

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. Wiedert †, Göttingen



XVIII. Jahrgang 1943 — Heft 1/2

Mit 20 Abbildungen

Friedr. Vieweg & Sohn Braunschweig

Bezugspreis und Erscheinungsweise

Die Zeitschrift für Geophysik erscheint in 8 Hefen (ungefähr je drei Bogen) zum Teil auch in Doppelheften. Der Bezugspreis beträgt pro Jahrgang 32,— RM., Porto —,75 RM. Mitglieder der Geophysikalischen Gesellschaft erhalten sie als Vereinsorgan zu einem Vorzugspreise. Die Zeitschrift soll Aufsätze aus allen Gebieten der Geophysik, zusammenfassende Berichte und Referate über Bücher auch aus den Grenzgebieten enthalten. Ferner wird ein möglichst vollständiger Literaturbericht „Geophysikalische Berichte“ im Umfang von etwa 15 Bogen beigegeben. Aufsätze in fremder Sprache sind zugelassen. Die Aufsätze bitten wir möglichst kurz zu fassen; ihre Länge soll im allgemeinen 8 Seiten nicht wesentlich überschreiten. Den Aufsätzen soll eine kurze (3—8 Zeilen) vom Verfasser gegebene Inhaltsangabe vorangehen. Die Literaturhinweise werden im Text numeriert und am Schluß der Arbeit zusammengestellt. Das Abbildungsmaterial bitten wir reproduktionsfertig einzureichen, dabei aber darauf zu achten, daß Bezeichnungen innerhalb der Abbildungen nur mit Bleistift eingetragen und daß die Vorlagen nicht geknickt werden. Zu den Abbildungen erbitten wir Unterschriften, die nicht auf diesen, sondern innerhalb des Manuskriptes selbst einzutragen sind.

Die Verfasser erhalten auf Bestellung von ihren Arbeiten 50 Sonderdrucke unentgeltlich, weiter gewünschte Exemplare bis zu 150 werden zum Selbstkostenpreis abgegeben. Darüber hinaus werden Exemplare zum gleichen Preise berechnet, den die Arbeit im Heft kostet.

Für größere Arbeiten in besonderen Beiheften außerhalb des Bezugspreises sind vorherige Vereinbarungen über die Unkosten mit dem Verlage notwendig.

Wir bitten, die schnelle Erledigung der Besprechungen durch Übersendung von Neuerscheinungen (Büchern, Institutsberichten) an die Schriftleitung zu unterstützen.

Die Schriftleitung:

Prof. G. Angenheister,

Geophysikalisches Institut Göttingen

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Erwin Hardtwig, Über die Wellenausbreitung in einem visko-elastischen Medium	1
A. Ramspeck, Reine Longitudinal- und Transversalwellen im elastisch-homogenen Halbraum	21
H. Haalck, Über die Größe der Elastizitätskonstanten und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elastischen Raumwellen im Innern des Erdkerns. (Mit 1 Abbildung)	27
H. Haalck, Zur Kuhn-Rittmannschen Theorie über die Beschaffenheit des Erdinnern	32
A. Berroth, Numerische Werte der Masse und Dichte der Erde sowie ihrer Hauptträgheitsmomente	42
Karl Kilchling, Ein dynamisch-elastischer Schweremesser. (Mit 1 Abbildung)	51
Stephan v. Thyssen, Versuche mit einer neuartigen Schneidentlastung. (Mit 4 Abbildungen)	53
Max Müller, Die Messung der Frequenzabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Gesteinsproben. (Mit 9 Abbildungen)	59
Max Müller, Die Abnahme der Stromdichte einer elektrischen Doppelquelle mit wachsender Entfernung. (Mit 3 Abbildungen)	67
J. Bartels, Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 13. Mitteilung	76
G. Fanslau, Vorläufige Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Niamegk in den Jahren 1941 und 1942. (Mit 2 Abbildungen)	78
Referate und Mitteilungen	84

Über die Wellenausbreitung in einem visko-elastischen Medium

Von Erwin Hardtwig

Die Formeln für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Dämpfung von Dilatations-, Scherungs- und Raleigh-Wellen werden für ein bestimmtes visko-elastisches Medium abgeleitet. Es ergibt sich Periodenabhängigkeit in dem Sinne, daß zu kürzeren Perioden stärkere Dämpfung und geringere Geschwindigkeit gehört. Die partikulären Lösungen der Schwingungsgleichungen für Raleigh-Wellen werden nach demselben Gedankengang gefunden wie im rein elastischen Fall. Dabei ergibt sich die bemerkenswerte Tatsache, daß für die Dämpfung dieselbe algebraische Gleichung dritten Grades zu lösen ist wie im elastischen Fall für die Geschwindigkeit, und daß die der Viskosität zugeordneten Konstanten λ' und μ' proportional den entsprechenden Konstanten λ und μ der Elastizitätstheorie sein müssen. Für die zugehörige Proportionalitätskonstante σ wird eine obere Grenze abgeschätzt. In dem angenommenen Medium erscheinen daher die elastischen Verrückungen begleitet von proportionalen Fließvorgängen. Die für Raleigh-Wellen gefundenen Partikularlösungen zeigen periodenabhängige Dämpfung, nicht aber eine Periodenvergrößerung mit der Zeit. Eine solche ist erst bei Lösung des Randwertproblems zu erwarten. Schließlich wird das Verhältnis der Vertikalkomponente zur Horizontalkomponente einer Raleigh-Welle als ebenso groß gefunden wie im elastischen Fall. Die Bewegung des Bodenteilchens ist nicht mehr rein elliptisch.

Gelegentlich einer Diskussion seismischer Fragen ist von Herrn Prof. Angenheister in Göttingen auf die Wirkung hingewiesen worden, die das Vorhandensein von viskösen Eigenschaften der Erde für die Ausbreitung von Wellenvorgängen haben muß. Danach erscheint es lohnend, einen solchen Fall im einzelnen durchzurechnen. Im folgenden wird bei Annahme eines bestimmten visko-elastischen Mediums diese Wirkung für Dilatations-, Scherungs- und Raleigh-Wellen untersucht.

1. *Visko-elastische Körper und allgemeine Bewegungsgleichungen.* In einer stetig verbreiteten Masse wird sich ein Punkt mit den rechtwinkligen Koordinaten x, y, z gemäß den Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \frac{\partial N_1}{\partial x} + \frac{\partial T_2}{\partial y} + \frac{\partial T_3}{\partial z}, \\ \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= \frac{\partial T_1}{\partial x} + \frac{\partial N_2}{\partial y} + \frac{\partial T_3}{\partial z}, \\ \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= \frac{\partial T_1}{\partial x} + \frac{\partial T_2}{\partial y} + \frac{\partial N_3}{\partial z} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

bewegen. Dabei bedeuten u, v, w die Komponenten der Verschiebung, die der Massenpunkt unter dem Einfluß des „Spannungstensors“ mit den Normalkomponenten N_1, N_2, N_3 und den Tangentialkomponenten T_1, T_2, T_3 erleidet. Die Dichte ρ des Körpers wird als konstant vorausgesetzt.

Beschränkt man sich, wie üblich, auf kleine Verrückungen, dann stellen

$$\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial w}{\partial z} \quad \text{und} \quad \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}, \quad \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}, \quad \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}$$

die Komponenten des Verschiebungstensors dar und die Frage, welche Form die Gleichungen in jedem Einzelfalle annehmen, hängt davon ab, welche Beziehungen man zwischen den Komponenten des Spannungstensors und jenen des Verschiebungstensors gelten lassen will.

Als vollkommen elastisch erklärt man einen Körper, für den eine umkehrbar eindeutige Zuordnung zwischen den Komponenten des Verschiebungstensors und jenen des Spannungstensors besteht. Die Zuordnung

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= \lambda \theta + 2 \mu \frac{\partial u}{\partial x}, & T_1 &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right), \\ N_2 &= \lambda \theta + 2 \mu \frac{\partial v}{\partial y}, & T_2 &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right), \\ N_3 &= \lambda \theta + 2 \mu \frac{\partial w}{\partial z}, & T_3 &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \end{aligned} \right\} \dots \dots (2)$$

$$\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \text{räumliche Dilatation} \dots \dots (3)$$

hat sich in der Elastizitätstheorie als zweckmäßig herausgestellt und gibt, in (1) eingeführt, die Bewegungsgleichungen

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \mu \nabla^2 u, \\ \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial y} + \mu \nabla^2 v, & \nabla^2 u &= \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \cdot \\ \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial z} + \mu \nabla^2 w, \end{aligned} \right\} (4)$$

Als vollkommen viskös erklärt man einen Körper, für den eine umkehrbar eindeutige Zuordnung zwischen den zeitlichen Ableitungen der Komponenten des Verschiebungstensors und den Komponenten des Spannungstensors besteht.

An sich kann diese Zuordnung völlig willkürlich erfolgen, wenn nur die Folgerungen, die man daraus zieht, nicht der Erfahrung widersprechen. Am naheliegendsten ist es, auf die Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} N'_1 &= \lambda' \frac{\partial \theta}{\partial t} + 2 \mu' \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right), & T'_1 &= \mu' \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right), \\ N'_2 &= \lambda' \frac{\partial \theta}{\partial t} + 2 \mu' \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right), & T'_2 &= \mu' \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right), \\ N'_3 &= \lambda' \frac{\partial \theta}{\partial t} + 2 \mu' \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right), & T'_3 &= \mu' \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \end{aligned} \right\} \dots (5)$$

$\lambda', \mu' =$ Konstanten des visko-elastischen Mediums

zurückzugreifen, die sich durch ihre Analogie mit der Zuordnung (2) empfehlen. Führt man sie in (1) ein, erhält man die Differentialgleichungen der Hydro-

mechanik visköser Flüssigkeiten, die als weitgehend bewährt angesehen werden können.

Die Schwierigkeiten beginnen erst, wenn die Mechanik eines Körpers entwickelt werden soll, der sowohl elastische als auch visköse Eigenschaften besitzt. Mathematisch wird sich das so ausdrücken, daß die Komponenten des Spannungstensors abhängen werden sowohl von den Komponenten des Verschiebungstensors als auch von dessen zeitlichen Ableitungen. Die Anzahl der Möglichkeiten, solche Kombinationen zu ersinnen, ist unendlich groß und nur eingeschränkt durch die Forderung, mit der Erfahrung in Einklang zu bleiben.

Da ist es vor allem naheliegend, die in der Elastizitätstheorie und Hydromechanik bewährten Ansätze (2) und (5) zu vereinigen und zu fordern: Der aus einem elastischen und einem viskösen Körper zusammengesetzte neue Körper soll so beschaffen sein, daß dieselben Verschiebungen, die vorher unter der Einwirkung der Einzelkräfte (2) bzw. (5) stattgefunden haben, nunmehr stattfinden, wenn die Spannungskräfte sich überlagern, d. h. wenn der neue Spannungstensor die Komponenten hat

$$N_1 + N'_1, \quad N_2 + N'_2, \quad N_3 + N'_3; \quad T_1 + T'_1, \quad T_2 + T'_2, \quad T_3 + T'_3.$$

Unter Benutzung dieses Ansatzes werden die Bewegungsgleichungen (1) zu

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \mu \nabla^2 u + \frac{\partial}{\partial t} \left[(\lambda' + \mu') \frac{\partial \theta}{\partial x} + \mu' \nabla^2 u \right], \\ \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial y} + \mu \nabla^2 v + \frac{\partial}{\partial t} \left[(\lambda' + \mu') \frac{\partial \theta}{\partial y} + \mu' \nabla^2 v \right], \\ \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial z} + \mu \nabla^2 w + \frac{\partial}{\partial t} \left[(\lambda' + \mu') \frac{\partial \theta}{\partial z} + \mu' \nabla^2 w \right]. \end{aligned} \right\} \dots (I)$$

Man erkennt durch Vergleich mit (4), daß die Wellenbewegungen in einem solchen Medium gedämpft verlaufen werden. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß der so definierte Körper nur *eine* Möglichkeit unter unendlich vielen anderen repräsentiert. Auf seine Eigenschaften wurde erstmalig von W. Voigt [1] hingewiesen, in letzter Zeit von G. H. C. Tompson [2].

Hinsichtlich seiner Statik unterscheidet er sich nicht von vollkommen elastischen Körpern. Doch ergibt sich, daß die Deformationsarbeit in einem solchen Körper von der Deformationsgeschwindigkeit abhängt, und zwar so, daß mit wachsender Deformationsgeschwindigkeit auch die aufzuwendende Deformationsarbeit wächst. Vollführt man also einen Deformationszyklus, so erhält man eine Hysteresisschleife, aber die Arbeit, die notwendig ist, diesen Zyklus zu durchlaufen, ist um so größer, je rascher dies geschieht.

Nach F. E. Rowett [3] besitzen z. B. die in der Technik üblicherweise verwendeten Metalle diese Eigenschaft nicht. Ob die Erde, als visko-elastischer Körper betrachtet, sie, zumindest in ihrer obersten Schicht besitzt, könnte nur dadurch festgestellt werden, daß man die Konsequenzen aus (I) mit seismischen Befunden vergleicht.

Ein anderer, ebenfalls einfacher und plausibler Fall der Zusammensetzung eines elastischen mit einem viskösen Körper, der zum erstenmal von Maxwell [4] angeführt worden ist, ergibt sich aus der Forderung an den neuen Körper, sich so zu verhalten, daß die Deformationen sich überlagern, während die Kräfte gleich bleiben.

Allgemeiner als dieser Maxwellsche Körper ist in gewisser Beziehung ein von Brillouin [5] angegebener. Nimmt man an, daß in einer viskösen Flüssigkeit elastische Partikelchen eingelagert sind, so gelangt man zu Beziehungen zwischen Spannungs- und Verschiebungstensor, die man so deuten kann, als ob sich die Deformationen eines elastischen und jene eines viskösen Körpers superponieren würden, wobei der Viskositätskoeffizient selbst von der Deformation abhängt. Die Möglichkeiten der Konstruktion von viskoelastischen Körpern sind damit nicht erschöpft. Man kann jeden der bisher erwähnten Fälle mit jedem anderen kombinieren, man kann sogar mit Wiechert [6] Körper ersinnen, die aus einer sehr großen Anzahl von Elementen zusammengesetzt sind.

Will man also in der Seismik das Medium, in dem die Wellenausbreitung erfolgt, nicht als vollkommen elastisch ansehen, sondern als mit Viskosität behaftet, steht man vor der Frage, welche der zahlreichen, sich darbietenden Möglichkeiten man als die plausibelste ansieht. Wenn dabei der Ansatz bevorzugt wird, der sich im System (I) der Bewegungsgleichungen ausspricht, dann geschieht es wesentlich aus Gründen der Einfachheit. Doch muß man sich bewußt bleiben, daß dieser Ansatz nur einer unter unzähligen anderen, denkbaren ist.

2. *Dilatations- und Scherungswellen.* Neben der räumlichen Dilatation θ führen wir die Scherungswinkel

$$\omega_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad \omega_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad \omega_3 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (6)$$

ein und erhalten in derselben Weise wie im Falle eines elastischen Mediums für die Dilatations- und Scherungswellen die Differentialgleichungen

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla^2 \theta + \frac{\lambda' + 2\mu'}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \theta. \dots \dots \dots (II)$$

$$\frac{\partial^2 \omega_\nu}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \omega_\nu + \frac{\mu'}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \omega_\nu \quad (\nu = 1, 2, 3) \dots \dots \dots (III)$$

Dilatationswellen. Die Differentialgleichung (II) der Dilatationswellen integriert man mit dem Ansatz

$$\left. \begin{aligned} u &= A e^{\sigma}, & v &= B e^{\sigma}, & w &= C e^{\sigma}, \\ \sigma &= i(fx + gy + hz - pt) - \alpha r - \varepsilon t, \\ r &= \sqrt{x^2 + y^2}, \\ f, g, h, p, \alpha, \varepsilon &\text{ reelle Konstanten.} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

Wir setzen zur Abkürzung

$$\left. \begin{aligned} \bar{p} &= \varepsilon + i p, \quad \bar{f} = f \left(-\frac{\alpha}{m} + i \right), \quad \bar{g} = g \left(-\frac{\alpha}{m} + i \right), \quad \bar{h} = h \left(-\frac{\alpha}{m} + i \right) \\ m^2 &= f^2 + g^2 + h^2, \quad \bar{m}^2 = \bar{f}^2 + \bar{g}^2 + \bar{h}^2. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Dann ist

$$\sigma = \bar{f} x + \bar{g} y + \bar{h} z - \bar{p} t \quad \text{und} \quad \bar{m}^2 = (\alpha^2 - m^2) - 2 \alpha m i \dots \quad (9)$$

sowie

$$\begin{aligned} \theta &= i (\bar{f} A + \bar{g} B + \bar{h} C) e^{\sigma}, \\ \nabla^2 \theta &= m^2 (\bar{f} A + \bar{g} B + \bar{h} C) e^{\sigma}, \quad \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \theta = \bar{p}^2 (\bar{f} A + \bar{g} B + \bar{h} C) e^{\sigma}. \end{aligned}$$

Dies, in (II) eingetragen, liefert die Bedingungsgleichung für \bar{p} :

$$\bar{p}^2 + \frac{\lambda' + 2 \mu'}{q} \bar{m}^2 \bar{p} - \frac{\lambda + 2 \mu}{2} \bar{m}^2 = 0 \dots \dots \dots (10)$$

Durch Trennung von Real- und Imaginärteil kann diese Gleichung in die beiden folgenden aufgespalten werden:

$$\left. \begin{aligned} p^2 - 2 \frac{\lambda' + 2 \mu'}{q} \alpha m p + \left(\frac{\lambda + 2 \mu}{q} - \varepsilon \frac{\lambda' + 2 \mu'}{q} \right) (\alpha^2 - m^2) - \varepsilon^2 &= 0, \\ 2 p \varepsilon + \frac{\lambda' + 2 \mu'}{q} p (\alpha^2 - m^2) + 2 \alpha m \left(\frac{\lambda + 2 \mu}{q} - \varepsilon \frac{\lambda' + 2 \mu'}{q} \right) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Die erste dieser Bedingungen ist eine quadratische Gleichung für p und liefert für dieses zwei Werte

$$p = \frac{\lambda' + 2 \mu'}{q} \alpha m \pm \sqrt{\left(\frac{\lambda' + 2 \mu'}{q} \right)^2 \alpha^2 m^2 - \left(\frac{\lambda + 2 \mu}{q} - \varepsilon \frac{\lambda' + 2 \mu'}{q} \right) (\alpha^2 - m^2) + \varepsilon^2},$$

je nach dem Vorzeichen, das man der Wurzel gibt. Nun ist aber, unter V die Wellengeschwindigkeit verstanden,

$$\frac{p}{m} = V \dots \dots \dots (12)$$

Da die Geschwindigkeit, abgesehen vom Vorzeichen, nur eines Wertes fähig sein kann, gilt dies auch von p und daher kann nur $\alpha = 0$ ausfallen. Im Ansatz (7) wurde durch Einführung der reellen Konstanten α und ε von vornherein die Möglichkeit einer Dämpfung sowohl hinsichtlich der zeitlichen als auch der räumlichen Komponente ins Auge gefaßt. Hier zeigt es sich, daß Dämpfung nur hinsichtlich der zeitlichen Komponente auftritt. Die Geschwindigkeit V_L longitudinaler Raumwellen ist daher nach (12)

$$V_L = \pm \sqrt{\frac{\lambda + 2 \mu}{q} - \varepsilon \frac{\lambda' + 2 \mu'}{q} + \frac{\varepsilon^2}{m^2}} \dots \dots \dots (13)$$

Die zweite der Gleichungen (11) bestimmt die Dämpfung:

$$\varepsilon = \frac{\lambda' + 2 \mu'}{2 q} m^2 \dots \dots \dots (14)$$

Dies Ergebnis zeigt, was übrigens von vornherein zu erwarten war, daß die Dämpfung von der Viskosität des Mediums, nicht aber von seinen elastischen Konstanten abhängt. Mit abnehmender Viskosität nimmt auch die Dämpfung ab, um bei $\lambda' = \mu' = 0$, also im elastischen Fall, zu verschwinden. Außerdem zeigt (14) eine Abhängigkeit der Dämpfung von der Wellenlänge (also auch von der Periode) an. Bezeichnet L die fragliche Wellenlänge, dann ist die Bedeutung der Konstanten m durch die Beziehung

$$m = \frac{2\pi}{L} \dots \dots \dots (15)$$

festgelegt. Die Gleichung (14) besagt dann, daß kurze Wellen, also solche mit kleiner Periode, stärker, und zwar wesentlich stärker, denn die Abnahme erfolgt nach einem quadratischen Gesetz, gedämpft werden als lange. Nimmt man an, daß an der Erregerstelle der seismischen Störung eine Schar von Wellen mit verschiedener Periode entstehen, so müßten nach (14) während des Ausbreitungsvorganges die kurzperiodischen Wellen stärker gedämpft werden als die langperiodischen. Die Folge davon müßte sein, daß an einer hinreichend weit entfernten Beobachtungsstelle die kurzperiodischen Wellen ausgelöscht erscheinen, während die langperiodischen noch oberhalb der Beobachtungsgrenze liegen. Je weiter die Beobachtungsstelle vom Herd entfernt wäre, um so stärker müßte dieser Vorgang der Austilgung der kürzeren Perioden fortgeschritten sein, d. h. um so längere Perioden würden beobachtet werden müssen. Dadurch kann aber der Eindruck erweckt werden, als ob die Perioden selbst auf ihrem Wege vom Herd zur Station sich vergrößern würden. Bekanntlich zeigen die seismischen Beobachtungen ein solches Verhalten der Wellen an. Man deutet es in der Regel als wirkliche Periodenvergrößerung. Aus dem Gesagten geht aber hervor, daß man sich diese Erscheinung auch mit Hilfe der verschiedenen Dämpfung für lange und kurze Perioden erklären kann.

Eine Abhängigkeit von der Wellenlänge zeigt auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit V_L . Man setzt in (13) den in (14) gefundenen Ausdruck für ε und findet

$$V_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\varrho} - \left(\frac{\lambda' + 2\mu'}{2\varrho}\right)^2 m^2} \dots \dots \dots (16)$$

Der elastische Fall erscheint darin als Grenzfall für $\lambda' = \mu' = 0$. Im viskoelastischen Medium ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit geringer als im elastischen, und zwar um so geringer, je merklicher Viskosität vorhanden ist, d. h. je größer die Konstanten λ' , μ' sind. Sie ist aber auch um so geringer, je kleiner die Wellenlänge (also auch die Periode) ist.

Bemerkenswert ist, daß nach (16) für die Ausbreitung der Wellen eine untere Grenze der Wellenlänge zu erwarten ist. In der Tat wird $V_L = 0$, wenn

$$m^2 = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 = 4\varrho \frac{\lambda + 2\mu}{(\lambda' + 2\mu')^2} = m_0^2$$

wird. Der zu m_0 gehörige Wert der Wellenlänge L ist der Grenzwert. Bei kleineren Werten von L wird der Ausdruck unter der Wurzel negativ, d. h. es gibt dazu keine reelle Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Da im Falle der Erde die Werte von λ' und μ' sicher sehr klein sind, wird ein tatsächliches Beschneiden des Wellenspektrums nur so geringfügig sein, daß es sicher unter die Meßgrenze fallen wird.

Sezawa [7] bekommt bei seiner Behandlung des Problems keine Dispersion, da für ihn einfach $V_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ gilt, wie im elastischen Fall. In der Tat ist dies praktisch auch richtig, denn die Dispersion liegt, wie wir an späterer Stelle zeigen, unter der Meßgrenze.

Dämpfung und Fortpflanzungsgeschwindigkeit lassen sich unmittelbar angeben, wenn man sich erinnert, daß die Differentialgleichung für gedämpfte Schwingungen die Form

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + 2\varepsilon \frac{dT}{dt} + (p^2 + \varepsilon^2) T = 0$$

und die Lösung

$$T = e^{-(\varepsilon + ip)t}$$

hat. Setzen wir für den Augenblick $\theta = \theta^*(x, y, z) \cdot T(t)$, wo θ^* nur von x, y, z und T nur von t abhängen soll. Gleichung (II) wird dann

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + \left(\frac{\lambda' + 2\mu'}{\rho} \frac{\nabla^2 \theta^*}{\theta^*} \right) \frac{dT}{dt} + \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} m^2 \right) T = 0$$

oder, wenn man in θ^* den Ansatz (7), aber mit $\alpha = 0$, einträgt,

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + \left(\frac{\lambda' + 2\mu'}{\rho} m^2 \right) \frac{dT}{dt} + \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} m^2 \right) T = 0.$$

Aus der Gleichsetzung der Koeffizienten von dT/dt und T bzw. mit 2ε und $p^2 + \varepsilon^2$ folgen die in (14) bzw. (16) gefundenen Werte für die Dämpfung und Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

Scherungswellen. Dieselben Überlegungen wie für Dilatationswellen kann man an Hand der Gleichungen (III) für Scherungswellen durchführen. Man findet als Bedingungsgleichung für \bar{p} , wenn man $\alpha = 0$ macht,

$$\bar{p}^2 - \frac{\mu'}{\rho} \bar{p} m^2 + \frac{\mu}{\rho} m^2 = 0.$$

d. h.

$$\varepsilon + ip = \frac{\mu'}{2\rho} m^2 \pm \sqrt{\left(\frac{\mu'}{2\rho} \right)^2 m^4 - \frac{\mu}{\rho} m^2} = \frac{\mu'}{2\rho} m^2 \pm i \sqrt{\frac{\mu}{\rho} m^2 - \left(\frac{\mu'}{2\rho} \right)^2 m^4}.$$

Für die Dämpfung ergibt sich daraus

$$\varepsilon = \frac{\mu'}{2\rho} m^2 \dots \dots \dots (17)$$

und für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit V_Q im Hinblick auf (12)

$$V_Q = \sqrt{\frac{\mu}{\rho} - \left(\frac{\mu'}{2\rho} \right)^2 m^2} \dots \dots \dots (18)$$

Die Abhängigkeit der Dämpfung von Viskosität und Periode ist von derselben Art wie bei Longitudinalwellen. Nur ergibt sich, daß die longitudinalen Wellen stärker gedämpft werden als die Scherungswellen (die Dämpfungskonstante wird im Fall $\lambda' = \mu'$ z. B. dreimal so groß). Unter sonst gleichen Voraussetzungen müßten also die Scherungswellen noch in größerer Entfernung vom Herd wahrgenommen werden können als die Dilatationswellen. Wenn die Beobachtung zeigt, daß tatsächlich in der Regel die Scherungswellen mit größerer Amplitude ankommen als die Dilatationswellen, so mag das sehr oft darin seine Ursache haben, daß jene im Störzentrum von vornherein stärker angeregt werden als diese. Der oben angeführte Effekt müßte unabhängig davon bestehen.

Aus (18) folgt in erster Annäherung und für den Fall rein elastischer Medien

$$V_Q = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \cdot \dots \dots \dots (19)$$

In der Regel macht man in der Seismik die weitgehend richtige Annahme $\lambda = \mu$. Fügt man (zunächst rein willkürlich) die entsprechende Annahme $\lambda' = \mu'$ für die Konstanten der Viskosität hinzu, so zeigt sich, daß nicht, wie im elastischen Fall, die Beziehung besteht

$$V_L = \sqrt{3} \cdot V_Q,$$

sondern an ihre Stelle tritt

$$\frac{V_L}{\sqrt{3}} = \sqrt{V_Q^2 - 2 \left(\frac{\mu'}{2\rho}\right)^2 m^2} \cdot \dots \dots \dots (20)$$

Das Verhältnis zwischen V_L und V_Q ist nicht gleich $\sqrt{3}$, sondern kleiner, und zwar um so kleiner, je kleiner die Periode ist, für die man die Geschwindigkeit gemessen hat.

3. *Raleigh-Wellen.* Für Raleigh-Wellen in einem visko-elastischen Medium der eingangs beschriebenen Art gelten ebenfalls die Gleichungen (I), doch treten jetzt die Randbedingungen

$$\left. \begin{aligned} \lambda \theta + 2 \mu \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t} \left[\lambda' \theta + 2 \mu' \frac{\partial w}{\partial z} \right] &= 0, \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \mu' \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) &= 0, \quad \text{an der Stelle } z = 0, \\ \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \mu' \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \text{(IV)}$$

hinzu. Wir versuchen, die Systeme (I) und (IV) durch den Ansatz zu befriedigen [8]

$$\left. \begin{aligned} u &= A e^{\sigma}, & v &= B e^{\sigma}, & w &= C e^{\sigma} \\ \sigma &= -qz + i(fx + gy) - (\varepsilon + ip)t \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (21)$$

und finden zunächst

$$\begin{aligned} \nabla^2 u &= A(q^2 - m^2)e^u, & \nabla^2 v &= B(q^2 - m^2)e^v, & \nabla^2 w &= C(q^2 - m^2)e^w \\ \theta &= (ifA + igB - qC)e^u. \end{aligned}$$

Die Differentialgleichungen (I) werden dadurch zu folgendem System von Bedingungsgleichungen für die auftretenden Konstanten:

$$\begin{aligned} A(\varepsilon + ip)^2 &= if \left[\frac{\lambda + \mu}{\varrho} - (\varepsilon + ip) \frac{\lambda' + \mu'}{\varrho} \right] \cdot (ifA + igB - qC) + \\ &\quad + A \left[\frac{\mu}{\varrho} - (\varepsilon + ip) \frac{\mu'}{\varrho} \right] (q^2 - m^2), \\ B(\varepsilon + ip)^2 &= ig \left[\frac{\lambda + \mu}{\varrho} - (\varepsilon + ip) \frac{\lambda' + \mu'}{\varrho} \right] \cdot (ifA + igB - qC) + \\ &\quad + B \left[\frac{\mu}{\varrho} - (\varepsilon + ip) \frac{\mu'}{\varrho} \right] (q^2 - m^2), \\ C(\varepsilon + ip)^2 &= q \left[\frac{\lambda + \mu}{\varrho} - (\varepsilon + ip) \frac{\lambda' + \mu'}{\varrho} \right] \cdot (ifA + igB - qC) + \\ &\quad + C \left[\frac{\mu}{\varrho} - (\varepsilon + ip) \frac{\mu'}{\varrho} \right] (q^2 - m^2). \end{aligned}$$

Um ihnen gerecht zu werden, geht man vor wie im Falle des elastischen Mediums. Man macht zwei Ansätze (die durch Hinzufügen der Indizes 1 und 2 unterschieden werden sollen) und setzt dann die allgemeine Lösung aus diesen beiden Teillösungen zusammen.

Erster Ansatz:

$$\begin{aligned} A_1 &= if_1 c, & B_1 &= ig_1 c, & C_1 &= -q_1 c \} \dots \dots \dots (22) \\ & & & & & c = \text{willkürliche Konstante.} \end{aligned}$$

Für alle drei Gleichungen (22) erhält man dann die *eine*

$$(\varepsilon_1 + ip_1)^2 = (q_1^2 - m_1^2) \left[\frac{\lambda + 2\mu}{\varrho} - (\varepsilon_1 + ip_1) \frac{\lambda' + 2\mu'}{\varrho} \right],$$

aus der

$$\varepsilon_1 + ip_1 = \frac{\lambda' + 2\mu'}{2\varrho} (m_1^2 - q_1^2) \pm i \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\varrho} (m_1^2 - q_1^2) - \left(\frac{\lambda' + 2\mu'}{2\varrho} \right)^2 (m_1^2 - q_1^2)^2}$$

hervorgeht. Dämpfung und Fortpflanzungsgeschwindigkeit sind daher gegeben durch

$$\varepsilon_1 = \frac{\lambda' + 2\mu'}{2\varrho} (m_1^2 - q_1^2) \dots \dots \dots (23)$$

$$V_1 = \sqrt{1 - \frac{q_1^2}{m_1^2}} \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\varrho} - \left(\frac{\lambda' + 2\mu'}{2\varrho} \right)^2 m_1^2 \left(1 - \frac{q_1^2}{m_1^2} \right)} \dots \dots \dots (24)$$

Zweiter Ansatz:

$$if_2 A_2 + ig_2 B_2 - q_2 C_2 = 0 \dots \dots \dots (25)$$

Wieder reduzieren sich die drei Bedingungsgleichungen auf eine einzige:

$$(\varepsilon_2 + ip_2)^2 = (q_2^2 - m_2^2) \left[\frac{\mu}{\varrho} - (\varepsilon_2 + ip_2) \frac{\mu'}{\varrho} \right] \dots \dots \dots (26)$$

aus der man wieder Dämpfung und Fortpflanzungsgeschwindigkeit ablesen kann:

$$\varepsilon_2 = \frac{\mu'}{2\rho} (m_2^2 - q_2^2) \dots \dots \dots (27)$$

und

$$V_2 = \sqrt{1 - \frac{q_2^2}{m_2^2}} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\rho} - \left(\frac{\mu'}{2\rho}\right)^2 m_2^2 \left(1 - \frac{q_2^2}{m_2^2}\right)} \dots \dots \dots (28)$$

Der Ansatz (21) für die allgemeine Lösung des Problems ist daher so zu modifizieren:

$$u = if_1 c e^{\sigma_1} + A_2 e^{\sigma_2}, \quad v = ig_1 c e^{\sigma_1} + B_2 e^{\sigma_2}, \quad w = -q_1 c e^{\sigma_1} + C_2 e^{\sigma_2},$$

$$\sigma_1 = -q_1 z + i(f_1 x + g_1 y) - (\varepsilon_1 + ip_1)t, \quad \sigma_2 = -q_2 z + i(f_2 x + g_2 y) - (\varepsilon_2 + ip_2)t.$$

Um zu zeigen, daß

$$f_2 = f_1 = f, \quad g_2 = g_1 = g, \quad p_2 = p_1 = p, \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_1 = \varepsilon \dots \dots (29)$$

ausfällt, benutzt man die erste Gleichung der Randbedingungen (IV). Es wird nämlich

$$\theta = e^{\sigma_1} (q_1^2 - m_1^2)c + e^{\sigma_2} (if_2 A_2 + ig_2 B_2 - q_2 C_2)$$

und

$$\lambda \theta + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} = e^{\sigma_1} [-\lambda m_1^2 + (\lambda + 2\mu) q_1^2] c + e^{\sigma_2} [i\lambda (f_2 A_2 + g_2 B_2) - (\lambda + 2\mu) q_2 C_2].$$

Da die Ausdrücke an der Stelle $z = 0$ zu bilden sind, bedeutet hier

$$\sigma_1 = i(f_1 x + g_1 y) - (\varepsilon_1 + ip_1)t, \quad \sigma_2 = i(f_2 x + g_2 y) - (\varepsilon_2 + ip_2)t.$$

Unsere Randbedingung fordert mithin (nach Division durch e^{σ_2}):

$$\frac{e^{\sigma_1}}{e^{\sigma_2}} \{ -[\lambda - (\varepsilon_1 + ip_1)\lambda'] m_1^2 + [(\lambda + 2\mu) - (\varepsilon_1 + ip_1)(\lambda' + 2\mu')] q_1^2 \} c$$

$$= -\{ i[\lambda - (\varepsilon_2 + ip_2)\lambda'] (f_2 A_2 + g_2 B_2) - [(\lambda + 2\mu) - (\varepsilon_2 + ip_2)(\lambda' + 2\mu')] q_2 C_2 \}.$$

Hier steht rechts ein Ausdruck von konstantem Wert, links eine Funktion von x, y, z . Da die Beziehung identisch für *jede* Wahl der Variablen x, y, z bestehen soll, löst sich der Widerspruch nur, wenn in

$$\frac{e^{\sigma_1}}{e^{\sigma_2}} = e^{i[(f_1 - f_2)x + (g_1 - g_2)y] - [(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) + i(p_1 - p_2)]t}$$

die Koeffizienten von x, y, z verschwinden. Damit ist (29) bewiesen und die Randbedingung auf die Form gebracht:

$$[\lambda - (\varepsilon + ip)\lambda'] \cdot [-m^2 c + i(f A_2 + g B_2)] - [(\lambda + 2\mu) - (\varepsilon + ip)(\lambda' + 2\mu')] \cdot [-q_1^2 c + q_2 C_2] = 0. \quad (30)$$

Zur Berechnung der Konstanten A_2, B_2, C_2 stehen außer dieser Beziehung noch die zweite und dritte Gleichung der Randbedingungen (IV) zur Ver-

fügung. Wegen (25) wird eine dieser Konstanten, etwa C_2 , überbestimmt sein. Der Bedingung (30) kann man die Form geben:

$$[\lambda - (\varepsilon + ip)\lambda'] (ifA_2 + igB_2 - q_2C_2) + [\lambda - (\varepsilon + ip)\lambda'] (q_1^2 - m^2) - 2 [\mu - (\varepsilon + ip)\mu'] (-q_1^2c + q_2C_2) = 0.$$

Da (25) erfüllt sein soll, fällt der erste Summand fort und man gewinnt für C_2 den Ausdruck

$$C_2 = \left(\frac{q_1^2}{q_2^2} - \frac{(m^2 - q_1^2) [\lambda - (\varepsilon + ip)\lambda']}{2q_2 [\mu - (\varepsilon + ip)\mu']} \right) c \dots \dots \dots (31)$$

einerseits und

$$C_2 = \frac{i}{q_2} (fA_2 + gB_2) \dots \dots \dots (32)$$

andererseits. Was die zweite und dritte der Randbedingungen (IV) anlangt, erlauben sie die Berechnung von A_2 und B_2 als Funktionen von C_2 :

$$A_2 = \frac{if}{q_2} (-2c q_1 + C_2), \quad B_2 = \frac{ig}{q_2} (-2c q_1 + C_2) \dots \dots \dots (33)$$

Dies in (32) eingetragen, gibt

$$C_2 = \frac{2c q_1 m^2}{m^2 + q_1^2} \dots \dots \dots (34)$$

Soweit verlaufen die Überlegungen wie im rein elastischen Fall. Nunmehr ergibt sich eine Änderung insofern, als (34) zeigt, daß C_2 , wenn man von der willkürlich, also auch komplex zu wählenden Konstanten c absieht, reell ausfallen muß, denn q_1 , q_2 und $m^2 = f^2 + g^2$ sind definitionsgemäß reelle Größen. In (31) wird daher der Imaginärteil von

$$\frac{\lambda - (\varepsilon + ip)\lambda'}{\mu - (\varepsilon + ip)\mu'} = \frac{(\lambda - \varepsilon\lambda')(\mu - \varepsilon\mu') + \lambda'\mu'p^2}{(\mu - \varepsilon\mu')^2 + p^2\mu'^2} + ip \frac{\lambda\mu' - \lambda'\mu}{(\mu - \varepsilon\mu')^2 + p^2\mu'^2}$$

verschwinden müssen:

$$\Delta = \lambda\mu' - \lambda'\mu = 0 \dots \dots \dots (35)$$

Es zeigt sich, daß in einem visko-elastischen Medium Wellenbewegungen, die dem Ansatz (21) entsprechen, nur möglich sind, wenn zwischen den elastischen Konstanten λ , μ und den Konstanten λ' , μ' , durch die die Viskosität des Mediums charakterisiert ist, eine Bindung der Form (35) besteht. Macht man die übliche Annahme $\lambda = \mu$, so muß auch $\lambda' = \mu'$ angenommen werden.

Vermöge (35) wird

$$\frac{\lambda - (\varepsilon + ip)\lambda'}{\mu - (\varepsilon + ip)\mu'} = \frac{\lambda}{\mu}$$

und damit

$$C_2 = \left[\frac{q_1^2}{q_2} - \frac{\varepsilon q_1 \lambda}{q_2 \mu (\lambda' + 2\mu')} \right] c \dots \dots \dots (36)$$

Übrigens ist die Bindung (35) die einzige, der die Konstanten λ , μ , λ' , μ' zu unterwerfen sind. Die zusätzliche Forderung, daß auch $q_1^2 - m^2$ und

$q_2^3 - m^2$ reell sein müssen, liefert nichts Neues. In der Tat ist nach (24) und (12)

$$\begin{aligned} q_1^3 - m^2 &= \frac{\varrho (\varepsilon + i p)^3}{(\lambda + 2 \mu) - (\varepsilon + i p) (\lambda' + 2 \mu')} \\ &= \varrho \frac{(\varepsilon^2 - p^2) [(\lambda + 2 \mu) - \varepsilon (\lambda' + 2 \mu')] - 2 \varepsilon p^2 (\lambda' + 2 \mu')}{[(\lambda + 2 \mu) - \varepsilon (\lambda' + 2 \mu')]^2 + p^2 (\lambda' + 2 \mu')^2} + \\ &\quad + i p \varrho \frac{(\varepsilon^2 - p^2) (\lambda' + 2 \mu') + 2 \varepsilon [(\lambda + 2 \mu) - (\varepsilon + i p) (\lambda' + 2 \mu')]}{[(\lambda + 2 \mu) - \varepsilon (\lambda' + 2 \mu')]^2 + p^2 (\lambda' + 2 \mu')^2}, \end{aligned}$$

und die Forderung nach Verschwinden des Imaginärteiles ist gleichbedeutend mit dem Bestehen von

$$p^2 - 2 \varepsilon \frac{\lambda + 2 \mu}{\lambda' + 2 \mu'} + \varepsilon^2 = 0 \dots \dots \dots (37)$$

Ebenso findet man für $q_3^3 - m^2$ aus (26):

$$\begin{aligned} q_2^3 - m^3 &= \frac{\varrho (\varepsilon + i p)^2}{\mu - (\varepsilon + i p) \mu'} \\ &= \varrho \frac{(\varepsilon^2 - p^2) (\mu - \varepsilon \mu') - 2 \varepsilon p^2 \mu'}{(\mu - \varepsilon \mu')^2 + p^2 \mu'^2} + i p \varrho \frac{(\varepsilon^2 - p^2) \mu' + 2 \varepsilon (\mu - 2 \mu')}{(\mu - \varepsilon \mu')^2 + p^2 \mu'^2}, \end{aligned}$$

und hier bedeutet die Forderung nach Verschwinden des Imaginärteiles das Bestehen der Gleichung

$$p^2 - 2 \varepsilon \frac{\mu}{\mu'} + \varepsilon^2 = 0 \dots \dots \dots (38)$$

Beide, (37) und (38), sind nur dann miteinander verträglich, wenn

$$\frac{\lambda + 2 \mu}{\lambda' + 2 \mu'} = \frac{\mu}{\mu'}$$

ausfällt, d. h. wenn (35) erfüllt ist. Übrigens kann man in den oben gefundenen Ausdrücken für $q_1^3 - m^2$ und $q_3^3 - m^2$ mit Hilfe von (37) oder (38) das p^2 eliminieren. Man gewinnt (23) und (27) zurück. Weitere Bedingungen, denen die Konstanten $\lambda, \mu, \lambda', \mu'$ zu unterwerfen wären, bestehen nicht mehr.

Wie in der Elastizitätstheorie haben sich für C_2 zwei Ausdrücke ergeben und man kann diesen Umstand auch hier zur Aufstellung einer weiteren Bedingungsgleichung, diesmal für ε , benutzen. Im Hinblick auf (23) und (27) hat man

$$q_1^2 = - \frac{2 \varrho \varepsilon}{\lambda' + 2 \mu'} + m^2, \quad q_2^2 = - \frac{2 \varrho \varepsilon}{\mu'} + m^2,$$

also

$$q_1^2 q_2^2 = \left(m^2 - \frac{2 \varrho \varepsilon}{\lambda' + 2 \mu'} \right) \left(m^2 - \frac{2 \varrho \varepsilon}{\mu'} \right) \dots \dots \dots (39)$$

Einen zweiten Ausdruck für $q_1 q_2$ erhält man aus der durch Gleichsetzen der rechten Seiten von (34) und (36) entstandenen Beziehung

$$\frac{2 q_1 q_2 m^2}{m^2 + q_3^2} = q_1^2 - \frac{\varrho \varepsilon \lambda}{\mu (\lambda' + 2 \mu')},$$

die man auch in der Form

$$\frac{q_1 q_2 m^2}{m^2 - \frac{\rho \varepsilon}{\mu'}} = m^2 - \rho \varepsilon \left(\frac{2}{\lambda' + 2\mu'} - \frac{\lambda}{\mu(\lambda' + 2\mu')} \right)$$

schreiben kann, aus der man

$$q_1^2 q_2^2 = \frac{\left(m^2 - \frac{\rho \varepsilon}{\mu'}\right)^4}{m^4} \dots \dots \dots (40)$$

entnimmt. Vergleicht man nun (39) mit (40), so ergibt sich folgende Bestimmungsgleichung für ε :

$$\left(m^2 - \frac{\rho \varepsilon}{\mu'}\right)^4 = m^4 \left(m^2 - \frac{2 \rho \varepsilon}{\lambda' + 2\mu'}\right) \left(m^2 - \frac{2 \rho \varepsilon}{\mu'}\right).$$

Diese Gleichung ist in ε von der vierten Ordnung und ihre Koeffizienten sind Funktionen von ρ , λ' , μ' , m^2 . Um ihre Auflösung zu umgehen, bzw. die Diskussion der Wurzeln zu vermeiden, machen wir bereits an dieser Stelle, statt später, die Annahme $\lambda = \mu$, und also $\lambda' = \mu'$, und erreichen damit, daß sich die Gleichung auf eine solche dritter Ordnung zurückführen läßt (nachdem man einen Faktor mit ε weggelassen hat):

$$3 \left(\frac{\rho \varepsilon}{\mu' m^2}\right)^3 - 12 \left(\frac{\rho \varepsilon}{\mu' m^2}\right)^2 + 14 \left(\frac{\rho \varepsilon}{\mu' m^2}\right) - 4 = 0.$$

Nummehr bietet sich die Substitution

$$\varepsilon = \frac{\mu'}{\rho} m^2 k \dots \dots \dots (41)$$

von selbst dar und

$$3 k^3 - 12 k^2 + 14 k - 4 = 0 \dots \dots \dots (42)$$

ist als Bestimmungsgleichung für die Konstante k aufzufassen. *Es ist dies dieselbe Gleichung, die auch in der Theorie der Raleigh-Wellen elastischer Medien auftritt, nur mit dem Unterschied, daß dort die Wellengeschwindigkeit, hier die Dämpfung als Wurzel auftritt* (wenn man von den konstanten Faktoren, die in beiden Fällen noch hinzutreten, absieht). Die Wurzeln k_1 , k_2 , k_3 von (42) sind

$$\begin{aligned} k_1 &= 2, \\ k_2 &= 1 + \frac{1}{\sqrt{3}} = 1.5773 \dots, \\ k_3 &= 1 - \frac{1}{\sqrt{3}} = 0.4226 \dots \end{aligned}$$

Welche von diesen Wurzeln brauchbar ist, entscheidet man durch Betrachtung der Werte von q_1 und q_2 . Vermöge (41) wird nämlich

$$\left. \begin{aligned} q_1^2 &= -\frac{2 \rho \varepsilon}{\lambda' + 2\mu'} + m^2 = m^2 \left(1 - \frac{2k}{3}\right), \\ q_2^2 &= -\frac{2 \rho \varepsilon}{\mu'} + m^2 = m^2 (1 - 2k), \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (43)$$

und da q_1 und q_2 reell sein sollen, muß z. B.

$$2k < 1$$

ausfallen. Nur die dritte Wurzel

$$k = 0.422648 \dots \dots \dots (44)$$

erfüllt diese Bedingung. Aus (43) folgt daher

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= m \sqrt{0.71824 \dots} = 0.84748 \dots m, \\ q_2 &= m \sqrt{0.15470 \dots} = 0.39332 \dots m. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (45)$$

Die Tatsache, daß die Werte von q_1 und q_2 sich als verkehrt proportional der Wellenlänge erweisen, bedeutet, da das Abklingen der seismischen Störung gegen die Tiefe zu nach den Potenzen $e^{-q_1 z}$ und $e^{-q_2 z}$ erfolgt, daß die Wirkung der Raleigh-Wellen um so tiefer reicht, je größer die Wellenlänge ist.

Zur endgültigen Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit V_R kann man auf (24) oder (28) zurückgreifen. Benutzt man (24), so ist wegen

$$1 - \frac{q_1^2}{m^2} = \frac{2k}{3}$$

unter der Voraussetzung $\lambda = \mu$, $\lambda' = \mu'$

$$V_R = \sqrt{\frac{2k}{3}} \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} - \left(\frac{\lambda' + 2\mu'}{2\rho}\right)^2 m^2 \frac{2k}{3}}$$

oder

$$V_R = 0.9194 \dots \sqrt{\frac{\mu}{\rho} - \frac{\mu'^2}{\rho^2} m^2} 0.4226 \dots \dots \dots (46)$$

Der Vergleich mit der Geschwindigkeit der Scherungswellen, wie sie in (18) bestimmt wurde, läßt erkennen, daß die Beziehung

$$V_R = 0.9194 \dots V_Q$$

nur im Grenzfall $\mu' = 0$ gilt, also nur in Medien ohne Viskosität.

Nachdem die Werte von q_1 und q_2 festliegen, kann auch C_2 und A_2 sowie B_2 bestimmt werden. Nach (36) und (43) ist

$$C_2 = \frac{c}{m \sqrt{1-2k}} \left[m^2 \left(1 - \frac{2k}{3} \right) - \frac{\varepsilon \rho}{3\mu'} \right],$$

und dies gibt, zusammen mit (41)

$$C_2 = c \frac{m(1-k)}{\sqrt{1-2k}} \dots \dots \dots (47)$$

Wir bemerken ferner, daß q_1 außer (43) noch die Darstellung

$$q_1 = \frac{m(1-k)^2}{\sqrt{1-2k}}$$

verträgt, denn q_1 und q_2 sind miteinander durch

$$q_1 q_2 = m^2 (1-k)^2$$

verknüpft und k befolgt (42). Daher wird

$$-2c q_1 + C_2 = -\frac{cm(1-k)(1-2k)}{\sqrt{1-2k}}$$

und bei Berücksichtigung von (33)

$$A_2 = -icf(1-k), \quad B_2 = -icg(1-k) \quad \dots \dots (49)$$

Damit sind alle Konstanten bestimmt und die partikuläre Lösung unseres Problems sieht so aus:

$$\begin{aligned} u &= icf [e^{-q_1 z} - (1-k) e^{-q_2 z}] e^{-\epsilon t} \cdot e^{im \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y \pm Vt \right)}, \\ v &= icg [e^{-q_1 z} - (1-k) e^{-q_2 z}] e^{-\epsilon t} \cdot e^{im \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y \pm Vt \right)}, \\ w &= c \frac{m(1-k)}{\sqrt{1-2k}} [- (1-k) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] e^{-\epsilon t} \cdot e^{im \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y \pm Vt \right)}. \end{aligned}$$

Da die Ausbreitungsverhältnisse für die Wellen um den Ursprung herum symmetrisch liegen, hängen die u, v, w nur über

$$r = \frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y$$

von x und y ab. Man kann daher statt der Verschiebungen u und v längs der x - und y -Achse durch

$$s = \sqrt{u^2 + v^2}$$

die Verschiebung s in radialer Richtung einführen und die Konstante c reell oder imaginär wählen. Dementsprechend bekommt man als partikuläre Lösungen

$$\left. \begin{aligned} s &= cm [e^{-q_1 z} - (1-k) e^{-q_2 z}] \cdot e^{-\epsilon t} \sin m(r \pm Vt), \\ w &= c \frac{m(1-k)}{\sqrt{1-2k}} [- (1-k) e^{-q_2 z} + e^{-q_2 z}] e^{-\epsilon t} \cos m(r \pm Vt) \end{aligned} \right\} \text{oder} \left. \begin{aligned} s &= cm [e^{-q_1 z} - (1-k) e^{-q_2 z}] e^{-\epsilon t} \cos m(r \pm Vt), \\ w &= c \frac{m(1-k)}{\sqrt{1-2k}} [- (1-k) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] e^{-\epsilon t} \sin m(r \pm Vt), \end{aligned} \right\} \dots (50)$$

$$m = \frac{2\pi}{L}, \quad \epsilon = \frac{\mu'}{\rho} m^2 k, \quad V = \sqrt{2k} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\rho} - \frac{\mu'^2}{2\rho^2} m^2 k},$$

$$q_1 = m \cdot 0.847 \dots, \quad q_2 = m \cdot 0.393 \dots, \quad k = 0.422 \dots$$

Je nach Beschaffenheit der Rand- und Anfangsbedingungen wird man die eine oder die andere (oder beide) zum Ausgangspunkt wählen.

Zur Bestimmung der Bewegung eines Bodenteilchens auf der Erdoberfläche setzt man in (50) $z = 0$. So bekommt man z. B.

$$\begin{aligned} s &= ckm e^{-\epsilon t} \sin m(r \pm Vt), \\ w &= c \frac{mk(1-k)}{\sqrt{1-2k}} e^{-\epsilon t} \cos m(r \pm Vt). \end{aligned}$$

Zur Abkürzung werde

$$a(t) = c k m e^{-\epsilon t}, \quad b(t) = c \frac{m k (1 - k)}{\sqrt{1 - 2k}} e^{-\epsilon t}$$

gesetzt. Als Bahngleichung für das Bodenteilchen findet man dann

$$\frac{s^2}{a(t)^2} + \frac{w^2}{b(t)^2} = 1.$$

Das Teilchen beschreibt also im Laufe der Zeit eine ellipsenartige Bewegung, die sich von der rein elliptischen dadurch unterscheidet, daß die Achsen erst rasch, später langsamer kleiner werden. Die Bahn ähnelt einer Spirale, deren einzelne Stücke sich der Form nach sehr wenig von einer Ellipse unterscheiden.

Vernachlässigt man den Zeitraum, der zwischen den Durchgängen des Bodenteilchens durch zwei aufeinanderfolgende Scheitelpunkte der Bahn liegt, so ergibt sich als Verhältnis der Vertikal- zur Horizontalachse

$$\frac{b(t)}{a(t)} = \frac{1 - k}{\sqrt{1 - 2k}} = 1.468 \dots$$

wie im Falle eines rein elastischen Mediums.

Die Periode im übertragenen Sinne kann man so definieren: $T/2$ sei die Differenz zweier aufeinanderfolgender Werte des t , für die

$$\frac{ds}{dt} = 0$$

eintritt. Man findet

$$T = \frac{2\pi}{m V} \dots \dots \dots (52)$$

Die Definition (15) ist dadurch nochmals gerechtfertigt, denn wir gewinnen so die übliche Beziehung zwischen Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Wellenlänge und Periode

$$L = VT$$

wieder.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Annahme eines viskoelastischen Mediums für die Wellengeschwindigkeit mit einer Dispersion, für die Amplituden mit einer periodenabhängigen Dämpfung verbunden ist, nicht aber, solange man nur von den partikularen Lösungen statt von der gelösten Randwertaufgabe ausgeht, mit einer Änderung im Achsenverhältnis der Bahnellipsen und auch nicht mit einer Änderung der Periode.

4. Beziehungen zur Erfahrung. Die Schwierigkeiten für eine Überprüfung der Theorie an Hand der Erfahrung liegen zunächst darin, daß man keinen Anhaltspunkt dafür hat, welche Zahl man für die Konstante μ' , durch die die Viskosität beschrieben werden soll, einzusetzen hat. Weiter wird eine Überprüfung dadurch erschwert, daß man infolge der bekannten Periodenverlängerung, die die Wellen auf ihrem Wege erfahren, keine Möglichkeit zum Vergleichen einzelner Wellenzüge, etwa von Station zu Station, besitzt.

Was die erste Schwierigkeit anlangt, so ist zu beachten, daß μ' der Grenze 0 zustreben muß, wenn sich der Körper dem Zustand der reinen Elastizität nähert. Würde man versuchen, für μ' die in der Hydromechanik zäher Flüssigkeiten ermittelten Zahlen zu setzen, so käme man zu unrichtigen Ergebnissen. In der Tat ist es so, daß die Viskosität, die für Wasser von 0° im Mittel $\mu' = 0.017887 \text{ cm}^{-1} \text{ g}^1 \text{ sec}^{-1}$ und für Quecksilber $\mu' = 0.01685 \text{ cm}^{-1} \text{ g}^1 \text{ sec}^{-1}$ beträgt, mit der Festigkeit des Stoffes zunimmt. So zeigen Schmelzen von Na-Mg-Si-Gläsern beim Übergang vom leichtbeweglichen Zustand, in dem sie sich bei etwa 4000° befinden, zum minderbeweglichen Zustand bei etwa 500°, eine Zunahme in der Größenordnung der Viskosität von 10^1 auf 10^{12} Einheiten im CGS-System.

Jeffreys [9] schätzt die Zähigkeit von Glas bei normalen Temperaturen auf mindestens 10^{18} Einheiten und schließt im Falle der Erde aus dem Druck hoher Gebirge auf einen Mindestwert von $\mu' = 3 \cdot 10^{25}$ für die Lithosphäre.

Offenbar haben also unsere, mit λ' und μ' bezeichneten Größen nichts zu tun mit den Viskositätskonstanten, wie sie die Hydromechanik definiert und zwischen denen obendrein sehr weitgehend die Beziehung erfüllt sein soll

$$3 \lambda' + 2 \mu' = 0.$$

Diese Unstimmigkeit löst sich, wenn man bemerkt, daß sich bei uns zwangsläufig eine Proportionalität zwischen λ , μ und λ' , μ' ergeben hat.

$$\begin{aligned} \lambda' &= \sigma \lambda \\ \mu' &= \sigma \mu \end{aligned} \quad (\sigma = \text{Proportionalitätsfaktor}) \dots \dots (53)$$

Dadurch stellt sich nämlich heraus, daß das Zusatzglied, das wir den Differentialgleichungen (4) für die elastischen Schwingungen anfügen mußten, um zum System (I) zu gelangen, den Charakter einer Korrektur besitzt: die elastischen Verschiebungen u , v , w werden von einem Fließvorgang überlagert, dessen Ausmaß durch die Zahl σ angegeben wird. In diesem Sinne wäre es zweckmäßiger, von einem „fast elastischen Körper“ statt von einem viskoelastischen zu sprechen. Als vollkommen elastisch erschiene der Körper dann, wenn seine Deformation von keinerlei Fließvorgang ($\sigma = 0$) überlagert wäre. Im ganzen gesehen verliert durch diese Deutung unser Ansatz (I) viel von seinem willkürlichen Charakter, denn der Willkür gerade dieser Auswahl unter zahlreichen anderen, ebensogut möglichen, steht jetzt eine immerhin einleuchtende physikalische Deutung gegenüber.

Nun bleibt noch die Frage nach der Größe der Konstanten σ zu beantworten. Solange man nicht die Randwertaufgabe gelöst hat, ist es schwierig, darüber bestimmte Angaben zu machen. Ein Zurückgreifen auf die Formeln für die Wellengeschwindigkeit, in denen σ auftritt, nützt deshalb nichts, weil bei den üblichen Perioden eine Dispersion nicht festgestellt werden konnte. Dispersionserscheinungen, die auf andere Ursachen zurückgehen, wie Schichtung des Mediums, Dichteänderungen usf. müssen außer Betracht bleiben,

da es sich hier nur um Dispersionserscheinungen dreht, die auf die geringfügigen Fließvorgänge im Medium zurückzuführen sind. Wohl aber liegt hier eine Möglichkeit, für die Konstante σ eine obere Grenze anzugeben.

Man könnte etwa die folgende, sicher sehr gewagte Überlegung anstellen. Angenommen, unsere Gleichungen gelten auch für Quecksilber. Wir wählen dieses Material, weil dafür die hier benötigten Zahlenangaben hinreichend genau bekannt sind. Für Schallwellen wird dann sicherlich weitgehend die Beziehung (16) gelten:

$$V = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} - \frac{\sigma^2}{4} m^2 \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}\right)^2}.$$

Wegen der allgemein gültigen Beziehung (52) muß V eine Wurzel der Gleichung

$$V^4 - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} V^2 + \sigma^2 \frac{\pi^2}{T^2} \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}\right)^2 = 0$$

sein, die, aufgelöst

$$V = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi^2}{T^2} \sigma^2}}{2}}$$

gibt. In dieser Weise hängt die Schallgeschwindigkeit von der Periode T ab. Nun ist in Flüssigkeiten nach allen bisher vorliegenden Messungen eine Abhängigkeit des V von der Frequenz nicht feststellbar, weder im Bereich des hörbaren Schalles noch im Bereich des Ultraschalles. Die Untersuchungen wurden für Quecksilber bis zu einer Frequenz von 500 kHz durchgeführt, ohne daß eine Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit, die sich als 1420,2 m/sec ergab, von der Frequenz zu merken gewesen wäre. Aus diesen Feststellungen von Hubbard und Loomis [10] sowie von Freyer, Hubbard und Andrews [11] ergibt sich die obere Grenze für σ . Ersetzt man nämlich den gefundenen Ausdruck für V durch den angenäherten

$$V = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \left(1 - \frac{\pi^2}{2T^2} \sigma^2\right),$$

so bedeutet dies, da eine Beeinflussung der Schallgeschwindigkeit durch die Viskosität nur vom Zusatzglied

$$\sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \cdot \frac{\pi^2}{2T^2} \sigma^2$$

ausgehen kann, daß dieses unter der Meßgrenze liegen muß. Nimmt man an, daß die Schallgeschwindigkeit bis auf die erste Dezimale genau bestimmt wurde, muß

$$1460.2 \frac{\pi^2}{2T^2} \sigma^2 < 10^{-1},$$

also

$$\sigma^2 < \frac{2T^2}{1460.2\pi^2} 10^{-1}$$

ausfallen. Für eine Frequenz von 500 kHz bedeutet dies

$$\sigma < 7.4 \cdot 10^{-9}.$$

Diese Abschätzung kann nur den Wert einer groben Orientierung haben, denn es ist von vornherein nicht sicher, ob man unsere Gleichungen überhaupt auf ein Medium wie Quecksilber anwenden darf, weiter ist es fraglich, ob die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalles durch den verwendeten Ansatz für V wiedergegeben wird. Sicher ist, daß bei der Schallausbreitung in Stäben diese Beziehung nicht gilt, sondern daß die Eigenschwingungen des Materials ebenfalls mitberücksichtigt werden müssen. Die Anwendbarkeit unserer Formeln auf die experimentell festgestellten Zahlen hängen also wohl auch von der Form ab, in der das Quecksilber dem Experiment zugeführt wurde.

Auf jeden Fall ist sicher, daß die Zahl σ so klein ist, daß man in der Seismik mit einer merklichen Periodenabhängigkeit nicht zu rechnen braucht. Man kann, auch wenn man das Medium nicht mehr als rein elastisch betrachtet, immer noch die alte, dispersionsfreie Formel für die Geschwindigkeit zur Anwendung bringen. Bei der Lösung der Randwertaufgabe erweist sich diese Vereinfachung als sehr vorteilhaft.

Was die andere Schwierigkeit, die Periodenvergrößerung während der Laufzeit anlangt, so hängt sie eng mit der Randwertaufgabe zusammen. Jede einzelne von den Partikularlösungen (50) unseres Problems zeigt, für sich betrachtet, keine Änderung der Periode mit der Zeit. Lediglich die Amplituden werden gedämpft, bei größeren Perioden schwächer als bei kleineren. Gerade dieser Umstand ist es, der bei der Behandlung der Randwertaufgabe zu einer Periodenvergrößerung führen muß. Den Vorgang kann man sich dabei folgendermaßen denken:

Am Störungsherd sei eine „Randstörung“, z. B. eine sinusartige Welle als Funktion der Zeit vorhanden. Man kann sich diese entstanden denken durch Überlagerung einer unendlich großen Zahl von Einzelstörungen, von denen jede eine Partikularlösung unserer Wellengleichungen sein muß. Mathematisch bedeutet dies die Darstellung der Randfunktion durch eine Fouriersche Reihe bzw. durch ein Fouriersches Integral. Beim Ausbreitungsvorgang werden sich nicht nur die Partikularwellen ausbreiten, sondern mit ihnen auch die dargestellte Funktion, d. h. die Störung, die am Herd vorhanden war. Da aber die Partikularwellen unterwegs eine Dämpfung erfahren, die um so größer ist, je kleiner die Periode ist, wird sich auch die dargestellte Funktion im Laufe der Zeit entsprechend ändern, d. h. ein solches Ansehen annehmen müssen, wie es dem Vorwiegen der langen Perioden entspricht. Dies bedeutet aber ein Vergrößern der „Periode“ der ursprünglichen Randstörung im Laufe der Ausbreitung.

Von der Lösung der Randwertaufgabe kann man also sehr wohl erwarten, daß sie genaueren Aufschluß gibt erstens über die Änderung im Verhältnis der Vertikal- zur Horizontalachse bei Raleigh-Wellen, zweitens über das Ausmaß der Periodenverlängerung mit der Entfernung und damit auch über den genaueren Wert der Dämpfungskonstante ε . Wäre diese einmal bekannt, ließe

sich weiter die Konstante σ angeben und damit auch das Ausmaß, in dem der Vorgang der elastischen Verrückung im Fall der Erde begleitet ist von einem Fließvorgang.

Zum Schluß danke ich Herrn Prof. Angenheister in Göttingen für die Anregung zu dieser kurzen Untersuchung, dem Leiter des Württembergischen Erdbebendienstes, Herrn W. Hiller für mancherlei Auskünfte in seismischen Fragen.

Literatur

- [1] W. Voigt: Über die innere Reibung der festen Körper. Abh. d. Königl. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen **36** (1889).
 [2] G. H. C. Tompson: On the theory of visko-elasticity. Phil. Transact. (A) **231**, 339 (1933).
 [3] F. E. Rowett: Elastic hysteresis in steel. Proc. London Royal Soc. (A) **89**, 528 (1914).
 [4] C. J. Maxwell: On the dynamical theory of gases. Phil. Mag. (4) **35** (1868).
 [5] M. Brillouin: Théorie des déformations permanentes des métaux industriels. Ann. d. Phys. et Chim. (7) **13**, 377 (1898) und **14**, 311 (1898) sowie **15**, 447 (1898).
 [6] E. Wiechert: Gesetze der elastischen Nachwirkung für konstante Temperatur. Ann. d. Phys. u. Chem. **50**, 335, 546 (1893).
 [7] K. Sezawa: On the decay of waves in visco-elastic solid bodies. Bull. of the Earthquake Research Institute, Tokyo, III, S. 43, Sept. 1927. — Geht man mit dem Ansatz

$$u = A e^{i(\rho t - f x)}$$

in die Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\lambda' + 2\mu'}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \right),$$

soll man nach Sezawa

$$\frac{p}{f} = - \frac{\lambda' + 2\mu'}{2\rho} f \cdot i \pm \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$$

erhalten. In Wahrheit ist jedoch die korrekte Beziehung

$$\frac{p}{f} = - \frac{\lambda' + 2\mu'}{2\rho} f \cdot i \pm \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} - \left(\frac{\lambda' + 2\mu'}{2\rho} \right)^2 f^2},$$

d. h. Sezawa begnügt sich mit einer ersten Annäherung, allerdings, ohne besonders darauf hinzuweisen. Man könnte im Gegenteil den Eindruck bekommen, als wäre

$$v = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$$

streng richtig.

[8] Raleigh, Lord: On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid. Scientific Papers II (1881—1887) sowie H. Lamb: On the Propagation of tremors over the surface of an elastic solid. Phil. Trans. (A) **203**, 1—42.

[9] Jeffreys: Month. Not. of the Roy. Astron. Soc. **1**, 412 (1926).

[10] J. C. Hubbard and A. L. Loomis: Phil. Mag. (7) **5**, 1177—1190 (1928); Journ. Opt. Soc. Americ. **17**, 295 (1928); Phys. Rev. **31**, 158 (1928).

[11] E. B. Freyer, J. C. Hubbard and D. H. Andrews: Journ. Amer. Chem. Soc. **51**, 759 (1929).

Stuttgart, im Februar 1943.

Reine Longitudinal- und Transversalwellen im elastisch-homogenen Halbraum

Von A. Ramspeck, Berlin-Charlottenburg

Es wird nachgewiesen, daß die Gleichung für reine Longitudinalwellen im elastisch-homogenen Halbraum dann keine Lösung liefert, wenn die Erschütterungsquelle in der Oberfläche liegt; auch reine Transversalwellen können nur unter ganz bestimmten Bedingungen entstehen. In diesem Falle liefert nur die allgemeine Wellengleichung Lösungen, d. h. wenn die Erschütterungsquelle in der Oberfläche des Halbraumes liegt, entstehen stets neben Longitudinalwellen auch Transversal- und Oberflächenwellen.

Wie H. Lamb*) nachgewiesen hat, entstehen, wenn eine zeitlich veränderliche Kraft auf einen Punkt der Oberfläche des Halbraums wirkt, Störungen, die sich zum Teil mit der Geschwindigkeit der Longitudinalwellen, zum Teil mit der der Transversalwellen ausbreiten; außerdem entstehen an der Oberfläche Rayleigh-Wellen. Lamb ging bei seinen Untersuchungen von der Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = v_k^2 \text{grad div } \mathbf{u} - v_l^2 \text{rot rot } \mathbf{u} \dots \dots \dots (1)$$

aus. Dabei ist \mathbf{u} der Verschiebungsvektor mit den Komponenten u, v, w , v_k die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen, v_l die der Transversalwellen.

Es erhebt sich nun die Frage, ob es möglich ist — etwa durch eine geeignete Versuchsanordnung — von einem Punkt der Oberfläche aus Longitudinal- oder Transversalwellen allein zu erzeugen. Im Innern des allseits unbegrenzten Raumes ist das ohne weiteres denkbar, denn sowohl die Gleichung der reinen Longitudinalwellen,

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = v_k^2 \text{grad div } \mathbf{u} \dots \dots \dots (2)$$

mit der Nebenbedingung

$$\text{rot } \mathbf{u} = 0 \dots \dots \dots (2a)$$

wie die Gleichung der reinen Transversalwellen

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = v_l^2 \Delta \mathbf{u} \dots \dots \dots (3)$$

mit der Nebenbedingung

$$\text{div } \mathbf{u} = 0 \dots \dots \dots (3a)$$

führen zu brauchbaren Lösungen.

Auch dann, wenn die Erschütterungsquelle im Innern des Halbraums liegt, liefern die Gleichungen (2) und (3) Lösungen, die mit den Grenzbedin-

*) Phil. Trans. (A) 203, 1—42.

gungen verträglich sind, wie z. B. für ebene Wellen H. Poincaré *) nachgewiesen hat. An der Oberfläche spalten sich nämlich bei der Reflexion die auftreffenden Wellen in Longitudinalwellen und Transversalwellen derart auf, daß die Bedingung der Spannungsfreiheit der Oberfläche erfüllt ist.

Hier soll nun untersucht werden, ob die beiden Gleichungen (2) und (3) auch dann brauchbare Lösungen liefern, wenn die Erschütterungsquelle in der Oberfläche des Halbraums liegt. Diese Frage hat ein gewisses praktisches Interesse, auf das zum Schluß eingegangen werden soll.

a) *Longitudinalwellen.* Die Wellengleichung lautet für reine Longitudinalwellen in Komponentendarstellung

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= v_k^2 \Delta u \\ \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= v_k^2 \Delta v \\ \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= v_k^2 \Delta w \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

wobei u, v, w die Nebenbedingungen

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4a)$$

zu erfüllen haben. Außerdem folgt aus (4) für $\Theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2} = v_k^2 \Delta \Theta \dots \dots \dots (5)$$

Als Lösung von (4) sei die d'Alembert'sche Lösung in ihrer allgemeinsten Form angenommen:

$$\left. \begin{aligned} u &= \Psi_1(x, y, z) \Phi(f(x, y, z) - ct) \\ v &= \Psi_2(x, y, z) \Phi(f(x, y, z) - ct) \\ w &= \Psi_3(x, y, z) \Phi(f(x, y, z) - ct) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

Φ ist dabei eine ganz beliebige Funktion des Arguments $(f - ct)$. Damit die Werte (6) die Gleichungen (4) erfüllen, müssen sie folgenden Bedingungen genügen:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2 = 1 \quad \text{oder} \quad |\text{grad } f| = 1 \dots \dots (I)$$

$$\Psi \Delta f + 2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial z} \right) = 0 \dots \dots (II)$$

$$\Delta \Psi = 0 \dots \dots \dots (III)$$

*) Leçons sur la théorie de l'élasticité, S. 124 ff., Paris 1892.

Außerdem muß $c^2 = v_k^2$, also $c = \pm v_k$ sein. Hier sei $c = + v_k$ genommen.

Es werde nun geradlinige Wellenausbreitung angenommen, und die Erschütterungsquelle möge in der Oberfläche des Halbraums $z = 0$ im Koordinatenanfangspunkt liegen, d. h.

$$f(x, y, z) = r, \quad r^2 = x^2 + y^2 + z^2.$$

Damit ist die Bedingung (I) erfüllt; die Bedingung (II) wird zu

$$\Psi + \frac{\partial \Psi}{\partial x} x + \frac{\partial \Psi}{\partial y} y + \frac{\partial \Psi}{\partial z} z = 0 \dots \dots \dots (7)$$

und (III) bleibt.

(III) sagt aus, daß die Ψ Potentialfunktionen sind. Eine Lösung der Gleichung (7) ist

$$\Psi = \frac{\text{const}}{r} \dots \dots \dots (8)$$

womit auch (III) befriedigt wird.

Diese Betrachtungen gelten für jeden beliebigen Raum. Sie gelten auch, wenn v_k durch v_t ersetzt wird, für Transversalwellen mit Ausnahme der Bedingungen (4a) und (5).

Im Halbraum treten nun für die Oberfläche $z = 0$ noch die Grenzbedingungen hinzu. Dort müssen die Normal- und Tangentialspannungen verschwinden, es muß also sein

$$\sigma_z = 2G \left(\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\Theta}{m-2} \right) = 0$$

$$\tau_{xz} = G \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0$$

$$\tau_{yz} = G \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) = 0$$

oder

$$\left. \begin{aligned} (m-1) \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

Zusammen mit (4a) ergibt das für die Ebene $z = 0$:

$$\left. \begin{aligned} (m-1) \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} &= 0 & \frac{\partial w}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial z} &= 0 & \frac{\partial w}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

Wird nun nach (6) und (8) angesetzt

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{A}{r} \Phi(r - v_k t) \\ v &= \frac{B}{r} \Phi(r - v_k t) \\ w &= \frac{C}{r} \Phi(r - v_k t) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

so muß wegen (4a) dabei sein

$$\left. \begin{aligned} Cy &= Bz \\ Az &= Cx \\ Bx &= Ay \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

Auf Grund von (10) muß andererseits sein $C = 0$ wegen $\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial y} = 0$.

Also wird nach (12) auch $A = 0$ und $B = 0$, da C eine Konstante ist und nicht nur für $z = 0$ verschwindet. Auch für jede andere Lösung von (7) verschwinden u, v, w identisch. Ist z. B. $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ ein solches anderes Lösungssystem entsprechend u, v, w , so muß nach (10) für $z = 0$, $\varphi_3 \frac{\partial f}{\partial x} = 0$ und $\varphi_3 \frac{\partial f}{\partial y} = 0$, also $\varphi_3 = 0$ sein. Da nach (III) φ_3 eine Potentialfunktion ist, ist es damit nach dem Greenschen Satz für den ganzen Halbraum gleich Null. Nach (4a) ist ferner

$$\varphi_1 \frac{\partial f}{\partial z} = \varphi_2 \frac{\partial f}{\partial x}, \quad \varphi_2 \frac{\partial f}{\partial z} = \varphi_3 \frac{\partial f}{\partial y},$$

und zwar für jedes z . Mit $\varphi_3 \equiv 0$ werden dann auch $\varphi_1 \equiv 0, \varphi_2 \equiv 0$.

Natürlich behalten diese Überlegungen Gültigkeit, wenn die Erschütterungsquelle ins Unendliche rückt und die Wellenfronten zu Ebenen werden, die auf der Oberfläche des Halbraums senkrecht stehen. Wird dann z. B. $r = x$, so wird nach (II) $\partial \Psi / \partial x = 0$ und damit nach (4a) $\Psi_1 = \text{const} = A, \Psi_2 = 0, \Psi_3 = 0$. Nach der ersten Gleichung von (10) muß dann auch $A = 0$ sein.

Die Gleichungen (4) bzw. die Gleichung (2) liefern demnach für den Halbraum dann keine brauchbaren Lösungen, wenn die Erschütterungsquelle in der Grenzebene $z = 0$ liegt.

Dies Ergebnis wirkt im ersten Augenblick etwas verblüffend. Man könnte sich nämlich z. B. vorstellen, eine halbkugelförmige Sprengladung sei so in der Oberfläche des Halbraums vergraben, daß ihre Ebene gerade mit der Oberfläche abschließt. Wird sie von ihrem Mittelpunkt aus gezündet, so entsteht auf ihrer Mantelfläche überall eine radial nach außen gerichtete Druckkraft, ohne daß Kräfte senkrecht zur Oberfläche des Halbraums auftreten. Man hat dann den Eindruck, daß in einem solchen Falle nur Longitudinalwellen auftreten könnten. In Wirklichkeit aber weicht bei jeder Kom-

pression die Oberfläche des Halbraums nach außen, bei jeder Dilatation nach innen aus, so daß die Oberfläche verbogen wird. Es ist nicht denkbar, eine Kraft von der Oberfläche des Halbraumes so anzubringen, daß Kompressions- oder Dilatationswellen entstehen, ohne daß gleichzeitig die Oberfläche des Halbraumes verformt wird. Es entstehen deshalb immer, wenn die Erschütterungsquelle in der Oberfläche des Halbraumes liegt, neben den Longitudinalwellen noch andere Wellen, die nicht rotationslos sind. Daher kann die Wellengleichung (2) der reinen Longitudinalwellen in diesem Falle keine physikalisch brauchbare Lösung liefern.

b) *Transversalwellen.* Die Wellengleichungen haben dieselbe Form wie (4), wenn dort v_k durch v_t ersetzt wird. Als Nebenbedingung ist zu erfüllen

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (13)$$

Die Lösungen haben die Form

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{A}{r} \Phi(r - v_t t) \\ v &= \frac{B}{r} \Phi(r - v_t t) \\ w &= \frac{B}{r} \Phi(r - v_t t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

Die Grenzbedingungen sind für $z = 0$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

Die erste Bedingung liefert

$$-\frac{Cz}{r^3} \Phi + \frac{Cz}{r^2} \Phi' = 0, \quad \Phi' = \frac{d\Phi}{d(r - v_t t)},$$

ist also für $z = 0$ erfüllt.

Die zweite und dritte ergeben für $z = 0$

$$C\left(-\frac{x}{r^3} \Phi + \frac{x}{r^2} \Phi'\right) = 0 \quad \text{und} \quad C\left(-\frac{y}{r^3} \Phi + \frac{y}{r^2} \Phi'\right) = 0.$$

Sie können allgemein nur erfüllt werden, wenn $C = 0$ ist. Nach (13) wird dann

$$Ax + By = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{A}{B} = -\frac{y}{x}.$$

Ist α der Winkel des Verschiebungsvektors mit der positiven x -Achse, so ist

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B}{A} = -\frac{x}{y}.$$

Der Winkel des Wellenstrahls r mit der x -Achse, φ , ist gegeben durch

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{y}{x}.$$

Also

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{1}{\operatorname{tg} \varphi}$$

oder

$$\alpha = \frac{\pi}{2} + \varphi.$$

Der Verschiebungsvektor steht also senkrecht auf der Richtung des Wellenstrahls. Liegt die Erschütterungsquelle in der Grenzebene des Halbraums, so ist die Erzeugung reiner Transversalwellen möglich, wenn die Erregung so beschaffen ist, daß linear polarisierte Wellen entstehen, deren Verschiebungsvektor in der Grenzebene liegt und senkrecht auf der Richtung des Fortschreitens steht.

Folgerungen für die Praxis. Die Untersuchungen haben ergeben, daß es nicht möglich ist, von der Oberfläche des homogenen Halbraums aus Longitudinalwellen allein zu erzeugen. Es entstehen nach der Wellengleichung (1) stets außer den Longitudinalwellen auch Transversal- und Rayleigh-Wellen. Auch Transversalwellen lassen sich nur in ganz besonderen Fällen, die in der Praxis kaum zu verwirklichen sind, rein anregen.

Das wirkt sich in der Praxis so aus, daß z. B. bei Sprengungen, die zum Zwecke der Lagerstättenforschung an der Erdoberfläche vorgenommen werden, nur ein Bruchteil der zur Verfügung stehenden Energie auf die hier besonders wichtigen Wellen des ersten Einsatzes entfällt. Der Rest der Energie geht — abgesehen von dem Verlust durch Umsetzung in Zerstörungsarbeit und Luftschall — an langsamer laufende Wellen verloren.

Die Wellen des ersten Einsatzes lassen sich aber wesentlich verstärken, wenn die Sprengladung so tief in den Boden versenkt wird, daß kein Auswurftrichter mehr entsteht, und wenn außerdem die Ladung möglichst kugelförmig angeordnet und die Zündung im Mittelpunkt der Ladung angebracht wird.

Durch das Versenken der Ladung in die Tiefe wird einmal der Energieverlust durch Umsetzen in Schall- und Zerstörungsenergie fast ausgeschaltet, wie jedem Praktiker bekannt ist („verdämmen“). Durch die kugelförmige Anordnung der Sprengladung zusammen mit der Einbettung in möglichst großer Tiefe und durch die zentrale Zündung kann aber andererseits bewirkt werden, daß in der Umgebung der Sprengstelle praktisch nur Longitudinalwellen entstehen, die sich nach allen Richtungen hin geradlinig ausbreiten.

Dadurch wird der erste Einsatz auf Kosten der nachfolgenden Wellen des Seismogramms verstärkt. Die Aufspaltung der Longitudinalwellen bei Brechung und Reflexion läßt sich allerdings auf keine Weise verhindern, da sie eine physikalische Notwendigkeit ist. Aber der mit ihr verknüpfte Energieverlust des ersten Einsatzes wird weniger fühlbar, wenn die ursprünglich reine Longitudinalwelle genügend stark ist.

Die Wirksamkeit einer möglichst guten Verdämmung der Sprengladung zur Herabsetzung des Sprengstoffverbrauchs der seismischen Lagerstättenforschung ist allgemein bekannt. Darüber hinaus läßt sich aber möglicherweise eine weitere Sprengstoffeinsparung durch geeignete Anordnung und Zündung der Sprengladung erzielen.

Über die Größe der Elastizitätskonstanten und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elastischen Raumwellen im Innern des Erdkerns

Von H. Haalek. — (Mit 1 Abbildung)

Die zur Zeit noch offene Frage, ob transversale Erdbebenwellen durch den Erdkern gehen oder nicht, läßt sich theoretisch behandeln dadurch, daß man die zwischen den Elastizitätskonstanten bestehenden Zusammenhänge auf ihre Grundursachen, die atomaren Energiebeziehungen, zurückführt. Die Theorie ergibt, daß Transversalwellen im Erdkern möglich sind, und zwar beträgt ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit etwa 4 km/sec an der Grenzfläche des Erdkerns und etwas über 5 km/sec im Erdmittelpunkt. Der Wert für die Poissonsche Querkontraktionszahl ist für den ganzen Erdkern konstant, etwa gleich 0,38; der Koeffizient der Richtigkeit entspricht dem herrschenden Druck: etwa $1.4 \cdot 10^{12}$ CGS an der Grenze des Erdkerns und rund $3.5 \cdot 10^{12}$ CGS im Erdmittelpunkt (das wäre nahezu das Doppelte bzw. etwas mehr als das Vierfache der Starrheit des Stahls). Der Erdkern verhält sich in formelastischer Hinsicht also keineswegs, wie bisher allgemein angenommen wurde, wie eine Flüssigkeit.

Für die Bestimmung des Dichtegesetzes im Erdinnern und der Elastizitätskonstanten für den Erdkern ist die Frage, ob Transversalwellen durch den Erdkern gehen und mit welcher Geschwindigkeit sie sich dort fortpflanzen, von großer Bedeutung. Die Frage ist noch offen. Man hat lange Zeit vergebens nach ihren Einsätzen in den Seismogrammen gesucht; allgemein neigt man daher wohl zu der Ansicht, daß keine Transversalwellen im Erdkern möglich sind. Doch glauben in neuerer Zeit einige Erdbebenforscher (Macelwane, Bastings und Imamura) die Existenz transversaler Erdbebenwellen im Erdkern gefunden zu haben*). Ein solcher Nachweis ist naturgemäß sehr

*) J. B. Macelwane: The South Pacific Earthquake of June 26th 1924. Gerl. Beitr. z. Geophys. **28**, 165—227 (1930); L. Bastings: Shear Waves through the Earth Core. Nature **134**, 216 und 257 (1934); A. Imamura: Proc. Imp. Acad. Tokyo **8**, 354 (1932).

schwer, da die Einsätze, die man möglicherweise als Transversalwellen, welche den Erdkern passiert haben, deuten könnte, sehr leicht auch durch andere Wellentypen erklärt werden können.

In der folgenden Abhandlung wird gezeigt, daß die Frage theoretisch untersucht werden kann, dadurch, daß man die zwischen den Elastizitätskonstanten bestehenden Zusammenhänge auf ihre Grundursachen, die atomaren Energiebeziehungen, zurückführt.

Für das Potential Φ der zwischen zwei benachbarten Atomen wirksamen Abstoßungskraft K wird in der Atomtheorie rein phänomenologisch der Ansatz gemacht:

$$\Phi = - \frac{b}{r^n} \quad \text{d. h.} \quad K = \frac{nb}{r^{n+1}},$$

worin r den Abstand ihrer Mittelpunkte, n den Abstoßungsexponenten und b die Abstoßungskonstante bedeuten*); der Abstoßungsexponent liegt in der Größenordnung von $n=9$, welchen man als durchschnittlichen Wert ansieht.

Auf die physikalische Natur der Abstoßungskräfte werde an dieser Stelle nicht näher eingegangen**). Es sei nur erwähnt, daß die nach dem Coulomb'schen Gesetz wirkenden elektrostatischen Kräfte, welche zwischen ionisierten Atomen vorhanden sind (ebenso wie die Gravitationskräfte) für die folgenden Überlegungen (d. h. bei abnorm hohen Drucken) keine Rolle spielen und daher vernachlässigt werden können. Notwendig ist aber die — mit großer Wahrscheinlichkeit zutreffende — Annahme, daß die *Materie im Erdkern* sich im *einatomigen Zustand* befindet. (Nur unter der Voraussetzung, daß sich die einzelnen Atome im Mittel wie vollkommen elastische Kugeln verhalten, ist es berechtigt, die Definitionsgleichungen für die elastischen Konstanten auf atomare Dimensionen anzuwenden. In anderem Falle, d. h. wenn die einzelnen Atome sich in einem molekularen bzw. kristallinen Verband befinden, würden die elastischen Deformationen durch kompliziertere atomare Energiebeziehungen bestimmt werden als in dem vorliegenden Spezialfall.) Wir betrachten also ein Massenelement, das aus freien Atomen besteht, welche thermisch-kinetische Bewegungen ausführen und welche im Mittel — d. h. zeitlich und mengenmäßig über alle Atome gemittelt — abstoßende, in erster Näherung nach der obigen Formel wirkende Kräfte aufeinander ausüben. Diese Abstoßungskräfte halten dem Kompressionsdruck das Gleichgewicht. Dem üblichen Sprachgebrauch nach bezeichnet man eine solche Masse als eine Flüssigkeit (oder, was dasselbe ist, als ein hochkomprimiertes Gas). Es läßt

*) Vgl. z. B. Handb. d. Phys. X, S. 9ff.; XXII, S. 453ff.; XXVI, S. 410, 431ff., 495.

**) Vgl. H. Haalck: Das Gleichgewicht der Kräfte im Innern des Erdkerns und die sich daraus ergebenden Folgerungen. Zeitschr. f. Geophys. 17, 135—146 (1941).

sich aber zeigen, daß auch Flüssigkeiten, wenn sie nur unter genügend hohem Druck stehen, formelastische Eigenschaften haben müssen.

Bezeichnen wir den mittleren Atomabstand mit s , so ist die Anzahl der Atome in der Volumeneinheit gleich $1/s^3$. Würden sie keine Bewegungen ausführen (also bei der absoluten Temperatur Null), so wäre, um den durchschnittlichen Wert für die abstoßende Kraft zwischen zwei benachbarten Atomen zu erhalten, in der obigen Formel für r der mittlere Atomabstand s einzusetzen. Infolge ihrer *Wärmebewegungen* ist aber die Kraft wegen der Größe des Exponenten n im Mittel größer, und zwar um so mehr, je stärker die thermisch-kinetische Bewegung, also die absolute Temperatur, ist. Setzen wir daher für s den Wert $s(1 - ft)$ ein, worin unter t die absolute Temperatur und unter f ein — unbestimmt bleibender — Koeffizient zu verstehen ist, so ergibt sich für die *mittlere abstoßende Kraft zwischen zwei benachbarten Atomen* der Ausdruck:

$$K = \frac{nb}{s^{n+1}(1 - ft)^{n+1}}.$$

Ist p der auf ein Massenelement wirkende äußere Druck, so ist der auf ein Atom im Innern der Masse wirkende Druck gleich ps^2 normal zu der durch dieses Atom gehenden Niveauläche gerichtet. Ihm wird das Gleichgewicht gehalten durch die Abstoßungskraft der innerhalb dieser Niveauläche befindlichen benachbarten Atome; d. h.

$$ps^2 = nb \left\{ \frac{1}{s^{n+1}(1 - ft)^{n+1}} + \dots \right\}.$$

Die höheren Glieder, welche die von den entfernteren Atomen herrührenden Abstoßungskräfte bedeuten, sind, wie eine einfache geometrische Überlegung zeigt, wegen der Größe des Exponenten n relativ zu dem ersten Glied sehr klein und können daher, zumal die parallel zur Niveauläche gerichteten Komponenten sich im Mittel aufheben, vernachlässigt werden; d. h. es ist $ps^2 = K$.

Wir betrachten jetzt die *Definitionsgleichungen für die Elastizitätskonstanten der Volumen- und der Formelastizität*:

1. Der *Modul der Volumenelastizität* k (auch Modul der Kompressibilität oder Inkompressibilitätsfaktor genannt) ist definiert durch die Gleichung

$$k = -v \frac{dp}{dv},$$

oder indem wir für die Volumenänderung dv der Masse die Änderung ds des mittleren Atomabstandes einsetzen:

$$k = -\frac{s}{3} \cdot \frac{dp}{ds}.$$

Voraussetzung ist, daß bei der Volumenänderung die Form des Körpers — also die relative Lage der einzelnen Atome zueinander — unverändert bleibt. Angewandt auf den obigen Ausdruck für p ergibt sich:

$$k = \frac{n(n+3)b}{3s^{n+3}(1-ft)^{n+1}} = \frac{n+3}{3} p.$$

Diese Beziehung, welche bereits in einer früheren Arbeit abgeleitet wurde, trifft, wie gezeigt werden konnte, für den Erdkern sehr genau zu*).

2. Der *Modul der Formelastizität* G (auch als Schub-, Gleit-, Scherungs- oder Torsionsmodul oder als Koeffizient der Rigidity bzw. Starrheitskoeffizient bezeichnet) wird wie folgt definiert:

Greift eine Kraft F parallel zum Querschnitt q eines Körpers an, so wird der Körper abgeschert, d. h. seine zuvor senkrechten Kanten werden um den Winkel γ gekippt.



$$\frac{x}{l} = \operatorname{tg} \gamma \cong \gamma.$$

Das Verhältnis $G = F/\gamma q$ bezeichnet man als *Schubmodul*. Voraussetzung dabei ist, daß das Volumen der Masse, also der mittlere Abstand s der Atome und damit der Mittelwert der gegenseitigen Abstoßungskraft, bei der Scherung unverändert bleibt.

Die „Gleitung“ oder „Schiebung“ des Körpers unter der Wirkung der Kraft F erfolgt soweit, bis die innere Spannung des Körpers dieser deformierenden Kraft das Gleichgewicht hält. Wählen wir den Querschnitt des Körpers zu $q = s^2$ (d. h. von der Größe eines Atoms), seine Länge gleich dem mittleren Atomabstand s , so ist die Kraft, welche der Kraft F das Gleichgewicht hält: $F = K \sin \gamma \cong K \gamma$, wofür nach oben zu setzen ist:

$$F = p s^2 \gamma.$$

Setzen wir diese Ausdrücke für q und F in die Definitionsgleichung für den Schubmodul ein, so erhalten wir:

$$G = \frac{p s^2 \gamma}{\gamma s^2} = p,$$

d. h. der *Schubmodul* G im Innern des Erdkerns ist gleich dem Druck p . (Die Beziehungen zwischen dem Druck und den Elastizitätskonstanten innerhalb des Erdkerns gelten der Ableitung nach unabhängig von der Höhe der Temperatur.)

*) H. Haalck, a. a. O.

Zwischen der Poissonschen *Querkontraktionszahl* μ (häufig auch mit dem reziproken Wert bezeichnet), den Elastizitätskonstanten k und G und den Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der longitudinalen (v_l) und transversalen (v_t) Raumwellen bestehen die bekannten Beziehungen:

$$\mu = \frac{3k - 2G}{6k + 2G},$$

$$v_l = \sqrt{2 \frac{G}{\sigma} \frac{1 - \mu}{1 - 2\mu}},$$

$$v_t = \sqrt{\frac{G}{\sigma}},$$

worin σ die Dichte bedeutet.

Nehmen wir für den Abstoßungsexponenten den durchschnittlichen Wert $n = 9$ und als Mittelwerte der Berechnungsergebnisse für Druck und Dichte innerhalb des Erdkerns*) die Werte

$$\left. \begin{array}{l} p = 1.4 \cdot 10^{12} \\ \sigma = 9.5 \end{array} \right\} \text{an der Grenze des Erdkerns,}$$

$$\left. \begin{array}{l} p = 3.5 \cdot 10^{12} \\ \sigma = 12.5 \end{array} \right\} \text{im Erdmittelpunkt}$$

an, so folgt damit für die Poissonsche Konstante innerhalb des ganzen Erdkerns:

$$\mu = \frac{1}{2} \cdot \frac{n + 1}{n + 4} = 0,38$$

und für v_l und v_t :

$$\left. \begin{array}{l} v_l = 9 \text{ km/sec} \\ v_t = 4 \text{ „} \end{array} \right\} \text{an der Grenze des Erdkerns,}$$

$$\left. \begin{array}{l} v_l = 12 \text{ „} \\ v_t = 5.3 \text{ „} \end{array} \right\} \text{im Erdmittelpunkt,}$$

Die Berechnung liefert etwas größere Werte für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit v_l der longitudinalen Erdbebenwellen im Erdkern, als sie Gutenberg**) nach seinen neuesten Ableitungen aus den Laufzeitkurven gefunden hat (8 km/sec an der Grenze des Erdkerns und 11.4 km/sec im Erdmittelpunkt. Der Grund dieser — nicht sehr erheblichen — Abweichung kann in beiden Ergebnissen liegen: Es ist schwer zu beurteilen, welcher Genauigkeitsgrad der Gutenbergschen Ableitung von v_l aus den Laufzeitkurven zukommt; andererseits ist auch der angenommene Wert

*) Vgl. H. Haalck: Eine Neuberechnung der Dichteverteilung und der davon abhängenden physikalischen Größen im Erdinnern. Zeitschr. f. Geophys. 17, 1—17 (1941).

**) B. Gutenberg u. C. F. Richter: *P' and the Earth's Core*. M. N. R. A. S. Geophys. Suppl. 4, 363 (1938).

$n = 9$ des Abstoßungsexponenten für die Atome der Materie im Erdkern nicht als genauer anzusehen.

Der vorstehenden theoretischen Ableitung nach gehen also die Transversalwellen durch den Erdkern. Ob ihre Einsätze aber mit hinreichender Sicherheit in den Seismogrammen zu erkennen sind, bleibt weiterhin fraglich, da die Wellenenergie durch Absorption (welche wahrscheinlich wegen der geringeren Viskosität innerhalb des Erdkerns erheblich stärker als in den Mantelschichten der Erde ist, vgl. oben) sehr geschwächt sein kann.

Da nach oben der Starrheitskoeffizient im Innern des Erdkerns gleich dem Druck ist, so folgt, daß die Starrheit an der Grenze des Erdkerns nahezu das Doppelte, im Erdmittelpunkt etwas mehr als das Vierfache derjenigen des Stahls beträgt. Der Erdkern verhält sich in formelastischer Hinsicht also keineswegs, wie bisher allgemein angenommen wurde, wie eine Flüssigkeit. Es ist aber zu beachten, daß damit über den Grad der Viskosität im Erdkern nichts ausgesagt wird.

Zur Kuhn-Rittmannschen Theorie über die Beschaffenheit des Erdinnern

Von **H. Haalek**

Der folgende Aufsatz enthält eine kritische Stellungnahme zu der Kuhn-Rittmannschen Theorie über die Beschaffenheit des Erdinnern. Nach Ansicht des Verf. vermag diese neue Hypothese die geophysikalischen Beobachtungstatsachen in physikalisch-chemischer Hinsicht besser zu erklären und entspricht besser unseren Vorstellungen von dem Wesen der Vorgänge, welche sich beim Abkühlungsprozeß der Erde aus dem gasförmig-feurig-flüssigen Urzustand abspielten, als die bisherige, allgemein anerkannte Eisenkernhypothese. Ebenso lassen sich die für den Erdkern errechneten hohen Dichtewerte ohne Schwierigkeit mit der vermutlichen stofflichen Zusammensetzung der Solarmaterie in Einklang bringen. Weniger befriedigend ist die Kuhn-Rittmannsche Erklärung über die Ursache der seismisch festgestellten Diskontinuitätsfläche in 2900 km Tiefe und die Annahme eines wesentlich größeren Erdkerns. In diesem Punkte ist — wenn auch die physikalische Möglichkeit der Kuhn-Rittmannschen Erklärung zugegeben werden muß — meines Erachtens der bisherigen Erklärung, nämlich, daß die Ursache der Diskontinuität auf eine unstetige Änderung der stofflichen Zusammensetzung — und damit der elastischen Eigenschaften — zurückzuführen ist, als der physikalisch wahrscheinlicheren der Vorzug zu geben.

Die kürzlich von W. Kuhn und A. Rittmann entwickelte und zur Diskussion gestellte Hypothese über den Aufbau des Erdinnern*) behandelt das Problem unter neuen Gesichtspunkten; sie wirkt, da sie nicht nur die bisher allgemein anerkannte — fast einen dogmatischen Charakter tragende —

*) W. Kuhn u. A. Rittmann: Über den Zustand des Erdinnern und seine Entstehung aus einem homogenen Urzustand. Geolog. Rundschau XXII, 215—255 (1941).

Auffassung von dem Eisennickelkern ablehnt, sondern auch über die aus seismischen Beobachtungsgrößen bestimmte Grenzfläche des Erdkerns eine von der bisherigen abweichende Ansicht vertritt, sehr revolutionär. Die Geophysiker sind daher gezwungen, sich mit dieser neuen Theorie auseinanderzusetzen.

Da die im tiefen Innern der Erde herrschenden Temperaturen und Drucke außerhalb des Bereichs experimenteller Möglichkeiten liegen und direkte Aufschlüsse fehlen, so müssen sich unsere Vorstellungen von der physikalischen Beschaffenheit des Erdinnern weitgehend auf Extrapolationen, Analogieschlüsse und andere theoretische Erwägungen aufbauen. Gestützt wurde die bisherige Auffassung von dem Eisennickelkern der Erde einmal von den Ergebnissen der Erdbebenforschung, besonders über die Verteilung der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der elastischen Raumwellen im Erdinnern, zum anderen von den Ergebnissen der geochemischen Arbeiten, besonders Tammann-Goldschmidts, welche die bei dem Abkühlungsprozeß der Erde sich abspielenden Vorgänge in Parallele setzten zu den bekannten physikalisch-chemischen Prozessen bei den metallurgischen Schmelzoperationen. In zweiter Linie stützt sie sich auf die empirisch festgestellte Zusammensetzung der Meteoriten, während die Ergebnisse der Sonnenanalysen in geringerem Maße berücksichtigt werden.

Über die Ähnlichkeit des Erstarrungsprozesses der Erde aus dem glutflüssigen Zustand zu den Differentiationsvorgängen im Hochofenprozeß, in welchem beim Erstarren der Schmelze sich die bekannte Dreiteilung „*Schlacke, Stein und König*“ bildet, bestehen wohl keine Zweifel. Wesentlich ist die Frage, in welchen Tiefen die diesem Differentiationsprozeß entsprechenden Trennungsf lächen anzunehmen sind. Gemäß der von Wiechert auf Grund seismischer Beobachtungen angenommenen Dreiteilung des Erdkörpers in Mantel, Zwischenschicht und Kern wurde das aus den geochemischen Überlegungen gefolgerte Dreiphasensystem damit parallelisiert. Das führte zu der bekannten Lehre von der Gliederung des Erdkörpers in *Gesteinsmantel, Zwischenschicht und Eisenkern*, deren Grenzflächen mit den seismisch festgestellten Unstetigkeiten in 1200 und 2900 km Tiefe identifiziert wurden. Von diesen ist die untere Trennungsf läche zwischen dem Eisenkern und der Zwischenschicht als einer Sprungf läche erster Ordnung die bedeutend schärfere. Das auf Grundlage dieser Überlegungen sich ergebende Bild von dem Aufbau des Erdinnern wurde allgemein von den Geologen, Geochemikern und Geophysikern anerkannt.

Vom Verf. wurde 1931 auf die wahrscheinlichere Möglichkeit hingewiesen, daß die Differentiation der Erde im Sinne Tammann-Goldschmidts nur bis zur Grenze des Erdkerns in 2900 km reiche, da die seismischen Beobachtungstatsachen in dieser Tiefe auf eine Trennungsf läche viel tiefergehender Natur schließen lassen, und daß vermutlich im Erdkern andere, noch völlig

unbekannte Zustände herrschen*). Eingehend begründete Einwände gegen die Eisenkernhypothese sind aber erst von Kuhn und Rittmann erhoben worden, welche die Eisenkernhypothese durch eine neue Hypothese des *Kernaufbaues aus Solarmaterie* ersetzen. Kuhn und Rittmann weisen darauf hin, daß der Erstarrungsvorgang der Erde sich in folgenden Punkten sehr wesentlich von dem Prozeß im Hochofen unterscheidet:

1. Die Bildung der Schmelze und ihre Abkühlung spielte sich bei der Erde nur in den Mantelschichten bis zu einer gewissen Tiefe ab; der Erdkern wurde nicht davon erfaßt.

2. Der Entwicklungsprozeß konnte in den äußeren Erdschichten wegen des Aufschäumens infolge der Entgasung nicht so ungehindert vor sich gehen wie im Hochofen.

3. Die mit der Tiefe infolge des Druckes der darüberliegenden Massen sehr zunehmende Zähflüssigkeit behinderte die Differentiation außerordentlich und machte sie schließlich unmöglich.

Das sind ohne Zweifel *sehr stichhaltige Gründe gegen zu weit gehende Analogieschlüsse mit dem Hochofenprozeß*. Der weitere Hinweis Kuhn und Rittmanns, daß eine Saigerung innerhalb des Erdkerns nicht stattfinden konnte, weil die treibende Kraft — die Schwerkraft — fehlt, trifft zwar nur zum Teil zu, da die Schwerebeschleunigung an der Grenze des Erdkerns noch ungefähr ebenso groß ist wie an der Erdoberfläche, von da an aber nahezu linear bis zu Null im Erdmittelpunkt abnimmt; doch spricht auch dieser Grund — besonders in Anbetracht der zweifellos hohen Temperaturen im tiefen Erdinnern — dafür, daß eine Saigerung innerhalb des Erdkerns nicht in wesentlichem Maße stattgefunden hat [besonders das Vorhandensein eines inneren Erdkerns**) muß deswegen als sehr unwahrscheinlich angesehen werden].

Die Folgerung Kuhn und Rittmanns, daß der Erdkern aus der im wesentlichen unveränderten Solarmaterie der Ur-Erde besteht, beruht darauf, daß alle Kosmogonien davon ausgehen, daß *Erde und Sonne im Urzustande stofflich gleichbeschaffen* gewesen sind. Damit erhalten die Ergebnisse der Sonnenanalysen für die Beurteilung der stofflichen Zusammensetzung der Erde eine größere Bedeutung als für die frühere Eisenkernhypothese.

Die Parallelität zwischen der stofflichen Zusammensetzung der Meteorite und derjenigen der Erde wird in der Hypothese Kuhn und Rittmanns insofern etwas vollständiger erfaßt, als sie auch die Mengenverhältnisse des Vorkommens der Stein- und Eisenmeteorite berücksichtigen, während man sich in der bisherigen Hypothese in der Hauptsache auf die Berücksichtigung der verschiedenen stofflichen Zusammensetzung bezog.

*) Zeitschr. f. Geophys. 7, 68 (1931).

**) Vgl. H. Haalck: Eine Neuberechnung der Dichteverteilung und der davon abhängenden physikalischen Größen im Erdinnern. Zeitschr. f. Geophys. 17, 1—17 (1941).

Die *chemische Durchschnittszusammensetzung der Erde* liegt nach der Auffassung Kuhn-Rittmanns zwischen derjenigen der Meteoriten und der Sonne. Aus den angeführten Tabellen über die prozentuale elementare Zusammensetzung der Sonne und der Meteoriten kann man schließen, daß an der Zusammensetzung des Erdkerns die einzelnen Elemente etwa wie folgt beteiligt sind: H mit mindestens 30, O vielleicht mit 20 und Mg, Si und Fe etwa mit je 10 bis 12 Gewichtsprozenten, während der Rest von den übrigen Elementen, unter denen Na, K, Ca, Al, Ni und Mn vorherrschen, gebildet wird. Natürlich sind solche Zahlenwerte mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet und können nur ungefähr die Größenordnung bzw. den Charakter der prozentualen Zusammensetzung angeben.

Wie man sich die wesentlichsten *Differentiationsvorgänge beim Erstarrungsprozeß der Erde* vorzustellen hat, wird ausführlich von den genannten Autoren erläutert; es werde an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen. Wesentlich ist hier nur die Folgerung, daß die Differentiationsprozesse im Laufe der Abkühlung zwar von außen nach innen fortschritten, aber doch immer nur bis zu einer gewissen Tiefenzone reichen konnten: Die mit der Tiefe zunehmende Temperatur, die Zähigkeit der komprimierten Massen und die zunehmende Mächtigkeit und Verfestigung der sich bildenden Erdkruste sind Umstände, welche die Diffusions- und Sinkgeschwindigkeit so herabsetzten, daß eine bis in unbegrenzte Tiefen reichende Saigerung nicht eintreten konnte.

Hinsichtlich der äußeren Erdkruste besteht zwischen der bisherigen Auffassung und derjenigen Kuhn und Rittmanns kein Unterschied: Die kristallin erstarrte, im Mittel etwa 60 km dicke Erdkruste besteht aus einer lückenhaften metamorphen Sialschale und einer kontinuierlichen Magmatit-schale von olivinbasaltischer Zusammensetzung (Sima). Die Analogie mit den Differentiationsvorgängen beim Hochofenprozeß sowie die prinzipielle Richtigkeit der geochemischen Verteilungsgesetze Goldschmidts wird, soweit es die äußeren Mantelschichten der Erde anbetrifft, durch die neue Hypothese Kuhn und Rittmanns nicht geändert. Der Unterschied ergibt sich erst für die tieferen Mantelschichten: Unter der Erdkruste beginnt die alkalibasaltische bis ozeanitische Magmazone, die nach der Tiefe zu olivinreicher wird. Die Annahme, daß der Gasgehalt und der Gehalt an Eisen mit größerer Tiefe zunimmt, ist beiden Hypothesen gemeinsam. Kuhn und Rittmann nehmen dann aber im Gegensatz zu der bisherigen Auffassung an, daß in größerer Tiefe metallisches Eisen vermutlich in der oxydreichen Silikat-schmelze liquid entmischt ist und Tropfen oder größere Schlieren bildet, daß es aber zu der *Bildung einer zusammenhängenden Eisenschicht nicht kommt*. Nach ihrer Auffassung nimmt in etwa 2200 km Tiefe der Gasgehalt (vor allem Wasserstoff) rapide zu, und in etwa 2400 bis 2500 km Tiefe sollen bereits die Auswirkungen der an der Erdoberfläche eingetretenen stofflichen Differentiation vollständig verschwinden. Eine Diskontinuität in 2900 km Tiefe wird

also abgelehnt und stattdessen ein Erdkern bestehend aus praktisch unverändert gebliebener Solarmaterie von wesentlich größerem Durchmesser angenommen.

Die Gründe, welche Kuhn und Rittmann für die letztere von der bisherigen abweichenden Ansicht geltend machen, liegen auf theoretisch-seismischem Gebiet. Sie sind erst zu verstehen, wenn man die physikalischen Grundlagen der Beziehungen, welche zwischen *den elastischen und den viskosen Eigenschaften einer Masse* bestehen, betrachtet:

Alle wirklichen Stoffe sind mehr oder weniger zähflüssig und gleichzeitig mehr oder weniger elastisch. Entscheidend dafür, welche der beiden Eigenschaften für das Verhalten einer Masse maßgebend ist, ist die *Dauer der formverändernden Kräfte*: Die formverändernden Kräfte rufen in einem Körper einen Spannungszustand hervor, welcher sich asymptotisch einem Endspannungszustand nähert. Dieses Nachlassen der Spannung, welches in der Erscheinung der elastischen Hysterese zum Ausdruck kommt, wird als *Relaxation* (Erschlaffung) bezeichnet. Sie macht sich in Form von Abweichungen vom Hookeschen Gesetz bemerkbar, welche um so größer werden, je länger die Zeitdauer der formverändernden Kräfte ist, und von dem Grad der Viskosität der Masse abhängen.

Diese Tatsache spielt zunächst eine Rolle bei den *experimentellen Bestimmungen des Viskositätsmoduls* von Stoffen, welche man dem gewöhnlichen Sprachgebrauch nach als fest bezeichnet. Es ergeben sich nämlich verschiedene Werte, je nachdem man statische oder dynamische Meßmethoden benutzt. Beispielsweise liegt der Zähigkeitskoeffizient für Blei nach der statischen Methode in der Größenordnung von $5 - 16 \cdot 10^{15}$ CGS, während sich nach dynamischen Bestimmungsmethoden ein Wert von $1,6 \cdot 10^9$ CGS ergibt.

Maxwell machte für die im Innern eines festen elastisch-viskosen Körpers entstehende Spannung S als Funktion des deformierenden (tangentialen) Druckes F , der Richtigkeit μ und der Zeit t folgenden das Hookesche Gesetz erweiternden mathematischen Ansatz*):

$$S = \frac{F}{\mu} + \frac{1}{\mu\tau} \int F dt,$$

worin die als *Relaxationszeit* bezeichnete Größe τ definiert wird als das Zeitintervall, innerhalb dessen die nach einer plötzlich vorgenommenen Deformation auftretenden Spannungen durch Umlagerung der Moleküle auf den Wert S/e abnehmen ($e =$ Basis der nat. Log.). Diese Gleichung gilt nur für *langperiodisch* wirkende Kräfte.

Ein anderer Ansatz für die Erweiterung des Hookeschen Gesetzes (der nach H. Jeffreys von J. Larmor stammt) lautet:

$$S = \frac{F}{\mu} - \tau \frac{dS}{dt},$$

*) J. C. Maxwell: Phil. Mag. **35**, 134 (1868).

wodurch der Reibungswiderstand, der verhindert, daß ein fester Körper bei Scherungen sofort den Endzustand einnimmt, berücksichtigt wird. Diese Gleichung gilt nur für *kurzperiodische* Kräfte.

H. Jeffreys*) hat — indem er die beiden angegebenen mathematischen Ansätze miteinander kombinierte — die Begriffe „*Elasticoviskosität*“ und „*Firmoviskosität*“ benutzt, wofür B. Gutenberg**) die Bezeichnungen „*Viskosität*“ und „*innere Reibung*“ gebraucht: Unter der „inneren Reibung“ (der Firmoviskosität) eines festen Körpers wird nur die Reibung verstanden, welche den *elastischen Deformationen* entgegenwirkt (sie ist also mit der dynamischen Zähigkeit in Parallele zu setzen), während die Kräfte, welche den *Fließbewegungen* entgegenwirken, einfach als „*Viskosität*“ (Elasticoviskosität, statische Zähigkeit) bezeichnet werden. Geophysikalische Bedeutung haben also die ersteren für elastische, die letzteren für plastische Verformungen des Erdkörpers. (Die innere Reibung bedeutet also bei festen Körpern etwas anderes als bei Flüssigkeiten.)

Zwischen der Relaxationszeit τ , dem Righetskoeffizienten μ und dem *Viskositätsmodul* η besteht nach Maxwell die Beziehung:

$$\tau = \frac{\eta}{\mu}.$$

Die Frage, ob sich eine Masse formverändernden Kräften gegenüber als elastischer oder als viskoser Stoff verhält, ist von entscheidender Bedeutung im Hinblick auf die *Ausbreitung der transversalen elastischen Raumwellen*: Denken wir uns eine Masse, auf deren Oberfläche eine Welle — ganz gleich ob Longitudinal- oder Transversalwelle — auftrifft, so wird durch diese eine periodisch wechselnde Spannung erzeugt, welche in 2 Komponenten, normal bzw. tangential zum Oberflächenelement gerichtet, zerlegt werden kann. Die erstere breitet sich in der Masse in Form von Longitudinalwellen aus. Wir betrachten nur die letztere, die *periodisch wechselnde Schubspannung*:

Ist die Periode hinreichend lang, daß die Moleküle Zeit genug haben, um sich auf den der jeweiligen Spannung entsprechenden Gleichgewichtszustand umzulagern, so können in der Masse keine merklichen Schubspannungen erzeugt werden. Die Transversalwelle kann sich also nicht ausbreiten, d. h. die Masse verhält sich wie eine Flüssigkeit.

Ist dagegen die Periode so kurz, daß die Moleküle nicht genügend Zeit haben, um auf die kurz andauernden Beanspruchungen durch Fließen zu reagieren, so bleiben die in der Masse entstehenden periodischen Schubspannungen erhalten; d. h. die Masse verhält sich wie eine formelastische feste Masse.

*) H. Jeffreys: Monthly Not. Roy. Astr. Soc. 77, 449 (London 1917).

**) B. Gutenberg: Handb. d. Geophys. II, S. 531.

Der Grad der Viskosität und die Periode der angelegten Schubspannung sind also dafür entscheidend, ob sich eine Transversalwelle in einer Masse ausbreiten kann.

Diese Erkenntnis wurde von Kuhn und Rittmann in dem Satz formuliert:

Flüssigkeiten verhalten sich gegenüber Transversalwellen, deren Periode kleiner als die Relaxationszeit ist, wie ein fester elastischer Körper.

Dieser — physikalisch zwar durchaus verständliche, aber doch nur einfach postulierte — Satz kann meines Erachtens nur mit einer gewissen Einschränkung gelten, welche durch die Berücksichtigung der *Absorption der Wellenenergie* gegeben ist: In jeder elastisch-viskosen Masse wird infolge der inneren Reibung ein Teil der die Formänderung bewirkenden Energie in Wärme umgesetzt außer in den beiden Grenzfällen, der idealen elastischen Masse (in welcher nach dem Aufhören der Kraft eine vollständige Rückverwandlung der Formänderung eintritt) und der idealen Flüssigkeit (in welcher die Masse reibungslos den wirkenden Kräften nachgibt). Das Maximum der Absorption muß ungefähr in den Bereichen liegen, in welchen die Wellenperiode etwa der Relaxationszeit entspricht. Daraus würde folgen, daß die Energie der sich in der Masse ausbreitenden Transversalwellen um so schneller abnimmt, je näher ihre Periode der Relaxationszeit liegt. Solche Wellen werden also, wenn sie einen langen Weg durch die Masse zurückzulegen haben, sehr geschwächt werden. (Das ist vermutlich der Grund, daß man in den Erdbebenaufzeichnungen mit Sicherheit noch keine Einsätze hat finden können, welche von Transversalwellen, die den Erdkern passiert haben, herühren*).

Um nach der obigen Maxwellschen Formel die Relaxationszeit für die Masse im Erdinnern bestimmen zu können, ist die Kenntnis des Viskositätsmoduls η und des Moduls der Formelastizität μ erforderlich. Über diese läßt sich etwa folgendes aussagen:

Die *Righeit* μ ist für die Oberflächenschicht der Erde etwa gleich $0.5 \cdot 10^{12}$ und steigt bis zur Grenze des Erdkerns auf etwa $3 \cdot 10^{12}$ CGS an. Innerhalb des Erdkerns ist sie gleich Null, wenn wir von der bisher allgemein angenommenen Ansicht ausgehen, daß keine Transversalwellen im Erdkern möglich sind. Nach der vom Verfasser entwickelten Theorie ist μ im Erdkern nahe der Grenzfläche etwa $1.5 \cdot 10^{12}$ und im Erdmittelpunkt gleich $3.5 \cdot 10^{12}$ CGS*).

Noch unsicherer sind unsere Kenntnisse über die *Viskosität des Erdkörpers*: Aus einigen — freilich sehr spärlichen — Verformungsversuchen von Gesteinen

*) H. Haalek: Über die Größe der Elastizitätskonstanten und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elastischen Raumwellen im Innern des Erdkerns. Zeitschr. f. Geophys. 18, 37 (1943).

(Solenhofener Kalk) folgert Griggs*) eine Viskositätskonstante von $1.8 \cdot 10^{21}$ CGS. Aus der Schnelligkeit der Hebung Skandinaviens folgern Vening-Meinesz**) und N. A. Haskell***) einen Wert von 4 bzw. $3 \cdot 10^{22}$ CGS. Diesen Werten, welche etwa für die obere Hälfte der Erdkruste gelten, ist, da sie auf verschiedenen Berechnungswegen gefunden wurden, eine größere Sicherheit beizumessen. Betrachtungen über die Viskosität des Erdkörpers als Ganzes sind von A. Prey†) und H. Jeffreys††) ausgeführt worden, und zwar stützen diese sich auf die Erscheinungen der *Polhöhen Schwankungen*. A. Prey kommt zu dem Ergebnis, daß der Erdkörper im Mittel einen Viskositätsmodul von mindestens $\eta = 10^{20}$ haben muß, während nach H. Jeffreys η in der Größenordnung von $5 \cdot 10^{20}$ CGS liegt. Wenn wir diese Werte der Größenordnung nach für die Erde als Ganzes annehmen, so folgt unter Berücksichtigung des höheren, für die äußere Erdkruste geltenden Wertes von η , daß der Viskositätsmodul für den Erdkern bedeutend geringer sein muß. Temperaturzunahme verringert, Druckzunahme erhöht die Zähflüssigkeit einer Masse (von einigen, hier nicht in Frage kommenden Bereichen einzelner Stoffe abgesehen). An der Grenze des Erdkerns müssen wir aber eine beträchtliche Abnahme des Viskositätsmoduls annehmen, da es — worauf Kuhn und Rittmann richtig hinweisen — eine bekannte vulkanologische Tatsache ist, daß die Viskosität bei einer magmatischen Schmelze durch Erhöhung des Gehalts an leichtflüssigen Bestandteilen herabgesetzt wird. *Es fehlt aber jeder Anhaltspunkt für die Beurteilung der Frage, wie groß die Abnahme des Viskositätsmoduls an der Grenze des Erdkerns ist.*

Mit den angegebenen Werten von η und μ erhalten wir für die Relaxationszeit τ Werte, welche für die Mantelschichten der Erde bzw. für den Erdkörper als Ganzes in der Größenordnung von $\tau > 10^{10}$ bzw. $\tau > 10^8$ sec liegen. Es ist aber nicht möglich, einen irgendwie begründeten Wert für die Relaxationszeit der Massen im tiefen Erdinneren anzugeben.

Die *physikalische Begründung*, welche Kuhn und Rittmann für ihre von der bisherigen wesentlich abweichende Auffassung von der *Begrenzung des Erdkerns* geben, ist folgende: An der Grenze des Erdkerns nehmen — verursacht durch den rapide ansteigenden Wasserstoffgehalt — Rigidity und Viskosität rasch ab in einem solchen Verhältnis, daß die Relaxationszeit in

*) D. Griggs: Experimental deformation of rocks. Abstract. Geol. Soc. Amer. Proc. for 1937, S. 85—86 (1938).

**) F. A. Vening Meinesz: The determination of the earth's plasticity from the postglacial uplift of Scandinavia; isostatic adjustment. K. Akad. Amsterdam, Proc. 40, 654—662 (1937).

***) N. A. Haskell: The motion of a viscous fluid under a surface load. Physics 6, 265—269 (1935); 7, 56—61 (1936).

†) A. Prey: Über Polschwankung und Polwanderung. Gerl. Beitr. z. Geophys. 56, 155—202 (1940).

††) H. Jeffreys: The viscosity of the earth. Fourth paper. Monthly Not., Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl. 1, 412—424 (1926).

2900 km Tiefe nur noch etwa 10 sec beträgt und diese *Abnahme der Relaxationszeit innerhalb des stofflich homogenen Erdkerns soll der Grund sein für das Auftreten der seismischen Diskontinuität I. Ordnung*. Weiter wird daraus die Folgerung gezogen, daß *die Tiefenlage des Verschwindens der Transversalwellen und der plötzlichen Geschwindigkeitsabnahme der Longitudinalwellen eine Funktion der Wellenperiode ist: Für kurzperiodische Wellen muß die Diskontinuität in größerer Tiefe liegen als für langperiodische*. Die gebeugten *P*-Wellen, welche in Herddistanzen über 102° auftreten, sind nach der Deutung Kuhn und Rittmanns als kurzperiodische Wellen aufzufassen, die ungehindert durch das Erdinnere hindurchgehen, aber nicht gebeugt werden. Die in der „Schattenzone“ des Erdkerns von 102 bis 143° auftretenden schwachen *P*-Wellen werden als langperiodische Wellen erklärt, die schon in geringerer Tiefe als 2900 km gebrochen werden.

Die Bedenken gegen diese Auffassung Kuhn und Rittmanns sind nahelegend: Zunächst fehlt eine triftige Begründung dafür, daß die Relaxationszeit am Erdkern gerade auf etwa 10 sec sinkt, denn jeder Anhaltspunkt für eine Schätzung der Größe des Verhältnisses $\tau = \eta/\mu$ fehlt hier. Sodann dürfte die Ansicht, daß das häufige Auftreten von *P'*-Wellen in der Schattenzone des Erdkerns nach der bisherigen Theorie nur gezwungen erklärbar ist, nicht die Zustimmung der Seismologen finden, zumal von einer besseren physikalischen Erklärung durch die obige Auffassung Kuhn und Rittmanns nicht die Rede sein kann.

Es wäre noch zu überlegen, ob die für den Erdkern errechneten *hohen Dichten* mit den bestehenden physikalischen Ansichten über die stoffliche Zusammensetzung des Erdkerns in Einklang zu bringen sind. Die Frage wird von Kuhn und Rittmann bejaht, da gerade der Wasserstoffgehalt eine außerordentlich große Kompressibilität der Solarmaterie bedingt. Dieser Ansicht kann man, wenn man die Ergebnisse der Versuche über das Verhalten der Materie bei den höchsten experimentell erreichbaren Drucken berücksichtigt, nur zustimmen: W. Bridgman*) hat die — wohl als einwandfrei anzusehende — Beobachtung gemacht, daß bereits im experimentellen Bereich (bis 15000 kg Druck, neuerdings auch noch bedeutend darüber hinaus) nicht nur die Packung der Molekeln bei starker Kompression verengert wird, sondern auch die Volumina der einzelnen Moleküle verkleinert werden. Bei Kalium, dessen Elektronen anscheinend nicht so fest gebunden sind, wurden schon bei 8000 kg Druck Erscheinungen beobachtet, welche auf den Anfang zum Auseinanderfallen des Atoms in ein aus Elektronen und Protonen bestehendes Gas zurückgeführt werden; ähnliche Erscheinungen wurden auch bei anderen Stoffen festgestellt. Ferner hat nach Bridgman der flüssige Wasserstoff eine außerordentlich hohe Kompressibilität, welche von keinem

*) P. W. Bridgman: The Physics of high Pressure. New York 1931; Handb. d. Experimentalphysik VIII, S. 245—400 (1929).

anderen Stoff erreicht wird. Das ist physikalisch leicht erklärlich: Der von den Atomen der Kompression entgegengesetzte Widerstand hängt ab von der Größe und der Stabilität der Elektronenschalen, besonders der äußeren Schale, und man kann sich daher gut vorstellen, daß ein Wasserstoffatom, welches nur eine von einem einzigen Elektron besetzte Hülle besitzt, dem Druck weniger Widerstand entgegengesetzt als z. B. ein Eisenatom, dessen Kern von mehreren Elektronenhüllen umgeben ist, deren äußere von nicht weniger als 16 Elektronen besetzt ist. Geht man also von der Vorstellung aus, daß die stark komprimierten Wasserstoffatome die Zwischenräume zwischen den — ebenfalls komprimierten — Fe-, Si-, Mg- usw. Atomen ausfüllen, so läßt sich die errechnete hohe Dichte des Erdkerns ohne Schwierigkeit erklären, vor allen Dingen, wenn man bedenkt, daß im Erdkern Drucke von 1,5 bis 3,5 Mill. Atmosphären herrschen. — Wieweit die von Bridgman am Kalium beobachteten Erscheinungen für die Materie im Erdkern eine Rolle spielen, läßt sich schwer sagen. Doch können wir wohl mit großer Wahrscheinlichkeit annehmen, daß die Materie sich im einatomigen Zustand befindet und daß eine erhebliche Ionisation vorhanden ist.

Es wird allgemein angenommen, daß die radioaktiven Stoffe in der an der Erdoberfläche beobachteten Konzentration nur auf eine relativ dünne Oberflächenschicht beschränkt ist. Nach der Kuhn-Rittmannschen Theorie müssen wir dagegen — weil die Differentiationsprozesse, welche während der Abkühlung der Erde diese Anreicherung verursachten, nur einen beschränkten Tiefgang hatten —, annehmen, daß *in der Solarmaterie des Erdinnern noch radioaktive Stoffe nach Maßgabe ihrer ursprünglichen Konzentration* vorhanden sind. Nach der überschlägigen Berechnung von Kuhn und Rittmann ergibt sich damit eine Temperatur im Erdmittelpunkt zu etwa 12000° C. Die auf Grund solcher Annahmen zu folgernde allmähliche Erwärmung des Erdinnern wäre von einer so geringen Größenordnung, daß sie in der Unsicherheit unserer Kenntnis von der an die Erdoberfläche gelangenden Wärmemenge kaum bemerkbar wäre. Alle Vermutungen, welche über die Temperatur im Erdinnern ausgesprochen worden sind, beruhen aber auf so wenig gesicherten Grundlagen, daß sich, abgesehen von der Größenordnung der Temperatur im tiefsten Erdinnern (etwa 2000 bis 12000° C), keine sicheren Angaben machen lassen.

Die Frage, wieweit die neue Kuhn-Rittmannsche Auffassung von der stofflichen Beschaffenheit des Erdinnern einen Fortschritt gegenüber der bisherigen allgemein anerkannten Eisenkernhypothese bedeutet, ist m. E. dahin zusammenzufassen, daß sie in physikalisch-chemischer Hinsicht die Beobachtungstatsachen besser zu erklären vermag und mit unseren Vorstellungen von dem Wesen der Vorgänge, welche sich beim Abkühlungsprozeß der Erde aus dem gasförmig-feurig-flüssigen Urzustand abspielten, besser in Einklang zu bringen ist. Ebenso lassen sich die für den Erdkern errechneten

hohen Dichtewerte ohne Schwierigkeit mit den Ansichten über die stoffliche Zusammensetzung der Solarmaterie in Einklang bringen. Weniger befriedigend ist dagegen die Kuhn-Rittmannsche Erklärung über die Ursache der seismisch festgestellten Diskontinuitätsfläche in 2900 km Tiefe und die Annahme eines wesentlich größeren Erdkerns. In diesem Punkte ist — wenn auch die physikalische Möglichkeit der Kuhn-Rittmannschen Erklärung zugegeben werden muß — der bisherigen Erklärung, nämlich daß die Ursache der Diskontinuität auf eine unstetige Änderung der stofflichen Zusammensetzung und damit der elastischen Eigenschaften — zurückzuführen ist, unbedingt der Vorzug zu geben. Dabei ist es durchaus nicht erforderlich, sich den Übergang ganz sprunghaft vorzustellen. Wahrscheinlicher ist eine nicht sehr mächtige Übergangszone von vielleicht 100 km Mächtigkeit oder noch mehr. Auch eine solche würde sich in den seismischen Laufzeitkurven derart bemerkbar machen, daß der Eindruck einer scharfen Sprungfläche I. Ordnung entsteht.

Numerische Werte der Masse und Dichte der Erde sowie ihrer Hauptträgheitsmomente

Von Prof. Dr. A. Berroth

Es wurde der theoretische Zusammenhang der grundlegenden Massenkonstanten der Erde dargestellt und auf Grund der neuesten geodätisch-astronomischen Messungsergebnisse die numerische Berechnung der genannten Größen und ihrer mittleren Fehler durchgeführt. Dabei ergaben sich auch sicherere Werte der Konstanten des Helmhertischen Dichtegesetzes, welches zugleich so gestaltet wurde, daß zukünftige Veränderungen der Messungsergebnisse in einer Differentialformel berücksichtigt sind.

Die Schweremessungen in Verbindung mit der Clairautschen Theorie dürften das genaueste Hilfsmittel zur Berechnung der Masse der Erde und der Differenz ihrer Hauptträgheitsmomente sein. Um die Absolutwerte der Hauptträgheitsmomente zu finden, muß man die astronomische Präzession zu Hilfe nehmen. Auf diesen beiden Grundlagen ist auch das Helmhertsche Dichtegesetz aufgebaut, von welchem außerdem verlangt wird, daß es die bestbekannten Dichtewerte an der Oberfläche und im Erdzentrum, sowie die mittlere Dichte richtig wiedergibt.

Eine besondere Veranlassung zur Berechnung der Konstanten war gegeben durch das Vorliegen der von Helmert, Hayford und Heiskanen mit großer Sicherheit ermittelten Erddimensionen, durch die ebenfalls besser bekannt gewordenen Dichteverhältnisse der Erde und schließlich durch die bedeutungsvolle neue Festlegung eines Systems astronomischer Konstanten durch de Sitter 1938.

Es ist im folgenden die Rede von zwei Größen, von welchen die eine von niederländischen und englischen Astronomen treffend als „dynamische Abplattung“ (flattening) bezeichnet wurde — wohl, weil sie in der Umlaufbewegung der Erde eine Rolle spielt und zugleich ein Charakteristikum des abgeplatteten physischen Erdkörpers darstellt.

In Weiterverfolgung dieser Namensbildung wurde die zweite Größe vom Verf. als „statische Abplattung“ bezeichnet — weil ihr Auftreten nicht an Bewegung gebunden ist, aber ebenfalls mit der Abplattung zusammenhängt.

Die gewöhnlich als Abplattung bezeichnete Größe ist als „geometrische Abplattung“ hiervon zu unterscheiden.

1. Die statische Abplattung der Erdmasse stellt das Verhältnis dar der Differenz der Hauptträgheitsmomente zum größt überhaupt möglichen Trägheitsmoment, das man mit der Gesamtmasse im Abstand des Äquatorhalbmessers bilden kann:

$$G = \frac{1}{a_0^2 M} \int (x^2 + y^2) dm - \frac{1}{2 a_0^2 M} \left[\int (y^2 + z^2) dm + \int (x^2 + z^2) dm \right],$$

$$G = \frac{C - \frac{A + B}{2}}{a_0^2 M}.$$

Mit den Bezeichnungen von Helmert, Höhere Geodäsie II, S. 77, ist für die Schwerkraft am Äquator und am Pol:

$$g_a = \frac{M k^2}{a_0^2} + \frac{3}{2} \frac{k^2}{a_0^4} \left(C - \frac{A + B}{2} \right) - \omega^2 a_0 + \dots \text{Gl. h. 0} \dots \dots (1)$$

$$g_p = \frac{M k^2}{a_0^2 (1 - \alpha)^2} - \frac{3 k^2}{a_0^4 (1 - 4 \alpha)} \left(C - \frac{A + B}{2} \right) + \dots \dots \dots (2)$$

Daraus folgt für die Masse:

$$M = \frac{g_a a_0^2}{k^2} - \frac{3}{2} \frac{a_0^2}{a_0^2} \left(C - \frac{A + B}{2} \right) + \frac{\omega^2 a_0^3}{k^2} + \dots \dots \dots (3)$$

$$M = \frac{g_p a_0^2 (1 - \alpha)^2}{k^2} + \frac{3}{a_0^2} (1 + 2 \alpha) \left(C - \frac{A + B}{2} \right) + \dots \dots \dots (4)$$

Ferner gilt:

$$\frac{1}{b_0} - \frac{1}{a_0} = \frac{1}{2 a_0^3 M} \left(C - \frac{A + B}{2} \right) + \frac{1}{a_0^3 (1 - \alpha)^3} \left(C - \frac{A + B}{2} \right) + \frac{\omega^2 a_0^2}{2 M k^2} + \dots (5)$$

Daraus folgt:

$$\left(C - \frac{A + B}{2} \right) = M \left(\alpha - \frac{\omega^2 a_0^3 (1 - \alpha)}{2 M k^2} \right) : \left(\frac{1 - \alpha}{2 a_0^2} + \frac{1}{a_0^2 (1 - \alpha)^2} \right) + \dots \dots (6)$$

Die Formeln (3) und (4) werden beide angewandt, um sowohl die Messungswerte der Äquatorkonstanten als der Breitenvariation einzuführen.

Mit den am Schluß zusammengestellten mittleren Ausgangswerten erhält man aus (3), (4), (6) im absoluten Maßsystem:

$$\left. \begin{aligned} M &= (5965.6 - 9.8 + 20.7) \cdot 10^{24} = 5976.5^* \cdot 10^{24} + 8.9603 \cdot 10^{34} dk^2 \\ M &= (5956.8 + 19.8) \cdot 10^{24} = 5976.6 \cdot 10^{24}, k^2 = 66.70 \cdot 10^{-9} \end{aligned} \right\} (6a)$$

$$\begin{aligned} C - \frac{A+B}{2} &= 5976.5 \cdot 10^{24} (3.363606 - 1.72494) 10^{-3} : \\ &: (1.2248 + 2.4746) \cdot 10^{-18} \\ &= 26.473 \cdot 10^{41} \dots \dots \dots (6b) \end{aligned}$$

und daraus:

$$\frac{C - \frac{A+B}{2}}{a_0^2 M} = 0.00108876. \pm 15$$

Etwas andere Formeln, die gleichzeitig im Zusammenhang mit H in der folgenden Nr. (2) stehen, hat W. de Sitter**) angewandt, dem wir wegen der nötigen Umrechnung hier folgen. Mit R_1 = mittlerer Erdhalbmesser, g_1 = mittlere Schwere, \varkappa und λ_1 = kleine Konstanten, die von der inneren Massenverteilung abhängen, ist:

$$\begin{aligned} J &= \frac{3}{2} \frac{C-A}{a_0^2 M} = q \cdot H, \\ \varrho_1 &= \frac{\omega^2 R_1^2}{M k^2}, \\ \alpha &= \left(J + \frac{1}{2} \varrho_1 \right) \left(1 + \frac{1}{2} J + \frac{3}{28} \varrho_1 \right) - \frac{4}{7} \varkappa, \\ q &= 1 - \frac{1}{3} \varrho_1 - \frac{2}{5} \left(1 - \frac{2}{3} \alpha \right) \frac{\sqrt{1+\eta_1}}{1+\lambda_1}, \\ 1 + \eta_1 &= \left[2 \varrho_1 - J + \frac{4}{21} \alpha^2 - \frac{5}{7} \alpha \varrho_1 + \frac{10}{21} \varrho_1^2 \right] : \left[\alpha - \frac{5}{42} \alpha^2 + \frac{4}{7} \varkappa \right]. \end{aligned}$$

Mit $\alpha = 1/296.753$, $a_0 = 6378387$ und $H = 0.003279423$ [s. Nr. (2)] erhält de Sitter folgende Zahlenwerte:

$$\begin{aligned} R_1 &= 6371260, & g_1 &= 979.770, \\ \varrho_1 &= 0.00344993, & 1 + \eta_1 &= 1.56089, & q &= 0.50043, \\ & \pm 2 & & \pm 74 & & \pm 14 \\ J &= 0.00164112 \\ & & & & & \pm 97 \end{aligned}$$

*) Dies ist die Masse ohne die Atmosphäre, letztere beträgt $8.65 \cdot 10^{-7} \cdot M$. Mit Berücksichtigung der höheren Glieder von 1. und 2. erhält man den Mittelwert $5976.56 \cdot 10^{24}$.

**) W. de Sitter: On the system of astronomical constants. Bull. Astr. Inst. Netherlands VIII, S. 212—231 (1938). Diesem Autor konnten die auf Grund isostatischer Reduktionen von Heiskanen 1938 berechneten Erddimensionen noch nicht bekannt sein, welche die Abplattungsreziproke erhöhen.

Da $J = \frac{3}{2}G$ ist, erhalten wir nach dieser Berechnungsweise:

$$G = 0.00109408.$$

Dies auf die von uns zugrunde gelegte wahrscheinlichere mittlere Abplattung $\alpha = 1/297.3$ umgerechnet gibt ($\partial G/\partial \alpha = 0.667$):

$$\frac{C - \frac{A + B}{2}}{a_0^2 M} = 0.00108994 \pm 15$$

Dies mit unserem Wert 0.00108876 gemittelt, gibt den endgültigen Ausgangswert für die numerische Rechnung:

$$G = 0.00108935^*) [7.0371675 - 10] \dots \dots \dots (7) \pm 2$$

2. Die dynamische Abplattung der Erdmasse stellt das Verhältnis der Differenz der Hauptträgheitsmomente zum größten Hauptträgheitsmoment dar:

$$H = 1 - \frac{\int (y^2 + z^2) dm + \int (x^2 + z^2) dm}{2 \int (x^2 + y^2) dm},$$

$$H = \frac{C - \frac{A + B}{2}}{C}.$$

Diese Konstante ist ein Hauptbestandteil der Theorie der Bewegung der Ekliptik unter dem Einfluß der Planeten und mit der Präzessions- und Nutationskonstanten P und N entsprechend Newcombs Definition verbunden durch:

$$\left. \begin{aligned} P &= \{ \alpha + \beta \mu / (1 + \mu) \} H \\ N &= \{ \gamma \mu / (1 + \mu) \} \cos \Theta \cdot H, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

wo μ das Verhältnis der Mondmasse zur Erdmasse, Θ der Winkel zwischen dem instantanen Äquator und der instantanen Ekliptik, α, β, γ gewisse astronomische Funktionen sind.

Um die Berechnungsweise des wichtigen Zahlenwertes H zu erkennen, folgen wir de Sitter, a. a. O., S. 224.

Aus den Beobachtungen der allgemeinen Präzession in Länge p , der berechneten geodätischen Präzession (Bewegung des Längennullpunkts auf der Ekliptik) p_g , und der planetarischen Präzession λ :

$$\begin{aligned} p &= 5026''000 + 2''2337 T + 0''00014 T^2, \\ p_g &= 1''915, \\ \lambda &= 12''493 - 1''8959 T - 0.00004 T^2, \\ \Theta &= 23^\circ 27' 8''29 - 47''080 T - 0''0059 T^2 + 0''00186 T^3, \\ p_0 &= 5039''376, \quad T = \text{trop. Jahrhundert ab 1900} \end{aligned}$$

*) Aus dem Breitenstörungsglied des Mondes folgt unter Zugrundelegung der gleichen Abplattung 1/297.3 der Wert 0.0010892 — wie an anderer Stelle ausgeführt werden soll.

folgt die Präzessionskonstante und die Nutationskonstante:

$$P = (p + p_g + \lambda \cos \Theta) / \cos \Theta = p_0 / \cos \Theta = 5493''156 - 0''003692 T \text{ (beob.)},$$

$\pm 175 \qquad \qquad \qquad \pm 25$

während der eingeführte Wert H zu $P = 5493.157$ führt,

$$N = 9''2075 \text{ (beob.)}, \text{ während der Wert } H \text{ zu } 9''2181 \text{ führt*}.$$

$\pm 20 \qquad \qquad \qquad \pm 15$

Die Glieder α, β, γ sind:

$$\begin{aligned} \alpha &= 530977''04, \\ \beta &= 94419319'', \\ \gamma &= 252871''. \end{aligned}$$

Mit $\mu = 1/81.53$ erhält man aus (8) den Wert:

± 4

$$H = 0.003\,279\,423 \text{ [7.515\,797\,4 --- 10] } \dots \dots \dots (9)$$

$\pm 1\,10$

Aus (7) und (9) ergeben sich die Absolutwerte von C und $\frac{A+B}{2}$:

$$\left. \begin{aligned} C &= \frac{G}{H} a_0^2 M, \\ \frac{A+B}{2} &= C - CH = C - G a_0^2 M. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

Man kann nun mit dem gut bekannten Wert a_0 und dem gewonnenen M unter Hinzufügung des am Schluß aufgeführten Beobachtungswertes $B - A$ die Absolutwerte der 3 Trägheitsmomente berechnen. Man erhält:

$$\left. \begin{aligned} C &= 0.332\,177\,4 a_0^2 M, \\ \frac{A+B}{2} &= 0.331\,088\,0 a_0^2 M, \\ - \frac{A+B}{2} &= 0.000\,015\,0 a_0^2 M, \\ B &= 0,331\,103\,0 a_0^2 M, \\ A &= 0.331\,073\,0 a_0^2 M. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

3. *Das Dichtegesetz.* Trotz der auf Grund der Erdbebenbeobachtungen vermuteten Dichtesprünge hält der Verf. ein kontinuierliches Dichtegesetz für das entwicklungsgeschichtlich allein mögliche. Hierzu ist auf W. Schweydar** zu verweisen, der nachweist, daß bei kontinuierlicher Dichtezunahme

*) Eine Erörterung über diese Differenz stellt Dirk Brouwer bei de Sitter S. 226 an.

***) W. Schweydar: Theorie der Deformation der Erde. Veröff. d. Preuß. Geod. Inst. (N. F.) Nr. 66; siehe auch B. Gutenberg: Physics of the Earth VII, S. 385 (1939).

durch das rasche Anwachsen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit Dichtesprünge vorgetäuscht werden können. In das Helmhertsche Dichtegesetz:

$$\Theta = \Theta_c \left\{ 1 + d_1 \left(\frac{a}{a_0} \right)^2 + d_2 \left(\frac{a}{a_0} \right)^4 \right\} \dots \dots \dots (12)$$

werden die Werte (6a) und (11) eingeführt, sowie

$$\Theta_m = M / \frac{4}{3} \pi a_0^3 (1 - \alpha) = 5.517 \dots \dots \dots (13)$$

Durch den Faktor $(1 - \alpha)$ wird ausgedrückt, daß für das Dichtegesetz die substituierte homogen geschichtete Kugel den gleichen Rauminhalt haben soll wie das Ellipsoid a_0, b_0 . Um die Koeffizienten des Dichtegesetzes richtig zu erhalten, ist zu setzen:

$$C_0 = \frac{1}{2} \left(C + \frac{A + B}{2} \right) = 0.331\ 632\ 7\ a_0^2 M \dots \dots \dots (14)$$

Mit (12) erhalten wir nach Helmert, II, S. 474 für die Masse und das mittlere Trägheitsmoment der Kugel:

$$\left. \begin{aligned} M &= \frac{4}{3} \pi \Theta_c a_0^3 \left(1 + \frac{3}{5} d_1 + \frac{3}{7} d_2 \right), \\ C_0 &= \frac{8}{15} \pi \Theta_c a_0^5 \left(1 + \frac{5}{7} d_1 + \frac{5}{9} d_2 \right), \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15)$$

und somit durch Einsetzen der Werte (13) und (14) in (15) und bei der dritten folgenden Gleichung für $a = a_0$

$$\left. \begin{aligned} \Theta_m (1 - \alpha) &= \Theta_c \left(1 + \frac{3}{5} d_1 + \frac{3}{7} d_2 \right), \\ \frac{5}{2} \cdot 0.331\ 632\ 7 (1 - \alpha) \Theta_m &= \Theta_c \left(1 + \frac{5}{7} d_1 + \frac{5}{9} d_2 \right), \\ \Theta_0 &= \Theta_c (1 + d_1 + d_2). \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

Daraus folgt für $\Theta_m = 5.517$ und dem wohlbekanntem Oberflächenwert $\Theta_0 = 2.60$ das Dichtegesetz:

$$\Theta = 11.264 \left\{ 1 - 1.067 \left(\frac{a}{a_0} \right)^2 + 0.298 \left(\frac{a}{a_0} \right)^4 \right\} \dots \dots \dots (17)$$

Veränderungen durch neue Beobachtungen sind hierbei nur möglich bei den Größen M, G, H und a_0 .

Man erhält für alle 3 Trägheitsmomente gültig:

$$\begin{aligned} dC &= 7.43105 \cdot 10^6 \cdot 10^{41} dG - 2.48288 \cdot 10^6 \cdot 10^{41} dH \\ &+ 1.3593 \cdot 10^{17} dM \quad + 2.5474 \cdot 10^{36} da_0 \dots \dots \dots (18) \end{aligned}$$

Dies gibt das vollständige Dichtegesetz:

$$\Theta = (11.264 - 0.0088 \cdot 10^{-41} dC) \cdot \left\{ 1 - (1.067 - 0.00195 \cdot 10^{-41} dC) \left(\frac{a}{a_0} \right)^2 + (0.298 - 0.00175 \cdot 10^{-41} dC) \left(\frac{a}{a_0} \right)^4 \right\} \dots \dots \dots (19)$$

oder mit Weglassung des unbedeutenden Gliedes da_0 :

$$\Theta = (11.264 - 65.393 \cdot 10^3 dG + 21.850 \cdot 10^3 dH - 0.01229 \cdot 10^{-24} dM) \cdot \left\{ 1 - (1.067 - 14.490 \cdot 10^3 dG + 4.842 \cdot 10^3 dH - 0.00265 \cdot 10^{-24} dM) \cdot \left(\frac{a}{a_0} \right)^2 + (0.298 - 13.004 \cdot 10^3 dG + 4.345 \cdot 10^3 dH - 0.00237 \cdot 10^{-24} dM) \left(\frac{a}{a_0} \right)^4 \right\}. \quad (20)$$

Die Koeffizienten von (18), (19), (20) sind unter Zugrundelegung der Werte in der Endtabelle berechnet. Das gefundene Dichtegesetz entspricht 5 Messungskonstanten: der Oberflächendichte $\Theta_0 = 2.60$, der mittleren Dichte $\Theta_m = 5.517$, der zentralen Dichte $\Theta_c = 11.264$, der Gesamtmasse $M = 5976.56 \cdot 10^{24}$ und den Hauptträgheitsmomenten $C = 8076.8 \cdot 10^{41}$ und $\frac{A+B}{2} = 8050.3 \cdot 10^{41}$.

4. *Mittlere Fehler der abgeleiteten Größen.* Für die meisten Anwendungen ist es von Wichtigkeit, zu wissen, wie genau die abgeleiteten Größen sind.

Bei Berechnung der Masse liefert die Unsicherheit in k^2 den Hauptanteil [weshalb in (6a) ein Glied dk^2 aufgenommen ist], nämlich $\pm 4.5 \cdot 10^{24}$, der absolute Fehler in g beträgt*) $\pm 6 \cdot 10^{-3}$ und der in $a_0 \pm 5 \cdot 10^3$, so daß ein Gesamtfehler in M von $\pm 5 \cdot 10^{24}$ resultiert, d. h. 1/1200.

Der Fehler in $\left(C - \frac{A+B}{2} \right)$ beträgt rund 1/700, da der Fehler $d\alpha/\alpha = 1/700$ ist.

Die Fehler der *Hauptträgheitsmomente* folgen aus der Differentialformel(18). Dazu muß man noch die Einzelfehler kennen. Diese betragen in $G \pm 2 \cdot 10^{-6}$, in $H \pm 1 \cdot 10^{-6}$, in $M \pm 5 \cdot 10^{24}$, in $a_0 \pm 5 \cdot 10^3$, so daß sich daraus für alle 3 Hauptträgheitsmomente der Fehler zu $\pm 20 \cdot 10^{41}$ errechnet, d. h. 1/400 des Wertes — was in Anbetracht der Unzugänglichkeit dieser Größen als eine Meisterleistung der astronomischen und geodätischen Technik bezeichnet werden muß.

Zur Unterstützung der Vorstellung kann die Angabe dienen, daß die Absolutwerte der Hauptträgheitsmomente heute um ein geringes besser als mit dem Genauigkeitsbetrag bekannt sind, welcher der Wirksamkeit des Äquatorwulstes entspricht. Die Differenz der Hauptträgheitsmomente,

*) Die neuesten absoluten Bestimmungen g in Washington 1937 und London 1939 können erst berücksichtigt werden, wenn die Differenzen gegen Potsdam mit Gravimetern kontrolliert sind.

d. h. in erster Linie die Wirkung des Äquatorwulstes selbst, ist infolge ihres direkten Eingehens in die Messungen, wohl 500mal so genau bekannt.

Für den Zusammenhang zwischen den Messungsgrößen und der Abplattung besteht noch folgende nützliche Beziehung:

$$\left. \begin{aligned} d\alpha &= 1.50 dG, \\ d\alpha &= 0.51 dH + 0.20 \cdot 10^{-47} dC - 0.27 \cdot 10^{-30} dM - 0.51 \cdot 10^{-11} da_0. \end{aligned} \right\} (21)$$

Am Fehler der m -Erddichte $\Theta_m = 5.517$ ist in erster Linie wieder k^2 beteiligt, so daß diese auf 1/1000 unsicher ist. Der Fehler der zentralen Erddichte $\Theta_c = 11.26$ ist aus (20) zu ermitteln; dieser Anteil beträgt ± 0.15 . Hierzu tritt noch der Fehleranteil, der aus der physischen Unvollkommenheit des angewandten Fehlergesetzes entspringt und der nur abgeschätzt werden kann; wenn man dafür nochmals ± 0.20 annimmt, so errechnet sich der Fehler von Θ_c zu ± 0.25 . Die Erddichte im Zentrum entspricht ziemlich genau dem spezifischen Gewicht von Blei.

Wie auf anderen Gebieten, so kommt man auch in diesem Zusammenhang zu der Schlußfolgerung, daß es im Bereich der Gravitation zwei besonders wesentliche Zukunftsaufgaben gibt: Die Erhöhung der Genauigkeit in der Kenntnis der Gravitationskonstanten und der absoluten Schwerkraft eines Zentralpunktes — wiewohl letztere der hohen Leistung der modernen statischen Gravimeter angeglichen werden muß.

5. Zusammenstellung berechneter Erdkonstanten (im absoluten Maßsystem).

Erdmasse: $M = 5976.56 \cdot 10^{24} \pm 5 \cdot 10^{24}$
 [27 · 7764517]

Hauptträgheitsmomente: $C = 8076.77 \cdot 10^{41} \pm 20 \cdot 10^{41}$,
 $B = 8050.6 \cdot 10^{41} \pm 20 \cdot 10^{41}$
 $A = 8049.9 \cdot 10^{41} \pm 20 \cdot 10^{41}$.

$$\begin{aligned} a_0^2 M &= 24314.9 \cdot 10^{41} \pm 21 \cdot 10^{41} \\ C - \frac{1}{2}(A + B) &= 8050.3 \cdot 10^{41} \pm 20 \cdot 10^{41} \\ C - \frac{1}{2}(A + B) &= 26.487 \cdot 10^{41} \pm 0.04 \cdot 10^{41} \\ (B - A) &= 0.72 \cdot 10^{41} \pm 0.08 \cdot 10^{41}. \end{aligned}$$

$$\left(C - \frac{A+B}{2}\right) / a_0^2 M = G = 0.00108935 \pm 2 \cdot 10^{-6}$$

$$\left(C - \frac{A+B}{2}\right) / C = H = 0,00327942_3 \pm 1.1 \cdot 10^{-6}$$

$$\left(C - \frac{A+B}{2}\right) / \frac{A+B}{2} = 0.0032901 \pm 1.1 \cdot 10^{-6}$$

$$\left(C - \frac{A+B}{2}\right) / M = 4.4296 \cdot 10^{14} \pm 1.2 \cdot 10^{12}$$

$$C / \frac{A+B}{2} = 1.00329, \quad C/M = 1.35143, \quad \frac{A+B}{2} / M = 1.34700,$$

$$C = 0,3321774 a_0^2 M, \quad \frac{A+B}{2} = 0.3310880 a_0^2 M, \quad B - A = 0.000030 a_0^2 M.$$

Erddichte: $\theta_0 = 2.60 \pm 0.05$
 $\theta_m = 5.517 \pm 0.006$
 $\theta_c = 11.26 \pm 0.25.$

Ausgangswerte: $a_0 = 637\,837\,800 \pm 5000$
 $[8.804\,710\,3]$
 $\alpha = 1/297.3 = 0.003\,363\,606$
 $\pm \cdot 4$
 $g_a = 978.0507 \pm 0.004$ [abs. ± 0.006]
 $g_p = 983.2265 \pm 0.004$ [abs. ± 0.006]
 $\omega = 7.292\,12 \cdot 10^{-5} = 2\pi/86\,164.09$
 $k^2 = 66.70 \cdot 10^{-9} [2.824\,125\,8 - 10] \pm 5 \cdot 10^{-11}.$

Das Mittel aus den drei wichtigsten Werten (von denen Nr. 2 das 1924 und 1930 angenommene internationale Ellipsoid darstellt), dürfte das für absehbare Zeit erreichbare Optimum sein. 1. ist ohne isostatische Reduktionen, 2. mit solchen in USA., 3. mit solchen auf allen Stationen erhalten worden.

Ellipsoid	Äquator- konstante	Breitenglied	Abplattung	m. Äquator- Halbachse
1. Helmert*) 1915	978.052	0.005285	1/296.7	637835000**)
2. Hayford***) 1909/1930	978.049	0.0052884	1/297.0	637838800
3. Heiskanen†) 1938	978.051	0.0053027	1/298.3	637839700
Mittel.....	978.0507	0.0052920	1/297.3	637837800

	Längenglied
Helmert 1915.....	0.000018 $\cos^2 (L + 17^\circ) \cos^2 B$
Hayford	—
Heiskanen 1938	0.0000276 $\cos^2 (L + 25^\circ) \cos^2 B$
Mittel.....	0.000023 $\cos^2 (L + 21^\circ) \cos^2 B$

$B - A = 0.000030 a_0^2 M, a - b = 28500, a_0(21^\circ \text{ W. Gr.}) = 637847200,$
 $b_0(69^\circ \text{ O. Gr.}) = 637818700.$

*) Sitzungsber. Berl. Akad. d. Wiss. 1915, S. 676—685; vgl. hierzu A. Berroth: Gerlands Beitr. z. Geophys. 14, 215 (1916).

**) Zeitschr. f. Vermessungsw. 1913, S. 753.

***) Coast and Geodetic Survey, s. Zeitschr. f. Vermessungsw. 1911, S. 534; vgl. hierzu G. Cassinis: Bull. geod. 26, 40 (1930).

†) Veröff. d. Finn. Geod. Inst. Nr. 6, Helsinki 1926; Veröff. d. Isostat. Inst.: Investigations of the gravity formula, Helsinki 1938. — Bemerkung des Verf.: Die Berechnungen von Heiskanen 1938 wurden nur mit gleichem Gewicht berücksichtigt, da der Verf. gegenüber derartig eingreifenden Reduktionen deswegen Bedenken hat, weil sie die Gefahr einer systematischen Verfälschung in sich bergen und zudem die Isostasie nur regional, nicht aber lokal vorhanden ist.

Ein dynamisch-elastischer Schweremesser

Von **Karl Kilchling** *). — (Mit 1 Abbildung)

Es wird das Prinzip eines Schweremessers beschrieben, der aus einer transversal schwingenden Saite und einem Federsystem besteht, die zusammen eine Last tragen, so zwar, daß die Lastverteilung auf Saite und Federn willkürlich vorgenommen werden kann und daß die Änderung der Last nur an der Saitenspannung wirksam wird.

Die Schwingungszahl einer durch die Kraft P gespannten Saite wird wiedergegeben durch die bekannte Formel

$$n = \frac{1}{2L} \cdot \sqrt{\frac{P}{m}}.$$

Ist die spannende Kraft P ein Gewicht, so ist $P = M \cdot g$ und $n = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{M \cdot g}{m}}$.

Eine Änderung der Schwerebeschleunigung um dg hat eine Änderung dP des Gewichts und dn der Schwingungszahl zur Folge. Es ist also möglich, Änderungen der Schwere durch Beobachtung der Schwingungszahl einer durch ein Gewicht gespannten Saite zu messen.

Die Änderung dn der Schwingungszahl in Abhängigkeit von der Gewichtsänderung ist

$$dn = \frac{n}{2P} \cdot dP = \frac{n}{2g} \cdot dg.$$

Wie bei Pendelapparaten ist dn zu messen durch Vergleich mit einer Normal-schwingung.

Wenn eine Stahlsaite von 10 cm Länge und 0.016 cm Dicke durch ihre halbe Reißlast $P = 1$ kg gespannt ist, so ist ihre Schwingungszahl $n = 1250$. Nimmt die Schwere zu um $dg = 0.001$ Gal = 1 Milligal, so wächst die Schwingungszahl um $dn = 0.625 \cdot 10^{-3}$ Schwingungen pro Sekunde.

Da durch die Zunahme der Saitenspannung auch die Saitenlänge größer wird, so muß auch der Einfluß der Saitenverlängerung untersucht werden. Es ist

$$\begin{aligned} dn &= \partial_1 n + \partial_2 n = \frac{\partial n}{\partial P} \cdot dP + \frac{\partial n}{\partial L} \cdot dL \\ &= \frac{\partial n}{\partial g} \cdot dg + \frac{\partial n}{\partial L} \cdot dL = n \cdot \left(\frac{dg}{2g} - \frac{dL}{L} \right), \end{aligned}$$

wobei $\partial_1 n$ die Frequenzänderung ist, die als Folge der Spannungsänderung der Saite auftritt = $0.625 \cdot 10^{-3}$ und $\partial_2 n$ die Frequenzänderung, die infolge der Saitenlängenänderung entsteht. Aus dem Dehnungsmodul von Stahl

*) Dr. Karl Kilchling, Freiburg i. Br., Zasiusstr. 43.

$R = 2 \cdot 10^{12}$ Dyn/cm² ergibt sich für ein Milligal die Längenänderung $dL = 2.5 \cdot 10^{-8}$ cm und dadurch eine Frequenzänderung $\partial_2 n = -0.003 \cdot 10^{-3}$, so daß $dn = 0.622 \cdot 10^{-3}$. Die Längenänderung kann also vernachlässigt werden.

Wenn auch die berechnete Frequenzänderung pro Milligal klein ist, so wäre sie doch mit den heute zur Verfügung stehenden Mitteln meßbar, wenn z. B. die Saitenschwingung durch einen Röhrengenerator in Gang gehalten und mit einem Frequenznormal verglichen wird, das aus einem stabilisierten, quarz-, stimmgabel- oder saitengesteuerten Röhrengenerator bestehen kann.

Nun ist es aber durch einen einfachen Kunstgriff*) möglich, die Wirkung einer Schwereänderung an einer durch ein Gewicht gespannten Saite beliebig zu vergrößern, indem man ein Gewicht durch die Saite und ein Federsystem

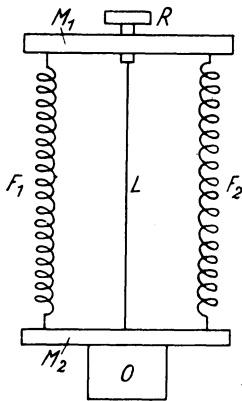


Fig. 1

zugleich tragen läßt, und zwar so, daß dieses den Hauptteil und die Saite einen kleinen Bruchteil der Last übernimmt, etwa so, wie es in der Figur veranschaulicht ist. Die Saite L ist an zwei Querbalken M_1 und M_2 befestigt. Zu ihren beiden Seiten sind die Federn F_1 und F_2 angeordnet, die mit der Saite zusammen die Last O tragen. Durch die Einstellvorrichtung R kann die Lastverteilung auf Saite und Federn beliebig eingestellt werden. Federn aus 3 mm dickem Stahldraht und einem Windungsdurchmesser von 2 cm ertragen eine Belastung von je 25 kg, zusammen von 50 kg. Diese Last kann so verteilt werden, daß z. B. die Saite 0.050 kg trägt, während auf die Federn 49.950 kg \approx 50 kg entfallen, so daß das Verteilungsverhältnis 1 : 1000 ist. Dann ist die Schwingungszahl der im obigen Beispiel benutzten

Saite = 284. Eine Schwerezunahme um $dg = 1$ Milligal bewirkt eine Zunahme der Gesamtlast um 50 Dyn. Da die Saite praktisch dadurch keine Dehnung erfährt, während die Federn elastisch nachgeben, wirkt sich diese Kraftzunahme nur an der Saite aus im Sinne einer Zunahme der Schwingungszahl

$$dn = \frac{n \cdot dP}{2P} = \frac{284 \cdot 50}{2 \cdot 50000} = 0.142 \text{ Schwingungen pro Sekunde.}$$

Mit einer Normalfrequenz von 284 Schwingungen kombiniert, entsteht nach rund 7 Sekunden eine Schwebung. Die Beobachtungszeit kann also sehr kurz gehalten werden. Eine Schwereänderung von 0.1 Milligal ist danach mit Sicherheit und in kurzer Frist meßbar.

Die Mitteilung von Meßergebnissen hierzu ist für einen späteren Zeitpunkt vorbehalten.

*) DRP. angemeldet.

Versuche mit einer neuartigen Schneidentlastung

Von Stephan v. Thyssen*). — (Mit 4 Abbildungen)

Es wird eine Vorrichtung beschrieben, die eine Verringerung des Auflagedruckes von Stahlschneiden mit Hilfe eines symmetrisch wirkenden Magnetfeldes ermöglicht. Versuche sind an einer Hebelwaage und an einem Schwerependel vorgenommen worden.

Die wachsenden Anforderungen, die an Schneidengeräte auch für geophysikalische Zwecke [7]**) gestellt werden, finden in manchen Fällen heute ihre Begrenzung in der Unzulänglichkeit der Schneiden selbst. Schwierigkeiten treten besonders bei stark beanspruchten Schneiden, wie z. B. beim Schwerependel [6], auf.

Falls größere Massen noch mit hoher Genauigkeit bestimmt werden sollen, sind schneidengelagerte Systeme im üblichen Sinne kaum mehr zu gebrauchen, da vor allem die Empfindlichkeit von der Belastung abhängig ist***). So zeigen empfindliche Waagen auch eine mehr oder weniger starke Abnahme†) der Schwingungszeit bei steigender Belastung. Die Forderung nach einer möglichst konstanten Schneidenbelastung bei genauen Messungen besteht hier also bestimmt zu Recht.

Starke Druckdeformation von Schneide und Pfanne durch zu große Belastung können ebenfalls noch eine Reihe anderer recht unangenehmer Wirkungen nach sich ziehen, wie erhöhte Abnutzung der Schneide, Reibungsverluste, Verlagerungen des Drehpunktes, Unsicherheit in der Einstellung. Obwohl das einschlägige Schrifttum den Schneideneinfluß auf Präzisionsmessungen sowohl experimentell als auch theoretisch weitgehend geklärt hat, haben alle diese Arbeiten keine prinzipiell neuen Konstruktionsmöglichkeiten erbracht, die Schneidenbelastung konstant und gering zu halten. Um hier weiterzukommen, wird man sich deshalb zur Aufgabe der gebräuchlichen Konstruktion entschließen und einige einschneidende Änderungen zulassen müssen ††).

*) Dr. Stephan Baron v. Thyssen-Bornemisza, Hannover, Gellertstr. 25 A.

**) Hierzu gehören unter anderem das Schwerependel, die magnetische Feldwaage, gewisse Seismographen- und Gravimeterkonstruktionen [11].

***) Analysenwaagen mittlerer Tragkraft, also von 50 bis 1000 g, können unschwer für eine Empfindlichkeit von 10^{-7} gebaut werden. An feinere Waagen für physikalische Zwecke läßt sich diese noch um eine Zehnerpotenz steigern [1]. Die relative Meßgenauigkeit der Hebelwaage hat bei etwa 10^{-8} ihre Grenze [8].

†) Gute Waagen sind meistens so gebaut, daß bei steigender Belastung die Empfindlichkeit vorerst noch etwas zunimmt, um dann mehr oder minder stark abzunehmen.

††) Nicht unerwähnt darf bleiben, daß man als Ersatz für das Schneidengelenk schon häufig das elastische (Feder-) Gelenk für Waage und Pendel [2] vorgeschlagen und auch benutzt hat. Das Federgelenk wurde bereits 1891 von Weber in dem Waagen-

Im nachfolgenden wird eine vom Verfasser vorgeschlagene Art der Schneidenlagerung beschrieben, die es gestattet, bei zunehmender Belastung des gelagerten Systems den Auflagedruck der Schneide konstant und gering zu halten, d. h. die unvermeidliche Lagerreibung teilweise aufzuheben. Dieses geschieht durch Überkompensierung des normalen durch die Schwerkraft bedingten Auflagedruckes mit Hilfe eines entsprechenden elektromagnetischen Feldes*), weshalb Unterlage und Auflage auf den Kopf gestellt werden. Mit anderen Worten, es hängt das gelagerte System vermittels einer Schneide aus Stahl je nach der Konstruktion an einem Pol oder auch an beiden Polen eines Magneten, wobei der Andruck bzw. Auflagedruck selbst von der Intensität des elektromagnetischen Feldes abhängig ist.

Falls sich vermittels eines elektromagnetischen Feldes der Schneidenauflagedruck ändern läßt, ist es möglich, bei verschiedener äußerer Belastung des schneidegelagerten Systems stets den gleichen Auflagedruck einzustellen. Für die Hebelwaage würde dieses einen Vorteil bedeuten, weil die im wesentlichen schneidenbedingte Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Belastung vielleicht vermieden werden kann. Allerdings ist man naturgemäß an Stahlschneiden gebunden, was jedoch in den meisten Fällen ohne weiteres in Kauf genommen werden kann.

Eine nach dem neuen Prinzip gebaute Hebelwaage ist in Fig. 1 wiedergegeben**). Eine Schnittskizze dieses Gerätes zeigt Fig. 2. Wir erkennen den Waagebalken *W*, dessen Schneide *S* nicht der Schwerkraft folgend auf einer Pfanne ruht, sondern vom Polschuh des von einer Batterie***) gespeisten Elektromagneten *M* festgehalten wird †). Die Schneide und die Schneidenauflagefläche des Polschuhs bestehen aus besonders gehärtetem Stahl. Die Auflagefläche selbst ist 1 mm breit und 15 mm lang. Der Waagebalken aus eisenfreiem Aluminium ist so konstruiert, daß der Schwerpunkt des schwingenden Systems nach Belieben direkt in oder etwas über oder unter den Drehpunkt gelegt werden kann. Zwei eisenfreie Schalen können an den Enden des Waagebalkens vermittels dünner Tragbänder oder Fäden aufgehängt werden.

bau eingeführt [3]. Bewährte Seismographen und Gravimeterkonstruktionen verwenden ebenfalls elastische Gelenke und Bandaufhängungen zur Lagerung der hochempfindlichen Systeme. Obwohl manches für die Feder- oder Bandaufhängung spricht, hat das elastische Gelenk die Schneide im wesentlichen nicht verdrängen können. Gründe hierfür sind in der einschlägigen Literatur behandelt. (Siehe z. B. Literatur [9], S. 235.)

*) Magnetisch entlastete senkrechte Drehachsen sind bereits im Elektrizitätszählerbau vorgeschlagen worden. Siehe hierzu DRP. Nr. 173 839.

***) Das Gerät wurde in der feinmechanischen Werkstätte der „SEISMOS“ gebaut.

***) Als Stromquelle wird am besten eine 6 Volt-Starter-Batterie verwendet.

†) Der stabförmige Elektromagnet (siehe Fig. 1) ist inzwischen durch einen U-förmigen Magneten mit besonderer Kühlvorrichtung ersetzt worden, wobei beide zusammenliegende Pole die Schneide *S* tragen. Die Stahlschneide stellt dann ein Joch dar.

Ein Widerstand R ermöglicht es, die Stromzufuhr des Elektromagneten zu ändern, wobei die Stromstärke an einem Amperemeter abgelesen wird. Es ist also möglich, den Auflagedruck der Schneide durch Drosselung der Stromzufuhr so zu verringern, daß sich Schneide und Waagebalken schließlich

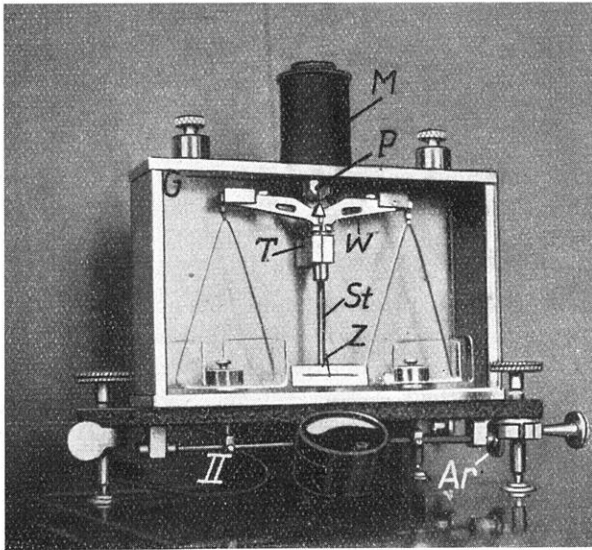


Fig. 1. Hebelwaage mit Scheidententlastung

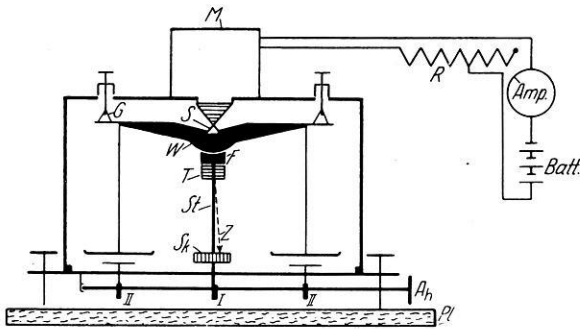


Fig. 2. Schnittskizze

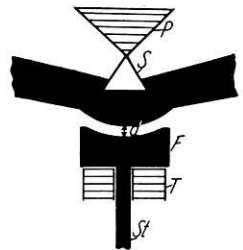


Fig. 3. Fangvorrichtung

der Schwerkraft folgend vom Magnetpol loslösen. Eine besondere Fangvorrichtung F , die über die Stange St vom Exzenter I betätigt wird, dient dazu, den Waagebalken wieder anzuheben und in genau die gleiche Lage auf die Unterlage zu bringen (sehr wichtig!). Gleichzeitig können durch den Knopf Ar auch die beiden anderen Exzenter II, die zur Arretierung der Waageschalen dienen, betätigt werden. Der Ausschlag des Zeigers Z auf

der Skala Sk kann mit Hilfe eines Fernrohrs, welches auf der Grundplatte Pl steht, beobachtet werden. Eine verschiebbare Vorderwand aus Plexiglas hält Luftströmungen ab.

Die Fangvorrichtung ist noch gesondert in Fig. 3 dargestellt. Am Polschuh P klebt die Schneide S , welche den Waagebalken in schwebendem Zustande hält. Dieser ist gleich unterhalb der Schneide zylindermantelförmig ausgearbeitet. Die Auflage der Schneide S stellt die Achse dieses Zylindermantels dar. Ein wenig tiefer befindet sich eine genau passende *Backenfläche* D , die auf der Stütze T ruht und von St betätigt werden kann. Der Abstand d vom Zylindermantel bis zur Auffangfläche F beträgt maximal 0,2 mm. Die Schneide muß, entsprechend dieser Konstruktion, nach Anheben des Waagebalkens stets die gleiche Auflagestelle auf P berühren.

Befindet sich der Waagebalken in der Ruhelage (Null-Lage), so darf das vom Tragnagneten erzeugte Feld keinen merkbaren Ausschlag des Zeigers Z hervorrufen, mit anderen Worten, es muß eine hohe Symmetrie der magnetischen Kraftwirkung in bezug auf die Stahlschneide gewährleistet sein. Befindet sich jedoch die Auflage der Schneide etwas exzentrisch zum Magnetfeld oder ist das Magnetfeld im Bereich der Stahlschneide unhomogen, so wird sich ein unerwünschtes zusätzliches Drehmoment bemerkbar machen, indem die natürlichen Ausschläge der Waage entsprechend vergrößert oder verringert werden *). Besondere Sorgfalt muß deshalb auf die Formgebung des Polschuhs gelegt werden, um einen räumlich möglichst konstanten Gradienten zu erzielen **).

Vor Gebrauch muß das Gerät geeicht werden, indem die Tragkraft des Magneten bei verschiedener Strombelastung festgestellt und auch die Schwingungszeit $T(\varphi)$ gemessen wird. Dieses erfolgt durch entsprechende Belastung der Schalen bei verschiedener Stromzufuhr des Magneten durch Veränderung des Vorlagewiderstandes R , wobei die Stromstärke und die Schwingungszeit gemessen werden. Kurz vor dem Loslösen der Schneide vom Polschuh beginnt diese auf der Unterlage zu „schwimmen“, d. h. der Auflagedruck wird so gering, daß schon kleine Erschütterungen oder eine nicht ganz horizontale Aufstellung des Gerätes ein Wandern oder sogar ein Loslösen der Schneide hervorrufen, so daß Messungen in diesem Bereich nicht vorgenommen werden dürfen. Eine Wägung mit der neuen Waage kann am zweckmäßigsten so vorgenommen werden, daß vorerst mit einer größeren Waage vorgewogen wird, um den Magneten gleich auf die entsprechende Tragkraft einzustellen. Anschließend wird die Schwingungszeit $T(\varphi)$ geprüft, um die Stromzufuhr, falls noch erforderlich, entsprechend nachzuregulieren. Im allgemeinen ist

*) Diese Störungen können bei Verwendung entsprechender Magnete praktisch vermieden werden.

***) In dieser Verbindung sei auf eine aufschlußreiche Arbeit über eine magnetische Schnellwaage [4] verwiesen.

es hierbei zweckmäßig, die Schneide mit Hilfe des Elektromagneten so weit als zulässig zu entlasten, um sowohl eine hohe Empfindlichkeit als auch eine möglichst geringe Lagerreibung und Lagerdeformation zu erzielen. Die Wägung selbst kann dann auf übliche Weise durch Bestimmung von Umkehrpunkten vorgenommen werden. Die Benutzung stärkerer elektromagnetischer Felder bringt es allerdings mit sich, daß eine gewisse Dämpfung der Schneidenbewegung, daher auch der Waageschwingungen, unvermeidlich ist. Bei stark aperiodischer Dämpfung wird es zweckmäßig sein, bei der Ablesung erst die Ruhelage abzuwarten. Die entsprechenden Dämpfungswerte bei verschiedenen Magnetfeldern werden am besten ebenfalls anläßlich der Eichung festgestellt.

Es hat sich gezeigt, daß die Empfindlichkeit der Waage bei unterschiedlichster Belastung der Schalen recht konstant bleibt, falls jeweils das entsprechende Magnetfeld eingestellt wird. Auch ist die Genauigkeit des Gerätes selbst bei hoher Empfindlichkeit noch recht gut, unter der Voraussetzung, daß etwa vorhandene unsymmetrische Magnetfelder das schwingende System

Tabelle 1

Empfindlichkeit (Skalenteile je mg)	Schalenbelastung *) (in g)	Stromzufuhr Magnet (in Ampere)
14.6	0.1	1.9
14.7	1	2.9
14.5	10	3.3
14.7	25	4.0
14.6	50	4.7
14.8	100	7.4

nicht beeinflussen. In der Tabelle 1 sind einige ungestörte Meßergebnisse wiedergegeben. Der Ausschlag wurde von 1-mg-Reitergewichten erzeugt, welche vermittels der Belastungsvorrichtungen *G* (siehe Fig. 2) auf ein Waagebalkenende aufgelegt werden kann.

Es ist nicht erforderlich, für die beschriebene Schneidentlastung einen Elektromagneten zu verwenden, sondern gute Dauermagnete [10] können für manche Zwecke vorteilhafter sein. Dies trifft besonders für Geräte zu, die wie das Schwerependel eine praktisch gleichbleibende Schneidenbelastung besitzen. Das Magnetfeld kann dann immer noch durch Feldüberlagerung verändert werden.

Vorerst schien es beim Pendel mit Stahlschneiden**) naheliegend, die stark beanspruchte Schneide magnetisch zu entlasten. Fig. 4 zeigt das Schema der verwendeten Pendelaufhängung. An einem Dauermagneten***) *M* mit

*) Je Schale.

**) Siehe auch Literatur [5].

***) Oerstit-Dauermagnet (Deutsche Edelstahlwerke) Type 6366a mit 25 mm Kerndurchmesser. Die Temperaturkonstanz ist nach thermischer Stabilisierung der Magnetisierung des Systems von der Größenordnung 10^{-4} Gauß pro Grad.

entsprechendem Polschuh *) H hängt an der Stahlunterlage U ein entsprechend umgebautes Sterneck-Schwerependel mit Spiegel S . Die effektive Schneidenbelastung konnte durch diese Vorrichtung bis auf etwa 100 g verringert werden bei einem Pendelnormalgewicht von rund 1 kg. Es machte sich jedoch bei dem erforderlichen verhältnismäßig starken Magnetfeld, das ein über die kleine Auflagefläche schwingendes Pendel von etwa 1 kg zu tragen hat, die magnetische Dämpfung bemerkbar, was ein unerwünscht großes Schneidendeckrement nach sich ziehen kann.

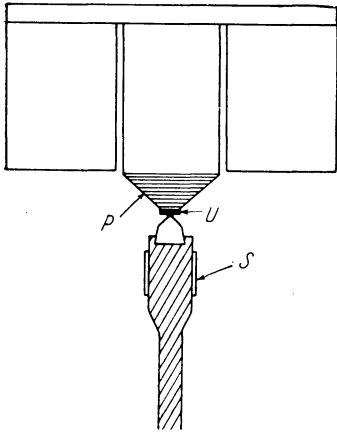


Fig. 4. Magnetische Aufhängung des Schwerependels

Vergleichsmessungen an einem normal schwingenden Sterneckpendel ergaben zwar eine gute Konstanz des Magnetpendels, jedoch ein Schneidendeckrement $\Delta S = 10,5 \cdot 10^{-4}$ bei $\varphi = 10'$. Es ist denkbar, daß sich ein verstärktes Gleiten der Schneide auf der Auflagefläche bei einer zu geringen Lagerbelastung störend bemerkbar macht.

Es ist wohl verfrüht, auf Grund der zur Zeit vorliegenden Ergebnisse schon etwas Abschließendes über die Möglichkeiten eines „magnetisch entlasteten Schwerependels“ aussagen zu wollen. Es sollte hier vorerst nur gezeigt werden, daß eine magnetische Schneidentlastung im Prinzip möglich ist.

Eine Anwendung der vorgeschlagenen Entlastung auf langsam schwingende Schneidegeräte, wie z. B. Waagen, scheint, falls magnetische Störwirkungen auf das schwingende System vermieden werden, mit gewissen Vorteilen verbunden zu sein. Jedenfalls kann die Druckdeformation von Schneide und Pfanne sowie auch die Lagerreibung und die damit verbundene Abnutzung, auch bei wechselnder Lagerbelastung, verringert und konstant gehalten werden. Inwiefern jedoch die magnetischen Zugkräfte eine elastische Verformung von Schneide und Unterlage im günstigen oder ungünstigen Sinne hervorrufen mögen, muß noch untersucht werden.

Schrifttum

[1] H. Block: Über Neuerungen im Bau von Laboratoriumswaagen. Zeitschr. f. Instrkde. 54, 171ff. (1925).

[2] H. Block: Die Funktionen der Pendelfeder. Ebenda 46, 445 (1926).

[3] Handbuch der Experimentalphysik, Bd. I, S. 30 (Leipzig 1926); näheres siehe W. Weber: De tribus novis librarum construendarum methodes [Wilh. Webers Werke 1, 497 (1892)].

*) Aus Kobaltstahl ([10], S. 146) mit gehärtetem Stahlplättchen als Schneiden-
auflage.

- [4] H. Lange u. H. Franssen: Über eine magnetische Schnellwaage. Techn. Mitt. Krupp, Forschungsber. 5, 201 (1942).
- [5] O. Meisser: Schneiden- und Unterlagematerial bei invariablen Pendeln für relative Schweremessungen. Zeitschr. f. Geophys. 9, 173 (1933).
- [6] O. Meisser: Zur absoluten Schweremessung. Ebenda 15, 41 (1939).
- [7] G. Schmerwitz: Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente. Ebenda 8 (1932).
- [8] G. Schmerwitz: Einfluß des Schneidenradius auf die Empfindlichkeit der Hebelwaage. Phys. Zeitschr. 33, 234 (1932).
- [9] G. Schmerwitz: Berechnung zu einer Hebelwaage für Schweregradientbestimmungen. Beitr. f. angew. Geophys. 4, 274 (1939).
- [10] K. Sixtus: Magnetische Werkstoffe. Feinmech. u. Präz. 49 (1941).
- [11] St. v. Thyssen: Über die Wirkungsweise von einigen feldfähigen Federgravimetern. Zeitschr. f. Geophys. 15 (1939).

Die Messung der Frequenzabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Gesteinsproben

Von Max Müller. — (Mit 9 Abbildungen)

Beim Durchgang sinusförmiger Wechselströme durch Gesteine entstehen infolge der Nichtlinearität der Charakteristik der letzteren Oberschwingungen, welche eine Deformation des zeitlichen Stromverlaufs zur Folge haben. Wegen der Entartung der Stromkurven sinkt die Genauigkeit der auf der Messung von Strom und Spannung beruhenden Widerstandsmethoden soweit herab, daß eine einwandfreie Bestimmung der Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit von Gesteinsproben unmöglich wird. Es werden deshalb im folgenden Aufsatz Resonanzmethoden zur Bestimmung der Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Gesteinsproben beschrieben. Es wird ferner gezeigt, daß die Anwendungsmöglichkeit der Resonanzmethoden sich wesentlich erweitern läßt, wenn man die Messungen nicht nur mittels einfacher Schwingungskreise vornimmt, sondern auf Resonanztransformatoren und Koppelschwingungskreise ausdehnt. — Als Beispiel wird die Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Sand untersucht. Im Frequenzbereich zwischen 20 und 10^4 Hertz nimmt die Leitfähigkeit auf das 50fache zu, während die Dielektrizitätskonstante im gleichen Frequenzbereich auf $\frac{1}{5}$ absinkt.

1. Einleitung. Die elektrolytische Stromleitung folgt bei kleinen Feldstärken bekanntlich dem Ohmschen Gesetz, d. h. es ist bei konstant gehaltener Temperatur die Leitfähigkeit von der Feldstärke unabhängig. Erst bei hohen Feldstärken finden erhebliche Abweichungen im Sinne einer Zunahme der Leitfähigkeit mit steigendem Feld (Wien-Effekt) statt, welche auf interionische Wirkungen zurückzuführen sind.

Nicht nur bei hohen Feldstärken, sondern auch bei schnellen Wechslen der Felder kommt eine mangelhafte Ausbildung der Ionenatmosphäre zustande, welche eine Abhängigkeit der Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante

von der Frequenz und schließlich eine zeitliche Änderung dieser Größen beim Stromdurchgang bedingt (Debye-Falkenhagen-Effekt). Eine ausführliche Darstellung dieser Erscheinungen findet sich in der bekannten Monographie von Falkenhagen*) über „Elektrolyte“.

Im Gestein zeigt sich infolge des Auftretens von Polarisationserscheinungen auch im niederperiodischen Frequenzgebiet eine Abhängigkeit der Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von der Frequenz.

Oszillographische Untersuchungen und auch theoretische Überlegungen haben ergeben, daß beim Durchgang von Wechselströmen durch Gesteine Entartungserscheinungen auftreten, die sich dadurch geltend machen, daß einzelne Teile des ursprünglich sinusförmigen Verlaufs sich sehr schnell abspielen, andere Teile wieder außerordentlich gegenüber dem sinusförmigen Ablauf verlangsamt werden. Diese Deformationen der Stromkurven, welche in den verschiedensten Formen auftreten können, gewähren hierbei neuartige Einblicke in den Ablauf der Schwingungen, in denen eine, wenn auch noch so kleine Entartung immer enthalten ist. Wie ich in einem anderen Aufsatz ausführlich zeigen werde, sind die geschilderten Entartungserscheinungen auf charakteristische Eigenschaften der Gesteine zurückzuführen, welche durch eine nichtlineare Charakteristik beschrieben werden können. Die Entartungserscheinungen beruhen also auf dem Umstand, daß die wirklich durchstrichene Charakteristik keine Gerade ist, sondern eine gekrümmte Kurve.

Die Oberschwingungen, welche infolge der Nichtlinearität der Charakteristik bei der Stromleitung durch die Steine entstehen müssen, erschweren die Bestimmung der Leitfähigkeit von Gesteinsproben insbesondere bei Verwendung der auf der Messung von Strom und Spannung beruhenden Widerstandsmethoden in hohem Maße und setzen die Meßgenauigkeit in unzulässigem Maße herab.

Da die Kenntnis der genannten Dispersionsphänomene jedoch für alle auf der Verwendung von Wechselstrom beruhenden geoelektrischen und elektromagnetischen Aufschlußverfahren von Wichtigkeit ist, erscheint es gerechtfertigt, wenn im folgenden Resonanzmethoden beschrieben werden, welche es dem praktizierenden Geophysiker leicht ermöglichen, Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante der Gesteine in einwandfreier Weise in Abhängigkeit von der Frequenz zu bestimmen, und welche den Vorteil besitzen, daß sie im ganzen in der Bodenforschung in Frage kommenden Frequenzbereich anwendbar sind.

2. *Die Resonanzmethoden.* Eine der ältesten Resonanzmethoden zur Bestimmung von Widerständen ist das Pauli-Verfahren. Dieses verwertet die Tatsache, daß im abgestimmten Zustand die nach Fig. 1 induzierte Spannung $E = J\omega M$ den Resonanzstrom J_2 durch den Widerstand R_h

*) Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

schickt, so daß $E = J_2 \cdot R_h$ ist. Schaltet man bekannte Zusatzwiderstände R_z hinzu, dann sinkt J_2 auf den Wert J'_2 ab. Jetzt ist $E' = J'\omega M = J'_2(R_h + R_z)$. Trägt man J'/J_1 in Abhängigkeit von R_z auf, dann erhält man die Pauli-Gerade, die auf der Abszissenachse den gesuchten Widerstand des Kreises abschneidet. Voraussetzung ist, daß die Blindwiderstände des Kreises sich durch Abstimmung genau aufheben. Es muß also J_1/J_2 auf den maximalen Wert abgestimmt werden.

Soll an Stelle von R_h der Resonanzwiderstand R_p bestimmt werden, so ist es zweckmäßig, nach Fig. 2 Zusatzwiderstände R_{pz} zu verwenden. Die Resonanzspannung U_2 zeigt das hochohmige verlustarme Röhrenvoltmeter U_2 an. Beobachtet man ohne den Zusatzleitwert G_z die Resonanzspannung U_2 , so ist $U_1\omega C = J = GU_2 = U_2/R_p$. Bei Zuschaltung des Leitwertes $G_z = 1/R_{pz}$ sinkt entsprechend die Spannung auf U'_2 . Es ist dann: $U'\omega C = J' = (G + G_z)U'_2$. Man kann jetzt also wieder die Pauli-Gerade U'_1/U'_2 abhängig vom zusätzlichen Leitwert G_z zeichnen, aus deren Achsenabschnitt wie oben $G = 1/R_p$ zu entnehmen ist.

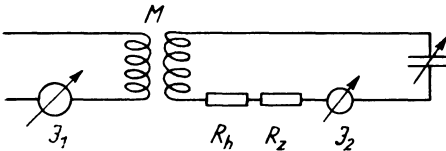


Fig. 1. Widerstandsmessung mit dem Pauli-Verfahren

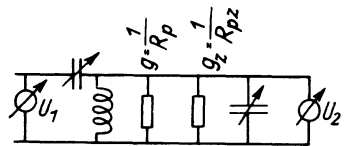


Fig. 2

Wenn man nicht die ganze Pauli-Gerade aufnehmen will, so schaltet man soviel Widerstände zu, bis die Resonanzspannung auf die Hälfte heruntergegangen ist. Dann ist der unbekannte Widerstand genau so groß wie der zugeschaltete.

Man kann auch den Scheinwiderstand von Gesteinsproben bestimmen. Der Blindleitwert des Gesteinsstückes wird durch die Änderung der Kapazität des Schwingungskreises gemessen, welche zur erneuten Resonanzabstimmung nötig ist. Die Wirkkomponente $G = 1/R_p$ des unbekannten Leitwertes wird durch Zuschalten von soviel Widerstand bestimmt, bis der gleiche Resonanzausschlag erreicht ist.

Will man unmittelbar den Verlustwinkel bestimmen, so kann man mit dem Verstimmsverfahren die Breite der Resonanzkurven ermitteln oder unmittelbar die Spannungs- oder Stromüberhöhung messen.

Das obengenannte Verfahren zur Messung komplexer Gesteinswiderstände, bei welchem die Gesteinsstücke einem abgestimmten Resonanzkreis parallel geschaltet werden und bei welchem die Änderung von Abstimmung und Dämpfung nach dieser Zuschaltung ermittelt werden, eignen sich bis zu Frequenzen bis zu 10 MHz. Im Kurzwellenbereich dagegen werden an Stelle

geschlossener Schwingungskreise Lechersysteme verwendet, wobei der Widerstand in Brücke zur Lecherleitung gelegt wird.

Man kann den Anwendungsbereich der Resonanzmethoden zur Bestimmung von Gesteinswiderständen bedeutend erweitern, wenn man den einfachen Schwingungskreis durch einen Resonanztransformator oder Koppelschwingungskreis ersetzt. Für die Beurteilung der Empfindlichkeit und der Grenzen des jeweils meßbaren Widerstandsbereiches bleibt aber die Kenntnis der Resonanzkurve von ausschlaggebender Bedeutung. Es soll deshalb im folgenden gezeigt werden, wie diese in den in Frage kommenden Versuchsanordnungen in einfacher Weise graphisch ermittelt werden kann.

Die folgenden Ausführungen bauen auf dem Heyland-Kreis auf. Im folgenden soll der Zusammenhang zwischen Schwingkreisstrom und Frequenz bzw. die Abhängigkeit des Gesamtwiderstandes des Schwingungskreises von der Frequenz ermittelt und auf den Resonanztransformator und Koppelschwingungskreis erweitert werden. Wir betrachten zunächst den einfachen Schwingungskreis.

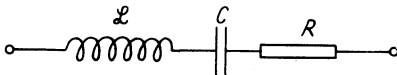


Fig. 3

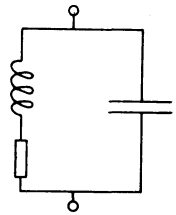


Fig. 4

Die Reihenschaltung von Induktivität, Kapazität und Ohmschem Widerstand (Fig. 3) wird bekanntlich als Reihen- oder Spannungsresonanz bezeichnet. Der Gesamtwiderstand für eine beliebige Frequenz ergibt sich zu:

$$\Re_{\text{gef}} = j \omega L - j \frac{1}{\omega C} + R \dots \dots \dots (1)$$

Der absolute Wert des Gesamtwiderstandes ist demnach:

$$\Re_{\text{gef}} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \dots \dots \dots (2)$$

Die Phasenlage wird durch den Winkel φ bestimmt, für den

$$\text{tg} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \dots \dots \dots (3)$$

gilt. Die Parallelschaltung eines kapazitiven Widerstandes $-j \cdot \frac{1}{\omega C}$ zu der Reihenschaltung eines induktiven Widerstandes $j\omega L$ und Ohmschen Widerstandes R wird als Parallel- oder Stromresonanzkreis bezeichnet (Fig. 4). Für den Gesamtwiderstand ergibt sich:

$$\Re_{\text{gef}} = \frac{\Re_1 \Re_2}{\Re_1 + \Re_2} \dots \dots \dots (4)$$

wobei $\mathfrak{R}_1 = j \omega L + R$ und $\mathfrak{R}_2 = -j \cdot \frac{1}{\omega C}$. Hieraus erhält man:

$$\mathfrak{R}_{\text{gef}} = \frac{R \frac{1}{\omega^2 C^2}}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} + j \frac{\frac{\omega L}{\omega C} \left(\frac{1}{\omega C} - \omega L\right) - R^2 \frac{1}{\omega C}}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \dots (5)$$

Setzt man:

$$\omega = \omega_{\text{res}} + \Delta \omega \dots (6)$$

wobei $\Delta \omega$ die Verstimmung und ω_{res} die Resonanzfrequenz bedeuten, so ist angenähert:

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 2L \Delta \omega \dots (7)$$

dann vereinfacht sich (5) zu:

$$\mathfrak{R}_{\text{gef}} = \frac{R_{\text{res}}}{1 \pm j \frac{\Delta \omega}{\delta}} \dots (8)$$

wobei R_{res} den Resonanzwiderstand bedeutet. Für den absoluten Betrag von $\mathfrak{R}_{\text{gef}}$ erhält man somit:

$$|\mathfrak{R}_{\text{gef}}| = \frac{R_{\text{res}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta \omega}{\delta}\right)^2}} \dots (9)$$

und für die Phasenlage:

$$\text{tg } \varphi = \frac{\Delta \omega}{\delta} \dots (10)$$

wobei δ die Dämpfungskonstante $R/2L$ ist.

Wie Fig. 5 zeigt, läßt sich der Ausdruck $\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta \omega}{\delta}\right)^2}$ als Hypotenuse eines Dreiecks ABC mit den Katheten $BC = 1$ und $AB = \Delta \omega/\delta$ darstellen. Verlängert man nun die Kathete BC um die Strecke $CD = 1$, und zieht man, wie Fig. 5 zeigt, einen Kreis mit dem Durchmesser $CD = 1$, so gibt die Verlängerung des Stückes AC bis zum Schnittpunkt E mit dem Kreis eine

Strecke CE von der Größe $CE = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta \omega}{\delta}\right)^2}}$. Wird dieser Ausdruck

mit R_{res} multipliziert, so ergibt er nach (9) den Absolutwert des Gesamtwiderstandes und der durch CD und CE eingeschlossene Winkel ist der geforderte Phasenwinkel φ . Ebenso stellt die Strecke EE' die Wirkkomponente und die Strecke EE'' die Blindkomponente des Gesamtwiderstandes dar.

Statt eines einfachen Parallelresonanzkreises kann man auch einen Resonanztransformator verwenden. Fig. 6 stellt die grundsätzliche Schaltung eines Resonanztransformators dar. Ein Schwingungskreis, bestehend aus der Induktivität L_2 , dem Ohmschen Widerstand R_2 und der Kapazität C_2 ist mit einer Primärinduktivität gekoppelt. Als Resonanzkurve des Resonanztransformators sei der Zusammenhang zwischen dem sich zwischen den Anschlußpunkten auf der Primärseite ergebenden Gesamtwiderstand und der Frequenz ω angegeben.

Die allgemeine Gleichung für diesen Gesamtwiderstand ergibt sich zu

$$\Re_{\text{gef}} = R_1 + j \omega L_1 + \frac{K^2}{\ddot{u}^2} \left[\frac{\omega^2 L_2^2 R_2}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} + j \frac{\omega^2 L_2^2 \left(\frac{1}{\omega C_2} - \omega L_2 \right)}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} \right] \quad (11)$$

Hierbei bedeutet \ddot{u} das Übersetzungsverhältnis $\ddot{u} = \sqrt{L_2/L_1}$ und k den Kopplungsfaktor.

Nach den gleichen Vernachlässigungen wie beim Parallelresonanzkreis ergibt sich folgende vereinfachte Gleichung für den Resonanztransformator,

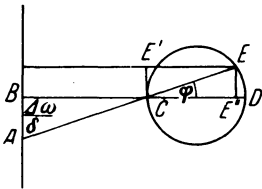


Fig. 5. Ermittlung der Resonanzkurve eines Schwingungskreises

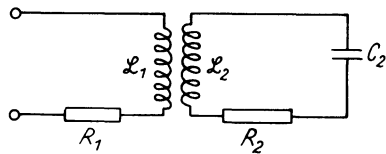


Fig. 6. Resonanztransformator

aus der man erkennt, daß sich die gesamte Resonanzkurve des sekundärseitigen Schwingungskreises auf die Primärseite mit dem Quadrat der Kopplung und umgekehrt proportional dem Quadrat des Übersetzungsverhältnisses überträgt. Es ist:

$$\Re_{\text{gef}} = R_1 + j \omega C_1 + \frac{K^2}{\ddot{u}^2} \frac{R_{\text{res}}}{1 + j \frac{\Delta \omega}{\delta}} \quad (11 a)$$

Es ist daher leicht einzusehen, daß der Gesamtwiderstand mit Hilfe eines Kreisdiagramms ermittelt werden kann, bei dem an Stelle des Durchmessers R_{res} der Durchmesser $\frac{K^2}{\ddot{u}^2} R_{\text{res}}$ gewählt wird. Fig. 7 stellt somit die Konstruktion des Gesamtwiderstandes dar. Ist beispielsweise $j \omega L_1$ der induktive Widerstand der Primärwicklung, R_1 ihr Ohmscher Widerstand und CE der auf die Primärseite übertragene Gesamtwiderstand, so ist BE der

sich auf diese Weise ergebende Gesamtwiderstand zwischen den Anschlußpunkten auf der Primärseite.

Statt des Resonanztransformators kann man auch einen Koppelschwingungskreis verwenden. Man erhält ihn aus dem Resonanztransformator durch Reihenschaltung der Primärinduktivität mit einem kapazitiven und Ohmschen Widerstand. Es ist also:

$$\mathfrak{R}_{\text{gef}} = R_1 + j \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) + \frac{K^2}{\ddot{u}^2} \left[\frac{\omega^2 L_2^2 R_2}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} + j \frac{\omega^2 L_2^2 \left(\frac{1}{\omega C_2} - \omega L_2 \right)}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} \right] \quad \dots (12)$$

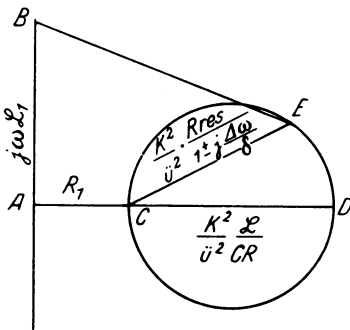


Fig. 7.

Bestimmung des Gesamtwiderstandes eines Resonanztransformators

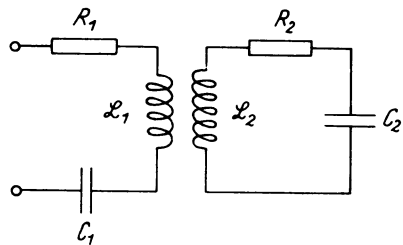


Fig. 8. Koppelschwingungskreis

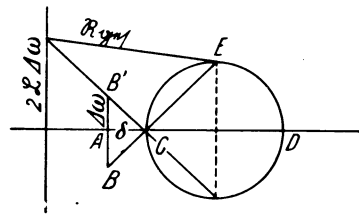


Fig. 9. Ermittlung der Koppelschwingungskreisresonanzkurven

und es ergibt sich für den Fall, daß $\omega L - \frac{1}{\omega C} = 2 L \Delta \omega$ ist:

$$\mathfrak{R}_{\text{gef}} = R_1 + j \omega L \Delta \omega + \frac{K^2}{\ddot{u}^2} \cdot \frac{R_{\text{res}}}{1 \pm j \frac{\Delta \omega}{\delta}} \quad \dots (12 a)$$

Die graphische Ermittlung der Resonanzkurve ergibt sich aus dem in Fig. 9 gezeichneten Diagramm.

3. Anwendung. Zur Messung der Leitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstante von Gesteinsproben werden letztere in bekannter Weise zwischen 2 Kondensatorplatten gepreßt und einer der oben besprochenen Resonanz-

anordnungen zugeschaltet. Als Stromquelle kann man einen Rückkopplungsgenerator ohne Resonanzkreis (in Phasenschieberschaltung) benutzen, dessen Frequenzbereich bequem verändert werden kann. In dem im Hörbarkeitsbereich liegenden Frequenzgebiet wird die Frequenz am einfachsten mittels Schwebungssumme festgestellt. In dem darunterliegenden Frequenzgebiet dagegen wird die Schwingung des Generators am besten auf einem mit Zeitmarken versehenen Film registriert*).

Drückt man die Leitfähigkeit in elektromagnetischen Einheiten aus, so ergeben sich beispielsweise für Sand, der einmal mit Leitungswasser und ein anderes Mal mit 3%iger NaCl-Lösung angefeuchtet wird, die folgenden Werte:

Tabelle 1. Leitfähigkeit

Frequenz	$\sigma \cdot 10^{-11}$ EME	3% ige NaCl-Lösung $\sigma \cdot 10^{-14}$ EME
10	3.2	3.45
20	3.8	3.6
100	4.3	3.72
400	4.6	3.8
900	4.7	3.85
1800	4.71	3.86
$1 \cdot 10^4$	4.73	3.87
10^5	4.75	3.88

Wird die Feuchtigkeit nicht mehr als im Verhältnis 1 : 5 variiert, so bleibt der Frequenzgang der Leitfähigkeit erhalten, ebenso derjenige bei verschiedener Konzentration der NaCl-Lösung. Die Leitfähigkeit nimmt bei niederen Frequenzen um etwa 30% zu, um dann weiter konstant zu bleiben. Erst im Kurzwellengebiet ist infolge des Auftretens interionischer Wirkungen eine weitere Zunahme der Leitfähigkeit mit der Frequenz zu erwarten. Diese wurde nicht untersucht, weil kurze Wellen wegen ihrer geringen Eindringungstiefe für die Zwecke der Bodenforschung kaum in Frage kommen.

Wesentlich wichtiger ist die Kenntnis des Frequenzganges der Leitfähigkeit trockener Gesteine im Niederfrequenzgebiet. Die Tabelle 2 zeigt als Beispiel den Frequenzgang der Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von trockenem Sand im Frequenzbereich zwischen 20 und $2 \cdot 10^4$ Hertz.

Tabelle 2

Frequenz.....	20	50	10^3	$2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	10^4	$2 \cdot 10^4$
ϵ	74	69	42	33	23	19	16
$\sigma \cdot 10^{-17}$ EME.....	0.16	0.2	1.1	2.1	4.1	6.9	8.0

Wie die Tabelle 2 erkennen läßt, nimmt der Widerstand im Frequenzbereich zwischen 20 und $2 \cdot 10^4$ Hertz auf das 50fache zu, während die Kapazität im selben Bereich auf $\frac{1}{5}$ abnimmt.

*) Zeitschr. f. Geophys. 1941/42, Heft 5/6.

Die Abnahme der Stromdichte einer elektrischen Doppelquelle mit wachsender Entfernung

Von Max Müller. — (Mit 3 Abbildungen)

Es wird die Abnahme der Stromdichte einer Doppelquelle mit wachsender Entfernung für den unendlich ausgedehnten Vollraum und für flächenartige und kanalförmige Leiter berechnet. Im Falle einer stationären Strömung nimmt die Stromdichte im räumlichen Leiter mit der dritten, im flächenartigen Leiter mit der zweiten und im kanalförmigen Leiter mit der ersten Potenz der Entfernung ab. Für die Praxis läßt sich hieraus die Folgerung ziehen, daß die Lokalisierung von Störungskörpern in flächenartigen und kanalförmigen Leitern auf viel größere Entfernungen möglich ist, als im unendlich ausgedehnten Vollraum. — Wird den Elektroden Wechselstrom zugeleitet, so ist die Reichweite auch noch von der Frequenz abhängig.

Einleitung. Für die Beurteilung der Reichweite geoelektrischer Aufschlußmethoden ist die Kenntnis der Abnahme der Stromdichte einer Doppelquelle mit zunehmender Entfernung von großer Wichtigkeit. Im folgenden sollen deshalb vergleichende Betrachtungen über die Abnahme der Stromdichte einer Doppelquelle im unendlich ausgedehnten Vollraum und in flächenartigen und kanalförmigen Leitern angestellt werden.

Die folgenden Ausführungen gliedern sich in 4 Teile.

1. Die Abnahme der Stromdichte einer elektrischen Gleichstrom-Doppelquelle im unendlich ausgedehnten Vollraum.
2. Die Abnahme der Stromdichte einer elektrischen Gleichstrom-Doppelquelle in flächenartigen und kanalförmigen Leitern.
3. Ausbreitung elektrischer Wechselfelder im unendlich ausgedehnten Vollraum.
4. Die Ausbreitung elektrischer Wechselfelder in flächenartigen Leitern.

I. Wird elektrischer Gleichstrom über zwei punktförmige Elektroden einem unendlich homogenen und isotropen und allseitig unendlich ausgedehnten Medium zugeleitet, bedeuten r_1 und r_2 die Abstände eines beliebigen Aufpunktes von den Elektroden, so gilt für das Potential in diesem Punkt bekanntlich:

$$\varphi = C \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \cdot \dots \dots \dots \quad (1)$$

Die Konstante C ist hierbei dadurch bestimmt, daß die gesamte, die Mittelebene durchfließende Strömung $J = 4\pi\sigma C$ sein muß, wobei σ die Leitfähigkeit des Mediums bedeutet. Durch Differenzieren erhalten wir, wenn $2a$

den Elektrodenabstand bedeutet, für die Feldstärken in den Achsenrichtungen die Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \mathfrak{E}_x &= \frac{x-a}{r_1^{3/2}} - \frac{x+a}{r_2^{3/2}} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \mathfrak{E}_y &= \frac{y}{r_1^{3/2}} - \frac{y}{r_2^{3/2}} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \mathfrak{E}_z &= \frac{z}{r_1^{3/2}} - \frac{z}{r_2^{3/2}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Da die Stromdichte proportional der Feldstärke ist, können die Ausdrücke (2) auch zur Berechnung der Abnahme der Stromdichte mit wachsender Entfernung benutzt werden. Letztere erfolgt im unendlich ausgedehnten Vollraum, wie sich aus der zahlenmäßigen Auswertung der Ausdrücke (2) ergibt, mit der dritten Potenz der Entfernung.

Längs der Strömungsbasis (Verbindungsline der Elektroden) und ihrer rückwärtigen Verlängerungen erhält man für die Feldstärken die besonders einfachen Ausdrücke:

$$\mathfrak{E}_x = \frac{1}{(x-a)^2} - \frac{1}{(x+a)^2} \dots \dots \dots (2a)$$

$$\mathfrak{E}_y = \mathfrak{E}_z = 0 \dots \dots \dots (2b)$$

II. Die bisherigen Überlegungen basieren auf der Annahme, daß das Medium, in dem sich der Strom ausbreitet, allseitig unbegrenzt sei. Ist das leitende Medium zwischen zwei planparallelen Begrenzungsflächen eingeschlossen, so gelingt die Aufstellung der Potentialfunktion bekanntlich mittels der Theorie der elektrischen Bilder. Durch Vielfachspiegelung der Quellpunkte und ihrer Spiegelpunkte an den Begrenzungsflächen kann man, wie J. N. Hummel*) zeigte, die Potentialfunktion durch eine Reihenentwicklung darstellen. Durch Differenzieren erhalten wir dann wieder die Feldstärke bzw. die Stromdichte. Ist h der Abstand der beiden Begrenzungsflächen, a der Elektrodenabstand und d der Abstand der Doppelquelle von der einen Begrenzungsfläche, so gilt, wenn J den Gesamtstrom und ρ den spezifischen Widerstand des leitenden Mediums bedeutet, für die Feldstärke in der x -Richtung der Ausdruck:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{J}{4\pi \rho} \sum_0^\infty \left\{ \frac{K^{n+1} K_0^n (x-a)}{(\sqrt{(x-a)^2 + [y+2(n+1)h-2d]^2 + z^2})^3} - \frac{K^{n+1} K_0^n (x+a)}{(\sqrt{(x+a)^2 + [y+2(n+1)h-2d]^2 + z^2})^3} \right. \\ + \frac{K^n K_0^{n+1} (x-a)}{(\sqrt{(x-a)^2 + [y-2nh-2d]^2 + z^2})^3} - \frac{K^n K_0^{n+1} (x+a)}{(\sqrt{(x+a)^2 + [y-2nh-2d]^2 + z^2})^3} \\ + \frac{K^{n+1} K_0^{n+1} (x-a)}{(\sqrt{(x-a)^2 + [y-2(n+1)h]^2 + z^2})^3} - \frac{K^{n+1} K_0^{n+1} (x+a)}{(\sqrt{(x+a)^2 + [y-2(n+1)h]^2 + z^2})^3} \\ \left. + \frac{K^n K_0^n (x-a)}{(\sqrt{(x-a)^2 + (y+2nh)^2 + z^2})^3} - \frac{K^n K_0^n (x+a)}{(\sqrt{(x+a)^2 + (y+2nh)^2 + z^2})^3} \right\} \quad (3)$$

*) J. N. Hummel: Zeitschr. f. Geophys. 1929.

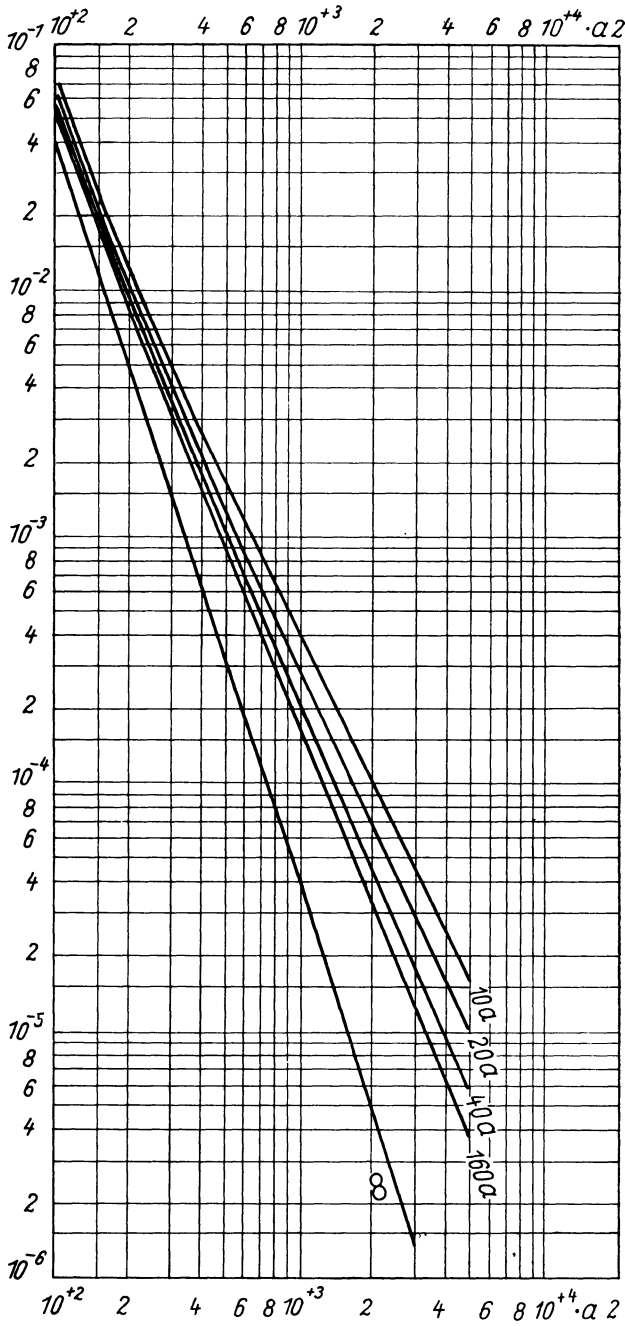


Fig. 1.

Abnahme der Stromdichte einer Doppelquelle in flächenartigen Leitern

Sind die beiden Medien oberhalb und unterhalb der beiden Begrenzungsebenen unendlich schlecht leitend, so wird $K = K_0 = 1$.

In der Fig. 1 ist die Abnahme der Stromdichte einer Doppelquelle längs der rückwärtigen Verlängerung der Strömungsbasis als Funktion der Ent-

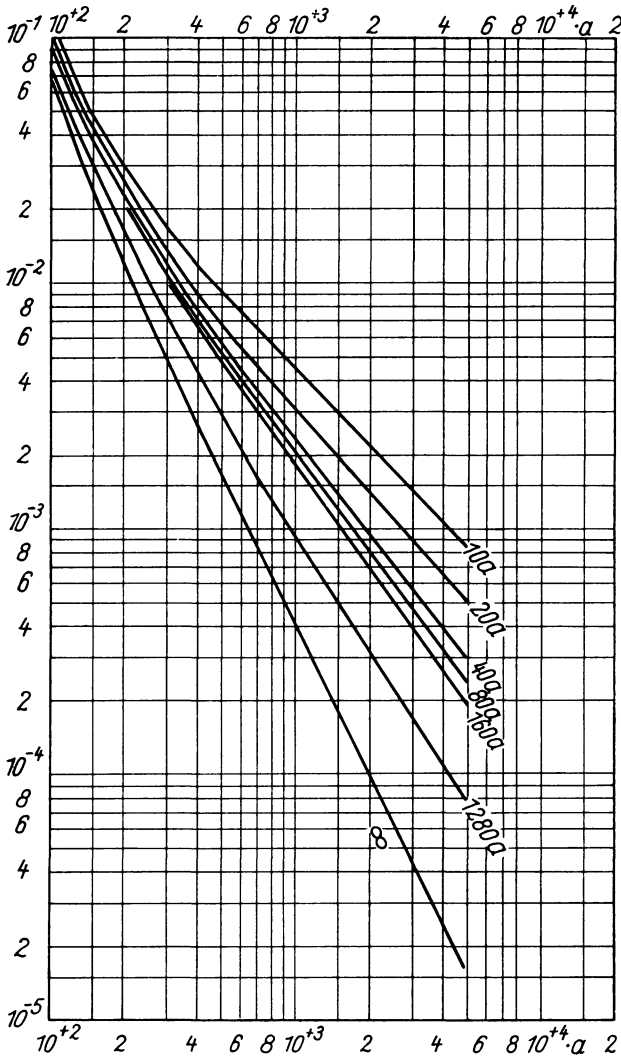


Fig. 2. Abnahme der Stromdichte einer Doppelquelle in Kanälen von verschiedener Breite, wenn die Doppelquelle am Rande des Kanals liegt

fernung für verschiedene Schichtmächtigkeiten h logarithmisch aufgetragen. Diese Kurven zeigen, daß die Stromdichte einer Doppelquelle für $h = \infty$

(also im unendlich ausgedehnten leitenden Halbraum) mit der dritten Potenz, für kleine h dagegen mit der zweiten Potenz der Entfernung von der Doppelquelle abnimmt. Die Abhängigkeit der Stromdichte von der Schichtmächtigkeit h ist hierbei um so größer, je geringer die Schichtmächtigkeit ist. In der Fig. 1 ist die Abnahme der Stromdichte mit der Entfernung für Schichtmächtigkeiten eingetragen, welche das 10-, 20-, 40- und 160fache des Elektrodenabstandes betragen. Die Ordinaten geben in der Figur lediglich die

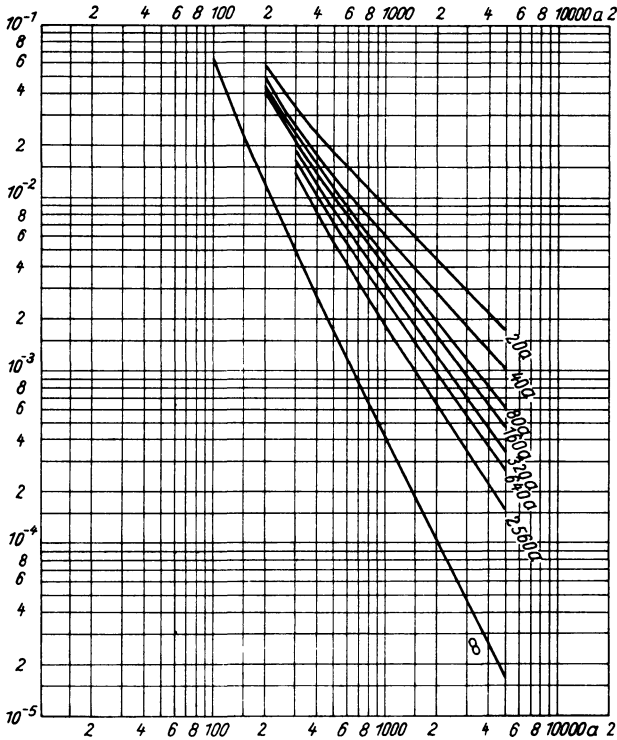


Fig. 3. Abnahme der Stromdichte einer Doppelquelle in Kanälen verschiedener Breite, wenn die Doppelquelle in der Mitte des Kanals liegt

relative Stromdichte wieder. Der absolute Betrag hängt natürlich noch von der Stromdichte des der Schicht zugeleiteten Gesamtstromes ab und vom absoluten Betrag der Schichtleitfähigkeit.

Ist das stromdurchflossene Medium nicht nur nach oben und unten, sondern auch nach beiden Seiten begrenzt, haben wir es also mit einem kanal-förmigen Medium zu tun, so findet eine weitere enorme Stromkonzentration statt. In der Fig. 2 ist eine Schichtmächtigkeit angenommen, welche das 10fache des Elektrodenabstandes beträgt. Die Parameter der Kurven bedeuten die Breiten des Kanals, die Abszissen die Entfernung der Doppelquelle.

Aus den Kurven ist zu erkennen, daß die Abnahme der Stromdichte einer Doppelquelle für geringe Schichtmächtigkeiten und Kanalbreiten linear ist. Bei größeren Kanalbreiten nimmt die Stromdichte nach einer zwischen der ersten und zweiten Potenz liegenden Funktion mit der Entfernung ab. Bei kanalförmigen Leitern hängt die Abnahme der Stromdichte auch noch von der Lage der Doppelquelle in bezug auf die seitlichen Begrenzungsflächen ab. Befindet sich die Doppelquelle in der Mitte des Kanals, so nimmt die Stromdichte nach den in Fig. 3 dargestellten Kurven ab, befindet sie sich am Rande, so wird die Abnahme durch die in Fig. 2 gezeichneten Kurven dargestellt.

III. Im folgenden wollen wir annehmen, daß elektrischer Wechselstrom über zwei punktförmige Elektroden einem allseitig unendlich ausgedehnten Medium mit der Leitfähigkeit σ und der Dielektrizitätskonstante ε zugeleitet wird, und untersuchen die Ausbreitung elektrischer Wechselfelder in einem leitenden Medium.

Ist die Permeabilität $\mu = 1$, dann nehmen die Maxwell'schen Gleichungen die Form an:

$$\varepsilon \frac{d\mathfrak{E}}{dt} = C \cdot \text{rot } \mathfrak{H} \dots \dots \dots (4a)$$

$$\frac{d\mathfrak{H}}{dt} = - C \text{rot } \mathfrak{E} \dots \dots \dots (4b)$$

Zwischen dem Brechungsindex n , der Dielektrizitätskonstante ε und der Leitfähigkeit σ bestehen die Beziehungen:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{4\pi i\sigma}{\omega} \dots \dots \dots (5a)$$

$$n = \sqrt{\varepsilon_0 - \frac{4\pi i\sigma}{\omega}} \dots \dots \dots (5b)$$

Durch Zerlegung in reelle und imaginäre Teile erhält man:

$$n = n - iK \dots \dots \dots (6a)$$

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_0^2 + 4\sigma^2\tau^2}{2}} \quad \text{und} \quad K = \sqrt{\frac{\varepsilon_0^2 + 4\sigma^2\tau^2 - \varepsilon_0}{2}} \dots \dots (6b)$$

wobei $\tau = \frac{2\pi}{\omega}$ die Schwingungsdauer ist.

Ist $\varepsilon_0 < 2\sigma\tau$, so gilt:

$$n = K = \sqrt{\sigma\tau} \dots \dots \dots (7a)$$

$$n^2 - K^2 = \varepsilon_0 \dots \dots \dots (7b)$$

$$\frac{C\tau}{n} = C \sqrt{\frac{\tau}{\sigma}} \dots \dots \dots (7c)$$

Das Gleichungssystem (4a) und (4b) läßt sich nun durch folgenden Ansatz befriedigen:

$$\mathfrak{E} = \nabla \operatorname{div} \mathfrak{z} - \frac{\varepsilon}{C^2} \frac{d^2 \mathfrak{z}}{dt^2} \dots \dots \dots (8a)$$

$$\mathfrak{H} = \frac{\varepsilon}{C} \operatorname{rot} \frac{d \mathfrak{z}}{dt} \dots \dots \dots (8b)$$

$$\nabla^2 \mathfrak{z} = \frac{\varepsilon}{C^2} \frac{d^2 \mathfrak{z}}{dt^2} \dots \dots \dots (8c)$$

Ein partikuläres Integral ist gegeben durch:

$$\mathfrak{z} = \frac{\mathfrak{z} \left(t - \frac{r}{C} n \right)}{r} \dots \dots \dots (9)$$

Durch Kombination mit den Gleichungen (8a) bzw. (8b) ergeben sich hieraus die Gleichungen für die elektrische Feldstärke \mathfrak{E} und für die magnetische Feldstärke \mathfrak{H} :

$$\mathfrak{E} = \nabla \operatorname{div} \left[\frac{\mathfrak{z} \left(t - \frac{r}{C} n \right)}{r} \right] - \frac{n^2}{C^2} \frac{\mathfrak{z}'' \left(t - \frac{r}{C} n \right)}{r} \dots \dots \dots (10a)$$

$$\mathfrak{H} = \frac{n^2}{C \cdot r^3} \left[\mathfrak{z}' \left(t - \frac{r}{C} n \right), \mathbf{r} \right] + \frac{n^3}{C^2 r^2} \left[\mathfrak{z}'' \left(t - \frac{r}{C} n \right), \mathbf{r} \right] \dots \dots (10b)$$

Unter Zugrundelegung eines Polarkoordinatensystems (r, φ, ϑ) und der Beziehung:

$$\operatorname{div} \left(\frac{\mathfrak{z}}{r} \right) = \frac{1}{r} \operatorname{div} \mathfrak{z} + \mathfrak{z} \nabla \left(\frac{1}{r} \right) = \mathfrak{z}_r \left[- \frac{i n \omega}{r C} - \frac{1}{r^2} \right]$$

erhält man für die drei Komponenten der elektrischen Feldstärke:

$$\begin{aligned} \mathfrak{E}_r &= \left\{ \left[- \frac{i \omega n}{r C} - \frac{1}{r^2} \right] \left(- \frac{i \omega n}{C} \right) + \frac{2}{r^3} + \frac{n^2 \omega^2}{r C^2} + \frac{i n \omega}{r^2 C} \right\} \mathfrak{z}_r \\ &= \frac{2 A e^{i \omega \left(t - \frac{n}{C} r \right)}}{r^3} \cdot \cos \delta \left[1 + i \frac{n}{C} \omega r \right] \dots \dots \dots (11a) \end{aligned}$$

$$\mathfrak{E}_\varphi = 0 \dots \dots \dots (11b)$$

$$\mathfrak{E}_\vartheta = \frac{A e^{i \omega \left(t - \frac{n}{C} r \right)}}{r^3} \cdot \sin \vartheta \left[1 + \frac{i n \omega r}{C} + \frac{n^2}{C^2} \omega^2 r^2 \right] \dots \dots (11c)$$

Zur Trennung nach reellen Komponenten setzen wir nun $n = n - iK$ und $n/c = \nu - iK$ und zur Vereinfachung $n/C = \nu$ und $K/C = \kappa$ und erhalten

für die Amplituden der Komponenten der elektrischen Feldstärke folgende endgültige Lösung:

$$\mathfrak{E} r = \left[\frac{2A e^{-\kappa \omega r}}{r^3} \right] \sqrt{(1 + \kappa \omega r)^2 + (\nu \omega r)^2} \cos \delta \dots \dots \dots (12a)$$

$$\mathfrak{E} \varphi = 0 \dots \dots \dots (12b)$$

$$\mathfrak{E} \vartheta = \left[\frac{A e^{-\kappa \omega r}}{r^3} \right] \sqrt{(1 + \kappa \omega r + (\nu^2 - \kappa^2) (\omega r)^2)^2 + (\nu \omega r - 2 \nu \kappa (\omega r)^2)^2} \cdot \sin \delta \quad (12c)$$

Aus diesen Gleichungen folgt, daß bei kleinen Entfernungen die radiale und tangentielle Feldstärke mit der dritten Potenz der Entfernung abnehmen und daß in diesem Entfernungsbereich auch die durch das Exponentialglied der eckigen Klammer gegebene Dämpfung vernachlässigt werden kann. Bei größer werdender Entfernung wird die Abnahme des elektrischen Feldes allmählich kleiner. Sie erfolgt bei der radialen Feldstärke schließlich mit $1/r^2$ und bei der tangentiellen Feldstärke mit $1/r$. Mit dieser Verminderung des Abfalls der Feldstärke geht jedoch einher der in diesem Gebiet sich immer stärker geltend machende Einfluß der Dämpfung; bei größeren Entfernungen wird in jedem Fall die immer stärker anwachsende Dämpfung diese Verminderung des Abfalls zunichte machen.

Die obige Lösung behält auch ihre Gültigkeit, wenn statt des elektrischen Dipols ein magnetischer Dipol zugrunde gelegt wird, doch sind dann elektrische und magnetische Feldstärken sinngemäß zu vertauschen. Die Gleichungen geben dann die Ausbreitungsgesetze für die magnetische Feldstärke wieder, wenn das magnetische Feld von einer von Wechselstrom durchflossenen Spule erzeugt wird.

IV. Die Überlegungen des letzten Abschnitts basieren auf der Annahme, daß das Medium, in dem sich der Wechselstrom ausbreitet, unbegrenzt sei und daß die Stromfrequenz so tief und die Leitfähigkeit so schlecht seien, daß der Einfluß des durch Induktion entstehenden Sekundärfeldes vernachlässigt werden kann.

Wir wollen diese Annahmen im folgenden fallen lassen und im folgenden voraussetzen, daß eine Schicht mit der Mächtigkeit h und der Leitfähigkeit σ zwischen zwei planparallele Ebenen eingeschlossen sei und daß die Leitfähigkeit der außerhalb der Begrenzungsflächen liegenden Medien unendlich schlecht sei. Unter diesen Umständen wollen wir die Ausbreitung des Sekundärfeldes unter Berücksichtigung des durch Induktion entstehenden Sekundärfeldes berechnen.

Um mit Flächenstrom rechnen zu können, müssen die Komponenten des elektrischen Feldes in der Schicht senkrecht zu ihr konstant sein. Dies ist dann der Fall, wenn die Schicht eine kritische Grenze h , welche von der Leitfähigkeit und Frequenz abhängt, nicht überschreitet. Dann können wir sie durch eine Unstetigkeitsfläche ersetzen, in der die tangentiellen magnetischen

Komponenten bzw. die vertikalen elektrischen Komponenten Sprünge erleiden, die den Komponenten des Flächenstromes bzw. der Ladungsdichte proportional sind. Dagegen sollen die tangentiellen elektrischen Komponenten und die mit ihnen verknüpften vertikalen magnetischen Komponenten die Schicht stetig durchsetzen. Der Flächenstrom ist mit dem Flächenwirbel durch die erste Maxwellsche Hauptgleichung verknüpft, ihr entspricht eine Unstetigkeit der Komponenten des magnetischen Sekundärfeldes. Die Vertikal-komponente des elektrischen Feldes muß oberhalb und unterhalb der Fläche entgegengesetzte Richtung, aber gleichen Betrag haben.

Die Grenzsichtdicke kann man bekanntlich dadurch abschätzen, daß man das Eindringen elektromagnetischer Wellen der betreffenden Frequenz verfolgt. Für die Grenzsichtdicke ergeben sich in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit und Frequenz die in Tabelle 1 angegebenen Werte:

Frequenz	$\sigma = 5 \cdot 10^{17}$	$\sigma = 10^{10}$	$\sigma = 10^8$
10	$2 \cdot 10^{-1}$	1000 cm	100 m
100	$6,3 \cdot 10^{-2}$	316 „	31,6 „
500	$2,8 \cdot 10^{-2}$	140 „	14,1 „
1000	$2 \cdot 10^{-2}$	100 „	10 „

Die Strömung ist bestimmt, wenn man die Dichte ihrer Quellen und Wirbel kennt.

Für die Berechnung des primären, stationären, wirbelfreien Teiles der Strömung, deren Abnahme mit der Entfernung unabhängig von der Frequenz ist, gelten die in Abschnitt II aufgestellten Formeln.

Für die Stromfunktion der quellenfreien Sekundärströmung eines elektrischen Dipols, welche vom Magnetfeld der Primärströmung induziert wird, gilt, wenn die Verschiebungsströme gegenüber den Leitungsströmen verschwindend klein sind und wenn h die oben erwähnte Grenzsichtdicke nicht überschreitet und wenn J die Stärke und dl die Länge des primären Stromstückes bedeuten:

$$\psi = \frac{i \cdot v \cdot J \cdot dl}{4 \pi^2 \cdot \sigma h} \cdot \frac{J}{v} \dots \dots \dots (13)$$

Für die Koordinatenkomponenten der quellenfreien Strömung ergibt sich dann:

$$j_x = - \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad j_y = - \frac{\partial \psi}{\partial x} \dots \dots \dots (14)$$

Man sieht, daß die Wirbelstromdichte mit dem Quadrat der Entfernung abnimmt.

Ist der Abstand des Quellenpaares $2a$, dann erhalten wir für die Stromfunktion des quellenfreien Teiles der Strömung den Ausdruck:

$$\psi = \frac{i v y J}{4 \pi^2 \sigma h} \left\{ \log \left[\frac{1}{y} (a - x + \sqrt{(a - x)^2 + y^2}) \right] - \log \left[\frac{1}{y} (a + x + \sqrt{(a + x)^2 + y^2}) \right] \right\}. \quad (15)$$

Januar 1943

Dat.	$K_1 K_2$								ΣK_1	B
1	01	01	01	01	01	21	41	31	9	1
2	21	01	11	11	11	35	21	11	11	1+
3	26	21	01	01	31	36	21	32	15	2
4	31	21	21	52	53	76	57	45	33	4+
5	41	31	32	21	21	31	31	41	24	3
6	21	21	22	22	22	32	41	31	20	2+
7	11	01	01	01	01	11	01	11	3	0+
8	11	11	01	01	11	21	31	31	11	1
9	31	21	01	21	01	21	11	11	11	1+
10	01	01	11	21	11	11	21	31	10	1
11	11	11	11	01	01	21	01	36	8	1
12	11	21	11	11	11	01	01	35	9	1
13	21	11	01	11	11	11	11	22	9	1
14	01	01	01	01	01	01	02	12	1	0
15	01	01	11	01	11	11	12	21	6	0+

Dat.	$K_1 K_2$								ΣK_1	B
16	01	01	01	11	21	46	31	31	13	1+
17	41	11	21	51	31	56	55	31	28	4
18	31	21	21	22	21	23	36	11	17	2
19	21	11	11	02	22	35	21	35	14	1+
20	11	21	31	21	31	67	77	78	37	4+
21	45	31	21	31	51	41	33	56	29	3+
22	65	21	12	32	42	56	51	41	30	4
23	31	21	21	21	21	21	21	46	19	2
24	31	21	11	21	11	21	35	21	16	2
25	21	11	11	11	01	11	11	11	8	1
26	32	31	31	31	11	45	11	36	21	2+
27	21	11	01	21	32	45	11	01	13	2
28	01	21	11	21	21	36	46	11	15	2
29	31	11	01	11	11	11	21	36	12	1+
30	45	31	11	11	01	11	11	36	14	2
31	01	11	11	11	21	21	21	32	12	1+

Februar 1943

1	31	11	01	01	11	21	21	36	12	1+
2	11	01	21	11	22	21	11	21	11	1+
3	31	21	21	21	21	21	41	21	19	2
4	21	31	21	31	31	21	21	31	20	2+
5	31	11	21	21	32	32	45	21	20	2+
6	31	11	11	22	22	45	31	45	20	2+
7	21	11	11	11	01	21	21	35	12	1+
8	35	11	11	11	11	21	46	11	14	1+
9	21	11	21	11	11	11	33	11	12	1+
10	01	01	11	21	11	11	35	21	10	1
11	21	21	21	21	11	01	26	11	12	1+
12	21	21	01	11	12	01	36	36	12	1+
13	31	31	31	22	32	21	31	31	22	2+
14	21	11	11	21	11	01	11	32	11	1+
15	32	11	11	11	12	01	21	01	9	1

16	11	01	11	01	01	31	31	21	10	1
17	31	46	43	68	42	32	56	51	34	4+
18	35	31	32	32	32	21	11	32	21	2+
19	31	11	12	22	23	36	21	11	15	2
20	01	21	01	21	21	36	11	11	11	1+
21	01	01	01	11	11	11	31	35	9	1
22	01	01	01	21	21	11	22	21	9	1
23	21	11	12	21	11	22	35	32	15	1+
24	32	32	22	22	22	21	21	45	20	2+
25	21	21	01	11	11	41	55	41	19	2+
26	57	41	31	21	21	41	55	31	28	3+
27	31	21	11	21	21	11	36	32	17	2
28	21	11	12	11	12	11	21	01	9	1

März 1943

1	01	21	01	11	21	35	21	11	11	1+
2	11	22	43	32	21	11	21	11	16	2+
3	11	11	22	31	31	11	31	45	18	2+
4	31	21	31	41	31	31	52	55	28	3+
5	31	31	32	22	31	55	35	31	25	3
6	31	11	22	21	22	21	45	31	19	2+
7	21	21	01	21	22	21	35	31	16	2
8	32	31	11	21	22	32	35	32	20	2+
9	32	21	21	21	21	22	31	35	19	2+
10	22	12	12	11	11	11	22	32	12	1+
11	31	11	11	21	21	32	57	41	21	2+
12	41	41	22	32	33	55	55	45	30	3+
13	21	11	11	12	25	11	11	21	11	1
14	31	31	22	22	21	31	11	26	18	2
15	12	11	01	11	11	21	11	11	8	1

16	21	31	31	42	31	31	55	55	28	3+
17	41	11	22	32	31	11	11	35	18	2+
18	11	11	21	11	11	35	31	11	13	1+
19	21	11	23	32	23	33	32	45	20	2+
20	21	31	42	41	37	45	65	21	28	4
21	11	21	11	21	11	21	31	21	14	1+
22	21	22	22	32	23	42	51	57	25	3
23	57	42	32	32	32	21	45	31	27	3+
24	11	11	22	22	32	55	11	11	16	2+
25	11	33	11	11	12	11	12	11	10	1+
26	22	11	11	11	11	23	11	36	12	1+
27	21	11	11	11	11	21	35	21	13	1+
28	01	11	11	11	11	11	21	24	9	1
29	22	31	11	31	31	47	63	57	27	3+
30	41	41	21	31	37	31	56	41	28	3+
31	31	21	21	11	21	56	45	41	23	3

Tabelle 2. Plötzliche Sturmanfänge s

1942 November 5. 18^h 4^m 6

Tabelle 3. Erdmagnetisch erkennbare Eruptionseffekte und geschätzte reine Korpuskulareffekte $K_1(P)$

1942 November 4. 11^h32^m bis 11^h37^m; $K_1(P) = 3$ für Intervall 9^h–12^h
 1943 März 18. 6^h18^m bis 6^h23^m; $K_1(P) = 1$ für Intervall 6^h–9^h

Tabelle 4. Häufigkeiten der Kennziffern K_1 für jeden Monat und Durchschnittswerte November 1942 bis März 1943

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	$K_{1,m}$	A	$K_1(A)$
November	8	37	85	60	27	20	3	—	—	—	2.55	30.2 γ	3.10
Dezember	45	64	54	39	34	11	1	—	—	—	1.96	22.8	2.69
Januar	46	64	60	47	16	10	2	3	—	—	1.90	23.6	2.74
Februar	25	60	70	50	13	5	1	—	—	—	1.93	19.7	2.48
März	5	68	69	66	23	15	2	—	—	—	2.35	26.4	2.90

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

Vorläufige Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Niemegek in den Jahren 1941 und 1942

Von G. Fanselau, Potsdam. — (Mit 2 Abbildungen)

Die vorliegende Notiz schließt sich inhaltlich sowie in der äußeren Form an die vorhergehenden Veröffentlichungen für die Jahre 1939*) und 1940**) an.

So enthalten die Tabellen 1 und 2 wieder die Monatsmittel der wichtigsten erdmagnetischen Elemente für die beiden Jahre 1941 und 1942. Diese Monatsmittel sind mit vorläufig ausgeglichenen Basiswerten errechnet worden. Geringe Verschiebungen gegenüber den endgültigen Werten sind also möglich. Mit Hilfe dieser Monatsmittel wurde die Zusammenstellung der Normalwerte in Tabelle 3 weiter fortgeführt bis zu dem Wert 1942.5. In üblicher Weise bedeutet dabei der Wert zur Epoche 0.0 das Mittel aus den 12 Monaten Juli—Juni, der Wert zur Epoche 0.5 das Mittel aus den 12 Monaten Januar—Dezember.

Die Tabelle 4 enthält weiter die beobachteten Werte der Säkularvariation. Man erkennt bei der Deklination ein weiteres Absinken der posi-

*) Zeitschr. f. Geophys. 16, 181—184 (1940).

**) Ebenda 17, 213—217 (1941/42).

tiven Werte, wie es sich schon in den vorhergehenden Jahren bemerkbar gemacht hatte. Das Verhalten der Säkularvariation bei der Horizontalintensität ist weniger einheitlich. Die schon im Jahre 1939 geäußerte Ver-

Niemegk: $\varphi = 52^{\circ} 4'.3$, $\lambda = 12^{\circ} 40'.5 = 0^{\text{h}}50^{\text{m}}42.0^{\text{s}}$ östl. v. Greenwich,
 $h = 78 \text{ m}$ über NN

Tabelle 1. Vorläufige Monatsmittel 1941

Monat	D	J	H	Z
Januar	— $4^{\circ} 5'.2$	$67^{\circ} 0'.8$	$0^{\text{f}}18435.8$	$0^{\text{f}}43458.8$
Februar	4.5	0.9	35.9	462.8
März	2.7	2.5	20.2	483.7
April	3.1	1.5	32.6	476.0
Mai	3.2	0.7	41.8	470.7
Juni	2.7	0.6	43.6	472.1
Juli	1.0	2.3	24.0	485.8
August	0.5	1.8	29.8	483.1
September	— $3^{\circ} 59.4$	3.1	15.3	494.1
Oktober.....	59.2	2.7	24.8	502.6
November	57.9	3.1	22.6	508.5
Dezember	58.0	2.5	28.8	504.7

Tabelle 2. Vorläufige Monatsmittel 1942

Monat	D	J	H	Z
Januar	— $3^{\circ} 57'.3$	$67^{\circ} 1'.9$	$0^{\text{f}}18435.7$	$0^{\text{f}}43499.4$
Februar	56.6	2.0	34.3	499.5
März	55.7	2.8	26.3	506.3
April	55.4	2.5	30.2	507.2
Mai	54.9	1.6	43.0	504.6
Juni	54.8	1.3	48.0	506.0
Juli	54.0	2.1	38.0	509.7
August	53.0	2.4	35.2	515.5
September	52.3	3.1	30.0	525.9
Oktober.....	51.0	3.7	23.8	533.0
November	50.3	3.7	25.2	537.4
Dezember	49.8	3.8	26.5	543.4

mutung, daß hier das Durchschreiten eines Minimalwertes vor sich gehe, scheint sich nach den letzten Werten der Säkularvariation für 1941.5/1942.5 zu bewahrheiten. Die gerade dann zu erwartenden geringen Beträge der Säkularvariation sind naturgemäß bei der Horizontalintensität stark von dem jeweiligen Störungszustand der einzelnen Jahre abhängig.

Zur Beurteilung dieses Störungszustandes bringt die Tabelle 5 die Fortsetzung der Wertereihe der magnetischen Aktivität u^*) bis zum Jahre 1942.

Tabelle 3. Zusammenstellung der Normalwerte 1934.0—1942.5

Epoche	<i>D</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>Z</i>
1934.0*)	— 5° 10'.34	66° 45'.77	0'18500.6	0'43088.0
34.5	5.16	46.92	491.3	106.0
35.0	— 4° 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	22.78	57.81	438.6	361.7
39.5	18.30	58.54	437.9	385.6
40.0	13.78	59.38	435.3	409.1
40.5	9.60	67° 0.07	434.5	431.2
41.0	5.59	0.76	434.7	456.3
41.5	1.45	1.88	429.6	483.7
42.0	— 3° 57.57	2.31	430.2	500.2
42.5	53.75	2.56	433.0	515.7
43.0	50.0	2.9	434	531
43.5	46.3	3.2	436	546

*) Nach vorläufiger Berechnung.

Tabelle 4. Säkularvariation

	<i>D</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>Z</i>
1934.5/35.5	+ 10'.28	+ 2'.50	— 14.74	+ 52.79
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	+ 8.79	+ 1.27	+ 0.9	+ 46.4
39.5/40.5	+ 8.70	+ 1.53	— 3.4	+ 45.6
40.5/41.5	+ 8.15	+ 1.81	— 4.9	+ 52.5
41.5/42.5	+ 7.70	+ 0.68	+ 3.4	+ 32.0

Man erkennt für das Jahr 1941 gegenüber 1940 eine geringe Steigerung der magnetischen Aktivität im Jahresmittel, die sich entsprechend in einer

*) Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin im Jahre 1921, S. 6—7.

Verringerung der Werte der Horizontalintensität auswirken muß, falls die Säkularvariation nahezu den Wert 0 hat. Das zeigt sich tatsächlich in dem negativen Wert -4.9γ in der Tabelle 4. Der Übergang 1941 auf 1942 bringt im Gefolge der weiteren Abnahme der Sonnenaktivität ein merkliches Absinken auch der magnetischen Aktivität verbunden mit einer Zunahme der Werte der Horizontalintensität. Auch hier zeigt die Tabelle 4 mit dem positiven Wert $+3.4\gamma$ ein entsprechendes Mitgehen der Säkularvariation, wieder ein Hinweis auf den Wert der wahren Säkularvariation nahe bei 0.

Tabelle 5. Magnetische Aktivität u 1937—1942

	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
1940..	1.47	0.85	2.45	1.52	1.33	1.37	0.92	0.86	0.98	1.35	1.53	0.90	1.29
1941..	1.14	0.82	2.58	0.95	0.81	0.91	1.66	1.05	1.94	1.08	2.05	0.90	1.32
1942..	0.84	1.15	1.01	1.39	0.99	0.78	0.84	0.61	0.81	1.14	1.00	0.81	0.95

Ein strenger zahlenmäßiger Zusammenhang zwischen Aktivität und Säkularvariation ist natürlich für das Jahresmittel nicht zu erwarten, da hier vielmehr häufig eine einzelne starke Störung von ausschlaggebender Wirkung sein kann. Alles in allem kann man also feststellen, daß gegenwärtig für Niemegk die wahre Säkularvariation der Horizontalintensität nahe bei 0 liegt, und daß man bei weiter abnehmender Aktivität für die nächsten Jahre mit einer Steigerung der H-Werte wird rechnen können, besonders im Hinblick auf das Wiederanwachsen von H nach Durchschreiten des Minimums.

Ähnlich liegen die Dinge bei der Vertikalintensität. Auch hier ist der unverkennbaren langsamen Abnahme der Werte der Säkularvariation der Einfluß der Aktivität deutlich überlagert. Für 1941 erhält man eine scheinbare Steigerung, die aber im folgenden ruhigeren Jahre 1942, wo die vorhandene wahre Abnahme der Säkularvariation mit der Abnahme der Aktivität gleichsinnig verläuft, zu einer merklichen Verringerung der Säkularvariation führt.

Unter Berücksichtigung aller dieser Umstände wurden nun folgende Werte der Säkularvariation für die Extrapolation von 1943.5 angesetzt:

bei D : $+7'.5$, bei H : $+3\gamma$, bei Z : $+30\gamma$,
für J daraus berechnet: $+0'.6$.

Zur besseren Übersicht über das wirkliche Verhalten der Säkularvariation habe ich die vollständige Reihe aller Normalwerte von 1890 an besonders bearbeitet und werde in Kürze hierüber berichten.

Die Sicherheit der extrapolierten Werte liegt für 1941.0 und 1941.5 bei:

	<i>D</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>Z</i>
1941.0.	+ 0'.2	- 0'.1	- 1 γ	- 3 γ
1941.5.	+ 0.3	- 0.6	+ 4	- 9

also bei Werten, die für die Praxis voll ausreichend sind.

Die magnetische Aktivität bringt mit dem Jahresmittel für 1942 wie gesagt erstmalig eine merkliche Abnahme. Während sich das Vorjahr 1941 durch die Großstörungen vom 1. März*), 5. Juli und 18. September mit drei Monatsmitteln stark über den normalen Wert erhebt und so sogar zu einer geringen Zunahme der Aktivität gegenüber 1940 führt, bringt 1942 keine ausgesprochene Großstörung mehr. Im einzelnen ist der Störungszustand des Jahres 1941 und 1942 den Potsdamer Erdmagnetischen Kennziffern zu entnehmen, die laufend in dieser Zeitschrift veröffentlicht werden. An besonders stark gestörten Zeiten in den beiden Jahren 1941 und 1942 sind zu nennen:

Tabelle 6

1941, März 1,	4 ^h —März 1,	24 ^h M. G. Z.
März 14,	9 ^h —März 14,	23 ^h
März 28,	9 ^h —März 28,	22 ^h
März 30,	17 ^h —März 31,	12 ^h
April 24,	8 ^h —April 24,	19 ^h
Juli 5,	5 ^h —Juli 5,	22 ^h
Juli 6,	12 ^h —Juli 7,	5 ^h
Aug. 4,	1 ^h —Aug. 4,	19 ^h
Sept. 18,	5 ^h —Sept. 19,	10 ^h
Okt. 31,	18 ^h —Nov. 1,	8 ^h
Dez. 1,	6 ^h —Dez. 1,	23 ^h

Tabelle 7

1942, Febr. 23,	13 ^h —Febr. 23,	23 ^h M. G. Z.
März 1,	6 ^h —März 2,	3 ^h
März 5,	15 ^h —März 5,	23 ^h
März 26,	8 ^h —März 26,	19 ^h
April 4,	15 ^h —April 4,	21 ^h
Aug. 16,	16 ^h —Aug. 16,	23 ^h
Aug. 23,	12 ^h —Aug. 23,	20 ^h
Sept. 17,	9 ^h —Sept. 17,	21 ^h
Okt. 2,	12 ^h —Okt. 2,	21 ^h
Okt. 28,	12 ^h —Okt. 29,	24 ^h

*) J. Bartels, Zeitschr. f. Geophys. 17, 56—57 (1941).

Eine erwähnenswerte magnetische Erscheinung bilden Riesenpulsationen, die im Verlauf der stärkeren Störung vom 1. März 1942 in der Zeit von 14^h30^m bis 17^h30^m Weltzeit auftraten (Fig. 1). Bei bemerkenswerter Konstanz der Frequenz — volle Schwingungsdauer etwa 6 Minuten — sind diese Pulsationen mit einer maximalen Amplitude von $\sim 60 \gamma$ in X, $\sim 50 \gamma$ in Y, $\sim 10 \gamma$ in Z dem allgemeinen Störungsgang überlagert.

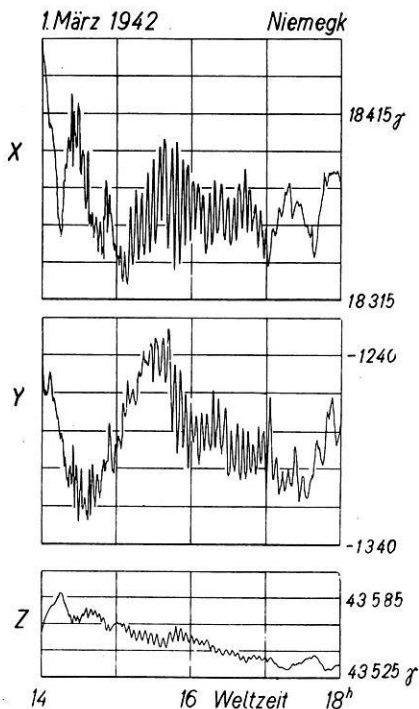


Fig. 1. Erdmagnetische Großpulsationen am 1. März 1942

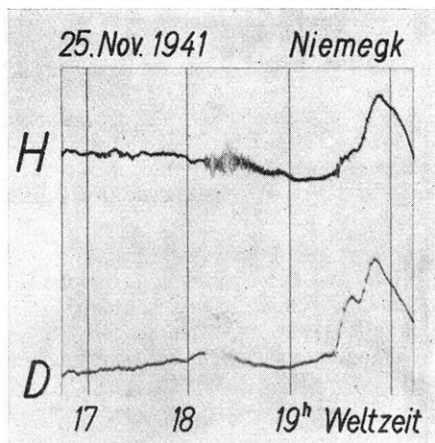


Fig. 2. Störungen der erdmagnetischen Registrierungen durch das Erdbeben vom 25. November 1941

Störungen der magnetischen Registrierungen durch Erdbeben sind im Jahre 1941 dreimal aufgetreten: Zwei schwächere Störungen am 26. Juni in der Zeit von 12^h12^m bis 12^h54^m und am 18. November in der Zeit von 17^h30^m bis 17^h36^m. Eine starke Störung brachte das Erdbeben im Gebiet der Azoren am 25. November in der Zeit von 18^h9^m bis 18^h29^m, die in der Fig. 2 wiedergegeben ist. Im Jahre 1942 sind solche Störungen nicht festgestellt worden.

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

Referate und Mitteilungen

Preis Ausschreiben!

Der Physikalische Verein in Frankfurt a. M. schreibt einen Preis in Höhe von 3000,— RM aus für Arbeiten über die *Zusammensetzung der atmosphärischen Luft*, insbesondere an Spurenstoffen, jedoch unter möglichstem Ausschluß industrieller Verunreinigungen.

Die Arbeiten sollen bis zum 1. Juli 1944 beim Sekretariat des Physikalischen Vereins in Frankfurt a. M., Robert-Mayer-Straße 2/4 eingegangen sein.

Der Physikalische Verein behält sich das Recht vor, die eingegangenen Arbeiten geschlossen zu veröffentlichen, wodurch aber das Veröffentlichungsrecht der Autoren nicht beeinträchtigt wird.

Der Preis kann auch geteilt vergeben und gegebenenfalls erhöht werden.

Frankfurt a. M., den 29. April 1943.

Der Vorstand:
Dr. W. Braun.

Geophysikalische Berichte

Guido Alfani 1876—1940. Geofis. pura e appl. **3**, 19—21, 1941, Nr. 1.

S. Chapman. Prof. D. la Cour †. Nature **150**, 115—116, 1942, Nr. 3795. (25. 7. 42.)

Johannes Olsen. Dan Barfod la Cour, 12. 9. 1876—19. 5. 1942. Fysisk Tidsskr. **40**, 109—117, 1942, Nr. 4. (Sept. 1942.)

Mario Bossolasco. Fernando Dalmasso di Garzegna 1913—1940. Geofis. pura e appl. **3**, 21—22, 1941, Nr. 1.

Ottavio Sarrica. Giovanni Ingrao 1885—1940. Geofis. pura e appl. **3**, 22—23, 1941, Nr. 1.

Wilhelm Jordan 1842—1899. Gedenkschrift zum hundertsten Geburtstage. 1942. (Dtsch. Ver. Vermessungswesen.)

Stiehr. Gotthelf Kummer †. ZS. f. Verm. **70**, 401—402, 1941, Nr. 20. (15. 10. 41.)

Leonardo Martinozzi 1904—1941. Geofis. pura e appl. **4**, 40, 1942, Nr. 1.

Emilio Oddone 1864—1940. Geofis. pura e appl. **3**, 17—19, 1941, Nr. 1.

L'Istituto Geofisico Italiano. Geofis. pura e appl. **3**, 35, 1941, Nr. 1.

Dede.

Paolo Vocca. Sull'opportunità di un calcolo più completo dell'aberrazione annua per le coppie di stelle del Servizio Internazionale delle Latitudini. Rend. Roma (7) **2**, 735—744, 1940, Nr. 9. Stellungnahme der Zentralstelle des internationalen Breitenendienstes zu den Vorschlägen von Z a g a r, die Störungen des Mondes, der Planeten usw. noch mehr als bisher zu berücksichtigen (Mem. Soc. Astr. Ital. **12**, 1, 1939). Verf. betrachtet vor allem den Einfluß der Störungen auf die Deklination und auf die Exzentrizität der Erdbahn und findet, daß es nicht opportun erscheint, von den bisher benutzten Formeln abzugehen, namentlich auch in Anbetracht der gewaltigen Mehrarbeit, die sonst zu leisten wäre. *Stöckl.*

F. Perz. Höhenmessungen im bergbaubewegten Gelände. Berg- u. hüttenm. Monatsh. Leoben **90**, 136—145, 1942, Nr. 9. (Sept. 1942.) (Leoben.) Beim Nivellieren in Senkungsgebieten wird die Höhenbestimmung durch die während der Messung erfolgenden Bodensenkungen gefälscht; es wird gezeigt, daß bei Einhaltung einer bestimmten Reihenfolge das Mittel aus Hin- und Rückmessung in jedem Fall den richtigen Wert liefert. *Dziobek.*

Luciano Chiara. Sulla determinazione della forma d'un pianeta, nota la gravità in superficie. Rend. Roma (7) **1**, 245—250, 1940, Nr. 7. (Palermo, Osservat. Astron.) Weitere Ausführungen zu der Abhandlung von M i n e o, welche in diesen Ber. **23**, 110, 1942 referiert ist unter Benutzung der Gleichungssysteme von G a r c i a und R o s e n b l a t t (s. diese Ber. **19**, 1784, 1938). Ableitung der Bedingungen, unter welchen die Gleichungen M i n e o s eine eindeutige Lösung besitzen. *Stöckl.*

Corradino Mineo. Forma d'un pianeta dedotta dai valori della gravità in superficie. II. Rend. Roma (7) **1**, 109—113, 1940, Nr. 6. (Accad. Italia.) Die Rechnungen über die Bestimmung der Oberflächengestalt eines Planeten aus den Werten der Schwere an der Oberfläche (dies Ber. **23**, 110, 1942) werden fortgesetzt. *Schön.*

Corradino Mineo. Sul passaggio da uno a un altro degli ellissoidi locali relativi a una data regione del geoido e sulle conseguenti variazioni delle coordinate ellissoidiche dei vertici della rete geodetica. Rend. Roma (7) **2**, 333—337, 1940, Nr. 6. Kurze Ableitung von Formeln 1. für den Übergang von einem lokalen Ellipsoid, das sich auf einen bestimmten Teil des Geoids bezieht, auf ein anderes Ellipsoid; 2. für die daraus folgenden Variationen der Hauptpunkte des geodätischen Netzes. Fortsetzung von Publ. dell'Oss. Astr. di Palermo **9**, Nr. 3, 1940; Ann. di Mat. pure appl. (4) **14**, 255, 1935/36. *Stöckl.*

Corradino Mineo. *Su una formula integro-differenziale relativa alle funzioni di Laplace.* Rend. Roma (7) 2, 944—947, 1941, Nr. 12. Die Hauptgleichung, welche Verf. in der Abhandlung benutzt, welche in diesen Ber. 23, 110, 1942 referiert ist, wird auf Grund der Laplace'schen Funktionen bewiesen. *Stöckl.*

Gino Cassinis. *La crociera gravimetrica del R. Sommergebile „Des Geneys“ anno 1935.* Rend. Roma (7) 2, 1038—1048, 1941, Nr. 12. Mit einem Apparat, Modell Meinesz, der Seistoellen-Werke wurden an Bord des Unterseebootes „Des Geneys“ Schwere-messungen im Tyrrhenischen, Jonischen und Ägäischen Meer im Jahre 1935 (Juli und August) durchgeführt, und zwar an 49 Stationen auf offener See und an acht Stationen in Häfen. — Genaue Beschreibung der Einzelheiten der Apparatur. — Die Ergebnisse sind in einer Isoanomalienkarte nach Bouguer dargestellt; das Zahlenmaterial selbst wird später veröffentlicht. — Ergebnisse: Der südliche Teil des Tyrrhenischen Meeres, das Meer um Sizilien, der südliche Teil des Ägäischen Meeres sind Gebiete positiver Anomalie. Der größte Teil des Jonischen Meeres, das zentrale Mittelmeer, einschließlich Streifen südlich Kreta bis nahe an die afrikanische Küste sind Gebiete negativer Anomalie. Die Isoanomale $+100$ mgal geht nördlich von Kreta, -100 südlich dieser Insel vorbei. Starke negative Anomalien finden sich in einem kleinen Bereich des Golfes von Lepanto. — An den Küsten von Calabrien, in der Nähe der Westküste von Sizilien, nördlich und südlich von Kreta zeigen sich Verhältnisse, welche jenen analog sind, die Meinesz im Gebiete der Sundainseln und im Golf von Mexiko feststellte; Zonen positiver Anomalie treten ganz in der Nähe von Zonen beträchtlicher negativer Anomalie auf. — Kurze Betrachtung über die tektonischen Verhältnisse; Hinweis auf horizontale Kräfte, welche aus Zonen positiver Anomalie in Richtung auf Zonen negativer Anomalie wirken. *Stöckl.*

André Mercier. *Précisions sur la liquéfaction du globe terrestre.* C. R. Soc. de phys. Genève 59, 82—86, 1942, Nr. 1; Beilage zu Arch. sc. phys. nat. (5) 24, 1942, März/April. (Bern, Univ., Sémin. Phys. théor.) Weitere Äußerungen im Anschluß an die in diesen Ber. 19, 1360, 1961, 1938 referierten Veröffentlichungen gegen Bemerkungen von H. Jeffreys, The earth. S. 29. *Stöckl.*

Clark Goodman and Dean C. Pieton. *Autoradiography of ores.* Phys. Rev. (2) 60, 688, 1941, Nr. 9. (Cambridge, Mass., Inst. Technol.) Nach einem Hinweis auf die seit der Bequerelschen Entdeckung angewandte Methode der Autoradiographie radioaktiver Erze und des neuerdings ausgeführten Nachweises künstlich radioaktiver Stoffe in biologischen Substanzen beschreiben Verff. einige Versuche mit Erzen, die geeignete Elemente enthalten, um sie mit Hilfe langsamer Neutronen radioaktiv zu machen. Zu diesem Zweck wurden Manganerze mit dem M. I. T.-Cyclotron bestrahlt. Die beigegebenen Aufnahmen zeigen die Oberfläche der Erze und die Autoradiographien, aus denen der Mangangehalt der Erze zu erkennen ist. Bezüglich der Diskussion vgl. das Original. Die Strahlenquelle wurde mit dem Zählrohr geprüft. Die 2,6-Periode von Mangan war vorherrschend. *R. Jaeger.*

L'utilizzazione industriale delle acque termali. Geofis. pura e appl. 3, 29—31, 1941, Nr. 1. *Dede.*

Henry Norris Russell. *The cosmical abundance of the elements.* Nature 148, 647—649, 1941, Nr. 3761. Zusammenfassender Vortrag über Häufigkeit von Elementen in der Erdkruste, in Meteoriten, in der Photosphäre der Sonne und einiger Sterne, in Nebeln und in der interstellaren Materie, unter Berücksichtigung neuerer Arbeiten von Goldschmidt, Goldberg, Unsöld und anderen. Die Zusammensetzung der Meteoriten, die wahrscheinlich ihrer Herkunft nach dem Sonnensystem entstammen, ist in Einklang mit den Häufigkeitsdaten von Erde und Sonne. Erwähnt werden Resultate von Berman über einen großen Kohlenstoffgehalt in R Coronae

Borealis, verbunden mit einem Defizit in Wasserstoff, und von Greenstein über v Sagittarii, der dort einen Heliumüberschuß und fast völliges Fehlen von Wasserstoff findet. *Houtermans.*

Sulla struttura della crosta terrestre. Geofis. pura e appl. 3, 24—26, 1941, Nr. 1. *Dede.*

Josef Hoffmann. *Uran im nördlichen Teil des Erzgebirgsbruches.* Anz. Akad. Wien 1940, S. 87—89, Nr. 11. (Wien, T. H., Inst. chem. Technol. anorgan. Stoffe.) S. diese Ber. 21, 726, 1940. *Houtermans.*

Segnalazioni sul problema petrolifero italiano. Geofis. pura e appl. 4, 51—54, 1942, Nr. 1.

Markus Báth. *Observations séismographiques faites à l'Observatoire météorologique d'Uppsala de juillet 1939 à juin 1940.* Publ. Obs. Univ. Uppsala 1941, 34 S. *Dede.*

Abdulazim Aziz. *Luminous phenomenon accompanying the Cyprus earthquake, January 20, 1941.* Nature 149, 640, 1942, Nr. 3788. (Nicosia, Cyprus, Dep. Agr.) Über das Erdbeben vom 20. Januar 1941 in der Gegend zwischen Cypern und Syrien werden einige Beobachtungen über begleitende Leuchterscheinungen nachgetragen. Es handelt sich hierbei im wesentlichen um einen Blitz und eine kugelblitzartige Erscheinung rötlicher Farbe. *Schmerwitz.*

L. P. G. Koning. *On the determination of the faultplanes in the hypocentre of the deepfocus earthquake of June 29, 1934 in the Netherlands East Indies.* Proc. Amsterdam 45, 636—642, 1942, Nr. 7. (Sept. 1942.) Vorausgesetzt wird, daß die Lage und Neigung der Verwerfungen im Ostindischen Archipel durch die von Berlage veröffentlichten Orte der Tiefherdbeben bestimmt wird. Diese erstrecken sich bis zu einer Tiefe von 700 km und bilden so eine Ebene, die unter 55° gegen die Erdoberfläche geneigt ist. Zur Bestimmung der Grenzkurven der Kompression und Dilatation an der Oberfläche wird die stereographische Projektion verwendet. Es werden eine ganze Reihe möglicher Variationen in den Voraussetzungen erörtert. Für den Fall genauerer Ablesungen der Seismogramme wird auch eine bessere Bestimmung der Lage der Quadrantensysteme in Aussicht gestellt. *Schmerwitz.*

I. Atanasiu und Th. Kräutner. *Vorläufige Mitteilung über das Erdbeben vom 10. November 1940.* Bull. Acad. Roum. 24, 207—219, 1941, Nr. 3. Für das Beben vom 10. November 1940 wird aus 5000 beantworteten Fragebogen eine Isoseistenkarte zusammengestellt. Es ist die erste Karte dieser Art, die sich auf eine derartig große Zahl von Beobachtungsaussagen stützt. Die 12 teilige Sieberg-Mercalli-Skala wurde benutzt. Die Verf. kommen zu dem Schluß: „Es läßt sich auf diesem Wege kein eindeutiges Epizentrum feststellen.“ Es wird versucht, die Unregelmäßigkeit des Verlaufes der Isoseisten durch tektonische Verhältnisse zu erklären. Eine Reihe früherer Beben hatte den gleichen Charakter und somit wahrscheinlich auch die gleiche Ursache. Es wird der gemeinsame Name „Moldauische Beben“ vorgeschlagen. Einige nicht ganz überzeugende physikalische Deutungen werden versucht. Geologische Oberflächenauswirkungen werden beschrieben. Die Gebäudeschäden sind im einzelnen sehr eingehend besprochen und durch eine Reihe guter photographischer Aufnahmen erläutert. *Schmerwitz.*

G. Petrescu. *Determination de l'épicentre du tremblement de terre de Roumanie du 22 Octobre 1940.* Bull. Acad. Roum. 24, 517—528, 1942, Nr. 8. Die Stationsaufzeichnungen des rumänischen Bebens vom 22. Oktober 1940 bis zu etwa 25° Entfernung werden eingehend rechnerisch ausgewertet. Das Epizentrum wird nach dem Schnittpunktverfahren der Mittelsenkrechten der Verbindungslinien gleichzeitig aufzeichnender Stationen festgelegt. Eine Laufzeitkurve für P und S — P wird gezeichnet. Die Herzzeit wird durch ein Ausgleichungsverfahren endgültig bestimmt. An-

schließend erfolgt die Ermittlung des Epizentrums ebenfalls mit Hilfe eines Ausgleichsverfahrens. Schließlich wird in gleicher Weise die Bestimmung der Herdtiefe durchgeführt. Es ergibt sich eine Tiefe von 122 km ohne Bestimmung eines Fehlerbereichs. Die Tiefe dieses Bebens ist demnach die gleiche wie die des großen Bebens vom 10. November 1940. Das Verfahren, dreimal hintereinander und unabhängig voneinander das Epizentrum, die Herdzeit und dann die Herdtiefe für sich auszugleichen, obwohl alle diese drei Größen voneinander abhängen, ist mathematisch absolut nicht einwandfrei. Daß hier im Karpathenbogen in Rumänien ein Gebiet großer Erdbeben-Herdtiefen vorliegt, wird durch die Auswertung dieser beiden Beben und die anschließende makroseismische Bearbeitung sehr wahrscheinlich gemacht. Wenn in diesem Gebiet ein Stationsnetz etwa nach dem Vorbild des Süddeutschen Erdbebendienstes geschaffen werden könnte, würde die Frage der großen Herdtiefe und manche andere ganz sicher entschieden werden können und die Geophysik eine große Bereicherung ihrer Erkenntnisse erfahren. *Schmerwitz.*

J. A. Fleming. *Summary of the year's work, department of terrestrial magnetism, Carnegie Institution of Washington.* Terr. Magn. **46**, 43—50, 1941, Nr. 1. (Washington, D. C., Carnegie Inst., Dep. Terr. Magn.) *Dede.*

R. Penndorf und D. Stranz. *Die Temperaturverhältnisse im erdmagnetischen Variationshaus am Observatorium Collnberg.* Gerlands Beitr. **59**, 224—236, 1942, Nr. 2. (Leipzig, Neustrelitz.) Im Innern eines Variationshauses soll praktisch kein Tagesgang der Temperatur auftreten. Nachdem sich am Geophysikalischen Observatorium der Universität Leipzig das Haus 5 Jahre im Betrieb bewährt hat, wurde das thermische Verhalten erneut untersucht und ein geringes Nachlassen der thermischen Eigenschaften durch Austrocknen des Baumaterials festgestellt. Während zweier Perioden von je 6 Tagen wurde im Sommer 1939 die stündliche Temperatur innen und außen bestimmt und die Abnahme der Amplitude im Haus auf $1/25$ bis $1/28$ der Lufttemperatur sowie eine Phasenverzögerung der Extreme um 12^h ermittelt. Der Temperaturleitungskoeffizient des Baumaterials errechnet sich zu $6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ und die Bauweise ist einer unterirdischen Anlage mit einer Erdschicht von 30 cm gleichwertig. Für den Zeitraum von 2 Jahren wurden aus den täglichen Temperaturmessungen die interdiurnen Änderungen berechnet. Als Korrelationskoeffizient für die Änderung der Temperatur im Haus (ΔT_j) vom Tage 2 zu 3 zu der der Lufttemperatur (ΔT_L) vom Tage 1 zu 2 ergab sich ein Wert von 0,58 und als Beziehungsgerade $\Delta T_j = 0,132 \Delta T_L - 0,0086$. In diesem Zeitraum kam es etwa dreimal in jedem Monat vor, daß sich innen die Temperatur von einem Tag auf den nächsten um mehr als $1,0^\circ \text{ C}$ änderte, was eine Zunahme gegen früher bedeutet. Im Mittel betrug die interdiurne Änderung innen $0,48$ gegen $0,37$ bei Errichtung des Hauses, wobei die der Lufttemperatur $1,85^\circ$ pro Tag betrug. Die Jahresschwankung der Lufttemperatur macht die Luft im Hause fast vollständig mit. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

Domenico Digiesi. *La carta magnetica della Libia recentemente compilata dall'Istituto Geografico Militare.* Geofis. pura e appl. **3**, 45—51, 1941, Nr. 2. (Firenze, Ist. Geograf. Milit.)

Nuove carte magnetiche dell'Istituto Geografico Militare. Geofis. pura e appl. **3**, 204—205, 1941, Nr. 4. *Dede.*

O. Schneider. *The variability of lunar magnetic variation.* Terr. Magn. **46**, 283—300, 1941, Nr. 3. (Buenos Aires, Argentina, Dir. Meteorol., Geofis., Hidrol.) Die Trennung des mondtägigen Variationsanteils L der Ionosphäre von dem sonnentägigen Teil S bzw. von $(S + L)$ ist durch die nahezu gleiche Periode von L und S erschwert, da z. B. in bestimmten Zeitabschnitten eine Phasenverschiebung von S in ihrer Wirkung ebensogut einem Variationsanteil von L zugeschrieben werden kann. Verf. weist dabei auf die Arbeiten von Chapman, Stagg, Bartels und Johnston

hin, aus denen bereits die Schwierigkeiten zu erkennen sind, S und L an einzelnen Tagen voneinander zu trennen. Statt dessen schlägt Verf. vor, die mittlere Schwankung von L zu untersuchen und aus den Häufigkeitsverteilungen von $(S+L)$ diejenigen von L allein abzuleiten. Die Lösung wird in der Darstellung der bekannten Periodenröhren, in denen die harmonischen Glieder als Punktwolken aufgezeichnet sind, versucht. Als Beispiel werden die Koeffizienten für die halbtägige Welle der Ostkomponenten von Batavia (1906 bis 1929), bezogen auf verschiedene Mondphasen, herangezogen. Bei vollständiger Unabhängigkeit der Schwankungen von S und L würden diese Punktwolken eine Periodizität von ungefähr einer Woche folgern lassen; starke Korrelation hingegen ließe halbmonatliche Periode erwarten. An Hand von Beispielen werden die hierfür aufgestellten Formeln erläutert und darauf verwiesen, daß zur Bestätigung ihrer Gültigkeit sehr lange Beobachtungsreihen erforderlich sind. Die frühere Annahme des Verf., die Streuung von L sei stark unabhängig von S , scheint sich zu bestätigen.

A. Burger.

J. Bartels. *Erdmagnetisch ruhige und gestörte Tage, Januar bis September 1941.* Meteorol. ZS. 59, 239, 1942, Nr. 7. (Potsdam, Geophys. Inst.) *Dede.*

The great magnetic storm of 1941, March 1. Observatory London 64, 82—86, 1941, Nr. 802. (Juni 1941.) I. Bericht über die Aufzeichnungen auf der erdmagnetischen Station Greenwich-Arbinger. Dauer des Sturms: 22 Stunden. — Eine besondere Eigentümlichkeit war die „einseitige“ Störung der Intensität; sowohl H wie V war beträchtlich verstärkt. Der Sturm begann mit einer besonders scharf hervortretenden plötzlichen Feldänderung am 1. März 3^h 58,0^m. Änderung in D zwischen 16^h 26^m und 16^h 31^m vom kleinsten Werte während dieses Sturmes 9° 37,9' bis zum größten 12° 38,8'. — Größter Wert von H 19 980 γ (um 15^h 3^m), kleinster Wert 18 270 γ (um 19^h 38^m), also Schwankung 1710 γ (normaler Wert 18 520 γ). — Schwankung in V : etwa 850 γ . — Entgegen der allgemeinen statistischen Regel, daß große Stürme (im Gegensatz zu kleineren Störungen) nicht die Tendenz zeigen, sich nach einer synodischen Sonnenrotation von etwa 27 Tagen zu wiederholen (Observatory London 63, 48, 1940), begannen diesmal kleine magnetische Stürme am 28. März 0^h und am 24. April 8^h. — II. Gleichzeitige Vorgänge auf der Sonne: Zur Zeit des magnetischen Sturmes stand ein ziemlich großer Fleck (500 Milliontel) nicht weit vom Zentralmeridian. Genaue Angaben über die chromosphärische Aktivität in den Tagen unmittelbar vor dem Sturm fehlen; jedoch wurden Störungen in der Ionosphäre am 27. und am 28. Februar beobachtet (Fade-outs), die heftigste am 28. Februar von 09^h bis 10^h 30, was auf eine intensive Eruption auf der Sonne mit Abschleuderung von Korpuskeln schließen läßt, welche 18 Std. zum Zurücklegen des Weges Sonne—Erde brauchten. — III. Eingehender Vergleich dieses Sturmes mit dem vom 25. September 1909; beide Erscheinungen zeigten vielfache Ähnlichkeiten miteinander. (Terr. Magn. 45, 342, 1940; Observatory London 62, 318, 1939; s. diese Ber. 22, 111, 1941; 23, 863, 1942; Bartels.) *Stöckl.*

T. L. Eckersley. *Holes in the ionosphere and magnetic storms.* Nature 150, 177, 1942, Nr. 3797. (8. 8. 42.) (Marconi's Wireless Telegr. Co.) Verf. geht von der Überlegung aus, daß magnetische Stürme von neutralen, der Sonne entspringenden Partikelschauern (gleichviel positive und negative Teilchen) verursacht würden. Nach Untersuchungen von *M a s s e y* und *S m i t h* (diese Ber. 15, 41, 1934) ist der Energieverlust von schnellen Protonen beim Eindringen in die Erdatmosphäre durch unelastische Stöße vernachlässigbar klein gegenüber der entsprechenden Abbremsung von Elektronen, während elastische Zusammenstöße die Protonengeschwindigkeit überhaupt kaum verändern. Wenn also eine neutrale Wolke, bestehend aus positiven und negativen Ionen, die Erdatmosphäre erreicht, so müßten unter geeigneten Bedingungen die positiven Ionen bis zur E -Schicht vordringen können, während die Elektronen

schon in höheren Schichten stecken bleiben. Die hieraus resultierenden elektrischen Kräfte zwischen *F*- und *E*-Schicht rufen zusammen mit der Horizontalkomponente des magnetischen Erdfeldes eine starke Bewegung aller elektrischen Teilchen in der *F*-Schicht hervor. Dabei wandern die im Überschuß vorhandenen Elektronen und die Protonen von Osten nach Westen und erzeugen so eine westöstlich gerichtete elektrische Strömung in der *F*-Schicht. Eine entgegengesetzt gerichtete Strömung würde sich in der *E*-Schicht ausbilden, wird aber wegen der dort vorhandenen höheren Dichte verhindert, die größeren Massentransport nicht zustandekommen läßt. Bei einer lokal in der Atmosphäre auftretenden neutralen Teilchenwolke entsteht so durch die Fortführung der Elektronen und positiven Ionen ein großes Loch in der Ionosphäre, wodurch sich das Auftreten starker Konzentrationsabnahmen im Ionengehalt der *F*-Schicht während magnetischer Stürme erklären lassen soll. Solche Löcher werden experimentell beobachtet. Dabei ist die Verminderung der Ionenkonzentration wesentlich stärker, als sie sich unter Annahme von Verdünnungsvorgängen durch Aufheizung der oberen Atmosphäre verstehen ließe. Mit diesen Überlegungen stehen Beobachtungen von *Berkner, Wells und Seaton* (diese Ber. 21, 135, 1940) in Einklang, die gleichzeitig mit dem Beginn eines magnetischen Sturmes zunächst das Auftreten eines Loches in der Ionosphäre feststellten; kurze Zeit später (nach Eintreffen der energiereicheren Partikel) machte sich dann ein plötzlicher Ionisationsanstieg in der *E*-Schicht bemerkbar. Die erste Phase soll dadurch hervorgerufen werden, daß Elektronen in der *F*-Schicht und positive Ionen in der *E*-Schicht sich in solchen Richtungen bewegen, daß im ganzen eine Verstärkung der Horizontalkomponente des magnetischen Erdfeldes während des magnetischen Sturmes resultiert. Der Betrag dieser Feldzunahme hängt von der Dichte der elektrischen Teilchen ab und ist deshalb numerisch noch nicht genau festzulegen. Beispielsweise würde ein Strom von 40 Ionen/cm³ mit einer Strömungsgeschwindigkeit von 10 cm/sec in wenigen Sekunden ein elektrisches Feld von 10 Volt/cm aufbauen und einen Anstieg des magnetischen Feldes von etwa 100 γ hervorrufen. Weiter vermutet der Verf., daß die zweite Phase zusammenhängt mit der Bewegung der Elektronen in Richtung auf die positiven Ionen, die dann zur Rekombination führt. Der Verf. weist schließlich auf den Zusammenhang mit der von *Chapman* beschriebenen Ringbildung bei magnetischen Stürmen hin. *Stille.*

S. Chapman. The sun as a producer of energy. Nature 147, 792—794, 1941, Nr. 3739. (Imp. Coll. Sci. Technolog.)

*The sun and the ionosphere. Nature 149, 277—278, 1942, Nr. 3775. Vortrag am 8. Mai 1941 gelegentlich der 32. Kelvin Lecture of the Institution of Electrical Engineers, veröffentlicht in Journ. Inst. Electr. Eng. 88, Pt 1. Nr. 11. November 1941. Hierüber brachte Nature an den zitierten Stellen zwei Referate. In geistreicher Plauderei vergleicht Verf. im ersten Referat die Vorgänge der Energiegewinnung bei der Verbrennung von C auf der Erde einerseits, bei der Umwandlung von H in He auf der Sonne andererseits. Die Umwandlung von 1 (engl.) Pfund von H-Kernen in He-Kerne liefert eine Strahlungsenergie, die 100 Millionen elektrische Einheiten äquivalent ist, die Verbrennung von 1 Pfund Kohle liefert nur 4½ dieser Einheiten. — Im zweiten Referat werden besonders die Änderungen beschrieben, welche die von der Sonne gelieferte Strahlung in den Hochschichten unseres Luftmeeres hervorbringt. Darlegung der Absorption in den verschiedenen Höhen über dem Boden. Bildung der Ozonschicht; der *E*-Schicht (Sauerstoff) und der *F*-Schicht (Stickstoff). Temperaturverhältnisse in der Hochatmosphäre nach *Appleton* und *Hulburt*. Entweichen von H- und He-Atomen in den interstellaren Raum. — Die Elektronendichte in der Ionosphäre ändert sich im Verlaufe der Periode der Sonnentätigkeit; vom Minimum 1934 bis zum Maximum 1937 änderte sich die Ionisierung um 50 bis 60% (etwas Ähnliches hatte sich schon früh gezeigt, lange bevor die elektrischen*

Wellen die Entdeckung der Ionosphäre ermöglicht hatten; die täglichen Schwankungen des magnetischen Feldes hatten schon früh auf Variationen im System der Elektronenströme in der Hochatmosphäre hingewiesen). — Unregelmäßige Schwankungen der Ionosphäre, die mit magnetischen Stürmen zusammen auftreten, und ihre Einwirkung auf die Rundfunkübertragungen. — Gezeitenschwankungen in der E-Schicht. *Stöckl.*

A. Schukin. *On the absorption of short waves in the ionosphere.* Journ. techn. Phys. (russ.) 9, 1393—1400, 1939, Nr. 15. [Orig. russ.] *Houtermans.*

J. Alan Chalmers. *Electricity of cloud and rain.* Nature 149, 659—661, 1942, Nr. 3789. (Durham, Univ.) Verf. diskutiert die verschiedenen bisher ins Auge gefaßten Möglichkeiten zur Erklärung der Elektrizitätsbildung nichtgewittriger Niederschläge. Sowohl die Annahme der „wasserfall-elektrischen“ wie die der „influenzelektrischen“ Ladungsbildung führen zu Schwierigkeiten mit der Beobachtung, insbesondere bei Schneefall; wahrscheinlich ist noch ein weiterer — von G. C. Simpson als „Eis-Reibungs-Prozeß“ bezeichneter — Vorgang vorhanden. Zur weiteren Klärung sind „Alti-Elektrographen-Aufstiege“ mit erhöhter Empfindlichkeit sowie synchrone Messungen von Vertikalstrom, Regenladung und Potentialgradient notwendig. Besondere Schwierigkeiten bereitet einstweilen die Chauveausche Beobachtung, daß am Eiffelturm bei Regen das Feld an der Turmspitze positiv, am Boden negativ ist („Electricité atmosphérique“ 2, 6, 1925). *H. Israëll.*

J. Alan Chalmers. *The effective separation of points discharging atmospheric electricity.* Phil. Mag. (7) 31, 363—372, 1941, Nr. 208. (Mai 1941.) (Durham, Univ., Coll.) Es wurden Betrachtungen über die Trennung der Ladungen in der Atmosphäre angestellt. Das vorliegende Material über Potentialmessungen, z. B. am Eiffelturm, und Beobachtungen von Blitzen läßt keine eindeutigen Schlüsse zu. *P. Schulz.*

W. Heybroek. *Flächenblitzartige Glimmentladungen im Lokomotivenabdampf.* Meteorol. ZS. 59, 240—241, 1942, Nr. 7. (Berlin.) Wenn Dampflokotiven unter spannungsführenden Drähten elektrifizierter Eisenbahnstrecken fahren, kann mitunter ein eigentümliches, flächenblitzartiges Aufleuchten des Dampfes in Form raschen Flackerns beobachtet werden. Nach dem Verf. handelt es sich dabei um Glimmentladungen zwischen Oberleitung und Lokomotive bzw. Schienen, wobei der Dampf zum auslösenden, leitenden und tragenden Medium wird; als Entladungsintervall gibt er schätzungsweise acht bis zehn Entladungen in der Sekunde an. (? gleich der Frequenz des Bahnwechselstromes 50/3 tel. Der Ref. S. Elektr. Bahnen 10, 166, 1934.) Eine Abhängigkeit des Phänomens von der Witterung wurde vom Verf. nicht beobachtet. *Stöckl.*

H. Geiger. *Die kosmische Ultrastrahlung als Forschungsprogramm.* Vorträge u. Schriften Preuß. Akad. Wiss. 1940, Nr. 3, 33 S. (Berlin, T. H.) Verf. wendet sich in diesem Akademie-Vortrag an einen weiten Kreis und setzt die Meßprinzipien und die derzeitige Kenntnis über die Art und Zusammensetzung der Ultrastrahlung übersichtlich auseinander. *Ehmer.*

Hans Geiger. *Über die kosmischen Strahlenschauer, insbesondere über die atmosphärischen Schauer.* Forschgn. u. Fortschr. 18, 250—251, 1942, Nr. 25/26. (1. u. 10. 9. 42.) (Berlin, T. H.) *Dede.*

H. Watzlawek. *Höhenstrahlung — Kernphysik. Zusammenfassender Bericht.* Meteorol. ZS. 59, 155—166, 192—202, 224—231, 1942, Nr. 5, 6 u. 7. (Berlin.) Ausgehend von der Bedeutung der Ultrastrahlungsforschung für die neue Technische Kernphysik gibt Verf. ein sehr gedrängtes Sammelreferat über die augenblicklich vorliegenden Ergebnisse der Ultrastrahlungsforschung. Er kommt zum Ergebnis, daß die Ultrastrahlung in Höhen von 9000 bis 16 000 m auf kernphysikalische Vorgänge der Energie-

freisetzung sicher von entscheidendem Einfluß ist. Verf. fordert daher auch von diesem Standpunkt aus weitestgehende Förderung der Ultrastrahlungsforschung und insbesondere die Errichtung eines gut eingerichteten Höhenobservatoriums. *Ehmer*.

Tokio Takeuti und Harutada Kumagai. *Papierblattzähler und Strahlungsmesser.* Bull. Tokyo Univ. Eng. **9**, 241—242, 1940. (Juni 1940.) [Tokyo, T. H., Naturw. Inst. (nach Japan. Orig. ref.; engl. Ausz.: S. 8).] Nach Beschreibung eines Papierblattzählers wird ein empfindlicher Strahlungsmesser nach *Kimura* (s. diese Ber. **22**, 167, 1941) beschrieben. Geiger-Müller-Zählrohr aus Glas: Cu-Platte, darauf hohler Zylinder von 1 cm Durchmesser, 4,7 cm Höhe. In der Mittelachse Pt-Draht von 0,51 mm Dicke. Alles in Glas eingeschmolzen und bis auf 5 bis 7 cm Druck evakuiert. Zur Messung der Höhenstrahlung (akustisch) unter Pb-Block von 15 cm Dicke oder wechselnder Wasserschicht; die Lautstärke als Funktion dieser Wasserschicht stellt eine doppelt gekrümmte Kurve dar. Schaltskizze im Original. Eichung mit einer „ γ -Strahlenkanone“ (4 mg Ra, auf einen Pt-Draht niedergeschlagen, ins Innere des Radiometers gebracht) (Abb. 4 = Lautstärke als Funktion des Abstandes des Ra, monoton fallende, nach unten konvexe Kurve). **Mohr.*

Rudolf Steinmaurer und Johanna v. Rüling. *Kerntrümmer und langsame Mesotronen in der kosmischen Strahlung.* Anz. Akad. Wien 1942, S. 25—26, Nr. 6. (Inst. Radiumforsch.) Kurzbericht über Mitteilungen des Instituts für Radiumforschung Nr. 444. Auf 2000 Aufnahmen, die mit einer langsam arbeitenden Nebelkammer in 2300 m Höhe durchgeführt wurden, wurden neben zahlreichen Spuren schwerer Teilchen auch zwei „Zweier-Zertrümmerungssterne“ und ein Mesotronenende ohne Zerfallselektron gefunden. Eine Spur wird wahrscheinlich als Mesotronenende mit anschließendem Zerfallelektron zu deuten sein. *Ehmer.*

Carlo Ballario e Margherita Benini. *I secondari dei mesotroni in materiali di differente numero atomico.* Ric. scient. **13**, 136—139, 1942, Nr. 2/3. (Firenze, Arcetri, Univ., Ist. fis. sperim.) Die Versuche von *Troman* und *Stearns* (Phys. Rev. **54**, 969, 1938) über das Vorkommen von Neutronen unter den Sekundärteilchen der Mesotronen wurden mit einer dreifachen Koinzidenzanordnung nachgeprüft und konnten nicht bestätigt werden. Dagegen wurde gefunden, daß die Zahl der Sekundärteilchen von der Atomnummer des von den Mesotronen durchsetzten Materials abhängt. Mit zunehmender Atomnummer nimmt die Zahl ab. Damit werden die von verschiedener Seite gemachten Beobachtungen bestätigt (*Clay* und *Duvergé*, s. diese Ber. **20**, 2208, 1939; *Cocconi* und *Tongiorgi*, Ric. scient. **10**, 733, 1939; **11**, 312, 1940; *Swann* und *Ramsay*, diese Ber. **22**, 114, 1941; *Siegert*, diese Ber. **23**, 871, 1942). Kontrollversuche ergaben, daß der Effekt nicht durch Unterschiede der Absorption der Sekundärteilchen in den verschiedenen Materialien vorgetäuscht wird. Die Abhängigkeit von der Atomnummer ist entgegengesetzt der von *Babba* berechneten, was wahrscheinlich auf der von *Babba* gemachten Annahme beruht, daß das Spektrum der Sekundärteilchen sich aus einem Mesotron berechnen läßt, das der *Dirac*schen Gleichung gehorcht. *Schön.*

S. A. Korff. *Solar influences on the cosmic ray intensity at high elevations.* Journ. Franklin Inst. **229**, 21—27, 1940, Nr. 1. (Bartol Res. Found. Swarthmore, Pa.) Mit früher beschriebenen Geräten wurden in 53° nördlicher Breite zwei Aufstiege bei Tag und zwei bei Nacht durchgeführt. Dabei wurde die Entladungszahl einer Gruppe von parallel geschalteten Zählrohren nach unten gefunkt. Es wurden Drucke bis herab zu 0,3 m Wassersäule erreicht, so daß das Maximum bereits überschritten wurde. Die nächtlichen Werte sind in diesen Höhen um etwa $1,5 \pm 2\%$ kleiner. Ein Effekt dieser Größe wird nach *Vallarta* als Folge der Abschirmung energieärmer Strahlungsteile durch das Magnetfeld der Sonne erwartet. — Das Ergebnis besagt deshalb, daß etwaige Photonenstrahlung von der Sonne im Bereich der massen-

proportionalen Absorption unter 0,3 m Wasseräquivalent nur in sehr geringer Intensität vorliegen kann.

Ehmer.

Giuseppe Cocconi e Vanna Tongiorgi. *Lo spettro della radiazione cosmica a 2200 metri sul livello del mare.* Ric. scient. **13**, 21—26, 1942, Nr. 1. (Milano, R. Univ., Ist. Fis.) Um eine mögliche Bandenstruktur des primären Höhenstrahlenspektrums zu untersuchen, wurde auf dem Sella-Paß (2200 m) die senkrecht einfallende Strahlung untersucht. Zwischen drei Gruppen von je drei Zählrohren (die Rohre hatten die Dimensionen $4,5 \times 30 \text{ cm}^2$, waren aus Messing mit einer Wandstärke von 1 mm angefertigt und mit Alkohol und Argon gefüllt) befanden sich zwei Bleischirme, deren Gesamtdicke in Stufen von 5 cm zwischen 0 und 78 cm variiert wurde. Unterhalb der letzten Zählrohrgruppe konnte eine 3 cm starke Bleiplatte angebracht werden, unter der eine den räumlichen Winkel der drei Zählrohrgruppen ausfüllende weitere Gruppe von sieben Zählrohren der Dimension $4,5 \times 50 \text{ cm}^2$ aufgestellt war. Gemessen wurden gleichzeitig die Koinzidenzen der ersten drei Gruppen sowie die sämtlicher Zählrohrgruppen, deren Differenz die Antikoinzidenzen ergibt. Diese wurden mit und ohne die Bleiplatte bestimmt. Der Unterschied dieser beiden Größen ergibt die Zahl der Mesotronen mit Energien zwischen E und $E + \Delta E$, wobei E die zum Durchdringen der Atmosphäre und der Bleischicht und ΔE die zum Durchdringen der 3 cm starken Bleiplatte notwendige Energie bedeutet. Die ganze Anordnung war in einem Thermostaten mit einer Temperatur von $15 \pm 3^\circ$ untergebracht und elektrisch abgeschirmt. Der Verlauf des Spektrums gibt keinen Anhalt für die Annahme, daß eine Bandenstruktur vorhanden ist, die zur Erklärung der bei den Messungen mit verschiedenem Einfallswinkel gefundenen Feinstruktur nahegelegt worden war.

Schön.

Giuseppe Cocconi e Vanna Tongiorgi. *Alcune misure sulla componente elettronica della radiazione cosmica.* Ric. scient. **13**, 112—117, 1942, Nr. 2/3. (Milano, Univ., Ist. fis.) Bei Messungen des Verhältnisses E/M der Elektronen zu den Mesotronen in der Höhenstrahlung mit dem Zählrohrteleskop stören sowohl Elektronen, die durch Diffusion in den Strahlengang gelangen, wie in den Strahlengang hineingelagerte Sekundärelektronen. In einer früheren Arbeit wurde auf dem Sellapaß (2200 m) das Verhältnis E/M in Abhängigkeit vom Zenitwinkel gemessen (Ric. scient. **12**, 144, 1941). Damals wurde angenommen, daß die Störung durch Sekundärelektronen zu vernachlässigen ist, und daß die Störung durch Diffusion bei Zenitwinkeln unterhalb 60° unmerklich ist. Zur experimentellen Prüfung wurden mit der gleichen Anordnung (lediglich die Wandstärke der Zählrohre wurde von 1 mm auf 0,2 mm herabgesetzt) Messungen bei Zenitwinkeln von 45° und 59° durchgeführt und die Berechtigung der Annahmen bestätigt. Eine weitere Störung entsteht durch seitliche Schauer. Durch Messungen bei 29° und 59° wurde deren Einfluß auf den Wert von E/M ermittelt.

Schön.

Giuseppe Cocconi e Vanna Tongiorgi. *Sulla penetrazione degli sciami dei raggi cosmici a 120 e a 2200 metri sul livello del mare.* Ric. scient. **13**, 192—194, 1942, Nr. 4/5. (Milano, Univ., Ist. fis.) In Mailand (120 m) und auf dem Sellapaß (2200 m) wurden die Vierfachkoinzidenzen von vier Zählrohrgruppen gemessen. Die Zähler waren so angeordnet, daß unter der Schauer erzeugenden Bleiplatte von 1,5 bis 3 cm Dicke eine Gruppe von zwei nebeneinanderliegenden Zählrohren angebracht war, unter der sich drei weitere Zählrohre befanden, von denen die beiden äußeren wieder eine Gruppe bildeten. Dann folgte zur Absorption der Sekundärelektronen ein Bleischirm mit bis zu 16,5 cm veränderlicher Dicke, hinter dem die vierte Gruppe von sechs in einer Ebene liegenden Zählrohren aufgestellt war. Zur Bestimmung der störenden Schauer wurden auch Messungen ohne die obere Bleiplatte ausgeführt. Es zeigt sich, daß im Gegensatz zu den Befunden in Höhen, die einem Druck von

40 Torr entsprechen, die Durchdringungsfähigkeit der Sekundärelektronen von etwa 9 cm Blei in 120 m Höhe auf etwa 11 cm Blei in 2200 m Höhe zunimmt, wobei ein merklicher Unterschied zwischen der 1,5 cm dicken und der 3 cm dicken Bleiplatte nicht gefunden wurde. Die Befunde sind keine Stütze für die Annahme der Protonenstruktur der primären Strahlung. Die Messungen stimmen mit früheren Messungen mit Zählrohrteleskop gut überein.

Schön.

Giuseppe Cocconi. *Gli sciami della componente mesotronica dei raggi cosmici esaminati con la camera di Wilson.* Ric. scient. **13**, 314—318, 1942, Nr. 6/7. (Milano, Univ., Ist. Fis.) Die durch Mesotronen erzeugten Schauer wurden in Mailand mit einer durch eine Vierfach-Koinzidenz-Anordnung gesteuerten Wilson-Kammer untersucht. Die Kammer befand sich unter dem Schauer erzeugenden Schirm aus Blei (15 cm), Eisen (21 cm) oder Aluminium (60 cm), deren Dicke ausreichte, um die Elektronenschauer zu absorbieren und die so groß waren, daß sie den von den Zählrohren eingenommenen Raumwinkel ausfüllten. Die Kammer selbst war durch dünne Platten der gleichen Materialien in drei Teile geteilt, die von den Schauern durchsetzt wurden. Es wurden 543 auswertbare Stereoaufnahmen erhalten. Die Auswertung der Aufnahmen ergibt, daß diese Art von Schauern fast ausschließlich aus Elektronen besteht, die bei dem Kaskadenprozeß entstehen.

Schön.

Rita Brunetti e Zaira Ollano. *Un particolare tipo di disintegrazione nucleare rivelato dalla lastra fotografica sottoposta ad agenti cosmici.* Ric. scient. **13**, 106—111, 1942, Nr. 2/3. (Pavia, Univ., Ist. fis.) Etwa 5% der Paarspuren, die in K-Platten von Agfa beobachtet wurden, zeigen Besonderheiten. Eine der beiden Bahnen muß nach der Schwärzung und dem Kornabstand einem Teilchen mit einer Atomnummer größer als drei zugeschrieben werden. Die genauere Untersuchung zeigt, daß sie in der Mehrzahl der Fälle nicht bei einer normalen Zertrümmerung eines der Atome der Gelatine (C, N, O) entstehen kann. Es scheint hier vielmehr ein Mittelding zwischen einer Spaltung eines Ag- oder Br-Kerns in zwei Bruchstücke und der Erzeugung eines Protonen- oder Neutronensterns vorzuliegen. Die fraglichen Doppelspuren sowie andere mit mehreren Zweigen sollten dann einem nicht vollständig verdampften Protonenstern entsprechen. Die neue Kernreaktion stimmt mit den Befunden anderer Beobachter überein. Unter der Annahme, daß der aus dem Ag oder dem Br herausgeschlagene Kern ${}^3_1\text{B}$ ist, die starke Bahn somit durch ${}^4_2\text{Be}$ erzeugt wird, errechnet sich die Energie des Höhenstrahlteilchens zu kleiner als 50 MeV.

Schön.

E. P. George, L. Jánosy and M. McCaig. *The „second maximum“ of the shower transition curve of cosmic radiation.* Proc. Roy. Soc. London (A) **180**, 219—224, 1942, Nr. 981. (London, Birkbeck Coll.; Manchester, Univ.) Mit verschiedenen Zählrohranordnungen wurde die Übergangskurve in Blei speziell im Hinblick auf die Existenz des von verschiedenen Autoren gefundenen zweiten Maximums der Rossi-Kurve aufgenommen. Weder bei weit noch bei eng gebündelten Schauern konnte ein zweites Maximum nachgewiesen werden. Lediglich bei einer ganz bestimmten Anordnung des Streukörperbleis trat ein scheinbares kleines 2. Maximum auf. Dieses mußte jedoch als 1. Maximum von solchen Bleiteilen gedeutet werden, die in einen vorher nicht von Blei bedeckten Raumwinkelbereich hineinragten.

Ehmert.

B. Trumpy und J. Orlin. *Die Sekundärwirkung der durchdringenden Komponente der Ultrastrahlung.* Norske Vidensk. Selsk. Forhandl. **12**, 15—18, 1939, Nr. 5. S. diese Ber. **10**, 1111, 1939.

Dede.

H. Eschemann. *Eine Verbesserung an der Chlortitration.* Ann. d. Hydrogr. **70**, 124—125, 1942, Nr. 4. Zur Bestimmung des Salzgehaltes im Meerwasser muß auch heute noch die Mohr'sche Methode der Chlortitration als die schnellste und zuverlässigste

anerkannt werden. Aus der Praxis heraus haben sich im Laufe der Zeit Verbesserungen ergeben, die die Fehlermöglichkeiten weiter herabgesetzt haben. Schwierigkeiten bereitete z. B. die richtige Erkennung des Farbumschlages, schon allein wegen der Abhängigkeit von der wechselnden Intensität und Zusammensetzung des Tageslichtes. In der vorliegenden Mitteilung beschreibt Verf. eine Durchsichtsbeleuchtung, die eine gleichmäßige, blendungsfreie Durchleuchtung des Titrierbecherglases während der Titration gewährleistet. Die Beleuchtungsanlage hat sich im praktischen Betrieb an der Deutschen Seewarte gut bewährt, wie die merkliche Verbesserung im Ausfall der Titrationsergebnisse gezeigt hat. *Neumann.*

Fr. Model. *Die Rauigkeit der Meeresoberfläche. (Windgeschwindigkeit und laminare Meeresoberfläche.)* Gerlands Beitr. 59, 102—142, 1942, Nr. 2. (Hamburg, Dtsch. Seew.) Die Ergebnisse der Strömungsforschung, soweit sie sich auf Rauigkeitsuntersuchungen beziehen (Nikuradse, Schlichting), können unmittelbar auf die Verteilung der Windgeschwindigkeit über der Meeresoberfläche angewendet werden. — Die Windgeschwindigkeitsverteilung über der Meeresoberfläche ist

gegeben durch die Gleichung: $(20) \frac{u(z)}{v_*} = 8,48 + 5,75 \log \frac{z}{2}$. Hierin bedeuten u

die Windgeschwindigkeit in cm/sec, z die Höhe in cm und v_* die Schubspannungsgeschwindigkeit, die nach Palmén durch (17) $v_* = 0,049 u^2(z_A)$ dargestellt werden kann. In (20) muß für (z_A) etwa 180 cm eingesetzt werden. Die Formel konnte nur für $z \geq 18$ cm überprüft werden; für kleinere Werte von z wird sie wahrscheinlich nicht mehr gültig sein. Theoretische Betrachtungen legen nahe, statt

der Gleichung (20) die Formel (28): $\frac{u(z)}{v_*} = 8,48 + 5,75 \log \frac{z-4}{1}$ anzuwenden, die

vermutlich für $z > 5$ gültig sein wird. Für z_A muß in (28) etwa 136 cm eingesetzt werden. — Die Rauigkeit der Meeresoberfläche ist konstant. Dies ist nur verständlich, weil mit der Höhe des Seegangs auch seine Wellenlänge anwächst. — Die Rauigkeit der Meeresoberfläche ist mit $k_s = 2$ cm kleiner als alle bisher für die Unterlagen natürlicher atmosphärischer Strömung gefundenen. Sie kommt der von Schneeflächen nahe. — Die Existenz einer laminaren Grenzschicht über die Meeresoberfläche ist wahrscheinlich. Vorausgesetzt, daß die zugrunde gelegten Windbeobachtungen von Bruch keinen systematischen Fehler aufweisen — was aber möglich ist —, berechnet sich die Grenzschichthöhe zu 4 cm. Schneeflächen besitzen nach den Untersuchungen von Paeschke etwa eine gleich hohe laminare Grenzschicht und Rauigkeit; Schnee- und Wasserflächen sind Grenzflächen mit hydrodynamisch ähnlichen Eigenschaften. Wir vermuten deshalb, daß sie unter dem Windeinfluß ähnliche Wellenformen annehmen und die untersten Luftschichten hinsichtlich Stabilität und Austausch sowie Temperaturverteilung in ähnlicher Weise beeinflussen werden. — Für die Windgeschwindigkeitsverteilung in den untersten Zentimetern über der Meeresoberfläche wird nicht nur die Rauigkeit, sondern auch die kinematische Zähigkeit eine ausschlaggebende Rolle spielen. *Dede.*

Gerhard Neumann. *Zum Problem der Eigenschwingungen abgeschlossener Wassermassen mit besonderer Berücksichtigung der Ostsee.* ZS. f. math. u. naturwiss. Unterr. 73, 53—63, 1942, Nr. 2. (Hamburg.) Es wird ein kurzer Überblick über die Entwicklung und den heutigen Stand der Theorie stehender Wellen in abgeschlossenen Wassermassen gegeben. Zwei Methoden zur Berechnung der Eigenperioden und Hubhöhen in Wasserbecken unregelmäßiger Gestalt werden ausführlicher behandelt, und zwar 1. die 1918 von A. Defant angegebene „Restmethode“ und 2. die Methode von Hidaka (1936). Letztere besteht in der Anwendung der Ritzschen Methode der Variationsrechnung bei der Integration

der Chrystalschen Differentialgleichung. Dies Verfahren hat bisher wenig Beachtung gefunden und ist von Hidaka selbst nur bei der Berechnung der Eigenschwingungen verhältnismäßig einfach gestalteter Seebecken angewendet worden. — Nach beiden Theorien werden die Eigenperioden der Ostsee berechnet. Auch in diesem Falle eines kompliziert gestalteten Schwingungsbeckens sind die nach beiden Methoden ermittelten Schwingungsdauern untereinander und mit den beobachteten Werten in guter Übereinstimmung. Die Grundperiode im System Ostsee-Finnischer Meerbusen beträgt nach den Beobachtungen 27,6 Stunden, nach der Theorie 27,5 Stunden. In den Wasserstandsregistrierungen an den Küsten der Ostsee lassen sich die stehenden Wellen deutlich nachweisen. Die Hubhöhen in den Schwingungsbäuchen können in Einzelfällen bis zu 1 m und mehr anwachsen. Luftdruckschwankungen und Windstau werden als auslösende Ursachen an Beispielen herausgestellt. Die Phasenverschiebungen zwischen den Wasserstandskurven einzelner Pegelstationen stehen im Einklang mit der theoretisch zu erwartenden Wirkung der ablenkenden Kraft der Erdrotation (s. diese Ber. 23, 127, 1942).

Neumann.

W. G. Bickley. *The effect of a free surface on compressional (shock) waves.* Proc. Roy. Soc. London (A) 180, 209—218, 1942, Nr. 981. (Imp. Coll. Sci. Technol.) In der vorliegenden Arbeit wird die Fortpflanzung und Reflexion von Stoßwellen für den Fall behandelt, daß eine bewegte Wassermasse gegen eine feste Begrenzung stößt. Die Wirkung einer freien Oberfläche auf die Ausbreitung des Stoßdruckes läßt sich für idealisierte Fälle sowohl für flaches als auch für tiefes Wasser mathematisch untersuchen. Da die Geschwindigkeit der Kompressionswellen diejenige der Oberflächenwellen weit übertrifft, kann die Schwerkraft und die Oberflächenspannung vernachlässigt werden. Die Lösungen ergeben Unstetigkeiten, die die Wirkung aufeinanderfolgender Reflexionen am Boden und an der freien Oberfläche erkennen lassen. An der festen Begrenzung ($\xi = 0$) zeigt die vertikale Wasserverschiebung das charakteristische Aufspritzen, was sich in der mathematischen Lösung aus $s = \infty$ für $\xi = 0$ ergibt, wenn s die Oberflächenerhebung bedeutet. Die Ergebnisse der Rechnung sind graphisch dargestellt.

Neumann.

P. J. H. Unna. *Sea waves: their growth and subsidence.* Nature 149, 584—585, 1942, Nr. 3786. Es wird die Abhängigkeit der Wellenhöhe und -länge von der Windstärke und der Größe des Seeraumes untersucht. Unter „Seeraum“ ist der Abstand bis zur nächsten Luvküste zu verstehen. Diese Beziehung zwischen Wellenhöhe und Seeraum hat bereits Stevenson aufzuklären versucht, wobei er Beobachtungen in schottischen Landseen, im Firth of Forth und Moray Firth heranzog. Verf. berücksichtigt den Einfluß einer Strömung (in Flußmündungen, Gezeitenstrom) auf die Ausbildung der Wellen. Zum Schluß wird kurz auf das Abklingen der Wellen eingegangen.

Neumann.

Walter Hansen. *Alternierende Gezeitenströme und Tiefenverteilung in einem Kanal.* Ann. d. Hydrogr. 70, 65—70, 1942, Nr. 3. Alternierende Gezeitenströme treten nicht nur vor langgestreckten Küsten, in Flußmündungen und in schmalen Kanälen auf, sondern auch in zweidimensional ausgedehnten Gebieten, wie z. B. in der Deutschen Bucht. Diese Beobachtungstatsachen geben Anlaß zur theoretischen Behandlung einiger Fragen, die auch für die praktische Anwendung von Wichtigkeit sind. In der vorliegenden Arbeit wird die Aufgabe gestellt, den Gezeitenverlauf (Mitschwingungszeiten) in einem geradlinigen Kanal mit verschwindender Querströmung zu ermitteln. Die Untersuchungen zeigen, daß das Vorhandensein alternierender Ströme in geraden Kanälen bei reibungsloser Bewegung, wenn nicht an konstante Tiefe, so doch an eine ganz bestimmte Tiefenverteilung des Kanals gebunden ist. Da aber kaum anzunehmen ist, daß überall dort, wo alternierende

Ströme auftreten, die abgeleitete Tiefenverteilung vorhanden ist, liegt der Schluß nahe, daß die Tiefenverteilung in diesen Fällen keinen entscheidenden Einfluß auf die Ausbildung der Gezeiten besitzt. Andererseits wird gezeigt, daß in einem geraden Kanal die Querströme nicht vernachlässigt werden dürfen, wenn die Tiefenänderungen so groß sind, daß sie die Ausbildung der Bewegungen erheblich beeinflussen.

Neumann.

Leo Minder. *Über die Löslichkeit des Sauerstoffs in GebirgsGewässern. Rechenhilfen für limnologische Untersuchungen.* Vierteljschr. d. Naturf. Ges. Zürich 86, 157—183, 1941, Nr. 3/4. (Zürich.) Der Zweck der Abhandlung ist, dem in Gebirgsgegenden arbeitenden Limnologen Rechenhilfen beizubringen, die es erlauben, Sättigungswerte für den gelösten Sauerstoff in Gewässern beliebiger Höhenlage über dem Meeresspiegel mit hinreichender Genauigkeit ohne besonderes Instrumentarium zu bestimmen. Die Ausführungen behandeln in der Hauptsache zwei Teilgebiete: 1. Die Berechnung des Ortsluftdruckes eines Gewässers beliebiger Höhenlage u. M. als Grundlage zur Bestimmung des Faktors, mit dem die experimentell erhaltenen Sauerstoffsättigungswerte der Tabellen zu multiplizieren sind, um die Löslichkeit für Ortsdruck zu erhalten. 2. Eine kritische Sichtung der hauptsächlich benutzten Tabellen für die Sättigungswerte und Klarstellung der Ursachen für die Differenzen in den Tabellen von Winkler und Fox.

Neumann.

Ricerche sul Lago di Tovel. Geofis. pura e appl. 4, 205—206, 1941, Nr. 4.

Il contributo del corso d'acqua nell'apporto di materiali ferriferi al mare. Geofis. pura e appl. 4, 48—49, 1942, Nr. 1. S. Giandotti, diese Ber. 23, 2037, 1942.

Mittlere Wasserstände an den Schreibepegeln des Geodätischen Instituts Potsdam im Jahre 1941. Ann. d. Hydrogr. 70, 186—188, 1942, Nr. 6. (15. 6. 42.) *Dede.*

G. Prüfer. *Die Eisverhältnisse in den deutschen und den ihnen benachbarten Ost- und Nordseegebieten.* Ann. d. Hydrogr. 70, 33—50, 1942, Nr. 2. (Hamburg, Dtsch. Seewarte.) Als Bearbeiter des von der Deutschen Seewarte herausgegebenen Atlases über die Eisverhältnisse im deutschen und benachbarten Ost- und Nordseegebiet gibt Verf. einen Bericht über das benutzte Beobachtungsmaterial und die angewandten Methoden mit einer ausführlichen Diskussion der Ergebnisse. Die Wiedergabe der Eisverhältnisse in einem Seegebiet ist im wesentlichen ein statistischer Befund. Bei dem Versuch, diesen in seinen Einzelheiten physikalisch zu deuten, stößt man aber erst auf die eigentlichen Schwierigkeiten. Meteorologie, Ozeanographie und im weiteren Sinne sogar die Kristallphysik greifen hierbei ineinander, und es ist schwer, in Anbetracht eines hierfür immer unzulänglichen Materials die verschiedenen Ursachen auseinanderzuhalten und die möglichen Wirkungen voneinander zu trennen. Wertvolle Ansätze zur geophysikalischen Deutung der statistischen Ergebnisse sind in der vorliegenden Arbeit enthalten. — Die Ergebnisse der Bearbeitung sind im oben erwähnten Atlas der Deutschen Seewarte in 31 Tafeln festgelegt. Aus diesem Atlas sind der vorliegenden Abhandlung 25 Karten in etwas veränderter äußerer Form beigegeben.

Neumann.

Herbert Forster. *Die zweite Lötstelle und ihre Temperatur bei thermoelektrischen Temperaturmessungen mit Kupfer-Konstantan-Elementen.* Meteorol. ZS. 59, 298—301, 1942, Nr. 9. (Sept. 1942.) (München.) Zwecks Vereinfachung der Temperaturbestimmung der kalten Lötstelle bei thermoelektrischen Messungen, insbesondere im Gelände, wurde eine Anordnung entwickelt, bei der das Temperaturbad durch einen in ein Trolitulgehäuse eingebauten und gegen direkte Sonnenstrahlung geschützten Kupferklotz ersetzt ist. Die Temperaturablesung erfolgt mittels eng eingepaßten Quecksilberthermometers, an Stelle dessen auch ein Widerstandsthermometer verwendet werden kann. Statt einer Lötung erfolgt mit Hilfe geeigneter Einsatzstücke eine Anklemmung

der von den Meßstellen kommenden Konstantandrähte. Messung des Thermostromes in Kompensationsschaltung. Das Gerät hat sich bei Freilandmessungen gut bewährt.

Bernhard Koch.

E. Th. Levanto. *Interferometrische Untersuchungen über die Kapillardepression des Quecksilbers und die Meßgenauigkeit des Quecksilberbarometers.* Ann. Acad. Sci. Fenn. (A) (I) 1941, Nr. 8, 44 S. Mittels einer Interferenzmethode wird die Kapillardepression des Hg in Glasröhren von 15 bis 25 mm lichter Weite bestimmt und damit eine bislang bestehende Meßlücke ausgefüllt. Die Bestimmung des Meniskusradius erfolgte durch Ausmessung der zwischen dem Meniskus und einer planparallelen Glasplatte entstehenden Interferenzringe. Hierzu war die Schaffung einer extrem ruhigen Unterlage erforderlich. Die gleiche Meßmethode wurde in der nun folgenden Arbeit zur Bestimmung der Empfindlichkeit eines Hg-Barometers angewandt. Die Unruhe betrug hier, da die erschütterungsfreie Unterlage nicht voll benutzt werden konnte, $5 \cdot 10^{-3}$ Torr. Dieser Wert würde gleichzeitig die Empfindlichkeitsgrenze eines derartigen Barometers bedeuten. Bei völliger Ausschaltung von Schwingungen hingegen würde das Barometer gerade noch Luftdruckänderungen von $2,5 \cdot 10^{-3}$ Torr anzeigen. Es werden dann Vorschläge zum Bau eines Normalbarometers gemacht, indem die hier gewonnenen Erfahrungen in bezug auf Depression, Temperaturkonstanz, Vakuumüberwachung und Aufstellung berücksichtigt werden. In der Einleitung zu dieser Arbeit werden die Einflüsse verschiedener Faktoren, wie Temperatur, Reinheit des Hg, Schwerebeschleunigung auf die Meßgenauigkeit des Hg-Barometers abgeleitet.

Kühne.

Renzo Zanetti. *Ricerche in celle frigorifere con frigorimetri „Z“.* Ric. scient. 13, 49—57, 1942, Nr. 1. (Padova, Ist. Fis. tecn.) Für technische Zwecke wurde ein Frigorimeter konstruiert, z. B. zur Untersuchung des von geheizten Gebäuden abfließenden Wärmestromes, das zur Unterscheidung von dem bioklimatologischen Frigorimeter Z genannt wurde. Es besteht aus einer elektrisch mit meßbarer Energie geheizten hochglanzpolierten und mit Ruß überzogenen Kupferkugel mit einem Emissionsvermögen von annähernd 0,94. Die Außentemperatur der Kugel, die durch ein aufgelötetes Thermolement gemessen wird, wird durch ein entsprechendes Relais konstant gehalten. Es werden einige Messungen beschrieben, die in zwei kalten Kammern bei bewegter und bei ruhender Luft bis zu Temperaturen von -33° C durchgeführt wurden.

Schön.

D. C. Gall. *A recording wind direction indicator.* Journ. scient. instr. 18, 219—221, 1941, Nr. 11. (London, H. Tinsley & Co.) Das Wesentliche des Windrichtungsschreibers besteht darin, daß die jeweilige Stellung der Windfahne elektrisch zu einem Tinten-Registrierwerk übertragen wird, das die Windrichtungen auf einem Kartenblatt aufschreibt, auf dem die Richtungseinteilung an beiden Rändern um 90° übergreift. In der Mitte ist die Nordrichtung aufgetragen, nach rechts geht die Richtungseinteilung über Süd bis Südwest und nach links über Süd bis Südost. Der Vorteil dieser übergreifenden Registrierung besteht darin, daß bei den üblichen Windschwankungen die Registrierkurve nicht auseinandergerissen wird. Die Übertragung geschieht durch Stromabnahme mittels eines Gleitbügels an einem Doppelpotentiometer, das derart geschaltet ist, daß entsprechende Windrichtungen auf beiden Potentiometern eine um 90° verschobene Einstellung des Gleitbügels erfordern. Ein ausführliches Schaltschema und eine Skizzenzeichnung der Konstruktion des Richtungsschreibers geben einen anschaulichen Einblick in den Mechanismus und die Wirkungsweise des Instruments.

Steinhauser.

Klaus Oswatitsch. *Ein neues Verfahren zur Bestimmung der Luftfeuchte.* Wärme- u. Kältetechn. 44, 33—34, 1942, Nr. 3. (Göttingen, Kaiser Wilhelm-Inst. Strömungsforsch.) S. diese Ber. 23, 879, 1942.

H. Ebert.

R. Penndorf. *Was sagen Spektraluntersuchungen über die Luftzusammensetzung der hohen Atmosphäre aus?* Gerlands Beitr. **59**, 175—190, 1942, Nr. 2. (Leipzig.) Einige kritische Bemerkungen über die Ergebnisse und Deutungen der Nachthimmels- und Nordlichtsspektroskopie werden angeführt. Es lassen sich aus ihnen Aufschlüsse über die in der Strato- und Ionosphäre vorkommenden Gase gewinnen. Die Luftzusammensetzung ändert sich bis 80 km Höhe nicht, dann kommen O und O₂ bis etwa 120 km Höhe nebeneinander vor; während N₂ bis 1000 km Höhe nachgewiesen werden kann, tritt N wahrscheinlich erst ab 120 km Höhe auf. Über die prozentuale Verteilung wird nichts ausgesagt und auf die Schwierigkeit solcher Aussagen hingewiesen. Für die in normalen dunklen Nordlichtern über Tromsö vorkommenden Linien und Banden wird ein neues Termschema angegeben und besprochen. Die vertikale Intensitätsänderung der grünen und roten Sauerstofflinien wird an Hand der wahrscheinlichen atomaren Prozesse diskutiert und erklärt. Während die grüne Linie durch einen Dreierstoß zustande kommt, verdankt die rote O I-Linie einem Zweierstoß ihre Entstehung. Deshalb nimmt die Intensität der grünen Linien nach oben hin rasch ab. Als Vergleichslinie wird die Linie 4278 Å (statt wie bisher 5577 Å-Linie) vorgeschlagen. Die Breitenabhängigkeit der Intensität, besonders die Zunahme der roten O I-Linie nach Süden hin wird durch die Verteilung des N₂ ($X^1\Sigma$) erklärt, das im Süden häufiger sein wird als im Norden. — Im Nachthimmelslicht sind die Linien der geringen Anregungsenergie am hellsten, weil es ein Rekombinationsleuchten ist. Besondere Aufmerksamkeit verdienen die mit dem Na zusammenhängenden Fragen. Vorschläge über weitere Forschungen werden unterbreitet. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

Walter Wünsche. *Bemerkungen zum Temperaturaufbau geradliniger atmosphärischer Strömungen.* Gerlands Beitr. **59**, 143—149, 1942, Nr. 2. (Leipzig, Univ., Geophys. Inst.) Aus den Bewegungsgleichungen für eine unbeschleunigte, horizontale, geradlinige Strömung wird bei gegebenem Geschwindigkeitsfeld eine partielle Differentialgleichung für den Druck abgeleitet. Die Lösung dieser Differentialgleichung, die für konstante Geschwindigkeit entwickelt wird, enthält eine willkürliche Funktion, von deren Wahl der horizontale und vertikale Temperaturaufbau der Strömung abhängt. Ein Polynom ersten Grades als willkürliche Funktion führt auf Isothermie, ein Polynom zweiten Grades auf eine Temperaturverteilung, die von der Isothermie abweicht und dem wirklichen Werteverlauf in horizontaler und vertikaler Richtung befriedigend nahekommt. — Gleichzeitig ergibt sich ein Integral der statischen Grundgleichung, das über den isothermen Fall hinausgehend den Druck in Abhängigkeit von Bodentemperatur und Temperaturgradient am Boden darstellt. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

Paul Mildner. *Untersuchungen von Konvektionsströmungen.* Gerlands Beitr. **59**, 162—174, 1942, Nr. 2. (Leipzig.) Auf Grund der Ergebnisse zweier in Leipzig durchgeführter Serienaufstiege doppelt visierter Pilotballone wird, soweit es das Beobachtungsmaterial zuläßt, für die Tageszeit, während der die Konvektion wirksam war, der Austauschkoeffizient in Abhängigkeit von Zeit und Höhe ermittelt. Der Austauschwert wird durch unmittelbare Berechnung gewonnen mit Hilfe der aus den Abweichungen der Steiggeschwindigkeit vom Sollwert für die eine Ballonserie und aus den direkt beobachteten Vertikalbewegungen der Schwebeballone der anderen Serie zu entnehmenden Mischungswege und mittleren Vertikalgeschwindigkeiten der Luft. Beide Pilotserien erlauben ferner wenigstens stückweise die Ermittlung des Tagesganges der Dicke der von der Konvektion erfaßten Luftschicht. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

Heinz Lettau. *Über das nächtliche Nebenmaximum beim täglichen Gang des vertikalen Austauschkoeffizienten im Zusammenhang mit meteorologischen Erscheinungen.* Gerlands Beitr. **59**, 150—161, 1942, Nr. 2. (Königsberg i. Pr.) Einleitend wird die neuerdings stärker in den Vordergrund tretende Bedeutung der Austauschlehre für

die Wetterdynamik („Austauschgleichgewicht“ von R a e t h g e n) als Anlaß zu einem systematischen Rechenschaftsbericht über unsere bisherigen Kenntnisse über den Austauschkoefizienten als Wetterelement genommen. Bei der Frage des regelmäßigen Tagesganges von *A* gelangt im zweiten Abschnitt das für Strahlungstage regelmäßige nächtliche Nebenmaximum zur Behandlung. Sein Zustandekommen wird abgeleitet als Folgerung der Tatsache, daß die vertikalen Austauschbewegungen selbst der Scheinleitung unterworfen sind. Was am Tage die oberen Schichten an ungeordneter Bewegungsgröße gewinnen, kommt teilweise den tieferen Schichten nachts wieder zugute. Daneben kann noch die „Ausstrahlungskonvektion“ bzw. eine Zirkulationsbeschleunigung wirksam sein. Abschließend wird auf Zusammenhänge des nächtlichen Nebenmaximums von *A* mit anderen Wetterelementen (Sicht, Temperatur, Luftdruck) eingegangen. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

Käte Lettau. *Beitrag zur Kenntnis der Schneeverhältnisse in Ostpreußen.* Gerlands Beitr. 59, 93—101, 1942, Nr. 2. (Königsberg i. Pr., Kurortklimakreisst.) Für die Klimastationen Rossitten, Tilsit, Osterode und Treuburg werden für den Zeitraum 1919 bis 1939 die Tageswerte der Wahrscheinlichkeit einer Schneedecke untersucht. Die Beträge dieser Wahrscheinlichkeit schwanken während des eigentlichen Winters zwischen 50 und 75%, wobei sich aus dem zeitlichen Verlauf einige „klimatische Häufigkeitsgipfel“ bzw. „Singularitäten“ ergeben. Es lassen sich neben einem Vor- und einem Nachwinter im November und März weitere fünf Hauptwintergipfel ableiten, und zwar um den 18. Dezember, 4. Januar, 31. Januar und 14. bis 22. Februar. Die infolge des Überwiegens von milden Wintern während des Beobachtungszeitraumes verhältnismäßig geringe Wahrscheinlichkeit von 10 cm und 20 cm übersteigenden Schneehöhen wird gleichfalls untersucht. Abschließend kurzer Vergleich der Ergebnisse mit früheren Bearbeitungen anderer Winterelemente in Ostpreußen und mit der Schneewahrscheinlichkeit einiger anderer Gebiete. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

Meteorologiska iakttagelser i Sverige. Bd. 80. Årsbok Statens Meteorol.-Hydrogr. Anst. Stockholm 20, 1938, 107 S. *Dede.*

August Thraen. *Sonnenfleckenwelle und Niederschlag im Gleichlauf? Bejahendes zur alten Streitfrage.* Ann. d. Hydrogr 70, 177—186, 1942, Nr. 6. (15. 6. 42.) (Düsseldorf.) Verf. nimmt zunächst zu früheren Untersuchungen von H e l l m a n n über den Zusammenhang zwischen Sonnenfleckenperiode und Niederschlag kritisch Stellung und erhebt gegen diese drei Einwände: 1. Zusammenfassung der Einzelwerte von Beobachtungsstationen verschiedenen Niederschlagstyps zu Wertesummen, wodurch von vornherein ein eventuell vorhandener positiver Effekt herausgemittelt würde; 2. Zugrundelegung der Regenwerte von Kalenderjahren, die als reine Kalendereinheit nicht den klimabedingten Perioden des Niederschlages gerecht würden; 3. Vernachlässigung anderer kosmischer Einflüsse auf die Lufthülle, wie z. B. der Einwirkung von Planeten. Verf. hat das Problem selbst nach folgenden Gesichtspunkten behandelt: Grundsätzlich rechnet er nach Vegetationsjahren (März—Februar); dann unterteilt er dieses Vegetationsjahr einmal in Landregenjahreszeit (März—Juli) und Seeregenjahreszeit (August—Februar), und zum anderen in drei Tertiale, Sonnenaufstiegszeit (März—Juni), Sonnenabstiegszeit (Juli—Oktober) und Sontentiefstandszeit (November—Februar). Für die Festlegung der mittleren Sonnenfleckenrelativzahlen benutzte der Verf. die Züricher Daten aus den vollständigen letzten neun Zyklen (1834—1933) und bildete die Mittelwerte für jedes der 11 Jahre („Phasen“) der 11jährigen Sonnenfleckenperiode. Den Niederschlagseffekt hat der Verf. aus den Regen Zahlen von 17 europäischen Stationen, gesondert für jede dieser Stationen, als Mittelwert aus denselben neun Sonnenfleckenzyklen für jedes der 11 Jahre einer Sonnenfleckenperiode berechnet; hierbei benutzte der Verf., um kurzweilige anderweitige kosmische Störungen, die einen eventuell positiven Effekt unterdrücken

können, zu eliminieren, entsprechend einem Vorschlag von Schmidt die Methode des Doppelintegrals und wandte diese zweimal an; durch die Bildung dieser vierfachen Integrale wurden die auftretenden kurzwelligen Störungen ausgeglättet. Die Ergebnisse sind in einer Reihe von Tabellen zusammengefaßt worden. An Hand dieser Daten gelangt der Verf. zu folgendem Gesamtergebnis: Für die bearbeiteten 17 europäischen Stationen besteht eine 11 jährige Niederschlagsperiode; das Maximum dieses Regenzyklusses fällt für einen Teil dieser Stationen (im wesentlichen die Stationen im Europa-Rumpf) mit dem Maximum der Sonnenfleckenperiode zusammen, während ein anderer Teil (im wesentlichen die Stationen im Gebiet des Mittelmeeres und der nordischen Randmeere) ein um eine halbe Periode gegenüber dem Sonnenfleckenzyklus verschobenes Niederschlagsmaximum aufweist. Für vier Stationen (Prag und Brüssel bzw. Cadix und Lissabon) sind die Sonnenfleckenrelativzahlen und der Niederschlagseffekt für die mittlere 11 jährige Periode sowohl für die Landregenjahreszeit wie für die Seeregenjahreszeit graphisch dargestellt worden. Schließlich kündigt der Verf. die Veröffentlichung analoger Untersuchungen für Nordamerika und die südliche Erdhalbkugel an. *Stille.*

Francesco Vercelli. *Ricerche sulla struttura e sulla previsione dei barogrammi. Nota preliminare.* Ric. scient. **13**, 99—105, 1942, Nr. 2/3. (Triest.) Die seit 1939 in einem von den atlantischen Inseln bis ins östliche Mittelmeer reichenden Stationsnetz aufgenommenen Barogramme wurden harmonisch analysiert. Es ergab sich, daß im zeitlichen Verlauf der Barogramme eine Gruppe typischer Wellen mit zeitlich veränderlicher Amplitude vorhanden ist, die um eine Mittellinie oszillieren. Außerdem ist noch ein unregelmäßiger Untergrund vorhanden. Die Barogramme von Stationen, die der gleichen geographischen Fläche angehören, zeigen ähnliches Verhalten, die Wellen unterscheiden sich lediglich durch die Amplituden und Phasen. Man muß zwischen evolutionären und revolutionären Ereignissen unterscheiden. Die letzteren entziehen sich jeder Vorhersage, die ersteren lassen auf Grund der harmonischen Analyse eine solche zu. Die Perioden schwanken um einen Mittelwert, der bei niedrigen Breiten und im Sommer überschritten, bei höheren Breiten und im Winter unterschritten wird. Die unteren Grenzen der Perioden betragen $2\frac{1}{16}$, $4\frac{1}{8}$, $8\frac{1}{4}$, $16\frac{1}{2}$ und 33 Tage, die oberen Grenzen sind $2\frac{3}{8}$, $5\frac{3}{4}$, $11\frac{1}{2}$ und 23 Tage. Am häufigsten und stabilsten sind die Perioden von 8 bis 11,5 Tagen. Im Winter nimmt die Häufigkeit der 23-Tage-Periode zu. Die Amplituden sämtlicher Wellen sind im Winter am größten. Auf Grund der gefundenen Gesetzmäßigkeiten lassen sich in gewissem Umfang für eine beschränkte Zeit nicht nur Vorhersagen des Druckverlaufs für eine Station machen, sondern auch künftige Isobarenkurven aufzeichnen. *Schön.*

V. Conrad. *The variability of precipitation.* Month. Weather Rev. **69**, 5—11, 1941, Nr. 1. Für den Begriff der relativen Veränderlichkeit des Niederschlags, das ist der durchschnittlichen absoluten Veränderlichkeit, ausgedrückt in % der mittleren Jahressumme, wird aus Niederschlagsbeobachtungen von der ganzen Erde eine empirische Formel abgeleitet, mit deren Hilfe man aus der mittleren Jahressumme ihre relative Veränderlichkeit berechnen kann. Für 384 über die ganze Erde verteilte Orte werden danach die Anomalien der relativen Veränderlichkeit angegeben und kartographisch dargestellt. Es ergibt sich eine klimatisch bedingte Gesetzmäßigkeit in der Verteilung der Anomalien, und Verf. weist darauf hin, wie aufschlußreich die Betrachtung der Anomalie der Veränderlichkeit für die verschiedensten Interessengebiete ist, und dies nicht zuletzt auch in Fragen der dynamischen Klimatologie. *Perl.*

Sir George C. Simpson. *Sea-salt and condensation nuclei.* Quart. Journ. **67**, 163—169, 1941, Nr. 290. Verf. wendet sich gegen die Ansicht, daß die Kondensationskerne der Wolken aus Meersalzen bestehen, die aus dem Gischt des Meeres stammen. Er führt die Anschauungen von Aitken, Wigand, Köhler und Wright an, die zu

dieser allgemein verbreiteten Hypothese der Meersalzkristalle geführt haben. Wright zeigt in seinen in den Jahren 1939 und 1940 veröffentlichten Arbeiten, daß eine Abhängigkeit der Sicht und damit der Tröpfchengröße von der relativen Feuchtigkeit der Luft nur bei Feuchtigkeitsgraden über 70% existiert und darunter verschwindet; er erklärt dies damit, daß bei geringer relativen Feuchtigkeit aus den in der Atmosphäre vorhandenen flüssigen Tropfen Salzkristalle entstehen, deren Durchmesser unabhängig von dem Feuchtigkeitsgrad ist. Verf. weist nun darauf hin, daß bei Vorhandensein von Salzkristallen die Sicht größer sein müßte als bei flüssigen Teilchen, und führt als entscheidendes Argument Untersuchungen von Ch r. J u n g e (1935) an, der für die in der Luft enthaltenen, nicht kristallisierenden schwefelsauren Kerne genau dieselbe Abhängigkeit ihrer Größe von der relativen Feuchtigkeit wie die anderen Autoren für Salzkristalle nachgewiesen hat. Außerdem zeigt er an einer Überschlagsrechnung, daß durch den Meerschäum auch größenordnungsmäßig nicht genug Kerne gebildet werden können, die notwendig wären, um die durchschnittliche jährliche Regenmenge zu geben. Wohl ist der Salzgehalt von Reif und Regen durch Meersalzkristalle zu erklären, aber in der Luft kommen nicht so viele Salzkristalle vor, daß jedes Wolkenpartikel durch einen Salzkern entstanden sein kann. *Perl.*

Max Bouët. *La bise en Suisse romande. Etude de climatologie dynamique.* Bull. Soc. vaud. 62, 95—118, 1942, Nr. 258. Die Bise der welschen Schweiz, ein kalter, trockener Wind aus N—NE, der während mehrerer aufeinanderfolgender Tage weht und große Heftigkeit erreichen kann, ist sowohl als Witterungstypus wie als klimatisches Element interessant und für ein Gebiet, das den unteren Teil des Genfer Sees, die Waadt-ländische und Freiburgische Hochebene und die Gegend der Juraseen umfaßt, von charakteristischer Bedeutung. Verf. hat aus den Beobachtungen der Jahre 1927 bis 1937 die Fälle herausgegriffen, an denen die Bise mindestens zwei Tage mit einer Stärke von wenigsten 2 (nach der halben Beaufort-Skala) aufgetreten war, und daraus allgemeine Richtlinien für die synoptischen Verhältnisse, die zu ausgebreiteten Bisen führten, abgeleitet. Grundbedingung für das Auftreten der Bise ist eine Antizyklone im Nordwesten des Kontinents oder in Zentraleuropa, die einen gegen S oder SW gerichteten Druckgradienten nördlich der Alpen bewirkt. Eine Mittelmeerdepression allein kann nicht, wie man früher glaubte, eine Bise hervorrufen. In der überwiegenden Anzahl der Fälle lag der Kern der Antizyklonen über dem Atlantik, und zwar immer nördlich des 45. Breitengrades. Ganz selten gibt es auch eine zyklonale Bise, die aber eine Temperaturerniedrigung erst dann herbeiführt, wenn sie anfängt, antizyklonal zu werden. Die Bise ist eine postfrontale Erscheinung. Sie beginnt niemals sogleich nach dem Passieren der Kaltfront, sondern erst 24 bis 48 Std. später, wenn der antizyklonale Druckgradient einen bestimmten Wert erreicht hat. Ist die Bise durch eine Antizyklone im Norden des Kontinents entstanden, so verschwindet sie mit ihrem Herankommen; sonst ist im allgemeinen das Ende der Bise schwer vorauszusagen. Nach den Beobachtungen von Genf ist der Luftdruck zur Zeit der Bise gleich oder nur etwas über dem mittleren. Von Basel bis Lugano ergibt sich für die Fälle von starker Bise im Winter ein mittlerer Überdruck von 5,7 mm und ein maximaler von 14 mm. In Fällen von starker Bise befinden sich die Stationen Zürich, Bern, Lausanne und Genf unter der Herrschaft desselben Luftstromes, und da es sich außerdem um eine relativ stabile Kaltluftmasse handelt, läßt sich der horizontale Temperaturgradient berechnen. Zu dieser Untersuchung wurden nur die Fälle mit schon stark entwickelter und noch in vollem Gang befindlicher Bise herausgegriffen. Aus der Berechnung des Temperaturgradienten Zürich—Bern, Bern—Lausanne und Lausanne—Genf ergibt sich, daß bei Bise die Luft im Winter zwischen den beiden letzteren Stationen eine Erwärmung erfährt, die 2,7° erreicht, was 5,4° pro 100 km entsprechen würde. Das Wasser des Genfer Sees kühlt sich im Winter zumindest in der mittleren Partie nicht unter 4° ab, und da die Temperatur des Luftstromes in

allen betrachteten Fällen unter oder nur wenig über 0° lag, erklärt sich daraus diese große Temperaturzunahme. Trotzdem ist diese Erwärmung nicht groß und nicht langandauernd genug, um eine größere Instabilität der Luftmassen hervorzurufen. Wenn man von der Abkühlung, welche schon der Luftmassenwechsel hervorgerufen hat, und ebenso von der Abkühlung durch Ausstrahlung an den letzten Tagen mit Bise absieht, so ergibt sich als Temperaturerniedrigung, welche die Bise selbst (als postfrontale Erscheinung) verursacht hat, im Mittel von 39 genügend lang andauernden Fällen eine Temperaturerniedrigung von 29/24^h (Minimum 0,7°/24^h und Maximum 4,5°/24^h). Für die welsche Schweiz ist die Bise ein Schönwetterwind, aber auch an den Stationen des schweizerischen Mittellandes tritt, wie den Sonnenscheinregistrierungen zu entnehmen ist, mit dem Auftreten der Bise eine plötzliche Abnahme der Bewölkung ein. Während der Bisenzeit nimmt die Häufigkeit der Niederschlagstage vom Mittelland gegen die Alpen hin zu. So sind von 208 Bisetagen in Basel an einem Fünftel, am Gotthard an der Hälfte der Tage Niederschläge gefallen. Gleichzeitig ist ein Abnehmen der Niederschläge mit fortschreitender Bise zu bemerken, ein Ausdruck der Stabilisierung des antizyklonalen Witterungscharakters. Das Gebiet des Genfer Sees zeichnet sich durch eine große Seltenheit von Niederschlägen während der Tage, an denen die Bise weht, aus. Die Bise, die am häufigsten und stärksten in den Monaten Januar und Februar weht, und vor allem für die welsche Schweiz ein wichtiges Element in der Wettervorhersage bildet, wurde in dieser Arbeit das erstmal einer gründlichen meteorologischen Untersuchung unterzogen. *Perl.*

Forecasting monsoon rainfall. Nature 149, 280, 1942, Nr. 3775. Die vorliegende Veröffentlichung bezieht sich auf eine Arbeit in der „Scientific Notes of the India Meteorological Department 8, Nr. 96“, in der drei Formeln angegeben werden, mit deren Hilfe für mehrere Jahre der Niederschlag in bestimmten Gebieten Indiens mit großer Genauigkeit vorausgesagt werden kann. Diese Voraussage ist von besonderer Wichtigkeit für die Wasserversorgung und für die Landwirtschaft der betreffenden Gebiete. *Hinterthan.*

M. Hottinger. *Vergleich des Klimas von Zürich und Lugano in heiz- und kühltechnischer Beziehung.* Schweiz. Bl. f. Heizg. u. Lüftg. 8, 112—118, 1941, Nr. 4; 9, 19—24, 1942, Nr. 1. An Hand der meteorologischen Beobachtungsdaten von Zürich und Lugano wird ein Vergleich des Klimas von Nord- und Südseite der Alpen durchgeführt. Dabei werden diejenigen Klimaelemente berücksichtigt, die für den Heizingenieur von Wichtigkeit sind: Lufttemperatur, Temperaturhäufigkeiten, Zahl der Heiz- und Kühltage, Zahl der Heiz- und Kühlgradtage, Sonnenscheindauer, Wind und Luftfeuchtigkeit. *Wierzejewski.*

M. Hottinger. *Die monatlichen Temperaturhäufigkeiten.* Schweiz. Bl. f. Heizg. u. Lüftg. 9, 25—30, 1942, Nr. 1. Als Unterlage für die Lösung von heiz- und kühltechnischen Aufgaben werden für den Zeitraum von 1869 bis 1929 die durchschnittlichen monatlichen Temperaturhäufigkeiten für vier ausgesuchte Schweizer Orte (Lugano, Zürich, Engelberg, Bevers) mitgeteilt. Die entsprechenden Jahreswerte hat Verf. bereits früher in derselben Zeitschrift veröffentlicht. Als Grundlage für die Berechnungen ist eine große Zahlentafel beigegeben, in der für den genannten Zeitraum von 60 Jahren die durchschnittlichen Anzahlen der Tage mit bestimmten mittleren Tagstemperaturen (von Grad zu Grad fortschreitend) für die einzelnen Monate eingetragen sind. Die daraus berechneten durchschnittlichen Zahlen der Tage pro Monat, deren Mitteltemperatur über bzw. unter einer vorgegebenen Grenze liegt, das heißt die monatlichen Temperaturhäufigkeiten, werden sodann in graphischer Darstellung gegeben. Da die Ermittlung dieser Häufigkeitskurven aus dem meteorologischen Beobachtungsmaterial sehr zeitraubend ist und dasselbe außerdem nicht immer mit genügender Vollständigkeit vorhanden ist, erläutert Verf. noch an den Beispielen zweier Monate, wie man durch ein einfaches graphisches Verfahren aus

den für die genannten vier Orte (mit sehr verschiedenen mittleren Jahrestemperaturen) mitgeteilten Monatswerten auch für beliebige andere Orte, deren mittlere Jahrestemperatur bekannt ist, die monatlichen Temperaturhäufigkeiten wenigstens angenähert ermitteln kann. Wierzejewski.

W. Knoche e V. Borzaev. *Indice de variabilidad climatica.* An. Soc. Cient. Argentina **133**, 279—292, 1942. Die Begriffe „kontinentales“ und „maritimes“ Klima werden ersetzt durch einen Index der klimatischen Veränderlichkeit, der charakterisiert wird durch die mittlere Austrocknungsgröße (Quotient der Monatsmittel des Sättigungsdrucks und des beobachteten Dampfdrucks), durch die mittlere Amplitude der täglichen Temperaturschwankung (Differenzen der täglichen Extremtemperaturen) und durch die jährliche Amplitude der Monatsmittel der Temperatur (Differenz zwischen dem höchsten und tiefsten Temperaturmonatsmittel). Das kontinentale Klima wird als das am stärksten, das maritime als das am schwächsten veränderliche angesehen, und eine Dezimalklassifikation für den Index der klimatischen Veränderlichkeit geschaffen, die verschiedene Abstufungen zwischen diesen Grenzen enthält. Das Dezimalsystem für die diesen Index charakterisierenden Größen wird aus den Beobachtungsdaten von über die ganze Erde verteilten Orten aufgestellt, wobei ihre Extremwerte den Bereich einschließen. Verff. berechnen für eine Reihe von Stationen in den verschiedensten Klimagebieten diesen Index der klimatischen Veränderlichkeit, der die „effektive“ Kontinentalität eines Klimas wiedergeben soll. Perl.

Le condizioni climatiche nelle regioni tropicali e la loro importanza nell'elettrotecnica. Geofis. pura e appl. **3**, 26—28, 1941, Nr. 1. Dede.

L'umidità dell'aria negli edifici. Geofis. pura e appl. **3**, 206—208, 1941, Nr. 4. Stöckl.

D. Stranz. *Über die Wärmeverteilung und Luftzirkulation in einem „temperaturkonstanten“ Raum. (Über die Temperaturverhältnisse im Uhrenraum des Geophysikalischen Observatoriums Collm.)* Gerlands Beitr. **59**, 214—223, 1942, Nr. 2. (Neustrelitz.) An Hand von Temperaturmessungen und -registrierungen über etwa fünf Wochen wurden die thermischen Verhältnisse im Uhrenraum des Geophysikalischen Observatoriums Collm untersucht. Isothermendarstellungen in einzelnen Höhenschichten des Raumes vermitteln ein Bild der Temperaturschichtung. Aus den Abweichungen von der Mitteltemperatur einer Schicht wurde die Zirkulation im Raum ermittelt. Schließlich wurde noch die Schwankung betrachtet, die sich aus den Heizperioden ergibt. Die gute Brauchbarkeit des Raumes für seinen Zweck als Uhrenraum konnte bestätigt werden. (Zusammenf. d. Verf.) Dede.

A. Mäde. *Temperaturuntersuchungen an Obstbäumen. (Zur Frage der Entstehung von Frostschäden an Obstbäumen im Klagenfurter Becken.)* Gerlands Beitr. **59**, 201—213, 1942, Nr. 2. (Müncheberg, Mark, Reichsamt Wetterd., Agrarmeteorol. Forschungsstelle.) Es wird untersucht, ob Frostschäden an Obstbäumen infolge Bildung von Kaltluftseen oder infolge anderer Ursachen entstehen. Durch Erfassung der vertikalen Schichtung der Lufttemperatur sowie durch thermoelektrische Messung der Stammtemperatur an Strahlungstagen im Winter ergibt sich, daß die Schäden wahrscheinlich auf die starken Temperaturschwankungen (bis 30 bis 40° C) des Stammes zurückgehen. (Zusammenf. d. Verf.) Dede.

Paul Lehmann und Hugo Schanderl. *Tau und Reif. Pflanzenwetterkundliche Untersuchungen.* Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst **9**, Nr. 4, 20 S., 1942. Dede.

Mario Dornig. *Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik und der Wärmehaushalt der Welt.* Sci. e Tecn. **6**, 269—280, 1942. (Juni 1942.) (Mailand, Polytechn.) Nach einigen allgemeinen Bemerkungen über den ersten und zweiten Hauptsatz der Thermodynamik zeigt Verf. in einem ersten Abschnitt, daß die von der Sonne auf die Erde fallende Strahlungsenergie für die Aufrechterhaltung der für die Entwicklung von organischem Leben günstigen Temperaturbedingungen verantwortlich ist. Alle

meteorologischen und biologischen Kreisprozesse verdanken ihre Existenz dem Energiefluß der Sonne. In einem weiteren Abschnitt wird der auf die verschiedenen Erdzonen entfallende Energieanteil der Sonnenstrahlung untersucht. So kommen auf die Erdoberflächenzone zwischen 30° nördlicher und 30° südlicher Breite rund 50% der Strahlungsenergie; diese Energieverteilung über die Erdoberfläche beeinflusst in entscheidender Weise die Entwicklung aller Lebensformen. Unter den zahlreichen erwähnten Problemen, die sich bei derartigen Fragestellungen einstellen, sei nur die Frage der Nutzbarmachung des Meeres und seiner Reichtümer, das 71% der Erdoberfläche bedeckt, genannt. Zum Schluß wird die Frage der technischen Nutzbarmachung zahlreicher Naturkräfte auf der Erde behandelt. **Nitka.*

Absorption and emission of radiation in the atmosphere. Nature **150**, 144—146, 1942, Nr. 3796. (1.8.42.) Der Aufsatz behandelt eine Reihe von Problemen, die die Strahlungsverhältnisse und das Strahlungsgleichgewicht in der Atmosphäre berühren; insbesondere wird auf die Absorption eingegangen, welche die einfallende Strahlung in der Atmosphäre erleidet. Hierfür werden der atmosphärische Stickstoff und Sauerstoff als weniger wesentlich bezeichnet; die entscheidende Rolle wird den geringen Mengen von mehratomigen Gasen in der Atmosphäre zugeschrieben, vor allem dem H₂O, CO₂ und O₃. Als Gesamtgehalt dieser Gase wird angegeben: für O₃, welches im wesentlichen in der oberen Atmosphäre anzutreffen ist, bei Atmosphärendruck an der Erdoberfläche konzentriert gedacht, eine Schicht von etwa 3 mm Dicke, für CO₂, welches über die ganze Atmosphäre verteilt ist, eine entsprechende Schicht von etwa 2 m Dicke und für H₂O, welches sich nur in den untersten Schichten (bis zu wenigen Kilometern Höhe) in der Atmosphäre findet, als Wasser auf der Erdoberfläche niedergeschlagen gedacht, eine Schicht von weniger als 1 mm Dicke bei kaltem und trockenem Wetter bis zu einigen Zentimetern Dicke an einem warmen und feuchten Tage. Die Absorptionsgebiete liegen für H₂O im Ultrarot, im wesentlichen zwischen 0,8 μ und 2,2 μ , und für O₃ einmal im Ultraviolett zwischen 2000 Å und 3000 Å und zweitens im sichtbaren Spektralbereich zwischen 4500 Å und 6500 Å. Als wichtige Auswirkung der Absorption von Sonnenstrahlung in der Atmosphäre wird die Bildung einer heißen Schicht in etwa 60 km Höhe (Ozonabsorption) bezeichnet. Die Gesamtabsorption der Atmosphäre beträgt etwa 6 bis 8 % der einfallenden Sonnenstrahlung bei Sonnenstand im Zenit. Besondere Bedeutung besitzt die langwellige Absorption für das Strahlungsgleichgewicht in der Atmosphäre zwischen einfallender und absorbiertem Sonnenstrahlung, sowie der von der Atmosphäre emittierten und der von der Erdoberfläche in die Atmosphäre zurückgesandten Strahlung. Für die verschiedenen Absorptionsgebiete werden für H₂O, CO₂, O₃, N₂O und N₂O₅ nach Laboratoriumsuntersuchungen von A d e l und Mitarbeiter (diese Ber. **16**, 2145, 1935; **17**, 1178, 1936; **18**, 462, 1937; **20**, 508, 1456, 2042, 2358, 1939; **21**, 753, 1280, 1830, 1940; **22**, 1404, 2244, 1941; **23**, 534, 1531, 1942) Zahlenwerte angegeben und diskutiert. Auf die Schwierigkeiten in der Übertragung der im Laboratorium gemessenen Werte auf die atmosphärischen Verhältnisse wird hingewiesen; diese liegen wesentlich in dem Nichterfülltsein des Beerschen Gesetzes ($J/J_0 = e^{-km}$) und dem unterschiedlichen Absorptionsverhalten von Wasserdampf und feuchter Luft. Es wird die Anwendung der Lorentz'schen Strahlungsdämpfungsformel (Absorptionskoeffizient $k_r = [i a p / \pi] / [(\nu - \nu_0)^2 + a^2 p^2]$) auf die Linienstruktur der Absorptionsbanden zur Deutung der unterschiedlich beobachteten Abhängigkeit der Absorption A von Druck p und Schichtdicke m besprochen. Falls in der Linienmitte die Absorption vollkommen ist und die benachbarten Linienflügel sich nicht merklich überlappen, führt diese Formel zu der Proportionalität $A \sim (m \cdot p)^{1/2}$, falls sich die Linienflügel überlappen, wächst A langsamer als $(m \cdot p)^{1/2}$ an; bei (auch in der Linienmitte) geringer Absorption folgt $A \sim m$. Die Linienbreite $2 a p$ ist im allgemeinen größer bei Stößen gleicher Moleküle untereinander als bei Zusammen-

stößen von absorbierenden Molekülen mit Fremdgasmolekülen. Als Beispiele werden die Verhältnisse bei Wasserdampf und feuchter Luft angeführt; dabei wird auf die verschiedenen Meßergebnisse und Überlegungen von Adel (l. c.), Fowle, El s a s s e r (diese Ber. **19**, 2363, 1938; **20**, 123, 1939) und Str o n g (diese Ber. **23**, 553, 1942) kritisch eingegangen. Weiter werden die Untersuchungen der Gesamtabsorption und -emission über das ganze Spektrum in Luftsäulen mit schwarzem Körper als Strahlungsquelle besprochen. Dabei wird zunächst die Abhängigkeit der prozentualen Absorption von den Temperaturen der Luft und des schwarzen Körpers behandelt. Nach den Ergebnissen, die an langen absorbierenden Luftsäulen gewonnen wurden, scheint der Wasserdampf oberhalb 17μ praktisch undurchlässig zu sein. Die gesamte Strahlung, die aus allen Richtungen aus der Atmosphäre und in allen Wellenlängen die Erdoberfläche erreicht (Nachtstrahlung der Atmosphäre), hängt von der Bodentemperatur T und dem Wasserdampfdruck e am Boden ab. Brunt hat empirisch für diese Strahlung die Beziehung $\sigma \cdot T^4 (a + b \sqrt{e})$ aufgestellt ($\sigma \cdot T^4$ schwarze Emissionsstrahlung bei der Temperatur T , a und b Konstante, die noch vom Beobachtungsort abhängen können). Die von Str o n g (l. c.) zur Deutung und Ableitung dieser Beziehung vorgetragenen Argumente werden kritisch untersucht und als nicht ausreichend erachtet. Schließlich wird auf den Zusammenhang dieser Nachtstrahlung der Atmosphäre mit dem atmosphärischen Ozongehalt hingewiesen. Der Einfluß des Ozons auf das Strahlungs- und Temperaturngleichgewicht beruht in diesem Fall auf der Ozonabsorptionsbande zwischen $9,1 \mu$ und 10μ und ist weiter wesentlich durch das Konzentrationsverhältnis Ozon : Wasserdampf in der Atmosphäre bedingt.

Stille.

C. E. P. Brooks. *Radiation from the sun.* Nature **150**, 226—227, 1942, Nr. 3799. (22. 8. 42.) Der Verf. gibt eine zusammenfassende Übersicht über den Inhalt des Bandes 6 der Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution, Washington 1942 (207 S.), in dem A b b o t und Mitarbeiter über die Bestimmung der die Erde erreichenden Sonnenstrahlung berichten. Die Beobachtungsstationen wurden nach folgenden Gesichtspunkten ausgewählt: Einmal sollten sie möglichst hoch liegen, um die durchstrahlte Atmosphärenschicht möglichst gering zu halten, weiter sollten sie sich in Gebieten möglichst trockenen Klimas befinden, um den Einfluß von Wolkenbildung und Wasserdampfabsorption auf die Beobachtungen auf ein Mindestmaß herabzudrücken, und schließlich sollten sie möglichst weit über die Erdoberfläche verteilt sein, um von wechselnden lokalen Witterungseinflüssen unabhängig zu werden. Es erwiesen sich die drei Beobachtungsstationen Montezuma (Chile), Table Mountain (Kalifornien) und Mount St. Katherine (Ägypten) als geeignet. Die Beobachtungen erstreckten sich auf die Bestimmung der Solarkonstanten und ihrer täglichen Schwankungen. Zur Bestimmung der Gesamtstrahlung wurden benutzt: das A b b o t'sche Silbertischpyrheliometer für Standardmessungen, eine Abart des Ä n g s t r ö m'schen elektrischen Pyrheliometers für schnelle und genaue Beobachtungen der täglichen Schwankungen und ein Pyranometer zur Messung der Streuverluste. Als mittlerer Wert für die Solarkonstante wird $1,94 \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{min}$ angegeben. Die für verschiedene Wellenlängen unterschiedliche Schwächung der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre wurde mit einem Bolometer über den Spektralbereich vom Ultrarot bis zum Ultraviolett bestimmt. Vermittels Serienbeobachtungen zu verschiedenen Tagesstunden (im wesentlichen am Vormittag) wurde die Reduktion der einzelnen Meßwerte auf die Strahlung für die Luftmasse Null (Extrapolation auf die Solarkonstante) nach einem von A b b o t speziell hierfür entwickelten Verfahren durchgeführt. Um einheitliche Folgen von Meßdaten zu erhalten, wurden auch ältere Beobachtungen neu berechnet bzw. ausgewertet; für die Zeit vom 29. August 1923 bis zum 29. September 1939 sind fast für jeden Tag Meßergebnisse vorgelegt worden, aus denen eine Folge von „bevorzugten“ Werten abgeleitet wird. Hierbei zeigten

sich noch einzelne größere Sprünge in der täglichen Variation der Sonnenstrahlung. Durch eine gesonderte Untersuchung der Variation in der kurzwelligen Strahlung allein ergab sich die Möglichkeit einer Korrektur der Folge von „bevorzugten“ Werten, welche zur Festlegung einer Folge von „verbesserten bevorzugten“ Werten führte. *Abbot* schätzt aus dem Vergleich der Beobachtungsergebnisse der drei Stationen den wahrscheinlichen statistischen Fehler für eine Tagesbeobachtung zu 0,16% ab, betont aber, daß nur Mittel aus zehn Tagen oder noch längeren Zeiträumen zuverlässige Werte liefern könnten; solche Mittelwerte sind für die Zeit vom August 1923 bis zum September 1939 angegeben worden. Weiter wurden die Beobachtungsergebnisse nach einem sukzessiven graphischen Verfahren zur Aufdeckung etwa vorhandener Periodizitäten in der Strahlungsvariation analysiert. *Abbot* und Mitarbeiter schließen auf 14 Wellen mit Periodenlängen von 8,3 bis zu 273 Monaten; weiter glauben sie Andeutungen für das gelegentliche Auftreten von kurzperiodischen Schwankungen (Periodenlänge etwa einige Tage) gefunden zu haben. Ein Zusammenhang zwischen Sonnenstrahlung und Sonnenflecktätigkeit wurde nicht beobachtet. Der Verf. kritisiert diese Untersuchungsmethoden von *Abbot* und Mitarbeitern und hält hierfür eine strenge Fourier-Analyse für einfacher und angepaßter. Die künftige Bedeutung der Beobachtung von Sonnenstrahlungsschwankungen erblickt der Verf. in der möglichen Anwendung auf die Wittervorhersage. *Abbot* glaubt, gelegentlich Sonnenstrahlungsperioden von 8 bis 68 Monaten in den meteorologischen Daten über 100 Jahre für die drei Stationen wiedergefunden zu haben und verspricht sich hieraus Erfolg für langfristige Regenvorhersagen.

Stille.

J. R. Ashworth. *Ultra-violet rays and their variations.* *Nature* 148, 225—226, 1941, Nr. 3747. (Rochdale.) Verf. berichtet in kurzer Mitteilung ohne Angabe von Zahlenwerten über vergleichende Beobachtungen der Intensitäten des Sonnenspektrums bei 3600 und 4500 Å im täglichen und jahreszeitlichen Gang. Das Verhältnis der beiden Linien gibt die relative Abschwächung des UV (3600) zum Sichtbaren (4500) wieder und zeigt die erwartete Abhängigkeit von der Sonnenhöhe. Auch mit dem Sonnenzyklus und Schwunderscheinungen der drahtlosen Übertragung ergeben sich Parallelen.

H. Schaefer.

W. W. Spangenberg. *Über einige Dämmerungserscheinungen.* *Ann. d. Hydrogr.* 70, 206—211, 1942, Nr. 7. (15. 7. 42.) Mit Hilfe eines von *H. Neuberger* angegebenen einfachen Winkelmessers wurden an verschiedenen Orten Europas Beobachtungen über Bewegung, Höhe sowie Farb- und Intensitätsverhältnisse des Erdschattens und der beiden Gegendämmerungen durchgeführt. Ein jahreszeitlicher Einfluß läßt sich aus den jeweils aus einer größeren Zahl von Meßreihen gemittelten Erdschattenhöhen in Abhängigkeit von der Sonnentiefe nicht mit Sicherheit ableiten; die Möglichkeit lokalklimatischer Einflüsse (atmosphärischer Reinheitsgrad) als Grund für die an verschiedenen Orten beobachtete Verschiedenheit des Anstiegs der Erdschattenhöhe mit zunehmender Sonnentiefe wird kurz diskutiert. Obwohl eine systematische Beobachtungsreihe am gleichen Ort die Einheitlichkeit der täglichen Änderungen der Erdschattenhöhe bei verschiedener Sonnenhöhe zeigt, konnte die von *Jensen* gefundene Abhängigkeit der relativen Schwankungen der Erdschattenhöhe von der Sonnentiefe hier nicht mit Sicherheit festgestellt werden. Ein geringfügiges Minimum scheint sich bei Sonnentiefen zwischen 2 und 3° anzudeuten. Die an verschiedenen Orten beobachteten maximalen Höhen traten mit einer Ausnahme bei derselben Sonnentiefe von etwa 6° auf; das Verschwinden des Erdschattens erfolgte im Mittel etwa beim gleichen Wert, ohne daß jedoch die Einzelwerte in beiden Fällen identisch waren. Die bei visueller Schätzung außer den auch von anderen Beobachtern angegebenen Färbungen hier noch festgestellten grünen Farbtöne lassen sich möglicherweise als Kontrasterscheinung gegen eine ausgeprägte rote Gegendämmerung erklären. Weitere Angaben beziehen sich auf Intensität und Begrenzungsschärfe des

Erdshattens und deren gegenseitigen Zusammenhang; schließlich folgen Daten über Intensitäten und Farbtöne der ersten und zweiten Gegendämmerung. *Bernhard Koch.*

Emmerich Sokob. *Seitenrefraktion bei Gewittern.* ZS. f. Verm. **70**, 449—462, 1941, Nr. 22. (15. 11. 41.) (Wien, Hauptvermessungsabt. XIV.) Die Beeinflussung der Lichtstrahlen bei geodätischen Messungen durch meteorologische Einflüsse, speziell bei Gewittern, werden theoretisch untersucht. In Frage kommt Lichtbrechung durch elektrische Felder sowie durch Gradienten der Feuchtigkeit und der Temperatur. Die Rechnung ergibt, daß Feuchtigkeit und elektrische Felder keinen merklichen Einfluß ausüben, dagegen können die bei Triangulierungen beobachteten Seitenrefraktionen durch die Temperaturverteilung erklärt werden. Solche Erscheinungen sind bei Vermessungsarbeiten zu berücksichtigen. *Ritschl.*

R. Stoneley. *A lunar halo.* Observatory London **64**, 86—87, 1941, Nr. 802. (Juni 1941.) (Cambridge.) Beschreibung eines Mondhalos, der am 9. Mai 1941 in Cambridge beobachtet wurde. *Stöckl.*

Richard Fabry. *Einige wichtige bodenkundliche Versuche für den naturwissenschaftlichen Unterricht.* Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturwiss. **48**, 140—144, 1942, Nr. 6. (München.) Verf. gibt einen kurzen Abriss einfachster physikalischer und chemischer Verfahren zur Bodenuntersuchung an. *Brandt.*

J. Großkopf und K. Vogt. *Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit bei geschichtetem Boden.* Mitt. Forsch.-Anst. Dtsch. Reichspost **7**, 101—106, 1941. S. diese Ber. **23**, 555, 1942.

Jürgen Großkopf und Karl Vogt. *Technische Anwendungen eines Bodenleitfähigkeitsmessers.* Mitt. Forsch.-Anst. Dtsch. Reichspost **7**, 145—146, 1941. S. diese Ber. **23**, 880, 1942. *Dede.*

Arnaldo Belluigi. *Su nuove famiglie di curve universali di resistività elettrica.* Ric. scient. **13**, 199—203, 1942, Nr. 4/5. Es wird eine Theorie einer neuen Familie von Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes, analog der Hummelschen, entwickelt, die sich auf geologische Strukturen, die von geeigneten Ebenen begrenzt werden, anwenden lassen. *Schön.*

Robert Lauterbach. *Geophysikalische Untersuchungen an den Roteisenvorkommen des Lahngebietes.* Gerlands Beitr. **59**, 191—200, 1942, Nr. 2. (Berlin.) Im Lahngebiet wurden als Ergänzung früherer Untersuchungen magnetische Messungen über Roteisenlagerstätten durchgeführt. Es war in vielen Fällen möglich, die magnetischen Anomalien der Erzlagerstätten von den gleichzeitig auftretenden Diabasanomalien zu trennen und teilweise neu aufgefundenen Vorkommen einer praktischen Aufschließung zuzuführen. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

B. B. Lapuk. *Thermodynamische Prozesse bei der Bewegung von gashaltigem Erdöl in porösen Schichten.* Petrol-Ind. Aserbaidshan (russ.) **20**, 28—34, 1940, Nr. 12. (Dez. 1940.) [Orig. russ.] Aus den Erfahrungen der Erdölförderung und den thermodynamischen Berechnungen wird abgeleitet, daß im porösen Medium sich einstellende Bewegung von Gas, Erdöl und gashaltigem Erdöl einen Drosselprozeß darstellt, der durch konstante Enthalpie charakterisiert ist. Zum Unterschied von der andererseits vertretenen Ansicht, daß unter bestimmten Bedingungen in der porösen Schicht so starke Abkühlung erfolgt, daß das Erdöl einfriert, zeigen die Berechnungen des Verf., daß auch bei starkem Druckabfall nur geringe Temperaturveränderungen in der Größenordnung einiger Grade möglich sind. Die Möglichkeit der Ausfällung von Paraffin durch die Temperaturerniedrigung des Erdöls kann auf Grund der angeführten Berechnungen und der entsprechenden charakteristischen Daten des gegebenen Vorkommens jeweils vorausgesagt werden. **v. Fünser.*

Geophysikalische Berichte

J. Bartels. *Dan La Cour* †. Naturwissensch. **30**, 649—650, 1942, Nr. 43. (23. 10. 42.) (Potsdam.)

F. Linke. *Nachruf auf Albert Peppler.* Meteorol. ZS. **59**, 342—343, 1942, Nr. 10. (Okt. 1942.) Dede.

Silvio Ballarin. *Grafici e formole per l'interpretazione di rilievi gravimetrici eseguiti a scopo di prospezione.* Rend. Lomb. (3) **73**, 497—524, 1939/40, Nr. 2. Entwicklung von Formeln und Beschreibung von Diagrammen, welche bei geologischen Aufnahmen mit modernen statischen Gravimetern die Ermittlung von Anomalien des Schwerefeldes, welche durch die geologischen Formationen bedingt sind, erleichtern sollen. Verf. legt zylindrische Massen von geeigneten Querschnitten zugrunde, welche in Richtung der Achse unbegrenzt sind. Zur leichteren Durchführung der Berechnung der vertikalen Komponente der Anziehung, welche diese Zylinder ausüben, werden Diagramme konstruiert, welche die Ebene ihres rechteckigen Querschnittes in so viele Elementarflächen zerlegen, daß jeder der unbegrenzten Zylinder, welcher als Leitlinie den Umfang dieser Elementarflächen besitzt, auf den Potenzpunkt der Einheitsmasse eine Anziehung ausübt, deren Vertikalkomponente gleich ist einer vorgegebenen Konstante c ($= 0,04$ Milligal). Wenn n die Zahl der Elementarflächen des rechteckigen Querschnittes des Zylinders der Dichte σ , wenn ferner σ_0 die Dichte des einschließenden Erdreiches ist, gibt $n(\sigma - \sigma_0)c$ den Wert im Potenzpunkt der vertikalen Komponente der Anziehung, die durch die Gegenwart eines Zylinders von einer Dichte bedingt ist, welche von der Dichte des angrenzenden Mediums verschieden ist. — Die Schlußbetrachtung entwickelt die näherungsweise Verbesserungen, welche für einen begrenzten Zylinder anzubringen sind. Stöckl.

J. Wadsworth. *The Wiechert vertical seismograph: an improved design.* Month. Not. Geophys. Suppl. **5**, 48—53, 1942, Nr. 2. Der im Jahre 1908 von der Firma Spindler & Hoyer für die Station Apia gelieferte Vertikalseismograph war das erste Versuchsmodell dieser Art. Da sich die Periode im Laufe der Jahre immer weiter verringert hat und die Reibung in dem Übertragungssystem keine besonders gut ausgeprägten Seismogramme zuließ, wurden Veränderungen an der Hebelübertragung vorgenommen. Hierdurch gelang es, die Periode auf einen stabilen Wert von 6,0 sec zu bringen und die Reibungseinflüsse ganz erheblich herabzusetzen. Nach diesen Verbesserungen wurde jetzt auch die Brandungsunruhe in Samoa wiedergegeben und allgemein bei Beben die Vertikalkomponente als Ergänzung der beiden Horizontal-komponenten verwertbar. Schmerwitz.

Weygandt und Risch. *Zur Beurteilung von Stoßaufzeichnungen durch Schwingweg-, Schnelle- und Beschleunigungsmesser.* ZS. f. Instrkde. **62**, 360—365, 1942, Nr. 11. (Nov. 1942.) (Straßenforschungsst.; Hannover.) Die Untersuchung der Schwingungen, die z. B. auf einer Betondecke durch einen Lastwagen beim Überfahren eines Keils bewirkt werden, kann durch Aufnahme des Weg-Zeit-, Geschwindigkeit-Zeit, und des Beschleunigung-Zeit-Diagramms erfolgen. Bei stationären sinusförmigen Schwingungen ist es gleichgültig, welche Methode man benutzt; bei stoßartig verlaufenden Vorgängen ergeben die drei Methoden abweichende (in der Arbeit näher definierte) Stoßfrequenzen; im Zusammenhang damit führt die Errechnung der Maximalgeschwindigkeit bzw. der Maximalbeschleunigung aus der über das Weg-Zeit-Diagramm ermittelten Stoßfrequenz zu Werten, die zwischen 10% und 50% falsch sein können. Die Ursachen hierfür werden dargelegt; für die Praxis ist die gleichzeitige Aufnahme des Weg-Zeit- und des Beschleunigung-Zeit-Diagramms zu empfehlen. Dziobek.

Ingrid Weiss. *Die Bodenluftemanation, ein neuer Klimafaktor.* Bioklim. Beibl. 9, 73—81, 1942, Nr. 3. (Bad Warmbrunn.) Die Arbeit gibt nach kurzen allgemeinen Worten über die bioklimatische Bedeutung der Bodenluftemanation die Ergebnisse einer Emanationsvermessung der Bodenluft in Bad Flinsberg (Isergebirge). Die Meßmethode (Ambronn-Emanometer; Sondenmethode) wird in Einzelheiten beschrieben. Die Ergebnisse von rund 220 Meßstellen werden in Tabelle und bildlich übersichtlicher Darstellung wiedergegeben. Die höchsten Konzentrationen (bis zu 73 ME) werden — inselartig verteilt — in der Nähe und südlich der Hauptquellenspalte gefunden. Zum Schluß werden Vergleiche mit anderen bereits vermessenen Badeorten gezogen und die praktisch-therapeutische Nutzbarmachung dieser Emanationsreserven kurz diskutiert. *H. Israëli.*

Harold Jeffreys. *The times of sP and sPKP.* Month. Not. Geophys. Suppl. 5, 31—32, 1942, Nr. 2. Die Laufzeittabellen für die beiden angegebenen Wellenarten werden hier in einem Nachtrag mitgeteilt, da sie bei einer früheren Gesamtdarstellung vergessen worden sind. *Schmerwitz.*

Harold Jeffreys. *The deep earthquake of 1934 June 29.* Month. Not. Geophys. Suppl. 5, 33—36, 1942, Nr. 2. Für das tiefe Erdbeben vom 29. Juni 1934 war von Berlage eine Herdtiefe von 0,11 R bei einer Epizentrallage von 6,1° Süd und 123,4° Ost angegeben worden. Dieser Wert ist in das Internat. Seism. Summary aufgenommen worden. Eine erneut hier durchgeführte Berechnung unter Verwendung verschiedener Wellenarten führte zu dem Ergebnis: 0,097 R und zu einer Verschiebung der Epizentrallage um 0,8° nach Süden. *Schmerwitz.*

C. E. Mulders. *Ein Apparat zur Messung sehr kleiner örtlicher Variationen eines Magnetfeldes.* Physica 9, 853—861, 1942, Nr. 8. (Sept. 1942.) ('s-Gravenhage, Phys. Lab.) Verf. beschreibt eine Meßapparatur zur Bestimmung von kleinen örtlichen Schwankungen eines Magnetfeldes. Die Anordnung besteht im Prinzip aus zwei rotierenden Spulen an den Enden einer Achse von 1 m Länge. Wenn die Spulen genau gleich sind und in einer Ebene liegen, so sind die induzierten Spannungen ebenfalls gleich und kompensieren einander bei Gegeneinanderschaltung. Die Messung der Variation geschieht in diesem Falle derart, daß durch ein Helmholtz-Spulensystem um die eine der beiden Spulen die resultierende Spannung kompensiert wird. Einzelheiten der Apparatur, die möglichen Fehlerquellen und die genaue Eichung werden eingehend beschrieben. Bei Anwendung eines Verstärkers mit dem Verstärkungsfaktor 300 000 war noch eine Feldänderung von 10^{-5} Ø deutlich, von 10^{-6} Ø sichtbar erkenntlich. *v. Harlem.*

Gustaf Ising. *Die magnetischen Eigenschaften des Schichttons.* Geol. Förén. Stockholm Förh. 64, 126—142, 1942. (März/April 1942.) Verf. teilt Untersuchungen über das remanente Moment und die Anisotropie der Suszeptibilität bei geschichteten Tonen mit, die zur Erforschung der Säkularvariation des Erdmagnetismus vorgenommen wurden. Es wird eine regelmäßige Änderung der magnetischen Eigenschaften mit dem Abstand vom Eisrand festgestellt. Die magnetische Analyse stellt eine objektive Methode zur Lokalisierung von Schichtgrenzen dar. **R. K. Müller.*

O. Meyer. *Einige Tabellen über die erdmagnetischen Registrierungen im Observatorium Wingst im Jahre 1940.* Ann. d. Hydrogr. 70, 260—263, 1942, Nr. 8. (15. 8. 42.) (Wingst, Dtsch. Seewarte, Erdmagn. Obs.) Die Skalenwerte des Variometersatzes des Observatoriums Wingst werden für 1940 mit 0'806 (D), 5'62 (H) und 7'77 (Z) pro mm angegeben. Auch im dortigen Observatorium ist man — wie in Niemegek (d. Ref.) — wegen der Feuchtigkeit des zur Hälfte in das Erdreich eingebauten Registrierhauses zur Beheizung der Variometerräume übergegangen. Aus fünf ruhigen Tagen jedes Monats wurde der tägliche Gang an ruhigen Tagen bestimmt und in Tabellenform wiedergegeben. Für die übrigen Tage wurden die Mittelwerte

graphisch bestimmt und die Monatswerte aller und der ruhigen Tage ebenfalls tabellarisch aufgeführt. Aus den Normalwerten 1939₅ bis 1941₅ ergibt sich eine Säkularvariation ΔD von rund $+9'$, ΔH von rund $-6'$, ΔZ von $+35$ bis $+50'$ und ΔF von $+1,5$. Eine Tabelle der erdmagnetischen Charakterzahlen für 1941 nach der internationalen Skala 0, 1 und 2 beschließt den Bericht.

A. Burger.

H. W. Newton. *The great spot group and magnetic storm of September 1941.* Observatory London 64, 161—165, 1941, Nr. 805. (Dez. 1941.) Allgemeiner Bericht über große Sonnenfleckengruppen (das heißt solche, deren Fläche mindestens $\frac{1500}{1000000}$ der Sonnenhemisphäre bedeckt) und im besonderen über den großen Fleck zwischen 10. und 23. September in der heliographischen Breite 11° N. (Größe $\frac{2500}{1000000}$ der Sonnenhemisphäre; Ausdehnung in Länge 20° oder 240 000 km.) — Seit 1875 traten 37 solche große Gruppen auf; in 25 Fällen setzte ein magnetischer Sturm ein ungefähr um die Zeit, in welcher die Gruppe durch den Zentralmeridian ging. Von diesen 25 Stürmen zeichneten sich in Greenwich 12 als „große“ Stürme auf, das heißt Änderung in Deklination $\geq 1^{\circ}$, Änderungen der Horizontal- oder Vertikalintensität $\geq 300 \gamma$. — Beschreibung des magnetischen Sturmes am 18./19. September. Die Störungen der Aufzeichnungen zu Abinger begannen plötzlich $4^{\text{h}50^{\text{m}}}$ Weltzeit am 18., bis 10^{h} rasche Schwankungen im Betrage von 200 bis 300γ ; dann setzte der Sturm mit voller Stärke ein, der bis 10^{h} am 19. anhielt. Um $15^{\text{h}2^{\text{h}}}$ am 18. betrug die Gesamtfeldstärke 850γ über Normal. Die größte Schwankung in H ging von 18388γ bis 19133γ innerhalb 26 Zeitmin. Zwischen 23^{h} und $23^{\text{h}}40$ betrug die östliche Störung der Deklination $1^{\circ}45'$. Während des Sturmes änderte sich die Deklination um $2^{\circ}2,8'$ (von $9^{\circ}9,2' \text{W}$ um $18^{\text{d}}23^{\text{h}}41^{\text{m}}$ bis $11^{\circ}12,0'$ um $18^{\text{d}}13^{\text{h}}39^{\text{m}}$; in H um 1252γ von 17881γ um $18^{\text{d}}22^{\text{h}}26^{\text{m}}$ bis 19133γ um $18^{\text{d}}15^{\text{h}}36^{\text{m}}$; in V um 1116γ von 42632γ um $19^{\text{d}}4^{\text{h}}5^{\text{m}}$ bis 43748γ um $18^{\text{d}}15^{\text{h}}32^{\text{m}}$. — An der Stelle, wo im September die große Gruppe auftrat, war vom 21. bis 25. August bereits eine kleine Gruppe. — Eine glänzende chromosphärische Eruption wurde zu Greenwich mit dem Spektröhelioskop am 17. September um $8^{\text{h}}38^{\text{m}}$ Weltzeit beobachtet; sie begann wahrscheinlich um $8^{\text{h}}21^{\text{m}}$; um diese Zeit zeigten die Registrierungen in Abinger eine Ablenkung in H im Betrage von 25γ , die Cable und Wireless Ltd meldete eine Fade-Out-Störung, welche um $8^{\text{h}}30$ begann und bis $9^{\text{h}}05^{\text{m}}$ dauerte. Die Eruption bedeckte eine Fläche von $\frac{500}{1000000}$ der Sonnenhemisphäre; 20 Std. nach dem Erscheinen derselben begann der magnetische Sturm am 18./19. September; das mag ein Minimum der Zeit sein, welche die anregenden Teilchen brauchen, um von der Sonne zur Erde zu gelangen. Zu diesem großen magnetischen Sturm wird in The Observatory 64, 181—182, 1941, Nr. 805 noch folgende Nachricht der Cable und Wireless Ltd aus Montreal gebracht: „Um $5,25$ am E. S. T. ging der Zeiger des Milliampereometers der Überlandlinie in St. John (Neu-Braunschweig) über die Skala hinaus; die Potentialdifferenz zwischen den Erdleitungen in St. John und Montreal war von der Größenordnung 1000 Volt. — Um etwa $7,45$ pm flammte ein Nordlicht auf und im Zusammenhang damit ging der Ausschlag des Zeigers unseres Milliampereometers wieder über die Skala hinaus; um $8,45$ pm E. S. T. hatte das Nordlicht viel von seiner Pracht verloren; um $11,15$ pm E. S. T. war der ganze Himmel wieder mit Licht überzogen, während an einem Teil des Himmels rasch bewegte Strahlen sich zeigten.“ (Um die Angaben in Weltzeit zu haben, muß man 5 Std. addieren.)

Stöckl.

Marcel Nicolet. *Das Stickstoffatom in der hohen Atmosphäre.* Bull. Soc. roy. Sci. Liège 11, 97—104, 1942. (Febr. 1942.) Die Anregungsverhältnisse der verbotenen Stickstofflinien im Nordlicht werden theoretisch behandelt. Danach folgt aus den beobachteten Intensitätsverhältnissen, daß die Stöße 2. Art nicht vernachlässigt werden können. Die Abhängigkeit der Intensitätsverteilung der Stickstoff- und Sauerstofflinien von der Höhe deutet auf eine Zerstörung des Gleichgewichtes der höheren Schichten im Nordlicht hin.

*Ritschl.

Raymond Jouaust. *Les origines de la couche E de l'ionosphère.* C. R. **214**, 441—442, 1942, Nr. 9. Roeschen.

T. L. Eekersley. *Propagation of radio waves round the earth.* Nature **148**, 364—366, 1941, Nr. 3752. (Marconi's Wireless Telegr. Co.) Verf. schildert in allgemeinverständlicher Weise die Probleme der Ionosphärenforschung. Den praktischen Wert dieses verhältnismäßig jungen Forschungsgebietes bringt er dem Leser durch die Einwirkung der verschiedenen Schichten der Ionosphäre auf die Ausbreitungsverhältnisse der Rundfunkwellen, insbesondere im Kurzwellengebiet, näher. Neuere Ergebnisse enthält die Arbeit nicht. Roeschen.

A. Loidis and D. Nasilov. *On the climatic conditions of wireless communication.* Journ. techn. Phys. (russ.) **10**, 853—854, 1940, Nr. 10. [Orig. russ.] Verff. weisen auf den störenden Einfluß von Nebel auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen hin. Die Verbindung Washington—England werde mehr gestört als Washington—Moskau wegen der Nebelbänke um England. Das Maximum der Verringerung der Signalstärke (bis auf 5% der normalen Signalstärke herunter) wird im November beobachtet, also gerade in dem Monat, in dem die Nebelbildung um England am größten ist. Im Sommer ziehen sich die Golfstrom-Nebel weiter nach Norden hin und stören bzw. unterbinden die Radioverbindung der Polarforscher im Gebiet nördlich der Kolabucht innerhalb der Breitengrade 75 bis 78 mit dem Festland. Trey.

D. Nasilov. *Doppler effect in radio-waves.* Journ. techn. Phys. (russ.) **10**, 851—852, 1940, Nr. 10. [Orig. russ.] Wenn sich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung elektromagnetischer Wellen Gewitterwolken bewegen, verändert sich der Weg der Wellen vom Strahler zum Empfänger. Solche Veränderungen sind einer Annäherung bzw. Entfernungsvergrößerung der beiden Stationen äquivalent. Es werden dann Erscheinungen, die man als Doppler-Effekt ansprechen kann, beobachtet. Einige Beispiele, in denen tatsächlich solche Beobachtungen gemacht worden sind, werden angeführt. Trey.

A. J. Higgs. *Ionospheric measurements made during the total solar eclipse of 1940 October 1.* Month. Not. **102**, 24—34, 1942, Nr. 1. (Canberra, Commonwealth Solar Obs.) S. diese Ber. **22**, 1683, 1941; **23**, 117, 1942. Stöckl.

Roland Maze et Robert Chaminade. *Une mesure directe de la vie moyenne du méson au repos.* C. R. **214**, 266—269, 1942, Nr. 6. Unterhalb zweier Zählrohre, zwischen denen sich ein Bleifilter befindet, wurde ein Aluminiumblock und seitlich zu diesem ein drittes Zählrohr angebracht, das ein Teil der Zerfallselektronen von im Aluminium stecken gebliebenen Mesonen registriert. Mit Hilfe einer speziellen Vorrichtung wurde erreicht, daß das dritte Zählrohr auf asynchrone Stöße anspricht. Auf diese Weise ließen sich Zeitdifferenzen bis zu $5 \cdot 10^{-7}$ sec feststellen. Die Messungen wurden mit Retardierungszeiten von 2,3 und $4,5 \cdot 10^{-6}$ sec durchgeführt. Aus den beobachteten Koinzidenzzahlen mit und ohne Aluminium erhalten Verff. für die Zerfallszeit den Wert $(1 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$ sec. Gora.

S. J. Nikitin and N. Fedorenko. *On the disintegration of mesotrons.* Journ. Phys. USSR. **4**, 279, 1941, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Leningrad, Acad. Sci. USSR., Physico-Techn. Inst.) Die Intensität der Mesotrons wird für verschiedene Seehöhen und Einfallsrichtungen nach dem Koinzidenzverfahren bestimmt. In 3000 m Seehöhe ergibt sich $I_{45}/I_0 = 0,81$. Nimmt man an, daß die Mesotrons eine mittlere Energie von $2,8 \cdot 10^9$ eV besitzen und in einer Höhe erzeugt werden, die $1/10$ der Atmosphäre entspricht, so ergibt sich für die Zerfallszeit des Mesotrons $\tau = (2,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-6}$ sec. Aus der Höhenabhängigkeit der relativen Intensität der weichen Komponente ergibt sich $\tau = (2 \pm 0,4) \cdot 10^{-6}$ sec. Die Übereinstimmung der beiden Werte ist gut. Gora.

L. Landau. *The cascade theory of showers.* Journ. Phys. USSR. 4, 279—280, 1941, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Moscow, Acad. Sci. USSR., Inst. Phys. Probl.) Die Anzahl der geladenen Teilchen im Maximum eines Schauers läßt sich genauer berechnen als bisher, wenn man Fermis Korrekturen berücksichtigt. Ferner wird der durchschnittliche Streuwinkel der Schauerteilchen berechnet. Er beträgt im Maximum $30/E$ (E Energie der Teilchen in MeV).
Gora.

S. Belenky. *On the cascade theory of showers.* Journ. Phys. USSR. 4, 281, 1941, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Moscow, State Univ.) Bei der Lösung der Gleichungen der Kaskadentheorie werden die Ionisationsverluste berücksichtigt. Die erhaltenen Formeln ermöglichen die Berechnung der Energiespektren für beliebige Schichtdicken und lassen erkennen, daß die Ionisationsverluste auch die Zahl derjenigen Teilchen erheblich verringern, für welche die Strahlungsverluste größer als die Ionisationsverluste sind.
Gora.

B. Trumphy and H. v. Ubisch. *The energy-spectrum of the hard cosmic ray component in different directions and the lifetime of the mesotron.* Sonderdruck Arch. Math. og Naturvid. 44, Nr. 12, 1941, 16 S. (Bergen, Norway, Geophys. Inst.) Der Ansatz von Euler und Heisenberg für das Mesotronenspektrum in der Absorbertiefe T beim Einfallswinkel φ wird dahin erweitert, daß für schrägen Einfall der Mesotronenursprung entsprechend höher verlegt wird, so daß die Mesotronenerzeugung nach Durchdringung einer bestimmten Materieschicht durch die Auslösestrahlung angesetzt wird. Das Mesotronenspektrum wird für Meereshöhe und für die Einfallswinkel $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ und 60° jeweils für die Lebensdauern $\tau = 2, 3$ und $4 \mu\text{sec}$ berechnet. Die Richtungsverteilung in Meereshöhe ist jedoch von τ fast unabhängig. Ein Vergleich mit dem von Blackett und Wilson gemessenen Spektrum spricht für $2 \leq \tau \leq 2,5 \mu\text{sec}$. — Weiter wird die Höhenabhängigkeit der Gesamtmesotronenzahl berechnet und mit den Messungen von Rossi, Hilbery und Hoag verglichen: $\tau = 2,3 \mu\text{sec}$. Dasselbe Ergebnis liefert der Vergleich der berechneten Mesotronenspektren für senkrechte Inzidenz mit den Absorptionsmessungen von Clay und von Gemert bis zu 150 cm Blei. Die verbleibenden geringen Unstimmigkeiten könnten leicht durch etwas abweichende Annahmen über das vorausgesetzte Energiespektrum der frisch erzeugten Mesotronen ausgeglichen werden.
Ehmert.

B. Trumphy. *Zur Struktur der kosmischen Ultrastrahlung. IV.* Norske Vidensk. Selsk. Forhandl. 10, 137—140, 1937, Nr. 37. Nach einer sehr kurzen Übersicht über die Theorie der Schauer werden vier Nebelkammeraufnahmen gezeigt, welche mit einer koinzidenzgesteuerten Kammer erhalten wurden. Diese ist durch vier dünne Bleischichten in mehrere Kammern unterteilt. Eine Aufnahme zeigt die kaskadenmäßige Entwicklung eines kleinen Schauers. In einem anderen Fall sind Sekundärshauer zu beobachten, die offenbar von stark gesteuerten Photonen ausgelöst wurden. Einmal wird ein ionisierendes Teilchen in der obersten Bleischicht absorbiert. Aus dieser tritt ein anderes Teilchen aus, das alle weiteren Bleiplatten durchdringt. Gleichzeitig tritt in den unteren Kammern ein anderes Teilchen auf.
Ehmert.

B. Trumphy. *The shower production by mesotrons.* Norske Vidensk. Selsk. Forhandl. 14, 63—66, 1941, Nr. 17. Aus Aufnahmen auf einer koinzidenzgesteuerten Nebelkammer, welche durch mehrere Metallstreifen verschiedener Dicke (0,09, 0,25, 0,75 cm Blei, 0,6, 1,2, 2,4 cm Aluminium) unterteilt war, wurde die Anzahl der die Mesotronen begleitenden Sekundärteilchen in Abhängigkeit von den Materialdicken ausgezählt, in welchen dieselben ausgelöst wurden. Der Sättigungswert von mehr als 11% der Mesotronenanzahl ist bei einer Materialdicke von 10 g/cm^2 noch nicht erreicht. Massengleiche Schichten von Aluminium und von Blei sind genau äquivalent.
Ehmert.

B. Trumpy and T. Bjordal. *Neutral mesotrons in cosmic rays?* Sonderdruck Bergens Museums Årbok 1942, Nr. 5, 11 S. (Bergen, Geophys. Inst.) Aus den bekannten Messungen von *Maass*, bei welchen ein Teil des Absorbers einmal zwischen die Zählrohre eines Zählrohrteleskops und einmal über die ganze Anordnung gebracht wird und im letzteren Fall mehr Koinzidenzen gefunden wurden, wurde auf das Vorhandensein neutraler durchdringender Teilchen geschlossen, welche in dem Blei durchdringende ionisierende Teilchen auslösen. Insbesondere schlossen *Rossi* und *Jánossy* aus entsprechenden Experimenten mit der Antikoinzidenzmethode auf neutrale Mesotronen. Verf. führt ebensolche Antikoinzidenzzählungen mit verschiedenen Anordnungen durch und findet bei Anwendung genügend vieler Antikoinzidenzrohre, welche den Streukörper weitgehend umschließen, gar keinen Effekt. Dagegen wird bei wenigen Antikoinzidenzrohren ein größerer Effekt gefunden, dessen Größe außerdem mit dem Abstand zwischen Streukörper und Antikoinzidenzrohren wächst. Es wird geschlossen, daß es sich bei den *Maass*schen Überschußteilchen um gestreute Mesotronen handelt. Die Hypothese neutraler Mesotronen ist dann von diesem Standpunkt aus nicht nötig. Ehmer.

Serge Gorodetzky, Paul Chanson et Henri Denamur. *Variation des gerbes du rayonnement cosmique avec l'altitude. Les photons dans les gerbes.* C. R. 214, 310—312, 1942, Nr. 7. Die Zahl der ausgedehnten Schauer aus der Luft, hier durch Koinzidenzen von Zählrohren erfaßt, die in 270 cm horizontalem Abstand lagen, ist in 2500 m Höhe dreimal so groß als in 1000 m Höhe. *Auger* gibt einen Absorptionskoeffizienten $\mu/\rho = 0,007 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ an}$; demnach wäre das oben genannte Verhältnis 2,8. — Bei weiteren Messungen wurde von drei in üblicher Weise übereinanderliegenden Zählrohren das mittlere in Antikoinzidenzschaltung angeschlossen und die äußeren Zählrohre je mit 5 mm Blei umgeben. Die Koinzidenzzahl in 2500 m Höhe war in diesem Fall zweimal so groß wie in 1000 m Höhe. Es liegt also hier ein anderes Absorptionsgesetz vor. Die Höhenkurve für gewöhnliche Schauer ergibt nach der von *Regener* und *Ehmer* angegebenen Beziehung $N = \text{const } H^{-5}$ (H ist hier der Luftdruck) für die genannten Höhen ein Koinzidenzverhältnis 2,2, in guter Übereinstimmung mit dem obigen Befund. — Bei einer auf Schauer aus der Luft ansprechenden Anordnung wurde durch Umhüllung der Zählrohre mit 10 mm Blei eine Zunahme der Koinzidenzzahl um 30% erzielt. *Auger* und *Daudin* hatten ein ähnliches Verhältnis gefunden, während sie nach der Kaskadentheorie der Schauer eine wesentlich größere Zunahme durch die Erfassung von Photonen der großen Luftschauer erwartet hatten. Ehmer.

Victor F. Hess and Edward B. Berry. *Cosmic rays and the magnetic disturbance of September 18, 1941.* Phys. Rev. (2) 60, 746, 1941, Nr. 10. (New York, N. Y., Fordham Univ.) Bei dem starken magnetischen Sturm im September 1941 wurden in New York folgende Effekte $H \Delta I / I \Delta H$ gefunden: 1. Mit einem Zählrohrteleskop, das Teilchen zählt, welche 22 cm Blei zu durchdringen vermögen: $1,3 \pm 0,6$ mit einem Korrelationskoeffizienten der Zweistundenmittel von $+0,5 \pm 0,23$. Am Abend des 18. September waren während des hellen Nordlichtes sowohl die Mesotronenintensität I als auch H verhältnismäßig niedrig, und I zeigte spontane Schwankungen. 2. Mit einer Koinzidenzanlage, welche ohne Filter registrierte und nur einmal täglich abgelesen wurde, ergaben sich am 18. September 98,7 Koinzidenzen/h gegenüber 105,8 am 17. September und 104,3 am 19. September 1941. 3. Mit einer Ionisationskammer nach *Compton* wurde $H \Delta I / I \Delta H = 0,72 \pm 0,27$ gefunden mit einem Korrelationskoeffizienten von $+0,54 \pm 0,21$ für die Einstundenwerte. Der Effekt war also kleiner als bei den magnetischen Stürmen 1938. Ehmer.

A. Duprier. *Cosmic rays and magnetic storms.* Nature 149, 579—580, 1942, Nr. 3786. (London, Imp. Coll. Sci. Technol., Dep. Phys.) Bei dem magnetischen Sturm am

1. März 1941 wurde eine kurz vor dem Einsetzen der starken magnetischen Variationen (maximal 512 γ) beginnende Abnahme der vertikalen ungefilterten Strahlung beobachtet. Diese erreichte etwa 8 Std. später während der größten magnetischen Unruhe ein Minimum 11% unter der normalen Intensität, stieg dann in weiteren 12 Std. wieder auf einen Wert 5% unter dem Normalwert an und nahm von da ab langsam weiter zu, wobei nach 6 Tagen noch 2 bis 3% zum Normalwert fehlten.

Ehmer.

Kurt Kalle. *Das anomale Verhalten des Wassers in bezug auf einige für die Meereskunde wichtige physikalische Eigenschaften.* Ann. d. Hydrogr. **70**, 129—135, 1942, Nr. 5. (15. 5. 42.) (Hamburg, Dtsch. Seewarte.) Das Wasser stellt ein Musterbeispiel für einen Stoff mit ausgeprägt anomalem physikalisch-chemischem Verhalten dar. Verf. weist auf einige anomale Erscheinungen und ihre Auswirkungen auf die Meereskunde hin, und zwar werden behandelt: Die thermische Ausdehnung des reinen Wassers und des Meerwassers, die spezifische Wärme, Lichtgeschwindigkeit, Gaslöslichkeit und zuletzt das besonders interessante Verhalten des Kompressionskoeffizienten und damit auch der Schallgeschwindigkeit gegenüber Temperatur- und Salzgehaltsänderungen im Wasser. Bei den im Meerwasser vorkommenden Temperaturen von $\pm 2,5$ bis $+30^{\circ}$ C liegt der Kompressionskoeffizient vollständig im anomalen Bereich. Bei steigender Temperatur und steigendem Salzgehalt nimmt daher die Schallgeschwindigkeit zu und umgekehrt. Diese Tatsache steht im Gegensatz zu dem entsprechenden Verhalten der Dichte und der Lichtgeschwindigkeit; fallender Temperatur und steigendem Salzgehalt entspricht eine Erhöhung der Dichte und eine Erniedrigung der Lichtgeschwindigkeit. Die Auswirkung dieses gegenteiligen Verhaltens der Dichte und der Schallgeschwindigkeit auf die ozeanischen Wassermassen wird durch einige Diagramme veranschaulicht.

Neumann.

H. Geißler. *Zur thermometrischen Tiefenmessung.* Ann. d. Hydrogr. **70**, 244—248, 1942, Nr. 8. (15. 8. 42.) Es wird über eine Verbesserung der thermometrischen Tiefenmessung berichtet. Die Herstellung leistungsfähigerer druckungeschützter Thermometer wurde bereits im Jahre 1936 angeregt, und zwar handelte es sich darum, den Druckkoeffizienten weiter zu erhöhen, was durch eine günstigere Form und schwächere Wandstärke des Quecksilbergefäßes auch gelungen war. Außerdem wurde zur Erhöhung der Ablesegenauigkeit eine Teilung in $1/20^{\circ}$ C gefordert. Da die Thermometer auf 0,001 $^{\circ}$ abgelesen werden, ist es erforderlich, die Ergebnisse der Temperaturprüfung auf einen bestimmten Luftdruck (Normaldruck) zu reduzieren und dementsprechend auch bei den Tiefenmessungen die Abweichungen des Luftdrucks zu berücksichtigen. — Um eine Anschauung von der tatsächlich vorhandenen Meßgenauigkeit zu bekommen, wurde mit Hilfe eines besonderen Kipprahmens mit mehreren Thermometerpaaren zugleich dieselbe Tiefe gemessen. Die Messungen reichen nun keineswegs aus, um ein brauchbares Urteil über die Genauigkeit der Meßmethode zu erhalten, doch kann man aus ihnen entnehmen, daß die zwei verwendeten ungeschützten Thermometer besonders gute und gewissenhaft geprüfte Instrumente sind. Die Vergleichsmessungen zeigen, daß sich die Tiefenangaben der beiden ungeschützten Thermometer auch in 114 m Tiefe nur um $1/2$ m unterscheiden. — Auch die Druckabhängigkeit des Druckkoeffizienten wurde untersucht. Bei Drucken von 35 bis 60 kg/cm 2 tritt eine Änderung des Druckkoeffizienten mit der Vergrößerung des Prüfdruckes praktisch nicht mehr ein; bei den Drucken von 5 bis 30 kg/cm 2 ist dagegen bei steigendem Druck eine Abnahme des Koeffizienten festzustellen. Eine Abhängigkeit des Druckkoeffizienten von der Temperatur konnte nicht nachgewiesen werden.

Neumann.

Franz Sauerer. *Bemerkungen über optische Untersuchungen an Gewässern.* Bioklim. Beibl. **9**, 91—94, 1942, Nr. 3. Zur Bestimmung der spektralen Durchlässigkeit der oberen Wasserschichten kommt in den letzten Jahren die direkte Lichtmessung im

Wasser mit Photoelementen und vorgeschalteten Lichtfiltern immer mehr in Anwendung. Bei Kenntnis der spektralen Durchlässigkeit ist man imstande, besonders beim Fehlen einer stärkeren Lichtzerstreuung im Wasser infolge feiner Suspensionen, auch einigermaßen sichere Angaben über die Wasserfarbe zu machen. Um eine einheitliche Durchführung und Wiedergabe der Messungen zu ermöglichen, haben Sauberer und Ruttner die Einführung einer optischen Kennung für die spektrale Durchlässigkeit vorgeschlagen, die eine grobe Orientierung über die Eigenschaften der Gewässer gestattet. Auf die Zusammenhänge zwischen Kennung und wahrer Farbe wird hingewiesen. Größere Abweichungen von den tatsächlich beobachteten Farben werden, abgesehen von seichten Gewässern, in stärker getrübbten Seen zu beobachten sein. Für die Auswertung der Messungen wird ein Auswertepapier mit eingezeichneten (vorläufigen) Normalkurven angegeben. Einige Beispiele erläutern die praktische Arbeitsweise und den Wert dieser Methode. *Neumann.*

P. Urech. *Beitrag zur kolorimetrisch-photoelektrischen Bestimmung des Fluors.* Helv. Chim. Acta **25**, 1115—1125, 1942, Nr. 6. (15. 10. 42.) (Neuhausen a. Rheinfall, Aluminiumw. AG., Lab.)

Emil Baur. *Über das Verhalten von Natriumtetrachloroaurat (III) höchster Verdünnung und die Goldführung des Meerwassers.* Helv. Chim. Acta **25**, 1202—1225, 1942, Nr. 6. (15. 10. 42.) (Zürich, E. T. H., Phys.-chem. Lab.) *Dede.*

W. Meinardus. *Die bathygraphische Kurve des Tiefseebodens und die hypsographische Kurve der Erdkruste.* Ann. d. Hydrogr. **70**, 225—244, 1942, Nr. 8. (15. 8. 42.) (Bonn.) Zur Veranschaulichung der Tiefenverhältnisse des Meeres dient u. a. die Darstellung der Beziehung zwischen den Tiefen und den Arealen der von den Isobathen begrenzten Tiefenstufen durch bathygraphische Kurven. Nach derselben Methode pflegt man auch die Landhöhen durch hypsographische Kurven in ihrer Flächenverteilung zur Anschauung zu bringen. Die stufenweise Berechnung aller Landhöhen und Meerestiefen und ihre graphische Darstellung ergibt die hypsographische Kurve der festen Erdoberfläche oder der Erdkruste. — Verf. weist nach, daß der Verlauf der bathygraphischen Kurve des Meeres in dem als Tiefseeboden bezeichneten Kurvenabschnitt von 2500 bis 5000 m einer Parabel entspricht, woraus geschlossen wird, daß eine einfache Gesetzmäßigkeit in der Anordnung der Arealen der Tiefenstufen in diesem Bereich des Meeresbodens vorhanden ist. Die Konstanten der Parabeln wurden für die drei Ozeane (Atlantischer Ozean außerdem unterteilt in Nordatlantischer Ozean, Südatlantischer Ozean, Westatlantische Mulde, Ostatlantische Mulde) sowie für das Weltmeer und einen „mittleren Ozean“ mit und ohne Nebenmeere berechnet. Nach der Parabelgleichung wachsen die Arealen der Tiefenstufen proportional der Tiefe; das konstante Maß des Zuwachses wird durch den Parameter der Parabel bestimmt. Bei einer Darstellung der Verteilung der Arealen auf die einzelnen Tiefenstufen in der Art einer Häufigkeitskurve kommt dieses Verhalten dadurch zum Ausdruck, daß die Arealverteilungskurve auf dieser Tiefenstrecke eine gerade Linie ist. Die Verteilungskurve darf also nicht mit einer Gaußschen Häufigkeitskurve identifiziert werden. — Die Tatsache, daß die für das Gebiet des Tiefseebodens festgestellte Gesetzmäßigkeit im Bereich der Tiefseerinnen nicht gilt, deutet auf den Unterschied hin, der dem Bildungsgesetz des Tiefseebodens einerseits und der Tiefseedepressionen andererseits zukommt. *Neumann.*

M. Franssila. *Über den Wärmehaushalt eines Binnensees.* Ann. d. Hydrogr. **70**, 135—142, 1942, Nr. 5. (15. 5. 42.) (Helsinki, Meteorol. Zentralanst.) Die Beobachtungen wurden im Sommer 1938 auf dem See Puujärvi in Süd-Finnland ausgeführt. Zur Bestimmung des Wärmehaushaltes dieses kleinen Binnensees wurden folgende meteorologische und hydrologische Elemente gemessen: Die Strahlungsbilanz über

der Seeoberfläche mit dem Strahlungsbilanzmesser von Albrecht, die Wassertemperatur in verschiedenen Tiefen sowie die Windgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen über dem See. Zur Kontrolle wurde außerdem die Verdunstung direkt gemessen. Als Beispiel wird der Wärmehaushalt des Sees an einem windschwachen, heiteren Tag näher beschrieben. Die Stundenmittelwerte der Wärmehaushaltskomponenten sowie ihre Summen über 24 Std. sind in einer Tabelle angegeben. Doch sind diese Werte aus Messungen an nur einer Stelle in der Mitte des Sees berechnet; eigentlich sollten die Komponenten über den ganzen See integriert werden. — Für den Wärmehaushalt der Seeoberfläche erhält man in g cal/cm^2 : Strahlungsbilanz 417, vom Wasser aufgenommene Wärmemenge 123, Wärmeumsatz zwischen Wasser-oberfläche und Luft — 56, und zur Verdunstung angewandte Wärmemenge 350.

Neumann.

Walter Wundt. *Das solare und das wirkliche Klima in der Eiszeit.* Forschgn. u. Fortschr. 18, 35—37, 1942, Nr. 3/4. (Freiburg i. Br.) Die Strahlungskurven von Milankovich verlaufen im Sommer und Winter spiegelbildlich. Für das Zustandekommen einer Vereisung werden kühle Sommer im Verein mit der Steigerung der Niederschlagsmengen in milden Wintern als ausschlaggebend angenommen. Dazu kommt noch die Wirkung des erhöhten Reflexionsvermögens einer Schneedecke, das im Durchschnitt zu 60% angenommen werden kann. Bei einer allgemeinen Vereisung der Erde müßte auch ihr Reflexionsvermögen auf 60% ansteigen, was eine Abkühlung um etwa 20° zur Folge hätte, wenn von ausgleichenden Luftströmungen abgesehen wird. Da die Mitteltemperaturen im äquatorialen Gebiet bis 30° Breite über 20° C liegen, ist eine vollständige Vereisung der Erde nicht zu befürchten. Während die Vorphase einer Eiszeit durch geringe Jahresschwankung der Temperatur und starke Schneefälle in milden Wintern eingeleitet wird, ist die Hauptphase durch eine auf die Reflexionssteigerung der Schneedecke zurückzuführende Abnahme der Winter- und Sommertemperaturen und eine Abnahme der Niederschlagsstätigkeit bei Verschärfung des Frostes gekennzeichnet. Die Abkühlung in höheren Breiten muß sich durch Austausch auch in äquatorialen Gebieten bemerkbar machen. Gegenüber einer durch die Verteilung der solaren Einstrahlung bewirkten Temperaturverteilung ergibt sich als Effekt der Zirkulation in etwa 60° Breite eine Temperaturerhöhung, die etwa 2½ mal so groß ist als die durch die Zirkulation bewirkte Temperaturabnahme am Äquator. Eine Übertragung der Verhältnisse auf die Eiszeit würde die Annahme einer Abkühlung um 4° am Äquator ergeben, die mit Beobachtungen der Schneegrenzendepression in Einklang zu bringen ist. Die Strahlungswirkung kann nur dann in einer Schneeanhäufung zur Geltung kommen, wenn die Pole von einem Kranz von Festländern umgeben sind, die den Zutritt der warmen Meeresströmungen in polare Gebiete verhindern. Da dies vor dem Quartär nicht der Fall war, lassen sich auch Eiszeiten nicht weiter nach rückwärts verfolgen. Es ist anzunehmen, daß im Quartär in höheren Breiten weite Landmassen höher gelegen sind und auch die Schwelle zwischen Nordatlantik und Polarbecken dem Golfstrom den Zutritt in das Eismeer verwehrte. Landsenkung und Meertransgression führten unter Mitwirkung heißer Sommer das Ende der Eiszeit herbei. Das Versinken der Festlandmassen wird auch für das Ausbleiben eines derzeit bereits fälligen Endes der letzten Interglazialzeit verantwortlich gemacht. Steinhauser.

T. P. Hughes and Gerald Seligman. *The temperature, melt water movement and density increase in the névé of an alpine glacier.* (Publication Nr. 2 of the Jungfrau-Joch Research Party, 1938.) Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 616—647, 1939, Nr. 4. Die Temperaturmessungen wurden im Mönch-Firngebiet in Höhen um 3450 m mit Thermoelementen bis zu 30 m Tiefe durchgeführt. Zu Beginn der Messungen Ende Mai lagen die Temperaturen in ungefähr 2 m Tiefe meist unter — 6°, nahmen mit wachsender Tiefe auf 0° in 20 m Tiefe zu und lagen in größeren Tiefen bei den den

Druckgrößen entsprechenden Schmelzpunkten (in 30 m Tiefe bei $-0,013^{\circ}\text{C}$). In der zeitlichen Änderung der Temperatur in verschiedenen Tiefen im Laufe des Sommers zeigen sich nahezu sprunghafte Temperaturanstiege, die so groß waren, daß sie nicht durch Wärmeleitung verursacht worden sein können, sondern auf einsickerndes Schmelzwasser zurückgeführt werden müssen. Diese Temperaturanstiege hängen ab von dem durch Lufttemperatur, Einstrahlung, Schneefall, Luftfeuchtigkeit und Wind modifizierten Nachschub von Schmelzwasser einerseits und andererseits von der Durchlässigkeit des Schnees und Firns für Schmelzwasser. In graphischen Darstellungen werden die Temperaturänderungen und ihr Zusammenhang mit meteorologischen Elementen gezeigt. Gegen Ende des Sommers beträgt die Temperatur der oberen Schichten des Gletschers 0° . Das Eindringen der Kältewelle im Winter wird aus der Gesetzmäßigkeit der Wärmeleitung unter Annahme einer harmonischen jährlichen Lufttemperaturwelle berechnet. Dabei ergibt sich für Ende Winter eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung der berechneten und beobachteten Temperaturwerte. Die beobachteten Temperaturen lagen aber in den obersten Schichten etwas tiefer als die berechneten, was auf die störende Wirkung eines abnormal kalten Aprils zurückgeführt wird, und in 8 bis 15 m Tiefe lagen die beobachteten Werte etwas höher als die berechneten, was durch die beim Gefrieren des im Firn enthaltenen Schmelzwassers freiwerdende Wärme erklärt wird. Die im Sommer im Eis des Sphinx-Plateaus durchgeführten Temperaturmessungen ergaben eine Abnahme von 0° an der Oberfläche auf $-2,1^{\circ}$ in 2 m Tiefe und ein Minimum von -4° in 4,5 m Tiefe. Die tiefen Temperaturen werden dadurch ermöglicht, daß das Gletschereis im Gegensatz zum Firn das Schmelzwasser nicht durchläßt. Im Vergleich zu der von der Oberfläche kommenden Wärmezufuhr in das Innere der Gletscher sind die durch innere Reibung im Gletscher und durch Wärmezufuß vom Gletscherboden her gegebenen Wärmequellen verschwindend. In 1 m Tiefe des Firns dringen bei schönem Wetter ungefähr $0,2\text{ cm}^3$ Schmelzwasser pro Stunde durch den cm^2 ein. In Nähe der Oberfläche ist die Menge des einsickernden Schmelzwassers am größten. Sie hängt sehr stark von den meteorologischen Verhältnissen ab. Der absinkende Strom des Schmelzwassers hat eine sehr große horizontale Komponente gletscherabwärts. Durch im Firn eingelagerte Eisbänder wird das weitere Absinken des Schmelzwassers stark behindert. Die Dichte des Firns nahm von 0,3 einer oberflächlichen alten Schneedecke auf 0,6 in 7 m Tiefe verhältnismäßig rasch zu und dann weiter nurmehr langsam auf 0,68 in 30 m Tiefe. Die Durchmesser der Firnkörner betragen in den Schichten unter 3 m Tiefe 1 bis 2 mm. Die Dichteänderungen im Firn wurden bis 30 m Tiefe verfolgt. Der Anteil der Setzung von Schnee und Firn an der Dichtezunahme überwiegt weit den Anteil, der auf das Gefrieren von Schmelzwasser fällt.

Steinhauser.

E. T. Clarke and S. A. Korff. *The radiosonde: the stratosphere laboratory.* Journ. Franklin Inst. 232, 217—238, 339—355, 1941, Nr. 3 u. 4. Nach einem historischen Überblick über die verschiedenen bisher benutzten Methoden zur Erforschung der physikalischen Größen der Stratosphäre wird als modernstes Gerät die Radiosonde beschrieben. Ihre Vor- und Nachteile werden gegeneinander abgewogen. Als besonderer Vorteil gegenüber den Beobachtungen mit bemannten Ballonen wird hervorgehoben, daß alle Geräte ohne jeden Beobachter eine ununterbrochene Messung der verschiedenen Größen ermöglichen. Die technischen Einzelheiten der Sender, Empfänger sowie aller übrigen Instrumente, die für meteorologische Messungen erforderlich sind, sind durch Schaltungen, Konstruktionszeichnungen und Lichtbilder unterstützt, sehr eingehend behandelt. Ein besonderer Abschnitt behandelt die Geschwindigkeit, mit der die Geräte aufsteigen können. Abschließend werden noch Beispiele zur Benutzung der Radiosondenmethode zu anderen als rein meteorologischen Beobachtungen angeführt.

Roeschen.

B. Neis. *Zur Geophysik der Massenverlagerungen auf der Erde.* Meteorol. ZS. 59, 301—303, 1942, Nr. 9. (Sept. 1942.) (Berlin.) H. Israël.

Heinz Lettau. *Zum Wärmeaustausch-Paradoxon von Wilhelm Schmidt.* Ann. d. Hydrogr. 69, 400—403, 1941, Nr. 12. (Königsberg i. Pr.) Verf. verweist darauf, daß die von Raethjen durch Annahme eines Gleitaustausches in Gleitflächen, in denen die potentielle Temperatur nach oben abnimmt, versuchte Lösung des Schmidtschen Paradoxons, das besagt, daß der durch Austausch hervorgerufene vertikale Wärmetransport im Mittel nicht aufwärts, sondern abwärts gerichtet ist, nicht beweiskräftig ist, da die gemachten Voraussetzungen von den der Schmidtschen Ableitung zugrunde liegenden abweichen. Der Fehler der Schmidtschen Betrachtung liegt darin, daß die Schwankungen (Tagesgang in den unteren Schichten) des Austauschkoeffizienten A und des vertikalen Gefälles der potentiellen Temperatur $\partial\theta/\partial z = \theta'$ nicht voneinander unabhängig verlaufen und daher eine nachträgliche Verknüpfung der jeweils für sich gebildeten Mittelwerte A und θ' in der Formel des mittleren Wärmestromes $\bar{S}^* = -c_p A \theta'$ nicht erlaubt ist. Der richtige Wert des mittleren vertikalen Wärmestromes wird aus dem Mittelwert aller zueinander gehörigen Produkte $A \cdot \theta'$ nach $\bar{S} = -c_p (A \theta')$ berechnet. An Beispielen aus den untersten Luftschichten bis 80 m Höhe wird gezeigt, daß, während die fehlerhaft berechneten Werte \bar{S}^* einen Wärmestrom von oben nach unten anzeigen, die richtig berechneten Werte \bar{S} aber einen den physikalischen Überlegungen entsprechenden Wärmestrom von unten nach oben ergeben. Damit erscheint nachgewiesen, daß in allen Luftschichten, in denen nennenswerte Variationen des vertikalen Temperaturgefälles oder der Stabilität und im Zusammenhang damit des vertikalen Austauschkoeffizienten vorkommen, das ist besonders in den unteren Schichten, das Schmidtsche Paradoxon nicht besteht. In höheren Schichten kann dagegen der vertikale Austausch tatsächlich im Mittel unserer Breiten Wärme von oben nach unten schaffen, wobei dieser Wärmestrom durch Gleitbewegungen der Luftmassen verschiedener Herkunft genährt wird und damit ein Gleitaustausch im Sinne Raethjens wirksam werden kann. Steinhausser.

H. L. Osmond. *The Chinook wind east of the Canadian Rockies.* Canad. Journ. Res. (A) 19, 57—66, 1941, Nr. 4. (Toronto, Ont., Univ., Nat. Res. Council Canada.) Einleitend werden die charakteristischen Merkmale der Entwicklung des Chinook, eines warmen und trockenen Windes aus westlichen Richtungen, zusammengestellt. Vorbedingung für die Entwicklung des Chinook ist ein gleichzeitiger Aufbau antizyklonaler Zirkulationen eines pazifischen Hochs westlich und eines arktischen Hochs östlich der Canadian Rockies. Dabei muß von Norden herreichend ein Drucktrog zwischen beiden Antizyklonen aber westlich der Rockies liegen. Die Untersuchung erstreckt sich auf sechs Fälle im Februar und März 1939. Vor Beginn des Chinook liegt eine thermische Diskontinuitätslinie knapp leewärts der Berge, die die feuchte und verhältnismäßig warme Luft westwärts der Berge von der trockenen und kalten polaren Kontinentalluft ostwärts der Berge trennt. In einer Tabelle sind für die untersuchten Fälle Windrichtung und Stärke, Temperaturänderung, Feuchtigkeitsänderung, Himmelszustand, östliche Reichweite des Chinook-Effektes, Drucktendenz, Druckverteilung und das Folgewetter zusammengestellt. Der Chinook, der aus westlichen Richtungen weht, beginnt als frische Brise und erreicht Geschwindigkeiten von 40 bis 50 Meilen pro Stunde, bei einer Andauer von wenigen Stunden bis mehrere Tage. Die relative Feuchtigkeit der Chinookluft nimmt ostwärts rasch wieder zu. Steinhausser.

L. W. Pollak. *On cycles of pressure, especially in the neighbourhood of symmetry points.* Discussion. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 67, 170—174, 1941, Nr. 290. (April 1941.) S. diese Ber. 22, 1936, 1941. Steinhausser.

Pierre Bernard. *Les perturbations atmosphériques de la Terre et de Mars.* C. R. 213, 980—982, 1941, Nr. 26. Die Änderungen der mikroseismischen Bodenunruhe und besonders ihre 11 jährige Variation, die nach Meinung des Verf. in den Zentren der atmosphärischen Tiefdruckgebiete ihren Ursprung hat, scheint zu zeigen, daß Frequenz und Intensität der Zyklen von den Vorgängen auf der Sonne abhängig ist (s. diese Ber. 19, 2336, 1938). Eine weitere Stütze für diese Anschauung liegt darin, daß die atmosphärischen Störungen auf dem Planeten Mars und jene in dem Luftmeere der Erde gleichzeitig ablaufen. Verf. kommt auf diese Schlußfolgerung, indem er vergleicht: 1. die momentanen hellen Stellen, welche auf der Oberfläche des Mars plötzlich erscheinen und manchmal die Gebilde auf der Oberfläche, welche für gewöhnlich scharf sind, verschleiern; diese Erscheinungen sind atmosphärischen Ursprungs (gleichgültig ob es sich um wolkenartige Kondensationsvorgänge handelt oder um aufgewirbelten Sand); 2. die Amplitude der mikroseismischen Bodenunruhe, die in Westeuropa durch Messung festgestellt wurde, hervorgerufen durch Depressionen der Polarfront im Norden des Atlantischen Ozeans. *Stöckl.*

Sir George C. Simpson. *On the formation of cloud and rain.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 67, 99—133, 1941, Nr. 290. (April 1941.) Verf. gibt einen zusammenfassenden Bericht über den heutigen Stand der Kenntnisse von den Prozessen, die mit der Bildung von Wolken und Niederschlägen zusammenhängen und äußert seine Meinung über die dabei noch strittigen Fragen. Nach einer Übersicht über die Größen verschiedener Ionen, Kerne, Wolkenteilchen und Regentropfen und über Masse und Fallgeschwindigkeit von Wassertropfen verschiedener Größen wird die Physik der Kondensation behandelt. Ausgehend von Zusammenstellungen der relativen Feuchtigkeit über Wassertropfen verschiedener Durchmesser im Gleichgewichtszustand und den relativen Feuchtigkeiten über Lösungen verschiedener Konzentration wird an einem Diagramm, das die Abhängigkeit der relativen Feuchtigkeit von der Tropfengröße nur als Wirkung der Oberflächenkrümmung einerseits und als Wirkung einer Lösungskonzentration für Tropfen verschiedener Größen mit gleichem H_2SO_4 -Gehalt andererseits zeigt, das Zustandekommen der Kondensation erläutert und es werden für verschiedene Übersättigungen für nichthygroskopische und für hygroskopische Kerne der jeweils zur Entwicklung der Kondensation notwendige Durchmesser angegeben. Alle nichthygroskopischen Kerne größer als $4,6 \cdot 10^{-5}$ cm und alle hygroskopischen Kerne größer als $1,6 \cdot 10^{-5}$ cm (bei 100% relativer Feuchte) erfordern weniger als $\frac{1}{2}\%$ Übersättigung, um als Kondensationskerne wirksam werden zu können. Eine elektrische Ladung würde sich nur bei Kernen mit Durchmessern unter 10^{-7} cm in einer Reduktion des Dampfdruckes über den Tropfen auswirken. Es werden Übersichten über die Zahl der Kerne an verschiedenen typischen Plätzen, über die Einteilung der Kerne ihrer Größe nach auf Grund von Bestimmungen der Ionenbeweglichkeit und über die Kernbestimmungen von Wright, der eine Formel für die Sichtweite in Abhängigkeit von Zahl und Größe der Kerne entwickelt hat, gegeben. Drei Arten von Kernen werden unterschieden: hygroskopische Verbrennungsprodukte mit Lösungen von H_2SO_4 und HNO_2 mit Durchmessern von 10^{-6} bis 10^{-5} cm, große hygroskopische Kerne mit Durchmesser um 10^{-4} cm aus dem Spritzwasser des Meeres und nichthygroskopische Staub- und Kohleteilchen mit Durchmesser über 10^{-5} cm. Das Zustandekommen dieser Kerne und ihrer Größenverteilung wird besprochen. Da im allgemeinen in Wolken eine Übersättigung von 0,5% nicht überschritten wird, sind an der Wolkenbildung, abgesehen von seltenen Fällen sehr rascher Abkühlung, vorwiegend nur Kerne mit Durchmesser über $2 \cdot 10^{-5}$ cm beteiligt. Bei nichthygroskopischen Kernen würde die Grenze bei $5 \cdot 10^{-5}$ liegen, obwohl dies schon im Bereich des mikroskopisch Sichtbaren ist, konnten aber in Wolkenteilchen noch keine festen Kerne mikroskopisch nachgewiesen werden. Verf. vertritt die Ansicht, daß hauptsächlich das auf natür-

lichem Wege aus Stickstoff, Sauerstoff und Wasserdampf in der Atmosphäre gebildete HNO_2 für Kondensationskerne in Betracht kommt. Für die Wolkenbildung bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt werden drei Fälle unterschieden: 1. Eiswolkenbildung aus einer über 0° gebildeten Wasserwolke beim Absinken der Temperatur unter 0° (hauptsächlich in eni, wo bis -10° nur unterkühlte Wassertropfen und unter -20° nur Eiskristalle und dazwischen eine Mischung beider beobachtet wird). Die Erklärung Bergerons, der vorwiegend eine spontane Kristallisation der unterkühlten Tropfen annimmt und eine direkte Sublimation an Kernen für unwesentlich hält, und die Erklärung Findeisens, der in der übersättigten Atmosphäre eine Sublimation an den wenigen vorhandenen Sublimationskernen annimmt und die Sublimationsgebilde auf Kosten der unterkühlten Tropfen wachsen läßt, bis diese verschwinden und dafür nurmehr weniger, aber große Eiskristalle vorhanden sind, werden einander gegenübergestellt. 2. Tropfenwolkenbildung unter 0° (bis -30° beobachtet, häufig auch in ac oder cc). Zur Erklärung wird Kondensation an flüssigen unterkühlten Kondensationskernen bei vollständigem Mangel an Sublimationskernen in der Atmosphäre angenommen. 3. Eiskristallbildung durch direkte Sublimation. Verf. verweist auf die Schwierigkeit, daß entsprechend der Übersättigung bis zu einer erst unter -10° einsetzenden Sublimation die Durchmesser der Sublimationskerne kleiner als 10^{-6} cm angenommen werden müßten, während nach Gibbs die kleinsten möglichen festen Kerne nicht Durchmesser unter 10^{-5} cm haben können. Er hält es für möglich, daß auch hygroskopische Kerne bei tiefen Temperaturen fest werden und dann als Sublimationskerne wirksam werden können. Die Größengrenze zwischen Wolkenteilchen und Regentropfen wird nach Findeisen zu $r = 10^{-2}$ cm angenommen. Zur Erklärung der Möglichkeit des Anwachsens der Wolkenteilchen auf Regentropfengröße werden die Ansichten Bergerons und Findeisens dargestellt. Für die These, daß Regen nur aus Wolken fallen kann, die in Höhen mit Temperaturen unter 0° reichen, hält der Verf. noch einen Beweis im besonderen auch durch Beobachtungen in niederen geographischen Breiten für nötig. Er glaubt, daß beim Vorhandensein aufsteigender Luftbewegungen auch Bedingungen gegeben sind, die die Bildung großer Regentropfen ermöglichen (genügend Wassergehalt, Tropfen verschiedener Größen, hinreichende Wolkendicke und damit Kollisionsmöglichkeit von Wolkenteilchen) ohne Annahme von Eiskristallen in den obersten Wolkenteilen, daß aber beim Vorhandensein von Eisteilchen in der oberen Wolkenregion größere Regentropfen sich bilden als in Wasserwolken gleicher Dicke. Es kommt zu keinem Regenfall aus Wasserwolken, wenn alle Wolkenteilchen gleiche Größe haben, wenn die Dichte oder die vertikale Erstreckung der Wolke zu klein ist und wenn aufsteigende Luftströmungen fehlen. Wenn aber in derartigen Wolken im oberen Teil Schneekristalle und im unteren Tropfen vorhanden sind, dann können diese Wolken Niederschläge liefern, die ausbleiben müßten, wenn die Wolke nur aus Wassertröpfchen bestünde. Steinhauser.

F. J. W. Whipple. *The persistence of dew.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 152, 1941, Nr. 290. (April 1941.) Nach Beobachtungen am Kew-Observatorium werden für jeden Monat des Jahres 1940 Häufigkeiten von Rauhref und Tau um 7 Uhr, 9 Uhr und 13 Uhr angegeben. Im Mai hielt der Tau noch in sieben Fällen bis 9 Uhr an (von 23 Fällen um 7 Uhr), im Juni noch in einem Fall und im September und Oktober wieder in je vier Fällen. Im kalten Januar hielt Rauhref ohne Unterbrechung vom 10. bis 24., also 15 Tage lang an. Steinhauser.

David Lloyd. *Evaporation-loss per month over drainage areas. II. Loss over three areas.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 178—179, 1941, Nr. 290. (April 1941.) S. diese Ber. **22**, 1938, 1941. Steinhauser.

L. Prants. *Charakteristische Merkmale der Luftmassen über Europa nach aerologischen Beobachtungen.* Acta Dorpat (A) **37**, S. 1—23, 1942. Aus den Lindenberger

Registrierballonaufstiegen von 1928 bis 1933 wurden alle Aufstiege ausgewählt, die durchwegs nur in polaren oder nur in tropischen Luftmassen erfolgten und danach die charakteristischen Merkmale dieser Luftmassen bis 15 km Höhe getrennt nach Winter (60 PL, 11 TL) und Sommer (44 PL, 15 TL) untersucht. Eine Tabelle und graphische Darstellungen zeigen für Höhenstufen von je 1 km für beide Luftmassen Mittelwerte t , Streuungswerte σ_t und Differenzen der Temperatur. Die Unterschiede von t_T und t_P sind im Winter in 4 bis 6 km Höhe mit etwa 6° und im Sommer in 8 bis 9 km Höhe mit ungefähr 8° am größten. Die Streuung der Temperaturdifferenzen betragen durchwegs 6 bis 7° C und sind im Winter etwas größer und im Sommer etwas kleiner als die Temperaturdifferenzen selbst. Einer gleichen Wiedergabe der Mittelwerte der äquivalentpotentiellen Temperaturen der PL und TL bis 8 km Höhe, ihrer Differenzen und der entsprechenden Streuungswerte ist zu entnehmen, daß die mittleren Unterschiede der Θ'_P und Θ'_T am größten in 1 bis 2 km Höhe sind und daß sie im Winter (mit 8°) kleiner sind als im Sommer (mit 12°). Die Streuungsmasse $\sigma_{\Theta'}$ sind bedeutend größer als die σ_t (in Bodennähe ist $\sigma_\Theta = 11^\circ$). Die vertikale Verteilung der Entropie in beiden Luftmassen ist ganz analog zur Verteilung der äquivalentpotentiellen Temperatur. Zur Charakterisierung der Stabilität der Luftmassen werden in Tabellen und graphischen Darstellungen Mittelwerte, Differenzen und Streuungswerte der dem Emagramm entnommenen Labilitätsenergien A nach Refsdal und der vertikalen Temperaturgradienten γ sowie Korrelationskoeffizienten für die Beziehungen zwischen Bodendruck p_0 und A , Bodendruck und γ , A und γ bis 5 km Höhe wiedergegeben. In PL sind die Korrelationen $r(p_0, A)$ und $r(p_0, \gamma)$ nur klein, die Korrelation $r(A, \gamma)$ ist aber groß und erreicht im Winter 0,93. Die mittlere Stabilität der TL ist in 0,1 bis 1 km Höhe größer, in 2 bis 5 km Höhe aber kleiner als die der PL, wobei die mittleren Differenzen der Stabilitätsmasse bedeutend kleiner sind als die entsprechenden Streuungsmaße. Für die Beziehungen zwischen Tropopausenhöhe H , Tropopausentemperatur t_H , Bodenluftdruck p_0 und Temperatur in 5 km Höhe t_5 wurden für PL Korrelationskoeffizienten, Regressionsgleichungen und Streuungsmasse berechnet. $r(t_5, H)$ ist im Winter 0,72 und im Sommer 0,88 und $r(t_5, t_H)$ im Winter $-0,44$ und im Sommer $-0,51$. Die mittlere Tropopausenhöhe ist in TL größer als in PL und entsprechend die mittlere Tropopausentemperatur in TL niedriger als in PL. Für P -Luftmassen werden Regressionsgleichungen zur Berechnung von H und t_H aus und t_5 aufgestellt. *Steinhausser.*

Otto Meißner. *Über die jährliche Amplitude der Temperatur in Berlin und Leipzig.* Ann. d. Hydrogr. 69, 363—368, 1941, Nr. 11. (Potsdam.) Für die Berliner Reihe von 1771 bis 1900 und für die Leipziger Reihe von 1831 bis 1930 werden nach Jahrzehnten die aus den Differenzen Juli—Januar und die aus den Differenzen wärmster—kältester Monate berechneten Jahresschwankungen der Temperatur, ihre Streuungswerte, ihre Differenzen, Korrelationskoeffizienten der beiden Maßzahlen der Jahresschwankungen, Maxima und Minima der beiden Jahresschwankungsmasse sowie die Quotienten der verschiedenen Maßzahlen und Vergleiche der Maßzahlen beider Stationen in Tabellen zusammengestellt und im einzelnen diskutiert. Bemerkenswert ist, daß in Berlin die aus den Monatsmitteln berechneten Jahresschwankungen noch eine Variationsbreite von 12,4 bis $30,1^\circ$ zeigen. *Steinhausser.*

P. Tetrode. *A remarkable 8-year period in air temperatures.* Proc. Amsterdam 45, 317—321, 1942, Nr. 4. In langen Temperaturreihen aus den Niederlanden, aus Prag, New Haven, Charleston und Batavia wird eine achtjährige Periode nachgewiesen. Es wird auf verschiedene Autoren verwiesen, die gleichlange Perioden in meteorologischen Elementen untersucht haben. Die achtjährige Periode fällt mit dem Fünffachen der synodischen Periode der Konjunktion Venus—Erde zusammen, die ihrerseits Einfluß auf das Auftreten von Sonnenflecken haben soll. *Steinhausser.*

John Glasspoole. *Variations in annual, seasonal and monthly rainfall over the British Isles, 1870—1939. Discussion.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 175—177, 1941, Nr. 290. (April 1941.) S. diese Ber. **22**, 1938, 1941. *Steinhauser.*

R. F. Peel. *Some meteorological observations in the Libyan desert.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 153—156, 1941, Nr. 290. (April 1941.) (Dringhouses, York.) Gelegentlich einer Expedition wurde vom Februar bis Anfang April 1938 im Gebiet 150 Meilen ost-südöstlich der Oase Kufra, darunter 6 Wochen bei Gilf Kebir und Gebel Uweinat Luftdruck, Temperatur, Feuchtigkeit, Windrichtung und Windstärke beobachtet. Niederschläge sind außerordentlich selten. Schauer kommen nur alle 7 Jahre vor. Die Temperatur ist stark vom Wind abhängig, Nordwind bringt Kälte, Südwind Hitze. Das Maximum betrug Ende März 107° F, im Februar aber einmal nur 61° F. Im Sommer steigt die Temperatur auf 140° F, und in Azizia wurde einmal 157° F gemessen. Die nächtlichen Minima lagen zwischen 40 und 50° F, zwischen Kharga und Nil wurde im Februar ein Minimum von 32° F gemessen, Anfang März in 3300 Fuß Höhe 2° Frost. Die durchschnittliche Tagesschwankung betrug 30° F (Schwankung zwischen 18 bis 49° F). Vom 9. Februar bis 18. März wurden 21 mal Nordwinde, zweimal West-, zweimal Süd- und zwölfmal schwache veränderliche Winde oder Windstille beobachtet. Achtmal erreichten die Winde die Stärke von schwachen Sandstürmen. Von 47 Tagen waren nur 17 ganz wolkenlos, an sechs Tagen wurde mehr als halbbedeckter Himmel beobachtet. Die Bewölkung bestand meist aus hohen dünnen Cirren, an drei Tagen aus ac und sc. Die relative Feuchtigkeit schwankte stark von Tag zu Tag. Dreimal wurde eine relative Feuchte über 70% und fünfmal unter 15% gemessen. *Steinhauser.*

H. Jameson. *Summary of investigations on the diurnal variation of barometric pressure in tropical seas.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 157—162, 1941, Nr. 290. (April 1941.) Auf Grund von 360 000 Schiffsbeobachtungen des Luftdruckes um 0, 4, 8, 12, 16 und 20 Uhr werden die Ergebnisse der harmonischen Analyse des Tagesganges des Luftdruckes getrennt für Atlantischen, Pazifischen und Indischen Ozean für die Zonen 20—10° N, 10° N—0°, 0—10° S und 10—20° S mitgeteilt. Für den Beginn der Phasenrechnung von Mitternacht ergeben sich im Mittel aller drei Ozeane für die Darstellung durch $a_1 \sin(x + A_1) + a_2 \sin(2x + A_2)$ folgende Werte:

	a_1	A_1	a_2	A_2
20—10° N	0,32 mb	351°	1,05 mb	148°
10—0° N	0,40 mb	0°	1,11 mb	146°
0—10° S	0,46 mb	356°	1,15 mb	149°
10—20° S	0,32 mb	357°	1,03 mb	150°.

Der jährliche Gang der harmonischen Konstituenten des täglichen Luftdruckganges wird in Zusammenfassung zu Gruppen für alle nördlichen Zonen, alle südlichen Zonen, alle äquatorialen Zonen (0—10°), alle nichtäquatorialen Zonen (10—20°), alle atlantischen, alle pazifischen und alle indischen Zonen sowie in Zusammenfassung aller Zonen in graphischen Darstellungen gezeigt. a_1 zeigt Maxima im Februar und September und ein ausgeprägtes Minimum in der Jahresmitte; a_2 zeigt ebenfalls das Minimum in der Jahresmitte, aber der Verlauf zwischen September und April erscheint nicht so regelmäßig ausgebildet. Während A_1 einen ziemlich unregelmäßigen Jahresgang aufweist, zeigt A_2 ein ausgeprägtes Maximum im Januar und ein flaches Minimum in der Jahresmitte. Beim Übergang von nördlichen zu südlichen Breiten zeigt sich keine Umkehr im Jahresgang der harmonischen Konstituenten. Die Korrelationsverhältnisse zwischen a_1 und a_2 und zwischen A_1 und A_2 betragen $+0,4 \pm 0,05$. Die Abweichungen der berechneten Luftdruckkurven von den beobachteten weisen darauf hin, daß außer den beiden ersten Wellen nur noch eine achtstündige Schwankung von merkbarer Größe existiert. *Steinhauser.*

Wilhelm Kreutz. *Das Eindringen des Frostes in Böden unter gleichen und verschiedenen Witterungsbedingungen während des sehr kalten Winters 1939/40.* Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst 9, 22, 1942, Nr. 2. (Gießen.) Verf. studiert an der „Lysimeter“-Anlage der Gießener agrarmeteorologischen Forschungsstelle die Auswirkungen des extrem kalten Winters 1939/40 auf die Bodenfrostverhältnisse, die durch Messungen in natürlich gewachsenen Böden ergänzt werden. Einige der interessanten und für die Praxis höchst wichtigen Ergebnisse: In organische Böden drang der Frost während des Winters höchstens bis zu 43 cm Tiefe vor, während er in mineralischen Böden bis zu 89 cm Tiefe erreichte. In die erstgenannten Böden drang der Frost erst 19 Tage später in die Tiefe vor, als in mineralische, um dafür auch bis zu drei Wochen länger anzuhalten. — Die Eindringungsgeschwindigkeit des Frostes schwankte zwischen 0,6 und 2,5 cm/Tag.

H. Israel.

W. Kreutz und H. Wehrheim. *Kleinklimaforschungen im Glocknergebiet in Anlehnung an praktische Bedürfnisse.* Bioklim. Beibl. 9, 23—34, 1942, Nr. 1/2. (Gießen, Reichsamt Wetterd., Agrarmeteorolog. Forschungsst.) Erster Bericht über ein großangelegtes Untersuchungsprogramm der mikroklimatischen Hochgebirgsverhältnisse. Die Untersuchungsstellen sind über Versuchsgüter, Moorwirtschaften usw. im Glocknergebiet in Höhenlagen von 640, 1100, 1200, 1630, 1800, 1900 und 2300 m verteilt. Es werden mehrmonatliche Untersuchungen über Bodentemperaturen, Temperaturen der bodennahen Luftschicht, Bestandsklimata, Windschutz und spezielle mikroklimatische Verhältnisse besprochen.

H. Israel.

Else Burchard-Dostal. *Sind heitere Tage zu warm oder zu kalt?* Meteorol. ZS. 59, 293—298, 1942, Nr. 9. (Sept. 1942.) (Frankfurt a. M.) Ausgehend von der bekannten Tatsache, daß „Tage mit Schönwettercharakter im Winter zu kalt, im Sommer zu warm sind“, untersucht Verf. diese Eigenschaften der „heiteren Tage“ im Verlaufe des Jahres für vier klimatisch verschiedene Stationen: Taunus-Observatorium, Frankfurt a. M., Lindenfels und Bad König.

H. Israel.

F. Linke. *Ergebnisse einer kurortklimatischen Studienreise in Bulgarien.* Bioklim. Beibl. 9, 81—87, 1942, Nr. 3. (Frankfurt a. M.) Verf. hat die für Bulgarien neugewonnenen Südgebiete (Thrazien) bereist und bespricht die dortigen Kurorte und Kurortmöglichkeiten vom bioklimatischen Standpunkt aus.

H. Israel.

C. Dorno †. *Zum Föhnproblem.* Meteorol. ZS. 59, 205, 1942, Nr. 6. (Davos.) Verf. weist in kurzer Darstellung darauf hin, daß die auf den luftelektrischen Erscheinungen fußenden Deutungsversuche der biologischen Föhnwirkungen in den Hintergrund getreten sind. Die Luftdruckschwankungen als solche können auch schwer herangezogen werden. Als Weg zu einer möglichen Deutung erscheint noch die Untersuchung des Sauerstoffgehalts der Föhnluft lohnend. Auch sollte der Dermatologe systematisch das Verhalten der Haut von Föhnbeeinflußten untersuchen.

H. Schaefer.

C. Dorno †. *Aktiver Sauerstoff (Adsorption an Aerosolen und Wasserdampf).* Meteorol. ZS. 59, 206—207, 1942, Nr. 6. (Davos.) Verf. weist darauf hin, daß genaue Bestimmungen des O₂-Gehaltes der Atmosphäre noch kaum vorliegen, ihm aber als bioklimatischem Faktor möglicherweise große Bedeutung zukomme. Für solche Schwankungen verantwortlich sein könnte neben anderen Ursachen vor allem die veränderte Adsorption an Aerosolen, die außerdem je nach dem Wasserdampfgehalt verschieden sein kann, so daß auch der letztere mittelbar für die O₂-Bilanz Bedeutung haben kann.

H. Schaefer.

Dietrich Stranz. *Die Himmelshelligkeit in unmittelbarer Nähe der Sonne.* Meteorol. ZS. 59, 120—128, 1942, Nr. 4. (Neustrelitz.) Eine Selensperrschichtzelle, die in ein wärmeisolierendes Gehäuse eingebaut war, befand sich am Ende eines 65 cm langen Tubus mit sehr kleinem Öffnungsverhältnis. Vor der Zelle befand sich ein

Schottisches Neutralglas WG 7; außerdem konnte ein Gelb- oder Rotfilter (OG 1 bzw. RG 2) vorgeschlagen werden. Die Photoströme wurden registriert, während der Tubus in parallaktischer Montierung mit einer Geschwindigkeit von 5° pro min zentral vor der Sonne vorbeigeführt wurde. Beim direkten Durchgang vor der Sonne wurde die Zelle zur Vermeidung von Überlastung abgedeckt, wodurch das sonnennächste Gebiet bis 2° für die Registrierung verlorenging. Ergebnisse: Die HimmelsHELLigkeit (Leuchtdichte) sinkt im Bereich von 2 bis 15° auf $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{3}$ ab; bei starker Trübung geht der Abfall langsamer vor sich, die Trübungsfaktoren variierten zwischen 7,6 und 2,8. Auch zwischen den Absolutwerten der Himmelsstrahlung in 8° Sonnenentfernung und dem Trübungsfaktor bestand für die Gesamtstrahlung und die Kurzstrahlung ($< 6300 \text{ \AA}$) gute Korrelation (Korrelationsfaktor etwa 0,7 aus 63 Werten), während die Korrelation für Rotstrahlung ($> 6300 \text{ \AA}$) ausgesprochen schlecht ist (Korrelationsfaktor 0,15 aus 63 Werten). Ferner ergibt sich einwandfrei, daß die Korrelation für große Sonnenhöhen besser als für geringe ist. In 24 Registrierungen von den insgesamt 173 zeigten sich zwischen 3 und 10° Sonnenentfernung sekundäre Maxima, die den Beugungskränzen entsprechen, wie sie zuweilen beim Mond auch bei wolkenlosem Himmel mit bloßem Auge schwach erkennbar sind und in einem Falle vom Verf. auch bei der Sonne dicht über dem Horizont wahrgenommen und photographiert wurde. Aus seinen Daten berechnet Verf. die Größe der den Beugungskranz hervorrufenden Teilchen zu etwa 10^{-4} cm ; er nimmt als Teilchen Aerosolteilchen im „Vorkondensstadium“ an, wobei der Dampfdruck in der Umgebung der Teilchen zu gering ist, als daß die Kerne zu Tröpfchen anwachsen könnten.

Dziobek.

Wolfgang Kaempfert. *Bestimmung der möglichen Sonnenscheindauer mit Hilfe eines einfachen Höhensuchers und der Tagbogenverkürzung.* Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst 9, Nr. 1, 13 S., 1941. (Trier.) Zwecks Vereinfachung der Bestimmung der möglichen Sonnenscheindauer unter Berücksichtigung des terrestrischen Horizontes wurde ein handlicher Höhensucher entwickelt und erprobt, dessen Aufbau beschrieben wird. Nach Eintragung der punktweise vermessenen Horizonthöhen h in ein besonderes Azimut-Höhenpapier, das in Abständen von 1° Deklinationswinkel die scheinbaren Sonnenbahnen für die geographische Breite des jeweiligen Beobachtungsortes enthält, ergibt sich durch Schnitt der für den betreffenden Tag gültigen Bahn mit der Horizontlinie die Tagbogenverkürzung V gegenüber der astronomischen Tageslänge aus einem $V - h - \delta$ -Diagramm. Als Beispiel werden diagramm- und tabellenmäßig die Werte für die mögliche Sonnenstrahlungsdauer bzw. astronomische Tageslänge der Agrarmeteorologischen Forschungsstelle Trier gegeben; die Beobachtungen stimmen mit den Rechnungen gut überein. Schließlich wird die in Prozenten der möglichen ausgedrückte mittlere Sonnenscheindauer mit dem mittleren wolkenfreien Himmel verglichen und im allgemeinen ein gleichsinniger Gang beider Kurven festgestellt.

Bernhard Koch.

Wolfgang Kaempfert. *Sonnenstrahlung auf Ebene, Wand und Hang. Strahlungsgeometrische Studie unter besonderer Berücksichtigung der Trierer Strahlungsmessungen.* Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst 9, Nr. 3, 32 S., 1942. (Trier.) Auf Grund elementarer Ableitungen werden Formeln für die Bestrahlungsstärke von Ebenen bzw. Flächen (Hänge, Wände) in Abhängigkeit von Sonnenhöhe und Azimut bzw. allgemeinem Neigungswinkel gegenüber der einfallenden Strahlung entwickelt und für den praktischen Gebrauch in Tabellen- und Kurvenform dargestellt; es folgt eine kurze Zusammenfassung über die Grundbegriffe der atmosphärischen Extinktion und den Wert der Solarkonstanten nebst einer Zusammenstellung der für energetische Strahlungsmessungen gebräuchlichen Einheiten. Als Beispiel für die allgemeinen Ableitungen werden unter Zugrundelegung der Ortsdaten der Agrarmeteorologischen

Forschungsstelle Trier und der dort in den Jahren 1930 bis 1933 durchgeführten Strahlungsmessungen eingehendere Berechnungen der Bestrahlungskurven für nach verschiedenen Himmelsrichtungen orientierte Ebenen, Wände und Hänge durchgeführt und in einer größeren Zahl von Tabellen und Kurven veranschaulicht. Derartige Bestrahlungskurven erlauben beispielsweise die rechnerische Ermittlung der innerhalb bestimmter Zeiten auftretenden Strahlungsenergie; die stündlichen Summenwerte für verschiedene Jahreszeiten und Hänge finden sich in einer Reihe weiterer Tabellen. Zum Schluß werden Hinweise auf die Anwendungsmöglichkeiten in der Geologie, Bodenbiologie sowie auf architektonische und medizinische Probleme gegeben.

Bernhard Koch.

I. R. Tannehill. *Wind force and exceptional visibility at sea.* Month. Weather Rev. 68, 211—213, 1940, Nr. 8. Aus 50 jährigen Schiffsbeobachtungen wurde die relative Häufigkeit der Fälle von außerordentlicher Klarheit und Durchsichtigkeit der Atmosphäre (in den Logbüchern mit dem Symbol „v“ bezeichnet), mit den mittleren Windgeschwindigkeiten für Fünfgradfelder verglichen. Daraus geht im Jahresmittel ein überwiegendes Vorkommen bei geringen Windgeschwindigkeiten hervor. Zu demselben Ergebnis führte eine Beschränkung auf den Sommer und eine Breitenzone von 10 bis 30° N, durch die eine Fälschung der Resultate durch sehr große Windgeschwindigkeiten oder häufiges Auftreten von Nebel vermieden werden konnte. Auch zeigte sich, daß in dieser Breite die Häufigkeit außerordentlich guter Sicht durch den Staub in der Nähe der afrikanischen Küste nicht herabgemindert wird. Aus über 19 000 Schiffsbeobachtungen im Pazifik zwischen Äquator und 15° N ergibt sich die größte Häufigkeit im Auftreten von außerordentlicher Sicht „v“ bei Beaufort-Windstärke 2 und eine Abnahme der Häufigkeit bei größerer Windstärke. Verf. weist darauf hin, daß, falls dieses nicht von vornherein zu erwartende Ergebnis sich auf die normalen Sichtverhältnisse verallgemeinern ließe, man ein Gebiet schwacher Sicht in Lee eines Gebietes starker Winde finden müßte.

Perl.

F. E. Hiley. *An interesting halo complex with mock suns at 120°.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 67, 182—183, 1941, Nr. 290. (April 1941.) (Westbury on Tryn, Bristol.) In einer Zeichnung wird eine Halobeobachtung wiedergegeben, die einen regenbogenfarbigen Halo um die Sonne und den weißen zum Horizont parallelen Kreis durch die Sonne mit zwei Nebensonnen in 120° Abstand von der Sonne zeigt. In geringer Entfernung außerhalb des Halokreises um die Sonne zeigte der weiße horizontparallele Ring zu beiden Seiten je einen farbigen Fleck, und am oberen Rand des Halos um die Sonne war ein weiterer nach abwärts gebogener regenbogenfarbiger Kreisbogen angesetzt.

Steinhauser.

F. J. W. Whipple. *The posture adopted by capped ice prisms in falling.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 67, 183, 1941, Nr. 290. (April 1941.) Verf. berichtet, daß die in seiner Arbeit über die Entstehung der Nebensonnen (s. diese Ber. 22, 827, 1941) angegebene Vorstellung, daß hexagonale Kristalle mit einer im Zentrum senkrecht angewachsenen Säule derart fallen, daß die Säule abwärts gerichtet und das Kristallblättchen als Fallschirm wirkt, falsch ist, da nach experimentellen Feststellungen die Kristallkomplexe ähnlich wie ein Torpedo mit dem breiten Blättchen voraus fallen müssen. In einer derartigen Stellung ist aber der Strahlengang im Kristall nicht so, daß damit der zirkumzenitale Ring erklärt werden kann.

Steinhauser.

W. Heybrock. *Luftspiegelungen in der Großstadt.* Ann. d. Hydrogr. 70, 188—189, 1942, Nr. 6. (15. 6. 42.) (Berlin.) Verf. beschreibt eine interessante „Fata morgana in miniature“, die er Ende April an einer durch Sonnenstrahlung stark erhitzten Hauswand beobachtet hat, und äußert die Vermutung, daß dies bisher nicht beobachtete Phänomen an sonnenbestrahlten Hauswänden gar keine Seltenheit darstellt. H. Israël.

H. Israël. *Pulsationen im Lokomotivendampf unter spannungführenden Oberleitungen.* Meteorol. ZS. 59, 306, 1942, Nr. 9. (Sept. 1942.) (Potsdam, Reichsamt Wetterd., Meteorol. Obs.) Kritische Stellungnahme zu einer kürzlich erschienenen Notiz von Heybrock, der diese Erscheinung als „flächenblitzartige Entladungen“ deutet. An derartiges ist keinesfalls zu denken, da die Erscheinung nie nachts beobachtet wird. Die Erklärung ist im wesentlichen durch eine Arbeit von G. Escherich erbracht (Elektr. Bahnen 14, 247, 1938), die das Phänomen kolloidchemisch erklärt. Ergänzend hierzu wird auf die Möglichkeit von Translations- und Deformationsschwingungen der Dampfteilchen im Rhythmus des Wechselfeldes hingewiesen. *H. Israël.*

Geophysical methods in geology. Nature 149, 690—691, 1942, Nr. 3790. Auf einer gemeinsamen Tagung des Institute of Physics und der Geological Society of London wurden eine Reihe geophysikalischer Verfahren erörtert, die neuerdings die schon bekannten ergänzen. Es werden magnetische, gravimetrische und seismische Messungen kurz mitgeteilt. Größere seismische Versuchsreihen, die von englischer Seite in Persien durchgeführt wurden, werden erörtert. Die magnetische Anomalie von Meltron Mowbray wird erwähnt und durch die Existenz tiefliegender Schichten zu erklären versucht. Schließlich wird auf die Anwendung gravimetrischer und seismischer Verfahren in der Ölgeologie, die naturgemäß derzeit besonders betrieben wird, hingewiesen. *Volker Fritsch.*

Esme Eugene Rosaire. *Prospecting effectiveness.* Geophysics 6, 428—448, 1941, Nr. 4. (Houston, Texas.) Es wird versucht, das Aufschließungsvermögen der verschiedenen Aufschließungsverfahren zu ermitteln. Dieses gibt an, in welchem Grade ein Verfahren die ihm gestellte Aufgabe zu lösen vermag und ist wieder durch vier Komponenten bestimmt. Es sind dies der „Arbeitsfaktor“, der den Zeit- und Kostenaufwand der Geländearbeit berücksichtigt, der „technische Faktor“, der die Güte der Meßdaten im Vergleich zu den Meßfehlern bestimmt, und der „Deutungsfaktor“. Zu diesen kommt dann noch der „Auffindungsfaktor“. Dieser ist durch die Größe der nachweisbaren Anomalie zur Höhe des Fehlerpegels der Methode bestimmt. Es wird dann die Ermittlung der einzelnen Faktoren besprochen. Das gesamte Aufschließungsvermögen ist unter Berücksichtigung der jeweils in Betracht kommenden ungünstigsten Einzelfaktoren zu berechnen. Es werden dann diese Überlegungen auf einige wichtige gravimetrische und seismische Methoden angewandt. *Volker Fritsch.*

M. Muskat and H. H. Evinger. *Current penetration in direct current prospecting.* Geophysics 6, 397—427, 1941, Nr. 4. (Pittsburgh, Penn., Gulf Res. Devel. Co.) Es wird eine Methode angegeben, mit der man die Potentialverhältnisse um eine Erdelektrode und die „Brechung“ der Stromlinien ermitteln kann. Zunächst wird eine unendlich ausgedehnte ebene Dreischicht angenommen. Die Mittelschicht reicht von der Tiefe z_1 bis z_2 . Bezeichnet man mit Φ das Potential, so erhält man die Stromdichte i durch die $Y-Z$ -Fläche $i = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \sigma \Big|_{x=0}$. Der „Gesamtstrom“ in der Mittelschicht ist dann

$$I' = \int_{z_1}^{z_2} \int_{-\infty}^{+\infty} i \, dz \, dy = -\sigma \int_{z_1}^{z_2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_{x=0} \, dy \, dz.$$

Ist I der Strom, der durch die Elektroden in den Boden fließt, so erhält man dann die „Brechung“ f' (= fraction)

$$f' = \frac{I'}{I} = -\sigma \frac{1}{I} \int_{z_1}^{z_2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_{x=0} \, dy \, dz.$$

Es wird nun J' und f' für verschiedene Elektrodenanordnungen und verschiedenartigen Untergrund berechnet. Berücksichtigt werden: einfache, ebene Zwischschicht, einfache, ebene Dreischicht, homogener Boden mit eingelagerter ebener Zwischschicht und ebene Zwischschicht, die auf einen Nichtleiter auflagert. Die Rechnungen sind für die verschiedensten geometrischen Voraussetzungen durchgeführt und geben ein sehr gutes Bild über die Verteilung und den Verlauf der in den Boden eindringenden Ströme.

Volker Fritsch.

Volker Fritsch. *Lo smorzamento delle onde hertziane attraverso i conduttori geologici.* Geofis. pura e appl. 4, 15—37, 1942, Nr. 1. (Brünn.) Es wird zunächst die theoretische Reichweite in einem mit geologischen Leitern erfüllten Raume ermittelt. Dann werden für verschiedene geologische Leiter Leitfähigkeit und DK als Funktion der Porosität und Durchfeuchtung berechnet. Daraus wird zunächst die Extinktion berechnet. Diese Werte werden dann in die Reichweitengleichung eingesetzt. Man erhält ungefähr folgende Reichweiten (Sender 10 Watt, Feldstärke $5 \mu\text{V/m}$ im Empfangsort): Sehr trockener Granit $7 \cdot 10^6$ m, naturfeuchter Fels 100 bis 800 m, Humus 5 m. Es werden nun zahlreiche Versuche beschrieben, die diese Reichweiten praktisch überprüfen. Es wird der Einfluß der Frequenz experimentell ermittelt und festgestellt, daß bei bestimmten geologischen Leitern im Bereiche der 100 m-Zone keine oder nur stark gedämpfte Übertragung möglich ist, während auf längeren und kürzeren Wellen die Übertragung viel günstiger ist. Auch der Einfluß der Tektonik wird, da er sehr wichtig ist, untersucht. Es wird über Versuche berichtet, die im Gebirge eine Reichweite von 500 m erzielten. (Seit dieser Veröffentlichung wurde die Reichweite auf ein Vielfaches vergrößert. D. Ref.) Die stärkste Dämpfung übt die Humusschicht aus. Infolge der Führung des Feldes sind die praktisch erzielten Reichweiten oft viel größer als die theoretisch berechneten.

Volker Fritsch.

L. S. Palmer and G. R. Forrester. *A reflection method of measuring optical and electrical constants at ultra-high radio frequencies.* Proc. Phys. Soc. 53, 479—489, 1941, Nr. 4 (Nr. 298). (Hull, Univ. Coll.) Eine lange Antenne AB wird im Punkte O durch einen UKW-Sender gespeist. Das eine Ende B ist mit einem Reflektor versehen. Entlang der Strecke OB wurden stehende Wellen erzeugt, wobei OB jeweils in seiner Länge verändert wurde. Die Resonanz wurde im Teil OA der Antenne mittels eines Thermoelementes festgestellt. Der durch die Reflexion hervorgerufene Phasenwechsel wird aus der Differenz der Resonanzlänge OB mit und ohne Reflektor berechnet. Verf. bestimmt die Stromverteilung und berechnet die elektrischen und optischen Konstanten des reflektierenden Teils der Antenne mit Hilfe der Fresnel'schen Reflexionsbeziehungen. Mit dieser Anordnung führte Verf. Messungen an Lehmboden mit verschiedenem Feuchtigkeitsgehalt durch und fand, daß der Brechungsindex von 2,6 bis 3,6, die Dielektrizitätskonstante von etwa 5 bis 11 und die elektrische Leitfähigkeit von $1,5 \cdot 10^9$ elst. Einh. bis $1,8 \cdot 10^9$ elst. Einh. anstieg. Als Meßgenauigkeit wird 1 bis 3% angegeben.

Roeschen.

L'esplorazione geofisica dei fori di sonda. Geofis. pura e appl. 3, 179—180, 1941, Nr. 3. Es wird ein elektromagnetisches Gerät beschrieben, das Abweichungen bis zu 40° einer niedergebrachten Sonde von der Vertikalen zu messen gestattet. (S. auch Beitr. z. angew. Geophys. 9, 1, 1941.)

Volker Fritsch.

L'orientamento magnetico delle carote estratte nei sondaggi. Geofis. pura e appl. 3, 181—183, 1941, Nr. 3. Referat der Arbeit H. Reich (Oel u. Kohle 13, 1941) mit einigen Ergänzungen.

Volker Fritsch.

Geophysikalische Berichte

F. Perz. *Die Bestimmung des Höhenmeßfehlers mit Hilfe von Senkungsplänen.* Berg- u. hüttenm. Monatsh. Leoben **90**, 158—161, 1942, Nr. 10. (Okt. 1942.) (Leoben.)

Jahresbericht für das Betriebsjahr 1938/39 d. Schweiz. Forschungsinst. f. Hochgebirgsklima u. Tuberkulose in Davos. Sonderdruck Schweiz. Med. Wochenschr. **69**, 1939, Nr. 48, 15 S.

Jahresbericht für das Betriebsjahr 1939/40 d. Schweiz. Forschungsinst. f. Hochgebirgsklima u. Tuberkulose in Davos. Sonderdruck Schweiz. Med. Wochenschr. **70**, 1940, Nr. 52, 14 S. Dede.

Franz Zimmer. *Veränderung der harmonischen Komponenten einer Beobachtungsreihe bei Glättung der Reihe durch übergreifende Mittel.* Meteorol. ZS. **59**, 145—149, 1942, Nr. 5. (Freudenthal, Ostudetengau.) Es werden Formeln abgeleitet, die es ermöglichen, Amplitude und Phase einer k -ten harmonischen Komponente a_k^* , b_k^* , A_k^* einer durch übergreifende Mittel von m Elementen gebildeten Reihe oder einer durch übergreifende Mittel von m Elementen verminderten (geglätteten) Reihe (a_k' , b_k' und A_k') aus der Amplitude und Phase der k -ten harmonischen Komponente (a_k , b_k und A_k) der ursprünglich gegebenen Reihe zu berechnen, woraus der Einfluß der übergreifenden Mittelung und der Glättung auf die Beobachtungsreihe ersichtlich wird. Es gilt für eine n -gliedrige Beobachtungsreihe $a_k^* = C_k a_k$, $b_k^* = C_k b_k$, $A_k^* = |C_k| A_k$, wo $C_k = \frac{1}{m} \sin \frac{\pi k m}{n} / \sin \frac{\pi k}{n}$ und $a_k' = (1 - C_k) a_k$, $b_k' = (1 - C_k) b_k$, $A_k' = (1 - C_k) A_k$.

Dieselben Berechnungen werden auch für den Fall durchgeführt, daß die erste harmonische Komponente l -gliedriger Teilreihen berechnet werden soll, die aus der gegebenen Beobachtungsreihe dadurch abgeleitet sind, daß die l -Glieder aufeinanderfolgender Teilintervalle untereinandergeschrieben und die l -gliedrige Reihe

der Kolonnenmittel $\bar{x}_r = \frac{1}{s} \sum_{j=1}^s x_{(j-1)e+r}$ harmonisch analysiert wird. Für die

Beziehung der Amplitude und Phase der aus übergreifend gemittelten und aus geglätteten Beobachtungsreihen gebildeten l -gliedrigen Teilreihen zur Amplitude und Phase der aus der ursprünglich gegebenen Beobachtungsreihe gebildeten l -gliedrigen Teilreihe gelten die Beziehungen, die sich aus den oben angeführten ergeben, wenn für $k = 1$ die Gliederanzahl n durch l ersetzt wird. An vier numerischen Beispielen werden die Berechnungen erläutert. Steinhausser.

Adriano Albin. *Un gravimetro pneumatometrico.* Geofis. pura e appl. **3**, 165—168, 1941, Nr. 3. (Napoli, Inst. Tccn. Nautico „Duca degli Abruzzi.“) Verf. erzählt, daß er bereits 1928 sich mit dem Entwurf zur Konstruktion eines pneumatischen Gravimeters beschäftigte, das dem Gravimeter von H a a l e c k (s. diese Ber. **13**, 1561, 2109, 1932) ähnlich war: Der obere luftleere Teil eines Quecksilberbarometers ist auf einen Querschnitt S beträchtlich erweitert; das untere Ende der Hg-Säule ist durch eine horizontale Kapillare, in welcher sich ein Glycerintropfen i als Index verschieben kann, über eine kleine Steigröhre mit einem abgeschlossenen Gefäß A verbunden; die Steigröhre und der unterste Teil des Gefäßes A ist ebenfalls mit Hg gefüllt. Eine Änderung im Werte von g ruft eine entsprechende Änderung im Druck p des Gases in A hervor; die Änderung wird durch die Verschiebung des Tropfens i sichtbar gemacht. — In einem neuen Vorschlag bringt Verf. die Druckquecksilbersäule in veränderter Form am Gefäß A an und errechnet eine Empfindlichkeit zu 0,001 milligal. — Prioritätsansprüche. Stöckl.

Vittorio Scheffer. *Sull'impiego dei gravimetri in terreni montagnosi.* Geofis. pura e appl. **3**, 194—199, 1941, Nr. 4. (Fornovo Taro, Parma, Soc. Petrol. Ital., Sez. Geofis.

Rep. Stud. Ric.) Darlegung, wie die Schwierigkeiten beim Transport eines Gravimeters (im besonderen eines Boucher-Apparates) in unwegsamem Berggelände überwunden werden können. *Stöckl.*

Vittorio Scheffer. *L'anticlinale gravimetrica di Fontevivo: un confronto fra i risultati di due diversi metodi di gravimetria.* Geofis. pura e appl. 3, 12—13, 1941, Nr. 1. (Fornovo Taro, Parma, Soc. Petrol. Italiana, Sez. Geofis. Rep. Stud.) Die L. A. G. I. P. hatte von 1928 an Schweremessungen im Gebiet von Fontevivo (Provinz Parma) mit einer deutschen Drehwaage angestellt; die Ergebnisse veröffentlichte Belluigi unter dem Titel „L'Anticlinale Gravimetrico-Petrolifera di Fontevivo“ in Boll. Com. Naz. Ital. per la Geodesia e la Geofisica 2, 1932. — Seit 1938 führt Verf. für „Società Petrolifera Italiana“ Messungen mit einem amerikanischen Gravimeter vom Typus *Humble-Tuman* durch. Die Ergebnisse beider Untersuchungen stimmen, wie die mitgeteilten Isogammen dartun, sehr gut überein: Zwischen Fidenza und Fontevivo fand Belluigi eine Zunahme der Schwere um etwa 8 Milligal, Verf. um 8,6 Milligal. *Stöckl.*

Vittorio Scheffer. *Misure gravimetriche di collegamento fra le stazioni pendolari di Genova—Torino—Milano eseguite con gravimetro.* Geofis. pura e appl. 3, 161—164, 1941, Nr. 3. (Fornovo Taro, Parma, Soc. Petrolif. Ital.) S. diese Ber. 11, 387, 2459, 1930, *Silva*. Kurze Mitteilung der Ergebnisse der Schweremessungen, welche Verf. im Auftrage der Soc. Petrolifera Ital. im Frühjahr 1941 mit zwei amerikanischen Gravimetern (*Humble-Tuman*; mittlerer Beobachtungsfehler etwa $\pm 0,1$ mgal. — *Boucher*; mittlerer Beobachtungsfehler 0,15 mgal) in Ligurien, Piemont; Lombardei (Fläche 13 500 qkm) durchführte. — Sehr enges Netz: Zwischen den Pendelstationen Genua—Turin—Mailand war in Abständen von etwa 1 km eine Zwischenstation eingeschaltet. *Stöckl.*

Kurt Wegener. *Gravimetria e prospezione della crosta terrestre.* Geofis. pura e appl. 4, 1—4, 1942, Nr. 1. (Graz, Univ., Ist. Geofis. Meteorol.) Einwendungen gegen die Lehre von der Isostasie vom Standpunkte der Geophysik aus, z. B. große Bauwerke wie die Pyramiden, haben nicht jene Senkungen erfahren, welche erwartet werden müßten, wenn absolute Isostasie herrschen würde. — Betrachtungen über das Schwimmgleichgewicht. — Die Anwendung des Satzes, daß zwischen zwei bestimmten Äquipotentialflächen die Schwere einen bestimmten Wert haben muß, ermöglicht es, die Annahmen über die Dichteverteilung unter dem Beobachtungsort zu verfeinern. *Stöckl.*

★**Hans Haalck.** *Der Gesteinsmagnetismus. Seine Beziehungen zu den Erscheinungen des Ferromagnetismus und zum erdmagnetischen Feld.* Mit 19 Abb. im Text, VIII u. 90 S. Leipzig, Akademische Verlagsges. Becker & Erler Kom.-Ges., 1942. Kart. RM. 9,—. Verf. gibt nach einer Einleitung, in der er die historische Kenntnis des Gesteinsmagnetismus und den Weg zur Gesteinsmagnetismusforschung bespricht, zunächst die physikalischen Grundlagen der Eigenschaften des Gesteinsmagnetismus. Magnetit, in geringerem Maße Magnetkies und Hämatit, sind die wesentlichsten Träger des Gesteinsmagnetismus, der nach der Art des Gesteins sich stark verändert. Im zweiten Kapitel spricht er über die Entstehung des Gesteinsmagnetismus. Er führt ihn auf die Wirkungen des erdmagnetischen Feldes zurück, das heißt direkte Induktion und eine Magnetisierung der Gesteine während des Erkaltprozesses. In der Nähe der Erdoberfläche beträgt der permanente Eigenmagnetismus magnetit-haltiger magmatischer Gesteine etwa das 3—8fache des Induktionsfeldes. In der Tiefe nimmt er anfangs weniger, später stärker ab, bis er in etwa 10 bis 20 km Tiefe (unter den Weltmeeren tiefer) ganz verschwindet. Das Induktionsfeld nimmt infolge der höheren Temperatur mit der Tiefe zu und ist bei Durchschreitung des Curie-Punktes etwa 600° (auf den Kontinenten 20 bis 30 km, unter dem Großen Ozean vielleicht doppelt so tief) mehrfach so stark als in Oberflächennähe. Nach Durch-

schreitung des Curie-Punktes geht seine Stärke plötzlich sehr zurück. Eine Feststellung, ob die lange Zeit einer Einwirkung einen Einfluß auf den Magnetismus der Gesteine hat, läßt sich nicht machen. Verallgemeinernde Schlüsse aus einzelnen Gesteinsproben weist der Verf. als zu unsicher zurück, so auch die Annahme einiger Forscher eines Richtungswechsels des erdmagnetischen Feldes. Dann spricht der Verf. vom Zusammenhang des Gesteinsmagnetismus mit dem Magnetfeld des festen Erdkörpers. Der gesamte Gesteinsmagnetismus des Rindenfeldes macht nur einen kleinen Teil (innerhalb von etwa 15%) des gesamten erdmagnetischen Feldes aus. Abschließend behandelt er die regionalen erdmagnetischen Störungen. *Ingeborg Dede.*

Enzo Carlevaro. *Il decisivo contributo Italiano allo sfruttamento delle acque termali.* Geofis. pura e appl. 4, 5—14, 1942, Nr. 1. (Napoli, Univ., Fac. Ing.) Verf. beschreibt die Ergebnisse seiner Versuche, die Thermen auf der Insel Ischia auszunutzen, als einen „endgültigen italienischen Beitrag“ zur Lösung des großen Problems, kleine Temperaturunterschiede in der Natur technisch zu verwerten, hier also die Temperaturunterschiede zwischen Thermen und Meerwasser. — Die Einleitung gibt einen guten kritischen Überblick über die geschichtliche Entwicklung der Aufgabe: Versuche von *Claude* (Ausnutzung der Temperaturunterschiede des Meerwassers an der Oberfläche und in der Tiefe), von *Boucherot*; von *Rateau* und *Rey* 1905 in den Solway-Works zu *Dombasle* an der *Maas*; von *Ackermann* und *Schumann* [Ätherdampfmaschine in *Mead* (*Ägypten*)]; von *Larderello*; von *Romagnoli* [Äthylchloridmaschine zur Ausnutzung der Sonnenenergie ohne Spiegel; Leistung etwa 1 HP. (Il calore solare utilizzato nell'irrigazione. L'Elettrotecn. 5, 1, 1923; 25. X. 1930.)] — Verf. beschreibt sodann seine langjährigen Versuche, das Problem theoretisch und experimentell einer Lösung zuzuführen (s. diese Ber. 8, 848, 1927; 12, 1446, 1931; 16, 1907, 1931; 17, 406, 1936, *Rey*; ferner *R. Breglia*, Sull'energia ricavabile dalle sorgenti termali. Il Calore 1940, Nr. 6; 1941, S. 149). — Mit *D'Amelio* (Le acque termali come fonte di energia. R. Acc. di Torino 1939. L'impiego dei vapori ad alto peso molecolare in piccole turbine. I. N. A. G. Neapel 1935. L'elettrotecn. 1936, 10—25; 1939, n. 11) zusammen baute er auf *Ischia* eine Anlage, welche als Kraftquelle die Thermen benutzt; ihre Wärme wird zur Verdampfung von Äthylchlorid verwendet (im Gegensatz zu den früheren Versuchen, wo Wasser im Vakuum zur raschen Verdunstung gebracht wurde); der Dampf treibt eine Turbine; zur Temperatursenkung im Kondensator dient das kühlere Meerwasser. Leistung der Anlage 7,5 HP. — Zum Schluß kurzer Hinweis auf die Möglichkeit, mit solchen Anlagen auch die heißen Abwässer in Fabriken auszunutzen, oder dem alten Problem näherzutreten, die Sonnenenergie unmittelbar zu verwerten. *Stöckl.*

Alfredo Boni. *Distacco e scivolamento di masse a cissone frazione di Seravalle delle Langhe.* Geofis. pura e appl. 3, 142—160, 1941, Nr. 3. (Pavia, Univ., Ist. Geolog.) Beschreibung des großen Bergrutsches von *Cissone* (Weiler der Gemeinde *Serravalle* bei *Cuneo*, *Oberitalien*) am 7. April 1941. Gute Bilder und Skizzen. Darlegung der geologischen Verhältnisse (graue Mergel, abwechselnd sandige Schichten, *Molasse*). Abbruchlänge 360 m. Nach dem Verf. handelt es sich um zwei Vorgänge: 1. um die Bildung einer Abrißspalte; 2. um den Bergrutsch selbst, welcher durch die reichlichen Regenfälle der vorangehenden Tage bedingt war. *Stöckl.*

Chester M. Alter and Earl S. McColley. *The lead-uranium-thorium ratios of various zones of a single crystal of uraninite from Spruce mine, North Carolina.* Amer. Mineralogist 26 [4], 1941, Nr. 12. (Dez. 1941.) Ein *Uraninitkristall* wurde in drei Zonen geteilt und jede einzeln analysiert. Aus der Analyse folgt als ungefähres Alter für die äußere, mittlere und innere Zone 358, 369 und 382 Millionen Jahre. *W. Nowacki.*

Markus Båth. *Observations séismographiques faites à l'Observatoire météorologique d'Uppsala de juillet 1940 à juin 1941.* Publ. Obs. Univ. Uppsala 1942, 32 S. *Dede.*

Giulio Giulietti e Mario Bossolasco. *Applicabilita' di nuove bussole alla determinazione degli elementi angolari del campo geomagnetico.* Geofis. pura e appl. **3**, 200—203, 1941, Nr. 4. Verff. skizzieren verschiedene Entwürfe von Bussolen, welche auf den Grundlagen des Erdinduktors beruhen (s. *L'Elettrotecnica* **25**, 1, 1938; **27**, 452, 1940; Geofis. pura e appl. **3**, 52—65, 1941): Drei Erdinduktoren sind auf einem gemeinsamen Grundbrett so angeordnet, daß bei einer bestimmten Orientierung des Aggregats zur mgt. NS-Richtung in zwei Induktoren (Spulen ohne Eisenkern) entgegengesetzt gleiche Ströme induziert werden, im dritten aber kein Strom entsteht. Den Induktoren stehen in geringem Abstände Weicheisenkerne gegenüber, welche auf einem Rotor in gleichen Abständen angeordnet sind. Wenn die Eisenkerne rotieren, wird in den Spulen ein Wechselstrom induziert, außer wenn die Rotationsachse des Induktors senkrecht zur Horizontalkomponente der magnetischen Kraftlinien steht. — Verff. legen dar, daß sich auf dieser Grundlage Anordnungen entwickeln lassen, mit welchen man die Deklination und Inklination genau bestimmen kann. — Verwendbarkeit im Luftfahrzeug, zu Wasser und zu Lande. — Hinweis auf die Konstruktionen von T e n a n i (*Ric. Sci.* **12**, 1135—1140, 1941.) *Stöckl.*

Misure geomagnetiche sul mare. Geofis. pura e appl. **4**, 42—43, 1942, Nr. 1. Referat über die Arbeit von F. E r r u l a t : „Erdmagnetische Messungen auf See mit dem Doppelkompaß als Tauchgerät“ (s. diese Ber. **23**, 862, 1942). Ein Doppelkompaß nach B i d l i n g m e i e r wird in einem unmagnetischen Tauchkörper untergebracht und ins Meer herabgelassen (etwa 20 m). Berechnung von H nach der Formel: $\log H = \log C + \log \cos \varphi/2$. Die Stellung der Rosen im Doppelkompaß wird photographisch festgehalten. *Stöckl.*

H. F. Johnston. *American URSI broadcasts of cosmic data, giving American magnetic character-figure, C_A , three-hour-range indices, K , and mean K -indices, K_A , for January to March, 1941.* Terr. Magn. **46**, 248—252, 1941, Nr. 2. (Washington, D. C., Carnegie Inst., Dep. Terr. Magn.) *Roeschen.*

M. Waldmeier. *Koronaintensität und Erdmagnetismus.* ZS. f. Astrophys. **21**, 275—285, 1942, Nr. 5. (10. 10. 42.) (Zürich, Schweiz.) Die Intensität der grünen Koronalinie 5303 Å ist nach früheren Untersuchungen des Verff. (s. diese Ber. **21**, 451, 1940) über Fleckenzonen am größten. Solche Gebiete der Maximalintensität, welche in der Korona sehr stark hervortreten (in der Chromosphäre und Photosphäre dagegen wenig oder gar nicht), werden C -Gebiete genannt. Sie treten ausschließlich in der Fleckenzone auf und haben eine Ausdehnung, welche derjenigen einer großen Fleckengruppe entspricht. Diese Gebiete scheinen sehr beständig zu sein, da sie oft nach einer halben oder ganzen Sonnenrotation wieder zu beobachten sind (mittlere Lebensdauer mehrere Wochen). — Im ersten Teil der Arbeit wird gezeigt, daß zwischen diesen C -Gebieten und den erdmagnetischen Störungen ein unmittelbarer Zusammenhang besteht: auf Grund des Beobachtungsmaterials von 1939 und 1940 wird der statistische Zusammenhang zwischen Koronaintensität und erdmagnetischer Aktivität dargelegt: der magnetische Sturm setzte etwa einen Tag nach dem Durchgang des C -Gebietes durch den Zentralmeridian der Sonne ein. — Verff. behandelt des weiteren den Zusammenhang dieser C -Gebiete mit den M -Gebieten: Einteilung der magnetischen Störungen 1.) in periodische, welche sich nach einer oder mehreren Sonnenrotationen wiederholen (s. diese Ber. **9**, 106, 1928, C h r e e); 2. in solche, welche vereinzelt auftreten [das sind im allgemeinen die allerintensivsten (s. diese Ber. **10**, 911, 1322, 1886, 1929; G r e a v e s; N e w t o n)]. Zur Erklärung der periodischen Stürme wurde die Annahme gemacht, daß während Wochen und Monaten eine Korpuskularstrahlung von ziemlich eng begrenzten Gebieten der Sonnenoberfläche [den sogenannten M -Gebieten (s. diese Ber. **13**, 1831, 1932; B a r t e l s)] radial ausströmt. Eigenschaften dieser M -Gebiete: 1.) Sie treten am ausgeprägtesten

zwischen dem Maximum und dem nachfolgenden Minimum der Fleckentätigkeit auf. II. Die *M*-Gebiete fallen gelegentlich mit Fleckengebieten zusammen; im allgemeinen treten sie aber an photosphärisch ungestörten Stellen auf. III.) Die *M*-Gebiete haben eine Lebensdauer, welche diejenige der Fleckengruppen weit übertrifft und mehrere Monate betragen kann. — Die Betrachtung der Eigenschaften der *C*-Gebiete und dieser *M*-Gebiete führt Verf. zur Schlußfolgerung, daß die *C*-Gebiete und die mit gewöhnlichen Mitteln nicht nachweisbaren *M*-Gebiete identisch sind. (Hiermit haben nach den Worten des Verf. die periodischen Stürme ihre Erklärung gefunden.) — Zum Schluß macht Verf. den Versuch, auch die isolierten vereinzelt magnetischen Stürme zu deuten, welche an Intensität die periodischen weit übertreffen können: Als Ursache derselben wird eine kurze dauernde Korpuskularemission angenommen, welche als Begleiterscheinung von großen chromosphärischen Eruptionen betrachtet wird. Die Diskussion von solchen Stürmen läßt erkennen, daß sie jeweils einen Tag nach der Eruption beginnen (die von den Eruptionen ausgehende Korpuskularstrahlung hat demnach dieselbe Laufzeit wie diejenige der *C*-Gebiete und fliegt wie jene nahezu radial von der Sonne weg). — Es sind also zweierlei Arten von Korpuskularemissionen zu unterscheiden: I.) die kurzdauernden Emissionen der Eruptionen, II.) die kontinuierlichen der *C*-Gebiete. — Zum Schluß stellt Verf. folgende Arbeitshypothese auf: „Verschiedene eng begrenzte Gebiete der Sonnenoberfläche emittieren während längerer Zeit eine Korpuskularstrahlung. Diese sogenannten *M=C*-Gebiete liegen stets in der Fleckenzzone, aber innerhalb derselben an fleckenfreien Gebieten. Mit dem Erscheinen von photosphärischen Störungen verschwindet die korpuskulare Emission, möglicherweise durch die Wirkung der mit den Flecken verbundenen Magnetfelder. In großen und sich rasch entwickelnden Fleckengruppen treten, möglicherweise durch rasche Änderungen der magnetischen Feldstärke, chromosphärische Eruptionen auf, die ihrerseits durch einen noch unbekanntem Mechanismus zur Emission einer Korpuskularstrahlung führen; dementsprechend findet man in den Eruptionen dieselben Charakteristika wie in den *C*-Gebieten: Verstärkung der koronalen Emissionen.“ *Stöckl.*

Discussion on „The surge characteristics of tower and tower footing impedances“. Journ. Inst. Electr. Eng. (II) 89, 168, 1942, Nr. 8. (April 1942.) Der Widerstand der Erde ist bei Stoßspannung in der ersten Mikrosekunde wesentlich höher als bei Gleichspannung. Abweichungen anderer Forscher von diesem Befund werden auf experimentelle Irrtümer und die Form der Elektroden zurückgeführt. *Pfestorf.*

L. Vegard. *Bemerkungen zu der Mitteilung von F. W. Paul Götz: „Eine neue Strahlung im Nordlicht des 18./19. September 1941“.* Naturwissensch. 30, 752, 1942, Nr. 50/51. (11. 12. 42.) (Oslo, Norwegen, Univ., Phys. Inst.) Verf. behauptet, daß es sich bei der von Götz (diese Ber. 23, 1111, 1942) am 18./19. September 1941 im Nordlicht bei 5200 Å beobachteten starken Linie nicht um eine neue Strahlung handle. Vielmehr sei diese vom Verf. schon 1926 photographiert und seither als eine für das Nordlicht charakteristische Strahlung (vom Verf. „zweite grüne Linie“ genannt) auf ihre Struktur eingehend untersucht worden; nur bei sehr kleiner Dispersion erschiene die „zweite grüne Linie“ als scharfe Linie; bei höherem Auflösungsvermögen beobachtet man ein kontinuierliches Band mit drei scharfen Linien bei 5203, 5230 und 5253 Å (diese Ber. 22, 1684, 1941). Unter Hinweis auf die durch die geringe Dispersion des von Götz benutzten Spektrographen bedingten systematischen Fehler (Verf. schätzt diese im fraglichen Wellenlängengebiet auf 50 Å) und auf den allgemeinen Charakter des von Götz erhaltenen Nordlichtspektrums identifiziert der Verf. die von Götz beobachtete Linie bei 5200 Å mit der „zweiten grünen Linie“; Verf. bestimmt aus dem von Götz veröffentlichten Nordlichtspektrum die Wellenlänge dieser grünen Linie zu 5212 Å. *Stille.*

F. W. Paul Götz. *Deutung einer weiteren grünen Nordlichtlinie. Erwiderung auf die Bemerkungen von L. Vegard.* Naturwissensch. **30**, 752, 1942, Nr. 50/51. (11. 12. 42.) (Arosa, Lichtklim. Obs.) Verf. stellt fest, daß für die von ihm am 18./19. September 1941 visuell beobachtete und in einem Nordlichtspektrum photographierte grüne Linie zunächst (diese Ber. **23**, 1111, 1942) als vorläufiger Wellenlängenwert 5190 Å mitgeteilt wurde; in einer anschließenden Veröffentlichung gab der Verf. nach Ausmessung mit einem Töpfer'schen Komparator 5194 Å für diese grüne Linie an und wies darauf hin, daß diese offenbar schon 1872 von Vogel beobachtet wurde. Nach den Auswertungsergebnisse für die Photometerregistrierungen handelt es sich bei dieser grünen Linie eindeutig um die verbotene Stickstoffatomlinie bei 5199 Å, die auch von Vegard (s. vorstehendes Ref.) im klassischen Nordlichtspektrum bisher nicht beobachtet war. Dufay zog unabhängig aus Nordlichtbeobachtungen in Frankreich am gleichen Tage denselben Schluß. Auf seiner Registrierkurve bemerkte der Verf. noch eine schwache Linie (gemessene Wellenlänge: 3469 ± 2 Å), die er als die schon von Bernard beobachtete verbotene Stickstoffatomlinie bei 3467 Å deutet. *Stille.*

L. Vegard. *Erwiderung zu F. W. Paul Götz: Deutung einer weiteren grünen Nordlichtlinie.* Naturwissensch. **30**, 752—753, 1942, Nr. 50/51. (11. 12. 42.) (Oslo, Norw., Univ., Phys. Inst.) Verf. erhebt auch für die Beobachtung einer Linie bei 3467 Å im Nordlicht Prioritätsansprüche, da er diese Linie schon 1922 photographiert habe. Neuere und genauer ausmeßbare Spektrogramme ergaben als Wellenlänge 3467,5 Å. Die Identifizierung dieser im Nordlicht beobachteten Linie mit der verbotenen N I-Linie (s. vorstehendes Ref.) hält der Verf. jedoch für unsicher, da diese Linie dann mit erheblich größerer Intensität als die verbotene N I-Linie bei 5199 Å auftreten sollte. *Stille.*

N. Smith and T. R. Gilliland. *Critical frequencies and virtual heights of the ionosphere, observed by the National Bureau of Standards at Washington, D. C., January to March, 1941.* Terr. Magn. **46**, 246—248, 1941, Nr. 2.

H. W. Wells. *Ionospheric recordings during magnetic storm of March 1, 1941.* Terr. Magn. **46**, 245—246, 1941, Nr. 2. (Washington, D. C., Carnegie Inst., Dep. Terr. Magn.) *Roeschen.*

F. R. Perry, G. H. Webster and P. W. Baguley. *The measurement of lightning voltages and currents in Nigeria. Part 2, 1938—1939.* Journ. Inst. Electr. Eng. (II) **89**, 185—209, 1942, Nr. 9. (Juni 1942.) (Metropol.-Vickers Electr. Co.; Mackness & Shipley.) Meßeinrichtungen, Kathodenstrahloszillograph, Klydonograph, Spannungsteiler, Magnetstäbenstrommessung, Strommessung durch Spitzenentladung, Betriebserfahrungen, Steilheit, Maximalwert, Polarität, Oszillogramme, Registrierung bei Isolationsfehlern in der Anlage, Zusammenhänge der Gewitterstürme mit entfernten atmosphärischen Störungen. *Pfestorf.*

H. D. Einhorn and B. L. Goodlet. *Lightning over-voltages in underground cables.* Journ. Inst. Electr. Eng. (I) **88**, 346, 1941, Nr. 9. (Sept. 1941.) (Cape Town, Univ.) Auch an Erdkabeln werden durch Blitzschläge in die Erde Überspannungen erzeugt, die zu Schäden Anlaß geben können. Durch Versuche im Laboratorium wird die Art der Entstehung nachgewiesen. *Pfestorf.*

Duperier. *Cosmic rays and magnetic storms.* Observatory London **64**, 190—192, 1942, Nr. 806. (April 1942.) Messung der zeitlichen Veränderungen der Intensität der kosmischen Strahlen mit einem System von neun Geiger-Müller-Zählrohren, die so angeordnet sind, daß sie die Dreifachkoinzidenzen registrieren. Die Teilchen, welche dieses System durchdringen, gehören fast ausschließlich der harten Komponente an (Mesotronen). Wynn-Williams-Zähler mit drei Paaren von Thyratrons. Messungen in South Kensington (Imp. Coll.) von Februar 1941 an. — I. Untersuchung des Temperatureffektes der kosmischen Strahlung; Ergebnis: „Die mittlere Temperatur der

freien Atmosphäre ist jene Temperatur, welche diesen Effekt hervorbringt.“ — II. Messungen während des magnetischen Sturmes am 1. März 1942; die Abnahme in der Intensität der kosmischen Strahlen war ganz außergewöhnlich; sie betrug etwa 12%. Die Störung begann etwa 1 Std. vor dem Beginn des magnetischen Sturmes, welcher um 7^h27^m am 1. März einsetzte. Eine starke Eruption, welche zuerst um 19^h27^m des vorhergehenden Tages beobachtet worden war, war sehr kräftig und dauerte ungewöhnlich lange. — Das Abklingen der Störung erfolgte im Anfang sehr rasch, dann verlangsamte es sich beträchtlich, und zwar unter Auftreten von Schwankungen. Verf. ist der Ansicht, daß keine Proportionalität zwischen den Störungen der Intensität der kosmischen Strahlen und den Störungen des erdmagnetischen Feldes bestand; die Erscheinung dürfte ein Beweis dafür sein, welcher gewaltigen Einfluß die Sonne auf das Eindringen von kosmischen Strahlen in die Erdatmosphäre ausübt. *Stöckl.*

A. Genthe. *Bestimmung der Sättigungsmenge und der absoluten Feuchtigkeit der Luft mit Handwaage und Gasometer.* ZS. phys. chem. Unterr. 55, 21, 1942, Nr. 1. (Jan./Febr. 1942.) (Mühlhausen i. Th.) Verf. beschreibt zwei Demonstrationsapparaturen für den Unterricht. Dazu dienen ein Gasometer und ein Trockenrohr. Wird aus dem luftgefüllten Gasometer die darin wasserdampfgesättigte Luft herausgedrückt und über dem Trockenrohr getrocknet, so ergibt die Gewichtszunahme des Trockenrohrs, dividiert durch die hindurchgegangene Luftmenge, die Sättigungsmenge der Luft bei der Versuchstemperatur. Umgekehrt wird bei völlig wassergefülltem Gasometer durch Öffnen des Abflusses Luft durch das Trockenrohr hindurch angesaugt, so ist der Quotient Gewichtszunahme des Trockenmittels durch Luftmenge die absolute Feuchtigkeit. Bei Anspruch auf einige Genauigkeit sind verschiedene Berichtigungen anzubringen. *H. Ebert.*

A. Genthe. *Nachweis und Messung des Dampfdrucks der in der Luft enthaltenen Wassermenge.* ZS. phys. chem. Unterr. 55, 178—180, 1942, Nr. 6. (Nov./Dez. 1942.) (Mühlhausen i. Th.) Verf. bedient sich eines Standzylinders und eines Tropftrichters von einigen hundert cm³ Inhalt. Letzterer wird in den Standzylinder gesetzt, danach der Hahn schnell geschlossen und zum Nachweis des Dampfdrucks ein wirksames Trockenmittel, zum Nachweis des Sättigungsdefizits einige cm³ Wasser in den Trichter getan. Die nach Wiederöffnen des Hahnes entstehenden Höhenunterschiede der Flüssigkeitsstände im Standzylinder und im Trichterrohr ergeben die gesuchten Größen. Für genauere Messung sind verschiedene Korrekturen zu berücksichtigen, unter anderem auch die Tatsache, daß bei dieser einfachen Anordnung die Änderung des Barometerstandes mit eingehen würde. *H. Ebert.*

B. J. Birkeland. *Ein Fehler in der Psychrometertheorie.* Meteorol. ZS. 59, 274—275, 1942, Nr. 8. (Oslo-Blindern, Norw.) Die Bemerkung von Robitzsch, daß der Psychrometerfaktor für Eis durch Multiplikation des für Wasser mit dem Faktor 600/680 (Verhältnis der Verdampfungswärme zur Sublimationswärme) ohne Beachtung eines möglichen Unterschiedes der Verdampfungsgeschwindigkeiten über Wasser und über Eis erhalten würde und danach 0,441 beträgt, wird vom Verf. abgelehnt. Es wird darauf hingewiesen, daß die Psychrometertheorie die Verdampfungsgeschwindigkeiten berücksichtigen müsse, daß aber der Psychrometerfaktor für Eis nicht kleiner werden dürfe als der für Wasser. Wäre das nämlich der Fall, so müßte die Psychrometerdifferenz für Eis größer als die für Wasser sein. Das Gegenteil aber liest Verf. aus einigen Beobachtungsreihen heraus. Es wird die Hoffnung ausgesprochen, daß diese Frage bald endgültig geklärt werden kann. *H. Ebert.*

M. Robitzsch. *Ein Fehler in der Psychrometertheorie. Bemerkungen zu der Mitteilung von B. J. Birkeland.* Meteorol. ZS. 59, 344—345, 1942, Nr. 10. (Okt. 1942.) (Berlin.) In seiner Entgegnung (s. vorstehendes Ref.) stellt R. die S p r u n g schen Gleichungen

einmal über Eis und das andere Mal über Wasser gültig erneut auf. Es zeigt sich, daß sich die Psychrometerkonstanten über Eis und über Wasser verhalten wie 600/680 (s. oben). Der Einwand, daß die Verdampfungsgeschwindigkeiten berücksichtigt werden müssen, ist nach R. nur stichhaltig, wenn Zustände betrachtet werden, die nicht Gleichgewichtszuständen entsprechen. Ist aber der Stand des befeuchteten Thermometers bei Bestimmung der Feuchtigkeit mit dem Aspirationspsychrometer konstant geworden, so liegt ein Gleichgewichtszustand vor. Ferner ergibt sich aus den Formeln, daß die psychrometrische Differenz über Wasser (D_w) zwischen 0 und -1° kleiner als die über Eis (D_e) ist. Zwischen -1 und -36° ist es umgekehrt. Bei Temperaturen tiefer als -36° (berechnet ist es bis -40°) ist D_w wieder kleiner als D_e .
H. Ebert.

Wolfgang Warmbt. *Beiträge zur Häufigkeitsklimatologie des Ostseeraumes.* Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 14, 49–143, 1941, Nr. 2. Zur Klarstellung des Einflusses der Ostsee auf den Temperaturgang der Luft wurden im ersten Teil der Arbeit vor allem die Beobachtungen des in der mittleren Ostsee südwestlich von Bornholm auf der Rönnebank verankerten Feuerschiffs „Adlergrund“ von 1932 bis 1936 und in zweiter Linie des im südlichen Ausläufer des Belt verankerten Feuerschiffs „Fehmarnbelt“, wo aber die Lufttemperatur durch Landeinfluß und die Wassertemperaturen durch das aus der Nordsee einfließende salzhaltige Wasser bereits etwas beeinflusst sind, verwendet. Für „Adlergrund“ wird in Tabellen und graphischen Darstellung gezeigt: der jährliche Gang von Luft- und Wassertemperatur nach Pentaden (starke Anpassung der Luft an die Wassertemperatur von Mitte März bis Juli, dann zunehmende Vergrößerung der Differenz $T_w - T_L$), die Häufigkeit der Temperatursprünge des Oberflächenwassers $\geq 1^\circ$ (größte Häufigkeit Mitte Mai bis Juli und im September, Windeinfluß), der jährliche Gang der interdiurnen Veränderlichkeit von T_L und T_w (größte Veränderlichkeit der T_L im Mai bis Juli und der T_w im Sommer), Isolethen der Häufigkeit der interdiurnen Veränderungen von T_L , Häufigkeiten der Andauer und Zu- bzw. Abnahme der Luft und Wassertemperaturen, Isolethen der Temperaturdifferenzen $T_L - T_w$ (größte negative Werte im Februar und Oktober, größte positive Beträge im Mai), Zusammenhang der Luft- und Wassertemperaturen und der Zusammenhang der Differenz $T_L - T_w$ mit den Windstärken (lineare Zunahme der Windstärken über 4 Beaufort proportional den zunehmenden negativen Differenzen $T_L - T_w$), der Zusammenhang zwischen ($T_L - T_w$)-Differenzen und Luftmassenänderungen, Korrelationsfaktoren zwischen T_L und T_w (Minimum im Juli durch häufige Luftmassenwechsel, relatives Maximum im März durch kleinste Anzahl von Luftmassenwechsel, Hauptmaximum im Juni und Mai durch starke Einstrahlung, sekundäres Maximum im Oktober und September durch stärkste Wärmeabgabe des Wassers an die Luft durch dynamischen Austausch), die Wirkung des thermischen Austausches auf die Wolkenbildung über See (verstärkte Haufenwolkenbildung über See, Häufigkeit der niederen Wolken mit Schlüsselzahlen 1,2 und 8 im September über „Adlergrund“ 53,9%, über Berlin aber nur 3,4%, im Tagesgang vermehrte Bewölkung zu Zeiten mit negativen $T_L - T_w$ -Werten, daher in den Übergangsjahreszeiten Bewölkungszunahme am frühen Morgen und Vormittag und Abnahme am Nachmittag), die Andauer heiteren, wolkigen und trüben Wetters über See, Küste und Festland, die lokale Transformation der Luftmassen durch die Wirkung des thermischen Austausches auf die mittleren Temperaturunterschiede $T_L - T_w$ bei verschiedenen Luftmassen (im Frühjahr Verzögerung des Temperaturanstieges mit Stabilisierung der untersten Luftschichten und damit Austauschverzögerung, im Herbst und Winter Milderung der Extreme bei zusätzlicher Erwärmung und Labilisierung der Luftmassen) und die maritime Beeinflussung der Tagesschwankung der Lufttemperatur bei Nord- und Südströmung. Im zweiten Teil der Arbeit werden Häufigkeitsverteilungen der Luft- und Wassertemperaturen mit Hilfe der höheren

statistischen Charakteristiken beschrieben, die verschiedenen Formeln der Verteilungskurven in den verschiedenen Monaten im einzelnen diskutiert und besonders im Hinblick auf die wechselseitige Beeinflussung von Luft und Wasser qualitativ erklärt. In der kalten Jahreszeit ist die Wassertemperatur obere Grenztemperatur der Luft über See, wodurch positiv Schiefe zustande kommt, der starke Austausch zwischen Wasser und Luft im Herbst verursacht eine „kastellförmige“ Häufigkeitskurve. In der regionalen Verteilung der Streuung und Schiefe kommt der Unterschied zwischen maritimer und kontinentaler Beeinflussung deutlich zur Geltung.

Steinhauser.

T. E. Aurén. *The ultra-violet solar radiation in spectral range uva.* Ark. Mat., Astron. och Fys. (A) 28, Nr. 11, 1942, 29 S., Heft 2. Verf. hat Untersuchungen durchgeführt zur Bestimmung der Intensität der in die Atmosphäre eingestrahelten Sonnenenergien und der atmosphärischen Transmissionsfaktoren Q im Wellenlängenbereich von 3550 bis 4000 Å bzw. 3120 bis 4000 Å (UVA). Dieses Spektralgebiet wurde für die Messungen vom Verf. aus zwei Gründen gewählt: einmal ist der UVA-Bereich für eine Reihe chemischer und biologischer Einwirkungen der Sonnenstrahlung wesentlichler als das kurzwelligere UV; zum anderen treten in dem untersuchten Wellenlängengebiet keine selektiven Absorptionen auf bis auf die relativ geringfügige Ozonabsorption im kurzwelligen Ende des UVA-Bereiches. Für die Schwächung der Sonnenstrahlung im UVA-Gebiet werden vom Verf. entsprechend nur die Rayleigh-Streuung und die Extinktion durch flüssige und feste luftfremde Partikel in der Atmosphäre (Aerosol) verantwortlich gemacht. Hierbei läßt der Verf. Rauch- und Vulkanstaubteilchen außer Betracht und beschränkt sich auf die Behandlung von Wassertröpfchen. Zunächst wurde die relative spektrale Energieverteilung der Sonnenstrahlung bestimmt. Als Grundlage hierfür dienten die von Coblenz und Stair (diese Ber. 17, 2290, 1936) bzw. in den Smithsonian Physical Tables 1933 veröffentlichten Werte für die Transmissionsfaktoren q , die relative Energieverteilung und die in die Atmosphäre eindringende Sonnenstrahlung für Washington. In Anwendung des ursprünglich für homogene Strahlung abgeleiteten Bouguerschen Gesetzes auf den untersuchten UVA-Bereich legt der Verf. seinen Berechnungen die Beziehung $I_M = I_0 \cdot Q^M$ zugrunde (I_M : beobachtete Strahlungsintensität; M : durchstrahlte Luftmasse; I_0 : in die Atmosphäre eingestrahelte Sonnenintensität; Q : „komplexer Transmissionsfaktor“). Mit den in seiner Tabelle 1 zusammengestellten Daten über die als Funktion der Wellenlänge aus den Beobachtungen in Washington, Mt. Wilson und Mt. Whitney bzw. aus der Rayleigh-Formel ermittelten Transmissionsfaktoren q und der in Washington bestimmten Energieverteilungskurve für die Luftmasse $M = 1$ hat der Verf. die entsprechenden Energieverteilungskurven für die drei Beobachtungsstationen und den Fall reiner Rayleigh-Streuung mit der Luftmasse als Parameter ($M = 1-5$) berechnet und für die Spektralgebiete 3120 bis 4000 Å (A) bzw. 3550 bis 4000 Å (B) graphisch integriert; durch Ausgleichrechnung wurden aus diesen Werten folgende Zahlenwerte für Q und I_0 gewonnen (Tabelle 3 des Verf.):

	Höhe über Meeresniveau [m]	Mittlerer Barometer- Druck [Atm.]	Q		I_0	
			3120—4000 [Å]	3550—4000 [Å]	3120—4000 [Å]	3550—4000 [Å]
Washington . . .	Meeresniveau	1,000	0,519	0,537	251	169
Mt. Wilson . . .	1675	0,815	0,593	0,617	247	166
Mt. Whitney . . .	4420	0,547	0,611	0,640	245	166
Nach Rayleigh .	—	1,000	0,614	0,653	251	168
				Mittel:	248,5	167,2

In dieser Berechnung steckt noch die Voraussetzung, daß die Transmissionsfaktoren unabhängig von der Dicke der durchstrahlten Luftmasse sind, das heißt, daß die

Verhältnisse in der Atmosphäre stationär sind und Änderungen in der Extinktion nur auf Änderungen von M beruhen. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der so berechneten I_0 -Werte für Mt. Wilson und Mt. Whitney mit den aus direkten Messungen für diese Beobachtungsstationen folgenden; weiter zeigen die Q -Werte, daß in größeren Höhen (Mt. Whitney) die Aerosol-Extinktion praktisch keine Rolle mehr spielt. In einem weiteren Teil seiner Arbeit beschreibt der Verf. seine eigenen in Stocksund durchgeführten Strahlungsmessungen. Mit Rücksicht auf die im UVA-Bereich nur sehr geringen Strahlungsintensitäten hat der Verf. sein früher beschriebenes (diese Ber. 16, 2113, 1935) Pyrheliometer für den vorliegenden Zweck umgebaut: aus der durch eine rechteckige Blende in ein Rohr einfallenden Strahlung wird durch geeignete Filter der gewünschte Spektralbereich ausgefiltert; die gefilterte Strahlung fällt auf zwei geschwärtzte, 0,013 mm dicke Nickelstahlbänder (Absorptionsvermögen $\approx 0,95$) von zusammen 4,068 cm² Oberfläche und 0,253 Ohm Widerstand. Die absorbierte Strahlungsenergie wird über 52 Thermolemente (Widerstand eines Elementes: 57 Ohm) mit einem Pye-Galvanometer (Empfindlichkeit: $4,17 \cdot 10^{-9}$ Amp. pro mm pro m; innerer Widerstand: 61 Ohm) gemessen. Die Galvanometeraussschläge sind der absorbierten Strahlungsintensität direkt proportional; die Apparatkonstante zur Umrechnung der beobachteten Galvanometeraussschläge auf die absorbierte Strahlungsintensität bestimmte der Verf. folgendermaßen: durch die Nickelstahlbänder wurde bei verschlossenem Pyrheliometer ein elektrischer Strom von meßbar veränderlicher Stromstärke geschickt und die zu verschiedenen Jouleschen Wärmeleistungen in den Bändern gehörigen Galvanometeraussschläge beobachtet; für diese ergab sich eine vollkommen lineare Skala. Das Pyrheliometer ist mit einer einfachen Visiervorrichtung, Wasserwaage und Teilkreisen mit Nonien zum Einrichten auf die Sonne (Justierungsdauer etwa 1 min) und zur Ablesung von Sonnenhöhe und -azimut ausgerüstet. Für guten Wärmekontakt und Temperaturgleichheit aller Apparateile (einschließlich Flüssigkeitsfilter) mit den kalten Lötstellen der Thermolemente ist besondere Vorsorge getroffen worden. Als Filter wurden benutzt: für den Spektralbereich von 3120 bis 4000 Å (A) ein CuSO₄-Filter (Küvette: Kupferzylinder mit zwei gummigedichteten Quarzplatten von 31 mm innerem Abstand als Fenster, zwei Füll- und einem Ausdehnungsausgleichsstutzen; Konzentration: 57 g CuSO₄ · 5 H₂O pro Liter) und ein Schott'sches Glasfilter UG 5 (Dicke 4 mm); für den Spektralbereich von 3550 bis 4000 Å (B) zusätzlich ein Schott'sches Glasfilter GG 2 (Dicke 2 mm). Die Reduktionsfaktoren für die beiden Filterkombinationen wurden aus den für die Filter experimentell als Funktion der Wellenlänge bestimmten Transmissionsfaktoren und der spektralen ungefilterten Strahlungsenergieverteilung für verschiedene Luftmassen ermittelt; nach den guten Ergebnissen, die der Verf. im ersten Teil seiner Arbeit für Mt. Wilson und Mt. Whitney erhalten hatte, wurden auch für die Strahlungsenergieverteilungen für Stocksund hier und bei der Auswertung der Strahlungsmessungen die entsprechenden Washington-Kurven benutzt. Die Meßergebnisse sind in verschiedenen Kurven und Tabellen zusammengefaßt; als Mittelwerte für Stocksund ergaben sich: $Q = 0,515$ und $I_0 = 0,130$ cal/cm² · min im Spektralgebiet A (3120 bis 4000 Å) bzw. $Q = 0,561$ und $I_0 = 0,083$ cal/cm² · min im Spektralgebiet B (3550 bis 4000 Å); diese Zahlenwerte folgen aus Beobachtungen an neun klaren Tagen mit ungestörten atmosphärischen Verhältnissen. Unter anderen Bedingungen ergaben sich von diesen Mittelwerten mehr oder minder nach oben und unten abweichende Resultate; diese lassen sich zwanglos deuten mit der Annahme des Verf., daß die Wassertropfchengröße des Aerosols entscheidenden Einfluß auf die der molekularen Rayleigh-Streuung überlagerte Aerosol-Extinktion hat. Als allgemeine Regel ergab sich, daß in Stocksund in der warmen Jahreszeit die atmosphärischen Bedingungen sehr wechselnd und nur in den Nachmittagsstunden bis zu Luftmassen $M \approx 2$ ungestörte Beobachtungsergebnisse zu erzielen sind. Bei größeren Luftmassen (tieferem

Sonnenstand) werden zu große Q -Werte und entsprechend zu kleine I_0 -Werte bestimmt, da dann die Tröpfchen eine für die Aerosol-Extinktion kritische Größe übersteigen; das gleiche gilt für dunstiges oder nebliges Wetter. Umgekehrt erhält man bei Wetterlagen, mit starker Tröpfchenverdampfung, zu kleine Q -Werte und entsprechend zu große I_0 -Werte. Im Winter sind die atmosphärischen Verhältnisse im allgemeinen über längere Zeiträume stationär und für Absolutbeobachtungen geeignet. Einzelne Beispiele belegen diese Auffassung. Weiter berechnete der Verf. die Aerosol-Extinktionsanteile für Stocksund getrennt von den Rayleigh-Streuungsanteilen: schreibt man für den komplexen Transmissionsfaktor als Funktion von M $Q_M = (Q_R \cdot Q_D)^M$ (Q_R : Transmissionsfaktor für reine molekulare Streuung nach der Rayleigh-Formel; Q_D : Transmissionsfaktor für reine Aerosol-Extinktion) und setzt für Q_M die für Stocksund bestimmten Mittelwerte bzw. für Q_R die Zahlenwerte aus obiger Tabelle ein, so ergeben sich (alle Q -Werte sind auf die Luftmasse $M = 1$ bezogen!) als mittlere Q_D -Werte für Stocksund: $Q_D = 0,845$ im Spektralbereich A (3120 bis 4000 Å) und $Q_D = 0,860$ im Spektralbereich B (3550 bis 4000 Å). Zum Schluß behandelt der Verf. die Bedeutung solcher Absolutmessungen von Q und I_0 an verschiedenen Beobachtungsorten über lange Zeiträume für die Beurteilung der Frage nach den Schwankungen der Solarkonstanten. Dabei geht der Verf. auf eine seiner Ansicht nach zu wenig beachtete Arbeit von Granqvist ein; Granqvist folgerte aus umfangreichem experimentellen Material, daß man für die Solarkonstante Werte beobachtet, die bei kleinen Q -Werten über dem Mittelwert der Solarkonstanten liegen, und umgekehrt. Dieses Ergebnis steht in Einklang mit den Resultaten des Verf. im UVA-Gebiet und wird von ihm als eine weitere Stütze für seine Ansicht angeführt, daß Veränderungen der Tröpfchengröße im Aerosol durch Verdampfung bzw. Kondensation über die entsprechend ab- bzw. zunehmenden Q -Werte alle Strahlungsmessungen entscheidend beeinflussen. *Stille.*

Chr. Jensen. *Die Schwankungen der atmosphärischen Lichtdurchlässigkeit.* Sonderdruck Scientia (4) 36, 108—145, 1942, April/Mai/Juni. (Hamburg, Univ.) Verf. gibt einen Überblick über Messungen der Schwankungen in der Lichtdurchlässigkeit der Atmosphäre und deren Ergebnisse. In einem I. Teil (S. 108—114) weist der Verf. zunächst auf die Bedeutung solcher Messungen für Luftverkehr und Meteorologie hin und gibt eine kurze historische Übersicht über die Entwicklung von Definitionen, Meßmethoden und Meßgeräten zur Festlegung von Sichtweite, Transmissionskoeffizient usw. Dabei geht er in einigen Beispielen auf beobachtete Zusammenhänge zwischen einfachen Sichtschätzungen und Fragen der Meteorologie und der Wettervorhersage ein und streift die Entwicklung der systematischen Sonnenstrahlungsmessungen und deren allgemeine Beziehung zur Behandlung des Strahlungs- und Wärmehaushalts der Atmosphäre. Weiter erinnert der Verf. an die Untersuchungen von Dorn o, G o e t z, P e r t h e s u. a. über die Bedeutung von Strahlungsmessungen für die Biologie, Klimatologie, Heliotherapie usw., besonders im Zusammenhang mit den verschiedenen Absorptionseffekten der atmosphärischen Ozonschicht. Ferner betont der Verf. die Wichtigkeit von Sichtmessungen für astrophysikalische Probleme, wie z. B. die Frage nach dem Zusammenhang zwischen Schwankung der Solarkonstanten und Sonnenfleckenhäufigkeit bzw. nach dem Einfluß einer variierenden atmosphärischen Trübung auf solche Messungen. Als wesentliche Ursachen für die atmosphärische Lichtschwächung nennt der Verf.: 1. Lichtabsorption durch verschiedene Gase und durch den Wasserdampf; hierbei erwähnt er Absorptionsmessungen an H_2O , CO_2 und O_3 in verschiedenen Spektralgebieten und beobachtete Schwankungen im Absorptionsverhalten der einzelnen Gase. 2. Trübung durch luftfremde Teilchen; hier geht der Verf. auf die Auswirkungen von Vulkanausbrüchen, industriellen Verbrennungsprodukten und flüssigen und festen Kondensationsprodukten des Wasserdampfes auf die atmosphärischen Sichtverhältnisse, sowie den

Einfluß verschiedener Kerne auf die Kondensation und den Zusammenhang zwischen diesen Kondensationskernen und der Sichtgröße ein; neben diesen terrestrischen Trübungspartikeln weist der Verf. auch auf lufttrübende Fremdpartikel kosmischen Ursprungs hin und nennt in diesem Zusammenhang unter anderem nach Meteorfällen auftretende Dämmerungsphänomene und Störungen von atmosphärischen Polarisationserscheinungen (Meteorrückstände), Erhellungen des Nachthimmels und Störungen in der Ionosphäre (Staubmassen kometarischen Ursprungs), solaren Schein und besonders große Ringe (bzw. Kränze) um die Sonne. 3. Inhomogenitäten der Luft an sich; der Verf. erwähnt Brechungen, Reflexionen und Zerstreuungen des Lichtes infolge Schlierenbildung in der Atmosphäre („optische Trübung“), für deren Auftreten er thermische Vorgänge, Windeinflüsse und Mischung verschieden feuchter Luft verantwortlich macht; hierzu führt der Verf. einige Beispiele an und weist auf den Zusammenhang mit der Wettervorhersage hin. — In einem II. Teil (S. 140—145) werden zunächst Meßapparate und Fragen der Meßmethodik kurz behandelt. Verf. erwähnt Vorsichtsmaßnahmen für die Sichtschätzung bei Tag („Sichtweite“) und Nacht („Tragweite“) und die Benutzung von Sichtmessern verschiedener Konstruktion. Bei der Besprechung der Sonnenstrahlungsmessungen nennt der Verf. Methoden, denen der „Transmissionskoeffizient“ oder der *Linke*sche „Trübungsfaktor“ T bzw. T_G (Trübungsfaktor für die Gesamtstrahlung) zugrunde liegt, bei welchem der konstante Teil des durch die reine Atmosphäre molekular zerstreuten Lichtes als Einheit des gesamten Lichtverlustes in der Atmosphäre angenommen wird, sowie die entsprechenden Größen für Teilstrahlungen T_R (Trübungsfaktor für die Rot-Ultrarotstrahlung) und $T_K = T_G - T_R$ (Trübungsfaktor für die Kurzstrahlung). Die gewünschte Unabhängigkeit des Trübungsfaktors T von der Luftmasse konnte auch durch Beobachtung von praktisch monochromatischer Strahlung nicht erreicht werden; auf andere mit dem Begriff und der Messung des Trübungsfaktors zusammenhängende Fragen wird kurz eingegangen. Weiter führt der Verf. die *Ångström*sche „Trübungsgröße“, die mit der Staubextinktion zusammenhängt, an, sowie den *Hölpers*chen „Extinktionskoeffizienten“, durch dessen Einführung der Einfluß der selektiven H_2O -Absorption auf den Trübungsfaktor berücksichtigt wird. Der Verf. zählt sodann eine Reihe von Apparaten für direkte Sonnenstrahlungsmessungen und bei ihrer Benutzung zu beachtende Punkte, sowie indirekte Methoden zur Beurteilung des atmosphärischen Reinheitsgehaltes auf. Zum Schluß stellt der Verf. in 7 Tabellen einige Lichtdurchlässigkeitsmessungen zusammen, die an verschiedenen Orten nach verschiedenen Methoden durchgeführt wurden und als Beispiele für die Bedeutung von Sichtmessungen in ihrem Zusammenhang mit anderen Erscheinungen dienen sollen, wie z. B. Zunahme der Industrialisierung in Städten (Rußpartikel usw.), Vulkanausbrüche (Krakatau-Katastrophe 1883, Ausbruch der Westindischen Vulkane 1903, Katmaiausbruch 1912), jährlicher und monatlicher Gang der Sichtverhältnisse, sowie die tägliche Schwankung der Trübungsgrößen bzw. der gemessenen Sonnengesamtstrahlung in Zusammenhang mit der Durchlässigkeit der unteren Luftschichten.

Stille.

L'esplorazione geofisica dei pozzi minerali. Geofis. pura e appl. 3, 31—34, 1941, Nr. 1. Hinweis auf neuere Methoden zur Erforschung der Bohrlöcher während des Hinabtreibens, z. B. Verfahren von *B. Marsch*: „Das Schlamm-Meßverfahren als geophysikalisches Hilfsmittel während des Bohrens“ (Oel u. Kohle 5, 94, 1941); Anwendung von UV-Licht, um durch Fluoreszenz Petroleum nachzuweisen; Widerstandsmessungen mit dem Gerät von *Siemens & Halske*; Gerät der Vereinigten Kaliwerke *Salzdetfurth AG.* (Kali, verwandte Salze u. Erdöl 2, 28, 1941).

Stöckl.

Geophysikalische Berichte

Giovanni Boaga. *Le anomalie gravimetriche e le deviazioni della verticale per pianeti sferoidici non di rotazione.* Rend. Lomb. 74, 455—468, 1940/41, Nr. 2. Fortsetzung der in diesen Ber. 19, 1362, 1938 referierten Veröffentlichung. (S. ferner diese Ber. 22, 1389, 1941, B o a g a ; 23, 1794, 1942, G u l o t t a.) Übertragung der Betrachtungen auf sphäroidische Planeten, die als nicht rotations-symmetrisch angenommen werden; Entwicklung bis zur 4. Potenz des Sin bzw. Cos der Breite. Verf. kommt zu Formeln, welche nicht übermäßig kompliziert sind; mit Hilfe derselben kann bestimmt werden: 1.) Der Parameter α der sphäroidischen Oberfläche bei bekanntem ξ und η (ξ und η sind die Differenzen zwischen den geographischen Koordinaten eines Punktes auf dem Bezugsellipsoid R und seiner Abbildung auf dem Ellipsoid E mit drei ungleichen Achsen); 2.) ξ als Funktion von η und umgekehrt; 3.) der Wert der Schwere auf dem Sphäroid, wenn ξ und η und die geographischen Koordinaten des Punktes bekannt sind; 4.) die Beziehung zwischen den Unterschieden der Schwere für entsprechende Punkte auf dem Sphäroid und auf dem Ellipsoid als Funktion von ξ und η .

Stöckl.

L. Solaini e M. Botez. *Determinazioni di gravità relativa eseguite a Castelnuovo scivria, Tortona, Alessandria, Valmadonna, S. Salvatore, Monferrato e Sannazzaro de'Burgondi nell'anno 1939.* Rend. Lomb. (3) 73, 94—102, 1939/40, Nr. 1. (Milano, Ist. Geodes. Topogr. Fotogram.) Bericht über die relativen Schweremessungen 1939, 24. Juli bis 5. August in der Umgebung von Alessandria, wo bereits früher B a r b i e r i die größte negative Anomalie der Po-Ebene festgestellt hatte. Mittlerer Fehler der Bestimmungen ± 1 mgal. An allen sechs Orten ist die Bouguer-Anomalie größer als 100 mgal, die in Alessandria sogar den Betrag von -132 mgal erreicht.

Stöckl.

T. Honkasalo. *Relative Bestimmungen der Schwerkraft in Finnland im Jahre 1937.* Helsinki 1941. Veröff. Geodät. Inst. Nr. 30; nach ZS. f. Instrkde. 62, 395, 1942, Nr. 12. (Dezember 1942.) Relative Schweremessungen, die von R. A. H i r v o n e n und dem Verf. 1937 in Nordfinnland mit Rovaniemi als Basisstation mit einem S t e r n e c k s c h e n Vierpendelapparat (vier Messing- und vier Invarpendel) ausgeführt wurden. Als Beobachtungsverfahren wurde dasjenige angewendet, bei welchem je vier Pendel gleichzeitig und paarweise gegeneinander schwingen. Nach dem Verf. ergaben die Invarpendel systematisch einen größeren Schwerewert für die Feldstationen als die Messingpendel. Die Genauigkeit einer gemessenen Schwere beträgt rund ± 1 mgal.

Stöckl.

Emilio Perri. *Di un nuovo accelerometro e relativo metodo di lettura differenziale per la determinazione rapida delle forze sismiche massimali.* Geofis. pura e appl. 3, 1—11, 1941, Nr. 1. (Roma.) Verf. benutzt einen von ihm gebauten Beschleunigungsmesser, um die Beschleunigungswerte durch eine Differenzmethode zu bestimmen. Hierzu werden zwei Apparate auf fast gleiche Empfindlichkeit bei verschiedenen Perioden gebracht. Die Formeln werden abgeleitet und mit ihnen gezeigt, daß die so bestimmten Werte Genauigkeiten von 2 bis 3% liefern.

Schmerwitz.

A. Sieberg. *Processi meccanici nella distruzione degli edifici per azioni sismiche.* Geofis. pura e appl. 3, 125—141, 1941, Nr. 3; Berichtigung ebenda S. 218, Nr. 4. (Jena, Dtsch. Reichsanst. Erdbebenforsch.) Eine Zusammenstellung der Ergebnisse über die Untersuchung der mechanischen Vorgänge bei der Zerstörung von Gebäuden durch Erdbeben.

Schmerwitz.

Edouard Paréjas, Ibrahim Hakki Akyol et Enver Altinli. *Le tremblement de terre d'Erzincan du 27 Décembre 1939. (Secteur occidental.)* Rev. Fac. Sc. Univ. d'Istanbul (B) 6, 187—222, 1941, Nr. 3/4. (April/Juli 1941.) Das Erdbebengebiet in Anatolien,

in dem das große Beben vom 27. Dezember 1939 stattgefunden hat, ist durch die Verff. sehr eingehend an Ort und Stelle untersucht worden. Hier werden die Ergebnisse dieser persönlichen Nachforschungen mitgeteilt. Irgendwelches instrumentelles Material (also insbesondere Aufzeichnungen von Seismographen) ist nicht herangezogen worden. Damit liegt die wissenschaftliche Bedeutung dieser Bearbeitung ebenso wie die anderer sogenannter makroseismischer Arbeiten mehr auf dem Gebiet der Geographie als dem der Geophysik. Die Verff. haben eine sehr große Mühe darauf verwendet, alle Einzelheiten, wie Zahl der zerstörten Gebäude, Verluste an Menschen (über 35 000), Abhängigkeit von der Bauweise und dem Untergrund mit Zusammenhang mit oberflächlich erkennbaren geologischen Verwerfungen zu einem Gesamtüberblick zusammenzufassen.

Schmerwitz.

Jean-Pierre Rothé. *La séismicité des Alpes occidentales.* C. R. 214, 276—279, 1942, Nr. 6. Auf Grund seismischen Beobachtungsmaterials der Jahre 1800 bis 1940 wurden für die Westalpen zwei Bögen, auf denen die Mehrzahl der Herde liegen, ermittelt. Der eine verläuft im Hochgebirge, der andere in den Ausläufern zur Po-Ebene. Es wird vermutet, daß die Verteilung der Herdtiefen innerhalb dieser Ordnung ebenfalls systematisch ist.

Schmerwitz.

Vicente Inglada. *Tabella degli intervalli $t_p, P - t_p, \bar{E} t_s, S - t_s$ per l'analisi dei terremoti ad ipocentro profondo.* Geofis. pura e appl. 3, 189—193, 1941, Nr. 4. (Madrid, Ist. Geogr. Catast. Spagna.) Aufstellung einer Tabelle der Laufzeiten für einmal an der Erdoberfläche reflektierte Wellen für Herdtiefen bis zu 800 km herab.

Schmerwitz.

J. G. Scholte. *On surface waves in a stratified medium. III.* Proc. Amsterdam 45, 516—523, 1942, Nr. 6. Mit Hilfe der einfachen Theorie der Reflexion und Brechung elastischer Wellen werden alle gedämpften Wellensysteme, die in einem ausgedehnten Medium möglich sind, bestimmt. Über Love-Wellen werden keine näheren Erörterungen gegeben, da hier alles bekannt ist. Das System der allgemeinen Rayleigh- und Stoneley-Wellen wurde hier näher untersucht. Es scheint, als ob dieses System nur für gewisse Werte der Materialkonstanten möglich ist; diese Werte wurden durch eine Analyse der diesen Wellen entsprechenden Periodengleichung bestimmt. Da die Ergebnisse durch eine besondere Annahme nicht wesentlich verändert werden, wurden die numerischen Bestimmungen für inkompressible Medien ausgeführt. Die Dispersionskurven für diese Wellensysteme werden erörtert und ihre allgemeine Gestalt qualitativ festgestellt.

Schmerwitz.

M. Rössiger. *Die Entstehung magnetischer Beobachtungsräume und erdmagnetischer Observatorien von Gleichstrom-Magnetfeldern der elektrischen Bahnen.* Naturwissensch. 30, 753—755, 1942, Nr. 50/51. (11. 12. 42.) (Potsdam, Geophys. Inst.) Verf. berichtet über eine Methode, Störungen des magnetischen Feldes, die von den Gleichstromnetzen elektrischer Bahnen oder Industrieanlagen ausgehen, unter bestimmten Voraussetzungen „partiell“ oder gar vollständig zu unterdrücken, um an beliebigen Orten magnetische Feinmessungen ausführen zu können. Anwendung findet hierbei der lichtelektrische Verstärker von E. M e r z, mit dessen Hilfe geringe Spannungsschwankungen in solche (direkt proportionale) der Stromstärke bestimmter Größenordnung umgewandelt werden. Der Vorteil dieses Stromverstärkers liegt darin, daß infolge seiner Unabhängigkeit von den elektrischen Betriebsdaten keine zusätzliche Unsicherheit der Korrektionsanordnung auftritt. Die erzeugten Stromschwankungen werden in geeignet dimensionierten Spulen zu Magnetfeldern umgewandelt, die — innerhalb eines gewissen Homogenitätsbereiches der Spulenordnung — den Störfeldern genau gleich groß und entgegengesetzt gerichtet sind. Die Richtkraft (Torsion, Schwere usw.) des Entstörungsvariometers — analog der gewünschten störfreien Komponenten des Feldes — kann vorteilhaft so klein wie möglich gemacht werden. Die betreffende Nadel unterliegt somit lediglich den

Schwankungen des Spulenfeldes, das im Apparat durch Ankopplung der Photozelle erzeugt wird. Ein hinreichend großes Einstellmoment der Anordnung gewährleistet dann auch den Ausgleich schnell ablaufender Störungen. Durch Anschluß eines Schreibgerätes (Linienreiber oder dergleichen) ist man in der Lage, den Spulen-Kompensationsstrom sofort sichtbar aufzuzeichnen und z. B. Aussagen über Größe und Verlauf einer bestimmten Komponente des natürlichen erdmagnetischen Feldes zu machen (erdmagnetisches Variometer). Für dieses Gebiet sind auch die oben genannten „partiellen“ Störfreiungen anwendbar. Verf. verweist hier auf die erd elektrischen Störströme, die das Magnetfeld der Störungsursache (z. B. Gleichstromkabel) begleiten und deren Potentialdifferenz durch Abgriff an Erdsonden dem lichtelektrischen Verstärker direkt zugeleitet werden kann. Voraussetzung einer zweckmäßigen partiellen Entstörung insbesondere im Hinblick ihrer Anwendung auf den Erdmagnetismus ist jedoch — abgesehen von der Konstanz der Störfelder — ein günstiges Verhältnis der Größenordnung des unerwünschten Störstromes bzw. Störfeldes zu den durch die Schwankungen der natürlichen erdmagnetischen Variationen hervorgerufenen Effekten. Der Störstrom muß ein Vielfaches des natürlichen Erdstromes betragen, damit der Vorteil dieser Anordnung uneingeschränkt befürwortet werden kann.

A. Burger.

L. Vegard und E. Tønsberg. *Neue wichtige Ergebnisse am Nordlichtspektrum und am Zustand der oberen Atmosphäre.* Geofys. Publ. 13, Nr. 5, 21 S., 1941. (Tromsø, Oslo.) Neue Aufnahmen des Nordlichtspektrums in Tromsø zeigen Linien des Wasserstoffatoms und -moleküls, sowie des Natriumatoms. Die zweite grüne Nordlichtlinie fällt mit der Emission von festem Stickstoff, der mit Neon gemischt ist, zusammen. Ferner werden Linien des Sauerstoffatoms in verschiedenen Ionisationszuständen, des Stickstoffatoms sowie Banden von N_2 beobachtet. Die Temperatur des Nordlichtes unter Sonnenbestrahlung liegt etwa 20° höher als ohne Sonnenbestrahlung. Die Änderungen der Intensitäten werden verfolgt und die Anregungsbedingungen untersucht.

*Ritschl.

Carl Størmer. *Spectra of the bright night sky on January 26 th, 1941.* Astrophys. Norvegica 3, 273—279, 1941, Nr. 12. (Juli 1941.) (Blindern, Inst. Theor. Astrophys.) Verf. beobachtete in Oslo in der Nacht vom 26. zum 27. Januar 1941 ein ungewöhnlich intensives Nachthimmelleuchten, welches sich bei nahezu Neumond über den gesamten Himmel erstreckte. Nordlicht konnte in der gleichen Nacht nicht festgestellt werden. Mit zwei kleinen Glasspektrographen (Flintglas- bzw. Kronglasoptik) (s. diese Ber. 23, 513, 1942) wurden nach Belichtung während der ganzen Nacht (20^h bis 6^h) zwei Spektren dieses Nachthimmelleuchtens gewonnen, welche die rote und grüne Sauerstofflinie bei 6300 und 5577 Å und die Na-D-Linien zeigen. Die Berechnung des Erdschattenverlaufs über dem Beobachtungsort in Beobachtungsrichtung ergab, daß im wesentlichen das photographierte Nachthimmellicht im Erdschatten liegenden Atmosphärenschichten entstammen muß. Auch in den folgenden Nächten konnte in Norwegen ein gleich heller Nachthimmel beobachtet werden. Zum Schluß weist der Verf. darauf hin, daß ähnlich helle Nächte an anderen Stellen Mitteleuropas zur gleichen Zeit und 27 bzw. 54 Tage vorher beobachtet wurden. *Stille.*

J. Zenneck. *Fragen und Ergebnisse der Ionosphärenforschung.* Naturwissensch. 30, 739—745, 1942, Nr. 50/51. (11. 12. 42.) (München.) Verf. gibt einen Überblick über den jüngsten Stand der Ionosphärenforschung. Nach einem Hinweis auf die Meßmethoden, deren sich die Ionosphärenforschung bedient, und die im wesentlichen aus Messungen eines an den oberen Atmosphärenschichten reflektierten elektromagnetischen Wellenimpulses bestehen, werden die Schwierigkeiten erläutert, die bei der Auswertung der Meßergebnisse auftreten. Neuere Ergebnisse über die Temperaturen der Ionosphäre, der Einfluß der Nordlichter auf die hohen Atmosphärenschichten, die Ultraviolettstrahlung der Sonne und Kometenerscheinungen werden

befprochen. Am Ende des Aufsatzes befindet sich ein ausführliches Verzeichnis der neueren Arbeiten, die dieses Gebiet behandeln. *Scheddin.*

A. Likhatchev. *The types of height-frequency characteristics of the ionosphere at the vertical fall.* Journ. techn. Phys. (russ.) 1940, S. 1434—1446, Nr. 17. [Orig. russ.] Die Station zur Untersuchung der Ionosphären in Tomsk bringt eine Übersicht über die verschiedenen Typen (51) der Ionenwolken in der E -Schicht und in der F_2 -Schicht. Verf. kommt zu folgenden Schlüssen: Die Ionen werden hauptsächlich von den ultravioletten Strahlen der Sonne erzeugt. Die Ursachen der schnellen Änderungen der Ionenwolken sind unbekannt. Eindeutige Beziehungen zum Erdmagnetismus konnten nicht festgestellt werden. Die E -Schicht kann spiegelnde und auch brechende Wirkungen haben. Fehlt die E -Schicht, so kann die F_2 -Schicht in mehrere (drei) Schichten zerfallen. Bei Nordlicht kommen starke Gradienten der Ionenkonzentration vor. *Trey.*

Olof E. H. Rydbeck. *Theoretischer Überblick über die Möglichkeiten einer Bestimmung der freien Elektronen in der oberen Atmosphäre.* Chalmers tekn. Högsk. Handl. 1942, Nr. 3, 74 S. (Göteborg, Chalmers-Univ. Technol.) Die Bestimmung der Elektronendichte in den verschiedenen Schichten der Ionosphäre erlangte in den letzten Jahren, speziell in der Ultrakurzwellentechnik, besondere Bedeutung. Die Elektronendichte ergibt sich für die E - und die F_1 -Schicht experimentell so, wie man sie nach der Hypothese einer Ionenerzeugung in einer statischen Atmosphäre infolge der Sonnen-UV-Strahlung und der parallel damit verlaufenden Ionenrekombination theoretisch erwartet. Die Ionisation erreicht in diesen Schichten täglich ein Maximum; sie besitzt eine monotone Abhängigkeit vom Sonnenstand. Für den oberen Teil der F -Schicht, der sogenannten F_2 -Schicht, ist dies nicht mehr gültig; in dieser Schicht erreicht die Ionisation täglich zwei Maxima, die zudem reichlich unregelmäßig verlaufen. Zu ihrer Erklärung hat man eine weitere Hypothese einer Ausdehnung der F -Schicht infolge der Erwärmung und einer Molekulardissoziation hinzugenommen. Die Elektronenverteilung in diesen Schichten kann man aus Reflexionsmessungen elektromagnetischer Wellen ermitteln. Verf. berichtet über die Ergebnisse einer eingehenden theoretischen Untersuchung über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellenzüge, über ihre Dispersion und über die daraus folgende Bestimmung der Elektronendichte. Die Änderung der Elektronenstoßzahl mit zunehmender Höhe wird berechnet. Die Elektronenverteilung verläuft danach nach einer parabolischen Funktion. Die exakten Wellenfunktionen für diese Verteilung werden angegeben. **Nitka.*

Olof Rydbeck. *The propagation of electromagnetic waves in an ionized medium and the calculation of the true heights of the ionized layers of the atmosphere.* Phil. Mag. (7) 30, 282—293, 1940, Nr. 201. (Harvard Univ., Cruft Lab.; Gothenburg, Chalmers Inst. Technol.) Die Arbeit behandelt die Ableitung der wahren Reflexionshöhe für eine bestimmte Frequenz aus der gegebenen Kurve der scheinbaren Höhe in Abhängigkeit von der Frequenz („Frequenzdurchlauf“). Dazu leitet der Verf. zunächst — abweichend von dem Gebrauch in der Ionosphärenforschung — in Anlehnung an mechanische Probleme aus der wellenmechanischen Grundgleichung für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen die Integralgleichung für die scheinbare Höhe als Funktion der Frequenz ab. Dabei steht die gesuchte wahre Höhe unter dem Integral. Die Gleichung hat die Form einer Abelschen Integralgleichung, ihre Lösung für die wahre Höhe geht nach einer Umformung in ein Schlömilch'sches Integral über. Die wahre Höhe läßt sich somit ermitteln durch Planimetrieren des entsprechend umgezeichneten Frequenzdurchlaufes. Die Anwendung dieses Verfahrens auf einem tatsächlich gemessenen Frequenzdurchlauf ergibt, daß bei einer Zunahme der scheinbaren Höhe bis zur Grenzfrequenz um 50% die wahre Höhe nur um etwa 10% ansteigt. Das angeführte Verfahren gilt nur für den Fall, daß die

Ausbreitung der Wellen senkrecht zur Richtung des erdmagnetischen Feldes erfolgt. Es läßt sich aber zeigen, daß bei einer Anwendung für Winkel bis zu 75° der Fehler kleiner als 3% bleibt. Für den Fall der Ausbreitung in Richtung des erdmagnetischen Feldes ergibt die Rechnung folgendes: Der gemessene Frequenzdurchlauf muß zunächst um einen Betrag korrigiert werden, der sich seinerseits durch Planimetrieren der gegebenen Kurve bestimmen läßt. Auf die korrigierte Kurve wird dann das oben beschriebene Verfahren angewendet. Für Winkel bis zu 20% zwischen Ausbreitungsrichtung der Wellen und Magnetfeld sind die entstehenden Fehler kleiner als 2,5%. An dem Beispiel eines Frequenzdurchlaufes, der in Cambridge (Mass.) gemessen wurde, wird die Anwendung des Verfahrens eingehend erläutert. Während die scheinbare Höhe der Grenzfrequenz der außerordentlichen Komponente 700 km gleich einer Zunahme von 146% beträgt, ist ihre wahre Höhe 370 km entsprechend 38%. Es wird noch festgestellt, daß in dieser Höhe, entsprechend der beobachteten Aufspaltung der ordentlichen und außerordentlichen Komponente, das erdmagnetische Feld nurmehr 0,49 \varnothing beträgt. Ein Vergleich der gefundenen Verteilung der Trägerdichte mit einer parabolischen zeigt, daß die Übereinstimmung sehr gut ist. Dabei ist allerdings die Verteilung im untersten Teil der Schicht nicht berücksichtigt, da dieser der Messung nicht zugänglich ist. Eine Unsicherheit in der wahren Höhe tritt infolge der ungenauen Höhenbestimmung nur in unmittelbarer Nähe der Grenzfrequenz ein, während zur Berechnung der tieferliegenden Teile der Kurve gemäß der Integrationsmethode nur die scheinbaren Höhen dieser Kurventeile herangezogen werden.

Dieminger.

Kaare Langlo Olsen. *Lokale Änderungen der Struktur der Ionosphäre auf hohen Breitegraden.* Geofys. Publ. 13, Nr. 6, 15 S., 1942. (Tromsø, Nordlichtobs.) Die Ergebnisse von etwa 2 Monaten gleichzeitiger Senkrechtlotungen an zwei Stellen in einem Abstand von 150 km voneinander in der Nähe der Nordlichtzone werden mitgeteilt. Die F_2 -Schicht zeigt unter normalen Verhältnissen parallele Änderung an den beiden Stationen. Während erdmagnetischer Störungen verlaufen die Änderungen im ganzen parallel. Die lokalen Unterschiede zwischen den $h'f$ -Registrierungen sprechen gegen einen einfachen Temperatureffekt der F_2 -Schicht. Auch die E -Ionisation zeigt parallelgehende Änderungen. Die anomale E -Emission steht mit erdmagnetischen Störungen in engem Zusammenhang. *Ritschl.

L. V. Berkner and S. L. Seaton. *Systematic ionospheric changes associated with geomagnetic activity.* Terr. Magn. 45, 419—423, 1940, Nr. 4. (Washington, Carnegie Inst., Dep. Terr. Magn.) Um den Zusammenhang zwischen der maximalen Trägerdichte in der F_2 -Schicht einerseits und der erdmagnetischen Aktivität andererseits für die Stationen Huancayo und Watheroo festzustellen, wird folgendes durchgeführt: Für jeden Monat wird durch Summation über die Grenzfrequenzquadrate sämtlicher Stunden und Tage das Monatsmittel der Trägerdichte gebildet. Dabei werden alle Tage ausgelassen, an denen die amerikanische magnetische Charakterzahl C_A größer als 1,6 ist, sowie jeweils der diesen Tagen folgende Tag. Die so erhaltenen Werte werden durch eine Kurve zügig verbunden und daraus der Normalwert für jeden Tag abgelesen. Der tatsächlich beobachtete Tagesmittelwert — gewonnen durch Summation über sämtliche Stundenwerte des betreffenden Tages — wird mit diesem Normalwert verglichen und die Differenz in Beziehung gesetzt zu C_A . Die Zeitverschiebung zwischen Huancayo und Watheroo wird durch Zählung der Tage in Watheroo von 12 bis 12 h anstatt von 0 bis 0 h praktisch ausgeglichen. Die Zeitdifferenz gegenüber der Zählung von C_A wird vernachlässigt. Dabei erhält man folgendes Bild: In Huancayo nimmt die Trägerdichte an der Stelle der maximalen Konzentration mit ansteigender magnetischer Aktivität sowohl im Sommer als im Winter bis zur höchsten Charakterzahl $C_A = 2$ zu. Der beobachteten Abflachung des Anstieges von $C_A = 0,8$ ab wird in Anbetracht der wenigen Meßpunkte für höhere

Werte von C_A keine große Bedeutung beigemessen. In Watheroo nimmt während des Südsommers (September—April) die Trägerdichte mit zunehmender magnetischer Aktivität rasch ab. In den Wintermonaten (Mai—August) steigt die Kurve zunächst an, erreicht bei $C_A = 0,8$ einen Wendepunkt und fällt dann schnell ab. Dieser Verlauf ähnelt den in Kensington (USA.), Tromsø (Norwegen) und Slough (England) zur entsprechenden Jahreszeit beobachteten Verhältnissen. Er scheint also für den Verlauf in den gemäßigten und — mit Einschränkungen — in den Polarzonen charakteristisch zu sein. Daß der Zusammenhang zwischen Trägerdichte und magnetischer Charakterzahl bis zum Wert 0 herunter eindeutig ist, spricht übrigens dafür, daß diese Größe auch für kleine Werte sinnvoll ist. Die erhaltenen Zusammenhänge geben in erster Linie die Tagesverhältnisse wieder, da die Nachtwerte bei der Mittelwertbildung wenig beitragen. Bei den Kurven von Huancayo sind nicht die schweren Stürme vom 16. April 1938 und vom 24. März 1940 berücksichtigt, bei denen eine starke Abnahme der Trägerdichte beobachtet wurde. Diese würden sich in einem plötzlichen Abfall der Kurve für Werte von etwa über 2,0 ausdrücken. Für die drahtlose Nachrichtenübermittlung folgt aus den Beobachtungen, daß tagsüber im Winter in den gemäßigten Breiten sich die Übertragungsbedingungen bei geringer und mäßiger magnetischer Aktivität nicht wesentlich ändern sollten, während in der Gegend des Äquators die Übertragung mit zunehmender magnetischer Aktivität — ausgenommen die schwersten Stürme — besser wird.

Dieminger.

J. Alan Chalmers. *Cloud and earth lightning flashes.* Phil. Mag. (7) 32, 77—83, 1941, Nr. 210. (Durham, Univ., Durham Coll.) S. diese Ber. 20, 1793, 2192, 1939. Verf. entwirft einen Erklärungsversuch für folgende Tatsachen: I. In tropischen und subtropischen Gebieten (Indien und Südafrika) verursachen Gewitter keinen so großen Schaden, wie man bei der Gewitterhäufigkeit erwarten sollte; dies ist wahrscheinlich dadurch bedingt, daß dort die Blitze hauptsächlich zwischen den zwei Polen einer Wolke übergehen. — II. In Gebieten mit gemäßigtem Klima sind Blitze von der Wolke zur Erde häufiger als Blitze innerhalb der Wolke. — III. In England sind im Winter Bedingungen gar nicht selten, welche in meteorologischer Hinsicht denen bei Gewittern ähnlich sind; der Unterschied ist nur, daß es nicht zur Ausbildung von Blitzentladungen kommt (Graupelschauer). Wormell (s. ausführliches Ref. in diesen Ber. 9, 616, 1923) zeigte, daß Entladungsströme aus Spitzen im Winter häufig ebenso groß sind wie bei Sommergewittern, ohne daß Blitzentladungen sich zeigen. — Verf. führt seine Betrachtungen auf Grund der Annahme durch, daß die Ursachen hierfür in Unterschieden der Temperaturniveaus und der Wolkenniveaus zu suchen sind, bedingt durch die Temperatur- und durch die Feuchtigkeitsverhältnisse der Luftströmungen. Er geht von den Untersuchungen von Simpson und Scrase (diese Ber. 18, 2274, 1937); von Simpson und Robinson (diese Ber. 22, 2259, 1941); von Schonland und Creib (diese Ber. 8, 2121, 1927; ferner 19, 1372, 1938) aus: In einer Gewitterwolke ist ein Gebiet negativer Ladung im Bereiche der 0° C-Isothermenfläche und ein Gebiet mit positiver Ladung im obersten Teil der Wolke, ferner noch ein Gebiet mit geringerer positiver Ladung dort, wo die Temperatur über dem Gefrierpunkt liegt. Hinweis auf die Untersuchungen von Wormell (diese Ber. 22, 814, 1941) und von C. T. R. Wilson (diese Ber. 11, 1089, 1930); selektives Einfangen von Ionen, wobei Eispartikelchen eine wichtigere Rolle als Wassertröpfchen spielen. Seine mathematischen Betrachtungen führt Verf. auf Grund der Annahme durch, daß die Wolke eine beträchtliche horizontale Ausdehnung besitzt, so daß in mathematischer Hinsicht das Problem ein e i n dimensionales wird. Die aufgestellten Gleichungen zeigen: I. Außer wenn t (Taupunkt) klein ist (das heißt der Taupunkt in der Nähe des Gefrierpunktes liegt), ist das Verhältnis V_z/X_z dem Werte von t proportional ($X_z =$ Potentialgradient am Punkte z ; $V_z =$ Potentialdifferenz); das heißt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Blitz innerhalb einer Wolke

sich bildet statt zwischen Wolke und Erde, ist um so größer, je höher der Taupunkt liegt; das erklärt die Eigenschaften der tropischen Gewitter, bei welchen der Taupunkt (Beginn der Wolkenbildung) sicherlich hoch liegt. — II. In dem Maße, wie t abnimmt, nimmt auch V_z/X_z ab; Erklärung dafür, daß bei Sommergewittern in England Blitze von der Wolke zur Erde häufiger sind. — III. Wenn die Luft sehr trocken ist und damit der Taupunkt unter dem Gefrierpunkt liegt, wird V_z/X_z sogar größer als für den Fall, daß der Taupunkt hoch liegt, also Vorherrschen von Wolkenblitzen. Erklärung der Verhältnisse für Südafrika. — IV. Für einen gegebenen Wert von i (Ionenstromdichte) wird das Funkenpotential um so eher erreicht, je höher der Taupunkt liegt; Gewitter in den Tropen erzeugen mehr Blitze, nicht nur wegen der größeren elektrischen Effekte innerhalb der Wolke, sondern auch wegen des hochliegenden Taupunktes. — Je höher innerhalb einer Wolke das Niveau des Gefrierpunktes liegt, um so größer werden die Potentiale und die Felder sein und um so früher treten bei den Trennungsvorgängen Blitze auf. — V. Wenn die Werte von V_z und X_z kleiner sind als diejenigen, welche für die Blitzbildung notwendig sind, wenn aber i (Stromdichte bei der Spitzenentladung) jenen Betrag erreicht, welcher zur Trennung der Ladungen innerhalb einer Wolke notwendig ist, so daß die Bedingungen stetig bleiben, dann entsteht kein Blitz, obwohl die meteorologischen Bedingungen denen in einem Gewitter ganz ähnlich sein können; das kann um so leichter eintreten, wenn der Taupunkt bei niedrigen Temperaturen liegt. Wenn der Sättigungspunkt unter 0°C liegt, dann ist der Effekt am wahrscheinlichsten, wenn die Höhe der Wolkenbasis klein ist, das heißt bei kalter feuchter Luft — genau die Bedingungen im englischen Winter, wo Blitze selten sind. Stöckl.

Ir. P. H. Clay. *Ionisatie door kosmische straling en gamma-straling.* Dissertation. Nederl. Tijdschr. Naturk. 9, 468, 1942, Nr. 18. (Okt. 1942.) (Amsterdam.) Inhaltsangabe einer Dissertationsschrift (Holländisch). Diese beschäftigt sich mit Ionisationsmessungen. Die Theorie der Ionisation wird durch Betrachtung der Kolonnenrekombination in unreinen Edelgasen erweitert und durch Messung der Ionenbeweglichkeit nach einer neuen Methode ergänzt. Bei der Ausführung von Messungen bei verschiedenen Drucken, Feldstärken und Wandmaterialien wurde ein neues Elektrometer mit periodischer Veränderung des Kopplungskondensators benutzt, mit dem $3 \cdot 10^{-5}$ Volt abgelesen werden konnten. Die von Clay, van Gemert und Clay im Sörfjord in Tiefen bis zu 423 m 1938 ausgeführten Messungen der Ultrastrahlungsintensität werden beschrieben. Ehmer.

J. Clay. *The extensive cosmic ray showers and bursts.* Physica 9, 897—907, 1942, Nr. 9. (Nov. 1942.) (Amsterdam, Univ., Naturk. Lab.) Zur Erklärung der ausgedehnten Schauer nimmt Verf. an, daß sie aus Anhäufungen von im Mittel etwa je sechs Elektronen bestehen. Da die Häufigkeit dieser Anhäufungen exponentiell mit der Entfernung der Zählrohranordnungen ebenso abnimmt wie die Mesonendichte, dürfte es sich dabei um von Mesonen erzeugte Sekundärelektronen handeln. Dafür, daß die großen Schauer als Mesonen durch die Atmosphäre kommen, spricht auch, daß dann die Gesamtenergie des Schauers 10^{13} eV nicht zu übersteigen braucht. Die mittlere Anzahl der in diesen großen Schauern enthaltenen Mesonen berechnet Verf. aus der beobachteten Mesonendichte zu 1700. Daß diese Mesonen auf einmal in der obersten Schicht der Atmosphäre entstehen, ist unwahrscheinlich, da dann die Streuung größer sein müßte. Etwa zwölf Mesonen könnten jedoch auf einmal entstehen; drei solche Prozesse würden genügen, um etwa 1700 Teilchen entstehen zu lassen. Die obige Gesamtenergie läßt sich auch mit der beobachteten Häufigkeit der großen Schauer vereinbaren, wenn das Spektrum der einfallenden Teilchen durch $N = N_0 E^{-2,9}$ gegeben ist. Daß auch die Hoffmannschen Stöße mit den ausgedehnten Schauern zusammenhängen, wird vor allem durch die gleiche Abnahme der Häufigkeit beider in der Atmosphäre nahegelegt. Gora.

N. S. Boulton. *The steady flow of ground-water to a pumped well in the vicinity of a river.* Phil. Mag. (7) 33, 34—50, 1942, Nr. 216. (Jan. 1942.) (Sheffield, Univ.) Es handelt sich um das Absinken des Grundwasserspiegels in der Umgebung einer Pumpe in der Nachbarschaft eines Flusses. Die wasserhaltige homogene durchlässige Schicht wird nach unten durch eine undurchlässige Schicht begrenzt, nach den Seiten ist sie unbegrenzt. Das voll ausgefüllte Flußbett ist ein unendlicher Halbzylinder, dessen Radius klein ist im Vergleich zu anderen Abmessungen des Problems. Der Brunnen hat keine Fassung und durchstößt die durchlässige Schicht. Es wird so gepumpt, daß die dem Brunnen entnommene Menge gleich der vom Fluß her unter Grund nachströmenden Menge ist. Die Strömung in der durchlässigen Schicht gehorcht dem Darcy'schen Gesetz. Um das Problem der Behandlung zugänglicher zu machen, wird die durchlässige Schicht auch nach oben (an Stelle der freien Oberfläche) durch eine undurchlässige Schicht begrenzt. Der Brunnen wird durch eine konstante Senkenverteilung längs seiner Achse ersetzt. Die Lösung des so abgeänderten Problems wird eine gute Näherung des eigentlichen Problems bilden, außer in unmittelbarer Nähe des Flusses und des Brunnens. Das Potential des so definierten Problems wird angenähert, indem die Randbedingungen schrittweise durch ein Iterationsverfahren erfüllt werden. Es ergibt sich eine Funktion, die als Folge dieser schrittweisen Annäherung an die Randbedingungen eine unendliche Reihe von Bessel-Funktionen enthält. Das Potential des abgeänderten Problems wird als Näherungslösung für die Aufgabe mit freier Oberfläche benutzt und für dieses ursprüngliche Problem der Grundwasserspiegel ausgerechnet und besondere Fälle der Anordnung besprochen. *Ginzel.*

I. Levy. *To the theory of silt accumulation in backwater.* Trans. Leningrad Ind. Inst. (russ.) 1938, S. 3—10, Nr. 3. [Orig. russ.; Zusammenf. engl.] Die Abhandlung untersucht das Profil der Sohle eines Wasserlaufes, die unter der Einwirkung des durch einen Damm verursachten Stauwassers verschlammte ist. Verf. kennzeichnet den Prozeß der Bildung des verschlammten Bettes durch ein System von Differentialgleichungen, nämlich 1. die Gleichungen für die langsam veränderliche Bewegung in einem offenen Kanal unter Vernachlässigung der Trägheitskräfte, 2. die Gleichungen für die alluviale Entstehung des Bettes, 3. die Kontinuitätsgleichung. Dieses Gleichungssystem wird für den Fall eines breiten rechtwinkligen Wasserbettes gelöst. Mit Hilfe der gewonnenen Lösung läßt sich die Verschlammung eines Bettes für die ganze Ausdehnung des Stauwassers überschlagen. Unter Umständen müssen dabei noch die Veränderungen der freien Wasseroberfläche während des Fortschreitens der Verschlammung berücksichtigt werden. *Reutter.*

R. Billwiller. *Der Firnzuwachs pro 1940/41 in einigen schweizerischen Firngebieten.* XXVIII. Bericht der Zürcher Gletscherkommission. Viertelsschr. d. Naturf. Ges. Zürich 86, 292—298, 1941, Nr. 3/4. (Zürich.) Vom 7. bis 13. Dezember war in den Nordalpen viel Schnee gefallen, so daß die Schneehöhe am Säntis bereits 400 cm betrug, wozu während des kalten Winters nurmehr wenig Zuwachs kam. Nach einem kalten April und Mai lag dort noch Ende Mai 290 cm Schnee. In der warmen ersten Hälfte des Sommers war die Ablation in den Firngebieten beträchtlich, während in der zweiten kühlen Sommerhälfte keine wesentlichen Änderungen mehr eintraten. Am Claridenfirn betrug bei der unteren Boje (2708 m) der Firnzuwachs 1940/41 173 cm und bei der oberen Boje (2910 m) 320 cm. Die obere Boje war in 11 Monaten 13,4 m in Richtung N 65 E und die untere in 2 Jahren 11,2 m in Richtung S 10 E gewandert. Die Jahresniederschlagsmenge auf dem Geißbüztlistock (2720 m) betrug 380 cm. In der Silvretta fiel der meiste Schnee erst im Mai und Juni. Der Jahresfirnzuwachs betrug dort in 2800 m Höhe 173 cm und in 3013 m Höhe 235 cm. Die Totalisatoren ergaben bei der Hütte (2375 m) 145 cm und am Eckhorn (3150 m)

163 cm Niederschlag. Es werden ferner die Schneehöhenmessungen auf der Parsenn und am Jungfraufirn mitgeteilt. Steinhauser.

L. Egersdörfer. *Einheitliches System meteorologischer Konstanten.* Meteorol. ZS. 59, 266—267, 1942, Nr. 8. (Berlin.) Es werden Vorschläge zur einheitlichen Festlegung folgender Konstanten zur Diskussion gestellt: Erdbeschleunigung und ihre Abhängigkeit von der geographischen Breite und von der Seehöhe, Gaskonstanten, Molekulargewicht des Wasserdampfes, Übergangswerte von Kalorien zu Joule, Nullpunkt der absoluten Temperatur, spezifisches Gewicht von Quecksilber, scheinbares Molekulargewicht der Luft, Ausdehnungskoeffizient der Luft, spezifisches Volumen der Luft, Luftdichte, Dichte des Wasserdampfes, Abhängigkeit des Dampfdruckes von der Temperatur, Abhängigkeit der absoluten Feuchte vom Dampfdruck, spezifische Wärmen, Verdampfungswärme des Wassers, Schmelzwärme des Eises, Sublimationswärme des Wasserdampfes, äquivalente Zuschlagsgröße und virtuelle Zuschlagsgröße.

Steinhauser.

Hans Ertel. *Über hydrodynamische Wirbelsätze.* Phys. ZS. 43, 526—529, 1942, Nr. 23/24. (Dez. 1942.) (Wien, Zentralanst. Meteorol. Geodyn.) Verf. geht von der Wirbelgleichung für ideale kompressible Flüssigkeiten aus, die er auf ein rotierendes Koordinatensystem (Erde) transformiert. Anschließend wird diese Vektorgleichung skalar mit dem Gradienten einer hydrodynamischen Feldfunktion ψ multipliziert. ψ kann dabei als Skalar etwa die Entropie, als Vektorkomponente z. B. eine Ortskoordinate, als Tensorkomponente etwa die Intensität der Turbulenz sein. Diese Gleichung erweist sich als eine sehr allgemeine Formulierung der hydrodynamischen Grundgleichung, die Verf. jetzt durch spezielle Annahmen für die Größe ψ auf verschiedene, für die Meteorologie wichtige allgemeine Fragestellungen anwendet. Er gewinnt hierbei die fundamentalen Bewegungs- und Erhaltungssätze. Schmitz.

Fritz Albrecht. *Die thermische Konvektion in der freien Atmosphäre und ihre Bedeutung für den Wärmeumsatz zwischen Erdoberfläche und Luft.* Wiss. Abh. Reichsanst. f. Wetterdienst 9, Nr. 5, 31 S., 1942. Nach Ergebnissen von Segelfluguntersuchungen und Ausmessungen von ausgewogenen Pilotballonen entstammen die bei Sonnenbestrahlung des Bodens in Thermikblasen aufsteigenden Luftmassen einer einige Dekameter dicken bodennahen Luftschicht mit überadiabatischem Gradienten. Die aus aerologischen Untersuchungen erschlossenen Entwicklungsstufen der thermischen Aufwinde im Tagesgange lassen sich den aus Untersuchungen des Wärmehaushaltes der Erdoberfläche abgeleiteten Hauptabschnitten des Tagesganges zuordnen. Aus dem Vergleich der aus den aerologisch gegebenen Daten berechneten Menge der im Aufwindgebiet emporgeführten Wärme mit der aus den Wärmehaushaltsuntersuchungen bestimmbar Menge der vom Boden an die Luft abgegebenen Wärme wird geschlossen, daß in einem Aufwindgebiet von $1/2$ km² Querschnitt die Wärmeaufnahme der bodennahen Luftschicht eines Gebietes von 15 km² nach oben geführt wird. Dabei ist als Lebensdauer eines Aufwindgebietes etwa 15 min anzusetzen und die Höhe der den Boden vor der Auslösung bedeckenden Warmluftschicht zu 60 m berechnet worden. Aus der Berechnung der bei den Umlagerungen im Aufwindgebiet an ruhigen und windigen Tagen eintretenden Luftverschiebungen erklärt sich die Struktur des Bodenwindes und das Auftreten der Sonnenböen. Die Unterschiede der Windstruktur mit und ohne Sonnenböen werden an der Gegenüberstellung von Windregistrierungen für Zeiten mit und ohne thermische Konvektion bei schwachem, mäßigem und starkem Wind gezeigt. Während bei schwachem und mäßigem Wind durch das Auftreten von Sonnenböen die Windstruktur derart beeinflußt wird, daß allein aus der Windregistrierung schon auf das Vorhandensein thermischer Konvektion geschlossen werden kann, war in Potsdam bei Windgeschwindigkeiten über 6 m/sec ein Unterschied der Windstruktur zwischen Tagen ohne Sonneneinwirkung und Einstrahlungstagen nicht mehr zu merken. Nach den Ergebnissen von Segelflug-

vermessungen werden die Bahnen der aufsteigenden Luftströme und die allgemeine Form der aufsteigenden Warmluftmassen gezeichnet. Während die Tromben keine Beziehung zu den Aufwindkörpern haben, sondern wahrscheinlich durch Herabgreifen einer in der Atmosphäre bestehenden Wirbelbewegung entstehen, handelt es sich bei den Kleintromben um das Aufsteigen überhitzter bodennaher Luft mit besonders großer Geschwindigkeit, das zum Ausgleich zwischen den sehr stark überhitzten bodennahen Luftschichten von etwa 1 m und den darüberliegenden unteren Dekametern der Atmosphäre einsetzt, wenn die Möglichkeit zu einer anderweitigen Auslösung einer labilen Lagerung der unteren Schichten fehlt. Die Voraussetzung für den Aufwind bildet die Ablösung der überhitzten Luftmassen vom Boden, die durch ein Hindernis oder an der Grenze zwischen stark verschiedenen Rauigkeiten der Erdoberfläche verursacht wird, wobei in letzterem Fall die Vergrößerung der bodennahen Turbulenzschicht schon als Hindernis für die bodennahe Luftbewegung dient. In ebenen Gebieten, Steppen und Wüsten wirken die Kleintromben als Hindernis, das den Aufwind auslöst. Die Ablösung warmer Bodenluft in geschützten und begrenzten kleineren Gebieten, wie z. B. einer Schneise, erfolgt durch den darüberstreichenden Wind, der mit einem Leewirbel in diese Bereiche eingreift. Die Unruhe von Temperatur, Feuchte, Luftdruck und Wind in den Registrierungen an Strahlungstagen läßt sich bei sinnvoller Zuordnung korrespondierender markanter Stellen auf das Vorüberziehen von Aufwindkörpern zurückführen. Dabei kann auf einen Vorübergang von zwei bis fünf Aufwindkörpern in der Stunde geschlossen werden. Eine absatzweise im Anschluß an Temperaturrückgänge erfolgende Abnahme der absoluten Feuchte im Laufe des Tages bei stärkstem Rückgang am frühen Nachmittag wird mit Aufwindkörpern in Zusammenhang gebracht. Die erreichten geringen Feuchtwerte lassen auf ein Absinken kompakter Luftmassen aus 1000 m Höhe als Kompensation der Aufwindströmung schließen. Abschließend wird eine schematische Darstellung der Strahlungsströme in der freien Atmosphäre an einem Strahlungstag und bei Nacht gegeben, der Unterschied zwischen dem Schmidtschen Massenaustausch und der durch die Aufwindströme getragenen thermischen Konvektion klargestellt und gezeigt, daß der aus der Austauschtheorie geforderte Wärmestrom von oben nach unten durch die thermische Konvektion überkompensiert wird, womit das Schmidtsche Paradoxon gelöst ist. *Steinhausser.*

P. Raethjen. *Zum Wärmeaustausch-Paradoxon von Wilhelm Schmidt. Erwiderung auf die Einwände von H. Lettau.* Ann. d. Hydrogr. 70, 31—32, 1942, Nr. 1. Verf. weist darauf, daß die Lösung, die Lettau anführt und die in gleicher Weise von ihm selbst schon 1932 angegeben worden ist, für die freie Atmosphäre oberhalb 1000 m Höhe nicht zureichend ist und daher für diesen Bereich die Schlußfolgerung W. Schmidts zu Recht bestehen würde, wenn der Austausch nicht überwiegend ein Gleitaustausch wäre. *Steinhausser.*

Anton Maas. *Der Erwärmungsvorgang in den unteren Luftschichten an heiteren Vormittagen.* Meteorol. ZS. 59, 183—192, 1942, Nr. 6. Die Arbeit bezweckt die quantitative Behandlung des Erwärmungsvorganges der unteren Luftschichten durch Konvektion in Abhängigkeit von der Größe des vertikalen Temperaturgradienten. Die Konvektionshöhe Z_k läßt sich aus der Temperaturerhöhung am Boden ΔT_0 und der Differenz des Temperaturgradienten γ der Luftmasse, die erwärmt wird, gegen den adiabatischen Gradienten Γ zu $Z_k = \Delta T_0 / (\Gamma - \gamma)$ berechnen. Die Temperaturerhöhung ΔT_z in der Höhe Z wird bestimmt durch $\Delta T_z = \Delta T_0 - (\Gamma - \gamma) Z$. Zur Erwärmung der unteren Luftmassen durch Konvektion wird die Wärmemenge $Q = \Delta T_z^2 [c_p \rho_0 / 2 (\Gamma - \gamma)]$ verbraucht, wo c_p die spezifische Wärme und ρ_0 die Luftdichte am Boden bedeuten. Aus dem zeitlichen Verlauf, in dem die Wärmemenge der Luft zur Erwärmung zur Verfügung steht, ergibt sich der Temperaturverlauf an heiteren Vormittagen zu $\Delta T_0 = t \sqrt{k (\Gamma - \gamma) / c_p \rho_0}$, wo t die Zeit in Minuten und k

einen aus den Strahlungsregistrierungen zu entnehmenden Proportionalitätsfaktor bedeutet. Es wird eine Methode angegeben, wie auf graphischem Wege die Wärmemenge ermittelt werden kann, die in eine aufsteigende Luftmasse gelangt. Die Richtigkeit der theoretisch abgeleiteten Formel wird an dem Beispiel der Aufheizung einer Bodeninversion an einem heiteren Junimorgen überprüft. Die Wärmemenge, die nach der Berechnung zur Aufheizung der Inversion notwendig ist, stimmt mit der Wärmemenge überein, die sich aus der Temperaturerhöhung von Sonnenaufgang bis zum Verschwinden der Inversion ergibt. Aus dem Vergleich der aus der Temperaturregistrierung berechneten Wärmemengen, die in Zeitabschnitten von je 20 min in die Luft gelangten und den aus den Strahlungsregistrierungen entnommenen Mengen der in den gleichen Zeitabschnitten eingestrahlt Wärme läßt sich der prozentuelle Anteil der Wärmeabgabe an die Luft ermitteln. Aus den Schwankungen dieser Prozentwerte zeigt sich wieder, daß die Konvektionsvorgänge vom Boden aus nicht gleichmäßig, sondern in einzelnen Pulsationen vor sich gehen. *Steinhauser.*

J. van Mieghem. *Contribution à l'étude du mouvement de l'air dans les perturbations d'altitude associées aux ondes du front polaire.* Mém. Acad. Roy. Belg. 19, 1941, Nr. 3, 65 S.; nach Meteorol. ZS. 59, 209—211, 1942, Nr. 6. Ausgehend von den Bewegungsgleichungen wird unter Verwendung der geostrophischen Windkomponenten v_x^0 und v_y^0 an Stelle der wirklichen eine Formel zur Berechnung des angenäherten Windes \bar{v}

entwickelt $\bar{v} = \bar{v}_0 - \frac{1}{\lambda} \frac{d}{dt} \left(\frac{s}{\lambda} \nabla p \right) + \frac{s}{\lambda^2} \eta \delta^2 (s \nabla p)$, wo \bar{v}_0 der Vektor des geostrophischen Windes, s das spezifische Volumen, η der Turbulenzkoeffizient, ∇p der

Druckaszendent, $\lambda = 2\omega \sin \varphi$ und $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} v_x^0 + \frac{\partial}{\partial y} v_y^0$ ist. Aus der Anwendung auf einen westöstlich laufenden Tropikluftstrom mit einer Grundgeschwindigkeit U von 20 bis 30 m/sec, die größer ist als die Zuggeschwindigkeit c der in die Tropikluft eingebetteten Depressionen, ergibt sich, daß die Tropikluft bei wellenförmiger Abgrenzung gegen die langsamere untere Kaltluft nach Norden bzw. Süden ausbiegen muß und daß eine einzige die obere Troposphäre und die Stratosphäre umfassende Druckwelle bestehen muß. Bei wellenförmigen Isobaren in der oberen Troposphäre wird das Isobarenbild formelmäßig dargestellt und darauf werden die neuen Windformeln angewendet. Daraus ergibt sich, daß die Fortpflanzung einer Höhenströmung wesentlich an das Auftreten von echten Divergenzen oder Konvergenzen im Massentransportfeld gebunden ist in dem Sinne, daß das örtliche Fallgebiet vor einer nach Osten wandernden Tiefdruckfurche durch eine Divergenz bedingt wird und entsprechendes für das Steiggebiet gilt. Die Divergenz bzw. Konvergenz ist dabei von dem Geschwindigkeitsunterschied $U - c$ derart abhängig, daß in 4 km noch keine Divergenz bzw. Konvergenz eintritt, darüber aber der Effekt bis zur Tropopausenhöhe sein Maximum erreicht und in der Stratosphäre wieder abklingt. Der Effekt ist unabhängig vom Phasenunterschied zwischen Druckwelle und Dichtewelle, aber verkehrt proportional zur Wellenlänge der Störung. Einige Zahlenbeispiele zeigen eine befriedigende Übereinstimmung der Berechnungen mit den Beobachtungen. Durch Überlagerung von kleinen Störungen über Druck- und Dichtewellen bleiben die Ergebnisse über Divergenz und Fallgebiete bzw. Konvergenz und Steiggebiete ungeändert. Die Untersuchung der Abweichungen des genäherten Windes vom geostrophischen Wind für die Luftdruckwelle ergibt einen Winkel von ungefähr 6° . Die Abweichung ist proportional dem Unterschied der meridionalen Komponente des genäherten Windes und des Gradientwindes und verkehrt proportional der Grundgeschwindigkeit U . Die Krümmung der Strömungslinien R_1 steht mit der Krümmung der Isobaren R_2 in der Beziehung $1/R_1 = (U - c)/UR_2$. *Steinhauser.*

Fritz Schnaidt. *Energieberechnungen mit dem T, p^k -Diagramm (Stüvepapier).* Meteorol. ZS. 59, 213—218, 1942, Nr. 7. (München.) Verf. zeigt, daß im Stüve-Adiatabenblatt die Auslöseenergie sich einfacher und mit größerer Genauigkeit, als es nach der heute im praktischen Wetterdienst gebräuchlicher Auswertvorschrift geschieht, dadurch bestimmen läßt, daß die Temperaturdifferenzen zwischen Zustandskurve und Trockenadiabate durch den Kondensationspunkt graphisch für alle Isobaren in Abständen $\Delta p = 20$ mb vom Boden bis zum Kondensationspunkt summiert werden und die Summe mit dem Faktor $2 \cdot 10^8$ erg/Grad multipliziert wird. Ferner zeigt er, daß die Fläche zwischen der Zustandskurve und den Adiabaten in einem Adiatabenblatt mit linearer Temperaturverteilung und logarithmischer Druckteilung ein Maß der Labilitäts- bzw. Stabilitätsenergie darstellt und gibt zwei Wege an, wie auch im Stüveschen Adiatabenblatt eine exakte Bestimmung der Labilitäts- bzw. Stabilitätsenergie möglich ist. Die erste Lösung besteht darin, daß im Adiatabenblatt seitwärts als Zusatzdiagramm ein Kurvensystem für die mit dem Faktor $R_1 (\Delta p/p) \cdot 10^{-5}$ reduzierte virtuelle Temperaturdifferenz zwischen der virtuellen Temperatur der Wolkenluft und der Umgebungsluft für ΔT_v von je 1° von 1 bis 17° eingezeichnet wird. Für $\Delta p = 20$ mb ist $\Delta_r T_v = (574/p) \Delta T_v$. In dieses Zusatzdiagramm werden die in Grad gemessenen Längen ΔT_v vom rechten Rand aus übertragen. Durch Summieren der $\Delta_r T_v$ in Abständen von $\Delta p = 20$ mb wird die Labilitäts- bzw. Stabilitätsenergie in Einheiten von 10^5 erg/g gefunden. Ein Beispiel zeigt die Unterschiede des exakten Verfahrens gegen das übliche Auswertverfahren in Streifen von $\Delta \Phi = 200$ gdm, die nicht unbedeutend sein können. Die zweite Lösung besteht darin, daß auf ein durchsichtiges Deckblatt in Abständen von $\Delta p/p = \text{const}$ isobarenparallele Linien gezeichnet werden, worauf die Längen der dadurch in der für die Labilitäts- bzw. Stabilitätsenergie im Stüve-Papier maßgebenden Fläche ausgeschnittenen Streifen aufzusummieren sind. Es ist zweckmäßig, die Teilung des Deckblattes so zu wählen, daß $R_1 \Delta p/p = 10^6$ erg/g Grad wird, was für $\Delta p = p/23,7$ mb der Fall ist. Steinhaus.

Fritz Schnaidt. *Der erste Hauptsatz eines reversibel-adiabatisch bewegten Luftteilchens in ruhender Luft.* Meteorol. ZS. 59, 281—286, 1942, Nr. 9. (Sept. 1942.) (München.) Verf. leitet, ausgehend von der Enthalpie, die Temperatur-Höhen-Beziehung der Wolkenadiabate ab und beweist den als Hauptsatz eines reversibel-adiabatisch bewegten Luftteilchens bezeichneten Satz: „Bei beliebiger Schichtung der ruhenden Atmosphäre ist die Gesamtenergie einer isolierten Luftpartikel als Summe aus Enthalpie, Stabilitäts- oder Labilitätsenergie und potentieller Energie im Schwerfeld der Erde während einer reversiblen trocken- oder feuchtadiabatischen Zustandsänderung konstant.“ Der Satz gilt auch für eine bewegte Atmosphäre. Im Sonderfall adiabatischer Schichtung bleibt die Summe aus potentieller Energie und Enthalpie konstant. Ferner wird gezeigt, daß bei einer reversibel-adiabatischen Zustandsänderung gesättigter oder ungesättigter Luft die ideale Feuchttemperatur T_f im T, Φ -Diagramm stetig auf der durch den Kondensationspunkt gehenden Wolkenadiabate verläuft. Es wird eine geopotentielle Äquivalenttemperatur $\bar{T}_{\dot{a}N}$ als die Äquivalenttemperatur der reversibel-adiabatisch auf die Geopotentialfläche Null (Meeresniveau) herabgeführten Luftpartikel definiert, deren Bedeutung darin liegt, daß zwei Luftschichten sich hinsichtlich ihrer Gesamtenergie nur dann miteinander vergleichen lassen, wenn sie sich auf derselben Äquipotentialfläche befinden. Es ist $\bar{T}_{\dot{a}N} = \bar{T}_{\dot{a}} + (\bar{l} + \Phi^*)/\bar{c}_p = \bar{T}_{\dot{a}} + \Phi/\bar{c}_p$, wo $\bar{T}_{\dot{a}}$ die Äquivalenttemperatur, \bar{l} die Labilitäts- oder Stabilitätsenergie und Φ^* die potentielle Energie der Umgebungsluft bedeuten und die Querstriche anzeigen, daß es sich im allgemeinsten Fall um Wolkenluft handelt. $\bar{T}_{\dot{a}N}$ kann entweder nach der Formel berechnet werden oder einfacher im Adiatabenblatt bestimmt werden, indem man von dem Punkt des betrachteten Luftteilchens entlang der Feuchtadiabate abwärts bis zum Kondensationspunkt und

von dort weiter abwärts entlang der Trockenadiabate bis zum Nullniveau geht und zu der dort abgelesenen Temperatur den Äquivalentzuschlag berechnet. Nach theoretischen Gesichtspunkten ist von allen Temperaturen der potentiellen Äquivalenttemperatur bzw. der geopotentiellen Äquivalenttemperatur der Vorzug zu geben, von denen die erstere ein exaktes Maß der Entropie darstellt und die zweite den Wärmehalt repräsentiert. Beide setzen zur strengen Berechnung aber die Kenntnis des totalen Mischungsverhältnisses voraus. *Steinhausser.*

P. Putniņš. *Über das Vorauseilen der Kaltluftmassen in der Höhe.* Meteorol. ZS. 59, 218—224, 1942, Nr. 7. (Riga.) Nach einer Übersicht über Arbeiten, die das Vorauseilen kalter Luftmassen in der Höhe betreffen, wird die Wetterlage vom 20. bis 22. Februar 1935 als Beispiel eines kräftigen Kaltluftvorstoßes in der Höhe behandelt. Eine Depression, die am Morgen des 20. Februar mit einem Kern von 945 mb südlich von Island gelegen war, hatte sich bis zum 22. Februar bis zur Westküste Norwegens verlagert. Über Duxford war dabei in der Höhe ein kräftiger Kaltlufteinbruch erfolgt (Temperaturabnahme um $12,5^{\circ}$ in 4570 m Höhe), der aber nur den Bereich oberhalb 1000 m Höhe betroffen hat und eine starke Entstabilisierung der Luftmassen zur Folge hatte (über Duxford änderte sich die Labilitätsenergie bis 500 mb von -1212 Joule/kg am 20. Februar auf 11 Joule/kg am 21. Februar). Weitere Beispiele zeigen, daß derartige kräftige Kaltluftvorstöße in der Höhe als regelmäßige Erscheinung hauptsächlich in der Nähe des Polarbeckens zu betrachten sind. Der Verf. stellt sich vor, daß beim Vorauseilen der Kaltluft in der Höhe das ganze System zum Absinken kommt, wodurch eine Einbuchtung der Tropopause erfolgt, was ein Zufließen der Luftmassen über der Kaltfront in der unteren Stratosphäre verursachen muß. Damit wird ein „primäres“ Steiggebiet auf Ereignisse der Tropopause zurückgeführt. *Steinhausser.*

Fritz v. Kerner. *Reale Bedeutung des doppelten Sinusgliedes in harmonischen Wärmeformeln.* Meteorol. ZS. 59, 239—240, 1942, Nr. 7. (Wien.) Verf. führt Beispiele an, bei denen der zweiten bzw. dritten Welle der harmonischen Analyse eines Temperaturanges reale physikalische Bedeutung zukommt. Das erste Beispiel betrifft die Analyse des Wärmeganges des südatlantischen Stromringes. In den Minima der doppelten bzw. dreifachen Sinuswelle kommen die Abkühlungen durch den Falklandstrom und die Abkühlung im Beguelastrom und im dritten Minimum der dritten Welle Auftriebserscheinungen in der Stromteilung von S. Roque zum Ausdruck. In den Maxima der zweiten und dritten Welle kommen Stauungserscheinungen zur Geltung. Ein zweites Beispiel betrifft die Analyse des jährlichen Wärmeganges von Gebirgsschuttquellen, wo die Hauptwelle den Einfluß des Thermoklimas und die Doppelwelle den Einfluß des Hydroklimas zur Darstellung bringt. Die Minima der Doppelwelle entsprechen der Abkühlung durch die Winterschneeschmelze und der Abkühlung der Quellwässer durch die Herbstschneefälle, die Maxima aber der Erwärmung durch die Sommerregen und dem Kälteschutz durch die Winterschneedecke. *Steinhausser.*

Fritz v. Kerner. *Eine besondere Darstellungsart der Wärmeverteilung auf konvexen Flächen.* Meteorol. ZS. 59, 208—209, 1942, Nr. 6. (Wien.) Zum besseren mengenmäßigen Vergleich der Kaltluft im Gipfelbereich von Gebirgen mit der ausgebreiteten Warmluft der Niederung empfiehlt der Verf. die Zeichnung in einem Polarkoordinatensystem, bei dem die Kreisbogen die Zeit und die Radiusvektoren die Höhenlagen angeben. Konzentrische Kreise geben dann die verschiedenen Höhenstufen, deren Monatstemperatur sie auf ihrem Umfang tragen. Die gleiche Temperaturwerte verbindenden Linienzüge liefern ein Isothermenbild in Scheibenform. Die Anwendung der Methode wird an den Beispielen der Darstellung der jährlichen Temperaturverteilung in den Stubaiern Alpen und der jährlichen Temperaturverteilung auf der polaren Hälfte der Nordhalbkugel erläutert. *Steinhausser.*

Fritz v. Kerner. *Hitzeextreme in der Breitenzone des sekundären sommerlichen Maximums der Sonnenstrahlung.* Meteorol. ZS. 59, 242—243, 1942, Nr. 7. (Wien.) Nach Erfahrungen aus Dalmatien, Herzegowina und Montenegro berichtet der Verf., daß dort im Sommer die Hitze zwischen 8 und 9 Uhr am drückendsten empfunden wird, während um die Mittags- und in den Nachmittagsstunden zufolge einer einsetzenden Seebriese die Hitze weniger drückend wirkt. An Nachmittagen wurde durch die durch Wärmereflexion im Laubwerk der Gesträucher gesteigerte Hitze der Aufenthalt unter den Bäumen unerträglich gemacht. Gegen Abend verursachen beim Marsch gegen tiefstehende Sonne die senkrecht auf den menschlichen Körper einfallenden Sonnenstrahlen unerträgliche Hitze. Steinhauser.

Hans Ertel. *Der vertikale Turbulenz-Wärmestrom in der Atmosphäre.* Meteorol. ZS. 59, 250—253, 1942, Nr. 8. (Wien, Zentralanst. Meteorol. Geodyn.) Verf. zeigt, daß zur vollen Bestimmung des vertikalen Turbulenz-Wärmestromes in der Atmosphäre der von W. Schmidt aus seiner Austauschtheorie abgeleitete Vertikal-Wärmestrom $W = -c_p \eta (T - a)$, wo η der Austauschkoeffizient, T der trockenadiabatische und a der geometrische Temperaturgradient ist, noch durch die Wirkung des Fluktuationsstromes $N = c_p T (\Sigma m_i^{\uparrow} \sigma_i^{\uparrow} - \Sigma m_i^{\downarrow} \sigma_i^{\downarrow}) / \Theta$ zu ergänzen ist. Der Fluktuationsstrom ist durch die Schwankungen der potentiellen Temperatur im turbulenten Strömungsfeld bedingt und hängt davon ab, daß die durch turbulente Stoßimpulse bewegten Luftquanten beim Beginn ihrer Bewegung nicht die mittlere potentielle Temperatur ihres Ausgangsniveaus aufzuweisen brauchen. In der Formel bedeuten m_i^{\uparrow} die in der Zeiteinheit die Flächeneinheit nach oben durchsetzenden Massen, die in ihrer Ausgangslage eine Differenz von $\sigma_i^{\uparrow} = \Theta_i^{\uparrow} - \Theta_i$ zwischen ihrer momentanen potentiellen Temperatur Θ_i^{\uparrow} und der mittleren potentiellen Temperatur Θ_i aufweisen; eine analoge Bedeutung haben m_i^{\downarrow} und σ_i^{\downarrow} für die die Flächeneinheit nach unten durchsetzenden Massen. Da für $\sigma_i^{\uparrow} > 0$ das gestoßene Teilchen zusätzlich zum Stoß einen thermischen Auftrieb und entsprechend für $\sigma_i^{\downarrow} < 0$ einen thermischen Abtrieb besitzt, ist der Fluktuationsstrom immer positiv, also aufwärts gerichtet, und der gesamte vertikale Turbulenz-Wärmestrom $W = -c_p \eta (T - a) + N$ kann positiv, negativ oder null sein. Mit Hilfe des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik wird gezeigt, daß in einer isothermen Atmosphäre der Fluktuationsstrom gleich dem Schmidtschen Wärmestrom und der gesamte turbulente Wärmestrom null ist, in einer Atmosphäre mit nach oben abnehmender Temperatur der Fluktuationsstrom überwiegt und der gesamte Wärmestrom aufwärts gerichtet ist und in einer Atmosphäre mit nach oben zunehmender Temperatur der Schmidtsche Wärmestrom überwiegt und der Gesamtwärmestrom abwärts gerichtet ist. Das abweichende Ergebnis von Schmidt erklärt sich durch die unzulässige Vernachlässigung des Fluktuationsstromes. Mit einem Turbulenz-Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten $\lambda = 10 \text{ cal pro cm sec Grad}$ ergibt sich bei einem Temperaturgradienten von $a = 0,65 \cdot 10^{-2} \text{ Grad/m}$ ein aufwärts gerichteter mittlerer Turbulenz-Wärmestrom von $56 \text{ cal/cm}^2 \text{ Tag}$ in den unteren Schichten der Troposphäre. Steinhauser.

H. Koschmieder. *Über das Zerfließen einer Kaltluftmasse.* Meteorol. ZS. 59, 303—306, 1942, Nr. 9. (Sept. 1942.) (Potsdam, Meteorol. Obs.) Entgegen den bei Seewindstudien und Staubsturmuntersuchungen gemachten Erfahrungen, daß hinter der Einbruchfläche in der Kaltluft Aufwärtsbewegung auftritt, wird in dem Modell einer jungen Zyklone von Bergeron hinter der Einbruchfläche absteigende Luftbewegung angenommen, welche Annahme zu Schwierigkeiten führt, wie der Verf. durch Zusammensetzung der beiden Kaltfluhälften in dem Zyklonenmodell zu einer Kaltluftmasse zeigt. Die schematische Darstellung des Zerfließens einer Kaltluftmasse in dem mitgeführten Koordinatensystem zeigt, daß die Stromlinien beim Zerfließen die Grenzflächen der Kaltmasse durchsetzen müssen und nach außen diver-

gieren. Bewegt sich die Kaltluft in dem aufgeprägten Druckfeld der Großwetterlage und nimmt die Windgeschwindigkeit mit der Höhe zu, dann werden die oberen Schichten der Kaltluft in der Windrichtung verschoben, der Kaltluftkörper wird unsymmetrisch, es durchsetzen aber auch wieder die Stromlinien die Grenzflächen und bilden zwei Zirkulationen mit entgegengesetztem Drehsinn, wobei die Einbruchfläche der Kaltluft steil gestellt wird. Auf der Vorderseite der Kaltluft finden sich sowohl in der Warmluft vor der Einbruchfläche wie auch in der Kaltluft hinter dieser starke Aufwärtsbewegungen. Der Verf. vertritt daher die Auffassung, daß die Stratusbildung beim Kaltluftenbruch in vielen Fällen durch die Aufwärtsbewegung in der Kaltluft verursacht wird und daher unter der Inversion erfolgt. Es werden Beispiele von Ballonbeobachtungen angeführt, die für die Richtigkeit dieser Auffassung sprechen. Aus einem Schema, das die Wolkenbildung an der Polarfront durch Hebung der Warmluft der Wolkenbildung unter der Grenzfläche gegenüberstellt, ist ersichtlich, daß im ersten Fall Temperatur- und Feuchteänderung mit der Höhe gleichsinnig erfolgen, was nur bei wenigen Inversionen beobachtet wurde, und im zweiten Fall aber entgegengesetzt. *Steinhauser.*

H. Koschmieder. *Eine negative Flugzeugspur.* Meteorol. ZS. 59, 271, 1942, Nr. 8. (Potsdam.) Es wird die photographische Aufnahme einer negativen Flugzeugspur in einer Wolkendecke wiedergegeben, die als Gegenteil der bekannten Kondensstreifen einen Strich von Wolkenauflösung in der Flugbahn darstellt und als Wirkung der durch das Flugzeug ausgelösten Durchmischung zweier Luftschichten erklärt wird. *Steinhauser.*

F. Travníček. *Bemerkungen zur experimentellen Beeinflussung des atmosphärischen Austauschzustandes.* Meteorol. ZS. 59, 308, 1942, Nr. 9. (Graz.) Verf. ist der Ansicht, daß es eine vom Boden herstammende und bisher nicht meßbare besondere Art von Beeinflussung des Turbulenzzustandes der Luft gibt und hält es für möglich, wenn einmal die konkrete Ursache dieser Beeinflussung erforscht ist, die atmosphärische Stromliniendurchmischung im Sinne einer Gleichrichtung derart technisch zu beeinflussen, daß damit die Bögigkeit des Windes an bestimmten Orten, wie z. B. Flugplätzen, wesentlich herabgesetzt werden kann. *Steinhauser.*

A. Schmauß. *Kalendermäßig gebundene Wellen und Spiegelungspunkte.* Meteorol. ZS. 59, 253—256, 1942, Nr. 8. (München.) Im 30 jährigen Gang der 21-Uhr-Werte des Luftdruckes auf der Zugspitze heben sich deutlich Spiegelungspunkte am 10. August und am 23. Januar hervor. Die zeitlichen Abstände einander entsprechender Senken bzw. Gipfel im Verlauf der Druckkurve von den Spiegelungspunkten werden in Tabellen aufgeführt. Daraus ist ersichtlich, daß im Sommer die Spiegelung sich ± 62 Tage vor und nach dem Spiegelungspunkt mit Rhythmen von einer mittleren Länge von 9 Tagen verfolgen läßt, im Winter aber sogar ± 90 Tage um den Spiegelungspunkt mit Rhythmen von einer mittleren Dauer von 11,5 Tagen. Diese auf der Zugspitze festgestellten kalendermäßigen Bindungen passen gut zu den Singularitäten im Luftdruckgefälle St. Mathieu-Lerwick in dem Sinne, daß im allgemeinen Senken und Senken bzw. Gipfel und Gipfel in beiden Kurven zusammenfallen. Die Spiegelungspunkte und Singularitäten lassen sich auch bei Unterteilung des Materials in zwei 15 jährige oder drei 10 jährige Reihen feststellen und sind sogar in den einzelnen Jahresgängen mit kleinen zeitlichen Verschiebungen und größeren Unterschieden in den Ordinaten wieder zu erkennen. Es zeigt sich darin, daß das atmosphärische Geschehen gesetzmäßig veranlagt ist, daß aber die Atmosphäre sehr viele Freiheitsgrade der Ausführung hat. *Steinhauser.*

H. R. Scultetus. *Umwandlung von Cirrus in Altocumulus.* Meteorol. ZS. 59, 263—265, 1942, Nr. 8. Es wird in Einzelheiten über die Beobachtung der Umwandlung eines ci neb in einen ac berichtet, wobei ein Richtungswechsel des Wolkenzuges während

der Umformung besonders bemerkenswert ist, der darauf hindeutet, daß die Wolken bei ihrer Umformung absanken. Es werden noch weitere Beobachtungen über die Umwandlung von Cirruswolken in ac angeführt. Als Beleg dafür, daß es sich dabei um eine Umwandlung von Eiswolken in Wasserwolken handelt, wird auf die beobachteten Erscheinungen des Irisierens hingewiesen, woraus geschlossen wird, daß die Cirruswolken vor ihrer Umwandlung in ac zu Wasserwolken geworden waren. Die Entwicklung der Umwandlung eines ci neb-Feldes wird auch im Bilde gezeigt. Aus den Beobachtungen wird gefolgert, daß es neben dem Absinken der gesamten Luftmasse, die zu Lenticularisbildungen führt, ein Absinken der Wolkenmassen innerhalb der Luftmasse gibt, das von einer Dichtezunahme der Wolke begleitet ist.

Steinhauser.

Josef F. John. *Der Einfluß der Alpen auf die interdiurne Druck- und Temperaturveränderlichkeit der freien Atmosphäre.* Meteorol. ZS. 59, 286—292, 1942, Nr. 9. (Wien.) Aus dem Vergleich gleichzeitiger hochreichender Serienaufstiege in München und Pavia wird festgestellt, daß die Temperaturveränderlichkeit über Pavia besonders in den Höhen von 7 bis 9 km wesentlich größer ist als über München (4,7 bis 5,5 gegen 2,6 bis 2,9⁰), was darauf schließen läßt, daß über Pavia die Höhenänderungen häufiger und intensiver als über München sein müssen und daß die Stratosphären-grenze im Mittel dort etwas tiefer liegt. Auch die Druckveränderlichkeit zeigt charakteristische Unterschiede in dem Sinne, daß über Pavia, abweichend von den Verhältnissen über München, die maximale Veränderlichkeit in den Höhen von 9 bis 12 km (mit 5,8 bis 6,3 mb gegen 3,4 bis 3,9 mb über München), also knapp unter der Tropopause auftritt. Die Trennung nach Fällen mit positiven und negativen Druckänderungen am Boden ergibt abweichend von dem durchschnittlichen Verhalten über Europa über München in Höhen über 10 km eine Zunahme der Druckveränderlichkeit bei positiven Bodendruckänderungen und auch in der vertikalen Verteilung der Temperaturschwankung Abweichungen von den mittleren Verhältnissen. Es hat den Anschein, als ob bei positiven Druckänderungen am Boden über Pavia, den Verhältnissen, wie sie im Mittel über Europa herrschen, eine allgemeine Neigung zur Erwärmung der tieferen und Abkühlung der höheren Schichten überlagert ist und dort das vertikale Divergenzfeld in der Höhe besonders stark ausgeprägt und Ursache einer kompensierend wirkenden Abkühlung der höheren Schichten ist. Daß es sich bei den festgestellten Abweichungen um einen dynamischen Einfluß der Alpen handelt, wird daraus ersichtlich, daß bei Ausschaltung aller Fälle mit Druckschwankungen größer als ± 5 mb und größeren Strömungsgeschwindigkeiten — wo dieser Effekt besonders wirksam sein müßte — die Verteilung der Temperatur- und Druckschwankungen den im Mittel für Europa geltenden ziemlich ähnlich wird. Bei Ordnung der Vergleiche nach der vorherrschenden Höhenströmung ergibt sich, daß bei West- bis Nordströmung die Stratosphären-grenze über Pavia, also im Lee des Gebirges, niedriger liegt als über München, während es bei Südströmung umgekehrt ist. Da im Jahresmittel West- und Nordwestströmungen weitaus vorherrschen, erklärt sich damit, daß die Stratosphären-grenze über Pavia im Mittel relativ tiefer liegt und häufigere und größere Schwankungen mitmacht als über München, womit auch die Abweichungen der Temperatur- und Druckveränderlichkeit verständlich wird.

Steinhauser.

Max Diem. *Messungen der Größe von Wolkenelementen.* Ann. d. Hydrogr. 70, 142—150, 1942, Nr. 5. (Ainring.) Zur Bestimmung der Tropfengrößen wurden folgende Methoden angewendet: 1. Ausmessen von Kränzen um künstliche Lichtquellen oder um Sonne und Mond und der auf den Wolkenoberschichten um den Flugzeugschatten auftretenden Glorien; 2. Ablagerung der Tropfen an am Flugzeug angebrachten Ablagerungsstäben von 6, 12 und 30 mm Durchmesser; 3. mikroskopische Bestimmung der Verteilung der Tropfengrößen durch Auffangen der Tropfen auf mit doppelter

Ölschicht bestrichenen Objektträgern. Aus Kränzen in Bodennebeln wurden Tropfenhalbmesser zwischen 8 und 27μ und aus mehrfachen und einfachen Glorien auf Wolkenoberflächen Tropfenhalbmesser zwischen 4 und 10μ bestimmt. Glorien mit mehreren Ringen wurden im allgemeinen nur bei Tropfenhalbmessern größer als 7μ beobachtet. Die Verteilung der Tropfengrößen zeigt in verschiedenen Wolkenarten charakteristische Unterschiede. In ausgeglichenen Verteilungskurven zeigt sich in *sc* ein ausgeprägtes Häufigkeitsmaximum bei 6μ und rascher Häufigkeitsabfall auf Null bei 20μ , in *as* ein etwas breiteres Maximum bei 10μ und Abfall auf Null bei 25μ und in *ns* ein breites Maximum von 5 bis 8μ , ein sekundäres Maximum bei 22μ und allmählicher Abfall auf Null über 40μ . In den nicht ausgeglichenen Mittelkurven fallen Häufigkeitsmaxima bei allen Wolkenarten bei 4μ und bei *as* und *ns* weitere Häufigkeitsmaxima bei 8 und 10μ auf. Eine Gruppenbildung der Tropfengrößen im Sinne *Köhlers* wurde im allgemeinen nicht beobachtet. Die bei den einzelnen Messungen gewonnenen Verteilungskurven werden unter Angabe der Wolkenform, ihrer vertikalen Erstreckung, ihrer Basis- und Gipfeltemperatur, der mittleren Tropfengröße, des mittleren Gehaltes an flüssigem Wasser, der Höhe der entnommenen Probe, der ausgewerteten Tropfenanzahl, der kleinsten, mittleren und größten Tropfendurchmesser und der aus Glorien bestimmten Tropfendurchmesser wiedergegeben. Die gemessenen Werte des Gehaltes an flüssigem Wasser in den Wolken schwanken zwischen 0,007 und 0,65 g pro m^3 ; der Mittelwert betrug 0,16 g/ m^3 . Die Werte sind etwa 100 mal größer als die mit Komimetern in Seenebeln bestimmten Werte.

Steinhauser.

Hugo Lorenz. *Untersuchungen der Steuerung der 24 stündigen Druckänderungsgebiete in Europa.* Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 14, 1—45, 1941, Nr. 1. In den 5 Jahren 1935/39 gab es in Europa 44 Fälle antizyklonaler Steuerung, davon dauerten 28 3—5 Tage, 14 6—10 Tage und 2 noch länger, 25 Fälle zyklonaler Steuerung, wovon 21 3—5 Tage und 4 6—10 Tage andauerten, und 55 Fälle gemischter Steuerung (antizyklonal in zyklonal übergehend oder Trogsteuerung), wovon 39 3—5 Tage, 14 6—10 Tage und 2 noch länger andauerten. Von den antizyklonalen Steuerungszentren lagen 18 über den Britischen Inseln, 15 westlich von Frankreich, 9 in Mitteleuropa, 10 in Südosteuropa, 8 in Mittelrußland und 13 in Südkandinavien. Von den zyklonalen Steuerungszentren lagen 16 südöstlich von Island, 12 westlich von Irland, 22 über der Nordsee, 8 in der Ostsee und 6 in Finnland. Die Steuerungszentren häufen sich vor den Hochgebirgen. Eine wesentliche Beeinflussung einer bestehenden Steuerung durch das skandinavische Hochgebirge scheint nicht zu bestehen. Von den 124 Steuerungsperioden konnten nur 29 als symmetrisch festgestellt werden, woraus folgt, daß die Symmetrie keine allgemeine Eigenschaft der Steuerung darstellt. Das von *Rossby* angegebene Kriterium, daß mit der Abnahme der zonalen Zirkulation eine westwärtige Verlagerung der Aktionszentren gekoppelt ist, wurde in der Anwendung auf die Steuerungszentren bestätigt gefunden. Die Untersuchung des Jahresganges der Steuerung ergab, daß im allgemeinen ein Drittel jedes Monats, im September aber fast die Hälfte des Monats eine andere als Weststeuerung aufweisen. Die antizyklonale Steuerung ist sehr häufig im Winter, aber selten im Sommer zu finden. Zyklonale Steuerung wird häufiger im April und im Dezember, in den übrigen Monaten aber selten festgestellt. Gemischte Steuerung kommt am häufigsten in den Monaten Mai bis Juli und September bis Oktober vor. Aus den mittleren Wanderungen der 24 stündigen Druckänderungsgebiete wurden 8 Singularitäten im Steuerungsverlauf festgestellt, die mit den von *Schmuss* aus anderen Witterungselementen erkannten Singularitäten der Jahresgänge wie folgt zusammenfallen: Steuerungssingularität 8. bis 14. Februar mit der *Schmuss*schen Singularität Nr. 27, 9. bis 15. März mit Nr. 31, 29. April bis 5. Mai mit Nr. 39, 14. bis 24. Mai mit Nr. 42, 14. bis 23. Juni mit Nr. 48, 17. bis 30. September mit Nr. 1, 22. bis 26. Oktober

mit Nr. 7, 17. bis 23. Dezember mit Nr. 16. Für diese Singularitäten werden Karten der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche gezeichnet, die den Charakter dieser kalendermäßig gebundenen Steuerungslagen veranschaulichen. *Steinhausser.*

E. Wall. *Einfaches Schema der atmosphärischen Eiskeimbildung.* Meteorol. ZS. 59, 177—183, 1942, Nr. 6. (Friedrichshafen, Reichsamt Wetterd., Aerolog. Obs.) Verf. sucht die Schwierigkeiten, die dadurch gegeben sind, daß die physikalischen Eigenschaften der Kerne in der freien Atmosphäre zu wenig bekannt sind und die Keimbildungsarbeit schwer abzuschätzen ist, damit zu umgehen, daß ein gegebener Keim hinsichtlich seiner Kondensationskraft einem Wasserkeim bestimmter Größe und hinsichtlich seiner Fähigkeit, Eisbildung hervorzurufen, einem Eiskeim durch entsprechende Kennwerte gleichgesetzt wird. Die Größe dieser äquivalenten Wasser- und Eiskeime läßt sich aus der beobachteten Kernwirksamkeit ohne besondere Annahme über chemische oder physikalische Eigenschaften der Kerne ableiten. Für die beobachtete Übersättigung bzw. Unterkühlung, bei welcher ein gegebener Kern in der Atmosphäre anspricht, wird ihm ein nach der Thomsonschen Formel bestimmter wirksamer Wasserradius r_W als Kennzahl für die Kondensationsfähigkeit und ein wirksamer Eisradius r_E als Kennzahl für die Fähigkeit zur Eiskeimbildung zugeschrieben. Nach Thomson wird für den Dampfdruck p_r eines kleinen Teilchens vom Halbmesser r in Abhängigkeit vom Sättigungsdruck p_∞ über der ausgedehnten kondensierten Phase für ein Wassertröpfchen von 0°C $\ln(p_r/p_\infty) = 1,2 \cdot 10^{-7} \cdot 1/r_W$ und für die Schmelztemperatur t_r eines Keimes $t_r = -2,0 \cdot 10^{-6} \cdot 1/r_E$ berechnet. t_r gibt die Grenztemperatur der Eisbildung, die unterschritten werden muß, damit der Kern r_E als Eiskern wirksam werden kann. Die in obigen Gleichungen angegebenen Gleichgewichtsbedingungen geben die Möglichkeit zur Konstruktion eines Zustandsdiagramms der atmosphärischen Kerne, das als Abszisse die Temperaturwerte, als Ordinate die relative Feuchtigkeit und parallel zur Temperaturachse die Kondensationslinien für verschiedene r_W und an diese beim Eisgrenzpunkt ansetzend für verschiedene r_E die nach tieferen Temperaturen abfallenden Eislinien enthält. Dabei gilt für die Eislinien $\ln(p_r/p_\infty)_E = 1,4 \cdot 10^{-7} \cdot 1/r_E$, wo p_∞ der Sättigungsdruck über Eis ist. Für Kerne mit $r_E < r_W$ lassen sich in dem Diagramm die Kondensationsprozesse mit abnehmender Temperatur verfolgen: Tröpfchenbildung bis zur Eisgrenze, dann weiter sekundäre Eisbildung durch Gefrieren von Wassertröpfchen bis zur physikalischen Sublimationsgrenze, darunter nur primäre Eisbildung durch Sublimation. In der Natur erfolgt die Kondensation meist schon bei ganz geringer Übersättigung und es ist daher der Schnittpunkt der Eislinie des Kernes mit der Linie der Wassersättigung, der als meteorologische Sublimationsgrenze bezeichnet wird, als Beginn der primären Eisbildung an einem Kern anzunehmen. Da nach Beobachtungen eine merkliche Eisbildung meist erst unter -12° einsetzt, wird diese Temperatur als Grenzwert für sekundäre Eisbildung angenommen. Ihr entspricht ein $r_E = 1,7 \cdot 10^{-7}$ cm, was demnach als obere Grenzgröße für den Eisradius der in normaler Luft vorhandenen Kerne aufzufassen ist, wogegen die an der Wasserwolkenbildung beteiligten Kerne eine Größe von 10^{-5} cm haben. Primäre Eisbildung ist für $r_E = 1,7 \cdot 10^{-7}$ erst bei sehr tiefen Temperaturen möglich. Nur in Ausnahmefällen bilden sich auch bei höherer Temperatur primäre Eiskeime; im allgemeinen ist die Eiskeimbildung durch Gefrierkerne die Regel. *Steinhausser.*

H. Prügel. *Zur Theorie des Strahlungshochnebels.* Ann. d. Hydrogr. 70, 122—124, 1942, Nr. 4. Während der mit dem erwärmten Luftstrom aus den Rauchquellen aufsteigende Rauch sich unter einer Inversion anreichern kann, kommt eine derartige Anreicherung von Staub und Wasserdampf an der Inversion wegen der ausgleichenden Wirkung der Turbulenz nicht in Betracht. Bei nach oben zunehmender Feuchte quellen die hygroskopischen Kerne auf und die Sicht wird oben schlechter als in Bodennähe. Durch Erdausstrahlung vor der Wolkenbildung und durch Aus-

strahlung der Dunstteilchen kommt es zur weiteren Abkühlung der Kaltluftschicht am Boden und durch Schrumpfung zur Verstärkung der Inversion. Bei der Abkühlung wird wegen der größeren relativen Feuchtigkeit knapp unter der Inversion die Sättigung leichter erreicht als am Boden, weshalb dort zuerst die Kondensation einsetzt. Durch Ausstrahlung an der Hochnebelobergrenze tritt dort eine verstärkte Abkühlung ein und die absinkenden kühleren Luftteilchen bewirken ein Weiterwachsen des Hochnebels von oben nach unten. Diese Entwicklung des Hochnebels setzt keine besondere Anreicherung von Kondensationskernen und Wasserdampf knapp unter der Inversion voraus. Tagsüber wird von der Hochnebelobergrenze ein Teil der einfallenden Sonnenstrahlung reflektiert, ein Teil dringt zum Erdboden durch, erwärmt diesen, die damit gesteigerte langwellige Bodenstrahlung wird von der Nebelschicht absorbiert und es kommt auf diese Art zur Auflösung des Hochnebels von unten nach oben fortschreitend. *Steinhauser.*

Alfred Jatho. *Die Schwankungen der monatlichen Werte des Luftdrucks und der Temperatur auf der Erde, ihre mittleren Werte und ihre Korrelation.* Ann. d. Hydrogr. 70, 1—26, 1942, Nr. 1. (Buenos Aires.) Verf. hat für ungefähr 200 über die ganze Erde verteilte Stationen die Veränderlichkeit der Monatsmittel des Luftdrucks v_p und der Temperatur v_t und vereinfachte Korrelationskoeffizienten $\varrho = \Sigma xy / \Sigma |x y|$ für die Beziehung zwischen Druck und Temperaturabweichung berechnet. Es gilt annähernd für den gewöhnlichen Korrelationsfaktor $r = 0,64\varrho$. In Tabellen werden die Jahresmittel und Winter- und Sommermittel der Veränderlichkeiten und die Jahresgänge und Jahresmittel der Korrelationskoeffizienten mitgeteilt. Aus der Diskussion ergibt sich, daß dem Zentrum maximaler Luftdruckveränderlichkeit bei Island auf der Südhalbkugel ein ähnliches Zentrum bei Neuseeland entspricht und daß in mittleren Breiten die Druckveränderlichkeit an den Ostküsten der Kontinente bis nahezu doppelt so groß ist als an den Westküsten. Zwischen 20 und 60° Breite gilt für den Nordatlantischen Ozean die Beziehung $v_p = 15,1/H_p \cos \varphi$, wo v_p die Druckveränderlichkeit und H_p die Höhe der Troposphäre in der Breite φ bedeutet. Da v_p/v_t auf den Ozeanen > 1 und auf den Kontinenten < 1 ist, wird dieses Verhältnis als Maß für den Grad der Kontinentalität bzw. Ozeanität verwendet; diese Anwendungsmöglichkeit erstreckt sich auch auf die einzelnen Jahreszeiten. Nach Größe und Vorzeichen der Korrelationskoeffizienten werden folgende Korrelationstypen unterschieden: 1. T_{pp} , ϱ in fast allen Monaten positiv; 2. T_{nn} , ϱ in fast allen Monaten negativ; 3. T_{pn} , ϱ im Sommer positiv und im Winter negativ; 4. T_{np} , ϱ im Sommer negativ und im Winter positiv; 5. T_{oo} , ϱ in den verschiedenen Monaten nur sehr gering oder keine einheitliche jahreszeitliche Verteilung. T_{pp} kommt auf Gipfelstationen vor, ferner im westlichen Mittelländischen Meer, im südlichen Westwindgürtel, im nördlichen Westwindgürtel an den Randstationen des Atlantischen Ozeans und an der West- und Südküste von Grönland. Der Typ T_{nn} findet sich an den Stationen der Tiefländer, die an ausgedehnte Hochländer anstoßen, und in den heißen Wüsten. Der Typ T_{pn} findet sich in Europa und am vollkommensten im mittleren Rußland, ferner in Alaska, Island, Patagonien und in subtropischen Gegenden Innerafrikas. Der Typ T_{np} ist meist im Grenzbereich von Hochländern, die an Tiefländer anstoßen, zu finden. T_{oo} findet sich in einigen äquatorialen Gebieten, im nördlichen Atlantischen Ozean und in Übergangsgegenden zwischen T_{pp} und T_{nn} . Der Verf. hat ferner für Paare von Stationen, die ungefähr 1000 km voneinander entfernt sind, Korrelationen der Differenzen der Druck- und Temperaturabweichungen berechnet und die Jahresgänge dieser Korrelationskoeffizienten in Tabellen mitgeteilt. Zur Erklärung der in der Verteilung der Korrelationskoeffizienten festgestellten Gesetzmäßigkeiten werden folgende Effekte herangezogen: Ein Effekt der Luftmassen der höheren Schichten der Troposphäre, ein Effekt der über der Erdoberfläche auftretenden Luftmassen, ein Hochlandeffekt, ein Effekt der

Westwinde, der Strahlungseffekt, ein jahreszeitlicher Effekt und ein Kontinentalitätseffekt. *Steinhauser.*

Otto Meißner. *Korrelation der Temperaturen von Berlin und Leipzig für die Zeit von 1831 bis 1900 auf Grund von Jahrzehntemitteln der Monate und Jahre.* Ann. d. Hydrogr. **70**, 52—61, 1942, Nr. 2. (Potsdam.) Es werden für die einzelnen Jahrzehnte von 1831 bis 1900 für alle Monate und für das Jahr Mittelwerte und Streuungswerte der Temperatur von Berlin und Leipzig, die Differenzen zwischen beiden Stationen und deren Streuungen und die Korrelationskoeffizienten für die Beziehungen zwischen beiden Reihen mitgeteilt. Die mittleren Korrelationskoeffizienten liegen von Januar bis Juli über 0,95 und nehmen dann bis September auf 0,86 ab. Ferner werden die Jahresgänge der Temperatur von Berlin und Leipzig, die Jahresgänge der Streuung der Monatswerte und der Jahrzehntewerte und die ersten beiden Glieder der harmonischen Analyse dieser Jahresgänge angegeben. Der Verf. hat ferner Korrelationskoeffizienten aller möglichen Beziehungen der Monatsmittel der Temperatur, der Streuungs- und Differenzwerte beider Stationen nach den sieben Jahrzehntemitteln berechnet und die harmonische Analyse der Jahresgänge der Korrelationskoeffizienten durchgeführt. Die Korrelationskoeffizienten wurden auch für die Vierteljahresmittel und die Jahresmittel berechnet. *Steinhauser.*

W. Portig. *Die Jahresmittel der Temperaturreihe von Prag. Erste Mitteilung über statistische Untersuchungen an der 165 jährigen Temperaturreihe von Prag. I.* Ann. d. Hydrogr. **70**, 70—80, 1942, Nr. 3. (Dtsch. Seew.) Der Temperaturunterschied zwischen wärmstem und kältestem Jahr betrug 5,23°. Die Zusammenfassung der jahreszeitlichen Anomalien der sieben kältesten Jahre zeigt, daß für diese die Winteranomalie ausschlaggebend ist, während sich in den sieben wärmsten Jahren die positiven Anomalien auf alle Jahreszeiten annähernd gleich verteilen. Die zeitliche Folge der kälteren und auch der wärmsten Jahre stimmt mit der Brückner-Periode überein; dabei folgen die Minimaljahre schon drei bis sechs Jahre nach den Maximaljahren. Die Häufigkeit der Jahre mit unternormaler Temperatur ist etwas geringer als die der übernormalen Jahre; auch die Häufigkeit der Abkühlungen von einem Jahr zum nächsten ist geringer als die der Erwärmungen. In der Temperaturreihe von Prag zeigt sich eine Neigung zu negativen Anomalien in der Nähe der Sonnenfleckenminima und besonders der -maxima und eine Neigung zu positiven Anomalien zu Zeiten stärkster Zu- und Abnahme der Sonnenflecken. In dem durch übergreifende 33 jährige Mittel ausgeglichenen Temperaturverlauf von Prag erfolgt eine Abnahme von 1803 bis 1853 (mit einem raschen Temperaturrückgang zwischen 1820 und 1845) und seither ein allmählicher langsamer Temperaturanstieg. Das Kurvenbild zeigt die Form einer etwa 150- bis 160 jährigen Schwankung mit einer 40- bis 50 jährigen Abnahme und einer ungefähr 110 jährigen Zunahme. Die nach 11 jährig übergreifenden Mitteln ausgeglichene Kurve läßt die Brückner-Schwankung in Erscheinung treten und zeigt, daß dem in der 33 jährig ausgeglichenen Reihe ersichtlichen Anstieg noch eine Abnahme von 1864 bis 1892 überlagert ist. *Steinhauser.*

W. Portig. *Die Jahresmittel der Temperaturreihe von Prag. Erste Mitteilung über statistische Untersuchungen an der 165 jährigen Temperaturreihe von Prag. II.* Ann. d. Hydrogr. **70**, 150—159, 248—258, 1942, Nr. 5 u. 8. (15. 5. u. 15. 8. 42.) (Dtsch. Seewarte.) Die nach vier Brückner-Perioden von je 36 Jahren gemittelte und dann über je elf übergreifende Werte ausgeglichene Temperaturkurve weist vom Temperaturmaximum der Brückner-Periode einen unregelmäßigen, fast 25 jährigen Abstieg auf, an den sich wieder ein steiler Anstieg anschließt. Die Zuordnung der extremsten Jahre in diese ausgeglichene Periode zeigt, daß sowohl die wärmsten wie auch die kältesten Jahre der ganzen Reihe in die warme Hälfte der 36 jährigen Periode fallen, daß also gerade die kältesten Jahre in warme Epochen eingebettet sind und daher

die Streuung der Mittelwerte proportional der Temperatur ist. Die aus 15 jährigen Reihenabschnitten berechnete Änderung der Streuung der Temperaturmittel weist ebenfalls auf eine Periode von ungefähr 36 Jahren und überdies auf Zusammenhänge mit Epochen stärkster Sonnenfleckentätigkeit hin. In der Temperaturreihe wird ferner das Bestehen einer 18 jährigen und einer 6 jährigen Periode festgestellt von einer Form, daß einem raschen Anstieg ein langsamer Rückgang folgt. In der 18 jährigen Periode liefern den weitaus größten Beitrag zu den Jahresanomalien die Wintermonate. Innerhalb der 18 jährigen Periode erfolgt eine auffallende Verschiebung der Anomalien, indem auf negative Anomalien im Sommer und Herbst (Verfrühung der Jahreszeiten), negative Anomalien aller Monate folgen, hernach positive Anomalien im Sommer und Herbst (Verspätung der Jahreszeiten) und schließlich positive Anomalien in allen Monaten, worauf sich der Zyklus wiederholt. Innerhalb der 6 jährigen Periode beginnt die Erwärmung im Mai bis Juli und schreitet rasch gegen Jahresanfang und langsam gegen Jahresende hin fort (rhythmischer Wechsel von Kontinentalität und Ozeanität). Besonders zu Zeiten großer Sonnenfleckentätigkeit wird eine 5 jährige Periode bemerkbar. Eine 8- und eine unsichere 16 jährige Periode waren besonders in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts gut ausgeprägt. Es gibt auch eine 11 jährige Periode, die wahrscheinlich nicht mit der Sonnenfleckentätigkeit in Zusammenhang steht. Eine 13 jährige Periode wird von einer sehr deutlich ausgeprägten 26 monatlichen Periode überlagert, die einen lang andauernden Anstieg und sehr steilen Abfall aufweist. Alle Perioden sind in der kalten Jahreszeit stärker ausgeprägt als in der warmen. *Steinhausser.*

W. Portig. *Halo in Eisnebel.* Meteorol. ZS. 59, 207—208, 1942, Nr. 6. (Hamburg.) In einem Eisnebel, der sich durch Verdampfen von Wasser beim Kokslöschchen der Hamburger Gasanstalt in eine stadtdunsterfüllte Luft von -13° durch Sublimation des Wasserdampfes gebildet hatte, wurden folgende Haloerscheinungen mit außergewöhnlichen Lichterscheinungen beobachtet: Beide Nebensonnen, Teile des 22°-Halos und der obere Berührungsbogen. Zu einer anderen Zeit wurde ein prachtvoll farbiges, senkrecht stehendes Lichtband beobachtet, das sich in einem durch den Wind von den Bäumen geschüttelten Reifstaub an einer Stelle ausgebildet hatte, wo durch einen aufsteigenden Luftstrom offenbar eine Orientierung der Kristalle im Raum verursacht worden war. *Steinhausser.*

F. B. Groissmayr. *Die 24 jährige Witterungsperiode. 5. Mitteilung.* Ann. d. Hydrogr. 70, 80—90, 1942, Nr. 3. (Passau.) Verf. führt als neue Belege für die Existenz einer 24 jährigen Witterungsperiode an: Paralleler Verlauf der Niederschlagsabweichungen in Sacramento in Kalifornien in der Periode 1929/40 zur Periode 1905/16, gleiches Verhalten der Niederschlagsmengen von Januar bis April in Los Angeles, Wiederholung niederschlagsreicher Perioden Januar bis März in zweijährigen Abständen in San Francisco und Sacramento seit 1866, entgegengesetzter Verlauf der Niederschlagsabweichungen im Winter östlich der Mississippimündung und in Sacramento, die Sommerniederschlagsmengen im Mittellauf des Missouri, die Niederschlagsmengen von März bis August in Nordwestisland, die Sommerniederschläge in Wien und Debrecen, die Wintertemperaturen von Helsinki, Wintertemperaturen und Eisgrenze bei Spitzbergen, kälteste Winter im Grenzgebiet zwischen Alaska und Canada, Schwankungen des Treibeises in der Davisstraße. Als Witterungsbeziehungen werden angegeben: Milder Winter in Island vor den schwächsten Eisjahren der Davisstraße und strenger Winter in Island vor den stärksten Eisjahren, negative Temperaturstörungen im Innern Nordamerikas bei gleichzeitigen starken Regenfällen im Winter und zum Frühsommerbeginn im Raum östlich der Mississippimündung und milde Temperaturen im Innern des Kontinents bei gleichzeitiger Niederschlagsarmut im Küstengebiet. Im Golf von Mexiko besteht eine 7 jährige Niederschlagsperiode.

Steinhausser.

G. H. Schwabe. *Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 164: Chile. Wetterbeobachtungen auf einer Reise in die Fray Jorge-Berge (Provinz Coquimbo) im nördlichen Mittelchile. Beobachtungszeit: 7. bis 13. Mai 1941. Ann. d. Hydrogr. 70, 215—221, 1942, Nr. 7. (15. 7. 42.)* (Dtsch. Seewarte, überseeisch. Dienst.) *Steinhauser.*

Kurt Wegener. *Grundsätzliches zur Frage der Klimaänderungen. Meteorol. ZS. 59, 271—274, 1942, Nr. 8. (Graz.)* Verf. stellt fest, daß Änderungen des Klimas in bezug auf die Temperatur nur von Änderungen der Strahlung herrühren können. Dafür kommt einerseits die Bodenstrahlung in Betracht, die durch ihre von der Trübung der Luft und dem Wassergehalt abhängige „Verdämmung“ in der Atmosphäre die nächtlichen und winterlichen Minimumtemperaturen und ihre Änderungen bestimmt, und andererseits die Sonnenstrahlung, von der die Höchsttemperatur und ihre Änderungen bei Änderung der Verdämmung oder der Solarkonstante abhängen. Nach diesen Prinzipien wären zur Beurteilung der Klimaänderungen die für die Extremwerte günstigsten Witterungsverhältnisse und daher die absoluten Höchst- und Tiefstwerte am besten geeignet. Aus der Änderung der kältesten Wintermonate in der Berliner Temperaturreihe wird auf eine allmählich wachsende Verdämmung geschlossen. Auch die Abnahme der wärmsten Sommermonate in der Berliner Reihe spricht für eine Zunahme der Verdämmung. Bei den Höchsttemperaturen wirkt sich allerdings die Verdämmung weniger aus als bei den Tiefsttemperaturen. Die Änderung der Bodenstrahlung bzw. der Verdämmung kann durch ein Thermoelement in einem senkrecht gestellten Parabolspiegel bestimmt werden. Vor der Verwendung von Jahresmittelwerten zur Beurteilung von Klimaänderungen wird gewarnt, weil dadurch wesentliche Erscheinungen verschleiert werden. *Steinhauser.*

Josef Egger. *Kleinklimatische Untersuchungen in den Flaumeichenbeständen bei Graz. Bioklim. Beibl. 9, 94—110, 1942, Nr. 3. (Graz, Univ., Inst. Syst. Botan.)* Es werden mehrere Tagesreihen von Messungen der verschiedenen meteorologischen Elemente im Frühling und Sommer in wärmeliebenden Flaumeichenbeständen und Parallelmessungen an der Grenze dieser Bestände, auf einem Holzschlag und in einem Buchenwald mitgeteilt. Folgende meteorologischen Werte wurden bestimmt: Die Lufttemperatur mit einem Schleuderthermometer, die Temperatur in 50 cm und 2 cm über dem Boden mit nicht abgeschirmten Sixthermometern, die Bodentemperatur in 2 und 10 cm Tiefe, die Temperatur in 50 cm Höhe mit einem Schwarzkugel-Maximumthermometer, die Windgeschwindigkeit in $\frac{3}{4}$ m Höhe mit Schalen-Handanemometer, die Verdunstung in 30 cm und 2 cm Höhe mit Piche-Evaporimeter, die relative Feuchtigkeit in 50 cm Höhe und Helligkeitswerte mit einem Luxmeter mit Selensperrschichtzellen. Die Messungsergebnisse werden in graphischen Darstellungen und in Tabellen wiedergegeben und hinsichtlich der Unterschiede an den Vergleichsstationen eingehend besprochen. *Steinhauser.*

Chr. Jensen. *Strahlungsmessungen in Hamburg. Ann. d. Hydrogr. 70, 110—121, 1942, Nr. 4.* Es werden Meßreihen der Strahlungsintensität der Sonne und ihres Rotanteils wie auch die daraus berechneten Trübungsfaktoren für Gesamtstrahlung, für Rotstrahlung und für Kurzstrahlung von 13 Tagen mitgeteilt. Auffallend hohe Strahlungsintensitäten werden durch Vergleiche mit anderen Orten als reell erwiesen. Auch an diesem Beobachtungsmaterial wurde gezeigt, daß die Schwankungen der Strahlungsintensität mit zunehmender Sonnenhöhe abnehmen. Fragen, die den Tagesgang des Trübungsfaktors betreffen, werden eingehend besprochen. Auch Polarisationsmessungen werden zur Bestätigung dafür, daß sich das Jahr 1933 durch besondere Luftreinheit auszeichnete, herangezogen. *Steinhauser.*

Siegfried Siegel. *Über die Genauigkeit der Höhenbestimmung der neutralen Punkte der atmosphärischen Polarisation mit Hilfe des Jensenschen Pendelquadranten. Ann.*

d. Hydrogr. 70, 102—110, 1942, Nr. 4. (Dievenow.) Verf. untersucht die Genauigkeit des J e n s e n s c h e n Pendelquadranten darauf hin, ob sie ausreicht, um Einzelbeobachtungsreihen der neutralen Punkte untersuchen zu können. Es werden im einzelnen behandelt: die apparatbedingten Einstellfehler, die physiologisch bedingten Einstellfehler, die standortbedingten Fehler und die konstanten Instrumentalfehler. Der apparatbedingte Fehler ergab sich für Magnesiumquadranten zu $\pm 0,11^\circ$ und für Ebonitquadranten zu $\pm 0,31^\circ$, der physiologische Fehler, der dazu additiv in Rechnung gesetzt wird, zu $\pm 0,15^\circ$. Bei Schiffsmessungen bei mäßiger Dünung wurde ein Standortfehler von $\pm 0,63^\circ$ bestimmt. Nach den Untersuchungsergebnissen wird die Meßgenauigkeit als hinreichend zur Bearbeitung von Einzelmeßreihen bezeichnet.

Steinhausser.

V. M. Bovcheverov, A. V. Mironov, I. M. Mikhailine, V. M. Morozov, Z. L. Ponisovsky, S. P. Sokolov et I. A. Khvostikov. *Sur la liaison des anomalies de la polarisation du demi-jour avec l'état de l'ionosphère*. C. R. Moskau (N. S.) 26, 900—903, 1940, Nr. 9. (Acad. Sci., USSR., Sect. Atmosph. Inst. Géophys. théor.) Nach der Theorie von R a y l e i g h sollte der Polarisationsgrad des Lichtes in der Dämmerung sich gleichmäßig mit dem Sonnenstand ändern. Statt dessen beobachtet man ein ausgeprägtes Minimum, wenn das gestreute Licht aus einer Höhe von 80 bis 90 km kommt, also etwa aus der Höhe der *E*-Schicht. Als Ursache wurde vermutet, daß dort durch die Ionisierung die Anisotropie der Gase erhöht und somit der Polarisationsgrad des gestreuten Lichtes vermindert wird. Zur Erhärtung dieser Hypothese wurde gleichzeitig der Polarisationsgrad des Streulichtes in der Dämmerung visuell und photoelektrisch beobachtet und der Zustand der Ionosphäre nach der Echolotungsmethode bestimmt. Die visuell und photoelektrisch erhaltenen Kurven unterscheiden sich insofern, als die photoelektrischen die Anomalien in der Höhe der *E*-Schicht weniger deutlich zeigen als die visuellen. Die Erklärung dafür wird gesucht in Unterschieden der optischen Anordnung und der spektralen Empfindlichkeit beider Apparaturen. Die Auswertung der visuellen Kurven erfolgt so, daß die Erniedrigung der Polarisation gegenüber einer monotonen Kurve in Beziehung zu der gemessenen Grenzfrequenz gesetzt wird. Die Verff. finden dabei, daß hohe Grenzfrequenzen, also hohe Ionisation, einem niedrigen Polarisationsgrad entsprechen. Die photoelektrischen Kurven zeigen normalerweise für große Höhen keine Minima der Polarisation, sondern eine gleichmäßige Abnahme mit der Höhe. Bei ihnen wurde der Absolutwert der Polarisation und der Gradient der Polarisation nach der Höhe ausgewertet und in Beziehung zur Grenzfrequenz der *F*-Schicht gesetzt. Dabei wurde bei besonders hohem Polarisationsgrad und geringem Gradient niedrige Grenzfrequenz, bei geringerem Polarisationsgrad und höherem Gradient höhere Grenzfrequenz beobachtet. Drei Fälle besonders hoher Grenzfrequenz entsprechen einer un stetigen Änderung der Polarisation mit der Höhe. Ein Zusammenhang bezüglich der Höhe wurde nicht gefunden, da sich die Höhe der *E*-Schicht von Tag zu Tag kaum ändert und für die *F*-Schicht ein entsprechendes Minimum im Polarisationszustand nicht vorhanden ist.

Dieminger.

J. Grosskopf und K. Vogt. *Ausbreitungsmessungen über inhomogenem Boden*. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 60, 97—99, 1942, Nr. 4. (Okt. 1942.) (Dtsch. Reichspost, Forsch.-Anst.) In der Umgebung eines vertikalen Dipol senders werden die effektive Leitfähigkeit und DK des Untergrundes nach dem Dipolverfahren bei der Frequenz 14,24 Kilohertz gemessen. Zum Vergleich wird noch mit einer Frequenz von 841 Kilohertz gemessen. Die Leitfähigkeit erweist sich als ziemlich frequenzunabhängig, die DK zeigt eine gewisse Abhängigkeit infolge der Schichtung. Es werden nun die Feldstärke und Phasenlage einerseits direkt gemessen, andererseits aus den effektiven Bestimmungsstücken (die nach dem Dipolverfahren ermittelt wurden) berechnet. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Die Diagramme zeigen

aber weiter, daß im behandelten Falle die effektiven Bestimmungsstücke zwischen Werten schwanken, die ungefähr um eine Zehnerpotenz verschieden sind. Die gemessenen Feldstärkenwerte schwanken dagegen innerhalb einer Grenze von bloß 1 : 2. Die gleiche Schwankung zeigt auch der Phasenwinkel. Das Dipolmeßverfahren der beiden Verf. gestattet daher eine bessere Untersuchung des Untergrundes als das einfache Ausbreitungsverfahren. (Dies ist für die Funknutzung von Bedeutung. Der Ref.)
Volker Fritsch.

J. Grosskopf. *Das Strahlungsfeld eines vertikalen Dipolenders über geschichtetem Boden.* Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **60**, 136—141, 1942, Nr. 5. (Nov. 1942.) (Dtsch. Reichspost, Forsch.-Anst.) Durch Auswertung der gemessenen Z e n n e c k schen Drehfeldellipse kann man die Leitfähigkeit und DK des Untergrundes berechnen. Ist dieser geschichtet, so gehen diese beiden in die „effektive“ Leitfähigkeit bzw. DK über. Diese sind durch die elektrischen Eigenschaften und geometrischen Dimensionen der Schichten bestimmt. Nun ist die Ausbreitungsdämpfung ebenfalls durch diese Faktoren bestimmt. Punkte gleicher Ausbreitungsdämpfung haben von der Quelle gleiche numerische Entfernung. Diese ist neben der Länge des Quellweges auch noch von anderen Faktoren, insbesondere den schon besprochenen Bodenkennkonstanten, der effektiven Leitfähigkeit und effektiven DK des Untergrundes abhängig. Es wird zur Berechnung der numerischen Entfernung das Verfahren von W e y l verwendet, das auszugsweise wiedergegeben ist. Dieses wird dann auf einen geschichteten Boden angewendet. Analog Leitfähigkeit und DK tritt an Stelle des komplexen Brechungsindex der homogenen oberen Schicht des Untergrundes n_1 , nun ebenfalls ein „effektiver“ Exponent $n_1^* = n_1 / \tan(\delta_1 - j\Phi)$. Ein Diagramm zur Ermittlung von $(\delta_1 - j\Phi)$ wird angegeben. Man kann nach dem Dipolmeßverfahren, das Verf. früher beschrieben hat, die effektive Leitfähigkeit und DK des geschichteten Untergrundes ermitteln und aus diesen dann die numerische Entfernung bestimmen. Durch Multiplikation der Ausdrücke für homogenen Boden mit dem Korrekturglied $1/\tan(\delta_1 - j\Phi)$ kann man diese für geschichteten Boden gültig machen.
Volker Fritsch.

Sulla prospezione geoelettrica dei giacimenti salini. Geofis. pura e appl. **4**, 49—50, 1942, Nr. 1. Es wird die Arbeit von R ü l k e besprochen. Nach dem Vierpunktverfahren von W e n n e r wurde der scheinbare räumliche Widerstand über einem Salzdom untersucht, der mit Diluvium überdeckt ist. Über dem Dom ist der Wert ungefähr sechsmal so groß wie über den Flanken. Daher ist ein guter Nachweis möglich. (S. R ü l k e, diese Ber. **23**, 1131, 1942.)
Volker Fritsch.

Metodi geoelettrici per il consolidamento dei terreni. Geofis. pura e appl. **4**, 50—51, 1942, Nr. 1. Es wird das Verfahren von C a s a g r a n d e zur elektrischen Verfestigung tonhaltiger Böden referiert. Der Stromverbrauch beträgt 30 bis 300 kWh pro Festmeter.
Volker Fritsch.

N. Bibikov. *An attempt to apply the electric searching to the determination of the direction of clefs in rocks.* Journ. techn. Phys. (russ.) **10**, 1143—1146, 1940, Nr. 13. [Orig. russ.] Verf. untersucht die Richtung von Spaltbildungen im Grundgestein durch Widerstandsmessungen der überlagerten Sedimentschicht in verschiedenen Richtungen. Die Widerstandswerte liegen auf Ellipsen, deren Längsachse mit der Richtung der Spalte übereinstimmen muß, wie theoretisch ausgeführt wird. Am westlichen Steilufer der Wolga im Samaraschen (Kuibyschewschen) Gebiet ergaben die Messungen Spaltbildungen des Grundgesteins, die stellenweise fast senkrecht zum Lauf des Flusses verlaufen.
Trey.

Physikalisches Praktikum

Eine Sammlung von Übungsaufgaben für die physikalischen Übungen an Universitäten und Hochschulen aller Gattungen

Von **Wilh. H. Westphal**, a. o. Professor der Physik a. d. Technischen Hochschule Berlin
3. Aufl. 1943. VIII, 376 S., m. 106 Abb. u. 6 graphischen Tabellen. 8°
Preis gebunden RM. 9,60

Nicht direkt vom Verlage lieferbar, sondern nur im Ladenbuchhandel erhältlich

FRIEDR. VIEWEG & SOHN, BRAUNSCHWEIG

Das Klima der bodennahen Luftschicht

Ein Lehrbuch der Mikroklimatologie

Von Prof. Dr. Rudolf Geiger

„Die Wissenschaft“, Band 78
Zweite, völlig umgearbeitete Auflage
1942. XVI, 435 Seiten, mit 181 Abb. 8°
Geheftet RM. 18,—; gebunden RM. 20,—

*Nicht direkt vom Verlage lieferbar,
sondern nur im Ladenbuchhandel erhältlich*



**FRIEDR. VIEWEG & SOHN,
BRAUNSCHWEIG**

Klimaänderungen und Klimaschwankungen

Von Prof. Dr. Artur Wagner

„Die Wissenschaft“
Band 92
1940. VI, 221 S., mit 35 Abb. 8°
Geheftet RM. 12,80
Gebunden RM. 14,60

*Nicht direkt vom Verlage lieferbar,
sondern nur im Ladenbuchhandel erhältlich*



**FRIEDR. VIEWEG & SOHN,
BRAUNSCHWEIG**

Grundzüge der Funkgeologie

Von Dipl.-Ing. Dr. Volker Fritsch, VDE., Brünn

„Sammlung Vieweg“, Heft 116. VII, 121 Seiten, mit 103 Abbildungen. 8°. Kartoniert RM. 9,—

„Nicht nur für den Geologen und Geophysiker von Wert, sondern auch für den Physiker, den Techniker, den Bergmann, den Biologen.“
Natur und Kultur, 1939, Nr. 415

Nicht direkt vom Verlage lieferbar, sondern nur im Ladenbuchhandel erhältlich

FRIEDR. VIEWEG & SOHN, BRAUNSCHWEIG

