhängigkeit vom Küstenabstand wird eine formelmäßige Beziehung aufgestellt, die der Verschiebung des zahlenmäßigen Schwerpunktes zu kleinen Partikelchen hin Rechnung trägt. — Die Nebeluntersuchungen ergeben auffallend geringe Wassergehalte — im Maximum 2,5 g/m³ Nebelluft —, die durch geringere kondensierende Aerosolmengen der Seeluft gegenüber der Festlandluft erklärt werden. Eine den einzelnen Nebeltypen charakteristische Tropfengrößenverteilung wird nicht gefunden. *H. Israël.*

Geophysikalische Berichte

Hans Ertel. Elemente der Operatorenrechnung mit geophysikalischen Anwendungen. Mit 8 Abb. im Text, VI u. 135 S. Berlin, Verlag Julius Springer, 1940. Kart. RM 7,50. Einführung in das Wesen der Operatorenrechnung und seiner Vorzüge bei der Lösung von Differentialgleichungen. Nach einer kurzen allgemeinen Einführung über Differentialgleichungen (20 S.) werden die wichtigsten in der mathematischen Physik immer wiederkehrenden gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen behandelt (38 S.). Das dritte Kapitel bringt die Grundelemente der Operatorenrechnung mit zahlreichen Beispielen (38 S.). Im vierten Kapitel sind die wichtigsten Integrationsprobleme der theoretischen Geophysik (Elektronenbewegung und elektrische Wellen in der Ionosphäre, Wasserwellen, Droftströme, Eigenschwingungen abgeschlossener Wassermassen, Turbulenz- und Wärmeleitungsprobleme) operatorenmäßig durchgeführt (30 S.). Eine Operatorentabelle für den praktischen Gebrauch ist beigefügt, ebenso eine Zusammenstellung der wichtigsten Literatur. *H. Israël.*

Riccardo Cozza. Su due assi di sospensione caratteristici in un'asta oscillante e sulla loro eventuale applicazione alla misura dell'accelerazione di gravità. Cim. (N. S.) **15**, 551—566, 1938, Nr. 9. Nachdem zunächst verschiedene Methoden zur Bestimmung der Erdbeschleunigung besprochen worden sind, behandelt der Verf. das Problem des schwingenden starren Stabes mit konstantem Querschnitt und macht Vorschläge zur Konstruktion von Schweremessern mit sehr großer Genauigkeit und leichter Handhabung (mit optischer Präzision gearbeitete Stäbe, Aufhängung im Vakuum und Zeitmessung über sehr große Zeiträume). Ferner werden einfache und überzeugende Schulversuche beschrieben. *Schön.*

Karl Wienert. Fehleruntersuchungen an erdmagnetischen Feldwaagen. Arch. Dtsch. Seewarte **59**, Nr. 1. 29 S., 1939. Verf. bestimmt an Hand eigener Beobachtungen und zahlreichen Materials dritter Beobachter die an erdmagnetischen Feldwaagen auftretenden Fehlergrößen, die sich aus der Schätzung des Beobachters, der Einstellung des Instrumentes, dem inneren Fehler und der Temperaturabhängigkeit zusammensetzen. Der maximale Schätzfehler wurde mit 0,2 pars, der mittlere Fehler einer Schätzung mit 0,1 pars gefunden. Auch der Einstellfehler hängt — neben den Schwankungen des vertikalen Schwerpunktsabstandes vom Drehpunkt — von der Schätzung ab. Diese Werte können praktisch als konstant angesehen werden. Hingegen stehen die bei der Entarretierung auftretenden Fehler, bedingt durch das Verhältnis der Schneide zum Lager, in Abhängigkeit zum Skalenwert, der mechanisch möglichst groß, optisch so klein wie möglich gehalten werden muß. Zu den inneren Fehlern des Instrumentes rechnen die Genauigkeit des Skalenwertes ($\pm$ 0,5 %) und diejenige der Spulenkonstanten (bei galvanischer Bestimmung) mit $\pm$ 1 %. Das Verhalten der Waage bei Temperaturänderungen hängt von den inneren Wärmeleitvorgängen ab. Nichtlineare Reduktion ist kaum durchführbar, weil in der Praxis bei Feldmessungen der Temperaturgradient unzureichend bestimmt werden kann. Verf. schlägt daher den Einbau von Thermometern mit entsprechender Trägheit vor. *A. Burger.*

Edmond Rothé et Mme **A. Hée.** Sur une méthode d'étude de la radioactivité des roches. C. R. **210**, 30—32, 1940, Nr. 1. Beschreibung einer Näherungsmethode zur größenordnungsmäßigen Bestimmung des Ra- und Th-Gehaltes von Gesteinsproben. Breitet man abgewogene Mengen feinpulverisierter Gesteins- oder Mineralproben auf gleich großen Flächen aus und mißt die α-Ionisierung, so zeigt sich je nachdem, ob die Probe Ra oder Th enthält, eine ver-

schieden geartete Ionisationszunahme mit zunehmender Substanzmenge: Bei Th-Gehalt nimmt die Ionisation ungefähr proportional der Substanzmenge zu; die Steilheit der Kurve im Ionisationsmengendiagramm gibt direkt den Th-Gehalt an. Bei Ra-Gehalt ist der Verlauf dieser Kurven nach Art einer Sättigungskurve gekrümmt; von einer bestimmten Menge (m. a. W. einer bestimmten Schichtdicke) an wird die Ionisation von der Menge unabhängig. Abgesehen vom inneren Grund für dieses unterschiedliche Verhalten, über den lediglich Vermutungen geäußert werden, wird vorgeschlagen, durch eichmäßige Bestimmung solcher Kurven an Substanzen exakt bekannter Mengen- und Mischungsverhältnisse von Ra- und Th-Produkten „Vergleichsskalen" zur Einordnung von Messungen an Proben unbekannter radioaktiver Zusammensetzung zu gewinnen. Zur Demonstration wird das zahlenmäßige Ionisationsergebnis von so gearteten Untersuchungen an 14 Urgesteins- und Laveproben mitgeteilt; die Ra-Th-Analyse dieser Messungen ist in Aussicht gestellt. *H. Israël.*

Erik Tetens Nielsen und **Harald M. Thamdrup.** Ein Hygrometer für mikroklimatische Untersuchungen. Bioklim. Beibl. **6**, 180—184, 1939, Nr. 4. (Insektenbiolog. Lab. Pilehuset, Frederiksvaerk; Naturhist. Museum Aarhus.) Beschreibung einer neuen Methode der Feuchtigkeitsmessung in kleinen und kleinsten Räumen, in denen Aßmann- und Haarhygrometer nicht mehr anwendbar sind. Benutzt wird die Volumänderung von Schwefelsäure-Wasser-Gemischen infolge Wasseraufnahme oder -abgabe bei Feuchtigkeiten, die einen anderen Dampfdruck bedingen, als er dem Oberflächendampfdruck des Gemisches entspricht. Das Gemisch wird in ein Kapillarrohr eingeschlossen und muß mit dem glatten Schnittrand der Kapillare bei Versuchsbeginn bündig abschließen. Volumänderungen bedingen dann Meniskusänderungen, die mittels Lupe bestimmt werden. Durch Einschachtelungsversuch mit mehreren Röhrchen verschieden konzentrierter Gemische wird das Gemisch gesucht, das keine Meniskusänderung zeigt. Die Empfindlichkeit steigt mit zunehmender relativer Feuchte an. Technische Einzelheiten und Fehlerquellen werden besprochen. *H. Israël.*

A. Amerio. Un nuovo solarigrafo. Cim. (N. S.) **16**, 53—58, 1939, Nr. 2. (Ist. Fis. Politecn. Milano.) Das früher (Rend. Lomb. **65**, 596, 1932) beschriebene Gerät zur Registrierung der Sonnenstrahlung wird abgeändert. Um die Eichung des Geräts mit einem Pyrheliographen zu umgehen, wurde als Empfänger ein Thermoelement verwandt. Die Registrierung geschieht nunmehr photographisch. Geeicht wird der Empfänger nach Bestimmung des Ohmschen Widerstandes des Strahlungsauffängers durch Stromdurchgang. Die Vorteile des neuen Instrumentes bestehen in bedeutend geringeren Herstellungskosten, die eine einfache Errichtung von Vermessungen über große Gebiete ermöglichen, ferner in der Unabhängigkeit von Leitungsnetzen, wodurch auch eine Verwendung in abgelegenen Gebieten möglich ist, und schließlich in der Möglichkeit der direkten absoluten Eichung. *Schön.*

Paul Perlewitz. Windstärketabelle für Luftfahrt, Seefahrt, Sport und Wissenschaft. Wetter **56**, 357—361, 1939, Nr. 11. (Hamburg.) Zum Problem der Umrechnung von Beaufort-Angaben in Geschwindigkeiten. *H. Israël.*

W. Meyer zur Capellen. Ablesegerät zur Bestimmung der Fehler an den internationalen Koinzidenzzeitzeichen. ZS. f. Instrkde. **59**, 474—475, 1939, Nr. 12, nach H. Voigt, Feinmech. u. Präz. **47**, 211—212, 1939. Ein Ablesegerät für Quarzuhrenkontakte zur Bestimmung des Fehlers innerhalb der Koinzidenzen eines Zeitsignals wird beschrieben. Die Auswertung erfolgt unter Benutzung einer Schlittenführung, eines Übersetzungshebels und eines drehbaren

Maßstabes, die unmittelbare Ablesung auch bei veränderlichen Streifengeschwindigkeiten gestatten, mit einer Genauigkeit von $^1/_{1000}$ sec bei einer mittleren Streifengeschwindigkeit von 150 mm/sec. Dieser Fehler entspricht bei Pendelmessungen einer Abweichung von 0,3 mgal. Benutzt werden fünf aufeinanderfolgende Zeitzeichenintervalle und zwei oder mehrere Quarzuhren, deren Gänge astronomisch bestimmt sind. *Adelsberger.*

H. Lorenz. Ermittlung des Zustandes des Erdinnern aus dem Energiegehalt. ZS. f. Geophys. **15**, 371—379, 1939, Nr. 7/8. (München.) Es wird versucht, Aussagen über das Erdinnere aus dem Energiegehalt des Erdkörpers auf Grund der Schwerearbeit bei seinem Aufbau zu gewinnen. Die Berechnung des Schwerepotentials der Erdschichten und der Gesamterde ergibt einen nur geringen Einfluß der verschiedenen Annahmen über die Dichteverteilung. Der Energiezuwachs bei der Verdichtung einer polytropen Gaskugel gleicher Masse mit der Erde auf den jetzigen Erdkörper wird unter Berücksichtigung des Strahlungsverlustes berechnet und daraus die Mittelpunktstemperatur der Erde zu 27 400°, die Gaskonstante zu etwa 98 und das Molekulargewicht zu 8,5 bestimmt. Die Annahme eines Nickel-Eisenkernes der Erde ist mit diesem Atomgewicht unvereinbar. — Die Theorie kann auch für die Entstehung der Fixsterne Anwendung finden. *H. Israël.*

Robert Duchon. Proportions élevées de mésothorium I dans les eaux minérales de Châtel-Guyon (Puy-de-Dôme) et de radium dans l'eau du sondage des Martres d'Artières (Puy-de-Dôme). C. R. **210**, 225—228, 1940, Nr. 6. Untersuchung des MsTh I-Gehaltes in einigen französischen Mineralquellen (Châtel-Guyon, Aetonne, Rouzat Châteauneuf und Martres d'Artières). Kurze Beschreibung des Trennungsverfahrens, das in einem Th-emanometrischen Strömungsverfahren und zeitlicher Analyse der ThEm-Abnahme in der Wasserprobe besteht. Danach enthalten die untersuchten Quellen merkliche Mengen MsTh I: Die Werte schwanken im Wasser (Trockenrückstand) zwischen 0,125 und 0,55 (0,038 und 0,113) $\cdot 10^{-12}$ g pro Liter (pro g). Th selbst und (merkwürdigerweise) auch RdTh werden nicht festgestellt. Zum Vergleich sind die Ra-Gehalte der gleichen Quellen angeführt, die zwischen 26,5 und 293 (8,1 und 36,2) $\cdot 10^{-12}$ g Ra pro Liter Wasser (pro g Trockensubstanz) schwanken. Die recht hohen Werte von 293 (36,2) zeigt die „Geyser"-Quelle von Martres d'Artières. *H. Israël.*

Josef Hoffmann. Über das Radium-Uranverhältnis in Karlsbader Thermen. Anz. Akad. Wien 1939, S. 114—116, Nr. 18/19. (Inst. Radiumforsch.) *Fünfer.*

Jean Bricard et **Jean Jung.** Mesures de l'intensité de la radiation pénétrante tellurique en Auvergne. C. R. **209**, 485—488, 1939, Nr. 12. Zur Bestimmung der durchdringenden Erdstrahlung in der Auvergne wurden mit dem von Kolhörster angegebenen Apparat in verschiedenen Teilen des Landes Messungen derselben ausgeführt. Es ergab sich, daß die Intensität dieser Strahlung unabhängig von der geologischen Beschaffenheit des Untergrundes bis auf die oligozänen Sedimente, bei denen die Strahlung schwächer als bei den vulkanischen und eruptiven Gesteinen ist, durchweg von der gleichen Größenordnung ist. Die Mineralquellen weisen dagegen eine etwa doppelt so große Intensität auf, was auf ihre starke Radioaktivität zurückgeführt wird. Die höchsten Werte wurden bei alten Bohrungen von Martres d'Artières in einer Tiefe von etwa 20 m gefunden. Ihre Ursache wurde bisher noch nicht aufgeklärt. *v. Steinwehr.*

Walter C. Schumb, Robley D. Evans and **Jane L. Hastings.** The radioactive determination of protactinium in siliceous terrestrial and meteoritic material. Journ. Amer. Chem. Soc. **61**, 3451—3455, 1939, Nr. 12.

(G. Eastman. Lab. Phys. Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Verff. ermittelten an einer Granitprobe sowie an einem in Pultusk niedergegangenen Meteor, die beide durch hohen Siliciumgehalt ausgezeichnet waren, den Protactiniumgehalt. Das Protactinium wurde mit Zirkoniumphosphat aus den Proben herauspräpariert. Die so gewonnene Mischung wurde nach einem von v. Grosse angegebenen Verfahren weiter gereinigt und die Alpha-Aktivität des so isolierten Protactiniums mittels α-Zähler gemessen, so daß daraus die in den Ausgangsproben enthaltene Protactiniumkonzentration berechnet werden konnte. Aus diesen Protactiniumdaten und aus dem gleichzeitig nach einem unabhängigen Verfahren bestimmten Radiumgehalt der beiden Proben ergab sich das Verhältnis Pa/Ra, welches für beide Proben innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmte. Dies bedeutet aber, daß das Alter der Uranatome in dem Pultusker Meteor und in irdischen Mineralien identisch ist. Die Methode der Verff. kann bis zu Protactiniumgehalten von 10^{-13} g pro g Stubstanz zur genauen Protactiniumbestimmung in Mineralier verwendet werden. *Bomke.*

Sante Mattson and **Lampert Wiklander.** The „amphoteric" double layer and the double ionic exchange in soils. Trans. Faraday Soc. **36**, 306—319, 1940, Nr. 1 (Nr. 225). (Coll. Agric. Upsala.) Verff. untersuchten den gleichzeitigen Austausch von Anionen und Kationen in Bodenproben. Es ergab sich für diese Austauschvorgänge ein dem Donnanschen Gleichgewicht entsprechendes Gesetz als gültig. Der Wertigkeitseffekt drückt sich in Maximas in der Austauschazidität und in der Austauschbasizität der verdünnten Lösungen aus. Der in Rede stehende doppelte Ionenaustausch führte die Verff. zu der Annahme einer amphoteren elektrischen Doppelschicht. *Bomke.*

A. Kreis und **W. Jost.** Die Eisdickenmessungen der Gletscherkommission der S. N. G. auf dem Unteraargletscher. Helv. Phys. Acta **11**, 532—533, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Chur; Bern.) *Dede.*

Helmut Mrose. Eine seltsame Höhlenvereisung. Wetter **56**, 350—353, 1939, Nr. 11. (Jena.) Erwähnung einer Höhle im Erzgebirge in etwa 1000 m Höhe („Eisbingen" am großen Plattenberg), die das ganze Jahr über vereist bleibt. *H. Israël.*

M. F. Perutz. Mechanism of glacier flow. Proc. Phys. Soc. **52**, 132—135, 1940, Nr. 1 (Nr. 289). (Cambridge, Cavendish Lab.) Zur Aufklärung der inneren Vorgänge beim Fließen der Gletscher wurden von dem Verf. an Eis- und Schneeproben aus verschiedenen Alpengletschern die Kristalltexturen bestimmt. Außerdem wurden ergänzend in den Gletschern selbst Messungen der in den Eismassen vorhandenen inneren Spannungen vorgenommen. Aus diesen Untersuchungen ergab sich, daß die oberflächliche Firnschicht infolge relativer Bewegungen der einzelnen Eiskristalle zueinander deformiert wird, während in der Hauptmasse des Gletschers die Deformationen von Kristalldeformationen, Kristallwachstumsvorgängen und von beim Gleiten des Eises über größere Stoßflächen herrührenden Spannungen ausgehen. *Bomke.*

A. R. Pillai and **M. R. Rangaswami.** The Anatolian earthquake of December 27, 1939. Current Science **9**, 10—11, 1940, Nr. 1. (Colaba Obs. Bombay.) Unter Heranziehung von vier indischen Stationen wird das Epizentrum des anatolischen Erdbebens vom 27. Dezember 1939 vorläufig bestimmt. 40° Nord und 36° Ost. Eine historische und geographische Übersicht der Beben dieses Gebietes wird kurz für das 19. Jahrhundert und für die anschließende Zeit etwas eingehender gegeben. Aus dem wiedergegebenen Seismogramm der Station Colaba (Bombay) wird vermutet, daß ein kleiner Vorstoß mit 25 Sekunden Vorsprung aufgetreten

ist. Die Energie dieses Bebens wird aus dem Colaba-Seismogramm auf 10^{21} erg abgeschätzt. Die des Chile-Bebens vom 25. Januar 1939 war 10mal größer, die des Quetta-Bebens vom 31. Mai 1935 etwa gleich groß. Die Anzahl der Getöteten dieser Beben (beim anatolischen Beben: 39000) gibt keinen sicheren Anhaltspunkt für eine vergleichende Abschätzung der jeweils ausgelösten Energie. Diese bleibt allein der exakten bzw. physikalisch fundierten Methode überlassen.

Schmerwitz.

Charles-Emile Brazier et Louis Perdereau. Sur l'inscription du tremblement de terre d'Anatolie à l'observatoire du Parc Saint-Maur. C. R. **210**, 54—55, 1940, Nr. 1. Von dem großen Erdbeben in Anatolien sind auf der Station von Parc Saint-Maur nur wenig brauchbare Aufzeichnungen geliefert worden. Nur die Ostkomponente des Mainka-Seismograph hat wegen der geringen Empfindlichkeit ein annähernd zusammenhängendes Seismogramm gegeben.

Schmerwitz.

B. Gutenberg. The structure of the pazific basin as indicated by earthquakes. S.-A. Science **90**, 456—458, 1939, Nr. 2342. (Pasadena.) Der pazifische Raum ist durch die großen Grabensysteme an seinen östlichen und westlichen Grenzen besonders reich an Erdbebenzentren. Die Gründe für die Bewegungstendenzen dieses Raumes werden, soweit übersehbar, kurz angedeutet, die Erdbebenerscheinungen kurz beschrieben. Angesichts der Unsicherheit örtlicher und zeitlicher Bebenvorhersage wird für diese besonders gefährdeten Gebiete stärkere Betonung erdbebensicherer Bauweise empfohlen. *H. Israël.*

H. Benioff and **B. Gutenberg.** Observations with electromagnetic microbarographs. Nature **144**, 478, 1939, Nr. 3645. (School Geol. Sc. Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Mittels zweier elektromagnetischer Mikrobarographen nach H. Benioff untersuchen Verff. die barometrische Mikrounruhe im Periodengebiet zwischen etwa 0,2 und 30 sec Periodenlänge. Die Empfindlichkeit beträgt für Perioden von 1 sec etwa 1 dyn/cm² ($0{,}75 \cdot 10^{-3}$ mm Hg) pro mm Galvanometerausschlag. Die Apparate werden mit verschiedener Empfindlichkeit am gleichen Ort oder mit gleicher Empfindlichkeit in Entfernungen bis zu 100 m und mehr benutzt. Ausschläge werden durch wahre Druckwellen und durch Luftströmungsschwankungen hervorgerufen, eine Trennung beider durch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Störungen versucht. Es werden natürlich bedingte Druckwellen (durch Erdbeben, Brandung u. a. bedingt) und künstlich hervorgerufene (Flieger, Autos, Explosionen, Geschützfeuer) beobachtet. Aus den bei Marineschießübungen entstehenden Druckwellen bestimmt Gutenberg Schallgeschwindigkeit und Temperatur in der Strotosphäre und findet gute Übereinstimmung mit den Werten anderer Autoren. Die Druckwellen natürlichen Ursprungs zeigen bevorzugt Perioden von 4, 20 und mehreren 100 sec und zeigen die größten Amplituden im Winter. Beziehungen zur seismischen Bodenunruhe bestehen nicht. — Durch Luftunruhe hervorgerufene Druckschwankungen sind auf reine Windbewegung und auf Turbulenzkörper des Vertikalaustausches zurückzuführen, die letzteren sind in ihrer Abhängigkeit vom Witterungszustand und der Tageszeit deutlich erkennbar. Beide zeigen bei großen Amplituden mittels „strain-seismograph" nachweisbare Einflüsse auf den elastischen Spannungszustand der Erdoberfläche. Der Durchgang einer Kaltfront kann von starken Effekten dieser Art begleitet sein. *H. Israël.*

G. R. Wait and **O. W. Torreson.** Some meteorological effects and their relation to the electrical condition of the lower atmosphere. S.-A. Intern. Ass. Terr. Magn. and Electr., Washington Assembly, 1939. In Huancayo (Peru) und Watheroo (West-Australien) werden seit 1924 Registrie-

rungen von Potentialgradient und positiver und negativer Leitfähigkeit ausgeführt. An beiden Stationen sind die Monate Dezember bis März besonders gestört: In Watheroo durch die ausgedehnten Busch- und Vegetationsbrände, in Huancayo durch fast tägliche Gewitter. Während nun der aus Feld und Leitfähigkeit berechnete Vertikalstrom in Watheroo während rauchgestörter und rauchfreier Zeit gleichen mittleren Wert und täglichen Gang zeigt, ist in Huancayo — wo deutlich antiparalleler Gang zwischen Regenhäufigkeit und Kerngehalt nachweisbar ist — in der kernarmen Zeit (Dezember bis März) der Vertikalstrom um rund 50 % höher als in den kernreichen Trockenmonaten. Als Erklärung für dieses verschiedene Verhalten wird angenommen, daß in Watheroo die Verunreinigung der Luft auf ihre untersten Schichten beschränkt bleibt, der Gesamtwiderstand der Atmosphäre — der für den Strom maßgeblich ist — also nicht wesentlich geändert wird, während in Huancayo die Kernveränderung sich über wesentlich größere Atmosphärenhöhen erstreckt und somit eine merkliche Änderung des Gesamtwiderstandes möglich wird. Gleichzeitig wird hieraus abgeleitet, daß hier die wesentlichen Kernquellen in viel größerer Entfernung vom Meßort liegen müssen, als in Watheroo. — Am Material von Watheroo werden die — auch an anderen Stationen beobachteten — Gefälle- und Leitfähigkeitsschwankungen, die bevorzugt Perioden von einigen Minuten zeigen, näher untersucht. Ihre Amplitude zeigt einen dem Tagesgang der Windgeschwindigkeit durchaus parallelen Gang: Am Tage erreichen die Amplituden mit 40 V/m rund 50 % des Gesamtgefällewertes; in der Nacht gehen sie auf 10 V/m und weniger zurück. Die Amplituden der Leitfähigkeitsschwankungen erreichen bei der negativen Leitfähigkeit $^1/_6$ bis $^1/_4$, bei der Positiven etwa $^1/_8$ von deren Gesamtwert. Die Gründe für diese „fluctuations" sind noch nicht klar; Erklärungsmöglichkeiten werden diskutiert. *H. Israël.*

Mariano Pierucci. Una strana osservazione in eclisse parziale di sole. Cim. (N. S.) **16**, 225—228, 1939, Nr. 5. (Ist. Fis. Univ. Modena.) Bei der Sonnenfinsternis am 19. Juni 1936 wurde in Modena an einem Elektrometer eine in gleicher Phase mit der Finsternis verlaufende sehr starke Leitfähigkeitsänderung der Luft beobachtet. Während das Elektrometer sich normalerweise erst in mehreren Stunden entlud, nahm die Entladungszeit mit fortschreitender Verfinsterung ab. Im Maximum betrug sie nur noch 12 sec. Nach der Finsternis nahm sie den alten Wert wieder an. Bei der sehr viel schwächeren Finsternis am 19. April 1939 wurde wiederum eine wenn auch entsprechend kleinere Widerstandsabnahme der Atmosphäre beobachtet. *Schön.*

O. H. Gish and **K. L. Sherman.** Ionic equilibrium in the troposphere and lower stratosphere. S.-A. Intern. Ass. Terr. Magn. and Electr., Washington Assembly, 1939. Im Rahmen der Washingtoner Tagung der „Intern. Union of Geod. and Geoph." geben die Verff. einen referierenden Überblick über die Gleichgewichtsbeziehungen zwischen Ionen verschiedener Größe und Kernen in der Atmosphäre auf Grund der Messungsergebnisse der letzten 20 Jahre und versuchen, allgemein gültige Mittelwerte für die einzelnen charakteristischen Konstanten zu gewinnen. Die z. T. noch recht widerspruchsvollen Ergebnisse, die durch verschiedenen Aerosolcharakter (Stadt, Land, Meer), durch methodische Unklarheiten und Fehlermöglichkeiten bei Messung und Auswertung (Mittelung) u. a. bedingt sein können, erlauben einstweilen nur einen sehr angenäherten Überblick und erfordern noch ausgedehntere und einheitlichere Untersuchungen; besonders wünschenswert sind Laboratoriumsuntersuchungen unter genau kontrollierbaren Bedingungen. *H. Israël.*

A. R. Hogg. The intermediate ions of the atmosphere. Proc. Phys. Soc. **51**, 1014—1027, 1939, Nr. 6 (Nr. 288). (Commonwealth Solar Obs. Canberra.)

Verf. untersucht in 48 Meßreihen im Winter 1937/38 das Mittelionenspektrum in Kew. Zur Analyse wird ein unterteilter Zeleny-Kondensator benutzt, dessen Wirksamkeit im einzelnen beschrieben ist. Zur Ausschaltung zahlenmäßiger Veränderungen des Ionengehaltes während der Messung wird in einem zweiten Kondensator gleicher Form bei konstanter Grenzbeweglichkeit beobachtet und jeweils das Verhältnis zwischen beiden Beobachtungen als Meßwert genommen. Ein im Wesen der Analyse mittels unterteilten Kondensators begründetes Kriterium (zwei Meßangaben für die Beweglichkeitsberechnung) beweist einen gewissen Einfluß der Ionendiffusion während ihrer Verweilzeit im Kondensator auf das Meßergebnis. — Die Bearbeitung der Messungen, die in der Weise erfolgt, daß für jede Beweglichkeit nach der Thomsonschen Formel der Radius r der Ionen bestimmt wird und daß — unter der von J. H. Coste und H. L. Wright (s. diese Ber. **17**, 137, 1936) wahrscheinlich gemachten Annahme, daß die in Städten erzeugten Kerne vorwiegend aus Tröpfchen verdünnter Schwefelsäure bestehen, nach bekannten Gesetzen zu jeder Tropfengröße aus Dampfdruck und Temperatur die zum Gleichgewicht der betreffenden Größe notwendige Konzentration und aus dieser der Radius r_0 der in Tropfenform vereinigt gedachten Schwefelsäuremenge eines solchen Ions berechnet wird, führt bei Einordnung der Messungen in ein Beweglichkeits-r_0-Diagramm zu der überraschenden Feststellung, daß trotz ziemlich gleichmäßiger Häufigkeitsverteilung der Beweglichkeiten über das betrachtete Gebiet von 10 bis $160 \cdot 10^{-4}$ cm²/V · sec die zugehörigen r_0-Werte offensichtlich stufenweise — als ganzzahlige Vielfache von $3{,}6 \cdot 10^{-7}$ cm entsprechend etwa 2200 Schwefelsäuremolekülen — angeordnet sind! (18 % der Beobachtungen, die außerhalb des genannten Beweglichkeitsintervalles liegen, sind dabei nicht berücksichtigt; werden sie einbezogen, so ist die Möglichkeit offen zu lassen, daß der kleinste r_0-Wert nicht 3,6, sondern $2{,}9 \cdot 10^{-7}$ ist — was etwa der halben Masse entsprechen würde.) — Die Konsequenzen dieser Feststellung, die an eine gewisse Parallele zu der von Hilding Köhler bei der Nebelbildung an Seesalzkernen gefundenen Gruppenverteilung denken läßt, bezüglich des Wiedervereinigungsgeschehens werden angedeutet; für eine quantitative Bearbeitung reicht jedoch das Material noch nicht aus. Eine unmittelbare Folgerung, die eine zahlenmäßige Zunahme der Ionen mit zunehmendem Gehalt an Primär-Schwefelsäure-Tröpfchen — cet. par. also mit zunehmender Größe — voraussehen läßt, scheint im Gesamtmaterial angedeutet. — In einer Diskussionsbemerkung weist C. T. R. Wilson auf die grundsätzliche Bedeutung der aufgefundenen Gruppenbildungstendenz für die Kenntnis des atmosphärischen Ionenaerosols hin. *H. Israël.*

W. Grotrian. Sonne und Ionosphäre. 1. Teil: Die Sonne als Ursache der normalen Ionisation der Ionosphäre. Naturwissensch. **27**, 555—563, 1939, Nr. 33.

W. Grotrian. Dasselbe. 2. Teil: Die Sonne als Ursache von Störungen der Ionosphäre. Ebenda S. 569—577, Nr. 34. (Potsdam.) Die Arbeit gibt einen ausgezeichneten Überblick über die Fragen und Folgerungen, die sich für den Sonnenphysiker aus der Tatsache ergeben, daß die meisten Erscheinungen in der Ionosphäre durch Wellen- und Korpuskularstrahlung der Sonne bedingt sind. So zeigt der tägliche und jahreszeitliche Gang der Ionisation in den einzelnen Schichten sowie die Beobachtung bei Sonnenfinsternissen, daß als normale Ionisierungsursache nur eine solare Wellenstrahlung in Frage kommt. Der Gang der Ionisation mit der Fleckenperiode weist darauf hin, daß die ionisierende Strahlung der Sonne eine auf der Erde nicht beobachtbare Komponente haben muß, die entsprechend der Fleckenperiode variiert. Die Entstehung der einzelnen Schichten erklärt sich aus der Verteilung von atomarem und molekularem Sauerstoff und

Stickstoff in der hohen Atmosphäre. Die einzelnen Gase werden durch verschiedene Spektralbereiche des UV in verschiedenen Höhenlagen ionisiert. Jedoch vermag die Strahlung eines schwarzen Körpers von 6500° im Bereich des UV die dazu erforderlichen Quanten nicht zu liefern. Man muß also mit einem erheblichen UV-Überschuß in der Strahlung der Sonne rechnen. Das gleiche wird, unabhängig davon, rein astrophysikalisch aus dem Auftreten von H- und He-Linien in der Chromosphäre der Sonne gefolgert. Die Ursache des UV-Überschusses ist vielleicht die Konvektion ionisierten Wasserstoffs nach den äußeren Teilen der Sonne, wie sie auch aus der Granulation gefolgert wird. Die bei der Wiedervereinigung entstehende Lyman-Serie und das Lyman-Kontinuum könnte die überschüssige UV-Strahlung sein. Für die Erklärung der elfjährigen Periode werden die Fackeln herangezogen, die ebenfalls eine elfjährige Periode aufweisen. Die Flecken selbst scheiden als Stellen geringer Temperatur und Strahlung für die Erklärung aus. Eine zwingende Notwendigkeit, an Stelle der Wellenstrahlung eine neutrale korpuskulare Strahlung von Lichtgeschwindigkeit als normale Ionisierungsursache anzunehmen, ergibt sich aus astrophysikalischer Beobachtung nicht. — Bei den Störungen wird zunächst auf den Kurzwellenschwund (Mögel-Dellinger-Effekt) eingegangen. Die Ursache ist mit großer Sicherheit eine von den Eruptionen in der Chromosphäre ausgehende Wellenstrahlung. Dabei werden die F_2- und F_1-Schichten nicht beeinflußt, während die unter der E-Schicht liegenden Zonen und vielleicht der untere Teil der E-Schicht stärker ionisiert werden, so daß dort eine erhöhte Absorption der elektrischen Wellen stattfindet. Die Schwierigkeit dabei ist, das beobachtete Spektrum der Eruptionen mit seiner ionisierenden Wirkung in den einzelnen Schichten in Übereinstimmung zu bringen. — Eine andere Ursache haben offenbar die Störungen der Ionosphäre, die vor allem in höheren Breiten parallel mit erdmagnetischen Störungen und Polarlichtern auftreten. Dabei tritt anscheinend eine enorme Verstärkung der Ionisation in der E-Schicht durch die gleichen Ursachen auf, die auch die Polarlichter erzeugen. Hierfür kommen in erster Linie Korpuskularstrahlen mit einer Geschwindigkeit von etwa 1600 km/h in Frage, die von eruptiven Protuberanzen auf der Sonne ausgehen. Die Korpuskelwolken sind als Ganzes neutral, unter dem Einfluß des Erdmagnetfeldes werden die Elektronen zu engen Spiralbahnen aufgewickelt, die Bahn der Wolken aber ist durch die positiven Ionen bestimmt. Sie treffen an den Polen auf die Erdatmosphäre, dabei regen die Ionen durch Stoß die Moleküle zum Leuchten an und bewirken eine Ionisation in der Höhe der E-Schicht. Über die Vorgänge bei den Eruptionen auf der Sonne selbst kann von der Astrophysik keine nähere Angabe gemacht werden. Vermutlich werden in der Nähe der Flecken Gasmassen mit höherer Ionisation an die Oberfläche der Sonne getrieben und geben dann ihre überschüssige Energie in Form von Strahlung ab. — Für eine dritte Art von Störung der Ionosphäre, die abnormale E-Schicht, die in einer plötzlichen, lokalen Erhöhung der Ionisation besteht, ist vielleicht der dauernde Strom von korpuskularen Teilchen verantwortlich, den der Astrophysiker als Sonnenkorona beobachtet. Abschließend wird nochmals auf die besondere Bedeutung der Ionosphärenforschung für die Astrophysik hingewiesen. *Dieminger.*

W. M. Goodall. The solar cycle and the F_2 region of the ionosphere. Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 701—703, 1939, Nr. 11. (Bell Teleph. Lab. Deal, N. J.) Die Arbeit zeigt in überzeugender Weise den Zusammenhang zwischen der Sonnentätigkeit und der Ionisation der F_2-Schicht. Die in den Jahren 1933 bis 1939 beobachteten monatlichen Mittelwerte der Grenzfrequenz (ordentliche Komponente) der F_2-Schicht ($f^0_{F_2}$) sind in Beziehung gesetzt zu den Charakterzahlen der Calcium-Flocculi in der Zentralzone der Sonne (K). Man erhält einen linearen Zusammen-

hang, gegeben durch die Gleichung $f^0_{F_2} = m\,K + b$. Die Werte von m und b sind für die einzelnen Monate und für zehn verschiedene Tageszeiten berechnet und in einer Tabelle zusammengestellt. Mit Hilfe dieser Tabelle kann aus der Charakterzahl der Calcium-Flocculi die Grenzfrequenz der F_2-Schicht berechnet werden und umgekehrt. Die Übereinstimmung zwischen den so gerechneten und den beobachteten Werten ist sehr gut. In dieser Weise sind für verschiedene Charakterzahlen als Parameter folgende Kurven berechnet und dargestellt: 1. Der tägliche Gang der Grenzfrequenz in den einzelnen Monaten. 2. Der jahreszeitliche Gang der Grenzfrequenz zu bestimmten Tageszeiten. Die Kurven gelten in erster Linie für Washington. Die Methode läßt sich jedoch auf die Beobachtungen an jedem anderen Punkt anwenden. Folgerungen über die Natur der Zusammenhänge sind absichtlich nicht gezogen. *Dieminger.*

E. O. Hulburt. The *E*-region of the ionosphere during the annular solar eclipse of April 7, 1940. Terr. Magn. **44**, 379—381, 1939, Nr. 4. (Naval Res. Lab. Washington.) Für die ringförmige Sonnenfinsternis am 7. April 1940, die in Mexiko sichtbar ist, sind unter der Annahme verschiedener plausibler Werte für den Rekombinationskoeffizienten die Kurven für den zu erwartenden zeitlichen Verlauf der Trägerdichte in der *E*-Schicht gerechnet. Sofern während der Finsternis nicht abnormale *E*-Schicht oder magnetische Störungen vorhanden sind, sollte aus dem Vergleich des beobachteten und des gerechneten Verlaufs auf die tatsächliche Größe des Rekombinationskoeffizienten geschlossen werden können. Die Überlegung gilt jedoch nur, wenn die gesamte Sonnenoberfläche — und nicht, wie F. L. Mohler vermutet, die hellen Teile der Sonne (Flocculi) — für die Ionisation der *E*-Schicht maßgebend sind. Auch zu dieser Frage kann die Beobachtung einen Beitrag liefern. *Dieminger.*

Arthur M. Braaten. Note on early fade-out investigations. Terr. Magn. **44**, 389—390, 1939, Nr. 4. (Riverhead, Long Island, N. Y.) In Ergänzung zu mehreren Mitteilungen über die Priorität in der Entdeckung des „fade out" wird über einige unveröffentlichte Niederschriften berichtet, die im Anschluß an eine sehr starke Störung der Kurzwellenausbreitung am 10. Oktober 1928 entstanden. Es handelt sich dabei um einen Bericht an den Chief Communications Engineer der Marconi Company vom 2. November 1928, eine Mitteilung von E. Quäck, Telefunken, datiert Berlin, 29. Oktober 1928, an G. F. Withmore, Marconi's Wireless Telegraph Company, London, und ein Memorandum des Research Departement, verfaßt von T. L. Eckersley. Schon damals wurden die Vorgänge in der Ionosphäre und ihre Ursache in den Grundzügen richtig erkannt. (Anm. d. Ref. Die erste Veröffentlichung über diese Erscheinung ist meines Wissens die von Mögel, Telefunkenzeitung **56**, 14, 1930.) *Dieminger.*

S. E. Williams. Absorption of hydrogen Lyman radiation by atmospheric gases. Nature **145**, 68, 1940, Nr. 3663. (Univ. Sydney.) Es wurde die Absorption der Wasserstoff-Resonanzlinie bei 1215,7 Å durch Stickstoff, Sauerstoff und Luft untersucht. Bei normalem Druck ist Stickstoff bis zu 3,2 mm Schichtdicke völlig durchlässig, Sauerstoff bis zu 0,1 mm und Luft bis zu etwa 0,3 bis 0,4 mm. Erst bei höheren Schichtdicken beginnt die zunehmende Absorption, die somit dem Gesetz für Massenabsorption, $\log I_0/I = \mu\,x + c$, gehorcht. Im Gegensatz dazu beginnt die Absorption der starken Banden bei 1140, 1245 und 1450 Å schon durch die kleinsten Mengen der verwendeten Gase. Durch diese Versuche lassen sich die Fadeouts durch Sonneneruptionen bei Radiokurzwellen erklären, indem angenommen wird, daß die von der Sonne emittierte Resonanzlinie, abgesehen von einer Schwächung durch Feuchtigkeitsspuren, erst bei einem Atmo-

sphärendruck von 0,04 mm (etwa 80 km Höhe) absorbiert wird und dort eine Schicht von dissoziiertem und ionisiertem Sauerstoff hervorruft. *Kortüm-Seiler.*

Leonard B. Loeb. Ionic recombination in the ionosphere. Phys. Rev. (2) **52**, 40—41, 1937, Nr. 1; Berichtigung ebenda S. 136, Nr. 2. (Univ. Berkeley, Cal.) In der früheren Mitteilung des Verf. über den Rekombinationskoeffizienten von Gasen wurde der Gültigkeitsbereich der Thomsonschen Gleichungen im Bereich sehr kleiner Drucke, wie sie in der Ionosphäre herrschen, nicht nachgeprüft. In der Thomsonschen Theorie wird angenommen, daß die Ionen rekombinieren, wenn sie in einen durch $2e^3/3kT$ gegebenen Anziehungsbereich kommen, und wenn gleichzeitig eines dieser Ionen mit einem neutralen Molekül zusammenstößt. Bei kleinen Drucken ist dieser Prozeß unwahrscheinlich, so daß man direkte Rekombination annehmen muß, die dadurch erleichtert wird, daß der Prozeß strahlungslos vor sich gehen kann, wobei die überschüssige Energie in kinetische Energie verwandelt wird. Diese Rekombination, deren Wahrscheinlichkeit quantenmechanisch noch nicht untersucht worden ist, wird diskutiert. Der Wirkungsquerschnitt ist sicher größer als der gaskinetische. Auf Grund der Angaben über die Ionosphäre ergibt sich, daß bei Wirkungsradien $> 4 \cdot 10^{-7}$ cm die Thomsonsche Theorie gilt. Wenn die elektrischen Daten für α Werte von der Größenordnung 10^{-10} liefern, könnte man annehmen, daß statt Ionen- Elektronenrekombination vorliegt, doch zeigt eine Abschätzung, daß bei einigem O_2-Gehalt in der Ionosphäre die negativen Ladungsträger Ionen sind. — In der Richtigstellung wird ein Einwand von Bradbury bezüglich der berechneten direkten Rekombinationswahrscheinlichkeit anerkannt. Hieraus ergibt sich deren Wirkungsradius zu $4 \cdot 10^{-8}$ cm, so daß die Thomsonsche Theorie in der *E*-Schicht der Ionosphäre nicht mehr gelten kann. Aus dem zweiten Einwand, daß keine Emission der O_2-Moleküle im Auroraspektrum beobachtet wird, ergeben sich wahrscheinlich keine Änderungen in den angestellten Überlegungen, da auch O eine starke Elektronenaffinität besitzt, so daß auch so keine freie Elektronen in der *E*-Schicht auftreten können. *Schön.*

B. F. J. Schonland and **D. B. Hodges.** (Assisted by **G. A. Cruickshank, L. Katz, J. W. van Wyk, W. E. Phillips** and **R. A. Jubb.**) Direction-finding of sources of atmospherics and South African meteorology. With a commentary by **N. P. Sellick, J. S. Peake** and **R. A. Jubb.** Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **66**, 23—41, 1940, Nr. 283. Es werden die Ergebnisse der Bestimmungen der Quellen der atmosphärischen Störungen mit Hilfe von Kathodenstrahl-Richtungssuchern von drei Stationen in Südafrika aus mitgeteilt. Die Festlegung der Störungsquellen erreichte bei Gewitterentfernungen unter 750 km eine Genauigkeit von $\pm$ 50 km; die Fehler nehmen bei Anwachsen der Entfernung bis 1500 km auf $\pm$ 100 km zu. Von den Störungsquellen über Land wurden 76 % mit Gewitterwolken und 18 % mit Nimbuswolken identifiziert. Die über dem Meer gelegenen Störungsquellen sind an Tiefdruckgebiete gebunden. Bei 89 % der Tiefs wurden atmosphärische Störungen beobachtet. Sie liegen meist im Warmsektor nordöstlich vom Zentrum der Zyklonen. Diese atmosphärischen Störungen ermöglichen es auch, die Verlagerung der Zyklonen einige Tage hindurch zu verfolgen. Im allgemeinen stimmt die jahreszeitliche Verteilung der atmosphärischen Störungen mit der Gewitterhäufigkeit überein; im Indischen Ozean fällt aber ihr Maximum auf den Winter. In Karten wird die Verteilung der atmosphärischen Störungsquellen in den einzelnen Jahreszeiten wiedergegeben. *Steinhauser.*

W. Brunner. Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1939. ZS. f. Geophys. **16**, 87, 1940, Nr. 1/2. (Eidgen. Sternw. Zürich.) *Dede.*

F. W. C. White and **T. W. Straker.** The diurnal variation of absorption of wireless waves. Proc. Phys. Soc. **51**, 865—875, 1939, Nr. 5 (Nr. 287). (Canterbury Univ. Coll. Christchurch.) In Christchurch, Neuseeland, wurde durch Amplitudenvergleich der Echos eines Impulssenders die tages- und jahreszeitliche Veränderung der Absorption drahtloser Wellen in der Ionosphäre beobachtet und zwar mit Wellen, die an der *F*-Schicht reflektiert wurden, aber so weit von der Grenzfrequenz der F-Schicht ablagen, daß sie an der Reflexionsstelle praktisch keine Absorption erlitten. Die gemessene Absorption rührte also von der *E*-Schicht her. Verglichen werden die Messungen mit den theoretischen Werten für eine Schicht, die durch monochromatische Strahlung entsprechend dem Massenabsorptionsgesetz in einem Medium entsteht, dessen Dichte nach oben exponentiell abnimmt und in der Gleichgewicht zwischen Ionisierung und Rekombination herrscht. Hier muß die Absorption proportional $(\cos \chi)^{3/2}$ sein, wenn χ der Zenitwinkel der Sonne ist. Für die tageszeitliche Änderung stimmen Rechnung und Beobachtung ziemlich gut überein, dagegen weicht der für das Verhältnis Sommer zu Winter gefundene Wert 2,9 von dem theoretisch zu erwartenden von 3,73 erheblich ab. Ähnliche Verhältnisse ergaben sich bei früheren Messungen in England. Einen Schluß darauf, ob die Absorption zwischen *E*- und *F*-Schicht oder darunter stattfindet, lassen Messungen beim Auftreten der abnormalen *E*-Schicht zu. Man findet dabei etwa die gleiche Absorption wie für die an der *F*-Schicht reflektierten Wellen, die Absorption muß somit in oder unter der *E*-Schicht stattfinden. Weiter wird aus den Beobachtungen geschlossen, daß die Absorption, soweit sie dem $(\cos \chi)^{3/2}$-Gesetz gehorcht, im unteren Teil der *E*-Schicht und nicht z. B. in der *D*-Schicht erfolgt. Als wahrscheinlicher Grund für die mangelnde Übereinstimmung in der jahreszeitlichen Änderung wird vermutet, daß mit der Jahreszeit sich nicht nur die Ionisierung, sondern auch die Verteilung von molekularem und atomarem Sauerstoff in der hohen Atmosphäre ändert. *Dieminger.*

L. Vegard. Das Nordlicht und die Ionosphäre. Scientia (Milano) **67** (4) 34, S. 37—43, 1940. (Oslo, Univ., Phys. Inst.) Untersuchungen über das Auroraspektrum und seine Änderungen, die Lumineszenzverteilung längs des Lichtstrahls und Temperaturbestimmungen im Auroragebiet führte Verf. bereits 1923 zu einer Theorie der Atmosphäre, die die Existenz von mindestens drei Schichten maximaler Ionendichte annimmt. Die Resultate dieser Untersuchungen werden durch neuere Radioechoarbeiten bestätigt. **Verleger.*

Hans Israël. Gedanken und Vorschläge zur luftelektrischen Arbeit. Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst **5**, Nr. 12, 26 S., 1939. (Meteorol. Obs. Potsdam.) Die natürliche Erweiterung der luftelektrischen Arbeit liegt in der Erforschung der elektrischen Verhältnisse der freien Atmosphäre. Grundvoraussetzung dafür sind saubere und einwandfreie Messungen der Basisstationen an der Erdoberfläche, wie sie bis heute noch nicht auf allen Teilgebieten erreicht sind; in erster Linie erfordert die Technik der Feldmessung eine grundsätzliche Umgestaltung. Die eigenartigen Schwierigkeiten des Elektrodeneffektes in Erdoberflächennähe machen die Ausschaltung aller ionisierenden Meßsonden erforderlich; an ihre Stelle treten die Wilsonschen Influenzmethoden, von denen einige neuere Ausführungsformen beschrieben werden. Grundsätzlich wichtig ist weiter die bisher zu stark vernachlässigte Vertikalstromregistrierung. — Im zweiten Teil sind einige der wichtigsten luftelektrischen Probleme kurz angedeutet. *H. Israël.*

H. Rudolph. Bemerkung zur Herkunft der Gewitterelektrizität. Meteorol. ZS. **57**, 80—81, 1940, Nr. 2. (Bad Homburg v. d. H.) Verf. vermutet in den bekannten schnellen Feldschwankungen bei Gewittern Zusammenhänge mit ionosphärischen Geschehen und der Höhenstrahlung. *H. Israël.*

F. Roßmann. Bemerkungen zu einigen Gewittererscheinungen. Wetter **56**, 322—327, 1939, Nr. 10. (Göttingen.) Verf. beschreibt eine auffallende Farbänderung der unteren Gewitterwolkenteile von hellgrau in tiefdunkelblaugrau innerhalb von etwa 20 Minuten kurz vor Regeneinsatz, die er mit der Beladung dieser Wolkenpartien mit niederschlagsbereiten Hagel- oder Graupelteilchen aus größeren Höhen beim allmählichen Nachlassen des Aufwindes in Verbindung bringt. — Für das im allgemeinen auffallend lange Donnerrollen, das bei Annahme kohärenter Schallwellen nicht zu erklären ist — Kohärenz wird angesichts des kurzen Blitzvorganges angenommen —, versucht Verf. Knallgasbildung an den in der Blitzbahn liegenden und vom Blitz als leitende Überbrückung bevorzugt durchschlagenen (Fritterwirkung?) Regentropfen und das anschließende Zusammentreffen einer Reihe von Teilexplosionen nicht mehr kohärenter Art verantwortlich zu machen. *H. Israël.*

F. Roßmann. Zwei Aufnahmen von Erdblitzen während eines schweren Gewitters. Wetter **56**, 341—344, 1939, Nr. 11. (Göttingen.) Verf. leitet aus zwei Blitzabnahmen eine Bestätigung der in seiner oben referierten Arbeit geäußerten Ansicht ab, daß der Blitz auf seiner Bahn Wolkenfetzen als fritterartig wirkende Bahnerleichterung bevorzugt. *H. Israël.*

E. Wall. Was man vom Gewitter weiß. Bemerkungen zu den beiden Aufsätzen von F. Roßmann, „Bemerkungen zu einigen Gewittererscheinungen" und „Zwei Aufnahmen von Erdblitzen während eines schweren Gewitters". Wetter **56**, 344—350, 1939, Nr. 11. (Friedrichshafen.) Verf. widerspricht der von Roßmann geäußerten Ansicht, daß der Blitz Wolken- und Niederschlagselemente als Bahnausbildungserleichterung bevorzugt und deshalb seine unregelmäßige Gestalt annimmt; diese kommt vielmehr dadurch zustande, daß der Blitz eine sich stoßweise in Richtung des kleinsten Widerstandes ausbreitende Entladung ist (Vergleich mit der Ausbreitung eines Risses in einer Glasscheibe). Wolkenelemente sind nicht die Orte kleinsten Widerstandes, da zur Entladungsausbildung durch Nebel größere Spannungen notwendig sind, als für solche durch reine Luft. Die von Roßmann angeführten Blitzphotographien sind anders zu deuten. — Die Erklärung des Donners durch Knallgaswirkung ist nach einer Überschlagsrechnung unzutreffend, ebenso die Annahme der Kohärenz der einzelnen Schallwellen des Donners. *H. Israël.*

E. Wall. Bemerkungen zu der Arbeit von F. Roßmann: „Blitz und Hagel (Über die elektrische Natur des Gewitters)". Meteorol. ZS. **57**, 81—82, 1940, Nr. 2. (Friedrichshafen.) F. Roßmann hat kürzlich versucht, das Entstehen der hohen Gewitterfelder mit dem großen Unterschied der Dielektrizitätskonstanten von Wasser und Eis beim Gefrieren der Niederschlagselemente in Verbindung zu bringen (s. diese Ber. S. 730). E. Wall weist darauf hin, daß diese Schlußfolgerung falsch ist: Das äußere Feld eines Dipols (Regentropfens) — nur um dieses kann es sich beim Gewitterfeld in den Wolken handeln — ist nicht proportional zu $1/\varepsilon$ (ε = Dielektrizitätskonstante), sondern proportional zu $(\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 2)$; die Feldstärke innerhalb einer aus Wassertröpfchen bestehenden Wolke ändert sich beim Gefrieren also nicht im Verhältnis 1 : 27, sondern im Verhältnis 1 : 0,4. Roßmann hat offenbar das Feld in den Tropfen — das übrigens nicht proportional zu $1/\varepsilon$, sondern zu $1/(\varepsilon + 2)$ ist, beim Gefrieren also eine Änderung im Verhältnis 1 : 17 erfährt — mit dem Innenfeld der Wolke (Außenfeld der Tropfen) verwechselt. Eine andere Behauptung Roßmanns, daß Wassertropfen fritterartig erleichternd auf die Ausbildung einer Blitzbahn wirken sollen, wird durch die Erfahrung widerlegt: Vorhandensein von

Nebel oder Wassertröpfchen zwischen den Polen einer Funkenstrecke vergrößert (!) die zum Funkendurchschlag nötige Feldstärke. — Die beiden wesentlichen Grundlagen der von Roßmann versuchten Gewittertheorie sind also falsch. *H. Israël.*

P. L. Bellaschi. Lightning strokes in field and laboratory. Electr. Eng. **58**, 466—468, 1939, Nr. 11. (Dep. Eng. Westinghouse Electr. Manuf. Co. Sharon, Pa.) Verf. berichtet über Versuche, die mit dem Generator zur Erzeugung hoher Energie gemacht wurden. Es weden die Stromwerte, gemessen mit dem Kathodenstrahloszillographen, bei Entladung durch verschiedene Prüflinge sowie die Dauer der Entladung angegeben. Die entstandenen Wirkungen bzw. Blitzspuren sowie die bei der Entladung auftretenden Geräusche werden diskutiert. *Strauß.*

L. B. Snoddy and **J. W. Beams.** A laboratory study of spark discharge between conducting clouds. Phys. Rev. (2) **57**, 63, 1940, Nr. 1. (Rouss Phys. Lab. Univ. Virginia, Charlottesville.) Im allgemeinen werden der atmosphärischen Blitzentladung und dem Überschlag im Laboratorium die gleichen physikalischen Voraussetzungen zugrunde gelegt. Verf. weisen jedoch darauf hin, daß die atmosphärische Entladung zwischen zwei elektrisch geladenen Wolken oder der geladenen Wolke und Erde stattfindet, während die Versuche im Laboratorium im allgemeinen zwischen Metallelektroden vorgenommen werden. Um die atmosphärischen Bedingungen nachzuahmen, photographierten Verf. die elektrischen Entladungen zwischen den Spitzen zweier Sauerstoffflammen und nehmen die entsprechenden Oszillogramme dazu auf. Die Entladungen sollen dieselben Verzweigungen und Verästelungen zeigen, wie sie bei natürlichen Blitzen beobachtet werden. In der Reproduktion sind sie leider nicht zu erkennen. *Pfestorf.*

A. Burger. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. ZS. f. Geophys. **16**, 85—86, 1940, Nr. 1/2. (Geophys. Inst. Potsdam.) *Dede.*

Francis Birch. The alpha-gamma transformation of iron at high pressures, and the problem of the earth's magnetism. Amer. Journ. Science (Sill.) **238**, 192—211, 1940, Nr. 3. (Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Die Druckabhängigkeit der allotropen A_3-Umwandlung des Eisens (bei 910°), für die rechnerisch aus den Werten der Volumenänderung, der Wärmetönung usw. ein Betrag von mehreren Temperaturgraden folgt, wurde bis zu 4000 Atm. experimentell bestimmt, und zwar durch Feststellung der sie begleitenden Längenänderungen in einem Bridgmanschen Hochdruckdilatometer, in dem sich die Verschiebungen der Probe auf einen Manganin-Gleitkontakt übertragen und durch komprimiertes Gas der gewünschte Überdruck erzielt wird. Als Meßproben dienten Carbonyleisen und zwei andere, besonders präparierte sehr reine Eisensorten mit einem Gesamtgehalt an Verunreinigungen von 0,033 bzw. 0,045 %. Erhitzung und Abkühlung erfolgte stets mit gleicher Geschwindigkeit, so daß das Hystereseintervall der Umwandlung $A_{c3} - A_{r3}$ einen möglichst geringen und konstanten Betrag (10°) ausmachte. Die hauptsächlichsten Schwierigkeiten der Messungen lagen in den bei den hohen Drucken und Temperaturen auftretenden Reaktionen der Proben mit dem druckübertragenden Medium. So zeigten Vorversuche in Stickstoff, daß von dem Eisen beträchtliche Mengen von Nitriden aufgenommen (z. B. 0,13 % N gegen 0,003 % vor der Messung) und dadurch die Umwandlungstemperaturen erniedrigt wurden. Einwandfreiere Ergebnisse konnten dagegen mit Argon als Drucksubstanz erzielt werden. Auch hier treten im Anfangsbereich (bis 1000 Atm.) kleine Unregelmäßigkeiten, insbesondere eine dem Druck nicht proportionale Abnahme ein, die der Verf. dem Einfluß des im Argon stets noch vorhandenen Stickstoffs zuschreibt. Bei höheren Drucken zeigten dagegen alle drei Eisensorten eine praktisch gleiche und mit dem Druck linear gehende Erniedrigung der Tempe-

raturen von A_{c3} und A_{r3} die der wahren Druckabhängigkeit der A_3-Umwandlung zuzuschreiben ist und im Mittel $-8{,}5^0$ C je 1000 kg/cm² beträgt. Rückwärts gestattet dieses Ergebnis natürlich eine Kontrolle anderer Werte, und zwar folgt für die nicht sicher bekannte Umwandlungswärme bei A_3 der Wert 4 cal/gm mit einer Genauigkeit von 15 %. — In einem Schlußabschnitt werden auf Grund der bisher vorliegenden Daten einige erdmagnetische Folgerungen diskutiert. Der Schmelzpunkt des Eisens wird demnach durch Druck heraufgesetzt und beträgt möglicherweise im Erdkern etwa 4000°, der Zustandsbereich des δ-Eisens und ebenso des α-Eisens insbesondere mit Zusatz von Nickel mit steigendem Druck dagegen sehr eingeschnürt, so daß nur eine schmale Rindenschicht der Erde als Träger ferromagnetischen Verhaltens übrigbleiben würde. Da gegen eine solch dünne Schicht erhebliche geophysikalische Bedenken bestehen, wird man auf die Annahme entweder einer neuen, unter Druck beständigen ferromagnetischen Modifikation des Eisens oder eines ferromagnetisch-Werdens der kubisch flächenzentrierten γ-Phase geführt. *Kußmann.*

K. F. Wasserfall. Contribution to the study of the variation in magnetic elements. Publ. Norske Inst. Kosm. Fys. 1939, Nr. 16, 24 S. Verf. behandelt das erdmagnetische Material vom Dombas-Observatorium aus den Jahren 1916 bis 1933 nach der von Birkeland vorgeschlagenen Methode. Danach werden die Werte der D-, H- und Z-Registrierungen in drei Komponenten aufgeteilt, dergestalt, daß $0 = Q + S + C$, wobei 0 dem jeweiligen Betrage des erdmagnetischen Elements, Q einem ruhigen und S einem gestörten Anteil entsprechen. Es werden die Stundenmittelwerte der Registrierungen jahreszeitlich geordnet graphisch dargestellt und außer der bekannten jährlichen und halbjährlichen Periode kleinere Unregelmäßigkeiten gefunden, denen vermutlich ebenfalls Periodizitäten zugrunde liegen. Den Aufzeichnungen für ruhige Tage aus monatlichen Mittelwerten stellt Verf. diejenigen aus 7tägigen Werten gegenüber. Diesen haftet ein beträchtlicher charakteristischer Störungsanteil an, und zwar werden Zusammenhänge mit der Sonnenrotation vermutet. Daneben zeigt der Verf. den ausgeglichenen täglichen Gang von H für jeden Tag des Jahres 1933 graphisch, wobei auch gestörte Tage genügend Anhalt zur Darstellung des ruhigen Ganges bieten. Der Vergleich der Kurven an ruhigen Tagen mit den an gestörten, entsprechend den internationalen Tagen nach van Dijk, zeigt die Unterschiede in den Extremen der Tag- und Nachtwellen. — Das vom Verf. untersuchte Material scheint die von Chapman angestellten Untersuchungen über die mehr oder weniger vorhandene Beständigkeit der ruhigen täglichen Variation zu bestätigen. Auch die Beziehung zwischen der Veränderlichkeit der Extremwerte der ruhigen Tageswelle und der Sonnenrotation (27tägige Welle) wird für das Jahr 1933 dargestellt und der Gleichgang dieser Erscheinung in Dombas und Rude Skov gezeigt. Dellingers Entdeckung einer 54tägigen Wiederkehrtendenz in Verbindung mit dem Auftreten magnetischer Störungen steht nicht in Einklang mit den Wahrnehmungen des Verf. (27tägige Tendenz). Doch gibt Verf. zu, daß es schwer ist, eine typische Form der magnetischen Variation (die gleichzeitig mit dem Fading auftritt) zu finden, sobald zur gleichen Zeit ein magnetischer Sturm mit der bekannten 27tägigen Wiederholungstendenz registriert wird. Die Untersuchung der stündlichen Werte hat gezeigt, daß die S-Komponente der Variation niemals den Wert 0 erreicht, auch an den von van Dijk festgesetzten international ruhigen Tagen. Der Vergleich dieser ruhigen mit den gestörten Tagen weist im wesentlichen gute Übereinstimmung auf. Die Abhängigkeit des täglichen Ganges von der geographischen Breite wird aus dem Material der drei Stationen Tromsö, Dombas und Rude Skov gefolgert. *A. Burger.*

M. et Mme Henri Labrouste. Étude statistique du cycle undécennal de la composante semi-diurne de la déclinaison magnétique. C. R. **209**, 689—691, 1939, Nr. 19. Analog der ganztägigen Komponente der magnetischen Deklination ruhiger Tage zeigt auch die halbtägige Komponente eine elfjährige Periode. Die Mittelwerte der halbtägigen Amplitude stehen außerdem in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite des Beobachtungsortes. *A. Burger.*

B. Rypdal and **L. Vegard.** The excitation functions of nitrogen bands and their bearing on auroral problems. Geofys. Publ. Oslo **12**, Nr. 12, 1940, 20 S. Verff. haben eine Anordnung entwickelt, mit der die wahre Anregungsfunktion frei von Störungen durch Stöße zweiter Art oder mehrfache Elektronenstöße bestimmt werden kann. Die Anordnung wurde mit Helium geeicht, um die absoluten Anregungspotentiale zu bestimmen. Zur Eichung wurden die Anregungsfunktionen einer Reihe von Heliumlinien in guter Übereinstimmung mit den bisher bekannten Messungen bestimmt. Mit dieser Anordnung wurden die Anregungsfunktionen einer Reihe von Banden der 1. und 2. positiven Stickstoffgruppe sowie der 1. negativen Stickstoffgruppe zwischen 0 und 120 Volt gemessen. Aus diesen Messungen wurden dann diejenigen beschleunigenden Spannungen bestimmt, die die gleichen relativen Intensitäten der Banden zeigen, wie sie ebenfalls im Nordlicht auftritt. In guter Übereinstimmung mit den Messungen von Bernard, der zuerst diese Überlegungen auf die Nordlichtbanden anwandte und eine Elektronengeschwindigkeit von 27 Volt gefunden hat, bestimmen die Verff. den Wert der mittleren Geschwindigkeit zu 29 Volt. Dieser Wert ist nur ein Mittelwert, da die Geschwindigkeit vom oberen Rand bis zum unteren Rand des Nordlichts abnimmt, so daß in den tieferen Teilen des Nordlichts die roten Banden verstärkt werden. *Frerichs.*

P. M. S. Blackett. The thirtieth Kelvin lecture „cosmic rays". Journ. Inst. Electr. Eng. **85**, 681—684, 1939, Nr. 516. (Phys. Lab. Univ. Manchester.) Ein Überblick, in welchem besonders die Impulsmessung mittels der zählrohrgesteuerten Nebelkammer und das Meson und sein Zerfall besprochen werden. *Ehmert.*

P. S. Gill. East-west asymmetry of cosmic rays at 40° N latitude. Phys. Rev. (2) **57**, 68, 1940, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago.) In der geomagnetischen Breite 40° N konnte für die ungefilterte kosmische Strahlung keine merkliche Ost-West-Differenz nachgewiesen werden. Dagegen wurde für die harte, 12 cm Blei durchdringende Strahlung eine Differenz von (5,4 ± 2,0) % für 15° Zenitdistanz, (3,7 ± 1,2) % für 30° und von (2,4 ± 1,2) % für 45° gefunden. *Ehmert.*

Densil M. Cooper. Fine structure in the zenith angle distribution of cosmic-ray intensity. Phys. Rev. (2) **57**, 68, 1940, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Missouri.) Die Richtungsverteilung der Strahlung über den Zenitwinkel wurde genau gemessen. Für alle Azimute wurde bei 7°, 20° und bei 37° eine etwas größere Intensität gefunden als der $\cos^2$-Verteilung entspricht. Diese Ergebnisse scheinen die Vorhersagen von Schremp über das mögliche Vorhandensein dieser „Feinstruktur" zu bestätigen. *Ehmert.*

P. Auger, R. Grégoire, R. Maze et **B. Goldschmidt.** Changements d'intensité et de composition des rayons cosmiques avec la latitude magnétique. C. R. **209**, 794—797, 1939, Nr. 22. Auf einer Schiffsreise zwischen Marseille und Tahiti durch Panama wurde im Herbst vorigen Jahres mit verschiedenen Meßanordnungen der Breiteneffekt zwischen etwa 24° S und 52° N untersucht. Die harte (10 cm Blei durchdringende) und die weiche Komponente zeigen den gleichen Effekt von etwa 8 % (bis 52° N). Das Intensitätsverhältnis der beiden

Komponenten ist von der Breite unabhängig. Für Schauer wurde sowohl bei Messungen ohne Streukörper als auch hinter 10 cm Blei derselbe Effekt von etwa 3,5 % gefunden, woraus geschlossen wird, daß die Schauer zum Teil auf eine Primärstrahlung zurückzuführen sind, welche keinem Breiteneffekt unterliegt, wie z. B. die für die großen Luftschauer verantwortliche Strahlung. *Ehmert.*

Chihiro Ishii, Yoshihiro Asano, Yataro Sekido and **Hukutarô Simamura.** Intensity-variations of cosmic-ray. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **36**, 1939, Nr. 940/948; Beilage: Bull. Abstracts **18**, 57, 1939, Nr. 12. Vom Januar 1937 bis Juli 1938 wurden in Tokio (40 m über Seehöhe, geographische Breite 35° 43,6′ N, geographische Länge 139° 45,0′ O, geomagnetische Breite 25° 26,4′ N) Dauermessungen mit einer Ionisationskammer (Steinke-Standard-Apparatur) hinter allseitig 10 cm Blei durchgeführt. Die Ergebnisse sind: 1. Die Intensität zeigt einen Barometereffekt, der von Monat zu Monat stark schwankt. 2. Durch Diskussion der Korrelation zwischen Ultrastrahlung — Barometerstand — Außentemperatur — absoluter Feuchtigkeit, Druckverteilung in der Umgebung und Linkes Trübungsfaktor der Atmosphäre konnte die Variation des Barometereffektes nicht geklärt werden. 3. Es ergab sich ein enger Zusammenhang zwischen der Strahlung und den magnetischen Störungen im April 1937, Januar und April 1938. 4. Es besteht eine negative Korrelation zwischen Strahlung und Sonnenaktivität während der Sonnenrotationsperiode. 5. 2 „Supernovae“ 1937 zeigten keinen Einfluß. 6. Der Tagesgang hat eine Amplitude von 0,09 %, Maximum um 13 Uhr. Sternzeitgang und Mondtageinfluß sind nicht vorhanden. 7. Der Jahresgang hat eine Amplitude von 2 %, Maximum im Winter. Daraus ergibt sich ein Temperatureffekt von $-0{,}15\ \%/^{0}\,C$ und daraus die Lebensdauer des Mesotrons zu $2{,}6 \cdot 10^{-6}$ sec. *Sittkus.*

E. G. Steinke und **H. Schmid.** Hoffmannsche Stöße und Multiplikationstheorie. Naturwissensch. **28**, 93—94, 1940, Nr. 6. (Phys. Inst. Univ. Freiburg i. B.) Es wurden in einer Ionisationskammer Ultrastrahlungsstöße von 7 bis mehr als 170 Korpuskeln pro Stoß gemessen und die Auslösekurven in Blei bestimmt (Dicken 0, 1, 1,5, 2, 2,5, 3, 4,5, 10 und 20 cm). Die Lage des Maximums der Auslösekurve in Abhängigkeit von der Stoßgröße ist zunächst konstant bei etwa 2,25 cm Pb und zeigt dann einen schnellen Übergang auf 3 bis 4 cm Pb, während theoretische Betrachtungen eine kontinuierliche Verschiebung von 2,08 bis 3,76 cm Pb fordern. Die Stoßverteilungskurve des Nulleffektes zeigt einen Knickpunkt bei Stoßgrößen von etwa 75 Korpuskeln. *Sittkus.*

Gleb Wataghin. On explosion showers. Phys. Rev. (2) **56**, 1245, 1939, Nr. 12. (Dep. Phys. Sao Paulo Univ.) Heisenberg hat, von einer halbklassischen Theorie der Explosionsschauer ausgehend, gezeigt, daß die Zahl der Teilchen, die bei einem Stoß erzeugt werden, proportional der Anfangsenergie sein muß. Hier wird versucht, auf das Problem des Teilchenstoßes bei hohen Energien die Methode der zweiten Quantelung anzuwenden; dazu wird die Existenz eines passenden relativistisch invarianten Wechselwirkungsoperators angenommen, um zusätzliche Aufschlüsse über diese Art von Schauern zu erhalten. Die Ergebnisse sind im wesentlichen dieselben wie bei Heisenberg; überdies ergibt sich, daß der Wirkungsquerschnitt für die Explosionsschauer mit wachsender Energie gegen Null strebt. *Meixner.*

G. Wataghin, M. D. de Souza Santos and **P. A. Pompeia.** Simultaneous penetrating particles in the cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **57**, 61, 1940, Nr. 1. (Dep. Phys. Univ. São Paulo.) Mittels Zählrohrkoinzidenzen wurden Schauer festgestellt, die mindestens zwei durchdringende Teilchen (in einem

mittleren Abstand von 30 cm) enthalten, welche 8,5 cm Blei durchdringen können. Bei einem zweiten Versuch wurde sogar ein 17 cm dickes Bleifilter angewandt. Nach weiteren noch im Gang befindlichen Versuchen wird auf einen Zusammenhang mit den großen Schauern aus der Luft geschlossen. *Ehmert.*

A. C. B. Lovell and **J. G. Wilson.** Investigation of cosmic ray showers of atmospheric origin, using two cloud chambers. Nature **144**, 863—864, 1939, Nr. 3655. (Phys. Lab. Univ. Manchester.) Zwei große Nebelkammern wurden gleichzeitig durch eine auf Schauer ansprechende Zählrohranordnung in der Nähe der einen Kammer gesteuert. War die zweite Kammer 5,5 m seitlich aufgestellt, so wurden öfters in beiden Kammern Teile eines großen Luftschauers beobachtet. Die Häufigkeit solcher „Koinzidenzen" wird in Abhängigkeit von der Strahlendichte solcher Schauer angegeben. Wurde die zweite Kammer über der ersten, durch ein Filter (36 cm Al oder 3 cm Pb) getrennt, aufgestellt, so zeigte sich, daß alle dichten Schauer mit mehr als 100 Teilchen in der unteren Kammer von über dem Filter einfallenden Schauern ausgelöst wurden. Die Strahlenmultiplikation in den Filtern ist gering. *Ehmert.*

A. Idanoff. A cosmic ray burst of a hundred particles. Nature **143**, 682, 1939, Nr. 3625. (Radium Inst. Acad. Sc. Leningrad.) Verf. beobachtete in der Emulsion einer photographischen Platte, die in 9000 m Seehöhe gegen Höhenstrahlung exponiert worden war, außer zahlreichen Spuren von Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen, bei welchen nur wenige Teilchen ausgesendet wurden, einen großen „Schauer" von über 100 von einem gemeinsamen Zentrum ausgehenden Protonen und α-Teilchen. Die zwölf längsten Bahnspuren (entsprechend einer Teilchenreichweite in Luft von etwa 18 cm) gingen in einem Winkelbereich von etwa 30° vom Zentrum aus; mit abnehmender Länge der Bahnspuren vergrößerte sich dieser Winkelbereich. Die gesamte bei diesem Prozeß umgesetzte Energie wird auf etwa 200 MeV geschätzt. Das ganze Gebilde war in der Schicht von einer Anzahl kleinerer Zertrümmerungssterne mit höchstens vier Bahnspuren umgeben. *Wambacher.*

H. J. Bhabha, H. Carmichael and **C. N. Chou.** Production of bursts and the spin of the meson. Proc. Indian Acad. (A) **10**, 221—223, 1939, Nr. 4. Von Bhabha (s. diese Ber. **19**, 1383, 1938) ist durch Anwendung der Diracschen Theorie des Elektrons auf das Meson der Wirkungsquerschnitt für einen Stoß berechnet worden, bei dem ein Meson der Energie $\gamma\,\mu\,c^2$ (μ = Ruhmasse des Mesons) auf ein ursprünglich ruhendes freies Elektron den Bruchteil q seiner Energie überträgt. Das Elektron erzeugt dann auf die übliche Weise einen Schauer. Bei dieser Rechnung war für das Meson der Spin $^1/_2\,\hbar$ angenommen worden. Es ist aber heute theoretisch wahrscheinlicher, daß das Meson den Spin $1\,\hbar$ hat. Massey und Corben (s. diese Ber. **20**, 2698, 1939) haben den gleichen Vorgang mit der Theorie des Mesons vom Spin $1\,\hbar$ behandelt; für kleines q sind die beiden Rechenergebnisse praktisch einander gleich, für $q \approx 1$ und großes γ aber ist der zweite Wirkungsquerschnitt wesentlich größer. Aus den Wirkungsquerschnitten kann man die Wahrscheinlichkeit dafür ausrechnen, daß ein Meson gegebener Energie mit mehr als N Teilchen aus einer hinreichend dicken Materieschicht herauskommt. Macht man die Annahme von Euler und Heisenberg (Ergebnisse d. exakten Naturwissensch. 1938) über das Energiespektrum der Mesonen in gegebener Atmosphärentiefe, so kann man die Zahl der Schauer ausrechnen, die mehr als N Teilchen enthalten; die Ergebnisse werden in Tabellenform für Schauer in Luft und Blei angegeben. Für Mesonen mit dem Spin $1\,\hbar$ ist die Zahl der kleinen Schauer ungefähr ebenso groß wie sie für Mesonen vom Spin $^1/_2\,\hbar$ herauskäme; die Zahl der großen Schauer ist aber für den Spin $1\,\hbar$ wesentlich größer als für den

Spin $^1/_2\,\hbar$. Die Experimente sprechen nach den Angaben der Verff. eindeutig zugunsten des Spins $1\,\hbar$. Auch der Widerspruch zur Theorie bei der Frage der relativen Häufigkeit von Schauern in leichten zu der in schweren Elementen scheint behoben zu sein. *Beckert.*

H. Euler. Über die Beobachtung von Luftschauern und Kernzertrümmerungen der kosmischen Strahlung in der Ionisationskammer. Naturwissensch. **28**, 141—142, 1940, Nr. 9. (Inst. theoret. Phys. Univ. Leipzig.) Große Luftschauer, welche eine ungepanzerte Ionisationskammer treffen, werden als Hoffmannsche Stöße registriert. Unter der Annahme, daß die Zahl der primär einfallenden Elektronen mit Energien $> E$ im Bereich $2 \cdot 10^9$ e-V $< E < 10^{16}$ e-V proportional $E^{-1,8}$ ist, wurde die Häufigkeit und Größenverteilung solcher Stöße berechnet. Sie stimmt mit vorhandenen Messungen im Bereich größerer Stöße (entsprechend Schauern mit mehr als 10^6 Teilchen) gut überein, während die Messungen mehr kleine Stöße nachweisen, als nach dieser Theorie erwartet wird. Dieser Überschuß wird auf die Ionisation durch Protonen aus Kernzertrümmerungen zurückgeführt. Auf die Möglichkeit einer Prüfung dieser Auffassung durch Untersuchung von koinzidierenden Stößen zweier Kammern und auch durch Variation des Kammerdruckes wird hingewiesen. Eine ausführlichere Darstellung ist im Erscheinen. *Ehmert.*

J. Barnóthy. Die durchdringende Strahlung hinter mehr als 300 m Wasseräquivalent. ZS. f. Phys. **115**, 140—149, 1940, Nr. 3/4. (Inst. Exp. Phys. Univ. Budapest.) Ausgehend von der experimentellen Feststellung, daß in einer Tiefe entsprechend 980 m Wasseräquivalent die Koinzidenzzahl übereinander liegender Zählrohre beim Zwischenlegen von 10 cm Blei auf die Hälfte abnimmt und bei einem Absorber von 30 bis 50 cm Blei wieder 90 % der Koinzidenzzahl ohne Blei erreicht, wird festgestellt, daß die in diese Tiefe dringende Strahlung aus neutralen Teilchen besteht, welche immer von (im Durchschnitt einem) ionisierenden Sekundärteilchen begleitet sind, die etwa 20 cm Blei durchdringen können. Um Neutrettos kann es sich nicht handeln, da sich der Zerfall derselben in der Richtungsverteilung bemerkbar machen müßte. Es können Neutronen oder Neutrinos sein. Beim Zerfall der Mesonen sollen bei Energien über $2 \cdot 10^9$ e-V je ein Proton und ein Neutron entstehen. Unter Annahme einer mittleren Lebensdauer der Mesonen von $0{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec (theoretischer Wert) und eines Mesonenspektrums $N\,(> E) \sim E^{-1,6}$ wird der Intensitätsverlauf der verschiedenen Teilchen mit der Tiefe berechnet, wobei der Verlauf der Absorptionskurve und die geringere Abnahme der Schauerzahl richtig wiedergegeben werden können. *Ehmert.*

B. Ferretti. Su una possibile origine della radiazione cosmica molle al livello del mare. Cim. (N. S.) **15**, 421—424, 1938, Nr. 7. Unter der Annahme, daß das schwere Elektron eine mittlere Lebensdauer von 10^{-6} sec hat und in ein Elektron und ein Neutrino zerfällt, wird das Energiespektrum der schwachen Komponente der kosmischen Strahlung in Meereshöhe berechnet. *Schön.*

Gilberto Bernardini. L'elettrone pesante e i raggi cosmici. Cim. (N. S.) **16**, 262—268, 1939, Nr. 5. Ein zusammenfassender Vortrag des Verf. über das schwere Elektron, seine Entdeckung, seine Eigenschaften und seine Bedeutung für die kosmische Strahlung und in der Kernphysik. *Schön.*

Martin A. Pomerantz. The instability of the meson. Phys. Rev. (2) **57**, 3—12, 1940, Nr. 1. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penns.) Aus Messungen mit einer Koinzidenzanordnung in senkrechter und gegen die Vertikale geneigter Aufstellung wird die mittlere Lebensdauer des Mesotrons abgeleitet.

Die gesamte absorbierende Masse über der Anordnung wird bei senkrechter Aufstellung der geneigten durch eine Bleischicht angepaßt, deren richtige Dicke theoretisch und experimentell durch einen Vergleich von Pb und H_2O hinsichtlich der Absorption festgelegt wird. Für Mesotronen über $6{,}1 \cdot 10^8$ e-V ergibt sich die mittlere Lebensdauer $(3{,}9 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-6}$ sec, über $11{,}9 \cdot 10^8$ e-V $(3{,}8 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-6}$ sec; für solche von etwa $9 \cdot 10^8$ e-V ergibt sich $(2{,}6 \pm 0{,}8) \cdot 10^{-6}$ sec. *Fünfer.*

Giuseppe Cocconi. A new proof of the instability of the mesotron. Phys. Rev. (2) **57**, 61—62, 1940, Nr. 1. (Phys. Inst. Roy. Univ. Milan, Italy.) Bei Absorptionsmessungen der harten Komponente bis zu 86 cm Pb unter 0^0 und 60^0 Neigungswinkel zeigt sich, daß bis 30 cm Pb die Absorption sehr gering ist; über 30 cm Pb ist die Absorption schwächer als bei senkrechtem Einfall. Dies wird auf eine Härtung der Strahlung infolge des Zerfalls energiearmer Mesotronen bei geneigtem Einfall zurückgeführt. *Fünfer.*

Bruno Rossi, H. van Norman Hilberry and **J. Barton Hoag.** The variation of the hard component of cosmic rays with height and the disintegration of mesotrons. Phys. Rev. (2) **57**, 67, 1940, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago, Univ. New York.) Mit einer Zählrohrkoinzidenzanordnung wurde die Intensität der vertikalen harten Komponente in drei verschiedenen Höhen je mit und ohne Graphitpanzer über den Zählrohren gemessen. Massengleiche Luftschichten führen zu beträchtlich stärkerer Schwächung als Graphitschichten. Aus den Messungen ergibt sich die mittlere Weglänge der Mesonen vor dem Zerfall zu 9 km, entsprechend einer mittleren Lebensdauer von etwa $2 \cdot 10^{-6}$ sec. *Ehmert.*

Marcel Schein, W. P. Jesse and **E. O. Wollan.** Mesotron intensity and rate of production in the stratosphere. Phys. Rev. (2) **57**, 68, 1940, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago.) Höhenflüge zeigen ein Anwachsen der Mesotronenintensität bis zu einem Maximum bei 6,6 cm Hg und schnellem Abfall bei noch kleineren Drucken. Die Erzeugung von Mesotronen in 2 cm Pb wird bei 35 cm Hg meßbar und steigt in demselben Maße wie die weiche Komponente mit abnehmendem Druck an. *Fünfer.*

W. M. Nielsen, C. M. Ryerson, L. W. Nordheim and **K. Z. Morgan.** A measurement of mesotron lifetime. Phys. Rev. (2) **57**, 158, 1940, Nr. 2. (Duke Univ. Durham; Lenoir Rhyne Coll. Hickory, North Carol.) Die Koinzidenzen von vier Zählrohren werden in 2040 m Höhe (60 cm Hg) und 123 m (75 cm Hg) als Funktion der dazwischenliegendeen Bleischichten gemessen. Der Luftdruckunterschied wird durch eine Graphitschicht entsprechender Dicke kompensiert. Es zeigt sich, daß die Absorption in Luft in allen Fällen größer ist als in der Graphitschicht. Für dickere Bleischichten (mittlere Mesotronenenergie etwa $4{,}1 \cdot 10^8$ e-V) ergibt sich die Lebensdauer des Mesotrons zu $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ sec in Übereinstimmung mit anderen Bestimmungen. *Fünfer.*

R. D. Present. Interpretation of the proton-proton range. Phys. Rev. (2) **57**, 69, 1940, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Purdue Univ.) Aus dem Vergleich der Messungen über die Proton-Proton-Streuung mit der Mesonentheorie der Kernkräfte ergibt sich die Masse des Mesons zu 326 ± 16 Elektronenmassen. Direkte Bestimmung der Mesonenmasse aus Höhenstrahlungsbahnen gibt aber 170 ± 20 Elektronenmassen. Verf. erwähnt drei Möglichkeiten, diesen Widerspruch zu klären: 1. der erste der beiden Werte entspricht einer Kraft, die erst in der vierten Ordnung der Störungsrechnung hereinkommt (die Rechnungen, die zum ersten Wert führen, sind nur bis zur zweiten Näherung gemacht); oder 2. die Störungsrechnung konvergiert so schlecht, daß die bisherigen Rechnungen nicht

als zuverlässig angesehen werden können; oder 3. kosmische und Kernmesonen sind verschiedene Teilchen. *Bechert.*

J. R. Oppenheimer, H. Snyder and R. Serber. The production of soft secondaries by mesotrons. Phys. Rev. (2) **57**, 75—81, 1940, Nr. 2. (Univ. Berkeley, Cal.) I. Verff. schließen aus den Messungen an der weichen Komponente der Höhenstrahlung: Mesonen können, außer gewöhnlichem Energieverlust bei der Ionisierung, mit beträchtlicher Wahrscheinlichkeit einen erheblichen Teil ihrer Energie auf die weiche Komponente übertragen, die aus Elektronen und γ-Strahlen besteht. Für Energien über $2 \cdot 10^{10}$ e-V ist die Wahrscheinlichkeit eines solchen Energieverlustes annähernd unabhängig von der Energie des Mesons. Unterhalb 10^{10} e-V ist die Wahrscheinlichkeit großer Energieverluste wesentlich höher, rund zwanzigmal größer als bei höheren Energien. II. Die Erzeugung von Sekundärelektronen mit einer Energie kleiner als 10^{10} e-V kann durch gewöhnliche Coulombsche Wechselwirkung zwischen Meson und den Atomen beschrieben werden. Die großen Energieverluste können mit der Yukawaschen Mesonentheorie (Vektorform) erklärt werden; dieselbe Theorie gibt aber für Energien über 10^{10} e-V viel zu hohe Wahrscheinlichkeiten für die Emission von Bremsstrahlung. III. Die genannten Ergebnisse der Yukawaschen Theorie beruhen auf der Voraussetzung, daß die Kopplung zwischen Meson und elektromagnetischem Feld klein ist. Die Verff. geben Gründe dafür an, daß der Wirkungsquerschnitt für Erzeugung von Sekundärelektronen bis zu Mesonenenergien von 10^{12} e-V richtig sein sollte; die Formel für die Bremsstrahlung wird nach ihren Überlegungen bei 10^{10} e-V ungültig. Für die Energiebereiche oberhalb der genannten Grenzen kann man aus der heutigen Theorie wahrscheinlich keine zuverlässigen Aussagen gewinnen; es scheint das Großwerden der Wechselwirkung zu sein, was die Anwendbarkeit der Theorie begrenzt, und nicht das Auftreten von Längen unterhalb $\hbar/\mu c \approx 2 \cdot 10^{-13}$ cm (μ = Masse des Mesons). *Bechert.*

Foster Evans. Electrical fields produced in interstellar space by cosmic rays. Phys. Rev. (2) **57**, 69, 1940, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago.) Nach Swann führt eine als aus geladenen Partikeln vorwiegend eines Vorzeichens vorausgesetzte kosmische Strahlung im leeren Raum wegen der Raumladung zu großen Potentialdifferenzen. Nach Alfvèn mag die Raumladung durch die Verschiebung interstellarer Ionen aufgehoben werden. Es wird gezeigt, daß dann auch der Strom kompensiert wird und somit kein Magnetfeld entsteht. Die Potentialänderung eines Sterns, der nur kosmische Strahlung aufnimmt, wird als verschwindend gering berechnet. Für den Fall, daß er solche aussendet, wird eine obere Grenze des dadurch verursachten Potentials von der Größenordnung 1000 Volt berechnet. *Ehmert.*

I. N. Lepeshkov and A. I. Shpikelman. Distribution of boron between liquid and solid phases of the Inder lake brines during isothermal evaporation. C. R. Moskau (N. S.) **24**, 707—708, 1939, Nr. 7. (Inst. inorgan. Chem. Acad. Sci. USSR.) Der Salzsee von Inder (West-Kazakhstan) enthält K, Br und B. Beim Eindampfen der Lauge reichert sich die Borsäure in der Flüssigkeit an (bei 39° Be′ 0,9 % B_2O_3), während der feste Rückstand nur wenig B_2O_3 in eingeschlossener Mutterlauge enthält, da kein Bittersalz ausfällt, das sich zu Magnesiumborat umsetzt. *W. A. Roth.*

Hch. Meyer-Bührer. Über Messungen am Erdschatten während der Mondfinsternis vom 7./8. November 1938. Helv. Phys. Acta **13**, 11—13, 1940, Nr. 1. (Steckborn.) Aus Beobachtungen des sogenannten Kernschattens bei Mondfinsternissen lassen sich Schlüsse über die Beschaffenheit der Lufthülle der

Erde ziehen, da ja unsere Erdatmosphäre infolge der Refraktion der Lichtstrahlen der Sonne den Verlauf einer Mondfinsternis wesentlich modifiziert. Bei der Mondfinsternis 1938, 7./8. November, wurden am Züricher Refraktor mit Hilfe eines Fadenmikrometers erstmalig eine Reihe von Punkten der Schattenfigur des Kernschattens festgelegt. 19 brauchbare Punkte ergaben einen Kreisbogen. Die Methode müßte geeignet sein, schon die Abplattung der Troposphäre zu zeigen und sonstige Unsymmetrien im Bau unserer Erdatmosphäre aufzuzeigen. *N. Richter.*

B. Gutenberg. The velocity of sound waves and the temperature in the stratosphere in Southern California. S. A. Bull. Amer. Meteorol. Soc. **20**, 192—201, 1939. (Pasadena.) Vgl. auch Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 156 (s. diese Ber. **20**, 913, 1939). Laufzeituntersuchungen der Schallwellen von Schießübungen auf Kriegsschiffen an fünf westamerikanischen Stationen ergeben ähnliche Werte wie die Schallausbreitungsbeobachtungen in Europa und Novaja Semlja. Verf. schließt daraus auf Gleichheit der Stratosphärentemperatur und ihrer Zunahme zwischen 30 und 40 km Höhe über allen drei Regionen. *H. Israël.*

W. M. Chiplonkar. Measurements of atmospheric ozone at Bombay. Proc. Indian Acad. (A) **10**, 105—120, 1939, Nr. 3. *Dede.*

Karl Brocks. Lokale Unterschiede und zeitliche Änderungen der Dichteschichtung in der Gebirgsatmosphäre. (Beiträge zur Untersuchung der periodischen Gebirgswinde). Meteorol. ZS. **57**, 62—73, 1940, Nr. 2. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Das Beobachtungsmaterial lieferten fortlaufende Messungen der Zenitdistanzen entfernter Ziele von Berggipfeln im bayerischen Voralpengebirge aus, deren Ergebnisse mit denen von früher im Zentralalpengebiet vom Sonnblick aus vorgenommenen Messungen verglichen wurden. Aus den Schwankungen des Lichtstrahls werden Schwankungen der Dichteschichtung und der vertikalen Temperaturgradienten der freien Atmosphäre im Tagesgang und ihre interdiurne Veränderlichkeit abgeleitet. Bei Visierungen von zwei Punkten aus festgestellte Abweichungen geben die Möglichkeit zur quantitativen Bestimmung der Inhomogenität von Luftmassen. Auf diese Art wurde eine starke entropische Beeinflussung der Atmosphäre im Gebirge und eine schwächere über der Ebene festgestellt, was auf die Entstehung und den Mechanismus der periodischen Gebirgswinde von maßgebendem Einfluß ist. An verschiedenen Hängen wurden auffallend gleichlaufende Änderungen im hangnahen Dichtegefälle (mit mittägiger Abschwächung des vertikalen Temperaturgefälles) festgestellt. Daraus ergibt sich auch ein Tagesgang des hangnahen Solenoidfeldes, der mit festgestellten Tagesschwankungen der Entwicklung von Hangwinden, die am Mittag ebenfalls eine Abschwächung zeigt, in Einklang steht. In der unteren, bis etwas über Kammhöhe reichenden Luftschicht ist der Tagesgang der Dichteschichtung unruhiger und durch die Einflüsse von Hang- und Talwindzirkulationen stärkeren lokalen Änderungen ausgesetzt, während in größeren Höhen die Dichteschichtung einen gleichmäßigeren Tagesgang bei Amplitudenabnahme und Phasenverzögerung mit der Höhe aufweist. In der Übergangszone zwischen Ebene und Gebirge sind die Änderungen der Dichteschichtung an Talöffnungen am größten. Die Tagesschwankung der Temperaturschichtung ist im Gebirge wesentlich größer und nimmt dort mit der Höhe viel langsamer ab, als über der Ebene. *Steinhauser.*

C. Kaßner. Tornado-Häufigkeit im Staate Minnesota. Meteorol. ZS. **57**, 82, 1940, Nr. 2. (Berlin.) Eine Übersicht der seit 1889 beobachteten Tornados, in der auch die Größe des durch diese verursachten Schadens angegeben wird, zeigt, daß im Staate Minnesota jährlich durchschnittlich 2,9 Tornados vorkommen. *Steinhauser.*

R. C. Sutcliffe. Cyclonic and anticyclonic development. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **66**, 77—78, 1940, Nr. 283. In Beantwortung einer Anfrage gibt der Verf. eine aufklärende Ergänzung zu einer Ableitung in seiner in der gleichen Zeitschrift veröffentlichten Arbeit (vgl. diese Ber. S. 1039). *Steinhauser.*

Joachim Blüthgen. Dr. med. U. F. Friedrich Vettin, der Entdecker des europäischen Monsuns. Ann. d. Hydrogr. **68**, 13—16, 1940, Nr. 1. Verf. zeigt durch Auszüge aus einer im Jahre 1856 erschienenen Arbeit Vettins, daß dieser bereits damals die Grundzüge für eine komplexe Darstellung des Klimas Europas auf Grund der Annahme monsunähnlicher Vorgänge (mit Verwendung dieses Namens) entwickelt hat. Seine damalige Schilderung der Luftströmungen über Nordeuropa besitzt im wesentlichen heute noch Gültigkeit. *Steinhauser.*

H. Falke. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 140: Chile. Ann. d. Hydrogr. **68**, 24—25, 1940, Nr. 1. Wetterbeobachtungen auf einem Ritt von Ancud nach Pumilahue (Nord- und Westküste von Chile, 42° S, 74° W). Beobachtungszeit: Mitte Februar 1936. Schilderung eines rasch durchziehenden kurzen, aber heftigen Regenwetters nach 4wöchentlicher Trockenheit. *Steinhauser.*

H. Falke. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 142: Chile. Ann. d. Hydrogr. **68**, 68—69, 1940, Nr. 2. Ein Puelche im Gebiet des Vulkans Puyehue in Südchile ($40^1/_2^0$ S, 72° W). Beobachtungszeit: Anfang März 1936. Der Puelche ist der Föhnwind der Anden. Verf. berichtet von Beobachtungen eines Puelche, der am Abend einsetzte, die Nacht hindurch äußerst heftig von den Bergen niederwehte und dabei dichte Aschenmassen mit sich führte. Am Morgen war es dabei empfindlich kalt. *Steinhauser.*

Ernst Nowack. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 141: Abessinien. Ann. d. Hydrogr. **68**, 25—28, 1940, Nr. 1. Allgemein klimatische, bio- und anthropoklimatische Beobachtungen im Konso-Land (Süd-Abessinien). Beobachtungszeit: Februar und März 1939. Die bei 3tägiger großer Hitze schon nach kurzen Marschleistungen verspürte Ermüdung mit Atembeschwerden, ohne dabei zu schwitzen, will der Verf. auf besondere luftelektrische Zustände zurückführen. Nach einem stürmischen und heftigen Gewitter, dem in den nächsten Wochen eine ganze Reihe von Gewittern folgte, waren die unangenehmen physiologischen Erscheinungen verschwunden. Die mit diesen Gewittern verbundenen ausgiebigen Regenfälle hatten ein rasches Wachstum der Vegetation zur Folge, so daß diese innerhalb eines Monats entfaltet war. Die Witterungsschilderung dieser Frühlingsmonate betrifft drei Witterungstypen: Eine trocken-heiße Witterung vor Eintritt der ersten Regen, eine sehr heftige erste Gewitterperiode und anschließend eine vorwiegend trockene Witterungsperiode mit gelegentlichen Gewittern und Eintrübungen. In Tabellen werden die Terminbeobachtungen aus den Standlagern in Konso und von der Reise durch Ost-Konso mitgeteilt. *Steinhauser.*

N. K. Sur and **K. P. Ramakrishnan.** Discussion of results of sounding balloon ascents at Madras in the months of June to November during 1932—1935. Mem. India Meteorol. Dep. **27**, 31—44, 1939, Nr. 2. Aus 88 Meteorographenaufstiegen (Type „Dines") in Madras werden die Mittelwerte von Temperatur, Feuchtigkeit, Druck, Temperaturgradient, Troposphärenhöhe, potentieller Temperatur und Tephigrammen abgeleitet. Die monatlichen Temperaturverhältnisse sind mit denen von Nordindien (Agra) und Deccan (Poona bzw. Haiderabad) verglichen. Einige gleichzeitige Aufstiege in Madras und Agra werden unter Analyse der Wetterlage nebeneinandergestellt. — Die Temperatur-

kurven in Madras zeigen von Juni bis Oktober kaum merkliche Unterschiede. Die Unterschiede zwischen den Temperaturverteilungen der genannten drei Orte sind im Oktober am geringsten. Im Sommer ist fast durchweg die Troposphäre in Madras kälter als an den übrigen Stationen; vom November an scheint Nordindien kälter zu werden. Die Troposphärenhöhe ist über Madras durchweg geringer als über Agra und Poona. Fast alle Aufstiegsballone sind westlich von Madras niedergegangen in Entfernungen bis zu 337 km; als höchste Höhe wurden 23,9 gkm erreicht. *H. Israël.*

Hedwig Stoltenberg. Die mittleren monatlichen Lufttemperaturen auf dem Posten Nowo-Mariinsk (Tschuktschen-Halbinsel) während der Periode 1894 bis 1934. Ann. d. Hydrogr. **68**, 32, 1940, Nr. 1. An dieser im Gebiete des Dauerfrostbodens am südlichen Ufer des Anadyr-Golfes gelegenen Station betragen die Temperaturmittel im Januar $-28{,}2^0$, im Juli $+14{,}2^0$ und im Jahr $-9{,}35^0$ (absolutes Minimum $-46{,}2^0$, absolutes Maximum $+24{,}2^0$). 8 Monate haben negative Temperaturmittel. Die letzten negativen Lufttemperaturen werden anfangs Juni und die ersten schon Ende September beobachtet. *Steinhauser.*

Gerhard Schindler. Zwei Singularitäten im herbstlichen Temperaturverlauf NW-Böhmens. Ann. d. Hydrogr. **68**, 66—68, 1940, Nr. 2. (Podersam.) Verf. bespricht eine Singularität mit niedriger Temperatur um den 27. September, die vorwiegend durch Ausstrahlungswirkung und seltener durch Advektion kalter Luft zustandekommen soll. Eine weitere Singularität mit tiefer Temperatur findet sich am 28. Oktober. *Steinhauser.*

Erik Björkdal. Moyennes de la température et de l'humidité en Norvège du sud selon les sondages par Avion à Kjeller en 1928—1937. Geofys. Publ. Oslo **14**, Nr. 3, 1939, 12 S. Auf Grund von 1087 Flugzeugaufstiegen in Kjeller bei Oslo (60^0) werden für die einzelnen Monate Mittelwerte der Temperatur, der relativen und der spezifischen Feuchtigkeit für die Haupthöhenstufen bis 5000 m in Tabellen und in graphischen Darstellungen mitgeteilt. Die aus den Aufstiegen berechneten Monatsmittel werden durch Anschluß an die Bergstation Tryvasshogda (515 m) und mit Hilfe der aus den Aufstiegsergebnissen abgeleiteten mittleren vertikalen Temperaturgradienten auf wahre Monatsmittel umgerechnet. Im Jahresgang fällt das Minimum in allen Höhen auf den Februar und das Maximum bis 2000 m auf den Juli und darüber auf den August. Die Jahresschwankung nimmt von $24{,}0^0$ in 110 gdm auf $14{,}3^0$ in 5000 gdm ab. Das Herbstmittel ist dem Jahresmittel gleich, während das Frühlingsmittel um mehr als 2^0 niedriger ist. Die spezifische Feuchtigkeit nimmt vom Boden bis 5000 m Höhe in den Wintermonaten nur um weniger als 2 g/kg, in Sommermonaten aber um mehr als 7 g/kg ab. Ein Vergleich der Jahresmittel der Temperatur mit den Temperaturen über Lindenberg (52^0) und über Abisko (68^0) zeigt, daß in den unteren Schichten bis 2000 m der meridionale Gradient gegen Norden bedeutend größer ist als gegen Süden; in den oberen Schichten ist es aber umgekehrt. *Steinhauser.*

Hans-Joachim Tanck. Die tägliche Erwärmung der Atmosphäre infolge der Absorption der direkten Sonnenstrahlung durch den atmosphärischen Wasserdampf. Ann. d. Hydrogr. **68**, 47—64, 1940, Nr. 2. Ausgehend von der von Mügge und Möller auf Grund von Messungen von Fowle abgeleiteten Größe der Absorption als Funktion des Wasserdampfgehaltes wird die Absorption und die dadurch hervorgerufene tägliche Erwärmung für verschiedene Höhenstufen in Abhängigkeit von der vertikalen Ver-

teilung des Wasserdampfgehaltes berechnet. Den Berechnungen sind mittlere vertikale Temperaturverteilungen in subtropischer und in polarer Luft zugrunde gelegt, kombiniert mit drei Typen der zugehörigen Feuchteverteilung, die für Hochdruckwetterlagen (Grenze zwischen unterer feuchter und oberer trockener Schicht in 1,5 km Höhe, Typ *H*), für Rückseitenwetter (Grenze der feuchten Schicht in 3,5 km Höhe, Typ *R*) und für Vorderseitenwetter (Grenze der feuchten Schicht in 6,5 km Höhe, Typ *V*) charakteristisch sind. Die Absorption und damit auch die tägliche Erwärmung ist am oberen Rande des Bereiches der stärksten Wasserdampfkonvektion, das ist an der oberen Begrenzung der unteren relativ feuchten Schicht, am größten. In dem am häufigsten vorkommenden Fall, daß das relative Feuchtemaximum mit der unteren Grenze einer Temperaturinversion zusammenfällt, hat die Inversion keinen Einfluß auf das Absorptionsfeld, während das Zusammentreffen des relativen Feuchtemaximums mit der oberen Grenze einer Inversion dort eine beträchtliche Erwärmung verursacht. Auf Grund der nach dreijährigen täglichen Flugzeugaufstiegen über Hamburg berechneten mittleren vertikalen Temperatur- und Feuchteverteilungen werden für die oben erwähnten drei Typen für jeden Monat die vertikalen Verteilungen der Absorption bei 45° Zenitstand der Sonne und der täglichen Erwärmung als klimatische Werte bestimmt. Die Ergebnisse sind in graphischen Darstellungen wiedergegeben. Für die vertikale Verteilung ist die Feuchtigkeitsschichtung ausschlaggebend, für den Jahresgang der Absolutwerte der täglichen Erwärmung aber die Tageslänge. In der jahreszeitlichen Zusammenfassung ergeben sich mittlere Maxima der täglichen Erwärmung von ungefähr 0,16° im Winter und 0,67° im Sommer. In graphischen Darstellungen wird auch die vertikale Verteilung der täglichen Erwärmung in Zusammenfassungen nach winterlicher Periode, Monsunperiode und Azorenhochperiode gezeigt. *Steinhauser.*

Georg Schou. Mittel und Extreme des Luftdruckes in Norwegen. Geofys. Publ. Oslo **14**, Nr. 2, 1939, 88 S. Diese Tabellensammlung stellt einen Beitrag zur neuen Klimatographie Norwegens dar, der sich vorwiegend auf die Periode 1876 bis 1925 stützt. Es werden Angaben für 30 Stationen in Norwegen, für Jan Mayen und für Green Harbour gebracht. Die Tabellen enthalten die mittleren täglichen Gänge und ihre harmonischen Konstituenten bis zum 4. Glied, Monats- und Jahresmittel der Perioden 1876 bis 1925 und 1901 bis 1930, deren auf Meereshöhe und auf 500 m Höhe reduzierten Werte und ihre durchschnittlichen Abweichungen vom Normalwert, die extremen Monatsmittel, die mittleren Monatsextreme, die absoluten Extreme, die Beobachtungsreihen der Monats- und Jahresmittel und die 5jährigen Mittel für zahlreiche Stationen. *Steinhauser.*

Kurt Burkhart. Eine statistische Untersuchung atmosphärischer Zirkulationsschwankungen. Ann. d. Hydrogr. **68**, 1—13, 1940, Nr. 1. Zur Untersuchung der Rhythmen der atmosphärischen Zirkulationsumschwünge wurden auf Grund von Dekadenmitteln die Korrelationen des zonalen Druckgefälles, das durch eine Kombination der Druckdifferenzen Jacobshavn-Stykkisholm, Haparanda-Stykkisholm, Indianapolis-Ponta Delgada, Rom-Ponta Delgada bestimmt wird, zu den Änderungen des durch die Druckdifferenz Ponta Delgada-Stykkisholm gegebenen meridionalen Druckgefälles von der betreffenden Dekade zur nächsten oder übernächsten Dekade und auch die Korrelationen der Temperaturdifferenzen Tromsö-West-Grönland zu den zonalen Druckgefällen und den Änderungen des meridionalen Druckgefälles berechnet. Danach wird festgestellt, daß bei übernormalem meridionalem Druckgefälle im Februar und März nach 30 Tagen, im April bis Juni nach 40 bis 60 Tagen, im Juli und August nach 20 bis 30 Tagen und im September bis Dezember nach 10 bis 20 Tagen größte Verminderung der

zonalen Zirkulation eintritt. Im Durchschnitt ändern sich die zonalen Druckgefälle um ebensoviel wie die Änderungen des Meridionalgefälles. Die totalen Korrelationskoeffizienten, die die Abhängigkeit der Änderung des Meridionalgefälles vom zonalen Druckgefälle und von den Temperaturdifferenzen festlegen, erreichen mit 0,84 ihr Maximum im April, woraus auf eine 70%ige Sicherheit der Voraussage geschlossen wird. Die Abhängigkeit der Rhythmenlängen der Zirkulationsschwankungen von den Jahresschwankungen der Temperatur und der Druckverteilung und die Ursachen geringer Strammheit der Beziehungen zwischen den meridionalen und zonalen Druckgefällen werden besprochen. *Steinhauser.*

Horst Philipps. Zehn Jahre Großwetterforschung. Naturwissensch. **27**, 825—834, 1939, Nr. 50. (Bad Homburg v. d. H.) Anläßlich des 10jährigen Bestehens des Forschungsinstitutes für langfristige Witterungsvorhersage in Bad Homburg v. d. H. gibt Verf. einen kurzen monographischen Einblick in die Problematik der Großwetterforschung und die Einzelheiten beim Aufbau einer langfristigen Vorhersage. *H. Israël.*

W. Malch. Beobachtung einer Trombe. Wetter **56**, 339—340, 1939, Nr. 10. *H. Israël.*

K.-T. Kiroff. Katastrophale Überschwemmung am 28. Juni 1939 in der Gegend von Sewliewo (Nordbulgarien). Wetter **56**, 353—357, 1939, Nr. 11. (Sofia.) Beschreibung und Diskussion der meteorologischen Ursachen. *H. Israël.*

E. Ekhart. Beitrag zur Kenntnis der Niederschlagsverhältnisse der Hochalpen. Wetter **56**, 311—322, 1939, Nr. 10. (Innsbruck.) Klimatologische Bearbeitung der Niederschlagsverhältnisse der Ötztaler Hochalpen nach elf Ombrometerstationen zwischen 775 m (Ötz) und 1893 m (Vent) und sieben Totalisatoren zwischen 2100 m (Rofen) und 3330 m (Brandenburgerhaus). *H. Israël.*

W. Naegler. Der große Regenfall vom 18. bis 19. Juli 1939 über dem Dresdener Stadtgebiet. Wetter **56**, 331—333, 1939, Nr. 10. (Dresden.) Beispiel für Stadteinfluß auf Regenfall. *H. Israël.*

Otto Meißner. Die Trockenperiode im Juni 1939 in Potsdam. Wetter **56**, 328—330, 1939, Nr. 10.

Rudolf Fischer. Der Frankfurter, Leipziger und Dresdener Sommer 1939. Wetter **56**, 333—335, 1939, Nr. 10.

Rudolf Fischer. Der Frankfurter und Leipziger Winter 1938/39. Wetter **56**, 335—337, 1939, Nr. 10. (Darmstadt.)

C. Kaßner. Schneefall innerhalb und außerhalb der Großstadt. Wetter **56**, 337—339, 1939, Nr. 10. (Berlin.)

Otto Meißner. Der Temperatursturz im Herbst 1939 in der Potsdamer Gegend. Wetter **56**, 374—375, 1939, Nr. 11. *H. Israël.*

E. A. Johnson, R. C. Meyer, R. E. Hopkins and **W. H. Mock.** The measurement of light scattered by the upper atmosphere from a search-light beam. Journ. Opt. Soc. Amer. **29**, 512—517, 1939, Nr. 12. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Washington, D. C.) Zur Untersuchung der oberen Atmosphäre in Regionen, die den gewöhnlichen Meßmethoden unzugänglich sind, benutzt Verf. nach dem Vorgange von Synge (diese Ber. **11**, 2085, 1930) die Rayleigh-Streuung in der Weise, daß die Intensität des Streulichtes in verschiedenen Höhen photoelektrisch gemessen wird. Zu diesem Zweck wurde die Methode von

Tuve, Johnson und Wulf (diese Ber. **16**, 1302, 1935) weiterentwickelt; benutzt wurde ein moduliertes Lichtstrahlenbündel als Sonde in Verbindung mit einer Photozelle und einem abgestimmten Wechselstromverstärker beim Empfänger. Eine Grenze wird dem Meßverfahren durch die vom Licht des Nachthimmels herrührenden Fluktuationen gesetzt. Die entlang des als Sonde dienenden Lichtstrahlbündels durch die atmosphärischen Gase erzeugte Rayleigh-Streuung wurde bis zu Höhen von 34 km gemessen. Es zeigt sich, daß oberhalb einer gewissen Nebelgrenze, welche an verschiedenen Tagen von 4 bis 10 km schwankt, die beobachtete Streuung mit der Streuung übereinstimmt, welche sich aus den Annahmen über die gewöhnliche Atmosphäre berechnen läßt. Wolken wurden bis zu 12 km Höhe beobachtet. Verf. zeigt, daß das Verfahren in Höhen bis über 70 km anwendbar ist. Es läßt sich insbesondere zur Bestimmung der Ozonverteilung in der Atmosphäre verwenden. Da Ozon eine starke Absorptionsbande zwischen rund 2500 und 3300 Å besitzt, ist es möglich, die Streuung dieses Bereiches mit dem oberhalb 3400 Å zu vergleichen; es läßt sich dies unter Benutzung zweier Empfänger mit einer Natrium- und einer Kaliumoxydzelle durchführen. Außerdem kann die Methode zum Studium anderer atmosphärischer Probleme (Abhängigkeit des Wasserdampfgehaltes von der Höhe, Turbulenz, atmosphärischer Strömungen, Vorkommen von Staub, Fluoreszenz und Absorption) verwenden.
Szivessy.

H. L. Wright. Atmospheric opacity at Valentia. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **66**, 66—77, 1940, Nr. 283. Verf. hat in einer früheren Arbeit (vgl. diese Ber. S. 166) eine theoretische Formel zur Berechnung der Opazität aus der Zahl der Salzkerne und der Rauchteilchen abgeleitet. In rauchfreier Luft hängt die Opazität nur von der Zahl und Größe der Salzkerne ab. Die Größe dieser Kerne steht wegen ihrer Hygroskopizität in Abhängigkeit von der relativen Feuchtigkeit. Nach Beobachtungen in Valentia werden für die einzelnen Schlüsselzahlen der Sichtangaben Grenz- und Mittelwerte der Opazität in „Nebelgrößen" pro km und damit Mittelwerte der Opazität für verschiedene Feuchtigkeitsstufen berechnet. Die Opazität nimmt zugleich mit der Feuchtigkeit bis zu einer relativen Feuchte von 65 % ab. Das Aufhören der weiteren Abnahme wird damit in Zusammenhang gebracht, daß die Salzkerne bei niedrigen Feuchtewerten kristallen werden und ihre Größe nicht mehr ändern. Die nach den Beobachtungen bestimmte Kurve der Abhängigkeit der Opazität von der relativen Feuchtigkeit stimmt mit der theoretischen Kurve gut überein, wenn richtige Werte für die Zahl der Salzkerne (N) und für die Masse und die Hygroskopizität des gelösten Salzes (Maßzahl Q) eingesetzt werden. Im Jahresgang fällt das Maximum der Opazität in Valentia auf Februar-März, das Minimum auf August-September. Am Morgen ist die Opazität am größten. Die Abhängigkeit der Opazität von der relativen Feuchtigkeit in rauchfreier Luft ist wesentlich verschieden von der Abhängigkeit in rauchiger Luft. In die theoretischen Formeln müssen die Werte $N = 63$ pro cm³ und $Q = 18 \cdot 10^{-15}$ gm eingesetzt werden, um eine Übereinstimmung mit den Beobachtungswerten zu ermöglichen.
Steinhauser.

Arnold B. Tinn. Local distribution of thunder rains round Nottingham. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **66**, 47—65, 1940, Nr. 283. Zur Überprüfung der Richtigkeit der im Gebiet um Nottingham verbreiteten Meinung, daß die Gewitterzüge vorwiegend dem Tal des Trentflusses folgen, wurde die Verteilung der Gewitter nach 10jährigen Beobachtungen untersucht. Dabei zeigte sich, daß es für schwere Gewitterregen bevorzugte Gebiete gibt, während andere Gebietsstreifen wieder sehr gewitterarm sind. Zwischen der Einmündung des Erewash- und des Leenflusses in den Trentfluß scheint wirklich eine Neigung zu

schweren Gewitterregen zu bestehen, während östlich vom Leenfluß das Trenttal gewitterarm ist. *Steinhauser.*

W. Findeisen. Schauer aus Schichtwolken. Wetter **56**, 309—311, 1939, Nr. 10. (Friedrichshafen.) Schauerartiger Niederschlag ist nicht nur aus Quellwolken, sondern auch aus Schichtwolken möglich, falls diese unterkühlte Wassertröpfchen enthalten und Niederschlag auslösende Eisteilchen von oben in diese hineinfallen. Beschreibung einer bestätigenden Beobachtung. Der innere Aufbau der Wolken ist für die Niederschlagsbildung wichtiger als die äußeren Wolkenformen. *H. Israël.*

W. Findeisen. Die Entstehung der 0°-Isothermie und die Fractocumulus-Bildung unter Nimbostratus. Meteorol. ZS. **57**, 49—54, 1940, Nr. 2. (Friedrichshafen.) Bei aerologischen Aufstiegen zeigen sich häufig 0°-Isothermien bis zu einigen 100 m Mächtigkeit, die meist bei schwachem Regen aus Nimbostratus auftreten, bei Regen aus quellförmigen Wolken aber ausbleiben. Verf. führt die Entstehung dieser 0°-Isothermien und auch die Entstehung der Fractocumuli unter dem *Ns* darauf zurück, daß durch den Wärmeentzug beim Schmelzen der aus den *Ns* als Eisteilchen ausfallenden Niederschläge eine entsprechende Abkühlung der Luft eintritt. Mit der von dem *Ns* nach unten fortschreitenden Ausbildung der 0°-Isothermie sinkt auch die Untergrenze der Wolke ab. Unter der 0°-Isothermie bildet sich, wenn keine Sättigung eintritt, eine trockenadiabatische Schichtung aus. Die Mächtigkeit der 0°-Isothermien wird dann aus der aufgebrauchten Schmelzwärme bei einer Niederschlagsintensität N (mm/h) in der Zeit t zu $a = 3{,}1\sqrt{N \cdot t}$ m berechnet. Demnach ist die 0°-Isothermie bei $N = 1$ mm nach einer Stunde schon 190 m dick. Wenn unter der 0°-Isothermie Sättigung erreicht wird, bildet sich dort eine feuchtadiabatische Schichtung, deren Mächtigkeit sich zu $c = 1{,}2 \cdot 10^{-5} \cdot N\, t/a$ cm berechnen läßt. In dieser labilisierten Schicht entstehen die *Fc*. Bei $N = 1$ mm/h wird in einer Stunde nach Beginn der *Fc*-Bildung die *Fc*-Schicht 220 m dick sein. Bei ursprünglich feuchtadiabatischer Temperaturschichtung entwickelt sich die *Fc*-Bildung sehr kräftig und die Quellwolken können die 0°-Isothermie durchstoßen, bis weit in den *Ns* hinein vordringen und dadurch Vereisungsgefahr bringen. Aufwärts gerichtete Vertikalbewegungen wirken für die Ausbildung der 0°-Isothermien störend. Bei $N = 1$ mm/h wird das Weiterwachsen einer 0°-Isothermie von 200 m Mächtigkeit schon von Vertikalgeschwindigkeiten von 2,4 cm/sec aufgehoben. *Steinhauser.*

H. Externbrink. Lenticularis-Wolken und lokale Diskontinuitätsflächen. Meteorol. ZS. **57**, 55—61, 1940, Nr. 2. (Darmstadt, z. Z. Wilhelmshaven.) Die Lenticulariswolke entsteht an schwachen Diskontinuitätsflächen. Sie wächst in Amplitude und Wellenlänge eine Zeitlang an und dann bilden sich darüber neue Lenticulariswolken (Duplicatus-Bildungen). Solche blättrige Struktur wird auch häufig im Ac-As-Niveau beobachtet. Die die Wolken tragenden Diskontinuitätsflächen entstehen als Inversionen zwischen freien Böigkeits- oder Turbulenzschichten oder durch Windsprung. Verf. zeigt die Bedeutung geknickter Geschwindigkeitsprofile für den Turbulenzeinsatz, der schließlich zur Ausbildung von Doppelinversionen führt. Für die freien und beweglichen Lenticulariswolken ist die Bindung an durch Turbulenzschichten entstandene lokale Inversionen bei fehlenden ausgedehnten Diskontinuitäten charakteristisch. Die ortsfesten Lenticularis hängen mit einer durch den Leewirbel bedingten Hebung der Berginversion zusammen. Sie bilden ihrerseits wieder ein Hindernis für die obere Strömung, was bei Windzunahme mit der Höhe auch wieder zu neuen lokalen Inversionen

und zu Duplicatusbildung im Lee führt. Bei gegebener dynamischer Instabilität wächst die Woge weiter. Die von Fliegern festgestellte Tatsache, daß es im wolkenfreien Raum vor den Hinderniswogen außer der Berginversion keine weiteren Inversionen gibt, spricht auch für die Auffassung, daß die Lenticularis an lokale durch Turbulenzschichten erzeugte Diskontinuitäten gebunden sind.
Steinhauser.

A. Schmauß. Explosionswellen auf Wolkenoberflächen. Meteorol. ZS. **57**, 80, 1940, Nr. 2. (München.) Verf. hat im Weltkrieg beim Schießen von Steilfeuergeschützen beobachtet, wie in darüber befindlichen Wolken helle und dunkle Ringe entstanden, die sich nach Art von Wasserwellen nach Steinwürfen ausbreiteten. Diese rasche Reaktion der Wolkentröpfchen auf Schallschwingungen steht im Einklang mit den von Findeisen gegebenen Berechnungen der Verdampfungsgeschwindigkeit von Wolkenelementen. Verf. glaubt, daß diese Erscheinung nur an dünnen Wolken in statu nascendi auftritt und regt weitere Beobachtungen an. *Steinhauser.*

Carl Störmer. Height of mother of pearl clouds observed in Southern Norway during 1926—1934. Nature **145**, 221—222, 1940, Nr. 3667. (Inst. theoret. Astrophys. Blindern.) In einer zusammenfassenden Darstellung aller bisherigen Höhenbestimmungen von Perlmutterwolken wird in graphischer Darstellung die Häufigkeitsverteilung der gemessenen Höhen gezeigt. Als mittlere Höhen ergaben sich für die einzelnen Beobachtungstage folgende:

Datum	30. 12. 1926	13. 1. 1929	12. 2. 1930	29. 1. 1932	19. 2. 1932	20. 2. 1932	6. 2. 1934
Höhe, km	27,7	24,1	24,0	27,4	24,8	23,2	24,7

Die Perlmutterwolken zogen einmal mit 75 m/sec, einmal mit 90 m/sec und einigemal mit 10 bis 20 m/sec Geschwindigkeit gegen SE. Messungen eines Kranzes um den Mond ergaben Durchmesser der Wolkenteilchen von weniger als 0,0025 mm.
Steinhauser.

Carl Størmer. Observations and photographic measurements of mother of pearl clouds over Scandinavia 1930—1938. First Part. Geofys. Publ. Oslo **12**, Nr. 1, 1939, 33 S. (Inst. Theoret. Astrophys. Blindern, Oslo.) Es werden 55 Wintertage mit Beobachtungen von Perlmutterwolken in Skandinavien verzeichnet. Die Perlmutterwolken erschienen vorwiegend unmittelbar nach dem Durchzug einer Kaltfront. An einzelnen Tagen wurden auf Grund gleichzeitiger photographischer Aufnahmen von zwei Stationen zahlreiche Höhenmessungen bei Oslo durchgeführt. Dabei ergab sich am 11. Februar 1930 eine mittlere Höhe der Perlmutterwolke von 24,0 km bei gleichzeitigen Cirrus-Wolken in 12,6 km Höhe am 29. Januar 1932 eine mittlere Höhe der Perlmutterwolke von 27,4 km bei einer Zuggeschwindigkeit von 10 bis 12 m/sec gegen SE und am Morgen des 1. Februar 1932 eine Höhe von 23 km. Die Perlmutterwolken des 29. Januar 1932 zeigten einen raschen Wechsel in den Formen, der auf einen durch Turbulenz verursachten Wechsel der Verdunstung und Kondensation zurückgeführt wird. Zahlreiche aufschlußreiche Berichte von Laienbeobachtern und photographische Aufnahmen werden wiedergegeben. *Steinhauser.*

Th. Benzinger. Die Höhenforschung in der Physiologie. Naturwissensch. **28**, 209—218, 1940, Nr. 14. (Rechlin.) *Dede.*

Geophysikalische Berichte

Kurt Himpel. Erdgeschichte und Kosmogonie. Probleme der kosmischen Physik. Bd. 19. Mit 8 Abb. im Text u. 141 S. Leipzig, Akademische Verlagsges. m. b. H., 1940. Geb. RM 10,80; brosch. RM 9,60. Der Verf. versucht eine enge Verbindung zwischen der Erdgeschichte im allgemeinsten Sinne und den großen Ereignissen im Weltall aufzufinden und zu untersuchen, wie weit beide Teile das heutige Weltbild geformt haben. Der Inhalt des Buches gliedert sich in folgende vier Hauptkapitel: 1. Das erdgeschichtliche Beweismaterial (Alter der Erde, kosmischer Massenzufluß zur Erde, Paläoklimatologie). 2. Die Sonne als Fixstern. 3. Die Entwicklungsgeschichte des Planetensystems. 4. Das System Erde—Mond. — Schlußzusammenfassung. Literatur-, Namen- und Sachverzeichnis. *Dede.*

J. B. Macelwane. Padre Luis Rodés †, S. J., 1881—1939. Terr. Magn. **45**, 87—91, 1940, Nr. 1. (St. Louis, Miss., Univ.) *Dede.*

W. Schilling. Schwingungsweiten- und Schwingungsbeschleunigungsmessungen mit Kristallgebern. AEG. Mitt. 1940, S. 86—87, Nr. 3/4. Auf Grund einer besonderen, doppelpyramidenförmigen Ausbildung des verwendeten Seignettesalzkristalles ist es gelungen, einen Beschleunigungsmesser zu bauen. Derselbe kann mit einem integrierenden Verstärker gekoppelt werden, um die Amplitude einer mechanischen Schwingung unabhängig von der Frequenz darzustellen. *F. Seidl.*

Henryk Orkisz. Eine Bearbeitung relativer magnetischer Messungen der Vertikalkomponente für sehr schwache Anomalien. Comm. Inst. Géophys. Lwów **10**, 80—92, 1939, Nr. 127. (Polnisch mit dtsch. Zusammenf.) Verf. entwickelt eine Methode, nach der ein kleines Gebiet von z. B. 6 km² mit Extremalwerten der Vertikalkomponente von ungefähr 30 γ Differenz magnetisch aufgenommen werden kann. Zur Strukturbestimmung des Feldes wurde eine Schmidtsche Vertikalfeldwaage benutzt. Die Meßsicherheit gibt Verf. mit 1 bis 2 γ Genauigkeit an. Voraussetzung hierzu ist u. a. ein guter „Stand der Waage", also die Freiheit von Sprüngen der Basiswerte. Aus der Profilanalyse werden folgende Schlüsse gezogen: Auf kleinflächige und kleinwertige Anomalien ist besonderer Wert zu legen. Die Profilkurven müssen ausgeglichen werden, wofür eine Methode vorgeschlagen wird. Ausgang jeder Wertung ist ein Profil mit großer Meßdistanz, dem sich weitere Profile in geringer Entfernung anschließen, um Einzelheiten der Struktur zu erkennen. Kreuzpunkten verschiedener Profile fällt dabei besondere Bedeutung zu. *A. Burger.*

Frédéric Diénert. Une méthode d'auscultation d'une circulation souterraine dans un terrain fissuré. C. R. **210**, 483—485, 1940, Nr. 13. Diskussion eines verbesserten Untersuchungsverfahrens von Grundwasserströmungen durch Beimischung zweier Substanzen sehr verschiedenen Diffusionsvermögens zu dem in einem Schacht zirkulierenden Wasser und Verfolgung der Konzentrationsabnahme. *H. Israël.*

Harold Jeffreys. The variation of latitude. Month. Not. **100**, 139—155, 1940, Nr. 3. Die Arbeit enthält eine ausführliche Analyse der internationalen Beobachtungen der Polhöhenschwankung aus den Jahren 1891 bis 1938 und der Greenwicher Beobachtungen. Die Grundlage derartiger Untersuchungen bildet die Annahme, daß sich die Polhöhenschwankung aus zwei Komponenten zusammensetzt, nämlich aus einer freien Bewegung der Rotationsachse der Erde um eine Hauptachse mit einer Periode von 14 Monaten und einer überlagerten jährlichen Bewegung in einer Ellipse. Bei der Bestimmung der Konstanten wurde bisher

meistens von der 14monatlichen Periode ausgegangen. Verf. zeigt, daß es richtiger ist, die freie Schwingung als eine gedämpfte aufzufassen, die durch innerhalb unregelmäßiger Zeitintervalle einsetzende Störungen aufrecht erhalten wird, und führt die Analyse auf der Grundlage dieser Annahme durch, indem er zunächst die durchschnittliche jährliche Bewegung aus den Beobachtungen bestimmt und eliminiert. Es ergibt sich für die Periode der freien Bewegung ein Wert von 1,202 ± 0,016 Jahren und eine Abklingzeit (Relaxationszeit) von 15,1 ± 1,8 Jahren. In der Diskussion der Ergebnisse zeigt Verf., daß die Dämpfung zu groß ist, als daß sie durch Reibung der ozeanischen Wassermassen verursacht sein könnte, daß sie sich aber möglicherweise auf infolge elastischer Nachwirkungen auftretende Änderungen im Erdkörper zurückführen läßt. In der Bewegung treten außerdem Unregelmäßigkeiten auf, die nur schwer als durch geophysikalische Ursachen bedingt angesehen werden können. *Lambrecht.*

Adolphe Lepape et **Marcel Geslin.** Radioactivité des sources hydrominérales de Châtel-Guyon (Puy-de-Dôme). Sources très riches en thoron. C. R. **210**, 223—225, 1940, Nr. 6. Radioaktive Untersuchungen von 10 Quellen von Châtel-Guyon ergibt RaEm-Gehalte von 0,47 bis 1,5 (0,05 bis 2,93) $\cdot 10^{-9}$ Curie/Ltr. im Gas (Wasser) der Quelle. Die Verteilung der Em auf Gas und Wasser entspricht nicht immer der zu erwartenden, der Temperatur entsprechenden Gleichgewichtsverteilung. Der Ra-Gehalt zeigt in vier der untersuchten Quellen Werte von 38,5 bis 53,8 (8,1 bis 9,1) $\cdot 10^{-12}$ g pro Liter Wasser (pro g Trockensubstanz). Einige Quellen zeigen besonders hohen Th-Gehalt (bis zu 0,45 $\cdot 10^{-12}$ g MsThl pro Liter). Vgl. auch R. Duchon, s. diese Ber. S. 1483.) *H. Israël.*

E. K. Gerling. Diffusjonswärme des Heliums als Kriterium für die Brauchbarkeit von Mineralien für Altersbestimmungen nach der Heliummethode. C. R. Moskau (N. S.) **24**, 570—573, 1939, Nr. 6. (Radium Inst. Akad. Wiss. UdSSR.) Verf. hat bereits früher die Größe der Diffusionswärme des Heliums als Kriterium für die Zuverlässigkeit der Altersbestimmung von Mineralien nach der Heliummethode vorgeschlagen. Bei einer Diffusionswärme von mindestens 35 000 cal/g · Atom He bleibt innerhalb von $2 \cdot 10^9$ Jahren praktisch alles He im Mineral erhalten. Schätzungsweise besitzen Metalle mit Schmelzpunkten oberhalb von 1000° C so große Diffusionswärmen. Diese Wärmetönungen wurden nunmehr experimentell bestimmt nach einem Verfahren, das auf der Berechnung aus Entgasungsversuchen im Vakuum nach Formeln von G. L. Grünberg beruht. Die je Zeiteinheit t abgegebene Gasmenge Q ist danach $\mathrm{d}Q/\mathrm{d}t = 2\pi D N e^{-5{,}78\, D/R^2}$ mit dem Diffusionskoeffizienten D, der Anzahl N der Gasatome und dem Radius R der zylindrischen Probe. Experimentell wurde von Ptizin und Fink bereits bestätigt, daß sich $\log(\mathrm{d}Q/\mathrm{d}t)$ linear mit t ändert. Die Temperaturabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten wird bekanntermaßen mit $D = D_0 e^{-E/R\tau}$ angesetzt. Mit einer passenden Apparatur konnten so die Diffusionswärmen von massivem Loparit, poykilitischem Loparit, Monazit-Körner, Monazit-Staub und Uraninit-Körnern ermittelt werden. Für die erstgenannte Probe ergab sich die Wärmetönung zu 34 400 cal, für die zweite poykilitische Probe wurde aus der Krümmung der Kurve geschlossen, daß sich hier zwei Diffusionsprozesse überlagern. Der erste Prozeß, entsprechend 22 300 cal, soll auf die große Zahl fremdartiger Einschlüsse im poykilitischen Loparit zurückgehen, der zweite Wert von 34 000 cal entspricht demjenigen für massiven Loparit. Aus Monazit wird das He in verschiedenen Stufen abgegeben, zunächst mit einer Wärmetönung von nur 6300 cal/Mol, bedingt durch die Verschiebung des He längs Spalten von 2 bis 4 μ.

Breite. Jedoch gehen hier nur 1 bis 2 % des gesamten He verloren. Die zweite Wärmetönung beträgt 27 800 cal/Mol. Für Uraninit wurden zwei Diffusionswärmen von 9600 und 15 000 cal/Mol gefunden. Zusammenfassend wird bestätigt, daß eine Diffusionswärme $> 35\,000$ cal/Mol die Erhaltung fast der ganzen He-Menge verbürgt, falls keine Risse usw. auftreten. *Justi.*

F. A. Vening Meinesz. The earth's crust deformation in the East Indies. Proc. Amsterdam **43**, 278—293, 1940, Nr. 3. Vom Verf. waren Tafeln für regionale isostatische Reduktionen aufgestellt worden. Die zugrunde gelegte mathematische Ableitung für die Wirkung der Umgebung eines topographischen Elements entsprach formelmäßig der der vertikalen Einbiegung, die unter dem Gewicht dieses Elements hervorgerufen wird. Für diese Wirkungen sind Tabellen für Entfernungen bis etwa 230 km berechnet worden. Bei der Berechnung wurde auch verschiedene Dicke der Kruste berücksichtigt. Von der Niederländischen Geodätischen Kommission wurden die Tabellen für die isostatische Reduktion aller Schweremessungen zur See benutzt. Ergebnisse, die unter Berücksichtigung dieser Tabellen für Ostindien erhalten wurden, sind hier vorläufig veröffentlicht. Der günstigste Radius liegt bei dieser regionalen Reduktion bei 174 km äußerer Begrenzung. Eine Karte 1 : 10 000 000 des Ostindischen Archipels zeigt uns Überreste der so berechneten Anomalien. Die Diskussion der Ergebnisse geht von der Voraussetzung einer festen Kruste auf plastischem Untergrund aus. Der erste Hauptteil schildert die neuen Anschauungen über die Bewegungs- und Spannungszustände in diesem Gebiet. Unter der Wirkung horizontaler Kompressionen schiebt sich die Kruste zunächst wellenförmig zusammen. Dann bildet sich bei weiterer Spannungszunahme die Einbeulung eines Wellentales (Bildung eines Belts negativer Anomalie). Eine Aufbeulung nach oben ist wegen der größeren Energiezunahme unwahrscheinlicher. Als drittes Stadium erfolgt ein Zusammenschub der Wellenberge bis zur Verschmelzung über der vorangegangenen Einbeulung. Dieser ist mit einer Aufwölbung verbunden und verursacht den isostatischen Schwereausgleich. Hiermit ist eine gegenüber bisherigen Anschauungen veränderte und erweiterte Erklärung des Vorgangs der isostatischen Kompensation gegeben. Im dritten Stadium befinden sich z. B. die Alpen, im zweiten Ost- und Westindien. Die bei der horizontalen Pressung sich bildenden Wellen haben eine Länge von 300 bis 400 km, wie an Hand der Karte abgelesen werden kann und auch die mathematischen Ableitungen plausibel machen. Eine Verschiebung der Achse des Belts bei der Insel Soemba läßt die regionale Reduktion im Gegensatz zu den bisherigen Auswertungen deutlich erkennen. Im zweiten Hauptteil wird die theoretisch-physikalische Ableitung für diese Deformationen als solche einer schwimmenden elastischen Platte unter der Wirkung einer vertikalen Kraft und horizontalen Kompression gegeben. Abschließend folgt eine Zuordnung dieser physikalisch abgeleiteten Zustände zu geologischen und erdgeschichtlichen Anschauungen über dieses Gebiet. *Schmerwitz.*

Ed. Parejas et **Hamit N. Pamir.** Le tremblement de terre du 19 Avril 1938 en Anatolie centrale. Rev. Fac. Sc. Univ. Istanbul (N. S.) **4**, 183—193, 1939, Nr. 3/4. (Inst. Géol. Univ. Istanbul.) Das Beben vom 19. April 1938 in Mittelanatolien wurde durch eine Kommission der Universität Istanbul bearbeitet. Die Stöße verteilten sich vom 19. April bis etwa 4. Mai. Bewegungsvorgänge an der Oberfläche werden in Zusammenhang mit dem geologischen Befund erörtert. Einwirkungen auf die Wasserverhältnisse und die Gebäude werden geschildert. Eine Isoseistenkarte wird ausgewertet. Ohne Rücksicht und Kenntnis der Tiefe des Herdes wird versucht, die Ursachen des Bebens mit der bekannten Oberflächengeologie in Verbindung zu bringen. *Schmerwitz.*

W. S. Finsen and **H. E. Wood.** Witwaterstrand local tremors. Nature **145**, 428—429, 1940, Nr. 3672. (Union Obs. Johannesburg.) Von Tillotson war in der Nature behauptet worden, daß von starken Erdbeben zahlreiche Stöße auf der gesamten Erde ausgelöst werden würden. Er führte als Beleg für das letzte anatolische Beben u. a. 25 Erdstöße und Beben bei Johannisburg in Südafrika an. Die Verff. wenden sich gegen die voreiligen Schlüsse. Genauere Untersuchungen in diesem Gebiet haben gezeigt, daß Erdbeben am Witwaterstrand gar nicht auftreten, sondern nur zahlreiche durch den Bergbau bedingte Erdstöße. So wurden allein im Jahre 1939 2927 Erschütterungen registriert. Diese Erschütterungen oder Erdstöße treten vorwiegend in Gruppen auf. Zu einer derartigen Gruppe gehören auch die 25 Stöße, die in die Zeit kurz nach dem türkischen Erdbeben fielen. *Schmerwitz.*

A. Sieberg. Erdbebenkatalog Deutschlands für die Jahre 1935 bis 1939. Mitt. Dtsch. Reichs-Erdbebendienst. 1940, Nr. 1, 28 S. (Jena, Reichsanst. Erdbebenforsch.)

A. Sieberg. Beiträge zum Erdbebenkatalog Deutschlands und angrenzender Gebiete für die Jahre 58 bis 1799. Mitt. Dtsch. Reichs-Erdbebendienst. 1940, Nr. 2, 11 S. (Jena, Reichsanst. Erdbebenforsch.) *Dede.*

Walter Regula. Seismische Untersuchungen des geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXXVIII. Untersuchungen elastischer Eigenschaften von Gesteinsstäben. ZS. f. Geophys. **16**, 40—56, 1940, Nr. 1/2. Die vorliegende Untersuchung des elastischen Verhaltens eines Messingstabes und verschiedener Gesteinsstäbe wurde im wesentlichen unter seismischen Gesichtspunkten durchgeführt. Der Elastizitäts- und Torsionsmodul wurden sowohl dynamisch wie statisch ermittelt. Bei der dynamischen Methode wurden die Frequenzen im Rahmen der natürlichen Erdbebenwellen gewählt. Die Stäbe wurden im Betonboden des Erdbebenhauses einzementiert. Ganz allgemein ergab sich, daß die statisch gemessenen Werte größer als die dynamischen waren. Für die Erklärung der Unterschiede in diesen Werten werden, unter besonderem Eingehen auf die theoretischen Ableitungen, der Einfluß von Kopfmasse zu Stabmasse, die Einspannung und die hiermit in Zusammenhang stehende Verwölbung des Querschnittes herangezogen. Weitere Bestimmungen werden nach einer von Förtsch ausgearbeiteten Methode des Resonanzausschlages und der Dämpfung durchgeführt. Ein kurzes Schlußkapitel ist der elastischen Hysteresis gewidmet. *Schmerwitz.*

O. Förtsch. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXXIX. Ableitung des von der Frequenz unabhängigen Absorptionskoeffizienten aus Maschinenschwingungen. ZS. f. Geophys. **16**, 57—84, 1940, Nr. 1/2. Die Arbeit hat das Ziel, zu zeigen, daß die Berechnung und Messung des Absorptionskoeffizienten so durchgeführt werden kann, daß dieser ebenso wie die Ausbreitungsgeschwindigkeit zur Charakterisierung des Untersuchungsgeländes dienen kann. Nach einem kurzgefaßten Überblick über die theoretisch-physikalischen Grundlagen wird gezeigt, daß der Absorptionskoeffizient nur dann einen allgemeinen und festen Wert behält, wenn man ihn auf die Wellenlänge und nicht auf die Länge in Metern bezieht. Einige Beispiele aus der Praxis werden zum Beleg herangezogen. Die Ausbreitung der Energie wird der Schichtung an der Oberfläche zufolge als flächenhaft vorausgesetzt. Aus den Zahlenangaben für Oberflächenwellen (hier Maschinenschwingungen) wird ein Zusammenhang zwischen der Absorption von Bodenschwingungen und der Dämpfung von Stabschwingungen abgeleitet. *Schmerwitz.*

Kazuo Ogasahara. The local variation of atmospheric potential-gradient during solar-eclipse at Taihoku ($\Phi = 25^0\,01'\,N$, $\lambda = 121^0\,31'\,44''\,E$, $H = 10{,}4$ m). Gerlands Beitr. **56**, 203—222, 1940, Nr. 2. (Inst. Meteorol. Geophys. Univ. Taihoku.) Zur Klärung der Frage, ob sich die als Folge einer Sonnenfinsternis sicher anzunehmenden Veränderungen in der Kennely-Heaviside-Schicht im luftelektrischen Feld am Boden erkennen lassen, stellt Verf. sein bei drei Sonnenfinsternissen in Taihoku gewonnenes Registriermaterial zusammen unter gleichzeitiger Angabe der meteorologischen Größen Druck, Temperatur, Feuchtigkeit, Bewölkung und Strahlung und kommt zu dem Schluß, daß ein direkter Zusammenhang zwischen den Vorgängen in der leitenden Schicht und dem Potentialgradienten am Boden bei Sonnenfinsternissen nicht besteht, daß vielmehr ein Einfluß einer Sonnenfinsternis auf das elektrische Erdfeld nur indirekt durch Beeinflussung des meteorologischen Atmosphärenzustandes und sekundär hierdurch bedingte Feldvariationen zu verstehen ist. *H. Israël.*

M. Herovanu. Recherches sur l'ionisation de l'air à Mangalia. Bull. Soc. Roum. Phys. **40**, 57—76, 1939, Nr. 74. (Inst. Météorol. Central.) In den Monaten Juli/August 1939 wurde mittels Ebert-Ionenzählers in Mangalia (rumänische Schwarzmeerküste) dreimal täglich die positive und negative Kleinionenzahl bestimmt. Die Werte bei Landwind liegen im Mittel merklich höher als die bei Seewind, was als Einfluß der radioaktiven Quellen der dortigen Gegend gedeutet wird. Die Ionenzahlen werden in ihrer Abhängigkeit vom elektrischen Feld, der UV-Intensität, der Lichtdurchlässigkeit der Atmosphäre und dem Dampfdruck untersucht. Überraschend ist die Feststellung einer deutlichen Zunahme des Verhältnisses n^+/n^- mit zunehmendem Dampfdruck f von 1,46 bei $f = 10{,}8$ auf 2,09 bei $f = 21{,}5$ mm bei gleichzeitiger — wenn auch nicht sehr ausgeprägter — Abnahme der Gesamtionenzahl. Die Beziehung besteht auch für Land- und Seewind getrennt; bei letzterem liegt das n^+/n^- durchweg höher. Als Vermutung wird geäußert, daß die mit zunehmendem Dampfdruck zahlreicher werdenden Adsorptionskerne — die bei Seewind vorwiegend aus Cl-, Br- und J-Salzlösungen des Meerwassers, bei Landwind vorwiegend aus nitrosen, unter der UV-Einwirkung entstandenen Produkten bestehen dürften — in stärkerem Maße negative Kleinionen anlagern als positive. Eine Wiederholung derartiger Messungen unter Ausschaltung der bekannten Fehlerquellen des Ebert-Apparates wäre sehr zu begrüßen. (Anm. des Ref.) *H. Israël.*

William R. Haseltine. Diffraction of radio ranges by hills. Phys. Rev. (2) **57**, 253, 1940, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. California.) Die Streuung elektromagnetischer Wellen durch hemisphärische Hindernisse an einer leitenden Fläche wird untersucht. Die Ergebnisse werden angewendet auf das Problem der Aufspaltung von Leitstrahlfeuern, wenn der Leitstrahl hügliges Gelände passiert. Die Berechnungen beziehen sich hauptsächlich auf Langwellen (über 1000 m), wie sie in Oakland benutzt werden. Es zeigt sich, daß selbst Berge mäßiger Größe große räumliche Schwankungen der empfangenen Signalamplitude verursachen können. Eine präzise numerische Rechnung ist praktisch, wenn die streuenden Massen symmetrisch sind, wo sie eine Aufspaltung in parallele Strahlen verursachen. Dies ist jedoch nicht möglich für weniger symmetrische Situationen. Die Brechungseffekte sind die Ursache der festgestellten Abweichungen. *Winckel.*

W. Brunner. Provisional sunspot-numbers for October to December 1939. Terr. Magn. **45**, 18, 1940, Nr. 1. (Zürich, Eidgen. Sternw.)

W. Brunner. Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das erste Vierteljahr 1940. Meteorol. ZS. **57**, 160, 1940, Nr. 4. (Zürich, Eidgen. Sternwarte.)

W. C. Parkinson and **L. S. Prior.** The ionosphere at Watheroo, Western Australia, July to September, 1939. Terr. Magn. **45**, 45—47, 1940, Nr. 1. (Watheroo, Magn. Obs.)

H. W. Wells. The ionosphere at Huancayo, Peru, July to September, 1939. Terr. Magn. **45**, 49—52, 1940, Nr. 1. (Huancayo, Magn. Obs.) *Dede.*

Th. Netzer. Über den Einfluß der erdmagnetischen Tätigkeit auf Höhe und Konzentration der *F*-Schicht und über einen Zusammenhang von abnormaler *E*-Ionisierung mit Störungen der *F*-Schicht. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **55**, 86—94, 1940, Nr. 3; auch gek. Dissert. Fak. allgem. Wiss. T. H. München 1939. Nach einer kurzen Beschreibung der Versuchsanordnung wird zunächst der Zusammenhang zwischen bestimmten charakteristischen Größen der Ionosphäre und erdmagnetischen Störungen statistisch untersucht. Dazu werden für die *F*-Schicht aus Registrierungen mit veränderlicher Frequenz (Frequenzbereich 1 bis $10 \cdot 10^6$ Hertz) die minimale Höhe, die Höhe der außerordentlichen Komponente an der Stelle, an der die ordentliche Komponente Grenzfrequenz wird, sowie die maximale Trägerdichte bestimmt und in Beziehung gesetzt zu den dreistündigen Potsdamer Kennziffern. Betrachtet wird nur die Zeit zwischen 21 und 3 Uhr während des Winterhalbjahres 1938/39. Dabei ergibt sich, daß sowohl die minimale Höhe als auch die Höhe nach der zweiten Definition um so größer ist, je höher die erdmagnetischen Kennziffern sind. Ein Zusammenhang zwischen der maximalen Trägerdichte und den erdmagnetischen Kennziffern konnte bei der angewandten Untersuchungsmethode nicht festgestellt werden. Weiter wird ein Zusammenhang zwischen dem Verhalten der *F*-Schicht und dem Auftreten der abnormalen *E*-Schicht gefunden. Und zwar war praktisch immer (in 99 % der Fälle), wenn in der Nähe der Grenzfrequenz der *F*-Schicht die Echos mehrfach aufgespalten oder verwaschen waren, gleichzeitig abnormales *E* vorhanden. Darüber hinaus trat allerdings auch bei ungestörter *F*-Schicht häufig abnormales *E* auf. Es handelt sich dabei offenbar um zwei verschiedene Arten der *E*-Schicht, die sich sowohl in der Erscheinungsform als auch in der Einwirkung auf die *F*-Schicht unterscheiden. Die eine Art, bei der schwache und verwaschene Reflexionen im Bereiche von 150 km Höhe beobachtet werden, war in 86 % ihres Auftretens von der Störung der *F*-Schicht begleitet. Bei der zweiten Art, bei der eine scharf definierte Schicht in 100 km Höhe auftritt, war in keinem Fall eine Änderung der Ionisation der *F*-Schicht festzustellen. Es wird vermutet, daß die Ursache der beiden Erscheinungsformen verschiedene Arten von Korpuskularstrahlen sind, von denen die einen bereits bei ihrem Durchgang durch die *F*-Schicht wirksam sind, während die anderen die *F*-Schicht ohne Wirkung durchdringen und lediglich in 100 km Höhe eine scharfe Schicht erzeugen. *Dieminger.*

J. Bannon, A. J. Higgs, D. F. Martyn and **G. H. Munro.** The association of meteorological changes with variations of ionization in the F_2 region of the ionosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) **174**, 298—309, 1940, Nr. 958. An zwei Stationen in der Nähe von Sydney und Canberra (Australien) wurden während 19 Monaten täglich die Mittagswerte der kritischen Frequenz der F_2-Schicht gemessen. Nach Ausscheiden der magnetisch gestörten Tage bleiben immer noch beträchtliche Schwankungen von Tag zu Tag bestehen. Ein Zusammenhang dieser Schwankungen mit meteorologischen Bedingungen wurde beobachtet. Wenn ein bestimmter geographischer Raum frei von einer „Front" war, war im Durchschnitt der 19 Monate die F_2-Ionisation bei Sydney 6 % und bei Canberra 11 % höher als an den anderen Tagen. Nicht so einheitlich ist das Bild bei Betrachtung der einzelnen Monatsmittel. Weiter ergab sich, daß am Tage mit „Front"

trotz des geringen Abstandes der Beobachtungsstationen von nur 250 km die Ionisierung bei Canberra merklich niedriger war als bei Sydney, während an den übrigen Tagen an beiden Stellen die gleiche Ionisierung beobachtet wurde. Verschiedene Möglichkeiten einer Erklärung dieser Zusammenhänge werden angeführt. Weiter wird gefolgert, daß offensichtlich nicht nur solare, sondern auch klimatologische Einflüsse für die Ionisierung der F_2-Schicht maßgebend sind. *Dieminger.*

Hantaro Nagaoka. Luminescence and ionization of meteors. Proc. Imp. Acad. Tokyo **15**, 345—348, 1939, Nr. 10. (Inst. Phys. Chem. Res.) Es handelt sich um eine kurze Mitteilung über die Möglichkeit eines störenden Einflusses von Meteoreinfällen auf die Radioübertragung. Meteore leuchten gewöhnlich in einer Höhe von 100 km auf, welche identisch ist mit der Lage der E-Schicht der Radioübertragung. Der Vorgang der Störung wird so gedacht, daß infolge der Erhitzung des Meteors einmal eine Elektronenemission an der Oberfläche des Meteors einsetzt und sich eine Sprühentladung ausbildet und weiterhin auch eine Temperaturionisation der den Meteor umgebenden Luftschichten eintritt. Die Temperatur der Meteore wird auf 3000° abs. geschätzt. Eine ausführlichere Diskussion der angeschnittenen Frage soll in einer späteren Arbeit gegeben werden. *Wurm.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and **N. Smith.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., November, 1939, with predictions for February, 1940. Proc. Inst. Radio Eng. **28**, 40—41, 1940, Nr. 1. (Washington, Nat. Bur. Stand.)

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and **N. Smith.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., December, 1939, with predictions for March, 1940. Proc. Inst. Radio Eng. **28**, 91—92, 1940, Nr. 2. (Washington, Nat. Bur. Stand.)

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and **N. Smith.** Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., January, 1940, with predictions for April 1940. Proc. Inst. Radio Eng. **28**, 139—140, 1940, Nr. 3. (Washington, Nat. Bur. Stand.)

P. P. Lazarev, N. I. Leuschin, N. N. Nikolsky, N. V. Pushkov and **N. N. Trubyatchinsky.** Report on work in terrestrial magnetism and electricity in U. S. S. R. during 1936—1939. Terr. Magn. **45**, 71—76, 1940, Nr. 1. (Leningrad, Centr. Geophys. Obs.) *Dede.*

D. R. Inglis and **E. Teller.** Theory of terrestrial magnetism. Phys. Rev. (2) **57**, 568, 1940, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (John Hopkins Univ.; George Washington Univ.) Es wird die Theorie auf der Grundlage elektrischer Ströme innerhalb der Erde hinsichtlich der durch Coriolis-Kräfte geleiteten Stoffübertragung (material convection) diskutiert. Der gegenwärtige Wärmestrom durch die Kruste erlaubt keine großen Geschwindigkeiten und Temperaturdifferenzen. Zum Vorschlag gelangen daher andere Mechanismen: Die Konvektion innerhalb des Kernes kann eine wellenförmige Oberfläche der Grenzschicht erzeugen und gleichzeitig Temperaturdifferenzen an den Übergangsstellen vom Kern zum umgebenden Material aufrechterhalten. Ferner: Auf- und abwärts fließende Ströme (convection streams) rufen thermisch unterschiedliche Berührungsstellen zwischen den Schichten hohen und niedrigen Druckes hervor und bilden dadurch jenen Zustand, in welchem der verlangte Strom erzeugt wird. *A. Burger.*

Louis Éblé et **Gaston Gibault.** Valeurs des éléments magnétiques à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt (Loiret) au I^{er} Janvier 1940. C. R. **210**, 409—410, 1940, Nr. 11. Aus den stündlichen Werten der erdmagnetischen Registrierungen in den Monaten Dezember 1939 und Januar 1940

werden die absoluten Werte aller Elemente für die Epoche 1940,0 abgeleitet. Gleichzeitig werden die jährlichen Veränderungen gegen 1939,0 (Säkularvariationen) angegeben. *A. Burger.*

G. van Dijk. The magnetic character of the year 1938, review of the years 1928—1938 and the numerical magnetic character of days 1938. Terr. Magn. **44**, 391—393, 1939, Nr. 4. (Meteorol. Inst. De Bilt, Utrecht.) Verf. zeichnet in einer Tabelle für jeden Tag des Jahres 1938 die mittlere magnetische Charakterzahl auf, die sich als Mittel aus den Schätzungen von 56 Observatorien ergibt. Gleichzeitig wird ein Überblick über die Beteiligung der Observatorien an den Schätzungen in den Jahren 1918 bis 1928 und 1928 bis 1938 gegeben. In einer zweiten Tabelle sind die fünf erdmagnetisch ruhigen bzw. gestörten Tage jedes Monats im Jahre 1938 zusammengestellt. *A. Burger.*

John A. Fleming and **O. H. Gish.** Annual report of the director of the department of terrestrial magnetism. S. A. Carnegie Inst. Washington, Year Book Nr. 38, S. 57—105, 1939. Im Berichtsjahr (1. Juli 1938 bis 30. Juni 1939) beteiligte sich das Department an zwei grundlegenden Werken der geophysikalischen Literatur: Dem „Geomagnetism" von S. Chapman und J. Bartels (theor. und math. Abh.) und dem „Terrestrial magnetism and electricity", herausgegeben von J. A. Fleming (prakt. und beschreib. Abh.) An erdmagnetischen Arbeiten werden von den Verff. aufgeführt: Die Anfertigung von Karten über die säkulare Änderung der Nord- bzw. Ostkomponente für die Epoche 1920 bis 1925; ferner Untersuchungen über die Beziehung zwischen Erdmagnetismus und geologischem Aufbau, wobei in Zusammenarbeit mit dem Geophysical Laboratory insbesondere die Arbeiten in vulkanischen Gebieten (Guatemala) aufschlußreich waren. Schwankungen der Vertikalintensität bis zu 15 % des vertikalen Gesamtfeldes zeigten hohe Korrelationen mit den bekannten Strukturen. Auch dem weltweiten Auftreten von Störungsfeldern bei magnetischen Stürmen und bei magnetischen Verläufen wurden Untersuchungen gewidmet. — Auf dem Gebiet der Erdelektrizität wurden Forschungen über den „elektrischen Strom unbekannten Ursprungs" aufgestellt, der die negative Ladung der Erde aufrechterhält. Zwischen der Aktivität des elektrischen Stromes in der Erde und der Sonnenaktivität wurden hohe Korrelationen festgestellt. Nach der Vervollständigung der automatischen Mehrfach-Frequenz-Apparate konnten die ionosphärischen Änderungen auch quantitativ erfaßt werden. Die analytischen Methoden, die sich in der Meteorologie, im Erdmagnetismus u. a. zur Aufdeckung verborgener Periodizitäten mit großem Erfolg bewährt haben, werden nunmehr auch für ähnliche Bestimmungen auf dem Gebiet der Ionosphäre (Ionendichte, Höhe, Leitfähigkeit) herangezogen. Registrierungen mit einem automatischen Breitbandgerät führten zu der Entdeckung, daß ungefähr zwei Stunden vor Sonnenaufgang sich eine Ionenbank mit einer Dichte von rund 10 000 Ionen pro cm^3 von der 250 km-Schicht abwärts bewegt. In ungefähr 140 km verschwinden diese Ionen durch Rekombination. Vergleiche zwischen der „radiotransmission" und der erdmagnetischen Aktivität, bezogen auf die amerikanische magnetische Charakterzahl wie auf die Potsdamer „Kennziffern", führten zu analogen Korrelationskoeffizienten. Auf atomphysikalischem Gebiete wurden Forschungen mit einer neuen Hochspannungseinrichtung angestellt. *A. Burger.*

Jean Larroque. Observations magnétiques en A. O. F. C. R. **210**, 221—222, 1940, Nr. 6. Auf einer Reise durch Französisch-West-Afrika und Lybien wurden magnetische Deklinationen, gelegentlich die Horizontalkomponente und die Inklination gemessen. Die Messungen erstreckten sich über die Jahre 1936 bis 1939 und sind in einer Tabelle mit geographischen Ortsangaben zusammengestellt. *Schmerwitz.*

Takahiko Yamanouchi and **Masao Kotani.** Photo-ionization and recombination of oxygen atom. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) **22**, 60—76, 1940, Nr. 1. (Phys. Inst. Fac. Sci. Tokyo Imp. Univ.) Im Nordlicht und Nachthimmelleuchten treten die verbotenen Linien $^1S \longrightarrow {}^1D$ und $^1D \longrightarrow {}^3P$ des O_2 mit verhältnismäßig hoher Intensität auf. Es kann vermutet werden, daß diese Linien dadurch zustande kommen, daß die in gewissen Regionen der oberen Atmosphäre anscheinend recht zahlreichen Sauerstoffatome durch ultraviolette Sonnenstrahlung ionisiert werden und bei der Rekombination die metastabilen Zustände in merklicher Anzahl entstehen, wodurch die erwähnten Linien ausgestrahlt werden können. Um diese Möglichkeiten zu prüfen, wird die Photoionisation und Rekombination quantenmechanisch berechnet. Es wird gezeigt, daß die Wahrscheinlichkeit für die Rekombination der Ionen in die metastabilen *D*- und *P*-Zustände sehr gering ist, so daß die Erzeugung der metastabilen Sauerstoffatome durch Photoionisation und Rekombination keine Rolle spielen dürfte *P. Schulz.*

G. Herzog. Circuit for anticoincidences with Geiger-Müller counters. Rev. Scient. Instr. **11**, 84—85, 1940, Nr. 3. (Chicago, Ill. Univ., Ryerson Phys. Lab.) Verf. beschreibt einen Antikoinzidenzkreis, der zur Untersuchung solcher Mehrfachkoinzidenzen dient, bei denen nicht alle Zählrohre ansprechen. Der Antikoinzidenzkreis ist so beschaffen, daß er Impulse mit entgegengesetztem Vorzeichen abgibt. Diese Impulse sind so dimensioniert, daß sie zur Unterdrückung aller jener Impulse ausreichen, die durch das Ansprechen aller Zählrohre der Koinzidenzanordnung verursacht sind. Die in einem Mischkreis vereinigten Impulse und Gegenimpulse können so keine Wirkung auf den Endkreis mehr ausüben. Sprechen jedoch nicht alle Zählrohre der Koinzidenzanordnung an, ergibt sich aus dem Gegenimpuls ein Spannungsüberschuß, der zur Zündung eines Thyratrons und damit zur Betätigung der Registrieranordnung ausreicht. Eine vom Verf. betriebene Anordnung für dreifache Koinzidenzen mit einem Antikoinzidenzkreis zeigt einen Wirkungsgrad von 98,6 %. Das Fehlen von 1,4 % Antikoinzidenzen kann auf folgende Ursachen zurückgeführt werden: Das Antikoinzidenzzählrohr hat keinen 100 %igen Wirkungsgrad, das Auftreten zufälliger Koinzidenzen, kein genauer Gleichlauf zwischen Koinzidenz- und Antikoinzidenzzählrohren sowie Höhenstrahlschauer, die zwar die Koinzidenzzählrohre, nicht aber den Antikoinzidenzzähler treffen. *Rehbein.*

Erich Weber. Versuche zur Absolutbestimmung der Höhenstrahlenkoinzidenzen mit einem Verstärker vorgebbaren Auflösungsvermögens. Phys. ZS. **41**, 242—256, 1940, Nr. 9/10. (Berlin-Dahlem, Univ., Inst. Höhenstrahlenforsch.) Ein Verstärker mit auf zwei verschiedenen Wegen einstellbarem Auflösungsvermögen für Koinzidenzen wurde in der Weise konstruiert, daß die einzelnen Zählrohre nach einer Vorverstärkung der Spannungsstöße zunächst je ein Thyratron kippen, welches dann gleichmäßige Spannungsstöße für den Koinzidenzenwähler nach Rossi liefert. Die Koinzidenzen zweier Zählrohre nehmen nun ab, wenn das Auflösungsvermögen für Koinzidenzen eine kritische, von den Zählrohrdimensionen, der Zählrohrfüllung und dem benutzten Zählrohrableitwiderstand abhängige Größe unterscheidet, die bei Füllung mit Luft von der Größenordnung $(1 \text{ bis } 5) \cdot 10^{-5}$ sec ist und für Alkoholzählrohre noch um eine Größenordnung kleiner ist. Ätherfüllung ist in dieser Hinsicht noch besser. Der Koinzidenzausfall bei sehr hohem Auflösungsvermögen wird mit dem inneren Auflösungsvermögen der Zählrohre in Verbindung gebracht. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre mit Dampfzusatz wurde zu 100 % bestimmt. Bei seitlich voneinander aufgestellten Zählrohren verursachen die gekoppelten Höhen-

strahlen (große Luftschauer) systematische Koinzidenzen. Sie wurden über Flächen bis zu 1200 m² nachgewiesen und werden durch 10 cm Blei stark absorbiert. *Ehmert.*

Werner-Walther Dittrich. Untersuchungen über Doppel-Koinzidenzanordnungen. Phys. ZS. **41**, 256—269, 1940, Nr. 9/10. (Berlin-Dahlem, Inst. Höhenstrahlenforsch.) Kolhörster verwendet für Schwankungsmessungen zwei vollständig getrennte Koinzidenzanordnungen, die sich gegenseitig kontrollieren, und ist bestrebt, die Zählrohre beider Anordnungen so aufzustellen, daß ein möglichst großer Teil der Strahlen, welche die eine Anordnung auslösen, auch in der anderen eine Koinzidenz hervorrufen. Dieser Bruchteil wird durch geometrische Betrachtungen für verschiedene Anordnungen berechnet. *Ehmert.*

Tokio Takeuti und **Sin Huzisawa.** Photographische Registrierung der Ultrastrahlung aus der Stratosphäre. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) **22**, 145—146, 1940, Nr. 2. Verff. teilen mit, daß sie in frischen photographischen Schichten, die sich unter einer Paraffinbedeckung zwei Stunden lang in der Luft befanden, wobei eine Maximalhöhe von 18 km erreicht wurde, nachher eine merklich große Zahl von Bahnspuren und Kernprozessen feststellten. *Ehmert.*

Haydn Jones and **Donald Hughes.** A magnet and cloud chamber for cosmic-ray studies. Rev. Scient. Instr. **11**, 79—83, 1940, Nr. 3. (Chicago, Ill., Univ.) Viele Versuche mit Höhenstrahlung erfordern genaue Kenntnis der Energie der eingestrahlten Teilchen. Da neben indirekten Meßmethoden die Ablenkung im Magnetfeld das sicherste Mittel ist, haben die Verff. einen großen Magneten mit einer großen Wilson-Kammer konstruiert und sind mit dieser Apparatur in der Lage, die Energie von 83 % aller hereinkommenden Strahlen zu messen. Der etwa 10 000 kg schwere, ölgekühlte Magnet ist mit Polschuhen von 30,5 cm Durchmesser, deren Abstand sich zwischen 0 und 30 cm verändern läßt, ausgerüstet. Den Erregerstrom liefert ein Motorgenerator mit veränderlichem Feld. Die maximale Feldstärke beträgt 16 000 Gauß. Die Kammer ist vom Diaphragma-Typ und ist vertikal zur Fläche der Polschuhe angebracht. Der Durchmesser der Kammer beträgt 30 cm, ihre Tiefe 4,2 cm. Die Füllung besteht aus Argon und Äthylalkohol von 88 cm Hg-Druck. Der Verschluß der Kammer ist automatisiert und kann durch direkte Impulsgabe oder eine dreifache Koinzidenzanordnung gesteuert werden. Die Aufnahme der Bilder erfolgt über einen 45° gegen die Glasplatte der Kammer geneigten Spiegel. Zur Beleuchtung dient eine Bogenlampe mit Effektkohlen oder eine Quecksilberlampe. Verff. schildern eingehend die Arbeitsweise der Apparatur und die Fehlermöglichkeiten durch Asymmetrie des Verschlußspaltes der Kammer, durch Konvektionsströme usw. sowie deren Verminderung. Der wahrscheinliche Fehler beträgt nach Angabe der Verff. 6,1 % für Teilchen mit einer Energie von 10^9 e-V (20 cm lang) 30,6 % für $5 \cdot 10^9$ e-V und ist gleich der Energie bei $1{,}6 \cdot 10^{10}$ e-V. *Rehbein.*

Hertha Wambacher. Kernzertrümmerung durch Höhenstrahlung in der photographischen Emulsion. Anz. Akad. Wien 1940, S. 19—21, Nr. 5. (Wien, Univ., II. Phys. Inst.) Auszugsweiser Bericht über eine ausführliche Besprechung der Methoden und Ergebnisse des photographischen Nachweises von schweren Teilchen der kosmischen Strahlung. *Fünfer.*

A. H. Wilson and **F. Booth.** Large cosmic ray showers and mesons. Nature **145**, 103—104, 1940, Nr. 3664. (Cambridge.) Bhabha, Carmichael und Chou (s. diese Ber. S. 1497) haben gezeigt, daß ein Meson durch Stoß auf ein Atomelektron einen großen Schauer erzeugen kann. Die Verff. machen darauf aufmerksam, daß daneben ein anderer Prozeß nicht zu vernachlässigen ist: Ein Meson sendet bei einer Kernbegegnung sehr harte γ-Strahlung aus, die einen Schauer er-

zeugen kann. Sie geben Formeln an (Ableitung soll später veröffentlicht werden), nach denen bei Energien über $300\,m\,c^2/Z$ (m = Mesonmasse, Z = Kernladung) der zweite Vorgang häufiger ist als der erste; die Grenze liegt für Luft bei $4 \cdot 10^9$ e-V, für Blei bei $4 \cdot 10^8$ e-V. Vergleich mit der Formel von v. Weizsäcker für die Erzeugung von γ-Strahlung beim Stoß eines Elektrons gegen einen Kern; danach sollten in der oberen Atmosphäre Kaskadenschauer wesentlich aus Mesonen und γ-Quanten bestehen. *Bechert.*

P. J. G. de Vos. The second maximum in the Rossi transition curve for copper. Nature **145**, 387, 1940, Nr. 3671. (Dep. Phys. Univ. Stellenbosch.) Nachdem Morgan und Nielson das zweite Maximum der Schauerkurve nicht aufgefunden hatten, unternimmt es der Verf., mit derselben Anordnung die Kurve an Kupfer nachzuprüfen. Er findet sowohl mit der Morgan-Nielsonschen als auch mit der Schmeiser-Bothe schen Anordnung das zweite Maximum. Der Divergenzwinkel ist 6°. *Fünfer.*

L. Jánossy and **P. Ingleby.** Penetrating cosmic ray showers. Nature **145**, 511—512, 1940, Nr. 3674. (Phys. Lab. Univ. Manchester.) Mit einer Koinzidenzanordnung werden Schauer beobachtet, die 50 cm Pb durchdringen. Ein Teil dieser Schauer kann durch sukzessive Auslösung von Sekundärstrahlen von Mesotronen gedeutet werden. Mehr als 50 % der Koinzidenzen kommen aber, wie Kontrollmessungen mit zwischengeschalteten Zählrohren zeigen, dadurch zustande, daß zwei oder mehr Teilchen das Blei vollständig durchdringen. Eine vernünftige Annahme ist, daß es sich um Mesotronenschauer handelt. *Fünfer.*

L. Jánossy and **B. Rossi.** On the photon component of cosmic radiation and its absorption coefficient. Proc. Roy. Soc. London (A) **175**, 88—100, 1940, Nr. 960. (Univ. Manchester; Univ. Chicago.) Drei Zählrohre stehen vertikal untereinander unter einer Bleiplatte s, über der eine den Raumwinkel füllende Zählrohrbatterie A angebracht ist, die wieder von einer Bleiplatte S überdeckt ist. Gemessen werden diejenigen Dreifachkoinzidenzen, die nicht von einem Impuls in A begleitet sind als Funktion der Dicke von s. Man erhält bis auf kleinere Störeffekte die Übergangskurve für Photonenschauer. Unter der Annahme eines Photonenspektrums der Form E_c^2/E^3 mit $E_c = 1{,}5 \cdot 10^8$ e-V läßt sich die Kurve durch die Kaskadentheorie wiedergeben. Die Zahl der Photonen über 10^7 e-V ist mindestens 10 % der Einzelteilchen. Durch Variation von S bei festgehaltenem s wird eine Absorptionskurve der Photonen aufgenommen. Die Übereinstimmung der Absorptionskoeffizienten 1,02 cm^{-1} Pb bzw. 0,85 cm^{-1} Pb für $s = 2$ bzw. $s = 0{,}35$ cm Pb mit der Theorie ist befriedigend. Für Fe ergibt sich bei $s = 2$ cm Pb $\mu = 0{,}54$ cm^{-1} Fe, für Al $\mu = 0{,}085$ cm^{-1} Al, während die Theorie 20 bis 30 % kleinere Werte fordert. *Fünfer.*

Bruno Rossi. Electrons arising from the disintegration of cosmic-ray mesotrons. Phys. Rev. (2) **57**, 469—471, 1940, Nr. 6. (Chicago, Ill. Univ., Ryerson Phys. Lab.) Ein Ausdruck für die von den Zerfallselektronen der Mesotronen erzeugte Ionisation wird abgeleitet, der es gestatten würde, aus Ionisationsmessungen mit bzw. ohne Absorber in verschiedenen Höhen Schlüsse auf die Existenz von Zerfallselektronen zu ziehen. Es ergibt sich rechnerisch für das Verhältnis der Ionisation der Zerfallselektronen zu der Gesamtionisation der Mesotronen 0,24. Solche Experimente seien noch nicht ausgeführt. *Fünfer.*

Bruno Rossi, Norman Hilberry and **J. Barton Hoag.** The variation of the hard component of cosmic rays with height and the disintegration of mesotrons. Phys. Rev. (2) **57**, 461—469, 1940, Nr. 6. (Chicago, Ill. Univ.; New York, Univ. Heights.) Die Vertikalintensität der harten Komponente wird mit einer Dreifachkoinzidenzanordnung in verschiedenen Höhen unter einer

gleichen Absorbermasse Luft + Kohle gemessen. Die Intensität unter einer reinen Luftschicht ist kleiner als die unter einer äquivalenten Luft + Kohleschicht. Verschiedene Absorption in Luft und Kohle ist nicht anzunehmen, so daß das Ergebnis durch den Mesotronenzerfall gedeutet wird. Es ergibt sich $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ sec bei einer mittleren Weglänge von $9{,}5 \cdot 10^5$ cm. Letztere ist im Gegensatz zur Theorie nicht von der Mesotronenenergie abhängig. *Fünfer.*

A. Ehmert. Über die harte Komponente der kosmischen Strahlung in der Stratosphäre. ZS. f. Phys. **115**, 326—338, 1940, Nr. 5/6. (Forsch. St. Phys. Stratosph. Kaiser-Wilhelm-Ges. Friedrichshafen a. B.) Mit einem Ballongerät wird die Zunahme der Zahl der vertikalen harten, 9 cm Blei durchdringenden Teilchen mit der Höhe bis zum Luftdruck von 16 Torr bestimmt. Das Blei befindet sich in zwei Schichten von je 4,5 cm Dicke zwischen drei übereinander befindlichen Zählrohren, der Stand des Zählwerkes für die Dreifachkoinzidenzen wird alle 4 min registriert. Die Zahl der Koinzidenzen steigt bis 100 Torr an und bleibt von da an bis 16 Torr innerhalb der 10 % betragenden Meßgenauigkeit merklich konstant; der Mittelwert in diesem Bereich ist 12,2 mal so groß wie der Bodenwert. Die gemessenen Teilchen werden vorwiegend als Mesotronen angesprochen; doch wird eingehend diskutiert, inwieweit auch Elektronen (insbesondere zwischen 20 und 80 Torr) mitgemessen werden können und ob die Messungen mit der Annahme verträglich sind, daß die Mesotronen auf dem Umweg über Photonen aus den Primärteilchen erzeugt sind. *E. Regener.*

Anton Widhalm. Schwere Teilchen in der kosmischen Höhenstrahlung. ZS. f. Phys. **115**, 481—496, 1940, Nr. 7/8. (Wien, Univ. II. Phys. Inst.) Die starke Zunahme der auf photographischen Platten gefundenen schweren Teilchen (hauptsächlich Protonen) ergibt einen Absorptionskoeffizienten für die auslösende Strahlung von 0,12 bis 0,15 cm^{-1} Hg. Von den Protonen ist ein kleiner Teil Stößen durch Neutronen zuzuschreiben, während die anderen auf Zertrümmerungen in der Nähe der Platte zurückzuführen sind. Ihre mittlere Energie ist 14 MeV. Das Energiespektrum verändert sich in verschiedenen Höhen nur sehr wenig. Eine bevorzugte Einfallsrichtung existiert nicht, was aus der sekundären Natur der Teilchen erklärt wird. 25 Zertrümmerungssterne mit meistens drei bis vier Spuren, einer mit neun, werden beobachtet. Die Teilchennatur wird durch Vergleichsmessungen an künstlichen Rückstoßprotonen und α-Teilchen erhärtet. Bemerkungen über die Technik der photographischen Methode. *Fünfer.*

P. Auger. Spectre d'énergie des rayons cosmiques. Journ. de phys. et le Radium (8) **1**, 14 S., 1940, Nr. 2. (Bull. Soc. Franç. Phys. Nr. 439.) Die Energieverteilung der primären Ultrastrahlung ist derart, daß Energien unter etwa $5 \cdot 10^9$ e-V nicht vorkommen (Breiteneffekt) und dann ein Abfall mit wachsender Energie nach dem Gesetz $E_0^{-1,9}$ vorliegt (Absorptionskurve, Messung in starken magnetischen Feldern). Aus den großen Luftschauern muß auf Maximalenergien bis zu 15^{15} e-V geschlossen werden. Die Entstehung derart energiereicher Korpuskeln kann bis jetzt von keiner Theorie erklärt werden. *Ehmert.*

Gilberto Bernardini, Bernardo Nestore Cacciapuoti, Bruno Ferretti, Oreste Piccioni und **Giancarlo Wick.** Über die Gleichgewichtsbedingungen der Elektronen- und Mesotronenkomponenten in verschiedenen Medien verschiedener Höhe auf Meeresniveau. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. **10**, 1010—1017, 1939. (Rom.) Aus den Versuchen folgt, daß ganz im Gegenteil zur allgemeinen Annahme die Elektronenstrahlung, welche auf Meeresniveau ankommt, in beträchtlichem Maße aus dem Rest der Primärelektronen-

komponente besteht. Derjenige Teil davon, welcher aus der spontanen Mesotronstreuung besteht, scheint wesentlich kleiner zu sein, als man im allgemeinen annimmt. **Etzrodt.*

K. I. Alexeeva. On the number of „decay electrons" accompanying penetrating particles. C. R. Moskau (N. S.) **26**, 28—32, 1940, Nr. 1. (Moscow, Acad. Sci. Lebedev Phys. Inst.) Mit einer Dreifachkoinzidenzanordnung wird der Anteil der weichen Komponente zu 28 % der Intensität der durchdringenden gemessen. Ein Holzfilter von 1,6 m Wasseräquivalent reduziert diesen Anteil auf 20 %. Die Differenz ist als Anteil der Zerfallselektronen zu deuten, wenn vorausgesetzt wird, daß sich die weiche Strahlung im Gleichgewicht mit ihrer Primärstrahlung befindet. Da dies nach anderen Messungen nicht der Fall ist, ergibt sich der wirkliche Anteil an Zerfallselektronen nach Anbringen einer Korrektur wesentlich kleiner und die mittlere Lebensdauer eines Mesotrons zu $\tau_0 = 25 \cdot 10^{-6}$ sec im Widerspruch zu den bekannten anderen Messungen. Eine mögliche Erklärung bietet die Annahme eines Zerfalls in mehrere Neutrinos und die damit verbundene Energieminderung der Elektronen. *Fünfer.*

Suekichi Kawata and **Mitsugu Ito.** Study of neutrons in the atmosphere with a boron coated counter. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) **22**, 116—118, 1940, Nr. 1. (Phys. Inst. Taihoku Imp. Univ.) Ein innen mit Bor ausgekleideter Zähler mit Linearverstärker dient zur Untersuchung der atmosphärischen Neutronen. Während der durch Cd-Abschirmung gemessene Effekt in 10 m Höhe mit der vorliegenden Anordnung eben merkbar ist, ist er in 7285 m etwa siebenmal so groß (0,48 ± 0,05 gegen 0,07 ± 0,04 pro min). Eine Abschirmung des ganzen Zählers mit 5 cm Paraffin bewirkt eine Abnahme der Neutronenzahl, ebenso eine solche mit Blei von 3,3 cm. Die Höhenzunahme steht in Übereinstimmung mit den früheren Resultaten von Fünfer, Korff und Danforth, während die Beeinflussung durch das umgebende Material nicht eindeutig vergleichbar ist. Dies ist offenbar auf die sehr wesentliche geometrische Anordnung zurückzuführen. *Fünfer.*

J. Barnóthy and **M. Forró.** Cosmic-ray particles at great depth. Berichtigung. Phys. Rev. (2) **57**, 552, 1940, Nr. 6. (Budapest, Univ., Inst. Exp. Phys.) (Vgl. diese Ber. S. 152.) *Ehmert.*

Y. Nishina, Y. Sekido, H. Simamura and **H. Arakawa.** Cosmic-ray intensities and air masses. Phys. Rev. (2) **57**, 663, 1940, Nr. 7. (Tokyo, Inst. Phys. Chem. Res.; Centr. Meteorol. Obs.) In Japan mit einem Steinke-Apparat hinter 10 cm Blei gewonnene Registrierungen der Ultrastrahlungsintensität werden auf den Einfluß verschiedener Luftkörper untersucht. Unter frischer Polarluft kontinentalen Ursprungs ist die reduzierte Intensität um 2 % höher, unter frischer tropischer Luft maritimen Ursprungs ist sie um 1,7 % geringer als unter gealterten oder gemischten Luftkörpern. Der Effekt wird nach Blackett auf die durch die verschiedene Temperatur der Luftmassen bei gleichem Luftdruck bedingten Höhenunterschiede der Schichten des Mesonenursprungs zurückgeführt. *Ehmert.*

K. Koenuma. On the hydrography of southwestern part of the North Pacific and the Kurioso. Part III. Oceanographical investigations of the Kurioso area and its outer regions; development of ocean currents in the North Pacific. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **7**, 41—113, 1939, Nr. 1. Im dritten Teil der groß angelegten Arbeit über die ozeanographischen Verhältnisse im südwestlichen Nordpazifischen Ozean und in der Kurosioregion werden zunächst die in diesen Gebieten vorhandenen Wasserarten und ihre Herkunft, sowie ihre Lagerung untersucht. Sodann sind im beson-

deren ausgewählte Querschnitte durch den Kurosio näher behandelt, die Stromverhältnisse innerhalb derselben, sowie die jahreszeitlichen und sekularen Variationen derselben diskutiert. Schließlich wird eine zusammenfassende Übersicht über die ozeanische Zirkulation des Nordpazifischen Ozeans gegeben. *Defant.*

Koji Hidaka. Horizontal oscillations of bay water induced by tidal currents. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **7**, 1—14, 1939, Nr. 1. (Kobe.) In der Arbeit werden die Gezeitenströmungen in einer rechteckigen Bucht untersucht, die in derselben von der Mündung her durch starke Gezeitenströmungen des angrenzenden freien Ozeans erregt und durch horizontalen Austausch in derselben übertragen werden. Das Problem wurde durch numerische Integration der linearen Differentialgleichungen nach der L. Collatzschen Methode gelöst. *Defant.*

Koji Hidaka. Free oscillation of water in an oval basin. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **7**, 15—19, 1939, Nr. 1. (Kobe.) Die freien Schwingungen eines ovalen Bassins werden nach einer von J. Tuboi angegebenen Methode theoretisch untersucht und auch ein numerisches Beispiel durchgerechnet. *Defant.*

Koji Hidaka. Wind circulation of water and the inertia terms. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **7**, 21—39, 1939, Nr. 1. Die stationäre Wasserzirkulation in einem schmalen rechteckigen Trog, die ein Windeinfluß an deren Wasseroberfläche erzeugt, wird unter Beibehaltung der Trägheitsglieder der Bewegungsgleichung und Berücksichtigung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente näher untersucht. Die numerische Integration wird nach den Methoden von Cowley-Levy und F. Wolf an einigen Beispielen vollständig durchgeführt. *Defant.*

Arnold Schumacher. Monatskarten der Oberflächenströmungen im Nordatlantischen Ozean (5° S bis 50° N). Ann. d. Hydrogr. **68**, 109—123, 1940, Nr. 4. (Hamburg, Dtsch. Seewarte.)

Fr. Model. Triftende Eisfelder. Ann. d. Hydrogr. **68**, 136, 1940, Nr. 4. *Dede.*

C. L. Utterback and **Raymond E. Wilson.** Submarine illumination in photometric units. Journ. Opt. Soc. Amer. **30**, 136—139, 1940, Nr. 3. (Seattle, Wash. Phys. Oceanogr. Lab.) Mit einem in seiner spektralen Empfindlichkeit an die Augenempfindlichkeit angeglichenen Photoelement wurde an verschiedenen Stellen der amerikanischen Westküste die horizontale Beleuchtung in Meerestiefen bis zu 45 m bestimmt. Durch Zusatzmessungen mit abwechselnd vorgeschaltetem Blau- und Grünfilter wurden auch orientierende Aufschlüsse über den spektralen Durchlaßgrad des Wassers erhalten. *Dresler.*

E.-J. Gumbel. La durée de retour des températures annuelles extrêmes. C. R. **210**, 468—470, 1940, Nr. 13. *Dede.*

Arthur Adel and **C. O. Lampland.** Atmospheric absorption of infrared solar radiation at the Lowell Observatory. II. The spectral interval: 5.5—8 μ. Astrophys. Journ. **91**, 1—7, 1940, Nr. 1. (Flagstaff, Arizona.) In Fortsetzung früherer diesbezüglicher Messungen (s. diese Ber. S. 753) berichten die Verff. über Messungen der Intensitätsschwankungen des Sonnenspektrums in dem langwelligen Ultrarotgebiet zwischen 5,5 und 8 μ. Die Verff. betonen in der vorliegenden Arbeit im besonderen den Zusammenhang dieser Intensitätsschwankungen mit Veränderungen des atmosphärischen Wasserdampfgehalts und versuchen auf Grund diesbezüglicher empirischer Ergebnisse einen funktionellen Zusammenhang zwischen den beiden Größen aufzustellen. *Bomke.*

N. N. Kalitine. La température de couleur équivalente de la voûte céleste et l'atmosphère trouble. C. R. Moskau (N. S.) **26**, 151—153, 1940, Nr. 2. Unter der äquivalenten Farbtemperatur versteht man das

Verhältnis der Helligkeiten in den zwei extremen Spektralbereichen blau und rot. Bezüglich der Messung und Apparate wird auf eine frühere Arbeit verwiesen (N. N. Kalitine, s. diese Ber. S. 1042). Um die enge Beziehung zwischen den Zustandsänderungen der Atmosphäre und der äquivalenten Farbtemperatur des Himmels zu zeigen, wurden in der Nähe von Leningrad Messungen der äquivalenten Farbtemperatur des Himmels für die Sonnenhöhe von 30° vom 20. März bis 20. September ausgeführt. Die Empfindlichkeit des Apparates wurde noch dadurch erhöht, daß das blaue und rote Filter durch ein ultraviolettes UG_1-, bzw. durch ein dunkelrotes RG_5-Filter ersetzt wurde. Gleichzeitig wurden Messungen der Durchsichtigkeit der Atmosphäre nach den üblichen Methoden durchgeführt. Die Methode der äquivalenten Farbtemperatur erwies sich dabei als die empfindlichste. Trotz des kleinen Beobachtungsmaterials konnte auch eine gewisse Beziehung zwischen der äquivalenten Farbtemperatur und den Luftmassen nachgewiesen werden. Es werden noch alle Vorzüge der Methode der äquivalenten Farbtemperatur erwähnt und darauf hingedeutet, daß sich diese Methode noch ausbauen läßt, indem man sie auch auf die reine und trockene Atmosphäre ausdehnt. *Krestan.*

F. Bielich und **R. Ritschl.** Sichtrückgang nach Sonnenuntergang. Meteorol. ZS. **57**, 122—123, 1940, Nr. 3. (Jüterbog-Waldlager.) An Strahlungstagen, besonders im Winterhalbjahr, bemerkt man häufig einen Rückgang der Sicht ein bis zwei Stunden nach Sonnenuntergang. Diesem folgt ein Wiederanstieg der Sicht bis zum Sonnenaufgang; hier erscheint wieder ein Sichtrückgang bis ein bis zwei Stunden nach Sonnenaufgang. Der letztere ist unter anderem mit der Einstrahlung und der Bildung von Kondensationskernen durch Ionisation oder durch Bildung von NO_2- und ähnlichen Molekülen erklärt worden. Dieselbe Ursache schreiben die Verff. auch dem Sichtrückgang nach Sonnenuntergang zu. Durch den Anstieg der relativen Feuchte infolge der Bodenausstrahlung findet Kondensation an den zahlreichen durch die Sonnenstrahlung erzeugten Kondensationskernen statt. Nach Sonnenuntergang erfolgt aber keine Nachlieferung neuer Kondensationskerne, und die gebildeten Dunst- oder Nebelteilchen sinken zu Boden. Trotz weiterem Anstieg der relativen Feuchte geht die Sicht nicht weiter zurück, sondern steigt an, bis bei Sonnenaufgang durch Einstrahlung neue Kondensationskerne gebildet werden. *Ritschl.*

G. D. Shallenberger and **E. M. Little.** Visibility through haze and smoke, and a visibility meter. Journ. Opt. Soc. Amer. **30**, 168—176, 1940, Nr. 4. (Missoula, Montana, Univ., Phys. Dep.) Von der amerikanischen Forstverwaltung sind Untersuchungen über die Sichtbarkeit von Rauchschwaden durchgeführt worden, die zur Festlegung einer Meßmethode der Luftklarheit und zur Konstruktion eines Sichtmessers geführt haben. Der Sichtmesser besteht in einem Zusatzgerät, das auf einem Objektiv eines normalen binokularen Fernstechers aufgesetzt wird und die Durchsichtigkeit der Luft dadurch zu messen gestattet, daß man feststellt, welche Schwächung notwendig ist, um einen aus einer bestimmten Entfernung anvisierten, bekannten Kontrast zum Verschwinden zu bringen. Die Schwächung ist nach entsprechender Umrechnung ein Maß für die Sichtverhältnisse. *Dresler.*

M. J. Duclaux. La transparence de l'atmosphère. VI. La brume blanche. Journ. de phys. et le Radium (8) **1**, 41—43, 1940, Nr. 2. Die gemessenen Werte des Absorptionskoeffizienten k der Atmosphäre werden häufig durch eine Formel von der Form $k = a + b\,\lambda^{-m}$ dargestellt, in welcher λ die Wellenlänge bedeutet und a, b und m Konstanten sind. Das Glied $b\,\lambda^{-m}$ entspricht der molekularen Lichtzerstreuung, während a von der Wellenlänge unabhängig ist und vom Verf. als „weißes Nebelglied" bezeichnet wird. Danach würde nach Ab-

zug der Schwächung durch Zerstreuung keine von der Wellenlänge abhängige Schwächung vorhanden sein. Verf. zeigt, daß diese Zerlegungsart ganz künstlich ist und zu schwerwiegenden Einwendungen berechtigt. Schon einfache Beobachtungen zeigen nämlich, daß das weiße Nebelglied, falls es existiert, nur ganz ausnahmsweise vorhanden sein kann; es genügt, um dies zu erweisen, entfernte Gegenstände durch angenähert monochromatische Filter zu betrachten. Wäre nur das weiße Nebelglied vorhanden (mit einer von Tag zu Tag verschiedenen Größe), so würde die Sonne in derselben Höhe stets dieselbe Farbe und nur verschiedene Helligkeit zeigen; die Beobachtung zeigt aber, daß die Sonne in geringer Höhe alle möglichen Farben zwischen weiß und rot haben kann. Bei alleinigem Vorhandensein des weißen Nebelgliedes wäre auch die Anwendung von Farbfiltern in der Photographie bei Entfernungen von 10 km und darunter unnötig, da dann die molekulare Lichtzerstreuung vernachlässigt werden kann, während die Erfahrung das Gegenteil erweist. Verf. hat zur weiteren Aufklärung photographisch-photochemische Kontrastmessungen bei verschiedenen, durch Filter ausgeblendeten Wellenlängen ausgeführt; es zeigt sich, daß das Nebelglied in Wirklichkeit von der Wellenlänge abhängt und mit abnehmender Wellenlänge zunimmt. Die Zerlegung des atmosphärischen Absorptionskoeffizienten in ein molekulares Zerstreuungsglied und ein wellenlängenunabhängiges Glied entspricht daher nicht dem wirklichen Verhalten, und die aus dieser Zerlegungsart gezogenen Folgerungen sind wertlos. *Szivessy.*

L. C. W. Bonacina. Snowfall in the winter 1939—1940. Nature **145**, 554, 1940, Nr. 3675. (London.) Kurze Notiz über die Verteilung des starken Schneefalles vom 27. Januar 1940 über England. *H. Israël.*

Robert Schnurmann. Angle of repose of snow on solids. Nature **145**, 553—554, 1940, Nr. 3675. (Derby, London Midland & Scottish Railway Co., Res. Lab.) Die Reibung zwischen festen Körpern und Schnee ist höher als die zwischen festen Körpern und Eis. Ebenso haftet Schnee an festen Unterlagen auch bei Temperaturen über dem Gefrierpunkt im Gegensatz zu Eis sehr stark. Verf. gibt Zahlen für den Kippwinkel, bei dem lockerer bzw. zusammengedrückter Schnee auf ebenen zimmerwarmen Unterlagen zu rutschen beginnt. Am extremsten verhält sich lockerer Schnee auf Stahlunterlage, der noch bei mehr als 90° Kippwinkel haftet. Der Grund für das starke Haften trotz der Schmelzwasserbildung ist der, daß die bei Eis als „Schmierung" wirkende Schmelzwasserschicht sich zwischen Unterlage und Schnee nicht ausbilden kann, da sie von dem porösen Schnee bis auf eine dünne Wasserhaut aufgesogen wird. Ein ähnlicher Effekt läßt sich bei trockenem und feuchtem Kieselsäurepulver demonstrieren. *H. Israël.*

F. K. Th. van Iterson. La pression du toit sur le charbon près du front dans les exploitations par tailles chassantes. Proc. Amsterdam **43**, 149—158, 294—306, 1940, Nr. 2 u. 3. In dem ersten Kapitel dieser Arbeit berechnete Verf. seiner Zeit nach Methoden der Elastizitätstheorie die Druckverteilung um einen Hohlraum, der gleichmäßig belastet wird. Diese Aufgabe ergibt sich bei der Frage nach der Druckverteilung, die auftritt, wenn aus einem Gestein eine Kohlenader abgebaut wird. Von den gefundenen Ergebnissen geht Verf. aus, um in vorliegender Arbeit weitere bergtechnische Fragen zu diskutieren. Berechnet werden u. a. der Druck auf die Pfeiler, auf die Kohlenflöze, auf die Seitenwände. Die Ergebnisse werden mit aus dem Bergbau bekannten Erfahrungswerten verglichen. *Päsler.*

Geophysikalische Berichte

Artur Wagner. Klimaänderungen und Klimaschwankungen. Die Wissenschaft Bd. 92. Mit 35 Abb. VI u. 221 S. Braunschweig, Verlag Friedr. Vieweg u. Sohn, 1940. Geheftet 12,80 RM; geb. 14,60 RM. Die seit Beginn des 20. Jahrhunderts immer augenfälliger werdenden Änderungen verschiedener Klimaelemente gaben die Anregung zu dem vorliegenden Buche, das die zahlreichen Einzelarbeiten über viele kleinere Gebiete der Erde zusammenfaßt und vom einheitlichen Gesichtspunkt auswertet. In seinen Darstellungen beschränkt sich der Verf. nicht auf die reinen Klimaänderungen im meteorologischen Sinne, sondern er behandelt auch die Folgen dieser Änderungen auf die belebte und unbelebte Welt. Inhalt des Buches: 1. Nachweis von Klimaschwankungen aus meteorologischen Aufzeichnungen. 2. Rückwirkung der Klimaschwankungen auf andere Naturerscheinungen; indirekte Zeugen von Klimaschwankungen in historischer Zeit. 3. Die postglaziale Zeit. 4. Die quartäre Eiszeit. 5. Klimaperioden. — Literatur-, Namen- und Sachverzeichnis. *Dede.*

R. Süring. Georg von Elsner zum Gedächtnis. Meteorol. ZS. **57**, 191—192, 1940, Nr. 5.

H. Pfleiderer. Gerhart Riemerschmid †. Bioklim. Beibl. **7**, 43—44, 1940, Nr. 1/2. *Dede.*

A. Corpaci. L'intensité de la pesanteur à la surface de la terre et le pendule gravimétrique Holweck-Lejay. Bull. math. et phys. Bucarest **10** (1938/39), 104—111, Nr. 1/3. Über die bisherigen mathematischen Ableitungen für das Pendel von Holweck und Lejay wird zunächst eine kritische Übersicht gegeben. Die algebraische Gleichung für die Biegungslinie wird noch einmal abgeleitet. Unter Einführung des Drehpunktes oder Biegungszentrums wird die Differentialgleichung der Bewegung dieses elastischen Pendels erneut aufgestellt und eine Integration durchgeführt. *Schmerwitz.*

A. Prey. Bemerkungen zu Preys Reduktion der Schweremessungen. Gerlands Beitr. **56**, 223—225, 1940, Nr. 2. (Wien.) Verf. verweist darauf, daß seine bekannte Reduktionsmethode sowohl auf den isostatischen wie auch auf den nichtisostatischen Fall anzuwenden ist. Er zeigt, daß es möglich ist, daß nach der Preyschen Reduktion Undulationen des Geoids resultieren, die anders oder sogar entgegengesetzt zu denen sein können, die aus der Freiluftmethode folgen, da nach dieser die Massen verschoben werden, nach jener aber nicht. Nach der Stokesschen Formel könnten nur Undulationen eines deformierten Geoids bestimmt werden. Die einzige einwandfreie Methode ist die Anwendung der Kugelfunktionen nach Prey bei stetiger strenger Scheidung zwischen inneren und äußeren Punkten. Aus der Kugelfunktionsentwicklung der Freiluftwerte können die dazugehörigen Glieder der Entwicklung des Geoids nach Prey einfach berechnet werden. Verf. erklärt, warum die Undulationen des unverschobenen Geoids kleiner ausfallen, obwohl die nach der Preyschen Methode erhaltenen Schwerestörungen größer sind. Nach Prey ist das Geoid über den Kontinenten gehoben und über den Ozeanen gesenkt. Die von Hirvonen berechneten entgegengesetzten Undulationen beziehen sich auf ein durch Massenverschiebungen deformiertes, nicht existierendes Geoid. Das Niveausphäroid, das durch Weglassung der Glieder dritter und höherer Ordnung in der Entwicklung des Potentials nach Kugelfunktionen entsteht, ist nicht zu verwenden, da in den Gliedern zweiter Ordnung noch das Trägheitsmoment der störenden Massen zurückbleibt und der Einfluß der Störungen daher nicht vollständig abgetrennt wird. *Steinhauser.*

W. Schulze. Temperaturmessungen in der freien Atmosphäre mit schnellen Flugzeugen. Ann. d. Hydrogr. **68**, 132—135, 1940, Nr. 4. (Travemünde.) Temperaturmessungen in der freien Atmosphäre vom Flugzeug aus sind bekanntlich infolge der Fahrtgeschwindigkeit gefälscht. Eine Reihe von Meßfahrten mit periodischen Geschwindigkeitsänderungen ergeben eine um 20 % geringere Temperaturerhöhung durch die Fahrt als die nach E. Polhausen und nach W. Findeisen berechnete, bei denen reine Kompressionserwärmungen vorausgesetzt sind. Der Grund ist wahrscheinlich der, daß an den Temperaturerhöhungen Stau und Reibung beteiligt sind (der Reibungseinfluß ist um 13 % niedriger!) und daß die theoretischen Werte nur für vollkommen windschnittige Körper gelten, wie sie bei den Temperaturmeßkörpern kaum je erfüllbar sind. Die Größe der Abweichung ist von der Form des Temperaturgebers und seiner Befestigung am Flugzeug abhängig und muß experimentell ermittelt werden. Abhängigkeit von der Luftdichte besteht nicht. *H. Israël.*

W. Mecklenburg und **P. Lautner.** Zur Messung des Potentialgradienten und der Raumladung in der freien Atmosphäre. ZS. f. Phys. **115**, 557—570, 1940, Nr. 9/10. (Rostock, Univ., Phys. Inst.) Erste praktische Verwirklichung der Registrierung von Potentialgefälle und Raumladung in der freien Atmosphäre mittels Abwurfgeräten. Ein geeignetes Registrierelektrometer — beim erstbenutzten Modell die „kleine Lutz-Edelmannsche Registriereinrichtung", beim zweiten eine Spezialausführung des Fadenelektrometers mit Dunkelfeldabbildung — ist federnd in einem geschweißten Eisenrohrrahmen aufgehängt und fällt, an einem Personenfallschirm hängend, mit einigen m/sec. Als Geber sind RaTh-Kollektoren verwandt (4-cm-Fläche mit 0,5 m RaTh; Leitwert in der Größenordnung von 10^{-11} Amp./Volt), die dem Gehäuse bzw. einer nach unten um einen bestimmten Betrag herausragenden isolierten Stab das Potential der Umgebung aufzwingen. Die Differenz gelangt im Elektrometer zur Anzeige. An Fehlerquellen sind untersucht und berücksichtigt: Isolation, Trägheit, Pendelschwingungen des fallenden Systems (Annahme einer Schwingung von etwa 10 sec Dauer und 30^0 Amplitude), Felddeformation (in bisher üblicher Weise im künstlichen Feld am verkleinerten Modell ermittelt) und Konstanz sowie Ablesegenauigkeit des Elektrometers. Aus der Tangentenrichtung der Gradientaufzeichnung wird die Raumladung ermittelt. — Aus einer Reihe von Versuchsregistrierungen werden Mittelwerte des Feldes in 100, 1000, 2000 und 3000 m Höhe von 160, 100, 45 und 25 Volt/m abgeleitet sowie witterungsbedingte Feld- und Raumladungsschichtungen diskutiert. — Zum Schluß wird die Möglichkeit der Feldmessung vom Segelflugzeug aus beschrieben und in einer Versuchsaufnahme demonstriert (Sonden am leitenden Rumpf und isoliert in 50 cm Abstand über diesem). Nach dem Abklingen der vom Schleppflugzeug aufgeprägten Eigenladung ist die Gefälleaufzeichnung befriedigend, solange Geradeausflug ausgeführt wird. Im Kurvenflug ändert sich infolge der Schräglage der vertikale Sondenabstand sowie der Reduktionsfaktor. Es bleibt die Wahl zwischen Sonder-Modelleichungen für Schräglage oder Beschränkung der Aufzeichnung auf Geradeausflug. *H. Israël.*

J. W. Flowers. Automatic cathode-ray oscillographs for the recording of lightning currents. Phys. Rev. (2) **57**, 560, 1940, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Gen. Electr. Co.) Zur Aufzeichnung der Blitzströme in den Jahren 1938 und 1939 wurden zwei Kathodenstrahloszillographen im Empire State Building aufgestellt und mit dem Blitzableiter verbunden. Eine gewöhnliche Braunsche Röhre mit 1200 V gab eine Aufzeichnung von knapp 1 sec auf einer rotierenden Filmtrommel, die zur Zeitauflösung diente. Für höchste Zeitauflösung war eine 15 kV-Spezialröhre vorgesehen. Auch in den ersten Mikrosekunden war

bereits eine gute Auflösung in der Aufzeichnung vorhanden. Die Filmauswechslung erfolgt am Ende des Blitzes automatisch. *Henneberg.*

L. F. Curtiss, Clark Goodman, Alois F. Kovarik, S. C. Lind, C. S. Piggot and **Robley D. Evans.** Radioactive standards. Phys. Rev. (2) **57**, 457, 1940, Nr. 5. (Cambridge, Mass., Inst. Technol.) Kurzer Bericht über neu hergestellte Radiumstandards, Thoriumstandards und Standards aus Gesteinsproben. Letztere sollen zur Schaffung einer einheitlichen Basis für die Aktivitätsbestimmung an Gesteinsproben dienen. Die Standards werden im National Bureau of Standards, Washington, aufbewahrt. *Fünfer.*

P. Guillery und **G. Kapp.** Ein neues Gerät zur Messung der Durchlässigkeit der Atmosphäre. Licht **10**, 100—101, 1940, Nr. 5. (Nürnberg, Werk SSW., Scheinwerfer-Lab.) Kurze Beschreibung eines mit einer gasgefüllten Alkaliphotozelle arbeitenden objektiven Photometers mit Gleichstromverstärker in Brückenschaltung. *Dresler.*

K. Wassiliew. The measurement of low-speed air flows by means of a thermoelectric anemometer. Journ. techn. Phys. (russ.) **9**, 724—729, 1939, Nr. 8. [Orig. russ.] Als Anemometer für langsame Luftströmungen wird ein dünner Draht in den Luftstrom gehängt, der elektrisch geheizt ist und dessen Temperatur mit einem Thermoelement gemessen wird. Die Abhängigkeit der Temperatur von der Luftströmung wird nach einer empirischen Formel geeicht und gibt reproduzierbare Werte. *Houtermans.*

K. Lüders. Die Ablenkung (Deviation) der Kompaßnadel in Strömungsmessern mit magnetischer Richtungsangabe. Ann. d. Hydrogr. **68**, 163—179, 1940, Nr. 5. (Wilhelmshaven.) Die magnetische Richtungsangabe bei Strömungsmessern mit Nadelkompaß unterliegt einer unter Umständen sehr starken Beeinflussung durch die Eisenmassen des Schiffes (Deviation). Die Veränderlichkeit der Schiffslage auf verschiedenen Kursen, Zuladungen, Stellung der Ladebäume und ähnliches bedingen schon in ganz kurzen Zeiträumen große Veränderungen der Deviation, so daß die üblichen Abweichungsbestimmungen zu Beginn und am Ende einer Fahrt nur unvollständige Korrektionen ergeben. Verf. zeigt an Hand zahlreicher Untersuchungen, daß der hauptsächliche Grund der falschen Angaben des Strömungsmessers in der Anordnung desselben zum Schiffskörper, das heißt seiner Entfernung zu den Eisenmassen des Schiffsrumpfes bzw. der Aufbauten zu suchen ist. Bordabstände von 1 und 2 m geben je nach der Größe des Schiffes grundsätzlich anders geartete Deviationskurven (sog. „gefährliche Zone"). *A. Burger.*

A. Prey. Über Polschwankung und Polwanderung. Gerlands Beitr. **56**, 155—202, 1940, Nr. 2. (Wien.) Wenn angenommen wird, daß die 14monatige Chandlersche Periode der Polbewegung von der jährlichen Polbewegung unabhängig ist und durch ein einmaliges katastrophales Ereignis auf der Erde hervorgerufen wurde, müßte sich ein allmähliches Abklingen der Schwingung zeigen. Auf Grund der Tatsache, daß in den letzten 50 Jahren noch keine Dämpfung beobachtet werden konnte, läßt sich als untere Grenze für den Koeffizienten der Zähigkeit der Erde der unwahrscheinliche Wert von 10^{22} berechnen. Wenn die Chandlersche Periode aber als eine durch die Unregelmäßigkeiten in den meteorologischen Vorgängen immer wieder neu erzeugte Begleiterscheinung der jährlichen Polschwankungen aufgefaßt wird, muß die Zähigkeit der Erde so klein angenommen werden, daß die immer wieder neu erzeugte Bewegung rasch genug abklingt, um mit den Beobachtungen in Einklang zu bleiben. Bei einer Viskositätskonstanten von 10^{-0} werden die Halbwertszeiten des Ab-

klingens schon so kurz, daß sich die Erde beinahe schon wie eine Flüssigkeit benimmt. Es wird demnach die Erde als Flüssigkeitsmasse angenommen, die von einer festen Kruste überzogen ist. Unter dieser Annahme wird die Berechnung der Bewegung der Erdachse bei vollständiger Isostasie sowohl nach der Auffassung von Hayford-Pratt als auch nach Airy durchgeführt. Dabei ergeben sich Polwanderungen von beliebigem Ausmaß, aber sehr kurzen Perioden (10 000 Jahre nach Airy, etwa 1000 Jahre nach Pratt, weshalb letztere Hypothese ausscheidet). Wird angenommen, daß auch die Erdkruste nur bis auf den Bruchteil von etwa $^1/_{100}$ flüssig ist und daher den Bewegungen der flüssigen Erde weitgehend folgen kann, so ergibt sich eine Periode von 1 Million Jahren, die den Anforderungen der Geologen genügen würde. *Steinhauser.*

W. Köppen. Die Wanderung des Nordpols seit der Steinkohlenzeit. Meteorol. ZS. **57**, 106—110, 1940, Nr. 3. In einer Karte werden die Bahnen des Nordpols nach den Berechnungen von Milankovitch, der von der asymmetrischen Lagerung der Kontinentalblöcke in der Sialdecke der Erde ausgeht, und die aus geologischen Funden erschlossenen Bahnen nach Kreichgauer und nach Köppen und Wegener und schließlich eine durch neue Funde notwendig gewordene neue Korrektur von Köppen gezeigt. Während nach Milankovitch die Polbahn ungefähr in der Richtung des 150. Meridians über den Pol gegen den 50. Meridian gehen sollte, soll der Polweg nach den anderen Auffassungen im Perm eine Ausbuchtung vom Pazifischen Ozean gegen Nordamerika hin und im Altquartär eine Ausbuchtung über Grönland gemacht haben. Die neue Korrektur von Köppen vermindert diese letzte Ausbuchtung. Die vom Pol zurückgelegten Strecken betrugen seit Beginn des Quartärs 1500 km, von da bis Mitte Miozän 2800 km und von Mitte Miozän bis Mitte Eozän 3300 km. Die mittleren Geschwindigkeiten betrugen in diesen Zeitabschnitten der Reihe nach 1,88, 1,24 und 0,64 m pro Jahr. *Steinhauser.*

B. C. Browne and **E. C. Bullard.** Comparison of the acceleration due to gravity at the National Laboratory, Teddington and the Bureau of Standards, Washington, D. C. Proc. Roy. Soc. London (A) **175**, 110—117, 1940, Nr. 960. (Dep. Geodesy Geophys. Cambridge.) Ein im September vorigen Jahres anläßlich der Tagung der „Geophysikalischen Union" in Washington geplanter Anschluß der absoluten Schwerebestimmungen von Potsdam an die des National Physical Laboratory, Teddington, und des National Bureau of Standards, Washington D. C., konnte infolge des Kriegsausbruches nicht zur Durchführung kommen. Verff. schließen jetzt aus Neubestimmungen an den beiden genannten Stationen indirekt, daß der bisher zugrunde gelegte Potsdamer Wert um etwa $^7/_{1\,000\,000}$ zu groß sein soll. *H. Israël.*

E. Milkutat. Langperiodische Torsionen der Erdoberfläche? Sterne **20**, 107—109, 1940, Nr. 6. Von den drei besten Näherungswerten von der Reihe nach 101,0, 63,0 und 82,0 Jahren, zu denen die Jahresperiode und die von K. Stumpf zu 433,9 Tagen bestimmte Chandler-Periode möglichst commensurabel sind, gestatten 101 und 82 die Deutung der von A. Kahrstedt aus dem homogensten Beobachtungsmaterial gebildeten jährlichen Mittel der Rektaszensionsfehler der Gestirne für Greenwich und Cape in der Zeit von 1908 bis 1934, mit der Periode von 101 Jahren (Maximum bei 1927,0) für Greenwich und von 82 Jahren (Maximum bei 1919,0) für Cape. Die Übereinstimmung sinusförmiger Kurven mit den Beobachtungen ist besser als zu erwarten. Da jedoch die Beobachtungsreihen noch zu kurz sind und die Deklinationsfehler von gleicher Größenordnung keine entsprechende Deutung zuzulassen scheinen, so kann die Beziehung rein zufälliger Natur sein. *Milkutat.*

M. Noetzlin. Volcanisme et chimie nucléaire. I. Journ. de phys. et le Radium (8) **1**, 90—98, 1940, Nr. 3. Im vorliegenden ersten Teil der Arbeit wird der Verlauf einer Kettenreaktion rechnerisch dargestellt, wie sie (vermutlich) bei der Kernspaltung durch Neutronen auftreten kann. Untersuchung der Bedingungen, unter denen eine solche Kettenreaktion makroskopische Dimensionen annimmt. *Bechert.*

Hans Stille. Wandlungen im Magmatismus unserer Erde. Naturwissensch. **28**, 321—326, 1940, Nr. 21. (Berlin.) *Dede.*

A. Sieberg. Die türkische Erdbebenkatastrophe unter geodynamischen Gesichtspunkten. S.-A. Umschau 1940, Nr. 4. (Jena, Reichsanst. Erdbebenforsch.) Das Beben vom 27. Dezember 1939 in Anatolien wird nach kurzem historischen Rückblick in die Reihe der Beben dieser Gegend eingefügt. Die verbindenden geologischen Grundlagen aller dieser Beben werden erläutert und in ihrem Zusammenhang über den Balkan bis nach Deutschland verfolgt. Auch ein zeitlich enges Aufeinanderfolgen von Beben in diesem Bereich wird als Hinweis auf dieselbe Ursache angesehen. *Schmerwitz.*

E. Savarenskij. Heterogeneity of the earth's structure according to seismic data. C. R. Moskau (N. S.) **27**, 17—21, 1940, Nr. 1. (Moscow, Central Seism. Stat., Seismol. Inst.) Die Laufzeiten von Erdbebenwellen werden für drei große Abschnitte der Erde gesondert behandelt zwecks Feststellung regionaler Unterschiede. Es sind: Eurasien mit Beben in Indien, der Pazifische Raum mit Beben in der Mitte des Pazifik und Amerika mit Beben in Kalifornien. Unter Beziehung auf mittlere Laufzeitkurven ergeben sich regionale Geschwindigkeitsunterschiede, welche den Tiefen bis zu 1700 km zugeordnet werden. Der Verlauf der Geschwindigkeit mit der Tiefe ist bei diesen drei Gebieten noch untereinander verschieden. Die Unterschiede werden im Zusammenhang mit Tiefbeben und dem Krustenzustand erörtert. *Schmerwitz.*

G. Krumbach. Seismische Registrierungen in Jena. 1. Januar bis 31. Dezember 1938. Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena Nr. 35, 45 S., 1939.

W. Brunner. Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1939. ZS. f. Geophys. **16**, 195, 1940, Nr. 3/4. (Zürich, Eidgen. Sternwarte.)

W. Brunner. Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1940. ZS. f. Geophys. **16**, 196, 1940, Nr. 3/4. (Zürich, Eidgen. Sternwarte.) *Dede.*

L. G. H. Huxley and **F. W. Bennett.** The propagation of electromagnetic waves in an atmosphere containing free electrons. Phil. Mag. (7) **29**, 313—329, 1940, Nr. 195. (Leicester, Univ. Coll.) Zuerst wird die gewöhnliche Theorie (Appleton, Hartree) der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einer ionisierten Atmosphäre dargestellt; sie beruht auf der Lorentzschen Behandlung der polarisierenden Wirkung eines elektromagnetischen Feldes. Dann wird mit Verwendung Townsendscher Formeln die mittlere Bewegung (Triftbewegung) von Elektronen unter dem Einfluß eines elektromagnetischen Feldes angeschrieben und die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Gas behandelt, das Elektronen dieser Beweglichkeit enthält. Ein Vergleich der beiden Behandlungsweisen zeigt, daß die einfachere erste für praktische Zwecke meist ausreicht. *Bechert.*

N. E. Bradbury and **W. T. Sumerlin.** Night-sky light and nocturnal *E*-layer ionization. Terr. Magn. **45**, 19—24, 1940, Nr. 1.

N. E. Bradbury and **W. T. Sumerlin.** Dasselbe. Phys. Rev. (2) **57**, 249—250, 1940, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Stanford Univ.) Zur Erklärung der nächtlichen Restionisation der *E*-Schicht, die nach der üblichen Theorie nicht vorhanden sein dürfte, wird untersucht, ob ein Zusammenhang zwischen dieser Erscheinung und dem Nachthimmelslicht vorhanden ist. Dazu wird die Intensität des Nachthimmellichtes im Gebiet von 4500 Å und am roten Ende des Spektrums mittels geeigneter Photozellen und registrierender Galvanometer beobachtet. Die nächtliche *E*-Ionisation wird durch Registrierung der Echos eines Impulssenders auf 2,1 Megahertz festgestellt. Im Gebiet um 4500 Å steigt die Intensität des Nachthimmellichtes nach Sonnenuntergang bis kurz nach Mitternacht an und fällt dann wieder etwas ab. Das Licht im roten Teil des Spektrums hat sein Intensitätsmaximum nach Sonnenuntergang und fällt dann dauernd ab. Die Schwankungen der Intensität sind im roten Teil wesentlich größer als bei 4500 Å. Ein Zusammenhang mit den Ionosphärenbeobachtungen auf 2,1 Megahertz konnte nicht festgestellt werden. Einige Möglichkeiten für die Erklärung dieser mangelnden Übereinstimmung werden angeführt. *Dieminger.*

T. L. Eckersley. On the existence of a biannual component in the F_2-layer ionization. Terr. Magn. **45**, 25—36, 1940, Nr. 1. (Chelmsford, Marconi's Wirel. Telegr. Co.) Die Arbeit bringt eine Erweiterung und Modifizierung der von Berkner und Wells vertretenen Anschauung, daß der jahreszeitliche Gang der Ionisierung in der F_2-Schicht auf der Nord- und Südhalbkugel durch das Zusammenwirken eines jahreszeitlichen — wahrscheinlich durch Expansion verursachten Effektes — und eines nicht jahreszeitlichen Effektes unbekannter Herkunft bedingt ist. Diese Annahme erklärt jedoch nicht das Auftreten von zwei Maxima der Trägerdichte zwischen Mittwinter und den Tag- und Nachtgleichen, wie es tatsächlich in Washington, Slough und Chelmsford beobachtet wurde. Auf Grund einer entsprechenden Analyse der Kurven für die Mittagswerte der Trägerdichte in Washington und Watheroo in den Jahren 1934 bis 1937 kommt der Verf. zu folgendem Ergebnis: Der Gang der Mittagswerte der Trägerdichte in der F_2-Schicht kann — abgesehen von der langsamen Änderung entsprechend der Zahl der Sonnenflecken — durch die Summe von drei Effekten beschrieben werden: 1. Ein jahreszeitlicher Effekt, der abhängt von der Sonnenfleckenzahl; 2. ein Effekt mit jährlich zwei Maxima, der proportional der Sonnenfleckenzahl ist; 3. ein jährlicher Effekt, der unabhängig von der Sonnenfleckenzahl ist. Es wird vermutet, daß der zweite Effekt zusammenhängt mit der Verteilung der Sonnenflecken auf der Sonne und der Neigung der Sonnenachse gegen die Ekliptik, wodurch zweimal jährlich die Verbindungslinie Erde—Sonnenmitte in die Nähe der Fleckenzone auf der Sonne kommt. Der jährliche Effekt rührt dagegen vermutlich von einer kosmischen Strahlung aus der Milchstraße her. *Dieminger.*

F. W. G. White, C. J. Banwell and **G. A. Peddie.** Measurements of F_2-region ionization over New Zealand. Terr.-Magn. **45**, 37—43, 1940, Nr. 1. (Christchurch and Wellington, N. Z., Canterbury Univ. Coll.; and Victoria Univ. Coll.) In Form von Kurven und Tabellen werden die Ergebnisse der Grenzfrequenzbestimmungen der F_2-Schicht mitgeteilt, die in Christchurch und Wellington (Australien) regelmäßig von Oktober 1937 bis April 1939 durchgeführt wurden. Der tägliche und jährliche Gang zeigt den für die Südhalbkugel typischen Verlauf. Im allgemeinen liegt die Grenzfrequenz für Christchurch etwas niedriger als für Wellington, der Verlauf stimmt aber gut überein. Nur in einzelnen Fällen zeigen sich zwischen beiden Stationen Unterschiede, deren Ursache noch unbekannt ist, die jedenfalls nicht mit magnetischen Störungen in Zusammenhang gebracht werden können. *Dieminger.*

W. Findeisen. Über die Entstehung der Gewitterelektrizität. Meteorol. ZS. **57**, 201—215, 1940, Nr. 6. (Friedrichshafen.) Verf. sucht die Gewitterelektrizität aus der Entstehung und Entwicklung der Gewitterwolken zu erklären. Erfahrungen und Versuche, die in der Arbeit eingehend beschrieben werden, führten zu dem Ergebnis, daß Bildung und Vernichtung der Eisteilchen durch Sublimation, Vergraupelung und Verdampfung elektrisch getönt sind. Bei diesen Vorgängen lösen sich nämlich Eissplitter ab, die bei Sublimation und Vergraupelung negativ, bei Verdampfung positiv geladen sind, wobei die Eisteilchen selbst Ladung entgegengesetzten Vorzeichens annehmen. Infolge der verschiedenen Fallgeschwindigkeit der Splitter und Eisteilchen findet eine Trennung der Ladungen statt. Aus dem jeweiligen Aufbau des Cumulonimbus ergibt sich dann die räumliche Verteilung der positiven und negativen Elektrizität in der Wolke. *Krestan.*

Camille Dauzère. Sur la répartition géographique des points de chute de la foudre dans le département de l'Aveyron. C. R. **210**, 442—444, 1940, Nr. 12. Blitzschläge waren selten in Gebieten, deren Boden vorwiegend aus Jurakalk und Dolomit oder Basalt besteht, welche Gesteine arm an radioaktiven Substanzen sind, weshalb über ihnen die Luft nur wenig ionisiert ist und die Blitze nicht anzieht. Die Zone der häufigsten Blitzschläge umfaßt Gebiete, deren Boden aus Granit und kristallinem Schiefer besteht. Schließlich werden noch Gebiete mit mittlerer Häufigkeit von Blitzschlägen angegeben, in denen der Boden verschiedenartige andere Zusammensetzungen aufweist. Eine wesentliche Steigerung der Häufigkeit von Blitzschlägen wird auch bei Eingängen von Grotten und an Abgründen gefunden. *Steinhauser.*

J. H. Hagenguth. Lightning recording instruments. Part I. Gen. Electr. Rev. **43**, 195—201, 1940, Nr. 5. (Pittsfield Works.) Geräte für die Aufzeichnung von Blitzüberspannungen werden beschrieben. Der erste Teil der Arbeit befaßt sich mit der Schaltung und Anordnung des Kathodenstrahloszillographen, dem Zeitkreisverzögerungskabel, den automatischen Relais, wie sie in dem Empire State Building in New York verwandt wurden. Die Hilfseinrichtungen, Kabel und Thyrite-Ableiter (Strom-Spannungs-Kennlinie) werden ausführlich beschrieben. *Pfestorf.*

Volker Fritsch. Zur Frage des Widerstandes von Blitzableitererdern in gebirgigem Gelände. Elektrot. ZS. **61**, 739—741, 1940, Nr. 32. (Brünn.) Der theoretische Erderwiderstand wird in drei Teilwiderstände zerteilt: a) den Übergangswiderstand, b) den Bettungswiderstand und c) den Gebirgswiderstand. Die Komponenten ändern sich durch Witterungseinflüsse in verschiedener Weise. Sie sind nach Verfahren der angewandten Geophysik zu bestimmen. Für die Messungen werden vom Verf. Hochfrequenzmeßverfahren vorgeschlagen. Es werden Widerstände verschiedener Erder aus sächsischen Gebirgen und ihre Schwankungen in den Jahren 1930 bis 1937 mitgeteilt. *Pfestorf.*

Volker Fritsch. Die Anlage von Erdern und die Messung ihres Widerstandes. Elektr. Nachr.-Techn. **17**, 77—85, 1940, Nr. 4. (Brünn.) Die richtige Anlage eines Erders ist für viele Zweige der Elektrotechnik und ihrer Grenzgebiete wichtig. Die mit der Erdung zusammenhängenden Fragen werden vom Standpunkt der Geoelektrik und teilweise auch vom Standpunkt der Funkgeologie behandelt. Den allgemeinen Betrachtungen über den Begriff der Erde und des Erdpunktes bei gleichmäßigem und ungleichmäßigem Untergrund, über die verschiedenen Gruppen von Erdern und über die Kennzeichnungen ihrer Güte folgt die Besprechung der elektrischen Eigenschaften geologischer Leiter, ihre Abhängigkeit von der Frequenz, von der Jahreszeit, von der Durchfeuchtung usw.

Die je nach der Art der Erdung verschiedenen Gesichtspunkte zur Aufsuchung einer geeigneten Erdungsstelle werden aufgezeigt. Beispiele behandeln den Verlauf des Blitzes im ungleichmäßigen Untergrund, ferner bei einer Freileitung, einem Haus und einer schlecht geerdeten Stange, die sich auf einem Untergrund befinden, der teilweise von einem guten geologischen Leiter durchzogen ist. Es tritt in solchen Fällen ein Abspringen des Blitzes oder eine Wanderung der Einschlagstelle auf. Das Ersatzschema einer Erdung wird behandelt; die bisher üblichen Meßverfahren mit Gleichstrom oder niederfrequentem Wechselstrom werden kritisch besprochen. Es wird gezeigt, daß eine hochfrequente Messung aufschlußreichere Ergebnisse erzielt. Das Meßverfahren mit einem Hochfrequenzmeßgerät wird erläutert. *Hohle.*

Lloyd F. Hunt and **J. H. Vivian.** Sensitive ground protection for radial distribution feeders. Electr. Eng. **59**, Trans. S. 84—87, 1940, Nr. 2. (Edison Co. Los Angeles, Cal.) Verff. berichten über Messungen von Erdströmen in Starkstromleitungssystemen, die die Einführung von empfindlichen Schutzvorrichtungen rechtfertigen, besonders, wenn Einwirkungen auf Leitungen, die dem Nachrichtenverkehr dienen, festgestellt werden, und wenn Lebensgefahr hervorgerufen wird. Die Messungen der Erdströme erstreckten sich auf Leitungssysteme mit Spannungen von 2,3 bis 16,5 kV. Die Übergangswiderstände zwischen einem Leiter und Erde bestimmen die Stromhöhe. An einem 4 kV-System ergaben sich beispielsweise Erdströme von 0,3 bis 0,4 A, wenn ein blanker Leitungsdraht auf staubigem Boden ausgebreitet war. Über eine Rasenfläche gelegt, ergaben sich Ströme von 1 bis 3 A. Wurde der gleiche Draht in schlammiges Wasser eingetaucht, betrugen die Ströme bereits 25 bis 30 A. Bei völlig trockenem Pflaster und Sandboden dagegen war der Strom praktisch gleich 0. Prüfungen an Leitungssystemen mit höheren Spannungen erwiesen die Notwendigkeit der Berührung des Leiters mit leitenden Bodenteilen, Kraut usw. Die Ergebnisse waren dabei aber zum Teil recht uneinheitlich. Völlige Stromlosigkeit wechselte mit dem plötzlichen Durchbrechen großer Stromwerte ab. Verff. nehmen das Vorhandensein einer kritischen Durchbruchsspannung in der Höhe zwischen 11 und 22 kV an. — In einem empfindlichen Relais, das auf bestimmte Fehlerströme reagiert, wurde ein Mittel gefunden, das Auftreten von Störströmen unwirksam zu machen. In der ursprünglichen Anordnung war die Empfindlichkeit der Relais so groß, daß bereits bei einsetzendem Nebel die Auslösung erfolgte. Durch Erhöhung des Fehlerspannungsminimums konnten brauchbare Abschalteinrichtungen geschaffen werden, die sich seit einigen Jahren ohne jegliches Fehlansprechen bestens bewährt haben. Der Einbau in weitere Anlagen soll erfolgen. Schaltungsbeispiele derart gesicherter Mehrphasenleitungssysteme in verschiedenen Anordnungen werden angegeben und die Wirkungsweise und der Aufbau der Fehlerstromrelais näher erläutert. *Scheddin.*

W. Malsch. Nordlichtbeobachtung zu Nürnberg am 24. 3. 40. ZS. f. Geophys. **16**, 197, 1940, Nr. 3/4.

Werner Sandner. Nordlicht 1940. III. 29^{d}. ZS. f. Geophys. **16**, 197, 1940, Nr. 3/4.

E. Loreta. Nordlicht. ZS. f. Geophys. **16**, 197, 1940, Nr. 3/4. (Bologna.)

G. Kulin. Das Nordlicht 1940 März 24 in Ungarn. ZS. f. Geophys. **16**, 198, 1940, Nr. 3/4.

F. Link. Über den möglichen Zusammenhang zwischen den Polarlichtern vom 25. Januar 1938 und 24. März 1940. ZS. f. Geophys. **16**, 198, 1940, Nr. 3/4. (Prager Sternwarte.) *Dede.*

J. P. Rowland. Aurora and magnetic storm of March 24—25. Nature **145**, 625—626, 1940, Nr. 3677. (Lancashire, Stonyhurst Coll. Obs.) Ein Nordlicht, begleitet von einem starken magnetischen Sturm, zeigte sich (Lancashire, Mac Blackburn) in der Zeit vom 24. zum 25. März d. J. Fünf Tage später, in der Nacht vom 29. zum 30. März, wurde ein zweites Mal ein Nordlicht sichtbar, wiederum begleitet von starken magnetischen Störungen. Der zweite Sturm kann mit einem großen Sonnenfleck, der am 26. März den Meridian durchschritt, in Zusammenhang gebracht werden. Für den ersten Sturm ist eine solche Zuordnung nicht möglich. *Wurm.*

Alfred Kastler. Sur l'absorption par la vapeur de sodium de la raie jaune crépusculaire. C. R. **210**, 530—532, 1940, Nr. 15. Photographiert man die gelbe Dämmerungslinie mittels eines lichtstarken Spektrographen durch eine mit Natrium gefüllte Absorptionszelle hindurch, so verschwindet die Linie im Spektrum, wenn die Absorptionszelle auf 200° C geheizt wird. Die gelbe Dämmerungslinie zeigt also eine reine Dopplerverbreiterung von 100 bis 300° C. *Ritschl.*

E. Tönsberg and L. Vegard. Origin of the yellow line in twilight and the night sky luminescence. Nature **145**, 588—589, 1940, Nr. 3676. (Oslo; Tromsö.) Verff. haben noch einmal mit einem großen Prismenspektrographen bestätigt, daß die von Bernard, Cabannes, Dufay und Gauzit interferometrisch gemessenen und mit den Natriumlinien übereinstimmenden gelben Nachthimmellinien wirklich die *D*-Linien des Natriums sind. *Frerichs.*

L. Vegard. The atmospheric layer from which the yellow line in twilight originates. Nature **145**, 623, 1940, Nr. 3677. (Oslo, Phys. Inst.) Verf. zeigt durch Aufnahmen des Nachthimmelleuchtens, daß die gelbe Nachthimmellinie in der Dämmerung von einer Höhenschicht emittiert wird, die in dem unteren Teil der Nordlichtregion liegt. Es wird angenommen, daß die Natriumatome von der Sonne in Form von Schauern zur Erde gelangen. *Frerichs.*

G. Gentile. Sui limiti dell'elettrodinamica e i nuovi risultati sperimentali sulla radiazione cosmica. Cim. (N. S.) **16**, 113—135, 1939, Nr. 3. Auf der Grundlage der Betrachtungen von Bohr und Rosenfeld zeigt der Verf., daß die elektrischen Wirkungen im wesentlichen durch die Maxwellschen Gleichungen dargestellt werden. Nach einer Besprechung der grundlegenden experimentellen Ergebnisse der Untersuchungen der kosmischen Höhenstrahlung untersucht er den Vorgang des Energieverlustes durch Bremsstrahlung nach der halbklassischen Methode von Weizsäcker. Anschließend werden die theoretischen Konsequenzen der experimentellen Bestätigung der Gültigkeit der Gesetze der Elektrodynamik auch für den Fall von Elektronen sehr großer Energie erörtert. Diese Bestätigung wurde durch die Entdeckung des schweren Elektrons gegeben. Im Diracschen Sinne ist die Gesamtheit der Elektrodynamik eine beobachtbare Größe, für die es solange keine Gültigkeitsgrenze gibt, wie man in dem dieser beobachtbaren Größe angemessenen Bezugssystem bleibt. *Schön.*

Victor F. Hess. The significance of world-wide changes in cosmic ray intensity and their relation to solar and earth-magnetic phenomena. S.-A. Cinquième Rapport Comm. pour l'étude d. relations entre les phénomènes sol. et terr. 1939, S. 176—182. (Firenze. Cons. Intern. Unions Scient.) (S. diese Ber. S. 1032.) *Ehmert.*

Victor Francis Hess. On the seasonal and the atmospheric temperature effect in cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **57**, 781—785, 1940, Nr. 9. (New York, Fordham Univ.) Die Bearbeitung fünfjähriger, auf dem

Hafelekar gewonnener Registrierungen ergab eine jahreszeitliche Intensitätsschwankung von $\pm$ 0,9 %. Die Reduktion der Monatsmittel auf gleiche Außentemperatur reduziert die Schwankung auf etwa die halbe Größe. In allen fünf Jahren zeigt sich ein jahreszeitlicher Gang des Außentemperaturkoeffizienten. Im Sommer ist die Korrelation schlechter. Die Koeffizienten sind bei Berechnung aus Tagesmitteln im Winter $-0{,}12$, im Sommer $-0{,}055$ %/° C. Bei Registrierung mit ungepanzerter Kammer oder mit Zählrohranordnungen sind die Temperaturkoeffizienten kleiner, im Sommer sogar positiv. *Ehmert.*

Bruno Rossi. System of units for nuclear and cosmic-ray phenomena. Phys. Rev. (2) **57**, 660, 1940, Nr. 7. (Chicago, Ill., Univ. Ryerson Phys. Lab.) Es ist in der Atomphysik üblich und zweckmäßig, als Einheit der Ladung die des positiven Elektrons, die Energie in e-V und Geschwindigkeiten als Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit anzugeben. Verf. schlägt nach Besprechung mit A. H. Compton, C. Eckart und W. H. Zachariasen für diesen Fall den einheitlichen Gebrauch des folgenden Systems vor: Es wird angegeben: (Größe, Symbol, Definition). Grundeinheiten: (Elektrische Ladung, e, Ladung des positiven Elektrons); (Potential, v, übliche Definition des Volt); (Geschwindigkeit, c, Lichtgeschwindigkeit); (Länge, cm, übliche Definition des Zentimeter). Einige abgeleitete Einheiten: (Zeit, cm/c, Zeit, in der das Licht 1 cm zurücklegt); (Energie, ev, Energie eines Elektrons nach dem Durchfallen von 1 Volt); (Masse, ev/c^2, Masse eines Teilchens der Ruhenergie 1 ev); [Impuls, ev/c, Impuls eines Teilchens, für welches (Gesamtenergie)^2 — (Ruhenergie)^2 = 1]; (elektrische Feldstärke, v/cm, wie üblich); (Kraft, ev/cm, Kraft, die ein Elektron in 1 Volt/cm erfährt); (magnetische Induktion, v/c cm, Induktion, in der die Bahn eines Teilchens mit 1 Impuls- und 1 Ladungseinheit einen Krümmungsradius von 1 cm hat; 1 v/c cm = $^1/_{300}$ Gauß); ($\varepsilon_0 = 7{,}0 \cdot 10^6\, e/v$ cm; $\mu_0 = 1{,}43 \cdot 10^{-7}\, v$ cm/$e\,c^2$). Für die Einheit der Geschwindigkeit wird der Name Römer vorgeschlagen. *Ehmert.*

Vernal Josephson, Darol K. Froman and **J. C. Stearns.** Simultaneous penetrating rays from the atmosphere. Phys. Rev. (2) **57**, 335, 1940, Nr. 4. (Montreal, Can., Mc Gill Univ., Macdonald Phys. Lab.; Denver, Col., Univ., Dep. Phys.) Vier Zählrohre in Koinzidenzschaltung wurden so angeordnet, daß die Koinzidenzen zweier Koinzidenzteleskope registriert wurden, die in 25 cm seitlichem Abstand voneinander aufgestellt waren und aus je zwei durch 20 cm Blei getrennten Zählrohren bestanden. Bei paralleler Richtung der Teleskope wurden $0{,}091_3 \pm 0{,}006_4$, bei gegeneinander geneigten Teleskopen (20°) wurden $0{,}077_8 \pm 0{,}006_4$ Vierfachkoinzidenzen pro Stunde gezählt. Die Differenz wird gleichzeitig in der Atmosphäre gebildeten durchdringenden Strahlen zugeschrieben. Sie ist klein gegenüber der Koinzidenzzahl bei der 2. Anordnung, welche in der Nähe entstandene Schauer stark bevorzugt. *Ehmert.*

J. G. Barry and **T. H. Johnson.** The contribution of showers to the coincidences recorded at high elevations. Phys. Rev. (2) **57**, 555, 1940, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Franklin Inst. Bartol Res. Found.) Kontrollaufstiege bis zu einem Luftdruck von 47 cm Wassersäule führten zum Ergebnis, daß bei der Untersuchung des Ost-West-Effekts in großen Höhen in Panama nur etwa 5 % der Dreifachkoinzidenzen auf Schauer zurückzuführen sind, die restlichen 95 % aber von einzelnen Teilchen herrühren. Aus der gefundenen geringen Unsymmetrie wird deshalb nunmehr geschlossen, daß die primäre Elektronenkomponente nicht die stark unsymmetrisch verteilte Mesotronenkomponente erzeugen kann. *Ehmert.*

William P. Jesse. Time variations in cosmic-ray intensity at high altitudes. Phys. Rev. (2) **57**, 356, 1940, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.)

(Chicago, Univ.) 12 über ein ganzes Jahr verteilte Ballonaufstiege mit einer registrierenden Ionisationskammer zeigten um bis zu 14 % schwankende Maximalwerte der Ionisation. Diese Schwankungen korrelieren stark mit den auf einer Bergstation registrierten Schwankungen, die wiederum dem „weltweiten Effekt" nach Forbush angehören. Nach der Korrektion dieser Schwankung bleibt ein schwacher jahreszeitlicher Gang mit dem Maximum im Frühjahr. Dieser soll durch weitere Messungen geprüft werden. *Ehmert.*

G. Wataghin, M. D. de Souza Santos and **P. A. Pompeia.** Simultaneous penetrating particles in the cosmic radiation. II. Phys. Rev. (2) **57**, 339, 1940, Nr. 4. (Sao Paulo, Brazil, Univ., Dep. Phys.) Aus Koinzidenzzählungen unter variierter Aufstellung der Zählrohre wird der Umfang der durchdringenden Schauer zu etwa 1 m^2 und die mittlere Zahl der beteiligten harten Teilchen zu 15 bestimmt. *Ehmert.*

Alexander W. Stern. Nuclear electron showers. Phys. Rev. (2) **57**, 339—340, 1940, Nr. 4. (Brooklyn, N. Y.) Die von Fussell und von Street beobachteten und wohl in den großen Luftschauern vorkommenden durchdringenden Elektronenschauer, welche neben Elektronen im Energiebereich von 10^{13} bis 10^{15} e-V auch schwerere Teilchen enthalten, werden als Kernschauer angesprochen, die von neutralen Mesonen oder von Elektronen hoher Energie durch einen Prozeß kurzer Reichweite ausgelöst werden, der bei Elektronenenergien um 10^{10} e-V ebenso häufig wie die Strahlung unter dem elektromagnetischen Einfluß der Kerne sei. Die beobachtete Paaremission von Fluor unter Protonenbeschuß und der ebenfalls beobachtete hohe Wirkungsquerschnitt (10^{-22} cm^2) für die Paarerzeugung durch β-Strahlen sprechen für die Existenz solcher Prozesse, die nicht durch die elektrodynamische Quantentheorie beschrieben werden. *Ehmert.*

W. F. G. Swann and **W. E. Ramsey.** Shower production by mesotrons in different material. Phys. Rev. (2) **57**, 554—555, 1940, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Franklin Inst., Bartol Res. Found.) Die Erzeugung von Zweistrahlenschauern in Magnesium, Zinn und Blei erfolgt mit der relativen Häufigkeit 1,68 : 1,41 : 1. Für strahlenreichere Schauer findet sich das Verhältnis 1,2 : 0,9 : 1.

S. A. Korff. The production of neutrons by cosmic-ray showers. Phys. Rev. (2) **57**, 555, 1940, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Franklin Inst., Bartol Res. Found.) Koinzidenzen einer Schauerordnung unter 5 cm Pb mit einem BF_3-Neutronenzähler in 7 cm Paraffin über dem Blei zeigen, daß 1 % der Schauer mit zwei oder mehr Strahlen von einem Neutron begleitet sind. Dies ist etwa dieselbe Häufigkeit wie die der Protonen. Bei Erhöhung der Strahlenzahl im Schauer sinken die Neutronenkoinzidenzen langsamer als die Schauerkoinzidenzen. *Fünfer.*

E. G. Steinke und **H. Schmid.** Die Auslösekurve der Ultrastrahlungsstöße beim Übergang von Luft nach Blei. ZS. f. Phys. **115**, 740—746, 1940, Nr. 11/12. (Freiburg i. B., Univ., Phys. Inst.) Mit einer dünnwandigen Druckionisationskammer wurde unter Bleischichten, deren Dicke von 0 bis 20 cm variiert wurde, jeweils die Stoßgrößenverteilungskurve bis herab zu kleinen Stößen mit etwa 8 Teilchen aufgenommen. Sie können in großen Bereichen durch Hyperbelfunktionen ausgedrückt werden. Die Ordnung des Materials zu Stoßauslösekurven (Rossi-Kurven mit der Stoßgröße als Parameter) liefert Kurven, deren Maximum für alle Stoßgrößen bei 2,25 cm Blei liegt, jedoch bei großen Stößen breiter wird. Bei Eisen treten zwei deutlich getrennte Maxima (4,5 und 9 cm) auf, ebenso bei Aluminium (6 und 35 cm). Das erste Maximum wird auf Multiplikation der Luftschauer, das zweite auf Entstehung der Stöße durch einen anderen Effekt zurückgeführt. *Ehmert.*

Max G. E. Cosyns. Barometric Coefficient of extensive cosmic ray showers. Nature **145**, 668, 1940, Nr. 3678. (Brussels, Foud. Med. Reine Elisabeth, Phys. Lab.) Der Barometereffekt der großen Schauer aus der Luft ist vom Durchmesser dieser Schauer abhängig; 0,3 m Schauerdurchmesser: 4 bis 5 %/cm Hg; 12 m ∅: (8 ± 33) %/cm Hg; 18 m ∅: (16 ± 3) %/cm Hg. Der Vergleich zwischen Messungen über und in verschiedenen Abständen unter einem Ziegeldach zeigt, daß die großen Schauer auch in einem dünnen Dach viele weiche Sekundärschauer auslösen. *Ehmert.*

J. K. Boggild, I. C. Kuo, S. H. Neddermeyer and **C. D. Anderson.** Collision energy loss of low energy cosmic-ray electrons. Phys. Rev. (2) **57**, 356—357, 1940, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Cal. Inst. Technol.) Zur Prüfung des Energieverlustes, den Elektronen durch direkte unelastische Zusammenstöße mit Atomen erleiden, wurden 5000 Nebelkammeraufnahmen mit einem 4 mm dicken Kohlefilter in der Kammer gemacht. Davon konnten 36 Bahnen von Elektronen im Energiebereich zwischen 20 und 60 MeV ausgemessen werden. Die Ergebnisse bestätigen die theoretische Erwartung. *Ehmert.*

D. V. Skobeltzyn. On the soft component of cosmic radiation in connexion with the problem of mesotron disintegration. C. R. Moskau (N. S.) **26**, 33—36, 1940, Nr. 1. (Moscow, Acad. Sci. Lebedev Phys. Inst.) Aus der Höhen-Intensitäts-Kurve der harten Komponente in der unteren Atmosphäre wird die entsprechende Kurve der aus dem Mesotronenzerfall resultierenden Elektronenkomponente berechnet. Sie nimmt mit der Höhe in viel geringerem Maße zu als die experimentell ermittelte weiche Komponente. Sollte der Rest auf die primäre Elektronenkomponente zurückgeführt werden, so müßten Energien von 10^{11} e-V angenommen werden, was jedoch im Widerspruch zu dem beobachteten Breiteneffekt steht. Zur Lösung dieser Schwierigkeiten ist die Einführung prinzipiell neuer Annahmen bezüglich des Absorptionsmechanismus erforderlich. *Ehmert.*

H. A. Bethe, S. A. Korff and **G. Placzek.** On the interpretation of neutron measurements in cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **57**, 573—587, 1940, Nr. 7. (Ithaca, N. Y., Univ.; Philadelphia, Penns., Bartol Res. Found. Um die Experimente auswerten zu können, ist die Kenntnis der Energieverteilung der Neutronen in der Atmosphäre erforderlich. Die Diskussion der verschiedenen Vorgänge führt zum Schluß, daß im Bereich von 1 m Wasseräquivalent Abstand vom oberen Rand bis zum selben Abstand vom unteren Rand in der Atmosphäre Diffusionsgleichgewicht angenommen werden kann. Für die Energieverteilung im Bereich $E < 10^5$ e-V wird eine Formel angegeben, nach welcher nur wenige thermische Neutronen vorhanden sind. Die Berechnung der Zahl der ursprünglich erzeugten Neutronen ist noch unsicher. Als Beispiel für den Einfluß des Bodens wird die Energieverteilung in der Nähe einer ausgedehnten Wasserfläche und im Wasser selbst berechnet. Aus der vorliegenden Messung in großer Höhe mit Zählrohren, die eine BF_3-Füllung enthalten, wird für 1 m Wasseräquivalent die Zahl der gebildeten Neutronen zu 0,05/g · sec berechnet; aus den Messungen von Halban, Kowarsky und Magat wird sie für 3 m Wasseräquivalent (9500 m Höhe) zu 0,01/g · sec berechnet. Mit der Höhe nimmt die Neutronenzahl etwa im selben Maß wie die weiche Komponente zu. Man kann schließen, daß Neutronen großer Reichweite eine untergeordnete Rolle spielen. Es wird abgeschätzt, daß im Durchschnitt auf jedes Photon die Erzeugung eines Neutrons kommt, doch ist es noch nicht bekannt, ob Photonen oder Teilchen für die Neutronenbildung verantwortlich sind. *Ehmert.*

Donald J. Hughes. Positive excess and electron component in the cosmic-ray spectrum. Phys. Rev. (2) **57**, 592—597, 1940, Nr. 7; kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 356, Nr. 4. (Chicago, Ill., Univ. Ryerson Phys. Lab.) Mit einer Nebelkammer in einem Feld von 12 400 Gauß wurde die Energieverteilung einmal der ungefilterten Ultrastrahlung und dann der 10,2 cm Blei durchdringenden harten Strahlung gemessen. In beiden Fällen sind die Teilchen mit positiver Ladung im Verhältnis $1{,}21 \pm 0{,}08$ bzw. $1{,}18 \pm 0{,}08$ häufiger. Der Ausfall an energiearmen Teilchen durch Ablenkung zwischen den Zählrohren wird berechnet und auskorrigiert. Das Mesotronenspektrum hat ein Maximum bei etwa 10^9 e-V und fällt zu kleineren Energien rasch ab. Das Spektrum der ungefilterten Strahlung steigt dagegen bis herab zu $2 \cdot 10^8$ e-V an. Die Elektronenkomponente erstreckt sich bis zu etwa $8 \cdot 10^8$ e-V. *Ehmert.*

Shoichi Sakata and **Yasutaka Tanikawa.** The spontaneous disintegration of the neutral mesotron (neutretto). Phys. Rev. (2) **57**, 548, 1940, Nr. 6. (Kyoto, Imp. Univ. Inst. theoret. Phys.) Außer dem Zerfall eines neutralen Mesotrons in ein Elektronen- oder Neutrinopaar könnte der spontane Zerfall in zwei oder mehr Photonen möglich sein. Da die Übergangswahrscheinlichkeit proportional $g^2 e^4$, $g^2 e^6$ usw. ist, wo g, die Wechselwirkungskonstante zwischen Mesotron und schweren Teilchen, sehr groß ist, ist eine sehr kleine Lebensdauer zu erwarten. Sie ergibt sich in roher Abschätzung zu 10^{-16} sec für den Zerfall in drei Photonen. Die Übergangswahrscheinlichkeit für gerade Photonenzahlen verschwindet nach der Mesotronentheorie identisch. *Fünfer.*

Martin A. Pomerantz and **Thomas J. Johnson.** The relative meson stopping power of lead and water. Phys. Rev. (2) **57**, 555, 1940, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Franklin Inst. Bartol Res. Found.) Vergleich der Intensität der harten Komponente hinter Blei und Wasser ergibt, daß 890 g/cm² Wasser ebensoviel Mesotronen von etwa 10^{12} e-V absorbieren wie 1547 g/cm² Blei. *Fünfer.*

Marcel Schein, William P. Jesse and **E. O. Wollan.** Intensity and rate of production of mesotrons in the stratosphere. Phys. Rev. (2) **57**, 847—854, 1940, Nr. 10. (Chicago, Univ.) Bei zwei Aufstiegen mit Ballongeräten wurde die Intensität der Mesotronen vertikaler Richtung und die Zahl der in einem 2 cm dicken Bleiblock erzeugten Mesotronen bis zu Drucken von 66 bzw. 35 mm Hg gemessen. Die Mesotronenintensität erreicht bei 66 mm Hg ein Maximum und ist dort elfmal, bei 36 mm Hg noch etwa achtmal größer als in Meereshöhe. Die Abnahme im Bereich von 80 bis 500 mm Hg ist exponentiell; $\mu = 1{,}2 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{g^{-1}\,cm^2}$. Die Zahl der im Blei entstehenden Mesotronen ist der Intensität der weichen Komponente proportional. Für ihre Erzeugung durch Photonen wird der Wirkungsquerschnitt pro Kernteilchen zu $0{,}7 \cdot 10^{-27}$ cm² berechnet. Die mittlere Energie der Mesotronen wird zu 10^9 e-V geschätzt. *Ehmert.*

E. J. Williams. The average number of electrons accompanying a cosmic-ray meson due to collisions of the meson with atomic electrons. Proc. Cambridge Phil. Soc. **36**, 183—192, 1940, Nr. 2. (Aberystwyth, Univ. Coll., Dep. Phys.) Es werden Näherungsformeln angegeben zur Berechnung der mittleren Zahl von Elektronen, die durch Höhenstrahlungsmesonen ausgelöst werden, und der mittleren Zahl von solchen Elektronen, deren Energie über einem festen Wert liegt. *Bechert.*

Gerhard Herzog. Cloud-chamber photographs of cosmic rays up to an altitude of 29,300 feet. Phys. Rev. (2) **57**, 337, 1940, Nr. 4. (Chicago, Ill., Univ., Ryerson Phys. Lab.) Im Flugzeug wurden mit einer Nebelkammer im 700 Gauß starken Feld eines permanenten Magneten in großen Höhen (bis 29300 Fuß)

230 Aufnahmen gemacht. Dabei wurden 25 Bahnen gefunden, die nach ihrer Dichte und Krümmung weder von Elektronen noch von Protonen herrühren können. Die Spur eines Mesotrons mit $H\varrho = 1{,}4 \cdot 10^5$ ist wiedergegeben. Die Häufigkeit dieser langsamen Mesotronen in jenen Höhen ist bemerkenswert. Außerdem wurden einige viel stärker ionisierende Teilchen erfaßt, welche Protonen, α-Teilchen oder noch schwerere Kerne gewesen sein mögen. *Ehmert.*

A. Migdal and **J. Pomeranchuk.** Note on the ends of the mesotron tracks observed in an expansion chamber. Phys. Rev. (2) **57**, 934, 1940, Nr. 10. (Leningrad, Phys.-Techn. Inst.) Bei einigen Wilson-Kammeraufnahmen von Mesotronen, deren Bahnen in der Kammer enden, sind in keinem Falle Elektronenbahnen beobachtet worden, die vom Endpunkt der Mesotronenspur ausgehen. Solche Elektronenbahnen müßten aber bei der Vernichtung des Mesotrons entstehen. Verff. weisen nun darauf hin, daß das Mesotron, nachdem seine Energie nicht mehr zur Erzeugung einer Ionenspur ausreicht, noch weiterhin diffundiert und dabei durch Zusammenstöße mit Kernen auch noch Energie verliert. Die Diffusionsreichweite $(r^2)^{1/2}$ berechnen sie zu etwa 1 cm, und die Diffusionszeit zu 10^{-8} sec. *Jaeckel.*

I. Pomeranchuk. The maximum energy of the primary cosmic electrons on the surface of the earth due to the radiation in the earth's magnetic field. Journ. exp. theoret. Phys. (russ.) **9**, 915—919, 1939, Nr. 8. [Orig. russ.]

I. Pomeranchuk. On the maximum energy which the primary electrons of cosmic rays can have on the earth's surface due to radiation in the earth's magnetic field. Journ. of Phys. USSR. **2**, 65—69, 1940, Nr. 1. (Phys. Inst. State Univ. Leningrad.) Beim Durchlaufen des magnetischen Erdfeldes erleiden die Ultrastrahlungsteilchen einen Energieverlust durch Strahlung, der für Elektronen von Energien um 10^{16} e-V bedeutend wird. Die Energie des Elektrons E_g an der Erdoberfläche (ohne die Einflüsse der Atmosphäre) kann mit der Energie E_0 in sehr großer Entfernung durch die Gleichung $E_g = E_0 \cdot E_c/(E_0 + E_c)$ in Beziehung gesetzt werden, wobei $E_c \sim 10^{17}$ e-V von der geomagnetischen Breite und den Bahnparametern abhängt. Die maximale mögliche Energie der Primärelektronen in Erdnähe wird so durch das Erdfeld auf etwa 10^{17} e-V begrenzt. *Ehmert.*

Niel F. Beardsley. Correlation between cosmic-ray intensity and upper air pressures and temperatures. Phys. Rev. (2) **57**, 336—337, 1940, Nr. 4. (Chicago, Ill., Univ.) Die Ergebnisse meteorologischer Radiosondenaufstiege eines ganzen Jahres wurden benutzt, um die Korrelation zwischen der am Boden registrierten Ultrastrahlung und dem Luftdruck und der Temperatur in verschiedenen Höhen zu untersuchen, wobei 7-Tage-Mittel verwendet wurden. Der Temperaturkoeffizient beträgt vom Boden bis 10 km Höhe $-0{,}1$ %/° C, für die Stratosphärentemperaturen dagegen etwa $+0{,}1$ %/° C. Der Luftdruckkoeffizient beträgt bis 10 km etwa $-0{,}1$ %/mbar und steigt dann bis 16 km auf etwa $-0{,}2$ %/mbar an ($R = -0{,}9$). Alle drei Größen zeigen einen Jahresgang. Das Minimum des Luftdrucks in Höhen über 1000 m fällt mit dem Maximum der Ultrastrahlung zusammen. Auch das Minimum der Temperaturen in der Troposphäre fällt damit zusammen. *Ehmert.*

Y. Nishina, Y. Sekido, H. Simamura and **H. Arakawa.** Cosmic ray intensities and cyclones. Nature **145**, 703—704, 1940, Nr. 3679. (Tokyo, Inst. Chem. Phys. Res.; Central Meteorol. Obs.) Nach Registrierungen eines mit 10 cm Blei gepanzerten Steinke-Apparates in Tokyo wurde die Intensität zur Lage des

Meßortes bezüglich des Zentrums vorbeiziehender Zyklonen in Beziehung gesetzt. Es wird so eine mittlere Intensitätsverteilung um das Zyklonenzentrum erhalten. Die Abweichungen der Intensität vom Mittelwert betragen: hinter der Kaltluftfront (kältester Luftkörper) + 2 %, in der Warmluftzone — 2 %, und vor der Warmluftfront sogar — 2,5 %. Dies hängt damit zusammen, daß sich die Warmluft in diesem Bereich in größeren Höhen schon über die Kaltluft am Boden geschoben hat. *Ehmert.*

Jean Legrand. Nouvelles preuves du rôle de l'échauffement progressif de la mer dans l'affaissement apparent des côtes septentrionales de l'Europe. C. R. **210**, 540—542, 1940, Nr. 15. Verf. hat gefunden, daß die festgestellte allmähliche Hebung des Meeresniveaus an den Küsten der Ostsee, der Nordsee und auch des Atlantischen Ozeans seit der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts einer entsprechend verlaufenden allmählichen Erwärmung dieser Meere parallel geht. Auch die Lufttemperatur an Küstenorten zeigte eine allmähliche Zunahme. Als Beleg für diese Erscheinungen werden neue Beispiele von Beobachtungsreihen angeführt. *Steinhauser.*

Egil A. Hylleraas. Über die Schwingungen eines stabil geschichteten, durch Meridiane begrenzten Meeres. Astrophys. Norvegica **3**, 139—164, 1939, Nr. 6. (Oslo.) Es handelt sich um das Problem, bei Schwingungen auf der Erde den Einfluß verschiedener Faktoren zu analysieren, so der Dichteverteilung des Meeres, in erster Linie aber der Begrenzung des Meeres. In dem hier vorliegenden ersten Teil der Arbeit werden die hydrodynamischen Gleichungen für eine gleichmäßig stabile Wasserschicht auf der rotierenden Erde unter dem Einfluß der Gezeitenkräfte der Himmelskörper aufgestellt. Durch die stabile Schichtung wird die Wirkung der vertikalen Corioliskraft vollständig aufgehoben. Die Grenzbedingungen an einem flachen Meeresboden sowie an der Oberfläche können ohne weiteres befriedigt werden. Bis auf sehr kleine, vernachlässigbare Größen ergeben sich die Gleichungen der quasistatischen Gezeitentheorie. In einem zweiten Teil soll auf deren Lösung bei flachem Meeresboden und bei beliebiger Breite eines durch zwei Meridiane begrenzten Meeres näher eingegangen werden. Das Lösungsverfahren wird bereits im vorliegenden ersten Teil angedeutet. *Wurm.*

Echolot als Seegangsmesser. ZS. d. Ver. d. Ing. **84**, 626—627, 1940, Nr. 34. Auszug aus Dock and Harbour Authority, London, **20**, 33—35, 1940, Nr. 230. Die vom Echolot zur Messung der Meerestiefe benützten Ultraschallwellen werden auch von weniger dichten Trennflächen zurückgeworfen und können beispielsweise auch zur Feststellung von Fischschwärmen dienen. Läßt man nun diese Ultraschallwellen unter Wasser von einem auf dem Grund befindlichen Geber nach oben ausstrahlen, so werden sie in diesem Fall auch von der freien Wasseroberfläche wieder nach unten zurückgeworfen. Darauf beruht die Anwendung des Echolotes als Pegel zur Feststellung der Gezeitenbewegung sowie des Seeganges. Mit einer derartigen Vorrichtung wurden an der Küste von Dover erfolgreiche Versuche durchgeführt. *Leon.*

H. Noth. Über die Begriffsbildung in der Meteorologie im allgemeinen, den Begriff Steuerung im besonderen, und die Regulierung durch atmosphärische Druckgebilde. Meteorol. ZS. **57**, 99—106, 1940, Nr. 3. (Wien.) Nach einer Darlegung der Bedeutung einer richtigen Begriffsbildung für den Fortschritt einer Wissenschaft analysiert der Verf. die allgemeine Bedeutung des Begriffes „Steuerung" in dem Sinne, daß darunter die Erteilung einer Richtungsänderung der Bewegung durch eine relativ geringe und meist nur kurze Zeit wirkende Anwendung einer Kraft, die von der

in der Hauptrichtung bewegenden Kraft verschieden ist, zu verstehen ist. Dagegen wirkt das, was heute meteorologisch als „Steuerung" bezeichnet wird, dauernd mit beträchtlichen Kräften und beeinflußt nicht nur die Richtung der Bewegung, sondern auch die Geschwindigkeit. Es soll daher richtig davon gesprochen werden, daß der Isobarenverlauf in 5000 m Höhe oder das stratosphärische Hoch bzw. Tief die Wellen, Isallobaren oder Isobarengebilde u. dgl. „steuert und bewegt". Zur Erklärung der hierzu nötigen Energien aus der Höhe wird die Strömung als primärer Vorgang aufgefaßt, der das konstante Druckfeld der Höhe erhält und das stratosphärische Hoch zur Folge hat, dessen antizyklonale Zirkulation eine Hebung der Stratosphäre und damit eine Abkühlung bewirkt, womit Massenzufluß in der Höhe und Druckanstieg am Boden verbunden ist. Die Mittlerrolle zwischen oberer Troposphäre mit Stratosphäre und den Vorgängen in bodennahen Schichten wird an Zyklonen, besonders an tropischen, veranschaulicht. Die Einregulierung zu zyklonalen oder antizyklonalen Zirkulationen erfolgt durch nachstehende, in ursächlicher Wirkungsfolge stehende Erscheinung: Zusammentreffen verschieden gerichteter Ausgleichströmungen in Höhen von 4000 m und mehr → Verwirbelung durch Scherkraft → überwiegend durch Zentrifugalkraft Auspumpen aus mittleren Schichten aus dem Tief, Einpumpen in das Hoch → adiabatische Erwärmung oder Abkühlung der beteiligten höheren Schichten und entsprechende Druckwirkung am Boden. Daraus ergeben sich Anhaltspunkte für die Beurteilung der Entwicklung der Großwetterlage nach Beobachtungen der Höhenströmung. *Steinhauser.*

W. Bleeker. Beitrag zur Definition von Äquivalent- und Feuchttemperaturen. Meteorol. ZS. **57**, 111—115, 1940, Nr. 3. (De Bilt.) Verf. weist darauf hin, daß verschiedene Berechnungsarten der Äquivalenttemperatur nicht der Auffassung von Betzolds gerecht werden. Es muß von 1 Gramm trockener Luft und x Gramm Wasserdampf ausgegangen werden. Bei den im Gedankenexperiment stattfindenden Kondensationsprozessen sind die Fälle zu unterscheiden, daß bei konstantem Druck der trockenen Luft das kondensierte Wasser ausfällt — der Prozeß verläuft pseudo-isobarisch — oder das kondensierte Wasser in der trockenen Luft bleibt — der Prozeß verläuft isobarisch und umkehrbar —. Der pseudoisobarische Prozeß liefert die pseudoisobarische Äquivalenttemperatur $T''_{pi} = T + L\,x/c_p$ (L = Kondensationswärme). Entsprechend ist zu unterscheiden zwischen pseudoisobarischer Feuchttemperatur, wenn die zur Verdampfung benötigte Wassermenge von der jeweiligen Temperatur der Luft im Verlaufe des Prozesses zugeführt wird, und isobarischer Feuchttemperatur, wenn eine genügende Wassermenge von Anfang an vorhanden war und Wasser und Luft sich im selben Maße abkühlen. Die pseudoisobarische Feuchttemperatur ist gegeben durch $T'_{pi} = T - L\,(x'_{pi} - x)$, wo x'_{pi} das Mischungsverhältnis für gesättigte Luft von der Temperatur T'_{pi} bedeutet, weshalb T'_{pi} stark von der Temperatur abhängig ist. Es werden auch Formeln für die Berechnung der isobarischen Äquivalenttemperatur T''_i und der isobarischen Feuchttemperatur T'_i abgeleitet. In Tabellen werden Werte für $T''_{pi} - T''_i$ und $T'_i - T'_{pi}$ bei 1000 mb angegeben. Pseudoisobarische bzw. isobarische Temperaturen unterscheiden sich im allgemeinen von den pseudoadiabatischen bzw. adiabatischen Temperaturen. *Steinhauser.*

Kurt Wegener. Der Druck in der Meteorologie und das absolute Maßsystem. Meteorol. ZS. **57**, 157—159, 1940, Nr. 4. (Graz.) Verf. geht von der Unterscheidung zwischen freier Beschleunigung, die eine Änderung des Bewegungszustandes ausdrückt, und gebundener Beschleunigung, die sich auf einen ruhenden Körper bezieht, und einer gleichen Unterscheidung für Gradienten aus und zeigt, daß, wenn aus Luftdruckdifferenzen Änderungen des Beschleunigungs-

zustandes der Luft abgeleitet werden sollen, das absolute Maßsystem in der Meteorologie unzweckmäßig erscheinen kann. Die Vernachlässigung des beständig gebundenen Druckgefälles zwischen Pol und Äquator führt zu einem Fehler von $^5/_{1000}$ des Luftdruckes im absoluten Maßsystem oder von 0,4° C bei thermodynamischen Betrachtungen. Das mb entspricht nicht streng dem absoluten Maßsystem, da eine willkürlich gewählte konstante mittlere Schwere von 980,6 gal eingeführt wird. Während Hg-Barometer am Pol und am Äquator gleiche Druckwerte zeigen, müssen Aneroidbarometer auf dyn/cm² geeicht werden und bedürfen beim Übergang zu mm Hg einer Reduktion auf „Normalschwere". *Steinhauser.*

H. v. Ficker. Meteorologische Ergebnisse der Deutschen Grönlandexpedition Alfred Wegener. Meteorol. ZS. **57**, 185—191, 1940, Nr. 5. (Wien.) Ausführliches Referat über die jetzt in Bd. IV, 1. und 2. Teil, des Expeditionswerkes vorliegenden meteorologischen Ergebnisse aller während der Expedition unterhaltenen Stationen. Einzelheiten siehe im Referat über die Originalia. *H. Israël.*

A. K. Roy. General circulation of the atmosphere over India and its neighbourhood. Current Science **9**, 87, 1940, Nr. 2. Es wird die Arbeit von Ramanathan und Ramakrishnan (Memoirs of the India Meteorological Departement 1939, 26, Part 10) besprochen, die eine zusammenfassende Darstellung der Windverhältnisse in der höheren Atmosphäre über Indien und die angrenzenden Gebiete bringt. In großen Zügen wird der Inhalt angegeben und auf einige wichtigere Strömungserscheinungen wird etwas näher eingegangen. Danach enthält die Arbeit Tafeln mit Karten der monatlichen mittleren Stromlinien für 1 bis 4, 6 und 8 km Höhe und zugleich der Isothermen, außerdem Karten mit der Zugrichtung der Wolken und den Windrosen für einige ausgewählte Stationen. Im Text werden die Haupteigenschaften des Höhenwindes, die Temperaturverteilung von Monat zu Monat, ihre Zusammenhänge mit dem allgemeinen Wettercharakter in verschiedenen Jahreszeiten und Gegenden und einige der bedeutenden lokalen Wettererscheinungen behandelt, ferner die auffallenden Erscheinungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Einige regelmäßige Strömungen des Höhenwindsystems werden erwähnt. *Krestan.*

Joachim Küttner. Der Košava in Serbien. Aerologische Studie im Segelflugzeug über Bora und Föhn. Meteorol. ZS. **57**, 120—122, 1940, Nr. 3. (Hamburg.) Die Böigkeit des als Košava bekannten kalten Ost- oder Südostwindes erstreckt sich nur bis 700—1000 m Höhe. Im Tagesgang erreicht der Košava sein Maximum zwischen 5 und 10 Uhr. Als Begleiterscheinung werden häufig Lentikulariswolken beobachtet. In der Höhe von 700 bis 1000 m finden sich Inversionen, an denen die über das Kula-Gebirge herabstürzenden Luftmassen eine Föhnwelle auslösen, während sich in der Höhe eine Flutwelle entwickelt. Bei zunehmender Einstrahlung entwickelt sich Thermik, die Wellenbildung hört auf und der Boracharakter des Košava verschwindet. Verf. verweist auf die Analogien zu den Merkmalen des Föhnbildes, wie es aus deutschen Segelfluguntersuchungen bekannt geworden ist, und lehnt die Auffassung des Košava als Effekt einer Düsenwirkung des unteren Donaudurchbruchs ab. *Steinhauser.*

Hermann Flohn. Singularitäten des freien Föhns, ein Beitrag zur modernen Klimakunde. Meteorol. ZS. **57**, 134—140, 1940, Nr. 4. (Bad Elster, Bioklim. Forsch.-St.) Als Kriterium für den freien Föhn (Absinken in stationären Hochdruckgebieten oder präfrontales Absinken) wird das Absinken der relativen Feuchtigkeit unter 60 % genommen. Durch fortlaufende 3-Tagesmittel wird die Häufigkeit des freien Föhns im Jahresverlauf auf Grund der Beobach-

tungen von 1901 bis 1936 für Brocken und Schneekoppe dargestellt. Der singuläre Gang der Häufigkeit freien Föhns weist ein gegenläufiges Verhalten zum singulären Gang der Niederschlagshäufigkeit und einen prallelen Gang zur Häufigkeit von Hochdrucklagen und von heiteren Tagen auf. Häufungsstellen des freien Föhns sind: 21. Januar, 10. Februar, 18. März, 23. Mai, 17. Juni, 2. September, 26. November und 21. Dezember. Tage geringster Häufigkeit des freien Föhns sind: 6. Januar, 17. Februar, 7. März, 26. Juni, 15. September und 30. Dezember. Auf den Zusammenhang der Singularitäten verschiedener meteorologischer Erscheinungen wird auf Grund zahlreicher Untersuchungen hingewiesen. Durch einen Vergleich der Stationen Zugspitze, wo nur freier Föhn auftritt, und Hohenpeißenberg, wo freier Föhn und Gebirgsföhn auftreten, werden die singularen Gänge beider Föhnarten voneinander getrennt. Häufig liegen die Häufungsstellen des Gebirgsföhns einige Tage nach denen des freien Föhns. *Steinhauser.*

Heinz Reuter. Beitrag zur Kenntnis der Windströmungen im Lee von Berghängen. Meteorol. ZS. **57**, 153—156, 1940, Nr. 4. (Wels.) Der Untersuchung liegen täglich zweimalige Höhenwindmessungen über Wels aus der Zeit vom 19. September bis 15. Oktober 1938 zugrunde. In 2000 m Höhe erfolgte nach anfänglichem Ostwind zwischen 23. und 27. September ein Übergang über Süd zur Westströmung, die dann beibehalten wurde. In 500 m Höhe dagegen setzten in dem anfangs vorherrschenden Ostwind gleichzeitig mit der Drehung im Oberwind beträchtliche Richtungsschwankungen ein, die bis zum 7. Oktober Größen von 180° erreichten; hernach wurde auch in der Unterströmung die Westrichtung beibehalten. Die Windstärke war bis zum 3. Oktober gleich geblieben, stieg aber dann im Oberwind stark an und machte dort Schwankungen in dem Sinne, daß jeweils eine Abnahme der Windstärke der Oberströmung mit einem Richtungswechsel des Unterwindes auf Ost zusammenfiel. Der Beobachtungsort liegt bei Westströmung im Lee des 800 m hohen Bergzuges des Hausrucks. Die beobachteten Richtungsschwankungen des Unterwindes werden als stabile Schwingungen des Kaltluftsees im Becken des Alpenvorlandes erklärt, die durch im Lee des Hausrucks absteigende Strömungen angeregt werden. An diesen Schwingungen hat auch der Oberwind teil, wie sich aus seinen Geschwindigkeitsschwankungen ergibt, die derart sind, daß die Relativgeschwindigkeit der Oberströmung zur unteren Strömung immer konstant 45 km/h betrug. *Steinhauser.*

José Carlos Millás. Un criterio para el pronóstico de la actividad ciclónoca en la porcion occidental de Cuba. Bol. Obs. Nac. La Habana (3) **3**, 3—10, 1938, Nr. 1.

Notas históricas sobre el huracán del 4 y 5 de Octubre de 1844. Bol. Obs. Nac. La Habana (3) **3**, 11—28, 1938, Nr. 1.

Consideraciones sobre el resultado de las observaciones aerologicas efectuadas en los meses de enero, febrero, marzo y abril de 1938. Bol. Obs. Nac. La Habana (3) **3**, 37—40, 1938, Nr. 1. *Dede.*

Leonhard Foitzik. Die Untersuchung eines Kaltlufteinbruches durch Serien-Drachenaufstiege. Meteorol. ZS. **57**, 115—119, 1940, Nr. 3. (Aeronaut. Obs. Lindenberg.) Das Beobachtungsmaterial lieferten 22 Drachenaufstiege in Abständen von 3 bis 4 Stunden vom 15. bis 18. Juni 1938, deren An- und Abstiegsregistrierungen verwertet wurden. Der Kälteeinbruch ist am Boden nur schwach zu bemerken, brachte aber in der Höhe der 500 bis 600 mb Schicht eine Abkühlung um 10°. In einem Zeit-Druck-Schema ist der zeitliche Verlauf der Bewölkung, der Inversionen und der Verteilung der spezifischen Feuchtigkeit in der Vertikalen dargestellt. Die Entwicklung der Wolkendecken wird im Zusammen-

hang mit den Inversionen eingehend besprochen. Eine Inversion lag fast immer nur auf der obersten Wolkenschicht, nicht aber auf darunter liegenden Wolkenschichten auf. Die Temperaturzunahme, innerhalb dieser Inversion erreichte die höchsten Werte immer in den frühen Morgenstunden, die Minima aber in den Nachmittagsstunden. Es traten noch eine Anzahl anderer Inversionen auf, die weder untereinander noch mit Wolkendecken in Zusammenhang standen und auch nur von beschränkter Lebensdauer waren. Einige bei Abstiegen in Erscheinung getretene kleinere Inversionen unter einer Wolkendecke werden als Fehlanzeige durch das in der nässenden Wolke feucht gewordene Bimetall gedeutet. Da im Beobachtungszeitabschnitt ziemlich gleichmäßige Strahlungsverhältnisse herrschten, kann das im zeitlichen Nacheinander gefundene Bild auf das räumliche Nebeneinander übertragen werden. Vergleiche mit entsprechenden Aufstiegen an anderen Orten zeigen, daß diese Übertragung im Abschnitt von Hamburg bis Breslau berechtigt ist, daß aber auf dem Wege bis Budapest bereits eine Austrocknung im unteren Bereich erfolgt ist. Es wird festgestellt, daß sich keine Anzeichen für das Vorhandensein einer Auf- oder Abgleitfläche finden ließen. *Steinhauser.*

M. W. Chiplonkar. The distribution of temperature in the lower stratosphere. Proc. Indian Acad. (A) **11**, 39—52, 1940, Nr. 1. Auf Grund aller verfügbaren Registrierballonaufstiege über 25 km Höhe wird die Temperaturverteilung mit der Höhe in der unteren Stratosphäre von Poona bis Franz-Josefs-Land abgeleitet. Über Indien zeigt sich oberhalb 18 km Höhe eine verhältnismäßig starke Temperaturzunahme, die mit 4 bis 5° C/km am größten in ungefähr 21 km Höhe ist und darüber auf 2° C/km in 25 km Höhe zurückgeht. Auch in den Vereinigten Staaten von Amerika nimmt die Temperatur oberhalb 18 km mit der Höhe zu und zwar in 32° N rascher als in 41° N, im allgemeinen aber langsamer als über Indien. Über England und Deutschland ist die Temperaturzunahme mit der Höhe unmittelbar oberhalb der Tropopause (12 km) am größten (bis 2° C/km), von 13 bis 18 km Höhe fast vernachlässigbar klein und steigt erst von 18 bis 25 km Höhe wieder bis auf ungefähr 1° C/km an. Nach Aufstiegen in Belgien erscheint dort die Inversion in der unteren Stratosphäre jeweils im Frühling und verschwindet im Winter wieder. Über Abisko und Franz-Josefs-Land ist die Temperatur der unteren Stratosphäre im Winter beträchtlich niedriger und im Sommer höher als über Deutschland. Im Winter nimmt dort die Temperatur auch in der unteren Stratosphäre von der Tropopause bis 20 km Höhe mit der Höhe schwach ab (ungefähr 0,5° C/km), im Sommer steigt sie aber um durchschnittlich 1° C/km mit der Höhe an. Es wird auf die Existenz zweier Schichten hingewiesen, in denen eine Änderung der Temperaturverteilung mit der Höhe eintritt: 1. die Höhe, in der die konvektive Durchmischung von unten her aufhört und das dem Wasserdampfgehalt entsprechende Strahlungsgleichgewicht beginnt, und 2. die Höhe, in der die Strahlungsabsorption durch Ozon beginnt. Während in den Tropen beide Schichten zusammenfallen, ist in höheren Breiten die erste Schicht tiefer, die Ozonschicht aber in gleicher Höhe wie in den Tropen anzunehmen. *Steinhauser.*

B. Hans-Christian Brunner. Küsteneinfluß auf Temperatur und Feuchte bodennaher Luftschichten. Gerlands Beitr. **56**, 113—154, 1940, Nr. 2. (Danzig-Oliva.) Verf. entwickelt eine Gleichung des vollständigen Wärmehaushaltes des Erdbodens bei Tag, die nur meßbare Größen oder bekannte physikalische Konstante enthält, und gibt eine Methode zur Berechnung der Advektionsglieder, der Wasserbedeckungszahl des Erdbodens und damit auch der Wirkung der Verdunstungsgröße. Nach Messungen an zwei landeinwärts hintereinander gelegenen Stationen auf Sylt ergab sich damit eine gute Übereinstimmung zwischen Wärmeeinnahme und Wärmeausgabe. Mit der vollständigen Wärmebilanz-

gleichung kann auch die aus Laboratoriumsuntersuchungen gefundene Wärmeübergangszahl bei jeder Wetterlage für die unendliche Ebene bestimmt und in Abhängigkeit von der Bodenbeschaffenheit nachgeprüft werden. In einem West-Ost-Schnitt vom Meer über Sylt bis Schleswig zeigt sich in einer Zunahme der Tagesschwankung der Temperatur der Übergang von Maritimität zu Kontinentalität. Die Mittelwerte der Temperaturtagesschwankung sind von der vorherrschenden Windrichtung in dem Sinne stark abhängig, daß sie bei Landwind (Ostwetterlagen) bedeutend größer sind als bei Seewind (Westwetterlagen). Die Größe der Differenz zwischen diesen beiden Wetterlagen gibt ein Maß für die klimatische Abhängigkeit der einzelnen Stationen von der Windrichtung. Der klimatische Einfluß der Insel und des Wattes wird besprochen. Bei Ostwind ist über dem Festland und über der Insel die Temperatur höher, über dem Watt aber niedriger. Bei Westwind findet sich die Temperaturerhöhung nur an der Küste der Insel, wo sich eine Turbulenzzone ausbilden soll, die von der über das Meer kommenden kühlen Strömung überweht wird. Die relative Feuchte ist bei Ostwind geringer als bei Westwind; sie nimmt landeinwärts ab, während der Dampfdruck etwas zunimmt. Über dem warmen Watt steigt der Dampfdruck bei Ostwetterlagen relativ hoch. Für einzelne Stationspaare wird der Einfluß der Windrichtung auf die Differenzen ihrer Höchsttemperaturen, ihrer Mittagstemperaturen und ihrer Dampfdruckwerte untersucht. Im Jahresgang ergibt sich, daß im Herbst der Unterschied zwischen Kontinentalität und Maritimität nahezu verschwindend ist. *Steinhauser.*

Wilh. Meinardus. Die interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur und verwandte Erscheinungen auf der südlichen Halbkugel. Meteorol. ZS. **57**, 165—176, 219—233, 1940, Nr. 5 u. 6. (Bonn a. Rh.) Hinsichtlich des Jahresmittels und der jährlichen Periode der interdiurnen Veränderlichkeit der Temperatur, der unperiodischen Tagesschwankung der Temperatur und des meridionalen Temperaturgradienten kann man eine Gliederung der südlichen Halbkugel in drei Zonen deutlich feststellen: 1. eine tropische Zone, die vom Äquator bis 30 bzw. 35° S reicht, 2. eine subtropisch-gemäßigte Zone, die sich an die tropische anschließt, 3. eine antarktische Zone südlich des 55. bzw. 60. südlichen Breitenkreises. In innerer Beziehung zu diesen Größen steht weiter die jährliche Temperaturamplitude, die an den Grenzen dieser Zonen ihre Höchst- und Tiefstwerte hat. Das Verhalten dieser meteorologischen Elemente läßt erkennen, daß die südliche Halbkugel einen planetarischen Charakter besitzt, der auch in der Luftdruck- und Windverteilung zum Ausdruck kommt. *Krestan.*

A. Schmauß. Singularitäten, Spiegelungspunkte und Wellen. Meteorol. ZS. **57**, 89—99, 140—149, 1940, Nr. 3 u. 4. (München.) Der Untersuchung liegt der jährliche Gang des Druckgradienten St. Mathieu-Lerwick zugrunde, der für die Struktur des jährlichen Witterungsgeschehens in Mitteleuropa repräsentativ ist. Die aus den einzelnen Jahresgängen entnommenen Daten des Einsatzes und des Endes der Sommermonsunlage zeigen, daß diese in je drei Gruppen gehäuft auftreten, deren mittlere Daten je 8 Tage voneinander abstehen, woraus auf das Vorherrschen eines entsprechenden Rhythmus geschlossen wird, der der Potenz bestimmter Vorgänge zu bestimmten Zeiten zugrunde liegt. In einzelnen Jahren können verschiedene Extreme dieses Rhythmus überwiegen. Demnach sind nicht die singulären Punkte, sondern die Werte des Gradienten an ihnen vom Zufall (wettermäßig) abhängig. Auch in der Häufigkeitsverteilung der Dauer der Sommermonsunlage (im Mittel 120 Tage) zeigen sich Gruppierungen, die Häufigkeitsmaxima in Abständen von 8 bzw. 16 Tagen erkennen lassen. Es ließen sich Beziehungen der Wetterwendepunkte (Singularitäten) untereinander nachweisen, die ebenfalls auf das Vorhandensein von Wellen hinweisen. In den nachgewiesenen Beziehungen aufeinanderfolgender Singularitäten im Sommerhalbjahr, zeigt sich

eine deutliche Spiegelung um den 21. Juni. In ähnlicher Weise tritt eine Spiegelung auch am 21. Dezember auf. Auch aus Einzelbeobachtungen konnte das Vorhandensein von Wellen nachgewiesen werden. Verf. kann zeigen, daß nicht nur die Singularitäten sondern auch manche Spiegelungspunkte eine kalendermäßige Bindung haben. Es wurden besonders die Stichtage 21. März, 21. Juni, 21. September und 21. Dezember untersucht. Die zwischen diesen bestehende Bindung wird auf Grund nachgewiesener jahreszeitlich verankerter Wellen erklärt. Die Untersuchung gefilterter Mittel, die für 5- bis 11tägige Wellenanteile angelegt wurden, führte zu gesetzmäßigen Punktbeziehungen. Es wurden Wellenübergänge festgestellt, die entweder einer stetigen Änderung der Druckwellen oder einer Neuanlage von Wellen zu bestimmten Jahreszeiten entsprechen. In den untersuchten Fernbindungen ergaben sich Sprünge, die auf Luftmassenwirkungen hindeuten und mit der Steuerung von Luftmassen durch Wellen in Verbindung gebracht werden können. *Steinhauser.*

F. Löhle. Dunstschichtung und hohe Druckwellen. Meteorol. ZS. **57**, 129—134, 1940, Nr. 4. Die Änderungen der Dunstschichtung über der Konvektionsobergrenze stellen einen empfindlichen Indikator für beginnende wetterwirksame Vertikalbewegungen dar. Sie stehen im Zusammenhang mit dem Druckfall in der Höhe. Ein beschleunigter Zerfall der Dunstschichtung deutet auf eine Umgestaltung der Großwetterlage hin; ein träger Zerfall läßt schließen, daß eine Änderung des herrschenden Witterungscharakters noch nicht unmittelbar bevorsteht. Bei einer Phasendifferenz von $-\lambda/4$ zwischen der hohen und der niedrigen Druckwelle, die die Zyklogenese begünstigt, wird ein ruckartiger Zerfall der Dunstschichtung beobachtet. Die höheren Schichten wandern schneller als die unteren und die dabei aus dem unteren Tief emporgerissenen Luftmassen stören die Antizyklogenese und damit auch die Dunstschichtung im benachbarten Hoch. Die träge Auflösung der Dunstschichtung, die mit alternden Zyklonen im Zusammenhang steht und parallel dem Abbau des Hochs verläuft, liefert keine prognostisch neuen Gesichtspunkte. Verf. erklärt die unterschiedlichen Zustände der Dunstschichtung aus den verschiedenen Stadien der Wechselwirkung zwischen hohen und niedrigen Druckwellen. Die verschiedenartige Auflösung der Dunstschichtung und ihre prognostische Bedeutung wird an den Beispielen der Schönwetterlage zu Anfang März 1939 und der Auflösung der Schönwetterdunstschichtung Anfang Juni 1938 besprochen und erklärt. *Steinhauser.*

Johannes Boddin. Die 7,2tägige Luftdruckwelle im Sommer 1922. Veröff. Geophys Inst. Leipzig (2) **11**, 201—260, 1938, Nr. 4. Die harmonische Analyse der bereits in der Wetterkartenfolge ersichtlichen, in der Luftdruckverteilung vom 1. Mai bis 11. Juli 1922 vorherrschenden 7,2 tägigen Welle ergab, daß diese Welle nur in der ersten Hälfte dieser Periode ungestört voll entwickelt war. Aus der Amplitudenkarte, die ein Zentrum maximaler Werte ($>4{,}5$ mm) über England und ein zweites Maximum in Nordosteuropa, im Mittelmeer aber ein Minimum ($<0{,}5$ mm) zeigt, und aus der zugehörigen Phasenkarte mit einer Amphidromie über Spanien und einer geschlossenen Isophasenlinie über Nordosteuropa wird das Bestehen zweier Schwingungssysteme ersichtlich, die durch eine von Island über Dänemark, Schlesien nach Südosteuropa laufende Konvergenzlinie voneinander getrennt waren. Die Wellen wanderten einerseits aus SW um die Amphidromie über Spanien im Uhrzeigersinn und andererseits aus NE-Europa gegen die Konvergenzlinie und dort zum Teil nach NW und zum Teil nach SE. Die aus SW gekommene Welle hängt mit Vorstößen des Azorenhochs zusammen, während die aus NE gekommene Welle von Resten der winterlichen Antizyklone über Rußland herrührt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit war im Bereich der mitteleuropäischen Konvergenzlinie am größten. In West- und Mitteleuropa wurde die

7,2 tägige Welle als allein luftdruckbestimmend nachgewiesen, während im Gebiet der nördlichen Zyklonenbahnen andere Faktoren, darunter eine 3- bis 4 tägige Welle, mitbestimmend waren. Die Bahnen der Steig- und Fallgebiete entsprechen einer antizyklonalen Steuerung durch das vorgeschobene Azorenhoch. Mit der 7,2 tägigen Welle stehen auch die Schwankungen der Windrichtungen in Berlin und die im Gang der äquivalentpotentiellen Temperatur über Lindenberg zum Ausdruck kommenden Luftmassenwechsel in Einklang. Im Verlauf der äquivalentpotentiellen Temperatur zeigt sich auch eine überlagerte 24 tägige Welle. Am Boden scheint die 7,2 tägige Welle um 7 bis 8 Stunden gegenüber der Welle in 1500 m vorauszueilen. Eine Möglichkeit einer theoretischen Erklärung der Welle wird an eine von Exner ausgeführte mathematische Ableitung einer maritim-kontinentalen Schwingung mit einer Wellenlänge von 7,4 Tagen geknüpft. *Steinhauser.*

Kurt Seifert. Über kontinentalen und ozeanischen Luftdruckgang. Dissert. T. H. Dresden, 1939, 21 S. Die Fickersche Klassifikation des jährlichen Luftdruckganges in einen kontinentalen und einen ozeanischen Typ wird an 540 gleichmäßig über die ganze Erde verteilten Stationen auf ihre Verteilung über die Erde untersucht. Zusammen mit einem von Alt eingeführten ergänzenden Untersuchungsverfahren (Schwerpunktslage der als Massen gedachten Monatsmittel des Druckes) werden neben den Fickerschen Haupttypen zwei Nebentypen („vorwiegend kontinental" bzw. „vorwiegend ozeanisch") eingeführt. Im großen ganzen stimmt die Verteilung dieser Typen mit der von Land und Meer überein. Der rein kontinentale Luftdruckgang ist als Folge des Temperaturganges als der primäre anzusehen, wie auch ein Vergleich zwischen den Gängen beider Elemente und ihrer Verteilung zeigt. Zwischen barischer und thermischer Kontinentalität besteht weitgehende Übereinstimmung. *H. Israël.*

Carl A. Pfeiffer. Über Feinregistrierungen des Luftdruckes. Meteorol. ZS. **57**, 177—185, 1940, Nr. 5. (Falkenstein im Taunus.) Untersuchungen der Feinstruktur des Luftdrucks mittels eines neuen Mikrobarographentyps: Die Bewegungen eines Vidi-Dosensatzes wirken exzentrisch auf einen kleinen drehbaren Spiegel, dessen Drehung photographisch aufgezeichnet wird. Die Vergrößerung läßt sich zwischen 1 : 10 und 1 : 50 variieren. — Mit einer Vergrößerung 1 : 20 wurden an fünf Stellen in Frankfurt a. M. und Umgebung gleichzeitige Registrierungen durchgeführt. Die Ergebnisse lassen sich in fünf Typen klassifizieren, die sich verschiedenen Wetter- bzw. Wetterveränderungstypen zuordnen lassen. *H. Israël.*

Otto Meißner. Bemerkungen zu Herrn W. Näglers „Statistik der Temperaturverhältnisse von Leipzig". Meteorol. ZS. **57**, 193—195, 1940, Nr. 5. (Potsdam.) Ergänzende statistische Bemerkungen zu der angeführten Arbeit. *H. Israël.*

R. Spitaler. Beziehungen zwischen Temperatur und Niederschlag in der Eiszeit. Meteorol. ZS. **57**, 236—238, 1940, Nr. 6. (Reichenberg.) Der im Zeitraum 1919 bis 1920 in den Alpen beobachtete vorübergehende Gletschervorstoß ließ sich mit einer Erniedrigung der Sommer- und Erhöhung der Wintertemperatur (verstärkte Winterniederschläge und verringerte sommerliche Ablation) erklären. Der gleiche Effekt läßt sich zur Deutung der eiszeitlichen Änderungen heranziehen, wie ein Vergleich zwischen den Bestrahlungsänderungen und den Eiszeitrhythmen im einzelnen zeigt. Ein Vergleich zwischen den alpinen Beobachtungen und dieser Eiszeitbetrachtung liefert — wenigstens angenähert — den Umrechnungsfaktor Bestrahlungsdifferenz in Temperaturerniedrigung: Ein $\Delta S = 0{,}0001$ entspricht demnach einer Temperaturänderung von $\Delta t = 0{,}033^0$.
H. Israël.

Estado general del tiempo en La Habana en el primer cuatrimestre de 1938. Bol. Obs. Nac. La Habana (3) **3**, 58—59, 1938, Nr. 1. *Dede.*

Joachim Blüthgen. Sommerwettertypen in Lappland. Ann. d. Hydrogr. **68**, 94—100, 1940, Nr. 3. Nach Beobachtungen auf zahlreichen Reisen werden die Auswirkungen folgender durch bestimmte Luftmassen charakterisierter Witterungstypen in Lappland geschildert: kalte Nordwestluft, kontinentale Südströmung, milde Meeresluft, Zufluß von Eismeerluft, Gewitter, Insolationswitterung, Eismeernebel. *Steinhauser.*

The severe Winter of 1939—40. Nature **145**, 376—377, 1940, Nr. 3671. Der Winter 1939/40 war der strengste Winter in Großbritannien seit 1895. Als tiefste Temperaturen wurden in Südostengland —6° F und im Nordwesten —10° F gemessen (17. bis 21. Januar). Vom 27. bis 28. Januar traten bei feinem Regen unter 0° C außerordentlich starke Eisbildungen an Bäumen, Gewächsen und Drähten auf, die sehr großen Schaden anrichteten. Die strengen Winter folgen weder einer Sonnenfleckenperiode noch der Brückner-Periode. Im allgemeinen werden Perioden als unbrauchbar für die Vorhersage strenger Winter erklärt. Nach England kam die Kälte in Wellen von 10 bis 15 Tagen. In diesen Zeitintervallen wechselten kalte Ost- und Nordostwinde mit milden Südwestwinden ab. *Steinhauser.*

Hellmut Berg. Die Kontinentalität Europas und ihre Änderung 1928/37 gegen 1888/97. Ann. d Hydrogr. **68**, 124—132, 1940, Nr. 4. (Köln.) Zahlenmaße für die Kontinentalität eines Klimas werden im allgemeinen gewonnen aus der jährlichen Temperaturamplitude (Zenker, Schrepfer, Gorczynsky, Bohnstedt), aus dieser und den Strahlungsintensitäten (Spittaler) bzw. der Häufigkeit kontinentaler und maritimer Luftkörper (Dines). Letztere Definition hat den Vorzug, den Jahresgang der Kontinentalität erkennen zu lassen. Verf. untersucht auf diesem Wege die Kontinentalität Europas für den Zeitraum 1928/37 und ihre Änderung gegen 1888/97 mit dem Ergebnis, daß das Klima von fast ganz Skandinavien, England, Frankreich und Finnland maritimer, das des übrigen Europas kontinentaler geworden ist. Die jahreszeitlichen Verschiebungen werden diskutiert. Im großen und ganzen entsprechen diese Feststellungen den Ergebnissen von Wagner und Scherhag betr. Zunahme der allgemeinen Zirkulation, deuten aber darauf hin, daß nicht allein eine Verstärkung des atlantischen Aktionszentrums maßgebend sein kann, daß vielmehr auch eine Änderung und Verschiebung des asiatischen Aktionszentrums wahrscheinlich ist. *H. Israël.*

F. W. Braestrup. Kritische Bemerkungen über Sonnenflecken und Klima. Ann. d. Hydrogr. **68**, 179—180, 1940, Nr. 5. (Kopenhagen, Zool. Museum.) Verf. weist darauf hin, daß zoologische Untersuchungen über den Häufigkeitswechsel arktischer Hasen und Hühnervögel und des Luchses zu einer Periode von etwa 9,7 Jahren führen, die fast genau mit der Eisstärkeperiode in der Davisstraße (9,56 Jahre nach dem Zeitraum 1833 bis 1919) übereinstimmt, und vertritt die Meinung, daß angesichts dieser Tatsachen eine „Revision der angeblichen Wiederspiegelung der Fleckenperiode in den meteorologischen Vorgängen erwünscht ist." Möglicherweise könnten sich alle mit der elfjährigen Sonnenfleckenperiode identifizierten Klimaperioden tatsächlich auf eine etwas kürzere Periode beziehen, die mit den Flecken nichts zu tun hat. *H. Israël.*

Ferd. Travniček. Ursache und Wesen der 20- bis 40jährigen sogenannten säkularen Wind- und Klimaänderungen. Naturwissensch. **28**, 380, 1940, Nr. 24. (Graz.) Verf. unterscheidet einen bis etwa 50 m Höhe reichenden „säkularaktiven" und den gesamten darüberliegenden „säkularpassiven" Luftraum, der „von jenem nur getragen und mitgeführt, aber innerlich nicht weiter beeinflußt ist". Die Säkularänderungen verlaufen in beiden Räumen

invers; zwischen beiden liegt eine „säkularneutrale" Schicht. Das Fehlen der unteren aktiven Schicht über den Meeren läßt zusammen mit anderem vermuten, daß „als tiefere Ursache der säkularen Schwankungen nur ein Vorgang in Betracht kommt, bei dem die feste Erdoberfläche eine führende Rolle spielt. *H. Israël.*

Fritz von Kerner. Wie würde sich bei einer Änderung der Sonnenstrahlung das zonale Wärmegefälle ändern? Meteorol. ZS. **57**, 234—236, 1940, Nr. 6. (Wien.) Verf. wendet sich gegen die Erklärungsversuche der eiszeitlichen und tertiären Temperaturverhältnisse durch die Annahme von Änderungen der Sonnenstrahlungsenergie. Abgesehen davon, daß über die zonalen Wärmegefälleänderungen in Verfolg einer solchen Annahme keine Klarheit herrscht, zeigt die heutige Tropenflora keine prinzipiellen Unterschiede zur tertiären, wie sie bei einer damals heißeren Sonne zu erwarten wären. Weder zur Erzielung des fossilen Tropenklimas in unseren Breiten noch zu der der eiszeitlichen Verhältnisse sind Sonnenstrahlungsänderungen prinzipiell notwendige Voraussetzung. *H. Israël.*

William M. Preston. The origin of radio fade-outs and the absorption coefficient of gases for light of wave-length 1215.7 A. Phys. Rev. (2) **57**, 887—894, 1940, Nr. 10. (Cambridge, Mass., Harvard Univ., Res. Lab. Phys.) Es wurde die Annahme gemacht, daß die Ionisation im *D*-Gebiet, durch die die *S*chwunderscheinungen der Radiowellen verursacht werden, von der Einstrahlung des ersten Gliedes der Lyman-Serie des Wasserstoffs bei 1215,7 Å herrührt, die bei Eruptionen der Sonne emittiert wird. Zur Prüfung dieser Frage wurden die Absorptionskoeffizienten der Luftbestandteile für diese Linie, die bisher nur ungenau bekannt waren, gemessen. Die Ergebnisse sind für Sauerstoff 0,28, für Stickstoff unter 0,005, für Kohlendioxyd 2,01, für Wasserdampf 390, alles unter Normalbedingungen. Der Verf. kommt zu dem Schluß, daß die Linie zwar tief genug in die Atmosphäre eindringen kann, daß aber die Ionisation der *D*-Schicht wahrscheinlich nicht durch sie hervorgerufen wird. Als ionisierende Strahlung werden höhere Glieder der Lyman-Serie oder Röntgenstrahlen von etwa 2 Å Wellenlänge in Betracht gezogen. *Ritschl.*

E. R. Gunther. Unusual ice formation in Wiltshire. Nature **145**, 428, 1940, Nr. 3672. (Brit. Museum, London.) Nach sehr kaltem Wetter war am 27. Januar 1940 schwerer Regen gefallen. Am 28. Januar setzte Nieselregen ein, der außerordentlich starken Eisbelag an Bäumen, Gräsern, Drähten und dergleichen in einem Ausmaß bewirkte, wie bisher noch nie beobachtet worden ist. Diese Vereisung dauerte auch noch am 29. Januar an. *Steinhauser.*

C. Seshachar and V. Doraiswami Iyer. Sunspots and Mysore rainfall. Current Science 8, 466—468, 1939, Nr. 10. (Obs. Bangalore.) Nach den Beobachtungsergebnissen an neun Stationen von 1893 bis 1935 ergibt sich für dreijährige Mittelwerte ein Korrelationskoeffizient von $-0{,}50 \pm 0{,}08$ für die Beziehung zwischen Monsunregen im Malnad-Gebiet und der Zahl der Sonnenflecken. Eine Tabelle zeigt, daß den Sonnenfleckenmaxima durchwegs unternormale Monsunregen und den Sonnenfleckenminima übernormale Monsunregen entsprachen. Auffallenderweise konnte diese Beziehung zwischen Monsunregen und Sonnenflecken aber im Maidan-Gebiet nicht bestätigt werden. Auch die Beziehung zwischen Sonnenfleckenzahlen und Jahresniederschlagsmengen im ganzen Mysore-Gebiet ist nur sehr schwach ausgeprägt. *Steinhauser.*

F. Roßmann. Über die Bildung und Auflösung des Hagels. Ann. d. Hydrog. **68**, 89—93, 1940, Nr. 3. (Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen.) Verf. verteidigt seine Ansicht, daß die Hagelbildung durch mehrfache Wiederholung von Absinken und Wiederaufsteigen über die 0°-Grenze zustande kommt, wobei das Wachstum der Hagelkörner vorwiegend oberhalb der 0°-Grenze erfolgt, während

die Wasseranlagerung unterhalb der 0°-Grenze eher zur Auflösung des Hagelkorns beiträgt. Durch die Abkühlung durch die fallenden Hagelkörner wird die 0°-Grenze gesenkt. Nur wenn die 0°-Grenze genügend tief abgesunken ist, was meist nur im Kerngebiet des Gewitters erfolgt, kann der gebildete Hagel den Boden erreichen. Darin wird auch die Begründung für die Begrenzung der Hagelfälle auf enge Gebietsstreifen gesehen. Beim Fallen des Hagelkorns im ungesättigten Luftraum werden durch die Verdunstungskälte günstige Bedingungen für die Erhaltung des Hagelkorns geschaffen. Daher kommt es auch, daß gelegentlich das Fallen von außerordentlich großen Hagelkörnern, die offenbar aus der Hagelwolke seitwärts herausgeschleudert worden sind, gerade im Raum außerhalb der eigentlichen Gewitterwolken beobachtet wurden, wofür Beispiele angeführt werden. In Analogie zur Hagelbildung und Auslösung wird darauf hingewiesen, daß auch bei Flugzeugvereisung beim Weiterflug in Wolkenschichten über 0° der Eisansatz nicht mehr weiterwächst, sondern eher abnimmt, daß dagegen aber der Eisansatz oft bis zur Landung erhalten bleibt, wenn der Weiterflug in ungesättigter Luft außerhalb der Wolken erfolgt. Die Erklärung der Hagelkorngröße nach der Trabert-Wegener-Formel macht die Annahme einer Verlängerung des Fallweges durch wiederholtes Emporführen des Hagelkornes notwendig. *Steinhauser.*

H. Falke. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 143. Chile. Wetterbeobachtungen auf einer Exkursion im Gebiet des Vulkans Osorno in Südchile (41° S, 72½° W). Beobachtungstage: 15. bis 17. März 1936. Ann. d. Hydrogr. **68**, 102—104, 1940, Nr. 3. Es wird der Einbruch eines außerordentlich ergiebigen fünfstündigen Starkregens nach dreiwöchigem ununterbrochen wolkenlosem heißen Sommerwetter geschildert. Am nächsten Tag herrschte bei aufgebrochener Wolkendecke kaltes und sehr feuchtes Wetter, in der nachfolgenden Nacht brach erneut starkes Regenwetter ein, wobei auf dem Osorno bis zu einer Höhe von 1400 m herab Schnee fiel. *Steinhauser.*

Hellmut Berg. Wetterskizzen. Nr. 57: Zur Struktur der Aufgleit- und Regenwolken. Ann. d. Hydrogr. **68**, 101—102, 1940, Nr. 3. (Köln.) Verf. beschreibt die Wolkenbeobachtungen bei einem Flug vom Warmsektor in das Aufgleitgebiet hinein. Im ersten Teil des Fluges lag eine Sc-Schicht ungefähr in 2500 m Höhe, hierzu kamen beim Weiterflug vereinzelte Sc in 1200 bis 1300 m und eine Sc-Schicht in 2100 bis 2200 m, ferner eine As-Schicht in 2500 bis 2700 m, darüber bis 3000 m einige As-Bänke und oberhalb 4000 m einheitliche As, offenbar Kristallwolken, die nicht mit den unteren Wolken zusammenhingen. Beim Durchfliegen dieser Wolken oberhalb der 0°-Grenze in 2000 bis 2800 m trat Vereisung ein. Bei Annäherung an das Regengebiet tauchte in 800 bis 1200 m eine $^9/_{10}$-Sc-Schicht auf, die bei absinkender Untergrenze des As mit diesem zusammenwuchs. Im Regengebiet selbst trat keine Vereisung auf; dort ging die Wasserwolke der unteren Schichten oberhalb der 0°-Grenze unmittelbar in Kristallwolken über, die bis über 6000 m Höhe reichten. Ebenso wie die Auflösung der Aufgleitbewölkung zu einzelnen getrennten Wolkenschichten führt, wird auch an der Vorderseite zunächst Bewölkung an mehreren Schichten beobachtet, die erst bei Beginn des Niederschlages und verstärkter Labilisierung zu einer einheitlichen Nimbostratusmasse zusammenwachsen. *Steinhauser.*

Jean Bricard. Nature des nuages en relation avec les dimensions des particules qui les constituent. C. R. **210**, 148—150, 1940, Nr. 4. Verf. hat nach mikrophotographischen Aufnahmen auf einem Berggipfel, der in die Wolken hineinragte, die Tropfengrößen der verschiedenen Wolkenarten bestimmt und folgende Mittelwerte der Tropfenradien gefunden: Nimbosstratus 9,8 μ, Stratocumulus 7,6 μ, Cumulus 5,4 μ, Stratus 4,2 μ. Bei entstehenden und bei sich auflösenden Nebeln sind die Tropfengrößen kleiner als im stationären Nebel

(Radius von 4,3 bzw. 4,7 μ gegen 6,1 μ). Bei Temperaturen über 0° scheint die Tropfengröße nicht von der Temperatur abhängig zu sein. Unter —10° sind die Tropfenradien im allgemeinen kleiner als 5 μ. Bei Rauhreifablagerungen aus Tropfen, deren Radien größer als 8 μ sind, sind die Eisbildungen durchsichtig, bei kleineren Tropfen dagegen undurchsichtig und oft brüchig. *Steinhauser.*

J. S. Owens. Sea-salt and condensation nuclei. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **66**, 2, 1940, Nr. 283. (Daphne Cottage, Cheam. Sutton, Surrey.) Kritische Stellungnahme zu der Arbeit von W. Findeisen (s. diese Ber. **19**, 490, 1938), der die Beteiligung von dem Meere entstammenden Salzteilchen am Kondensationsgeschehen in der Atmosphäre im wesentlichen ablehnt. Verf. macht darauf aufmerksam, daß die von Findeisen angeführten Begründungen nicht als unbedingt stichhaltig anzusehen sind: Das Argument, das bei der Windwirkung auf die Meeresoberfläche und bei der Brandung nur Spritzwassertröpfchen mit 10^{-3} bis 10^{-1} mm Radius entstehen sollen, wie sie beim künstlichen Zerstäuben von Wasser in mäßigen Luftströmen beobachtet werden, ist eine unbewiesene Annahme; mit ihr stehen und fallen auch die übrigen Findeisenschen Argumente. *H. Israël.*

H. L. Wright. Sea-salt nuclei. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **66**, 3—11, 1940, Nr. 283. Verf. gibt zur Klärung der von W. Findeisen (s. o. l. c.) angeregten Debatte über die Beteiligung oder Nichtbeteiligung der dem Meere entstammenden „Salzkerne" an den atmosphärischen Kondensationsvorgängen eine Zusammenstellung aller aus der Literatur bekannten oder ableitbaren Tatsachen über diese Salzkerne. Im einzelnen werden behandelt: Ursprung (Wellenkämme, Brandung an Steil- und Flachküsten), Transportfähigkeit und -weite (abgeleitet aus Fall- und Windgeschwindigkeit für verschiedene Tröpfchengröße), Zusammensetzung und Verhalten bei verschiedenen Luftfeuchtigkeiten (Konzentrationsänderungen, Abtrocknung), Anzahl (wahrscheinlichster Wert in Seeluft etwa 400/cm³ und weniger), Salzmenge je Kern (Größenordnung 10^{-12} bis 10^{-14} g), Salzgehalt der Luft (Größenordnung 10^{-12} bis 10^{-8} g/cm³) und Größenverteilung der Salzkerne. 18 Literaturzitate. *H. Israël.*

H. L. Wright. The origin of sea-salt nuclei. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **66**, 11—12, 1940, Nr. 283. In einer ergänzenden Notiz zu seiner oben referierten Arbeit geht Verf. nochmal kurz auf die Kontroverse: „Salzkerne oder nicht" ein. Trifft Findeisens Ansicht (s. o. l. c.) zu, daß nur Tröpfchen von 10^{-3} bis 10^{-1} mm Radius die Meeresoberfläche verlassen können, so ist angesichts deren Fallgeschwindigkeit ein Transport über weite Landstrecken, wie er tatsächlich beobachtet wird, nicht erklärbar. Tatsache ist andererseits, daß Regen und Rauhreif einen Salzgehalt zeigen, der — als aus Salz-Kondensationskernen entstanden angenommen — zu primären Meerwassertröpfchen von 10^{-5} bis 10^{-4} mm Radius führt. — Eine Erklärungsmöglichkeit für dieses Dilemma versucht Verf. durch Hinweis auf die alte Melandersche Hypothese (1897), nach der bei der Verdunstung von Salzwasser kleinste Salzmengen mit in die Luft abgeführt werden sollen, und empfiehlt eine Nachprüfung dieser Behauptung. *H. Israël.*

Hans Grimm. Das aschgraue Mondlicht im Jahre 1939. Ann. d. Hydrogr. **68**, 136—137, 1940, Nr. 4. Beobachtungen der Helligkeit des aschgrauen Mondlichtes durch den Verf. liegen jetzt seit 12 Jahren vor. Zusammen mit den Schätzungen Plaßmanns, die bis 1900 zurückgehen, ergibt sich allmählich ein umfangreiches Material, von dem nach Goldberg allerlei Aufschlüsse über die Bewölkung auf den Weltmeeren zu erwarten sind. *H. Israël.*

H. Tichy. Wetter und Krankheit. Balneologe **5**, 497—508, 1938, Nr. 11. (Bioklimat. Abt. Schreiberhau u. Forschungsstelle Bad Warmbrunn d. Reichsanst. f. d. Bäderwesen.) Die Untersuchungen, wie einzelne meteorologische Elemente

auf den Menschen einwirken, führten zu keinem Ergebnis. Erst auf Grund neuerer Anschauungen über Luftkörper ist ein Zusammenhang zwischen Wetter und Krankheit nachweisbar. Die vorliegende Arbeit bringt eine kurze Übersicht über Luftmassen, ihre Eigenschaften und die sich daraus ergebenden Wettertypen. Es zeigt sich nach einer statistischen Bearbeitung, daß das gruppenweise Auftreten zahlreicher Krankheiten in Beziehung zu den Witterungsfaktoren gesetzt werden kann. Es folgt eine Zusammenstellung der wetterbedingten Krankheiten. Die bisherigen Ergebnisse bei einer Reihe dieser Krankheiten werden angegeben und die Frage des die Krankheit auslösenden Wetterfaktors wird erörtert. *Krestan.*

Volker Fritsch. Die Aufgaben der Funkgeologie. Naturwissensch. **28**, 405—411, 423—429, 1940, Nr. 26 u. 27. (Brünn.) *Dede.*

Karl Pusch. Zur Frage der rechnerischen Ermittlung der Bodensenkungen. Mont. Rundschau **32**, 145—148, 165—168, 181—183, 196—197, 1940, Nr. 9, 10, 11 u. 12. (Teplitz-Schönau.) An der durch den Abbau ausgelösten Bewegung des Gebirges nehmen alle oberhalb des Bergbaues lagernden Schichten teil. Der Bruch erweitert sich im allgemeinen trichterförmig nach allen Seiten und folgt dem sog. Bruchwinkel. Als unmittelbare Ursache der Bodensenkungen gilt der Verbruch des Hangenden über der Lagerstätte, der „erste" Verbruch, der mit einer Auflockerung der niedergebrochenen Massen verbunden ist. Über dem ersten Verbruch bleibt ein Hohlraum übrig, der sich durch Setzungsvorgänge nach und nach vergrößert, aber immer kleiner bleibt als der ursprünglich abgebaute Raum. Aus dem Verbrechen des zweiten Hohlraumes entsteht ein dritter und kleinerer, aus dessen Verbrechen ein vierter, der wieder kleiner ist usw., bis die Tagesoberfläche erreicht ist. So stellt Verf. die Absenkung als eine Folge von aufeinander folgenden Verbrüchen und Setzungen dar. Für die Teilverbrüche, Einzelsetzungen, Raumvermehrung und Bodensenkung werden Formeln aufgestellt. Dabei wird auf die seitlichen Auswirkungen des Abbaues keine Rücksicht genommen. Die erhaltene Bodensenkungsgleichung enthält die Teufe, die Flözmächtigkeit, den Auflockerungs- und den Setzungsbeiwert. Sie läßt die Bedingungen für 1. das Aufhören der Bodensenkung und 2. das vollständige Niedergehen des Hangenden erkennen. Das Hauptergebnis ist, daß es (von Sonderfällen abgesehen) keine schadlose Teufe gibt. *Leon.*

P. J. Polubharinova-Kotschina. Über die einfachsten Fälle der Sickerung in einem zweischichtigen Medium. C. R. Moskau (N. S.) **26**, 738—741, 1940, Nr. 8. (Akad. Wiss. USSR., Inst. Mech.) In einer früheren Arbeit (s. diese Ber. S. 1717) untersuchte Verf. die Grundwasserbewegung in einem zweischichtigen Medium mit verschiedenen Sickerungszahlen. Die Aufgabe führte auf eine Integralgleichung, die durch hypergeometrische Funktionen gelöst wurde. In vorliegender Arbeit benutzt Verf. eine von Gauß angegebene Beziehung für hypergeometrische Funktionen, wodurch es gelingt, die Geschwindigkeit und Durchflußmenge der Wasserbewegung für einige Spezialfälle in eine einfache Form zu bringen. *Päsler.*

G. Pokrovskij. The physical premises of the calculation of a scale of time at the deformations of ground. Journ. techn. Phys. (russ.) 8, 1386—1392, 1938, Nr. 15. [Orig. russ.] Bei der Beurteilung von geotechnischen Modellversuchen über die Haltbarkeit und allmählich auftretende Deformationen des Untergrundes spielt die Frage eine wichtige Rolle, welcher Zeitmaßstab bei gegebenen Linearverhältnissen des Modells zur Natur anzunehmen ist. Verf. diskutiert die Voraussetzungen, unter denen der Zeitmaßstab proportional zum Quadrat der linearen Verhältnisse angenommen werden darf und findet, daß dies

nur für Grenzfälle gerechtfertigt ist, während im anderen Grenzfall der Zeitmaßstab sogar 1 werden kann, so daß aus Modellversuchen nur auf eine obere Grenze der zu einer gegebenen Deformation des Grundes nötigen Zeit geschlossen werden kann. Zum Zweck der Kontrolle wird vorgeschlagen, Modellversuche in verschiedenen Linearverkleinerungen vorzunehmen, wobei, wenn dabei der Zeitmaßstab sich empirisch gleich dem Quadrat der linearen Ausmaße ergibt, eine Extrapolation auf die Größenverhältnisse der Natur vorgenommen werden kann, sonst aber nur eine obere Grenze feststellbar ist. *Houtermans.*

G. Pokrovskij and **S. Sinelschikov.** On a combined method of ice contents determination. Journ. techn. Phys. (russ.) **8**, 1882—1888, 1938, Nr. 21. [Orig. russ.] Da die Bestimmung der in eingefrorenem Grund enthaltenen Wassermenge durch die beim Frieren des Grundes erfolgende Volumzunahme den für wärmetechnische Anforderungen nötigen Bedingungen nicht entspricht, wird die Eismenge auch durch Messung der Größe des Temperatursprunges beim Einfrieren oder Auftauen des Grundes gemessen. Die Messung geht, gleichzeitig mit der Messung der Volumzunahme im Dilatometer vor sich. Es werden Resultate solcher Messungen angeführt und die Angaben der beiden Methoden miteinander verglichen. *Houtermans.*

G. Pokrovskij and **V. Klemtz.** A combined optical and electromechanical method for determining the pressure of the soil on the casing of a cylindrical tunnel. Journ. techn. Phys. (russ.) **9**, 697—702, 1939, Nr. 8. [Orig. russ.] Es werden Modellversuche zur Untersuchung des Bodendrucks an zylindrischen Untergrundbahntunneln für zwei Grenzfälle beschrieben: den Fall, daß der Boden die Tunnelwand längs zweier Linien berührt, und den Fall einer allseitigen Berührung, so daß die Tunnelwand nicht nur radiale, sondern auch tangentielle Drucke aufnimmt. Die Modellversuche wurden durch Beobachtung der Isochromen in polarisiertem Licht durchgeführt, wobei eine Preßstoffmasse „Vialit", eine Bakelitart, Verwendung fand. Die elektrischen Modellversuche, die sich auf die mathematische Ähnlichkeit des Spannungsfeldes mit einer entsprechenden Potentialverteilung im elektrischen Felde stützen, wurden durch Ausmessung im elektrolytischen Topf durchgeführt, wobei sich gute Übereinstimmung mit den nach beiden Methoden durchgeführten Messungen und den theoretischen Rechnungen ergibt. *Houtermans.*

G. Pokrovskij and **N. Nasedkin.** An attempt of examining the displacement and distribution of water in ground and soil from a statistical point of view. Journ. techn. Phys. (russ.) **9**, 819—823, 1939, Nr. 9. [Orig. russ.] Verff. versuchen die Saugfähigkeit des Bodens und die sich einstellende Wasserverteilung statistisch zu behandeln und mit verschiedenen Eigenschaften des Grundes in Zusammenhang zu bringen. *Houtermans.*

A. Courtener and **A. Chudnovskij.** On the temperature field of the soil at a variable coefficient of thermal conduction. Journ. techn. Phys. (russ.) **9**, 703—706, 1939, Nr. 8. [Orig. russ.] Die durch die variable Wärmeleitfähigkeit des Bodens verallgemeinerte Fouriersche Gleichung wird für den Fall gelöst, daß die Temperaturleitfähigkeit des Bodens in bestimmter Weise von der Feuchtigkeit abhängt und die Lösung für verschiedene Grenzbedingungen angegeben. *Houtermans.*

Stanley S. Ballard and **L. A. Dean.** Radio-phosphorus in soil studies. Phys. Rev. (2) **57**, 355, 1940, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Hawaii.) *Jaeckel.*

Register der Geophysikalischen Berichte 1940

Bearbeitet von H. Israël, Reg.-Rat Dr.,
Potsdam, Meteorol. Observat. a. d. Telegraphenberg.

(Sonderdrucke von Arbeiten, deren Referat gewünscht wird, bitte an obige Adresse.)

In den Geophysikalischen Berichten ist die Seitennumerierung der Physikalischen Berichte beibehalten (obere Seitenzahlen); auf diese sind die Registerzahlen bezogen. Außerdem ist eine fortlaufende Numerierung der Seiten der Geophysikalischen Berichte durchgeführt (untere Seitenzahlen), die im Register nicht erscheinen.

Anmerkung: Ordnung in den einzelnen Unterkapiteln alphabetisch nach Verfassernamen. Ein Semikolon in der Überschrift eines Unterkapitels deutet auf eine weitere Gruppenunterteilung hin (im Text durch eine Lücke von einer Zeile kenntlich).

1. Allgemeines

M. A. F. Barnett. Edward Kidson (1882—1939) †. 1021.
P. Duckert. Nachruf auf Hugo Hergesell. 445.
K. Keil. Verzeichnis der Schriften Hugo Hergesells. 445.
Friedrich Lauscher. Nachruf auf Friedrich Neumayr. 1021.
J. B. Macelwane. Padre Luis Rodés †, S. J., 1881—1939. 1817.
Otto Meißner. Friedrich Kühnen †. 1265.
H. Pfleiderer. Gerhart Riemerschmid †. 2225.
Otto Steppes. „Professor Dr. Bolte † 1. Januar 1940. 1265.
R. Süring. Georg von Elsner zum Gedächtnis. 2225.
L. Weickmann. Hugo Hergesell †. 445.
J. Bartels und G. Fanselau. Geophysikalische Mond-Tafeln 1850—1975. 721.
Joachim Blüthgen. Dr. med. U. F. Friedrich Vettin, der Entdecker des europäischen Monsuns. 1502.
J. H. Dellinger. Contributions of radio to other sciences. 445.
Deutsche Antarktische Expedition 1938/39. 129.
Hans Ertel. Elemente der Operatorenrechnung mit geophysikalischen Anwendungen. 1481.
Werner Gley. Deutsche Dozenten-Afrikareise 1938. 129.
O. C. Hilgenberg. Beziehungen zwischen den Stellen maximaler Änderung der Sonnenflecken-Relativzahlen und den Maximumstellen geo- und astrophysikalischer Erscheinungen. 1265.
Kurt Himpel. Erdgeschichte und Kosmogonie. Probleme der kosmischen Physik. Bd. 19. 1817.
Motosaburô Masuamya. Tensor characteristic of vector set and its application to geophysics. 954.
Frank S. McCullough. Electronic engineering in geophysics. 129.
Otto Meißner. Scheinkorrelationen. 163.
Meteorologisches Taschenbuch. F. Linke, F. Albrecht, H. Ertel, H. Israël, E. Kleinschmidt, G. Loeser und K. Schneider-Carius. 721.
Karl Stumpff. Die Erde als Planet. 445.
Artur Wagner. Klimaänderungen und Klimaschwankungen. Die Wissenschaft. Bd. 92. 2225.

2. Apparate; Meß- und Berechnungsmethoden

Gravimetrie; Seismik; Magnetismus; Luftelektrizität und Radioaktivität; Ultrastrahlung; Sonnen- und Himmelsstrahlung; Meteorologie; Chemie, Sonstiges

Otto Brandt. Bestimmung der Erdbeschleunigung als Beispiel einer schulgemäßen Feinmessung. 721.

A. Corpaci. Intensité de la pesanteur à la surface de la terre et le pendule gravimétrique Holweck-Lejay. 2225.

Riccardo Cozza. Due assi di sospensione caratteristici in un'asta oscillante e loro eventuale applicazione alla misura dell'accelerazione di gravità. 1481.

H. Haalck. Statischer barometrischer Schweremesser für Messungen auf festem Lande und auf See. 1265.

H. Martin. Schwingweg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungsmesser. 721.

F. M. G. Murphy, S. T. Cope and J. H. Jones. Mobile seismic recording unit. 1043.

A. Prey. Bemerkungen zu Preys Reduktion der Schweremessungen. 2225.

Gerhard Schmerwitz. Bedeutung des Ausgleichungsverfahrens für die Auswertung von Nahbeben-Seismogrammen. 1021.

Kurt Wegener. Vertikaler Gradient der Schwere. 445.

J. Zahradníček, T. Gajdoš und R. Nespor. Elektrisches Gravimeter. 1265.

Benjamin Baumzweiger. Application of piezoelectric vibration pick-ups to measurement of acceleration, velocity and displacement. 1265.

Frédéric Diénert. Méthode d'auscultation d'une circulation souterraine dans un terrain fissuré. 1817.

H. Martin. Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristiken eines neuen elektrodynamischen Erschütterungsmessers. 445.

— Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristiken eines neuen elektrodynamischen Erschütterungsmessers. 721.

Jörgen Rybner. Extensions and corrections to the determination of the instrumental constants of the Galitzin seismograph in presence of reaction. 446.

W. Schilling. Schwingungsweiten- und Schwingungsbeschleunigungsmessungen mit Kristallgebern. 1817.

K. Lüders. Ablenkung (Deviation) der Kompaßnadel in Strömungsmessern mit magnetischer Richtungsangabe. 2227.

Henryk Orkisz. Bearbeitung relativer magnetischer Messungen der Vertikalkomponente für sehr schwache Anomalien. 1817.

Karl Wienert. Fehleruntersuchungen an erdmagnetischen Feldwaagen. 1481.

L. F. Curtiss, Clark Goodman, Alois F. Kovarik, S. C. Lind, C. S. Piggot and Robley D. Evans. Radioactive standards. 2227.

J. W. Flowers. Automatic cathode-ray oscillographs for the recording of lightning currents. 2226.

J. H. Hagenguth. Lightning recording instruments. I. 2231.

F. Herold. Direkt anzeigende Geräte zur Messung der Radioaktivität. 446.

Hans Israël. Gedanken und Vorschläge zur luftelektrischen Arbeit. 1491.

H. Israël. Methodik der luftelektrischen Messungen. I. Feinstruktur des luftelektrischen Feldes und Vertikalstrom. 446.

Herman F. Kaiser. Portable radioactivity meter requiring no high voltage battery. 129.

Fritzi Kropf. Methodische Fragen zur Bestimmung kleinster Emanations- und Radiummengen und der Radiumgehalt von Kalkgestein. 1037.

F. Linke, F. Albrecht, H. Ertel, H. Israël, E. Kleinschmidt, G. Loeser und K. Schneider-Carius. Meteorologisches Taschenbuch. 721.

W. Mecklenburg und P. Lautner. Messung des Potentialgradienten und der Raumladung in der freien Atmosphäre. 2226.

Edmond Rothé et Mme A. Hée. Méthode d'étude de la radioactivité des roches. 1481.

Hannes Alfvén. Registration of the cosmic radiation by means of coincidence counters. 143.

Alfredo Baños, Jr. Asymptotic orbits of primary cosmic rays. 156.

Werner-Walther Dittrich. Doppel-Koinzidenzanordnungen. 1826.

A. van Gemert. Counters systems for measuring cosmic radiation of very small intensity. 731.

F. Herold. Zählrohrmessungen im Gelände. 722.

Haydn Jones and Donald Hughes. Magnet and cloud chamber for cosmic-ray studies. 1826.
J. Juilfs. Berechnung der zufälligen Mehrfachkoinzidenzen. 1272.
Suekichi Kawata and Mitsugu Ito. Study of neutrons in the atmosphere with a boron coated counter. 1829.
S. A. Korff. Neon tube coupled amplifier circuit for radio cosmic-ray receivers. 731.
— and W. E. Danforth. Comparison of counter and electroscope measurements in the stratosphere. 722.
C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Portable apparatus for recording bursts of cosmic-ray ionization. 1273.
Bruno Rossi. Electrons arising from the disintegration of cosmic-ray mesotrons. 1827.
W. F. G. Swann and W. E. Danforth. Geiger-counter measurements of the vertical cosmic ray intensity between sealevel and 24000 feet. 144.
—, G. L. Locher, W. E. Danforth, C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Cosmic ray observations in the stratosphere. 144.
J. Earl Thomas jr. and W. E. Ramsey. The adaptation of a small cloud chamber to the study of electron showers. 144.
Hertha Wambacher. Kernzertrümmerung durch Höhenstrahlung in der photographischen Emulsion. 1826.
Erich Weber. Versuche zur Absolutbestimmung der Höhenstrahlungskoinzidenzen mit einem Verstärker vorgebbaren Auflösungsvermögens. 1825.
E. J. Williams. Some observations on cosmic rays using a large randomly operated cloud chamber. 144.

A. Amerio. Nuovo solarigrafo. 1482.
M. Bender. Cadmiumzellenmessungen. 723.
A. Dauvillier. Compteur universel; application aux cellules photoélectriques. 725.
P. Guillery und G. Kapp. Gerät zur Messung der Durchlässigkeit der Atmosphäre. 2227.
G. Herzog. Circuit for anticoincidences with Geiger-Müller counters. 1825.
Walter Kramer. Himmelsblaumessungen. 726.
J. B. H. Kuper and F. S. Brackett. Integrating meters for ultraviolet radiation. 129.
F. Linke, F. Albrecht, H. Ertel, H. Israël, E. Kleinschmidt, G. Loeser und K. Schneider-Carius. Meteorologisches Taschenbuch. 721.
L. F. Miller. Some characteristics of the pyrheliometer with a spherical absorber. 1022.
Walther Mörikofer. Meteorologische Strahlungsmeßmethoden. 722.
L. W. Pollak und W. Palme. Objektive Prüfung einiger Ostwald-Linkescher Blauskalen. 725.
M. Robitzsch. Eichkonstanten aller in Gebrauch befindlichen Aktinographen. 1022.
— Eichung des Robitzsch-Aktinographen. 1021.
L. Schulz. Messungen der Ultravioletstrahlung mit Uviol- und Quarzglas-Teströhrchen im Oberharz. 723.
H. Stapf. Ergebnisse der Eichungen von Robitzsch-Aktinographen. 1022.
Chr. Thams. Filterwerk zur Registrierung der Sonnenintensität in verschiedenen Spektralbereichen. 723.
Helmut Weickmann. Erfahrungen bei Strahlungsmessungen mit hochempfindlichen Meßgeräten. 724.

H. Arakawa. Äquivalentpotentielle Temperatur. 460.
D. G. Beadle. The photography of fine dust particles. 724.
— and H. S. Patterson. Effect of tube-length on the visibility of dust particles with an oil-immersion objective. 130.
W. Bleeker. Definition von Äquivalent- und Feuchttemperaturen. 2240.
Karl Brocks. Methode zur Beobachtung des vertikalen Dichte- und Temperaturgefälles in den bodenfernen Atmosphärenschichten. 1283.
A. T. Doodson. Current-meter for measuring turbulence. 1023.
L. Egersdörfer. Feuchtadiabaten und potentielle Äquivalenttemperatur. 170.
Roger Faillettaz. Influence de la rotation de la Terre sur la direction du vent au contact du sol. 1282.
K. M. Gadre and A. Narayanan. Comparative observations of temperature in a standard Stevensonland a Bilham screen at the Centra Agricultural Meteorological Observatory, Poona. 130.
W. Grundmann. Verfahren und Geräte zur Bestimmung der Staubbeimengungen der Luft. 129.
H. W. Harkness. Rideal absorption hygrometer. 466.

Wl. K. Hristow. Normale flächentreue Zylinder-, Kegel- und Azimutalprojektion für klimatologische meteorologische Karten. 461.
Heinz Lettau. Registriergerät für das Davoser Frigorimeter. 722.
Heinz Linke. Neuer großer Ballontheodolit. 1266.
Erik Tetens Nielsen und Harald M. Thamdrup. Hygrometer für mikroklimatische Untersuchungen. 1482.
Paul Perlewitz. Windstärke-Tabelle für Luftfahrt, Seefahrt, Sport und Wissenschaft. 1482.
P. Perlewitz und J. Powel. Beaufortskala und lineare Windskalen. 168.
Carl A. Pfeiffer. Feinregistrierungen des Luftdruckes. 2246.
Jean Piccard and Harold Larsen. Improvement in radio-sounding balloons: Short cycle radiosonde. 1266.
L. V. Radushkevich. Method of determining the mobilities and radii of smoke particles. 724.
P. Raethjen. Warum virtuell-feuchtpotentielle Temperatur in Vertikalschnitten? 170.
W. Schulze. Temperaturmessungen in der freien Atmosphäre mit schnellen Flugzeugen. 2226.
G. D. Shallenberger and E. M. Little. Visibility through haze and smoke, and a visibility meter. 1831.
G. A. Suckstorff. Tropische Gewitter und andere tropische Wettererscheinungen. 158.
H. Thomas. Tabellen zur Reduktion der auf Schiffen beobachteten dreistündigen Luftdruckänderungen auf ruhenden Schiffsort. 460.
H. Uttinger. Graphische Aspirations-Psychrometer-Tafeln zur Bestimmung der relativen Feuchtigkeit unter verschiedenem Luftdruck. 461.
K. Wassiliew. Measurement of low-speed air flows by means of a thermoelectric anemometer. 2227.
Kurt Wegener. Der Druck in der Meteorologie und das absolute Maßsystem. 2240.

Echolot als Seegangsmesser. 2239.
A. Fennel. Neuer Theodolit. 1266.
R. Finsterwalder. Genaue Höhentriangulation und Refraktionsmessungen in den Chiemgauer Alpen. 448.
L. Fritz. Stereotopograph SOM Poivilliers. 1266.
E. K. Gerling. Diffusionswärme des Heliums als Kriterium für die Brauchbarkeit von Mineralien für Altersbestimmungen nach der Heliummethode. 1818.
Virgiliu G. Gheorghiu et N. Calinicenco. Variation de la conductibilité électrique de l'eau de la mer noire avec la température et son emploi à la mesure de la température de l'eau marine. 1021.
Hädrich. Bestimmung von Trigonometrischen Punkten des Aufnahmenetzes durch Polygonzüge mit indirekter Streckenmessung. 446.
W. Immler. Transversale Merkatorkarte und ihr Gebrauch in der astronomischen und Funknavigation. 445.
Heinz Linke. Neuer großer Ballontheodolit. 1266.
Fritz Löschner. Nivellieren mit größerer Zielweite. 447.
W. Meyer zur Capellen. Ablesegerät zur Bestimmung der Fehler an den internationalen Koinzidenzzeitzeichen. 1482.
I. F. Morrison and W. E. Cornish. Pressure cell for the measurement of earth pressure. 725.
C. H. Mortimer and E. B. Worthington. Application of echo-sounding. 1266.
R. Poole and A. W. Leadbeater. Measurement of air flow in mines. 722.
T. Schumann. Mechanical device for smoothing data. 130.

3. Erdkörper, Schwere usw.

Allgemeines, Bewegungsmechanismus, Alter

L. H. Adams. Significance of pressure and of volume in geophysical investigations. 131.
Marcel Brillouin. Intérieur du globe par les mesures faites à sa surface Pesanteur. Magnétisme. 131.
M. Diersche. Neuzeitliche Altersbestimmungen der Erde. 447.
W. Feldhusen. Genauigkeit der Mittelbreite. 131.
E. K. Gerling. Diffusionswärme des Heliums als Kriterium für die Brauchbarkeit von Mineralien für Altersbestimmungen nach der Heliummethode. 1818.
W. Hierholzer. Kreiselversuch zur Bestimmung der Drehgeschwindigkeit der Erde. 447.
Harold Jeffreys. Variation of latitude. 1817.

H. Spencer Jones. Rotation of the earth, and the secular accelerations of the sun, moon and planets. 130.
W. Köppen. Die Wanderung des Nordpols seit der Steinkohlenzeit. 2228.
V. V. Michkovitsch. Variations séculaires des éléments astronomiques de l'orbite de la terre. 131.
A. Prey. Polschwankung und Polwanderung. 1266.
— Polschwankung und Polwanderung. 2227.
Richard Schumann. Realisation der mathematischen Begriffe: Erdachse, und: Dauer der Erdrotation. 1023.
Hans Suess. Radioaktivität des Kaliums als Mittel zur Bestimmung des relativen Alters der Elemente in Meteoriten. 447.
G. J. Whitrow. Kinematical relativity and geological time-scale. 1267.

Figur, Masse, Schwere, Isostasie

Friedrich Breyer. Topographische Reduktion der Lotabweichungen am Nanga Parbat mit Hilfe eines Diagramms. 447.
B. C. Browne and E. C. Bullard. Comparison of the acceleration due to gravity at the National Laboratory, Teddington and the Bureau of Standards, Washington, D. C. 2228.
R. Finsterwalder. Genaue Höhentriangulation und Refraktionsmessungen in den Chiemgauer Alpen. 448.
Ida Gennaro. Determinazione di gravità relativa tra l'Istituto Idrografico della R. Marina in Genova ed il vertice di 3° ordine Montecastello, eseguita nel 1934. 132.
C. Mace and E. C. Bullard. Gravity measurements in Cyprus. 131.
A. Prey. Bemerkungen zu Preys Reduktion der Schweremessungen. 2225.

Aggregatzustand des Erdinneren, Zusammensetzung, Temperatur, Radioaktivität, Sonstiges

A. E. Benfield. Terrestrial heat flow in Great Britain. 1023.
Jean Bricard et Jean Jung. Intensité de la radiation pénétrante tellurique en Auvergne. 1483.
E. C. Bullard. Heat flow in South Africa. 1023.
L. F. Curtiss, Clark Goodman, Alois F. Kovarik, S. C. Lind, C. S. Piggot and Robley D. Evans. Radioactive standards. 2227.
Robert Duchon. Proportions élevées de mésothorium 1 dans les eaux minérales de Châtel-Guyon (Puy-de-Dôme) et de radium dans l'eau du sondage des Martres d'Artières (Puy-de Dôme). 1483.
J. Newton Friend and John P. Allchin. Less common elements in rocks. 131.
Herbert Haberlandt. Sogenannte Radiobaryte von Teplitz und Karlsbad. 726.
Josef Hoffmann. Radium-Uranverhältnis in Karlsbader Thermen. 1483.
— Uran in Gesteinen und Sedimenten des Erzgebirgsbruches. 726.
Vaclav Jelen. Mineralwässer des böhmischen Kreidegebietes. 1267.
Friedrich Koczy. Heliumbestimmungen an Steinsalz und Sylvin. 1024.
L. J. Krige. Borehole temperatures in the Transvaal and Orange Free State. 1024.
Fritzi Kropf. Methodische Fragen zur Bestimmung kleinster Emanations- und Radiummengen und der Radiumgehalt von Kalkgestein. 1037.
Ilse Lahner. Uran- und Thoriumbestimmungen an Kalken und Dolomiten und die Frage des radioaktiven Gleichgewichtes in diesen Gesteinen. 1021.
Lincoln La Paz. Mathematical theory of the vertical distribution of iron meteorites. 131.
Adolphe Lepape et Marcel Geslin. Radioactivité des sources hydrominérales de Châtel-Guyon (Puy-de-Dôme). Sources très riches en thoron. 1818.
H. Lorenz. Ermittlung des Zustandes des Erdinneren aus dem Energieinhalt. 1483.
Sante Mattson and Lambert Wiklander. „Amphoteric" double layer and the double ionic exchange in soils. 1484.
B. A. Nikitin und E. K. Gerling. Radonausscheidung aus Uranmineralien. 726.
E. Savarenskij. Heterogeneity of the earth structure according to seismic data. 2229.
Walter C. Schumb, Robley D. Evans and Jane L. Hastings. Radioactive determination of protactinium in siliceous terrestrial and meteoritic material. 1483.
I. Je. Starik und O. S. Melikowa. Die Unbeständigkeit des Verhältnisses von Blei zu den radioaktiven Elementen in verschiedenen Teilen eines Minerals (Chlopinit). 726.
E. Wollmann. Natürliche und künstliche Mineralwässer. 1268.

4. Erdkruste, Seismik usw.

Oberflächengestaltung

(Gebirgsbildung, Verwitterung, Vereisung, Kontinentalverschiebung, Gezeiten der festen Erdrinde, Vulkanismus, Sonstiges)

Ludwig Becker. Bewegung der Kontinente und Köppen-Wegenersche Polkurve. 1024.

Max Demorest. Glacial movement and erosion: a criticism. 132.

O. C. Hilgenberg. Zur Frage der Meerestiefe im Nordpolarmeer. 1036.

G. Imbò. Oscillazioni dell'edificio vesuviano concomitanti le recrudescenze eruttive del vulcano. 132.

Fritz von Kerner. Wie würde sich bei einer Änderung der Sonnenstrahlung das zonale Wärmegefälle ändern? 2248.

Friedrich Koczy. Heliumbestimmungen an Steinsalz und Sylvin. 1024.

A. Kreis und W. Jost. Eisdickenmessungen der Gletscherkommission der S. N. G. auf dem Unteraargletscher. 1484.

Fritzi Kropf. Methodische Fragen zur Bestimmung kleinster Emanations- und Radiummengen und der Radiumgehalt von Kalkgestein. 1037.

F. A. Vening Meinesz. Earth's crust deformation in the East Indies. 1819.

E. Milkutat. Langperiodische Torsionen der Erdoberfläche? 2228.

M. Noetzlin. Volcanisme et chimie nucléaire. I. 2229.

C. L. Pekeris. Propagation of a pulse in the atmosphere. 448.

M. F. Perutz. Mechanism of glacier flow. 1484.

Jacob M. Schneider. Quartärchronologie auf geophysikalischer Grundlage mit möglichst wenig Hypothesen. 1267.

R. Spitaler. Sommerliche und winterliche Bestrahlungskurve in der Nach-Eiszeit. 461.

Hans Stille. Wandlungen im Magmatismus unserer Erde. 2229.

Stuart H. Wilson. Measurement of the amount of steam escaping from areas of volcanic or solfataric activity. 448.

Seismik

(Allgemeines und Methodisches; Entstehung, Arten und Häufigkeit von Erdbeben; Erdbebenwellen; Herdtiefe, Bodenunruhe, Sonstiges)

R. H. Corkan. Analysis of tilt records at Bidston. 129.

Gunnar L. Eriksson. Observations séismographiques faites à l'Observatoire météorologique d'Upsala pendant juillet 1938—juin 1939. 1025.

B. Gutenberg. Structure of the pazific basin as indicated by earthquakes. 1485.

Mishio Ishimoto. Caractéristique de la faille sismique et la cause de sa production. 132.

G. Krumbach. Seismische Registrierungen in Jena. 1. Januar bis 31. Dezember 1938. 2229.

E. Savarenskij. Heterogeneity of the earth's structure according to seismic data. 2229.

Gerhard Schmerwitz. Bedeutung des Ausgleichungsverfahrens für die Auswertung von Nahbeben-Seismogrammen. 1021.

— Berechnung der Dicke der Erdkruste und einiger physikalischer Eigenschaften aus mitteleuropäischen Nahbebenaufzeichnungen. 728.

— Meßergebnisse mitteleuropäischer Erdbebenstationen und ihre physikalische Auswertung. 448.

A. Sieberg. Türkische Erdbebenkatastrophe unter geodynamischen Gesichtspunkten. 2229.

Max Toperczer. Theoretische Behandlung des Erbebenstoßes. 727.

Charles-Émile Brazier et Louis Perdereau. Inscription du tremblement de terre d'Anatolie à l'observatoire du Parc Saint-Maur. 1485.

W. S. Finsen and H. E. Wood. Witwaterstrand local tremors. 1820.

A. Galanopulos. Seismizität von Elis. 1267.

A. R. Pillai and M. R. Rangaswami. Anatolian earthquake of December 27, 1939. 1484.

A. Sieberg. Erdbebenkatalog Deutschlands für die Jahre 1935 bis 1939. 1820.

— Erdbebenkatalog Deutschlands und angrenzender Gebiete für die Jahre 58 bis 1799. 1820.

E. Tams. Regionale Verkoppelung von Erdbeben. II. 727.

L. Cagniard. Naissance d'ondes à front conique lors de la réflexion totale d'une onde sphérique. 1267.

Harold Jeffreys. Times of PcP and ScS. 133.

— Times of P, S and SKS, and velocities of P and S. 133.

— Times of the core waves. 133.

Léon Lecornu. Propagation des ondes sphériques. 728.

Heinz Menzel. Dispersion von seismischen Oberflächenwellen nach Registrierungen in Kopenhagen und Groß-Raum. 133.

Gerhard Schmerwitz. Berechnung der Dicke der Erdkruste und einiger physikalischer Eigenschaften aus mitteleuropäischen Nahbebenaufzeichnungen. 728.

R. Stoneley. *L* phase of seismograms. 133.

Kurt Wegener. Laufgeschwindigkeit *c* der Longitudinalwellen als Funktion der Temperatur. 1025.

E. Balensiefer, K. Büttner, H. Pfleiderer und W. Wetzel. Bodenunruhe auf Sylt. 1025.

R. Bungers. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXXVII. Überlagerung zweier Wellen verschiedener Herkunftsrichtung. 727.

O. Förtsch. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXXIX. Ableitung des von der Frequenz unabhängigen Absorptionskoeffizienten aus Maschinenschwingungen. 1820.

Ed. Parejas et Hamit N. Papir. Tremblement de terre du 19 Avril 1938 en Anatolie centrale. 1819.

Walter Regula. Seismische Untersuchungen des geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXXVIII. Untersuchungen elastischer Eigenschaften von Gesteinsstäben. 1820.

Fro Trommsdorff. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts Göttingen. XXXVI. Untersuchungen über die natürliche Bodenunruhe (Mikroseismik) mit transportablen Dreikomponentenstationen. 727.

5. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde und Verwandtes

Erdmagnetismus

(Allgemeines, permanentes Feld, Säkularvariation, periodische Variationen; Aktivität, Störungen, Zusammenhang mit anderem, Erdstrom)

Francis Birch. Alpha-gamma transformation of iron at high pressures, and the problem of the earth's magnetism. 1493.

R. Bock. Adolf-Schmidt-Observatorium Niemegk (Kreis Zauch-Belzig). H. Reich. Geologische Verhältnisse. 721.

Henri Brandstetter et Jean Lagrula. Déclinaison magnétique au Sahara, méridional, au Soudan et en Afrique Équatoriale. 140.

C. R. Duvall. Magnetic declination in the Pacific from observations by the Galilee and Carnegie. 451.

Louis Éblé et Gaston Gibault. Valeurs des éléments magnétiques à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt (Loiret) au I^{er} Janvier 1940. 1823.

F. Errulat. Erdmagnetisches Observatorium Wingst der Deutschen Seewarte. 129.

J. A. Fleming. Summary of the year's work, department of terrestrial magnetism, Carnegie Institution of Washington. 1028.

John A. Fleming and O. H. Gish. Annual Report of the director of the department of terrestrial magnetism. 1824.

Adolf Hiphsich. Magnetische Störungen der steirischen Grauwackenzone. 730.

D. R. Inglis and E. Teller. Theory of terrestrial magnetism. 1823.

Mme Henri Labrouste. Étude statistique du cycle undécennal de la composante diurne de la déclinaison magnétique. 1270.

Jean Larroque. Observations magnétiques en A. O. F. 1824.

P. P. Lazarev, N. I. Leuschin, N. N. Nikolsky, N. V. Pushkov and N. N. Trubyatchinsky. Work in terrestrial magnetism and electricity in U. S. S. R. during 1936—1939. 1823.

Magnetischer Charakter des Jahres 1938. Übersicht der Jahre 1928—1938 und der numerische magnetische Charakter der Tage 1938. 730.

Henryk Orkisz. Levé dans les environs d'Ottynia de la composante verticale relative. 140.

— et Adam Topperzer. Levé de la composante verticale dans les environs de Grzybowice Wielkie. 140.

Adolf Schmidt und J. Bartels. Hypothetische die Oberfläche durchdringende elektrische Ströme. 450.

L. Slaucitajs. Magnetic anomaly in Latvia. 139.

J. Bartels. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 452.

W. Brunner. Final relative sunspot-numbers for 1938 and monthly means of prominence-areas for 1931—1938. 137.
— Tables on sunspot-frequency for 1749—1938. 137.
— Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das dritte Vierteljahr 1939. 450.
— Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das vierte Vierteljahr 1939. 1026.
— Provisional sunspot-numbers for October to December 1939. 1821.
— Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das erste Vierteljahr 1940. 1821.
— Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1939. 450.
— Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1939. 1490.
— Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1939. 2229.
— Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1940. 2229.
A. Burger. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 1493.
W. Dieminger und H. Plendl. Fortlaufende Senkrechtlotungen der Ionosphäre auf 3670 kHz (81,7 m) im Jahre 1938. 729.
G. van Dijk. International magnetic classification for years prior to 1890. 140.
— Magnetic character of the year 1938, review of the years 1928—1938 and the numerical magnetic character of days 1938. 1824.
F. E. Dixon. Variations of solar radiation. 167.
L. Eblé. Évanouissements et le magnétisme terrestre. 137.
John A. Fleming and O. H. Gish. Annual report of the director of the department of terrestrial magnetism. 1824.
S. E. Forbush. Time variations of cosmic rays. World-wide changes in cosmic-ray intensity. 1032.
Victor F. Hess. Significance of world-wide changes in cosmic ray intensity and their relation to solar and earth-magnetic phenomena. 2233.
H. Herbert Howe. Unusual magnetic disturbance. 451.
H. F. Johnston. American URSI broadcasts of cosmic data, January to March 1939, with American magnetic character-figure C_A, February to April 1939. 140.
Raymond Jouaust, Emile Thellier et Henri Jardy. Mesure du champ magnétique terrestre aux hautes altitudes déduite de l'étude de l'ionosphère. 451.
Werner Kolhörster. Höhenstrahlung und erdmagnetische Variationen. 155.
M. et Mme Henri Labrouste. Étude statistique du cycle undécennal de la composante semidiurne de la déclinaison magnétique. 1495.
Th. Netzer. Über den Einfluß der erdmagnetischen Tätigkeit auf Höhe und Konzentration der F-Schicht und über einen Zusammenhang von abnormaler E-Ionisierung mit Störungen der F-Schicht. 1822.
J. P. Rowland. Aurora and magnetic storm of March 24—25. 2233.
H. R. Scultetus. Sonnentätigkeit im Jahre 1938 geophysikalisch gesehen. 729.
E. Sucksdorff. Giant pulsations recorded at Sodankylä during 1914—1938. 140.
K. F. Wasserfall. Variation in magnetic elements. 1494.

Polarlicht, Nachthimmelslicht

G. Abetti. Altezza della cromosfera nel 1938 e andamento del ciclo solare. 140.
Cataldo Agostinelli. Moto di un corpuscolo elettrizzato in un campo magnetico simmetrico rispetto a un asse e integrazione del problema in un caso particolare. 141.
Hannes Alfvén. Theory of magnetic storms and of the aurorae. 1028.
Alfred B. Arlick. Möglicher Effekt des elektrischen Feldes der Erde auf die Intensitäten in dem Absorptionsspektrum der niedrigen Schichten der Erdatmosphäre. 730.
J. Bartels. Nordlicht vom 24.—25. Februar 1939 in Deutschland und die erdmagnetischen Störungen in Niemegk. 452.
Pierre Bonnal. Aurore boréale du 13 octobre 1939. 1270.
N. E. Bradbury and W. T. Sumerlin. Night-sky light and nocturnal E-layer ionization. 2229, 2230.
Jean Cabannes et Rose Aynard. Conditions d'excitation du spectre de l'azote dans la haute atmosphère. 1029.
— — Mechanism of nitrogen excitation in the night sky. 142.
G. Cario und U. Stille. Höhe und Dicke der leuchtenden Na-Schicht der oberen Atmosphäre. 1029.

Georges Déjardin et René Falgon. Décharge lumineuse dans un gaz en présence de chlorure de sodium. Origine du sodium atmosphérique. 1029.

F. E. Dixon. A 27.3-day period in the aurora borealis. 141.

K. G. Emeleus, R. H. Sloane and Eliza B. Cathcart. Excitation of the green auroral line of oxygen. 1271.

G. Frongia. Luce del cielo notturno. 452.

Hubert Garrigue. Brillance absolue du ciel nocturne mesurée à Godhavn (Ile Disko, Groenland NW) au cours de la Mission francaise 1938—1939. 1271.

O. Godart. Stability in the sense of poisson for orbits of cosmic rays, and magnetic storms. 156.

Leiv Harang and E. Tønsberg. Auroral Observatory at Tromso ($\varphi = 69^0\ 39{,}8'$N. $\lambda = 18^0\ 56{,}9'$ E. Gr.) results of magnetic observations for the year 1938. 730.

C. Hoffmeister. Meteorische Wirkungen in den höchsten Atmosphärenschichten. 1271.

— Spektrum des Nachthimmels und des Zodiakallichts nach Beobachtungen auf der Astronomischen Station bei Windhuk, Südwestafrika. 1029.

E. O. Hulburt. Suggested observation of the zodiacal light during a total solar eclipse. 1272.

P. Link. Möglicher Zusammenhang zwischen den Polarlichtern vom 25. Januar 1938 und 24. März 1940. 2232.

Joseph Kaplan. Atomic lines in the auroral spectrum. 1271.

— NH bands in the night sky spectrum. 1271.

— Nitric oxide in the earth's upper atmosphere. 141.

Alfred Kastler. Absorption par la vapeur de sodium de la raie jaune crépusculaire. 2233.

G. Kulin. Das Nordlicht 1940 März 24 in Ungarn. 2232.

E. Loreta. Nordlicht. 2232.

W. Malsch. Nordlichtbeobachtung zu Nürnberg am 24. 3. 40. 2232.

L. A. Ramdas, B. N. Sreenivasiah and P. K. Raman. Variation in the nocturnal radiation from the sky with zenith distance and with time during the night. 142.

J. P. Rowland. Aurora and magnetic storm of March 24—25. 2233.

B. Rypdal and L. Vegard. Excitation functions of nitrogen bands and their bearing on auroral problems. 1495.

Werner Sandner. Nordlicht 1940. III. 29^d. 2232.

H. von Schewick. Masse und Dichte des Zodiakallichts. 1271.

J. M. Stagg and J. Paton. Aurora and geomagnetic disturbance. 141.

Carl Störmer. Auroral work in Southern Norway in the year 1938. 141.

E. Tönsberg and L. Vegard. Origin of the yellow line in twilight and the night sky luminescence. 2233.

L. Vegard. Atmospheric layer from which the yellow line in twilight originates. 2233.

— Nordlicht und die Ionosphäre. 1491.

M. Waldmeier. Untersuchungen an der grünen Koronalinie 5303 Å. 451.

P. W. G. White and M. Geddes. Antarctic zone of maximum auroral frequency. 1270.

Luftelektrizität

(Allgemeines, elektrisches Feld, Vertikalstrom; Ionen, Leitfähigkeit, Raumladung, Radioaktivität; Gewitterelektrizität, Sonstiges)

F. W. Chapman. Atmospheric disturbances due to thundercloud discharges: I. 1027.

Hans Israël. Gedanken und Vorschläge zur luftelektrischen Arbeit. 1491.

— Methodik der luftelektrischen Messungen. Feinstruktur des luftelektrischen Feldes und Vertikalstrom. 446.

C. W. Lutz. Luftelektrische Größen für München. 133.

W. Mecklenburg und P. Lautner. Messung des Potentialgradienten und der Raumladung in der freien Atmosphäre. 2226.

Kazuo Ogasahara. Local variation of atmospheric potential-gradient during solar-eclipse at Taihoku. ($\Phi = 25^0\,01'$N, $\lambda = 121^0\,31'\,44''$ E, $H = 10.4$ m.) 1821.

Jules Rouch. Champ électrique de l'atmosphère dans l'océan Atlantique et dans l'Océan Pacifique. 1268.

G. R. Wait and O. W. Torreson. Meteorological effects and their relation to the electrical condition of the lower atmosphere. 1485.

G. Aliverti e G. Lovera. Fenomeni meteorologici sull'oceano e campo elettrico terrestre. 1268.

Ludger Funder. Ermittlung, Ursachen und Bedeutung des Ionengehaltes der Grubenwetter. 134.

O. H. Gish and K. L. Sherman. Ionic equilibrium in the troposphäre and lower stratosphäre. 1486.
M. Herovanu. Ionisation de l'air à Mangalia. 1821.
A. R. Hogg. Intermediate ions of the atmosphere. 1486.
W. Mecklenburg und P. Lautner. Zur Messung des Potentialgradienten und der Raumladung in der freien Atmosphäre. 2226.
Mariano Pierucci. Strana osservazione in eclisse parziale di sole. 1486.

P. L. Bellaschi. Lightning strokes in field and laboratory. 1493.
Jean Bricard et Jean Jung. Mesures de l'intensité de la radiation pénétrante tellurique en Auvergne. 1483.
F. W. Chapman. Atmospheric disturbances due to thundercloud discharges: I. 1027.
Camille Dauzère. Répartition géographique des points de chute de la foudre dans le département de l'Aveyron. 2231.
De electrische vonkontlading in lucht. 1027.
W. Findeisen. Entstehung der Gewitterelektrizität. 2231.
H. T. Flint. Problem of ball lightning. 1027.
J. H. Hagenguth. Lightning recording instruments. I. 2231.
R. E. Holzer and E. J. Workman. Photographs of unusual discharges occuring during thunderstorms. 450.
H. Israël. Wolkenblitz von ungewöhnlicher Länge. 450.
Sante Mattson and Lampert Wiklander. The „amphoteric" double layer and the double ionic exchange in soils. 1484.
J. M. Meek. Mechanism of the lightning discharge. 139.
F. Roßmann. Blitzbeobachtungen: Wolken- und Erdblitze, Linien- und Perlschnurblitze. 139.
Blitz und Hagel (Elektrische Natur des Gewitters). 730.
– Gewittererscheinungen. 1492.
– Zwei Aufnahmen von Erdblitzen während eines schweren Gewitters. 1492.
H. Rudolph. Herkunft der Gewitterelektrizität. 1491.
L. B. Snoddy and J. W. Beams. Laboratory study of spark discharge between conducting clouds. 1493.
Arnold B. Tinn. Local distribution of thunder rains round Nottingham. 1506.
A. Wagner. Kugelblitz. 450.
E. Wall. Was man vom Gewitter weiß. Zu F. Roßmann, Gewittererscheinungen und Zwei Aufnahmen von Erdblitzen während eines schweren Gewitters. 1492.
– Zu F. Roßmann: Blitz und Hagel. Über die elektrische Natur des Gewitters. 1492.
Werner Weber. Einfluß einer Wolke bei Blitz-Modellversuchen. 1270.
Heinz Wichmann. Bedeutung des Blitzes im elektrischen Mechanismus des Gewitters. Untersuchung auf Grund von Messungen der mit Blitzen verbundenen Feldschwankungen. 729.

Ausbreitung elektrischer Wellen in der Atmosphäre, atmosphärische Störungen; Ionosphäre

L. d'Azambuja. Eruptions solaires et leurs relations avec les pertubations ionosphériques. 1268.
B. Beckmann. Störungen der Funkausbreitung und Auftreten von Sonneneruptionen. 136.
–, W. Menzel und F. Vilbig. Grenzwellen. 135.
– – – Streuende Reflexionen der Ionosphäre. 135.
Arthur M. Braaten. Early fade-out investigations. 1489.
K. G. Budden, J. A. Ratcliffe and M. V. Wilkes. Very long waves reflected from the ionosphere. 137.
R. Bureau. Renforcements de la propagation des ondes longues en coïncidence avec les évanouissements des ondes courtes; leur observation par l'enregistrement des parasites atmosphériques. 136.
Robert Bureau et M. Douguet. Parasites atmosphériques dans les régions australes. 728.
R. C. Colwell and A. W. Friend. Reflection of medium and short radio waves in the troposphere. 138.
L. Eblé. Evanouissements et le magnétisme terrestre. 137.
William R. Haseltine. Diffraction of radio ranges by hills. 1821.
L. G. H. Huxley and F. W. Bennett. Propagation of electromagnetic waves in an atmosphere containing free electrons. 2229.
R. Jouaust. Ionosphère et évanouissements brusques des ondes radioélectriques courtes. 136.
G. W. Kenrick and P. J. Sammon. Fluctuations in intensity of static. 449.

T. H. Laby, J. J. McNeill, F. G. Nicholls and F. B. Nickson. Wave form, energy, and reflexion by the ionosphere, of atmospherics. 1027.

J. H. C. Lisman. Zonne-activiteit en radioontvangst in 1938. 1028.

F. E. Lutkin. Nature of atmospherics. VI. 139.

K. G. MacLean and G. S. Wickizer. Random fading of 50-megacycle signals over nonoptical paths. 138.

Hantaro Nagaoka. Luminescence and ionization of meteors. 1823.

William M. Preston. Origin of radio fadeouts and the absorption coefficient of gase for light of wave-length 1215.7 Å. 2248.

J. A. Ratcliffe. Effect of the Lorentz polarization term in ionospheric calculations. 1269.

Olof Rydbeck. Recording of critical frequencies of the ionosphere. 137.

Stephan P. Sashoff and Joseph Well. Static emanating from six tropical storms and its use in locating the position of the disturbance. 1280.

F. Schindelhauer. Peilung der Ausgleichsvorgänge, die Luftstörungen verursachen. 1026.

B. F. J. Schonland, J. S. Elder, J. W. van Wyk, G. A. Cruickshank. Reflection of atmospherics from the ionosphere. 138.

— and D. B. Hodges, G. A. Cruickshank, L. Katz, J. W. van Wyk, W. E. Phillips and R. A. Jubb. Direction-finding of sources of atmosphérics and South African meteorology. Commentary by N. P. Sellick, J. S. Peake and R. A. Jubb. 1490.

N. Smith and S. S. Kirby. Critical Frequencies of Low Ionosphere Layers. 137.

R. A. Watson Watt, A. F. Wilkins and E. G. Bowen. The Return of Radio Waves from the Middle Atmosphere. I. 138.

A. B. Whatman and R. A. Hamilton. High-lattitude radio observations. 138.

F. W. G. White and T. W. Straker. Diurnal variation of absorption of wireless waves. 1491.

S. E. Williams. Absorption of hydrogen Lyman radiation by atmospheric gases. 1489.

R. M. Wundt. Brechung elektrischer Wellen an der Erdoberfläche. 1268.

E. V. Appleton. Characteristic variation of region F_2 ionization troughout the year. 133.

— Composition of the upper atmosphere. Structure of the atmosphere as deduced from ionospheric observations. 456.

— and R. Naismith. Variation of solar ultra-violet radiation during the sunspot cycle. 729.

— and K. Weekes. Lunar tides in the upper atmosphere. 167.

Averages of critical frequencies and virtual heights of the ionosphere, observed by the National Bureau of Standards at Washington, D. C., January to June 1939. 138.

V. A. Bailey. Effects caused in the Ionosphere by Electric Waves. I. 138.

J. Bannon, A. J. Higgs, D. F. Martyn and G. H. Munro. Association of meteorological changes with variations of ionization in the F_2 region of the ionosphere. 1822.

L. V. Berkner, H. W. Wells and S. L. Seaton. Ionospheric effects associated with magnetic disturbances. 135.

N. E. Bradbury and W. T. Sumerlin. Night-sky and nocturnal E-layer ionization. 2229, 2230.

W. Dieminger und H. Plendl. Abnormale Erscheinung in der Ionosphäre während des Nordlichtes vom 24.—25. Febr. 1939. 449.

— — Fortlaufende Senkrechtlotungen der Ionosphäre auf 3670 kHz (81,7 m) im Jahre 1938. 729.

T. L. Eckersley. Existence of a bianual component in the F_2-layer ionization. 2230.

John A. Fleming and O. H. Gish. Annual report of the director of the department of terrestrial magnetism. 1824.

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., June, 1939. 137.

— — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., July, 1939. 450.

— — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., September, 1939. 1026.

— — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., November, 1939, with predictions for February, 1940. 1823.

— — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., December, 1939, with predictions for March, 1940. 1823.

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., January, 1940, with predictions for April, 1940. 1823.
W. M. Goodall. Solar cycle and the F_2 region of the ionosphere. 1488.
G. Goubau. Zusammenhang zwischen dem Zustand der Ionosphere und den erdmagnetischen Störungen. 1026.
W. Grotrian. Sonne und Ionosphäre. I. Die Sonne als Ursache der normalen Ionisation der Ionosphäre. II. Die Sonne als Ursache von Störungen der Ionosphäre. 1487.
C. Hoffmeister. Meteorische Wirkungen in den höchsten Atmosphärenschichten. 1271.
E. O. Hulburt. *E*-region of the ionosphere during the annular solar eclipse of April 7, 1940. 1489.
— *E* region of the ionosphere during the total solar eclipse of October 1, 1940. 135.
Raymond Jouaust, Emile Thellier et Henri Jardy. Mesure du champ magnétique terrestre aux hautes altitudes déduite de l'étude de l'ionosphère. 451.
Leonard B. Loeb. Ionic recombination in the Ionosphere. 1490.
Q. Majorana. La ionosfera. 1026.
Th. Netzer. Einfluß der erdmagnetischen Tätigkeit auf Höhe und Konzentration der *F*-Schicht und über einen Zusammenhang von abnormaler *E*-Ionisierung mit Störungen der *F*-Schicht. 1822.
W. C. Parkinson and L. S. Prior. Ionosphere at Watheroo, Western Australia, January, February and March 1939. 138.
— — The ionosphere at Watheroo, Western Australia, April, May, and June, 1939. 1026.
— — Ionosphere at Watheroo, Western Australia, July to September, 1939. 1822.
J. A. Pierce and H. R. Mimno. Motion of clouds ob abnormal *E* region ionization. 138.
William M. Preston. Absorption coefficient of gases for light of wave length 1215.7 Å. 137.
H. Raether. Gasionisierende Strahlung einer Funkenentladung. 729.
Ivo Ranzi. Sonnenzeitliche Abnahme des Ionisationsgrades in der hohen Ionosphäre. 1026.
M. N. Saha und R. N. Rai. Ionisation in der oberen Atmosphäre. 134.
J. P. Schafer and W. M. Goodall. Comparison of simultaneon ionosphere observations at Washington, D. C., and Deal, New Jersey. 137.
W. Scholz und L. Egersdörfer. Einfluß der Troposphäre auf die Ultrakurzwellenausbreitung. 134.
H. R. Scultetus. Sonnentätigkeit im Jahre 1938 geophysikalisch gesehen. 729.
S. L. Seaton and L. V. Berkner. Nonseasonal behavior of the *F*-region. 135.
L. Vegard. Das Nordlicht und die Ionosphäre. 1491.
H. W. Wells. The ionosphere at Huancayo, Peru, April, May, and June, 1939. 1026.
— Ionosphere at Huancayo, Peru, July to September, 1939. 1822.
— and H. E. Stanton. Ionospheric characteristics at Huancayo, Peru, December 1937, through December 1938. 137.
— — Ionosphere at Huancayo, Peru, January, February and March 1939. 137.
F. W. G. White. Dispersion of wireless echoes from the ionosphere. 1270.
—, C. J. Banwell and G. A. Peddie. Measurements of F_2-region ionization over New Zealand. 2230.
Takahiko Yamanouchi and Masao Kotani. Photo-ionization and recombination of oxygen atom. 1825.

6. Ultrastrahlung

Allgemeines, Ursprung und Natur der Strahlung, Ionisation

Hannes Alfvén. Origin of cosmic radiation. 1030.
Alfredo Baños, Jr., Héctor Uribe and Jaime Lifschitz. Intensity of cosmic rays. Stable periodic orbits in the theory of primary cosmic radiation. 1030.
Frederik Jozef Belinfante. Theory of heavy quanta. 737.
Gilberto Bernardini. Elettrone pesante e i raggi cosmici. 1498.
P. M. S. Blackett. Cosmic rays. 1495.
Robert B. Brode. Composition of cosmic rays. Specific ionization of high speed particles. 1277.
James W. Broxon and George T. Merideth. Analysis of high gradient, high pressure, gamma-ray, air ion current measurements, by Zanstra's adaptation of Jaffé's columnar theory. 731.

James W. Broxon and George T. Merideth. Measurements of gammaray ionization currents in air at high pressures and high gradients. 731.
Félix Cernuschi. Theory of the origin of cosmic rays. 452.
J. Clay. Intensity of cosmic rays. The intensity of cosmic radiation under thick layers. 1030.
— Kosmische stralen in de atmosfeer en in de aarde. 142.
— and H. J. Stammer. Ionisation by cosmic rays in gases. 144.
A. Dauvillier et A. Rogozinski. Ionisation par les rayons cosmique et gamma de l'azote et de l'argon pur comprimés. 143.
Foster Evans. Electrical fields produced in interstellar space by cosmic rays. 1500.
G. Gentile. Limiti dell'elettrodinamica e nuovi risultati spermimentali sulla radiazione cosmica. 2233.
W. Heitler. Theorie der Höhenstrahlen. 142.
Thomas H. Johnson. Composition of cosmic rays. Evidence that protons are the primary particles of the hard component. 1277.
— Nature of the primary cosmic radiation. 152.
Haydn Jones. Composition of cosmic rays. Energy distribution and positive excess of mesotrons. 1277.
Vernal Josephson, Darol K. Froman and J. C. Stearns. Simultaneous penetrating rays from the atmosphere. 2234.
S. A. Korff. Composition of cosmic rays. Recent studies at high elevations. 1277.
C. Møller of B. Eriksen. Ny Elementarpartikel. 1279.
Seth H. Neddermeyer and Carl D. Anderson. Composition of cosmic rays. Nature of cosmic-ray particles. 1277.
I. Opatowski. Allowed directions of cosmic rays as an existence problem of mathematical analysis. 1030.
J. A. Reboul. Existence et caractères de radiations ionisantes absorbables émises par les métaux ordinaires. 1280.
Réunion Internationale de Physique—Chimie—Biologie. Congrès du Palais de la Découverte. Paris, Octobre 1937. III. Rayons cosmiques. 142.
Bruno Rossi. System of units for nuclear and cosmic-ray phenomena. 2234.
E. R. Sabato. On Alfén's hypothesis of a „cosmic cyclotron". 143.
Tokio Takeuti und Sin Huzisawa. Photographische Registrierung der Ultrastrahlung aus der Stratosphäre. 1826.
J. Earl Thomas jr. and W. E. Ramsey. Adaptation of a small cloud chamber to the study of electron showers. 144.
M. S. Vallarta. Composition of cosmic rays. Determination of the energy spectrum of primary cosmic rays. 1278.
S. N. Vernov. Divergences between experimental data and deductions from the Bhabha-Heitler-Arley cascade theory. 1033.
G. Wataghin, M. D. de Souza Santos and P. A. Pompeia. Simultaneous penetrating particles in the cosmic radiation. II. 2235.
E. J. Williams. Natur der Höhenstrahlenteilchen. 142.
H. Yukawa. Gegenwärtiger Stand der Theorie des Mesotrons. 1279.
F. Zwicky. Cosmic rays from supernovae. 142.
— Production of atomic rays and of cosmic rays in supernovae. 143.

Geographische Verteilung, Richtungsverteilung, Breiteneffekt, Periodizität

Hannes Alfvén. Registration of the cosmic radiation by means of coincidence counters. 143.
P. Auger, R. Grégoire, R. Maze et B. Goldschmidt. Changements d'intensité et de composition des rayons cosmiques avec la latitude magnétique. 1495.
J. Barnóthy and M. Forró. Directional distribution of the hard and soft component of cosmic radiation. 146.
J. Clay, K. H. J. Jonker and J. T. Wiersma. Decay of the penetrating cosmic radiation in different directions. 154.
A. H. Compton and P. S. Gill. Intensity of cosmic rays. Cosmic rays on the Pacific Ocean. 1033.
Densil M. Cooper. Fine structure in the zenith angle distribution of cosmic rays. 145.
— Fine structure in the zenith angle distribution of cosmic-ray intensity. 1495.
A. Ehmert. Zwölfstundenperiode der Mesotronenintensität und Höhe des Ursprungs der Mesotronen. 1278.
S. E. Forbush. Time variations of cosmic rays. World-wide changes in cosmic-ray intensity. 1032.

Radhesh Chandra Ghosh. Winkelverteilung der kosmischen Strahlung. 732.
P. S. Gill. East-west asymmetry of cosmic rays at 40° N latitude. 1495.
Piara S. Gill. Study of cosmic rays on the Pacific Ocean. 146.
Victor Francis Hess. Seasonal and atmospheric temperature effect in cosmic radiation. 2233.
Victor F. Hess. Significance of world-wide changes in cosmic ray intensity and their relation to solar and earth-magnetic phenomena. 2233.
Chihiro Ishii, Yoshihiro Asano, Yataro Sekido and Hukutarô Simamura. Intensity-variations of cosmic ray. 1496.
William P. Jesse. Time variations of cosmic rays. Seasonal studies at high altitudes. 1032.
Thomas H. Johnson. Angular dispersion of the cosmic radiation in the upper atmosphere resulting from the deflection of low energy particles in the earth's magnetic field. 145.
— and J. Griffiths Barry. The east-west symmetry of the cosmic radiation at very high elevations near the equator and evidence that protons constitute the primary particles of the hard component. 145.
W. Kolhörster. Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung von September 1937 —1938. 1278.
G. R. Miczaika. Jährliche Schwankung der Intensität der Höhenstrahlung. 147.
R. A. Millikan and H. V. Neher. New evidence for a change with time of the total energy brought into the earth by cosmic rays. 733.
—, — and D. O. Smith. Time variations of cosmic rays. Seasonal cosmic-ray effects at sea level. 732.
A. T. Monk and A. H. Compton. Time variations of cosmic rays. Recurrence phenomena in cosmic-ray intensity. 1033.
Walter Rau. Intensitätsschwankungen der harten Komponente der kosmischen Ultrastrahlung. 1278.
E. Regener und W. Rau. Schwankungen der harten Komponente der kosmischen Strahlung. 1278.
H. S. Ribner. Anomalies in the directional intensity distribution of cosmic rays. 145.
M. S. Vallarta and O. Godart. Time variations of cosmic rays. Theory of world-wider periodic variations of the intensity of cosmic radiation. 1031.
J. A. Vargus Jr. Angular distribution of cosmic-ray particles scattered in 1 cm of platinum. 453.
Paul Weisz. Mesotron und Richtungsverteilung der Höhenstrahlung. 154.
— Zenith angle distribution of the hard component of cosmic rays and the mass of the mesotron. 145.
A. B. Werigo. Messungen der Intensität von kosmischen Strahlen in arktischen Gebieten. 732.
E. O. Wollan. Time variations of cosmic rays. Present status of solar and sideral time variation of cosmic rays. 1032.
Tchang Yong-Li. Théorie des effets de latitude et d'asymétrie des rayons cosmiques. VI. Cônes des rayons cosmiques infiniment voisins de l'équateur. VII. Trajectoires voisines de l'équateur. 453.

Schauer, Stöße

Pierre Auger et Jean Daudin. Partie pénétrante des grandes gerbes de rayons cosmiques. 1273.
—, Roland Maze et Robley. Extension et pouvoir pénétrant des grandes gerbes de rayons cosmiques. 148.
—, Robley et Pluvinage. Variations des grandes gerbes de rayons cosmiques en fonction de la pression barométrique, de l'altitude et du temps. 1273.
J. Barnóthy and M. Forró. Diurnal and sidereal effects and the meteorologic influences on shower and vertical intensity of cosmic rays. 149.
Jenö Barnóthy und Magda Forró. Einfluß der meteorologischen Faktoren auf die Schauerintensität. 1272.
J. G. Barry and T. H. Johnson. Contribution of showers to the coincidences recorded at high elevations. 2234.
Gilberto Bernardini und Bernardo Nestore Cacciapuoti. Kurve der Höhenstrahlschauer und Natur des Mesotrons. 1036.
H. J. Bhabha, H. Carmichael and C. N. Chou. Production of bursts and the spin of the meson. 1497.
W. Bothe. Production of secondary radiation. Narrow cosmic ray showers. 1275.
H. J. J. Braddick. Cosmic-ray bursts at high altitude. 150.
Hugh Carmichael and Chang-Ning Chou. Cosmic ray ionization bursts. 150.

Giuseppe Cocconi und Vanna Tongiorgi. Kohärenz der kosmischen Höhenstrahlung. 1036.
Max G. E. Cosyns. Barometric Coefficient of extensive cosmic ray showers. 2236.
A. Dauvillier. Identification des chocs d'Hoffmann avec les gerbes d'électrons produites par les rayons cosmiques. 148.
Alfred Ehmert. Harte Schauer der kosmischen Ultrastrahlung und das zweite Maximum der Rossi-Kurve. 147.
H. Euler. Ausgedehnte Schauer der Ultrastrahlung in der Luft. 1272.
— Beobachtung von Luftschauern und Kernzertrümmerungen der kosmischen Strahlung in der Ionisationskammer. 1498.
— und H. Wergeland. Ausgedehnte Schauer der kosmischen Strahlung in der Luft. 148.
Darol K. Froman and J. C. Stearns. Evidence of neutrons in heavy particle showers. 735.
Piera S. Gill. Time distribution of cosmic-ray bursts. 735.
W. Heisenberg. Production of secondary radiation. Theory of explosion showers in cosmic rays. 733.
— Theorie der explosionsartigen Schauer in der kosmischen Strahlung. II. 147.
A. Idanoff. Cosmic ray burst of a hundred particles. 1497.
D. Ivanenko and A. Sokolov. Mathematical formalism of the theory of showers. 150.
L. Jánossy and P. Ingleby. Penetrating cosmic ray showers. 1827.
Werner Kolhörster. Registrierungen gekoppelter Höhenstrahlen. 733.
A. C. B. Lovell. Shower production by penetrating cosmic rays. 1034.
— and J. G. Wilson. Investigation of cosmic ray showers of atmospheric origin, using two cloud chambers. 1497.
C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Origin of the rays which produce the bursts of cosmic-ray ionization. 149.
C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Portable apparatus for recording bursts of cosmic-ray ionization. 1273.
C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Transition effect for large bursts of cosmic-ray ionization and the number of primary electrons of very high energy. 739.
W. M. Nielsen, J. E. Morgan and K. Z. Morgan. Rossi transition curve for small angle showers. 149.
Georg Rakuttis. Richtungsverteilung und Durchdringungsfähigkeit der bei den Ultrastrahlungsstößen wirksamen Strahlen. 734.
Marcel Schein and Piara S. Gill. Cosmic-ray bursts in great thicknesses of lead. 149.
K. Schmeiser. Auslösende Strahlung der harten Ultrastrahlschauer. 147.
E. G. Steinke und H. Schmid. Auslösekurve der Ultrastrahlungsstöße beim Übergang von Luft nach Blei. 2235.
— — Hoffmannsche Stöße und Multiplikationstheorie. 1496.
Alexander W. Stern. Nuclear electron showers. 2235.
J. C. Street. Cloud chamber studies of cosmic ray showers and penetrating particles. 150.
Erwin Stuhlweissenburg. Zwei- und Dreifachkoinzidenzen bei Ultrastrahlungsstößen. 734.
W. G. F. Swann. Production of secondary radiation. Showers produced by penetrating rays and allied phenomena. 1275.
— and W. E. Ramsey. Shower production by mesotrons in different material. 2235.
— — Showers produced by penetrating rays. 732.
P. J. G. de Vos. Second maximum in the Rossi transition curve for copper. 1827.
Gleb Wataghin. Explosion showers. 1496.
Yuzuru Watase. Counter Experiments on the Mechanism of Shower Production. 734.
Erich Weber. Absolutbestimmung der Höhenstrahlenkoinzidenzen mit einem Verstärker vorgebbaren Auflösungsvermögens. 1825.
A. H. Wilson and F. Booth. Large cosmic ray showers and mesons. 1826.

Höhen- und Energieverteilung, Zusammensetzung, Absorption; Sekundäreffekte, Zusammenhang mit anderem, Sonstiges

Mario Ageno. Vorkommen sekundärer Neutronen in der Höhenstrahlung. 736.
K. I. Alexeeva. Number of „decay electrons" accompanying penetrating particles. 1829.
N. Arley and W. Heitler. Neutral particles in cosmic radiation. 151.
P. Auger. Spectre d'énergie des rayons cosmiques. 1828.
Pierre Auger and Thérèse Grivet. Composition of cosmic rays. 1274.

J. Barnóthy. Durchdringende Strahlung hinter mehr als 300 m Wasseräquivalent. 1498.
— and M. Forró. Cosmic-ray particles at great depth. 152.
— — Cosmic-ray particles at great depth. Berichtigung. 1829.
Gilberto Bernardini, Bernardo Nestore Cacciapuoti, Bruno Ferretti, Oreste Piccioni und Giancarlo Wick. Gleichgewichtsbedingungen der Elektronen- und Mesotronenkomponenten in verschiedenen Medien verschiedener Höhe auf Meeresniveau. 1828.
H. A. Bethe, S. A. Korff and G. Placzek. Interpretation of neutron measurements in cosmic radiation. 2236.
J. K. Boggild, I. C. Kuo, S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson. Collision energy loss of low energy cosmic-ray electrons. 2236.
E. M. Bruins. Decay of the penetrating cosmic rays. III. 1276.
J. Clay. Intensity of cosmic rays. Absolute value of cosmic-ray ionization at sea level in different gases. Intensity of cosmic radiation under thick layers. 1030.
Hugh Carmichael and E. G. Dymond. High altitude cosmic radiation measurements near the north geomagnetic pole. 146.
J. Clay and A. G. M. van Gemert. Absorption of the hard cosmic rays in different materials. 151.
— and A. v. Gemert. Cosmic radiation penetrating into the earth to a depth of 1380 m waterequivalent. 738.
— — Decrease of the intensity of cosmic rays in the earth down to 1380 m waterequivalent. 153.
Giuseppe Cocconi. Instability of the mesotron. 1499.
G. Cocconi und V. Tongiorgi. Neutronen der kosmischen Ultra-Strahlung. 737.
Jean-Louis Destouches. Les électrons lourdes (mésotons). 154.
Mircea Drăganu. Création des électrons lourds. 155.
E. G. Dymond. Intensity of mesotrons in the upper atmosphere. 1279.
A. Ehmert. Harte Komponente der kosmischen Strahlung in der Stratosphäre. 1828.
Paul Ehrenfest, Jr. et André Fréon. Désintégration spontanée des mésotons, particules composant le rayonnement cosmique pénétrant. 735.
B. Ferretti. Origine della radiazione cosmica molle al livello del mare. 1498.
Hans von Halban jr., Lew Kowarski et Michel Magat. Intensité des neutrons dans la radiation cosmique. 152.
W. Heitler, C. F. Powell and G. E. F. Fertel. Heavy cosmic ray particles at Jungfraujoch and sea-level. 151.
Gerhard Herzog. Cloud-chamber photographs of cosmic rays up to an altitude of 29,300 feet. 2237.
G. Herzog. Search for heavy cosmic-ray particles with a cloud chamber. 154.
Donald J. Hughes. Positive excess and electron component in the cosmic-ray spectrum. 2237.
R. Albagli Hutner. Penumbra at geomagnetic latitude 20^0 and the energy spectrum of primary cosmic radiation. 154.
L. Jánossy and B. Rossi. Photon component of cosmic radiation and its absorption coefficient. 1827.
William P. Jesse. Time variations in cosmic-ray intensity at high altitudes. 2234.
Thomas H. Johnson. Correlation of cosmic-ray geomagnetic effects. 737.
Suekichi Kawata and Mitsugu Ito. Study of neutrons in the atmosphere with a boron coated counter. 1829.
Werner Kolhörster und Ilse Matthes. Absorption der Höhenstrahlung in der Atmosphäre und die Mesonen. 453.
S. A. Korff. Evidence for neutrons in the cosmic radiation. 736.
— and E. T. Clarke. Upward radiation produced by cosmic rays at high altitudes. 735.
Ilse Matthes. Untersuchungen über das Verhalten der Höhenstrahlung beim Durchdringen sehr starker Bleischichten. 733.
A. Migdal and J. Pomeranchuk. Ends of the mesotron tracks observed in an expansion chamber. 2238.
C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Intensity of neutrons of thermal energy in the atmosphere at sea level. 153.
—, W. E. Ramsey, D. B. Cowie and D. D. Montgomery. Occurrence of slow mesotrons. 154.
— — — — Slow mesons in the cosmic radiation. 739.
W. M. Nielsen, C. M. Ryerson, L. W. Nordheim and K. Z. Morgan. Measurement of mesotron lifetime. 1499.
L. W. Nordheim. Production of the hard component of the cosmic radiation.

II. Protons or neutral particles as primaries. 736.
L. W. Nordheim and M. H. Hebb. Production of the hard component of the cosmic radiation within the atmosphere. 152.
— — Production of the hard component of the cosmic radiation. I. Photon hypothesis. 736.
Martin A. Pomerantz. Instability of the meson. 1498.
— and Thomas H. Johnson. Contribution to the soft component of cosmic radiation by the disintegration of mesotrons. 153.
— — Relative meson stopping power of lead and water. 2237.
I. Pomeranchuk. Maximum energy of the primary cosmic electrons on the surface of the earth due to the radiation in the earth's magnetic field. 2238.
R. D. Present. Interpretation of the proton-proton range. 1499.
H. S. Ribner. Experimental test of Schremp's theory of cosmic-ray fine structure. 1031.
B. Rossi and L. Jánossy. Photon component of cosmic radiation and its absorption coefficient. 1035.
Bruno Rossi, H. van Norman Hilberry and J. Barton Hoag. Variation of the hard component of cosmic rays with height and the disintegration of mesotrons. 1499.
—, Norman Hilberry and J. Barton Hoag. Variation of the hard component of cosmic rays with height and the disintegration of mesotrons. 1827.
Marcel Schein, William P. Jesse and E. O. Wollan. Intensity and rate of production of mesotrons in the stratosphere. 2237.
—, W. P. Jesse and E. O. Wollan. Mesotron intensity and rate of production in the stratosphere. 1499.
E. J. Schremp and H. S. Ribner. Intensity of cosmic rays. Structure pattern of directional cosmic-ray intensity. 1031.
A. P. Shdanow. Kernzertrümmerungen durch kosmische Strahlen in der Höhe nach Beobachtungen mit dickschichtigen Photoplatten. 731.
D. V. Skobeltzyn. Soft component of cosmic radiation in connexion with the problem of mesotron disintegration. 2236.
W. F. G. Swann. Cosmic-ray phenomena at high altitudes. 732.
— and W. E. Danforth. Geiger-counter measurements of the vertical cosmic-ray intensity between sealevel and 24,000 feet. 144.
W. F. G. Swann, G. L. Locher, W. E. Danforth, C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Cosmic-ray observations in the stratosphere. 144.
Ig. Tamm and S. Belenky. Soft component of cosmic rays at sea level. 1034.
V. Veksler and N. Dobrotin. Heavy electrons in cosmic rays. 736.
S. N. Vernov. Transition maximum according to the data of observations from substratostats. 1272.
G. Wataghin, M. D. de Souza Santos and P. A. Pompeia. Simultaneous penetrating particles in the cosmic radiation. 1496.
A. Widhalm. Schwere Teilchen in der Höhenstrahlung. 1280.
Anton Widhalm. Schwere Teilchen in der kosmischen Höhenstrahlung. 1828.
E. J. Williams. Observations on cosmic rays using a large randomly operated cloud chamber. 144.
J. G. Wilson. Absorption of penetrating cosmic ray particles in gold. 1035.
— Scattering of mesotrons in metal plates. 1035.
Volney C. Wilson. Composition of cosmic rays. Nature of cosmic rays below ground. 1275.
Hideki Yukawa and Taisuke Okayama. Absorption of slow mesotrons in matter. 738.

Pierre Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, Robley and A. Fréon. Production of secondary radiation. Extensive cosmic-ray showers. 1274.
Niel F. Beardsley. Correlation between cosmic-ray intensity and upper air pressures and temperatures. 2238.
P. M. S. Blackett. Radioactive decay of mesotrons. 738.
— and B. Rossi. Production of secondary radiation. Recent experiments on cosmic rays. 1275.
W. Bothe. Production of secondary radiation. Narrow cosmic-ray showers. 1275.
E. M. Bruins. Cosmische stralen (Magnetische effecten). 146.
— Decay of the penetrating cosmic rays. II. 738.
J. Clay and E. M. Bruins. Time variations of cosmic rays. Variations of cosmic-rays intensity with variation of barometric pressure and temperature at sea level. 1031.

J. Clay and E. M. Bruins. Variations of cosmic ray intensity with variations of atmospheric pressure and temperature at sea-level. 155.
Giuseppe Cocconi. Produzione degli jukoni. 454.
G. Cocconi und V. Tongiorgi. Erzeugung von Neutronen durch die kosmische Strahlung. 148.
J. Eugster, A. Sperlich, W. Hauptmann, H. Hölzl und L. Jäger. Biologische Wirkung der kosmischen Strahlung. 156.
A. Filippov †, I. Gurevich and A. Zhdanov (A. Gdanov). Disintegration of atomic nuclei by cosmic rays. 143.
O. Godart. Stability in the sense of poisson for orbits of cosmic rays, and magnetic storms. 156.
— World-wide variations of the earth's magnetic field and the intensity of cosmic radiation. 1033.
Mme Thérèse Grivet-Meyer. Effects secondaires des rayons cosmiques dans le plomb. 151.
Victor F. Hess. Time variations of cosmic rays. Significance of variations in cosmic-ray intensity and their relation to solar, earthmagnetic and atmospheric phenomena. 1032.
W. Kolhörster. Cosmic-rays; barometric effect, variations of second kind and disturbances produced by the earth's magnetic field. 733.
— Gekoppelte Höhenstrahlen und ihr Verhalten zu den meteorologischen Elementen. 1033.
Werner Kolhörster. Höhenstrahlung und erdmagnetische Variationen. 155.
S. A. Korff. Production of neutrons by cosmic-ray showers. 2235.
Donald H. Loughridge and Paul Gast. Air mass effect on cosmic-ray intensity. 1036.
H. Maier-Leibnitz. Wilson-Aufnahme schwerer Elektronen. 738.
G. R. Miczaika. Intensitätsänderungen der Höhenstrahlung und Aktivität der Sonne. 155.
C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Production of secondary radiation. Behavior of high energy electrons in the cosmic radiation. 1273.
Y. Nishina, Y. Sekido, H. Simamura and H. Arakawa. Cosmic-ray intensities and air masses. 1829.
— — — — Cosmic ray intensities and cyclones. 2238.
J. R. Oppenheimer, H. Snyder and R. Serber. Production of soft secondaries by mesotrons. 1500.
R. Pyrkosch. Magnetische Beeinflussungen der primären Höhenstrahlung und die Kaskadentheorie der Schauer. 1030.
Bruno Rossi. Production of secondary radiation. Disintegration of mesotrons. 1276.
— Radioactive decay of mesotrons. 738.
Shoichi Sakata and Yasutaka Tanikawa. Spontaneous disintegration of the neutral mesotron (neutretto). 2237.
Marcel Schein and Piara S. Gill. Production of secondary radiation. Burst frequency as a function of energy. 1274.
—, W. P. Jesse and E. O. Wollan. Intensity and rate of production of mesotrons as a function of altitude. 454.
— and Volney C. Wilson. Production of secondary radiation. Mesotron produktion in the atmosphere. 1274.
Émile Sevin. Protidons. 1276.
W. R. Smythe. Cosmic rays and radioactive potassium. 156.
Georg Stetter und Hertha Wambacher. Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen durch Höhenstrahlen. 1276.
W. F. G. Swann. Production of secondary radiation. Showers produced by penetrating rays and allied phenomena. 1275.
Ig. Tamm. Penetrating cosmic rays particles and the nuclear forces. 737.
B. Trumpy. Sekundärwirkung der Mesotronenstrahlung. 454.
V. Veksler and N. Dobrotin. Secondary mesotrons. 1272.
Hertha Wambacher. Kernzertrümmerung durch Höhenstrahlen. 1280.
E. J. Williams. Average number of electrons accompanying a cosmic-ray meson due to collisions of the meson with atomic electrons. 2237.
— and C. E. Roberts. Evidence for transformation of mesotrons into electrons. 1279.
I. Zlotowski. Nuclear disintegration induced by the cosmic radiation. 453.

7. Physik des Meeres und der Gewässer

Ozeanographie; Hydrologie, Giaccologie

George L. Clarke and Harry R. James. Selective absorption of light by sea water. 157.
L. H. Dawson and E. O. Hulburt. Scattering of light by water as a function of angle. 156.

A. Defant und Bj. Helland-Hansen. Ozeanographische Untersuchungen im zentralen und östlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans im Frühsommer 1938. 156.
— und H. Ertel. Durch Niederschläge verursachte Störungen des Salzgehaltes im Ozean und deren Ausgleich durch Turbulenz. 455.
Günter Dietrich. Absorption der Strahlung im reinen Wasser und im reinen Meerwasser. 157.
— Ergebnisse der niederländischen „Snellius"-Expedition für die Ozeanographie des Australasiatischen Mittelmeeres. 454.
A. T. Doodson. Current-meter for measuring turbulence. 1023.
Echolot als Seegangsmesser. 2239.
A. Endrös. Niedriger Wasserstand am 24. November 1938 an der deutschen Ostseeküste. 156.
Vladimir Frolow. Composante annuelle autour de la Baltique. 1037.
Virgiliu G. Gheorghiu et N. Calinicenco. Variation de la conductibilité électrique de l'eau de la mer noire avec la température et son emploi à la mesure de la température de l'eau marine. 1021.
Erich Goedecke. Säkulare Erwärmung des isländischen Küstenwassers. 455.
B. Gutenberg. The structure of the pacific basin as indicated by earthquakes. 1485.
E. Newton Harvey. Deep-sea photography. 454.
Koji Hidaka. Free oscillation of water in an oval basin. 1830.
— Horizontal oscillations of bay water induced by tidal currents. 1830.
— Wind circulation of water and the inertia terms. 1830.
O. C. Hilgenberg. Meerestiefe im Nordpolarmeer. 1036.
Egil A. Hylleraas. Schwingungen eines stabil geschichteten, durch Meridiane begrenzten Meeres. 2239.
Eduard Kägi. Einfluß des Luftdruckes und des Windes auf den Wasserstand an der estländischen Küste. 740.
K. Koenuma. Hydrography of southwestern part of the North Pacific and the and the Kurioso. III. Oceanographical investigations of the Kurioso area and its outer regions development of ocean currents in the north Pacific. 1829.
Fritzi Kropf. Methodische Fragen zur Bestimmung kleinster Emanations- und Radiummengen und der Radiumgehalt von Kalkgestein. 1037.
Jean Legrand. Nouvelles preuves du rôle de l'échauffement progressif de la mer dans l'affaissement apparent des côtes septentrionales de l'Europe. 2239.
Fr. Model. Gebundenheit von Hoch- und Niedrigwasser der Ostsee an ganz bestimmte Kalendertage im Jahre. 740.
— Triftende Eisfelder. 1830.
C. H. Mortimer and E. B. Worthington. Application of echo-sounding. 1266.
Norris W. Rakestraw, Clifford E. Herrick, Jr. and Wm. D. Urry. Helium-neon content of sea water and its relation to the oxygen content. 740.
Jules Rouch. Mesure du p_H dans l'Océan Atlantique et dans l'Océan Pacifique. 1037.
Arnold Schumacher. Monatskarten der Oberflächenströmungen im Nordatlantischen Ozean (5° S bis 50° N). 1830.
Kazuhiko Terada. Tunami or destructive sea waves excited by a travelling typhoon. 740.
C. L. Utterback and Raymond E. Wilson. Submarine illumination in photometric units. 1830.
A. G. Walker and J. R. Daymond. Hydraulic problem involving discharge into tidal water. 1036.
T. Yanagisawa. Contribution to the disturbance of plankton distribution caused by the water movements due to tidal currents. 740.

Max Demorest. Glacial movement: a criticism. 132.
Robert Duchan. Proportions élevées de mésothorium I dans les eaux minérales de Châtel-Guyon (Puy-de-Dome) et le radium dans l'eau du sondage des Martres d'Artières (Puy-de-Dome). 1483.
Josef Hoffmann. Über das Radium-Uran-Verhältnis in Karlsbader Thermen. 1483.
Vaclav Jelen. Mineralwässer des böhmischen Kreidegebietes. 1267.
A. Kreis und W. Jost. Eisdickenmessungen der Gletscherkommission der S. N. G. auf dem Unteraargletscher. 1484.
Adolphe Lepape et Marcel Geslin. Radioactivité des sources hydrominérales de Châtel-Guyon (Puy-de-Dome). Sources très riches en thoron. 1818.
I. N. Lepeshkov and A. I. Shpikelman. Distribution of boron between liquid and solid phases of the Inder lake brines during isothermal evaporation. 1500.

Hans Lüneburg. Hydrochemische Untersuchungen in der Elbmündung mittels Elektrokolorimeter. 739.
Helmut Mrose. Seltsame Höhlenvereisung. 1484.
H. Oellrich. Eisverhältnisse des Winters 1938/39 in den außerdeutschen europäischen Gewässern. 1280.
M. F. Perutz. Mechanism of glacier flow. 1484.
— and Gerald Seligman. Crystallographic investigation of glacier structure and the mechanism of glacier flow. 132.
Jacob M. Schneider. Quartärchronologie auf geophysikalischer Grundlage mit möglichst wenig Hypothesen. 1267.
Rudolf Streiff-Becker. Eisbewegung im Firn und Gletscher und ihre Wirkung. 1025.
Kazuhiko Terada. Tunami or destructive sea waves excited by a travelling typhoon. 740.
E. Wollmann. Natürliche und künstliche Mineralwässer. 1268.

8. Physik der Atmosphäre

Allgemeines; Zusammensetzung der Atmosphäre; Beobachtungen und Beobachtungsergebnisse (s. auch „Klimatologie"), Wettervorhersage

E. V. Appleton and K. Weekes. Lunar tides in the upper atmosphere. 167.
J. Bannon, A. J. Higgs, D. F. Martyn and G. H. Munro. The association of meteorological changes with variations of ionization in the F_2 region of the ionosphere. 1822.
H. Benioff and B. Gutenberg. Observations with electromagnetic microbarographs. 1485.
Joachim Blüthgen. Dr. med. U. F. Friedrich Vettin, der Entdecker des europäischen Monsuns. 1502.
H. Burckardt und H. Flohn. Atmosphärische Kondensationskerne in ihrer physikalischen, meteorologischen und bioklimatischen Bedeutung, Meßergebnisse von E. Flach und L. Schulz. 455.
V. Conrad. Definition des Monsuns. 743.
B. Düll und T. Düll. Kosmisch-physikalische Störungen der Ionosphäre, Troposphäre und Biosphäre. 449.
H. v. Ficker. Meteorologische Ergebnisse der Deutschen Grönlandexpedition Alfred Wegener. 2241.
W. Findeisen. Regentropfenbildung in reinen Wasserwolken. 754.
B. Gutenberg. Velocity of sound waves and the temperature in the stratosphere in Southern California. 1501.
Bohuslav Hrudicka. Meteorologie im Dienste der Bautechnik. 756.
K. Langbeck. Winterliche Bautätigkeit in ihrer Abhängigkeit von den Witterungsverhältnissen. 756.
F. Linke, F. Albrecht, H. Ertel, H. Israël, E. Kleinschmidt, G. Loeser und K. Schneider-Carius. Meteorologisches Taschenbuch. 721.
Otto Meißner. Der Märzkälterückfall, nebst einem Zusatz über Wärmeperioden im März. 163.
Hch. Meyer-Bührer. Messungen am Erdschatten während der Mondfinsternis vom 7./8. November 1938. 1500.
H. Noth. Begriffsbildung in der Meteorologie im allgemeinen, den Begriff Steuerung im besonderen und die Regulierung durch atmosphärische Druckgebilde. 2239.
M. Paul. Kondensationsvorgänge in der freien Atmosphäre. 465.
C. L. Pekeris. Propagation of a pulse in the atmosphere. 448.
Paul Perlewitz. Windstärke-Tabelle für Luftfahrt, Seefahrt, Sport und Wissenschaft. 1482.
Horst Philipps. Zehn Jahre Großwetterforschung. 1505.
W. R. Priston. Solar variation and the weather. 1285.
C. Reinsberg. Stumpffscher Isotropievektor. 171.
Gerhard Schindler. Warum nicht auch Cumulostratus? 755.
Fritz Schnaidt. Temperatur- und Druckabhängigkeit der spezifischen Wärmen von Luft und Wasserdampf und der Verdampfungswärme des Wassers. 465.
B. F. J. Schonland and D. B. Hodges, G. A. Cruickshank, L. Katz, J. W. van Wyk, W. E. Phillips and R. A. Jubb. Direction-finding of sources of atmospherics and South African meteorology. Commentary by N. P. Sellick, J. S. Peake and R. A. Jubb. 1490.
G. Schwalbe. Meteorologische Säkularstationen. 740.
Hans-Joachim Tanck. Tägliche Erwärmung der Atmosphäre infolge der Absorption der direkten Sonnenstrahlung durch den atmosphärischen Wasserdampf. 1503.
A. Vassy and E. Vassy. Temperature of the stratosphere in high latitudes. 170.

Walter Wundt. Der Energiehaushalt der Erde im Lauf des Jahres und in der Erdgeschichte. 460.

Arthur Adel. Atmospheric oxides of nitrogen. 1280.

E. V. Appleton. Composition of the upper atmosphere. Structure of the atmosphere as deduced from ionospheric observations. 456.

Daniel Barbier et Daniel Chalonge. Recherches sur l'ozone atmosphérique. 459.

H. Benioff and B. Gutenberg. Observations with electromagnetic microbarographs. 1485.

Jean Bricard. Nature des nuages en relation avec les dimensions des particules qui les constituent. 2249.

Karl Brocks. Lokale Unterschiede und zeitliche Änderungen der Dichteschichtung in der Gebirgsatmosphäre. 1501.

D. Brunt. Water vapour in the stratosphere. 1043.

S. Chapman. Atmospheric sodium. 1280.

— Composition of the upper atmosphere. Spectroscopic and other evidence as to chemical composition and dissociation. 456.

M. W. Chiplonkar. Measurements of atmospheric ozone at Bombay. 1501.

— Simple cylindrical lens spectrograph for the optical determination of the concentration of ozone in the atmospheric layers near the ground. 466.

W. W. Coblentz and R. Stair. Distribution of ozone in the stratosphere. 455.

G. M. B. Dobson. Composition of the upper atmosphere. Vertical distribution of ozone. 456..

Je. G. Gratschewa. Gehalt an Thoriumemanation in der Atmosphäre. 741.

— Physikalische Eigenschaften von in der Atmosphäre befindlichen Radioelementen. 741.

Hans Grimm. Aschgraues Mondlicht im Jahre 1939. 2250.

R. A. Hamilton. High latitude ozone measurements. 455.

J. Hoppe. Temperatur der Sternschnuppen und die Dichte der hohen Atmosphäre. 157.

Joseph Kaplan. Nitric oxide in the earth's upper atmosphere. 141.

E. Kidson. Water vapour in the stratosphere. 171.

Lincoln La Paz. Upper limit of the atmosphere. 158.

F. A. Lindemann. Composition of the upper atmosphere. Meteor evidence. 456.

D. F. Martyn, J. A. Ratcliffe, F. A. Lindemann. Composition of the upper atmosphere. General diskussion. 456.

F. A. Paneth. Composition of the upper atmosphere. Direct chemical investigation. 456.

William M. Preston. Origin of radio fadeouts and the absorption coefficient of gases for light of wave-length 1215.7 Å. 2248.

E. Vassy. Recherches sur l'ozone atmosphérique. 459.

Mme Arlette Vassy et Etienne Vassy. Dissymétrie de la distribution de l'ozone dans les deux hémisphères. 466.

— — Influence du rayonnement solaire sur la température moyenne de l'ozone atmosphérique. 459.

Mme A. Vassy et E. Vassy. Variations de la température moyenne de l'ozone atmosphérique. 467.

L. Vegard. The atmospheric layer from which the yellov line in twilight originates. 2233.

A. B. Werigo. Bestimmung des Gehaltes an Radiumemanation in der atmosphärischen Luft im Gebiete des Archipels des Franz-Josef-Landes. 741.

F. J. W. Whipple. Composition of the upper atmosphere. Density and temperature. Direct measurements and sound evidence. 456.

S. K. Banerji. Kinematical methods in weather forecasting. 468.

W. Bleeker. Conservatism of the equivalent potential and the wet-bulb potential temperatures. 1040.

Joachim Blüthgen. Sommerwettertypen in Lappland. 2247.

Hugh Carmichael und F. G. Dymond. Upper air investigations in North-West-Greenland. 458.

M. W. Chiplonkar. Distribution of temperature in the lower stratosphere. 2243.

Considerations sobre el resultado de las observaciones aerologicas efectuadas en los meses de enero, febrero, marzo y abril de 1938. 2242.

C. K. M. Douglas. Factors influencing the development and occlusion of warm sectors. 1040.

Estado general del tiempo en La Habana en el primer cuatrimettre de 1938. 2247.

H. Externbrink. Hinderniswogenwolken in den Alpen bei Südföhn. 754.
W. Findeisen. Entstehung der 0°-Isothermie und Fractocumulus-Bildung unter Nimbostratus. 1507.
— Flugmeteorologische Schneebeobachtungen. 756.
— Schauer aus Schichtwolken. 1507.
— Verdampfen der Wolken und Regentropfen. 1042.
A. M. Firesah. Distribution of wet-bulb potential temperature in four selected cyclones. 162.
Horst Glawion. Staub und Staubfälle in Arosa. 755.
W. R. Gregg. Monthly and seasonal mean temperatures and relative humidities for the standard geopotentials for the period of the second International Polar Year 1932—33. 745.
E. R. Gunther. Unusual ice formation in Wiltshire. 2248.
Malte Hennings und Max Hinzpeter. Wetterbeobachtungen im 2. internationalen Polarjahr 1932/33 auf deutschen Fischdampfern. 749.
Yosiki Horiguti. Depth of the center of the Muroto Typhoon. 742.
— Passage on land of the Muroto Typhoon. 742.
R. N. Kaltschewa. 50 Jahre meteorologische Beobachtungen in Sofia. 129.
K. T. Kiroff. Katastrophale Überschwemmung am 28. Juni 1939 in der Gegend von Sewliewo (Nordbulgarien). 1505.
Harald Koschmieder. Aufwind und Segelflug. 744.
Joachim Küttner. Moazagotl und Föhnwelle. 744.
Karl O. Lange. Vereisungsmessungen mit der Harvard-Radiosonde. 169.
Walter Leistner. Ergebnisse einjähriger Kernbeobachtungen in Wyk/Föhr. 755.
W. Leistner. Windverhältnisse an der Nordsee. 158.
Heinz Lettau. Klein-meteorologische Erscheinungen am Rande eines Kaltluftsees (Luftseiches). 743.
F. Löhle. Dunstschichtung und hohe Druckwellen. 2245.
— Wetterzeichen und Wettervorhersage. 756.
G. Lovera. Osservazioni fatte nell'anno 1938 all'Osservatorio Meteorologico presso l'Istituto di Fisica della R. Università di Torino. 157.
Leo Lysgaard. Lebensdauer und Zugrichtung der Tiefdruckgebilde über den Kontinenten. 458.
W. Malch. Beobachtung einer Trombe. 1505.
Meteorologische Beobachtungen deutscher Schiffe im europäischen Nordmeer und in der Barentsee während des zweiten internationalen Polarjahres 1932—33. 748.
José Carlos Millás. Criterio para el pronóstico de la actividad ciclónoca en la porcion occidental de Cuba. 2242.
T. Mizuno. Barometric reading and computation of the lowest pressure. 742.
E. Moll. Windverhältnisse des Malojapasses: Doppelvisierungen von Pilotballonen im Bergell. 742.
W. Naegler. Großer Regenfall vom 18. bis 19. Juli 1939 über dem Dresdener Stadtgebiet. 1505.
Notas históricas sobre el huracán del 4 y 5 de Octubre de 1844. 2242.
W. Peppler. Fallstreifen. 169.
— Glorien und Halos. 750.
Carl A. Pfeiffer. Über Feinregistrierungen des Luftdruckes. 2246.
W. Portig. Entstehungsgeschichte zweier westindischer Hurrikans. 159.
Agostino Puppo. Grandine. 168.
P. Raethjen. Frontalzonen und Labilisierungsfelder der Nordseeorkane vom 18. und 27. Oktober 1936. 457.
K. R. Ramanathan. Upper air data and weather forecasts. 468.
— and K. P. Ramakrishnan. General circulation of the atmosphere over India and its neighbourhood. 1280.
F. Roßmann. Bildung und Auflösung des Hagels. 2248.
Karl Sapper. Regenmessungen aus Mittelamerika 1938. 1043.
Stephan P. Sashoff and Joseph Well. Static emanating from six tropical storms and its use in locating the position of the disturbance. 1280.
R. Scherhag. Verbesserung der Wettervorhersage durch Berechnung der Druckverteilung des Folgetages mit Hilfe der Höhenwetterkarte. 467.
A. Schmauß. Explosionswellen auf Wolkenoberflächen. 1508.
Gerhard Schmidt. Druckänderungsgebiete der 500 mb-Fläche und ihre prognostische Verwertung. 1284.
Gerh. Schmidt. Zyklonen auf ungewöhnlichen Zugbahnen. 747.
Robert Schnurmann. Angle of repose of snow on solids. 1832.
Henri Sellenschlo. Nordseeorkan vom 27. Oktober 1936. 457.
C. Seshachar and V. Doraiswami Iyer. Sunspots and Mysore rainfall. 2248.

Carl Størmer. Height of mother of pearl clouds observed in Southern Norway during 1926—34. 1508.
Carl Størmer. Observations and photographic measurements of mother of pearl clouds over Scandinavia 1930—1938. I. 1508.
G. A. Suckstorff. Tropische Gewitter und andere tropische Wettererscheinungen. 158.
A. Wagner. Tageswinde in der freien Atmosphäre. 743.
E. Wahl. Symmetrie von Luftdruckkurven. 1040.
C. S. Yao. Regeneration einer Bengalenzyklone über China. 743.

Mechanik und Thermodynamik der Atmosphäre, Aerologie

D. Bakalow. Transformation der Luftmassen. 161.
Hellmut Berg. Wetterskizzen. Nr. 57: Struktur der Aufgleit- und Regenwolken. 2249.
F. A. Berson. Beziehung der ageostrophischen Komponente der Windgeschwindigkeit zum Isallobarenfeld. 457.
J. Bjerknes und E. Palmén. Aerologische Analyse einer Warmfrontfläche. 745.
Karl Brocks. Eine Methode zur Beobachtung des vertikalen Dichte- und Temperaturgefälles in den bodenfernen Atmosphärenschichten. 1283.
Kurt Burkhart. Statistische Untersuchung atmosphärischer Zirkulationsschwankungen. 1504.
M. Čadež. Spielt die Verdampfungswärme eine Rolle bei der Zyklogenese? 159.
— Zusammenhang zwischen Strahlungsvorgängen und Entwicklung der Zyklonen. 1041.
K. L. Calder. Constancy of horizontal turbulent shearing stress in the lower layers of the atmosphere. 1039.
Hugh Carmichael and F. G. Dymond Upper air investigations in North-West Greenland. 458.
Otto Dinkelacker. Feuchtadiabate. Theorie der Adiabaten. 465.
— Zu: Otto Dinkelacker, Feuchtadiabate. 1287.
L. Egersdörfer. Feuchtadiabaten und potentielle Äquivalenttemperatur. 170.
Hans Ertel. Kompensation aus Vertikalbewegung oder aus Advektion? 457.
— Singuläre Advektion und Zyklonenbewegung. 744.
H. Externbrink. Lenticularis-Wolken und lokale Diskontinuitätsflächen. 1507.
Roger Faillettaz. Influence de la rotation de la Terre sur la direction du vent au contact du sol. 1282.
Kurt Faulhaber †. Luftmassengrenzen in Zyklonen. 1282.
Leonhard Foitzik. Untersuchung eines Kaltlufteinbruches durch Serien-Drachenaufstiege. 2242.
S. Fujiwhara. Evolution of the muroto Typhoon. 741.
Otto Geil. Gleitbewegungen bei der Wetterlage vom 11. bis 13. Mai 1936 und die Theorie der Zirkulationsleistung. 1037.
H. J. aufm Kampe. Schwebeballon-Vermessungen im Lee der Rossittener Wanderdüne und Schwingungen in der freien Atmosphäre. 1281.
Rudolf Kanitscheider. Mechanik des Föhns. III. 744.
J. Künner. Vertikalschnitte durch Kaltfronten. 161.
Joachim Küttner. Begriff und Bedeutung des dynamischen Druckes. 747.
— Föhnwelle. Wellensegelflüge und Beobachtungen an der Moazagotl-Wolke. 159.
— Košava in Serbien. Aerologische Studie im Segelflugzeug über Bora und Föhn. 2211.
— Moazagotl und Föhnwelle. 744.
M. Paul. Theorie feuchtadiabatischer Zustandsänderungen. 1287.
— Zu: Otto Dinkelacker, Feuchtadiabate. 1287.
Sverre Petterssen. Theory of convection. 160.
H. Philipps. Abweichung vom geostrophischen Wind. 1038.
P. Raethjen. Kompensation aus Vertikalbewegung oder aus Advektion? 741.
— Warum virtuell-feuchtpotentielle Temperatur in Vertikalschnitten? 170.
K. R. Ramanathan and K. P. Ramakrishnan. General circulation of the atmosphere over India and its neighbourhood. 158.
H. Reinhardt. Hohe Hinderniswolken. 168.
Heinz Reuter. Windströmungen im Lee von Berghängen. 2242.
A. K. Roy. General circulation of the atmosphere over India and its neighbourhood. 2241.
Ludwig Schnebel. Zyklogenese; zwei Fälle vorzeitiger Zyklonenauflösung. 1037.

G. A. Suckstorff. Tropische Gewitter und andere tropische Wettererscheinungen. 158.
N. K. Sur and K. P. Ramakrishnan. Sounding balloon ascents at Madras in the months of June to November during 1932—1935. 1502.
R. C. Sutcliffe. Cyclonic and anticyclonic development. 1039.
— Cyclonic and anticyclonic development. 1502.
Robert Tournier. Circulations atmosphériques qui s'effectuent au-dessus de la Mer rouge. 1281.

Klimatologie, Mikroklimatologie, Bioklimatologie

Henryk Arctowski. Ombropleions observés de 1901 à 1910 dans les pays Scandinaves, en Russie et dans l'Inde. 168.
— Soleil, climats, récoltes. Causes et effets des variations climatiques. 171.
— Variations pleionales des niveaux moyens du Mississippi et de ses affluents. 167.
D. Ashbel. Influence of the Dead Sea on the climate of its neighbourhood. 468.
Kurt Bender. Frühjahrsfröste an der Unterelbe und ihre Bekämpfung. 756.
A. E. Benfield. Terrestrial heat flow in Great Britain. 1023.
Th. Benzinger. Höhenforschung in der Physiologie. 1508.
Hellmut Berg. Kontinentalität Europas und ihre Änderung 1928/37 gegen 1888/97. 2247.
M. Bider. Temperaturunterschiede zwischen Stadt- und Freilandstationen. 1283.
Erik Björkdal. Moyennes de la température et de l'humidité en Norvège du sud selon les sondages par Avion à Kjeller en 1928—1937. 1503.
Johannes Boddin. Die 7,2tägige Luftdruckwelle im Sommer 1922. 2245.
L. C. W. Bonacina. Landscape meteorology and its reflection in art and literature. 1043.
— Snowfall in the winter 1939—40. 1832.
F. W. Braestrup. Kritische Bemerkungen über Sonnenflecken und Klima. 2247.
Th. Braun und C. Pflugbeil. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 136: Finnland. 461.
K. Brocks. Nächtliche Temperaturminima in Furchen mit verschiedenem Böschungswinkel. 748.
B. Hans-Christian Brunner. Küsteneinfluß auf Temperatur und Feuchte bodennaher Luftschichten. 2243.
K. Büttner. Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung auf einer Afrikareise, sowie einige bioklimatische Beobachtungen. 462.
V. Conrad. Luftstau an Küsten und Klimazeugen. 457.
— Sonnenscheindauer im Gebirge: Anomalien und andere Charakteristiken. 749.
Else Dostal. Anwendung der Fuhrischen Autokorrelationsmethode auf die Jahresmittel der Temperatur von Berlin. 746.
E. Ekhart. Klima der freien Atmosphäre über USA. I. Temperaturverhältnisse. 161.
— Klima der freien Atmosphäre über USA. II. Feuchtigkeitsverhältnisse. 1287.
— Klima des Ötztales. 467.
— Niederschlagsverhältnisse der Hochalpen. 1505.
H. Falke. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 139: Chile. 1041.
— Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 140: Chile. 1502.
— Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 143: Chile. Wetterbeobachtungen auf einer Exkursion im Gebiet des Vulkans Osorno in Südchile. 2249.
J. S. Farquharson. Diurnal variation of wind over tropical Africa. 159.
S. R. Finn and E. O. Powell. Evaporation of mist particles and its bearing on air sterilization. 1285.
Rudolf Fischer. Der Frankfurter und Leipziger Winter 1938/39. 1505.
— Der Frankfurter, Leipziger und Dresdener Sommer 1939. 1505.
Hermann Flohn. Singularitäten des freien Föhns, ein Beitrag zur modernen Klimakunde. 2241.
O. Gabran. Luftdurchlässigkeit einer Schneedecke und deren Einfluß auf die Überwinterung der Pflanzen. 465.
Gerard de Geer. Principles of Geochronology. 458.
G. Goetze. Einzelheiten im Jahresverlauf der Witterung. 750.
Grass. Klimatographische Witterungsschilderung Nr. 131: Deutsch-Ostafrika. 468.
— Klimatographische Witterungsschilderung Nr. 138: Deutsch-Ostafrika. 748.
W. R. Gregg. Monthly and seasonal mean temperatures and relative humidities for the standard geopotentials for the period of the second International Polar Year 1932—33. 745.

Alois Gregor. Klassifikation des Mittelgebirgsklimas für Heilzwecke. 1043.
F. B. Groissmayr. 1936: Das Jahr höchster Kontinentalität in U. S. A. 162.
E.-J. Gumbel. Durée de retour des températures annuelles extrêmes. 1830.
Otto Härtel. Mikroklima und Wachstum in Tulpenbeeten. 467.
E. L. Hawke. Air temperatures at the Royal Observatory, Greenwich. 162.
A. Heuss. Klimatographische Wetterschilderung. Iran. 468.
B. Hoffmann. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 137: Fernando Póo. 461.
Alfred Hofmann. Eintrittszeiten sommerlicher Singularitäten in Mitteleuropa. 1283.
G. Holmquist. Klimaänderung und Wetterlagen. 749.
Max Hottinger. Das Raumklima und seine Regelung. 756.
F. Hoyle and R. A. Lyttleton. Effect of interstellar matter on climatic variation. 171.
Wl. K. Hristow. Normale flächentreue Zylinder-, Kegel- und Azimutalprojektion für klimatologische meteorologische Karten. 461.
Felicja Huss. Marches diurnes des différences des températures observées au Bureau Central et sur la Tour Eiffel. 162.
R. N. Kaltschewa. Beziehung zwischen den täglichen Gängen der Verdunstung und der spezifischen Feuchtigkeit. 466.
C. Kaßner. Schneefall innerhalb und außerhalb der Großstadt. 1505.
— Tornado-Häufigkeit im Staate Minnesota. 1501.
C. Kassner. Zur jährlichen Periode der Tornados in den Vereinigten Staaten von Nordamerika. 159.
Fritz von Kerner. Darstellung der eiszeitlichen Strahlungswechsel durch Äquivalente der Sonnenlänge. 164.
— Wie würde sich bei einer Änderung der Sonnenstrahlung das zonale Wärmegefälle ändern? 2248.
Walter Knoche. Große Niederschlagswerte in Argentinien. 167.
Adam Kochanski. Variations des différences mensuelles des hauteurs maxima et minima du baromètre, observées à Greenwich de 1900 à 1919. 164.
Adam Kochański. Variations de la température dans la troposphère et la tropopause. 163.
W. Kuhnke. Groß-Schneefälle in Deutschland, insbesondere die Schneebruchkatastrophe vom 16. April 1936. 754.
H. H. Lamb. Zu: V. Conrad: Luftstau an Küsten und Klimazeugen. 457.
Friedrich Lauscher. Mückentanz und Windschutz. 1039.
Heinz Lettau. Kern- und Staubgehalt der Bodenluft und atmosphärische Schwächung der Sonnenstrahlung über Afrika und den angrenzenden Meeren. 462.
Lilian F. Lewis. Seasonal and geographical distribution of absolute drought in England. 164.
David Lloyd. Evaporation over catchment areas, II. 171.
Alfred Mäde. Widerstandselektrische Temperaturbeobachtungen an einer mikroklimatischen Basisstation. 745.
V. Manchin. Singularitäten. 1039.
Josef Marner. Klimatische Bedingungen für die Siedlung von Nordeuropäern in den Tropen; dargestellt am Beispiel Deutsch-Ostafrika. 750.
Wilh. Meinardus. Interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur und verwandte Erscheinungen auf der südlichen Halbkugel. 2244.
Otto Meißner. Kälterückfälle und Wärmeperioden im Februar, März, April und Mai. 748.
— Kälterückfall des März 1939 in Potsdam. 748.
— März-Kälterückfall, nebst einem Zusatz über Wärmeperioden im März. 163.
— Temperatursturz im Herbst 1939 in der Potsdamer Gegend. 1505.
— Die Trockenperiode im Juni 1939 in Potsdam. 1505.
— Vorgetäuschte Klimaänderungen. 1041.
— Zu W. Näglers, „Statistik der Temperaturverhältnisse von Leipzig". 2246.
Fritz Model. Symmetriepunkt und Wetterkartensymmetrie. 753.
Normal monthly percentage frequencies of surface and upper winds (afternoon) up to 3 km. in India, Burma and Persian Gulf. 159.
Ernst Nowack. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 141: Abessinien. 1502.
Reinhard Orth. Lichtklima der Tropen und Subtropen sowie des tropischen Urwaldes. 462.
R. Penndorf. Potentielle Äquivalenttemperaturen Islands und Mittelrußlands nach Aufstiegen aus Reykjavik und Moskau. 747.

Albert Peppler. Singulärer Jahresgang des Luftdruckes in Karlsruhe nach 60-jährigen Beobachtungen (1876—1935). 749.
E. v. Philipsborn. Verhalten der Stirntemperaturen an Schönwettertagen im Verlaufe des Jahres in Oberstdorf. 1043.
W. R. Priston. Solar variation and weather. 1285.
E. J. Salisbury. Ecological aspects of meteorology. 172.
Waldemar Sauer. Singularitäten im Witterungsverlaufe von Leipzig. 163.
Gerhard Schindler. Hohe tägliche Temperaturschwankung. 749.
— Zwei Singularitäten im herbstlichen Temperaturverlauf NW-Böhmens. 1503.
A. Schmauß. Singularitäten, Spiegelungspunkte und Wellen. 2244.
— Studium der Singularitäten. 747.
Fritz Schnaidt. Wärmeinhalt (Enthalpie), Äquivalenttemperatur und Verdunstung. 1282.
Jakob M. Schneider. Quartäre Temperaturkurve nach Spitaler gegen Milankowitsch. 1286.
Georg Schou. Mittel und Extreme des Luftdruckes in Norwegen. 1504.
Gerhard Schumacher. Klima Südkoreas auf Grund der japanischen Wetterbeobachtungen der Jahre 1914 bis 1933. 750.
Leo Schulz. Einfluß des Harzes auf Wetter und Witterung im Frühjahr 1936. 1041.
Kurt Seifert. Kontinentaler und ozeanischer Luftdruckgang. 2246.
N. P. Sellick. Diurnal variation of wind over tropical Africa. 159.
Severe Winter of 1939—40. 2247.
W. W. Spangenberg. Einige Schwüle-Beobachtungen. 170.
— Niederschlagsverhältnisse in der Stadt Schwerin i. M. 749.
R. Spitaler. Beziehungen zwischen Temperatur und Niederschlag in der Eiszeit. 2246.
— Sommerliche und winterliche Bestrahlungskurve in der Nach-Eiszeit. 461.
Hedwig Stoltenberg. Mittlere monatliche Lufttemperaturen auf dem Posten Nowo-Mariinsk (Tschuktschen-Halbinsel) während der Periode 1894 bis 1934. 1503.
Jan Tešla. Anomalies mensuelles de la distribution de la pression atmosphérique, d'après les données du Réseau Mondial. 164.
Christian Thams. Vergleichbarkeit der Abkühlungswerte. 746.
Aug. Thraen. Juni als Extrem im Rahmen der Europäischen Klima-Jahreswelle. Mit amtlichem Urmaterial bei 45jähriger Beobachtungszeit (1891—1935). 460.
A. Thraen. Monat der „Eisheiligen" und seine Sonderstellung in der Jahresperiode des europäischen Klimas. 748.
Ferd. Travniček. Ursache und Wesen der 20—40jährigen sogenannten säkularen Wind- und Klimaänderungen. 2247.
H. Tichy. Wetter und Krankheit. 2250.
Arnold B. Tinn. Local distribution of thunder rains round Nottingham. 1506.
Stanisław Tyczynski. Variations diurnes des précipitations atmosphériques. 168.
W. Tylczak et E. Kapuścińska. Distribution géographique des p. c. mensuels de la pluie dans l'Inde. 168.
H. Voigts. Meteorologische Bedingungen an der Seeküste. 745.
Artur Wagner. Klimaänderungen und Klimaschwankungen. Die Wissenschaft, Bd. 92. 2225.
E. Wahl. Ergebnisse einer einjährigen Symmetriepunktstatistik. 1284.
E. Wanner. Frequenz der täglichen Niederschläge. 1286.
Wacław Wiszniewski. Variations de la pluie dans l'Inde: années 1910 à 1924. 167.
— Variations des précipitations atmosphériques sur la Jamaique. 168.
Walter Wundt. Energiehaushalt der Erde im Lauf des Jahres und in der Erdgeschichte. 460.
C. S. Yao. Stationäre Fronten und die Seebassin-Zyklonen in der chinesischen „Mai-U"-Periode. 748.

Sonnen- und Himmelsstrahlung, Solarkonstante, Trübung, Sicht, atmosphärische Optik

Arthur Adel. Atmospheric absorption of infrered solar radiation at the Lowell Observatory. I. 753.
— and C. O. Lampland. Atmospheric absorption of infrared solar radiation at the Lowell Observatory. II. Spectral interval: 5.5—8 μ. 1830.
G. Aliverti. Falso sole osservato il 30 gennaio 1939. 166.
T. E. Aurén. Radiation climate in Scandinavian Peninsula. 464.
F. Bielich und R. Ritschl. Sichtrückgang nach Sonnenuntergang. 1831.
K. Büttner. Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung auf einer Afrika-

reise, sowie einige bioklimatische Beobachtungen. 462.
H. Burckhardt und H. Flohn. Atmosphärische Kondensationskerne in ihrer physikalischen, meteorologischen und bioklimatischen Bedeutung. Meßergebnisse von E. Flach und L. Schulz. 455.
M. W. Chiplonkar. Ultra-violet end of the solar spectrum. 166.
Ulrich Chorus. Sonnen- und Himmelsstrahlung auf dem Jungfraujoch während des internationalen Polarjahres 1932/1933. 750.
F. E. Dixon. Variations of solar radiation. 167.
M. J. Duclaux. Transparence de l'atmosphère. VI. Brume blanche. 1831.
E. Elvegård und G. Sjöstedt. Berechnung der Beleuchtung von Sonne und Himmel. 1285.
Günther Falckenberg. Experimentelles zur Temperaturabhängigkeit der infraroten Absorption wasserdampfhaltiger Luft. 751.
S. R. Finn and E. O. Powell. Evaporation of mist particles and its bearing on air sterilisation. 1285.
Fr. Fischer. Lichtschwächungsmessungen im nahen Ultrarot. 1042.
P. Guillery und G. Kapp. Gerät zur Messung der Durchlässigkeit der Atmosphäre. 2227.
A. Hammad and S. Chapman. Primary and secondary scattering of sunlight in a planestratified atmosphere of uniform composition. 165.
P. Heß. Spektrale Energieverteilung der Himmelsstrahlung. 464.
Otto Hoelper. Atmosphärische Trübungs- und Wasserdampfbestimmungen nach Filtermessungen der Sonnenstrahlung. 164.
– Registrierungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung im Allgäu. 461.
Chr. Jensen. Einfluß der Höhenlage von Trübungsschichten sowie derjenigen des Beobachtungsorts auf die Abstände des Babinetschen und Aragoschen Punktes von Sonne bzw. Gegensonne und damit zusammenhängende Fragen. 752.
E. A. Johnson, R. C. Meyer, R. E. Hopkins and W. H. Mock. Measurement of light scattered by the upper atmosphere from a search-light beam. 1505.
N. N. Kalitine. Éclairement de la surface terrestre par les ondes lumineuses courtes et longues de la voûte céleste. 1042.
N. N. Kalitine. Température de couleur équivalente de la voûte céleste et l'atmosphère trouble. 1830.
Harald Koschmieder. Luftlicht und Sichtweite. 751.
F. Lauscher. Zu J. Deinhofer und F. Lauscher, Dämmerungshelligkeit. 465.
Heinz Lettau. Kern- und Staubgehalt der Bodenluft und die atmosphärische Schwächung der Sonnenstrahlung über Afrika und den angrenzenden Meeren. 462.
Matthew Luckiesh, A. H. Taylor and G. P. Kerr. Four-year record of ultraviolet energy in daylight. 751.
R. Mecke. Beiträge zur Sichtmessung. 752.
F. G. Meyer. Strahlungshaushalt horizontaler Flächen. 751.
Rudolf Meyer. Grüner Strahl; nach niederländischen Arbeiten. 462.
Edgar Meyer, F. Müller und K. Zuber. Nachweis der ultravioletten Sonnenstrahlung bei $\lambda = 2150$ Å. 165.
G. R. Miczaika. Schwankungen der ultravioletten Sonnenstrahlung. 166.
L. F. Miller. Characteristics of the pyrheliometer with a spherical absorber. 1022.
Walther Mörikofer. Meteorologische Strahlungsmeßmethoden. 722.
Helmut Mrose. Aufliegende irisierende Wolken. 750.
Hans-Rudolf Neumann. Messungen des Aerosols an der Nordsee. 1288.
Brian O'Brien. Refinements in atmospheric transmission measurement for solar constant determination. 167.
Reinhard Orth. Lichtklima der Tropen und Subtropen sowie des tropischen Urwaldes. 462.
J. S. Owens. Sea-salt and condensation nuclei. 2250.
W. Peppler. Glorien und Halos. 750.
L. W. Pollak und W. Palme. Objektive Prüfung einiger Ostwald-Linkescher Blauskalen. 725.
P. K. Raman. Measurements of the radiation from the sun and the sky at Poona in 1935. 1041.
Gustav Reitz. Pyranometrische Untersuchungen. 463.
M. Robitzsch. Eichkonstanten aller in Gebrauch befindlichen Aktinographen. 1022.
– Eichung des Robitzsch-Aktinographen. 1021.
Jan Roesch. Heures de soleil en Suisse. 164.

R. G. Ruyssen. Bestendigheid en de eigenschappen der Aerosolen. 170.
L. Schulz. Messungen der Ultraviolettstrahlung mit Uviol- und Quarzglas-Teströhrchen im Oberharz. 723.
G. D. Shallenberger and E. M. Little. Visibility through haze and smoke, and a visibility meter. 1831.
W. W. Spangenberg. Messungen der UVE-Strahlung in Warnemünde. 750.
— Himmelsblau-Schätzungen. 165.
R. Spitaler. Sommerliche und winterliche Bestrahlungskurve in der Nach-Eiszeit. 461.
H. Stapf. Ergebnisse der Eichungen von Robitzsch-Aktinographen. 1022.
Theodore Eugene Sterne. Periodicities in measures of the solar constant. 1286.
John Strong. Observations with a new radiation pyrometer. 467.
Chr. Thams. Strahlungseigenschaften der Schneedecke. 754.
Mme A. Vassy et E. Vassy. Absorption atmosphérique. I. 753.
— et M. E. Vassy. Absorption atmosphérique. II. 1285.
— — Absorption atmosphérique. III. 1285.
Kurt Wegener und Hans Trojer. Temperaturstrahlung der Erde und ihre Messung. 464.
Helmut Weickmann. Erfahrungen bei Strahlungsmessungen mit hochempfindlichen Meßgeräten. 724.
H. L. Wright. Atmospheric opacity: Visibility observations in the British Isles. 166.
— Atmospheric opacity at Valentia. 1506.
— Origin of sea-salt nuclei. 2250.
— Sea-salt nuclei. 2250.

9. Angewandte Geophysik

Allgemeines, Lagerstättenkunde, Aufschlußmethoden, Sonstiges

Stanley S. Ballard and L. A. Dean. Radio-phosphorus in soil studies. 2252.
Marcel Brillouin. Intérieur du globe par les mesures faites à sa surface Pesanteur, Magnétisme. 131.
K. H. Bußmann und K. Stöcke. Modellversuche zur Klärung der Spannungsverteilung in der Umgebung von Strecken im Gebirge. 1044.
L. Cagniard. Naissance d'ondes à front conique lors de la réflexion totale d'une onde sphérique. 1267.
A. Courtener and A. Chudnovskij. Temperature field of the soil at a variable coefficient of thermal conduction. 2252.
Frédéric Diénert. Méthode d'auscultation d'une circulation souterraine dans un terrain fissuré. 1817.
Volker Fritsch. Anlage von Erdern und die Messung ihres Widerstandes. 2231.
— Aufgaben der Funkgeologie. 2251.
— Widerstand von Blitzableitererdern in gebirgigem Gelände. 2231.
— Wissenschaftliche Deutung des Wünschelruteneffektes. 172.
Ludger Funder. Ermittlung, Ursachen und Bedeutung des Ionengehaltes der Grubenwetter. 134.
Fritz Gassmann. Geophysikalische Methoden und ihre Anwendung auf die Baugrundforschung. 171.
F. Gaßmann. Watsonsche Methode der Auswertung geoelektrischer Widerstandsmessungen. 171.
Lloyd F. Hunt and J. H. Vivian. Sensitive ground protection for radial distribution feeders. 2232.
F. K. Th. van Iterson. Pression du toit sur le charbon près du front dans les exploitations par tailles chassantes. 1832.
Peter Lautner. Wetterdienst und Ballistik. 172.
Max Müller. Die Meßverfahren zur Bestimmung des Dispersionseffektes des Widerstandes von Gesteinsmedien. 468.
F. M. G. Murphy, S. T. Cope and J. H. Jones. Mobile seismic recording unit. 1043.
G. Pokrovskij. Physical premises of the calculation of a scale of time at the deformations of ground. 2251.
— and V. Klemtz. Combined optical and electro-mechanical method for determining the pressure of the soil on the casing of a cylindrical tunnel. 2252.
— and N. Nasedkin. Attempt of examining the displacement and distribution of water in ground and soil from a statistical point of view. 2252.
— and S. Sinelshikov. Combined method of ice contents determination. 2252.
P. J. Polubarinova-Kotschina. Einfachste Fälle der Sickerung in einem zweischichtigen Medium. 2251.
Karl Pusch. Rechnerische Ermittlung der Bodensenkungen. 2251.
E. Seidl †. Grundlagen für eine Beurteilung von Fragen der Festigkeit und der Formänderungen unter Bergbauwirkungen, die durch Strecken und Abbauräume hervorgerufen werden. 1044.
K. Stöcke. Erklärung von Druckwirkungen im Gebirge durch plattenstatische Erörterungen. 1044.

Namenregister der Geophysikalischen Berichte 1940

Abetti, G. 140.
Adams, L. H. 131.
Adel, A. 753, 1280, 1830.
Ageno, M. 736.
Agostinelli, C. 141.
Albrecht, F. 721.
Alexeeva, K. I. 1829.
Alfvén, H. 143, 1028, 1030.
Aliverti, G. 166, 1268.
Allchin, J. P. 131.
Amerio, A. 1482.
Anderson, C. D. 1277, 2236.
Appleton, E. V. 133, 167, 456, 729.
Arakawa, M. 460, 1829, 2238.
Arctowski, H. 167, 168, 171.
Arley, N. 151.
Arlick, A. B. 730.
Asano, Y. 1496.
Ashbel, D. 468.
Auger, P. 148, 1273, 1274, 1495, 1828.
Aurén, T. E. 464.
Averages of critical frequencies and virtual heights of the ionosphere, observed by the National Bureau of Standards at Washington, D. C., January to June 1939. 138.
Aynard, R. 142, 1029.
Azambuja, L. d' 1268.

Bailey, V. A. 138.
Bakalow, D. 161.
Balensiefer, E. 1025.
Ballard, S. S. 2252.
Banerji, S. K. 468.
Bannon, J. 1822.
Baños, A. 156, 1030.
Banwell, C. J. 2230.
Barbier, D. 459.
Barnett, M. A. F. 1021.
Barnóthy, J. 146, 149, 152, 1272, 1498, 1829.
Barry, J. G. 145, 2234.
Bartels, J. 450, 452, 721.
Baumzweiger, B. 1265.
Beadle, D. G. 130, 724.
Beams, J. W. 1493.
Beardsley, N. F. 2238.
Becker, L. 1024.
Beckmann, B. 135, 136.
Belenky, S. 1034.
Belinfante, F. J. 737.
Bellaschi, P. L. 1493.
Bender, K. 756.
—, M. 723.
Benfield, A. E. 1023.
Benioff, H. 1485.
Bennett, F. W. 2229.
Benzinger, Th. 1508.
Berg, H. 2247, 2249.
Berkner, L. V. 135.
Bernardini, G. 1036, 1498, 1828.
Berson, F. A. 457.
Bethe, H. A. 2236.
Bhaba, H. J. 1497.
Bider, M. 1283.
Bielich, F. 1831.
Birch, F. 1493.
Bjerknes, J. 745.
Björkdal, E. 1503.
Blackett, P. M. S. 738, 1275, 1495.
Blecker, W. 1040, 2240.
Blüthgen, J. 1502, 2247.
Bock, R. 721.
Boddin, J. 2245.
Boggild, J. K. 2236.
Bonacina, L. C. W. 1043, 1832.
Bonnal, P. 1270.
Booth, F. 1826.
Bothe, W. 1275.
Bowen, E. G. 138.
Braaten, A. M. 1489.
Brackett, F. S. 129.
Bradbury, N. E. 2229, 2230.
Braddick, H. J. J. 150.
Braestrup, F. W. 2247.
Brandstetter, H. 140.
Brandt, O. 721.
Braun, Th. 461.
Brazier, Ch.-E. 1485.
Breyer, F. 447.
Bricard, J. 1483, 2229.
Brillouin, M. 131.
Brocks, K. 748, 1283, 1501.
Brode, R. B. 1277.
Browne, B. C. 2228.
Broxon, J. W. 731.
Bruins, E. M. 146, 155, 738, 1031, 1276.
Brunner, B. H.-Chr. 2243.
—, W. 137, 450, 1026, 1490, 1821, 2229.
Brunt, D. 1043.
Budden, K. G. 137.
Büttner, K. 462, 1025.
Bullard, E. C. 131, 1023, 2228.
Bungers, R. 727.
Burckhardt, H. 455.
Bureau, R. 136, 728.
Burger, A. 1493.
Burkhart, K. 1504.
Bußmann, K. H. 1044.

Cabannes, J. 142, 1029.
Cacciapuoti, B. N. 1036, 1828.
Čadež, M. 159, 1041.
Cagniard, L. 1267.
Calder, K. L. 1039.
Calinicenco, N. 1021.
Capellen, W. Meyer zur 1482.
Cario, G. 1029.
Carmichael, H. 146, 150, 458, 1497.
Cathcart, B. 1271.
Cernuschi, F. 452.
Chalonge, D. 459.

Chapman, F. W. 1027.
—, S. 165, 456, 1280.
Chiplonkar, M. W. 166, 466, 1501, 2243.
Chorus, U. 750.
Chou, C. N. 150, 1497.
Chudnovsky, A. 2252.
Clarke, E. T. 735.
—, G. L. 157.
Clay, J. 142, 144, 151, 153, 154, 155, 738, 1030, 1031.
Coblentz, W. W. 455.
Cocconi, G. 148, 454, 737, 1036, 1499.
Colwell, R. C. 138.
Compton, A. H. 1033.
Conrad, V. 457, 743, 749.
Consideraciones sobre el resultado de las observaciones aerologicas efectuadas en los meses de enero, febrero, marzo y abril de 1938. 2242.
Cooper, D. M. 145, 1495.
Cope, S. T. 1043.
Corkan, R. H. 129.
Cornish, W. E. 725.
Corpaci, A. 2225.
Cosyns, M. G. E. 2236.
Courtener, A. 2252.
Cowie, D. B. 154, 739.
Cozza, R. 1481.
Cruishank, G. A. 138, 1490.
Curtiss, L. F. 2227.

Danforth, W. E. 144, 722.
Daudin, J. 1273, 1274.
Dauvillier, A. 143, 148, 725.
Dauzère, C. 2231.
Dawson, L. H. 156.
Daymond, J. R. 1036.
Dean, L. A. 2252.
De electrische vonkontlading in lucht 1027.
Defant, A. 156, 455.
Déjardin, G. 1029.
Dellinger, J. H. 445.
Demorest, M. 132.
Destouches, J.-L. 154.
Deutsche Antarktische Expedition 1938/39 129.
Dieminger, W. 449, 729.
Diénert, F. 1817.
Diersche, M. 447.
Dietrich, G. 157, 454.
Dijk, G. van 140, 1824.
Dinkelacker, O. 465, 1287.
Dittrich, W.-W. 1826.
Dixon, F. E. 141, 167.
Dobrotin, N. 736, 1272.
Dobson, G. M. E. 456.
Doodson, A. T. 1023.
Dostal, E. 746.
Douglas, C. K. M. 1040.
Douguet, M. 728.
Drăganu, M. 155.
Duchon, R. 1483.
Duckert, P. 445.
Duclaux, M. J. 1831.
Düll, B. 449.
—, T. 449.
Duvall, C. R. 451.
Dymond, E. G. 146, 1279.
—, F. G. 458.

Eblé, L. 137, 1823.
Echolot als Seegangsmesser 2239.
Eckersley, T. L. 2230.
Egersdörfer, L. 134, 170.
Ehmert, A. 147, 1278, 1828.
Ehrenfest, P. 735, 1274.
Ekhart, E. 161, 467, 1287, 1505.
Elder, J. S. 138.
Elvegård, E. 1285.
Emeleus, K. G. 1271.
Endrös, A. 156.
Erikson, B. 1279.
Eriksson, G. L. 1025.
Errulat, F. 129.
Ertel, H. 455, 457, 721, 747, 1481.
Estado general del tiempo en La Habana en el primer cuatrimestre de 1938. 2247.
Eugster, J. 156.
Euler, H. 148, 1272, 1498.
Evans, F. 1500.
—, R. D. 1483, 2227.
Externbrink, H. 754, 1507.

Faillettaz, R. 1282.
Falckenberg, G. 751.
Falgon, R. 1029.
Falke, H. 1041, 1502, 2249.
Fanselau, G. 721.
Farquharson, J. S. 159.
Faulhaber †, K. 1282.
Feldhusen, W. 131.
Fennel, A. 1266.
Ferretti, B. 1498, 1828.
Fertel, G. E. F. 151.
Ficker, H. v. 2241.
Filippov †, A. 143.
Findeisen, W. 754, 756, 1042, 1507, 2231.
Finn, S. R. 1285.
Finsen, W. S. 1820.
Finsterwalder, R. 448.
Firesah, A. M. 162.
Fischer, Fr. 1042.
—, R. 1505.
Fleming, J. A. 1028, 1824.
Flint, H. T. 1027.
Flohn, H. 455, 2241.
Flowers, J. W. 2226.
Förtsch, O. 1820.
Foitzik, L. 2242.
Forbush, S. E. 1032.
Forró, M. 149, 152, 1272, 1829.
Fréon, A. 735, 1274.
Friend, A. W. 138.
—, J. N. 131.
Fritsch, V. 172, 2231, 2251.
Fritz, L. 1266.
Frolow, V. 1037.
Froman, D. K. 735, 2234.
Frongia, G. 452.
Fujiwhara, S. 741.
Funder, L. 134.

Gabran, O. 465.
Gadre, K. M. 130.
Gaydoš, T. 1265.
Galanopulos, A. 1267.
Garrigue, H. 1271.
Gast, P. 1036.
Gaßmann, F. 171.
Geddes, M. 1270.
Geer, G. de 458.
Geil, O. 1037.
Gemert, A. v. 151, 153, 731, 738.
Gennaro, I. 132.
Gentile, G. 2233.
Gerling, E. K. 726, 1818.
Geslin, M. 1818.
Gheorghiu, V. 1021.
Ghosh, R. C. 732.
Gibault, G. 1823.
Gill, P. S. 146, 149, 735, 1033, 1495.
—, S. 1274.
Gilliland, T. R. 137, 450, 1026, 1823.
Gish, O. H. 1486, 1824.
Glawion, H. 755.
Gley, W. 129.
Godart, O. 156, 1031, 1033.
Goedecke, E. 455.

Goetze, G. 750.
Goldschmidt, B. 1495.
Goodall, W. M. 137, 1488.
Goodman, C. 2227.
Goubau, G. 1026.
Grass, 468, 748.
Gratschewa, Je. G. 741.
Gregg, W. R. 745.
Grégoire, R. 1495.
Gregor, A. 1043.
Grimm, H. 2250.
Grivet, Th. 1274.
Grivet-Meyer, Th. 151.
Groissmayr, F. B. 162.
Grotrian, W. 1487.
Grundmann, W. 129.
Guillery, P. 2227.
Gumbel, E.-J. 1830.
Gunther, E. R. 2248.
Gurewitsch, J. 143.
Gutenberg, B. 1485, 1501.

Haalck, H. 1265.
Haberlandt, H. 726.
Hädrich 446.
Härtel, O. 467.
Hagenguth, J. H. 2231.
Halban, jr., H. von 152.
Hamilton, R. A. 138, 455.
Hammad, A. 165.
Harang, L. 730.
Harkness, H. W. 466.
Harvey, E. N. 454.
Haseltine, W. R. 1821.
Hastings, J. L. 1483.
Hauptmann, W. 156.
Hawke, E. L. 162.
Hebb, M. H. 152, 736.
Hée, Mme A. 1481.
Heisenberg, W. 147, 733.
Heitler, W. 142, 151.
Helland-Hansen, Bj. 156.
Hennings, M. 749.
Herold, F. 446, 722.
Herovanu, M. 1821.
Herrick, C. E. Jr. 740.
Herzog, G. 154, 1825, 2237.
Hess, V. F. 1032, 2233.
Heß, P. 464.
Heuss, A. 468.
Hidaka, K. 1830.
Hierholzer, W. 447.
Higgs, A. J. 1822.
Hilberry, N. 1499, 1827.
Hilgenberg, O. C. 1036, 1265.
Himpel, K. 1817.
Hinzpeter, M. 749.
Hiphsich, A. 730.
Hoag, J. B. 1499, 1827.
Hodges, D. B. 1490.
Hoelper, O. 164, 461.
Hölzl, M. 156.
Hoffmann, B. 461.
—, J. 726, 1483.
Hoffmeister, C. 1029, 1271.
Hofmann, A. 1283.
Hogg, A. R. 1486.
Holmquist, G. 749.
Holzer, R. E. 450.
Hopkins, R. E. 1505.
Hoppe, J. 157.
Horiguti, Y. 742.
Hottinger, M. 756.
Howe, H. H. 451.
Hoyle, F. 171.
Hristow, Wl. K. 461.
Hrudicka, B. 756.
Hughes, D. 1826, 2237.
Hulburt, E. O. 135, 156, 1272, 1489.
Hunt, L. F. 2232.
Huss, F. 162.
Hutner, R. A. 154.
Huxlex, L. G. H. 2229.
Huzisawa, S. 1826.
Hylleraas, E. A. 2239.

Idanoff, A. 1497.
Imbò, G. 132.
Immler, W. 445.
Ingleby, P. 1827.
Inglis, D. R. 1823.
Ishii, C. 1496.
Ishimoto, M. 132.
Israël, H. 446, 450, 721, 1491.
Iterson, F. K. Th. van 1832.
Ito, M. 1829.
Ivanenko, D. 150.
Iyer, V. D. 2248.

Jäger, J. 156.
James, H. R. 157.
Jánossy, L. 1035, 1827.
Jardy, H. 451.
Jeffreys, H. 133, 1817.
Jelen, V. 1267.
Jensen, Chr. 752.
Jesse, W. P. 454, 1032, 1499, 2234, 2237.
Johnson, E. A. 1505.
—, T. H. 145, 152, 153, 737, 1277, 2234, 2237.
Johnston, H. F. 140.
Jones, H. 1277, 1826.
—, H. S. 130.
Jones, J. M. 1043.
Jonker, K. H. J. 154.
Josephson, V. 2234.
Jost, W. 1484.
Jouaust, R. 136, 451.
Jubb, R. A. 1490.
Juilfs, J. 1272.
Jung, J. 1483.

Kägi, E. 740.
Kaiser, H. F. 129.
Kalitine, N. N. 1042, 1830.
Kaltschewa, R. N. 129, 466.
Kampe, H. J. aufm 1281.
Kanitscheider, R. 744.
Kaplan, J. 141, 1271.
Kapp, G. 2227.
Kapuścińska, E. 168.
Kastler, A. 2233.
Kaßner, C. 159, 1501, 1505.
Kawata, S. 1829.
Keil, K. 445.
Kenrick, G. W. 449.
Kerner, F. von 164, 2248.
Kerr, G. P. 751.
Kidson, E. 171.
Kirby, S. S. 137, 450, 1026, 1823.
Kiroff, K. T. 1505.
Kleinschmidt, E. 721.
Klemtz, V. 2252.
Knoche, W. 167.
Kochański, A. 163, 164.
Koczy, F. 1024.
Koenuma, K. 1829.
Köppen, W. 2228.
Kolhörster, W. 155, 453, 733, 1033, 1278.
Korff, S. A. 722, 731, 735, 736, 1277, 2235, 2236.
Koschmieder, H. 744, 751.
Kotani, M. 1825.
Kovarik, A. F. 2227.
Kowarski, L. 152.
Kramer, W. 726.
Kreis, A. 1484.
Krige, L. J. 1024.
Kropf, F. 1037.
Krumbach, G. 2229.
Künner, J. 161.
Küttner, J. 159, 744, 747, 2211.
Kuhnke, W. 754.
Kulin, G. 2232.
Kuo, J. C. 2236.
Kuper, J. B. H. 129.

Labrouste, M. 1495.
—, Mme H. 1270, 1495.

Laby, T. H. 1027.
Lagrula, J. 140.
Lahner, I. 1024.
Lamb, H. H. 457.
Lampland, C. O. 1830.
Langbeck, K. 756.
Lange, K. O. 169.
Lincoln La Paz 131, 158.
Larroque, J. 1824.
Larsen, H. 1266.
Lauscher, F. 465, 1021, 1039.
Lautner, P. 172, 2226.
Lazarev, P. P. 1823.
Leadbeater, A. W. 722.
Lecornu, L. 728.
Legrand, J. 2239.
Leistner, W. 158, 755.
Lepape, A. 1818.
Lepeshkov, J. N. 1500.
Lettau, H. 462, 722, 743.
Leuschin, N. J. 1823.
Lewis, L. F. 164.
Lifschitz, J. 1030.
Lind, S. C. 2227.
Lindemann, F. A. 456.
Link, F. 2232.
Linke, F. 721.
—, H. 1266.
Lisman, J. H. C. 1028.
Little, E. M. 1831.
Lloyd, D. 171.
Locher, G. L. 144.
Loeb, L. B. 1490.
Löhle, F. 756, 2245.
Löschner, F. 447.
Loeser, G. 721.
Lorenz, H. 1483.
Loreta, E. 2232.
Loughridge, D. H. 1036.
Lovell, A. C. B. 1034, 1497.
Lovera, G. 157, 1268.
Luckiesh, M. 751.
Lüders, K. 2227.
Lüneburg, H. 739.
Lutkin, F. E. 139.
Lutz, C. W. 133.
Lysgaard, L. 458.
Lyttleton, R. A. 171.

Mace, C. 131.
Macelwane, J. B. 1817.
Mac Lean, K. G. 138.
Mäde, A. 745.
Magat, M. 152.
Magnetischer Charakter des Jahres 1938. Übersicht der Jahre 1928—1938 und der numerische magnetische Charakter der Tage 1938. 730.
Maier-Leibnitz, H. 738.
Majorana, Q. 1026.
Malch, W. 1505.
Malsch, W. 2232.
Manchin, V. 1039.
Marner, J. 750.
Martin, H. 445, 721.
Martyn, D. F. 456, 1822.
Masuamya, M. 954.
Matthes, I. 453, 733.
Mattson, S. 1484.
Maze, R. 148, 1274, 1495.
Mc Cullough, F. S. 129.
Mc Neill, J. J. 1027.
Mecke, R. 752.
Mecklenburg, W. 2226.
Meek, J. M. 139.
Meinardus, W. 2244.
Meißner, O. 163, 748, 1041, 1265, 1505, 2246.
Melikowa, O. S. 726.
Menzel, H. 133.
—, W. 135.
Merideth, G. T. 731.
Meteorol. Beobachtungen deutscher Schiffe im europäischen Nordmeer und in der Barentsee während des zweiten internationalen Polarjahres 1932—33. 748.
Meyer, E. 165.
—, F. G. 751.
—, R. 462.
—, R. C. 1505.
Meyer-Bührer, Hch. 1500.
Michkovitsch, V. V. 131.
Miczaika, G. R. 147, 155 166.
Migdal, A. 2238.
Milkutat, E. 2228.
Millás, J. C. 2242.
Miller, L. F. 1022.
Millikan, R. A. 732, 733.
Mimno, H. R. 138.
Mizuno, T. 742.
Mock, W. H. 1505.
Model, Fr. 740, 753, 1830.
Møller, C. 1279.
Mörikofer, W. 722.
Moll, E. 742.
Monk, A. T. 1033.
Montgomery, C. G. 144, 149, 153, 154, 739, 1273.
—, D. D. 144, 149, 153, 154, 739, 1273.
Morgan, J. E. 149.
—, K. Z. 149, 1499.
Morrison, I. F. 725.
Mortimer, C. H. 1266.
Mrose, H. 750, 1484.
Müller, F. 165.
—, M. 468.
Munro, G. H. 1822.
Murphy, F. M. G. 1043.

Naegler, W. 1505.
Nagaoka, H. 1823.
Naismith, R. 729.
Narayanan, A. 130.
Nasedkin, N. 2252.
Neddermeyer, S. H. 1277, 2236.
Neher, H. V. 732, 733.
Nespor, R. 1265.
Netzer, Th. 1822.
Neumann, H.-R. 1288.
Nicholls, F. G. 1027.
Nickson, F. B. 1027.
Nielsen, E. T. 1482.
—, W. M. 149, 1499.
Nikitin, B. A. 726.
Nikolsky, N. N. 1823.
Nishina, Y. 1829, 2238.
Noetzlin, M. 2229.
Nordheim, L. W. 152, 736, 1499.
Normal monthly percentage frequencies of surface and upper winds (afternoon) up to 3 km. in India, Burma and Persian Gulf. 159.
Notas históricas sobre el huracán del 4 y 5 de Octubre de 1844. 2242.
Noth, H. 2239.
Nowack, E. 1502.

O'Brien, B. 167.
Oellrich, H. 1280.
Ogasahara, K. 1821.
Okayama, T. 738.
Opatowski, I. 1030.
Oppenheimer, J. R. 1500.
Orkisz, H. 140, 1817.
Orth, R. 462.
Owens, J. S. 2250.

Palme, W. 725.
Palmén, E. 745.
Pamir, H. N. 1819.
Paneth, F. A. 456.
Parejas, Ed. 1819.

Parkinson, W. C. 138, 1026, 1822.
Paton, J. 141.
Patterson, H. S. 130.
Paul, M. 465, 1287.
Peddie, G. A. 2230.
Pekeris, C. L. 448.
Penndorf, R. 747.
Peppler, A. 749.
—, W. 169, 750.
Perdereau, L. 1485.
Perlewitz, P. 168, 1482.
Perutz, M. F. 132, 1484.
Petterssen, S. 160.
Pfeiffer, C. A. 2246.
Pfleiderer, H. 1025, 2225.
Pflugbeil, C. 461.
Philipps, H. 1038, 1505.
Philipsborn, E. v. 1043.
Phillips, W. E. 1490.
Piccard, J. 1266.
Piccioni, O. 1828.
Pierce, J. A. 138.
Pierucci, M. 1486.
Piggot, C. S. 2227.
Pillai, A. R. 1484.
Placzek, G. 2236.
Plendl, H. 449, 729.
Pluvinage, 1273.
Pokrovskij, G. 2251, 2252.
Pollak, L. W. 725.
Polubarinova-Kotschina, P. J. 2251.
Pomeranchuk, I. 2238.
Pomerantz, M. A. 153, 1498, 2237.
Pompeia, P. A. 1496, 2235.
Poole, R. 722.
Portig, W. 159.
Powell, C. F. 151.
—, E. O. 1285.
Present, R. D. 1499.
Preston, W.M. 137, 2248.
Prey, A. 1266, 2225, 2227.
Prior, L. S. 138, 1026, 1822.
Priston, W. R. 1285.
Punkov, N. V. 1823.
Puppo, A. 168.
Pusch, K. 2251.
Pyrkosch, R. 1030.

Radushkevich, L. V. 724.
Raether, H. 729.
Raethjen, P. 170, 457, 741.
Rai, R. N. 134.
Rakestraw, N. W. 740.
Rakuttis, G. 734.
Ramakrishnan, K. P. 158, 1280, 1502.
Raman, P. K. 142, 1041.
Ramanathan, K. R. 158, 468, 1280.
Ramdas, L. A. 142.
Ramsey, W. E. 144, 154, 732, 739, 2235.
Rangaswami, M. R. 1484.
Ranzi, I. 1026.
Ratcliffe, J. A. 137, 456, 1269.
Rau, W. 1278.
Reboul, J. A. 1280.
Regener, E. 1278.
Regula, W. 1820.
Reinhardt, H. 168.
Reinsberg, C. 171.
Reitz, G. 463.
Réunion Internationale de Physique — Chimie — Biologie. Congrès du Palais de la Découverte. Paris, Octobre 1937. III. Rayons cosmiques. 142.
Reuter, H. 2242.
Ribner, H. S. 145, 1031.
Ritschl, R. 1831.
Roberts, G. E. 1279.
Robitzsch, M. 1021, 1022.
Robley 148, 1273, 1274.
Roesch, J. 164.
Rogozinski, A. 143.
Rossi, B. 738, 1035, 1275, 1276, 1499, 1827, 2234.
Roßmann, F. 139, 730, 1492, 2248.
Rothé, E. 1481.
Rouch, J. 1037, 1268.
Rowland, J. P. 2233.
Roy, A. K. 2241.
Rudolph, H. 1491.
Ruyssen, R. G. 170.
Rybner, J. 446.
Rydbeck, O. 137.
Ryerson, C. M. 1499.
Rypdal, B. 1495.

Sabato, E. R. 143.
Saha, M. N. 134.
Sakata, S. 2237.
Salisbury, E. J. 172.
Sammon, P. J. 449.
Sandner, W. 2232.
Sapper, K. 1043.
Sashoff, S. P. 1280.
Sauer, W. 163.
Savarenskij, E. 2229.
Schafer, J. P. 137.
Schein, M. 149, 454, 1274, 2237.
Scherhag, R. 467.
Schewick, H. von 1271.
Schilling, W. 1817.
Schindelhauer, F. 1026.
Schindler, G. 749, 755, 1503.
Schmauß, A. 747, 1508, 2244.
Schmeiser, K. 147.
Schmerwitz, G. 448, 728, 1021.
Schmid, H. 1496, 2235.
Schmidt, A. 450.
—, G. 747, 1284.
Schnaidt, F. 465, 1282.
Schnebel, L. 1037.
Schneider, J. M. 1267, 1286.
Schneider-Carius, K. 721.
Schnurmann, R. 1832.
Scholz, W. 134.
Schonland, B. F. J. 138, 1490.
Schou, G. 1504.
Schremp, E. J. 1031.
Schulz, L. 723, 1041.
Schulze, W. 2226.
Schumacher, A. 1830.
—, G. 750.
Schumann, R. 1023.
—, T. 130.
Schumb, W. C. 1483.
Schwalbe, G. 740.
Scultetus, H. R. 729.
Seaton, S. L. 135.
Seidl †, E. 1044.
Seifert, K. 2246.
Sekido, Y. 1496, 1829, 2238.
Seligman, G. 132.
Sellenschlo, H. 457.
Sellick, N. P. 159.
Serber, R. 1500.
Seshachar, C. 2248.
Severe Winter of 1939—40. 2247.
Sevin, É. 1276.
Shallenberger, G. D. 1831.
Shdanow, A. P. 731.
Sherman, K. L. 1486.
Shpikelman, A. I. 1500.
Sieberg, A. 1820, 2229.
Simamura, H. 1496, 1829, 2238.
Sinelschikov, S. 2252.
Sjöstedt, G. 1285.
Skobeltzyn, D. V. 2236.

Slaucitajs, L. 139.
Sloane, H. L. 1271.
Smith, D. O. 732.
—, N. 137, 450, 1026, 1823.
Smythe, W. R. 156.
Snoddy, L. B. 1493.
Snyder, H. 1500.
Sokolov, A. 150.
Souza Santos, M. D. de 1496, 2235.
Spangenberg, W. W. 165, 170, 749, 750.
Sperlich, A. 156.
Spitaler, R. 461, 2246.
Sreenivasiah, B. N. 142.
Stagg, J. M. 141.
Stair, R. 455.
Stammer, H. J. 144.
Stanton,, H. E. 137.
Stapf, H. 1022.
Starik, I. Je. 726.
Stearns, J. C. 735, 2234.
Steinke, E. G. 1496, 2235.
Steppes, O. 1265.
Stern, A. W. 2235.
Sterne, T. E. 1286.
Stetter, G. 1276.
Stille, H. 2229.
Stille, U. 1029.
Stöcke, K. 1044.
Störmer, C. 141, 1508.
Stoltenberg, H. 1503.
Stoneley, R. 133.
Straker, T. W. 1491.
Street, J. C. 150.
Streiff-Becker, R. 1025.
Strong, J. 467.
Stuhlweissenburg, E. 734.
Stumpff, K. 445.
Suckstorff, G. A. 140, 158.
Süring, R. 2225.
Suess, H. 447.
Sumerlin, W. T. 2229, 2230.
Sur, M. K. 1502.
Sutcliffe, R. C. 1039, 1502.
Swann, W. G. F. 144, 732, 1275, 2235.

Takeuti, T. 1826.
Tamm, Ig. 737, 1034.
Tams, E. 727.
Tanck, H.-J. 1503.
Tanikawa, Y. 2237.
Taylor, A. H. 751.
Teller, E. 1823.
Terada, K. 740.
Teśla, J. 164.
Thamdrup, H. M. 1482.
Thams, Chr. 723, 746, 754.
Thellier, E. 451.
Thomas, H. 460.
Thomas jr., J. E. 144.
Thraen, A. 460, 748.
Tichy, H. 2250.
Tinn, A. B. 1506.
Tønsberg, E. 730, 2230.
Tongiorgi, V. 148, 737, 1036.
Toperczer, M. 727.
Topperzer, A. 140.
Torreson, O. W. 1485.
Tournier, R. 1281.
Travniček, F. 2247.
Trojer, H. 464.
Trommsdorff, F. 727.
Trubyatchinsky, N. N. 1823.
Trumpy, B. 454.
Tyczynski, S. 168.
Tylczak, W. 168.

Uribe, H. 1030.
Urry, Wm. D. 740.
Utterback, C. L. 1830.
Uttinger, H. 461.

Vallarta, M. S. 1031, 1278.
Vargus, J. A. 453.
Vassy, Mme A. 170, 459, 466, 467, 753, 1285.
Vassy, E. 170, 459, 466, 467, 753, 1285.
Vegard, L. 1491, 1495, 2233.
Veksler, V. 736, 1272.
Vening Meinesz, F. A. 1819.
Vernov, S. N. 1033, 1272.
Vilbig, F. 135.
Vivian, J. H. 2232.
Voigts, H. 745.
Vos, P. J. G. de 1827.

Wagner, A. 450, 743, 2225.
Wahl, E. 1040, 1284.
Wait, G. R. 1485.
Waldmeier, M. 451.
Walker, A. G. 1036.
Wall, E. 1492.
Wambacher, H. 1276, 1280, 1826.
Wanner, E. 1286.
Wasserfall, K. F. 1494.
Wassiliew, K. 2227.
Wataghin, G. 1496, 2235.
Watase, Y. 734.
Watson-Watt, R. A. 138.
Weber, E. 1825.
Weber, W. 1270.
Weekes, K. 167.
Wegener, K. 445, 464, 1025, 2240.
Weickmann, H. 724.
—, L. 445.
Weisz, P. 145, 154.
Well, J. 1280.
Wells, H. W. 135, 137, 1026, 1822.
Wergeland, H. 148.
Werigo, A. B. 732, 741.
Wetzel, W. 1025.
Whatman, A. B. 138.
Whipple, F. J. W. 456.
White, F. W. G. 1270, 1491, 2230.
Whitrow, G. J. 1267.
Wichmann, H. 729.
Wick, G. 1828.
Wickizer, G. S. 138.
Widhalm, A. 1280, 1828.
Wienert, K. 1481.
Wiersma, J. T. 154.
Wiklander, L. 1484.
Wilkes, M. V. 137.
Wilkins, A. F. 138.
Williams, E. J. 142, 144, 1279, 2237.
—, S. E. 1489.
Wilson, A. H. 1826.
—, J. G. 1035, 1497.
—, R. E. 1830.
—, S. H. 448.
—, V. C. 1274, 1275.
Wiszniewski, W. 167, 168.
Wollan, E. O. 454, 1032, 1499, 2237.
Wollmann, E. 1268.
Wood, H. E. 1820.
Workman,E. J. 450.
Worthington, E. B. 1266.
Wright, H. L. 166, 1506, 2250.
Wundt, R. M. 1268.
—, W. 460.
Wyk, J. W. van 138, 1490.

Yamanouchi, T. 1825.
Yanagisawa, T. 740.
Yao, C. S. 743, 748.
Yong-Li, T. 453.
Yukawa, H. 738, 1279.

Zahradniček, J. 1265.
Zhdanov, A. 143.
Zlotowski, I. 453.
Zuber, K. 165.
Zwicky, F. 142, 143.