

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 1943/1944 – Heft 3/4

Mit 41 Abbildungen

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Bezugspreis und Erscheinungsweise

Die Zeitschrift für Geophysik erscheint in 8 Heften (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
Prof. Dr. Richard Schütt zum Gedächtnis	85
Das Lebenswerk des überragenden Meisters der Erdmessung Friedrich Robert Helmert	87
Richard Schumann, Über Festlandgezeiten und Polhöenschwankung. (Mit 2 Abbildungen)	99
A. Berroth, Über die Lage der physischen Erdpole. (Mit 2 Abbildungen)	106
A. Berroth, Das Schwerfeld des Harzes. (Mit 8 Abbildungen)	109
F. Burmeister, Über die Verwendung von Photozellen bei Messungen der Schwingungsdauer von Magneten. (Mit 1 Abbildung)	123
Johannes Zirkler, Solare Korpuskularstrahlung — weiche Komponente der Höhenstrahlung. (Mit 3 Abbildungen)	126
J. Juilfs, Zählrohrmessungen der radioaktiven und Ultrastrahlung im Segelflugzeug. (Mit 3 Abbildungen)	129
Stephan v. Thyssen, Einige Fehlerquellen schneidegelagerter Systeme. (Mit 3 Abbildungen)	134
L. Mintrop, Über die Ausbreitung an der Erdoberfläche erzeugter periodischer Bodenschwingungen (Maschinenschwingungen) in die Tiefe. (Mit 15 Abbildungen)	140
Erwin Hardtwig, Über die Eintauchtiefe von Rayleigh-Wellen	150
Erwin Hardtwig, Zur Theorie der Rayleigh-Wellen	164
J. Bartels, Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 14. Mitteilung	180
W. Brunner, Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1942. (Mit 1 Abbildung)	183
W. Brunner, Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1943. (Mit 1 Abbildung)	184
W. Brunner, Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1943. (Mit 1 Abbildung)	185
W. Brunner, Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1943. (Mit 1 Abbildung)	186
Referate und Mitteilungen	187

Prof. Dr. Richard Schütt zum Gedächtnis

Geboren am 18. Oktober 1864 auf St. Thomas (Westindien),
gestorben am 14. Mai 1943 in Hamburg

Der Unterzeichnete widmete dem Verstorbenen bei seiner Bestattung auf dem Friedhof in Hamburg-Ohlsdorf den folgenden Nachruf:

Es ist ein Verdienst des Verstorbenen, gegen Ende des vorigen Jahrhunderts eine der ersten Erdbebenstationen in Deutschland gegründet zu haben. Im Jahre 1898 errichtete er auf seinem Privatgrundstück in der Papenhuderstraße hier in Hamburg eine Horizontalpendelstation, die er dann bald dem Hamburgischen Staat als Geschenk vermachte und 1905 in ein eigenes, auf seine Kosten auf dem Grundstück des Physikalischen Staatsinstituts in der Jungiusstraße erbautes und ausgestattetes, in seiner Anlage vorbildliches Stationsgebäude überführte. Hamburg ehrte den Stifter durch Verleihung des Professortitels, und der Naturwissenschaftliche Verein in Hamburg ernannte ihn später anlässlich seiner Jahrhundertfeier (1937) zu seinem Ehrenmitglied.

Als eine Hauptstation für Erdbebenforschung bildet diese Gründung seither ein wichtiges Glied nicht nur in der deutschen, sondern überhaupt in der ganzen erdumspannenden internationalen seismologischen Wissenschaft. Der Verstorbene hatte es verstanden, von vornherein einen ausgedehnten Schriftenaustausch zu organisieren. Es besteht kein wichtigeres Institut der gleichen oder einer verwandten Arbeitsrichtung auf der Erde, sei es in welchem Kontinent auch immer, von dem nicht bis zum Ausbruch des gegenwärtigen zweiten Weltkrieges als Gegengabe zu den hiesigen Stationsmitteilungen die einschlägigen Beobachtungen und Veröffentlichungen einliefen. So gehört denn auch dank der Fürsorge des Entschlafenen die Bibliothek der Hamburger Station in seismologischer und vulkanologischer Hinsicht zu den besten ihrer Art in Deutschland.

Von 1903 bis zum unglücklichen Ausgang des ersten Weltkrieges war Schütt auch Mitglied des Kuratoriums der ehemaligen Kaiserlichen Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg i. E.; und mit Begründung der Deutschen Seismologischen Gesellschaft 1922 in Leipzig, die dann schon 2 Jahre später in Innsbruck zu einer Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft erweitert wurde, trat er als Schatzmeister in ihren Vorstand ein. Dieses mit viel Mühe verbundenen und oft so undankbaren Amtes hat er

zum Wohle unserer Gesellschaft mit einer außergewöhnlichen Peinlichkeit und Beharrlichkeit bis 1938, das ist bis in sein 74. Lebensjahr, gewaltet. Seitdem aber lebte Sch ü t t ganz zurückgezogen; und es liegt eine gewisse Tragik darin, daß er, der in seinen besten Jahren alljährlich größere Reisen in Europa oder auch nach anderen Erdteilen gemacht hatte, nun an seinem Lebensabend gerade am Gehen stark behindert war.

Aber auch der gegenwärtige Krieg sollte Sch ü t t noch hart treffen, indem sein Haus an der Papenhuderstraße bei einem der englischen Fliegerangriffe im vergangenen Sommer so gut wie vollständig ausbrannte. Zum Glück aber widerfuhr damals weder ihm selbst noch seiner sorgsamem, pflichtvollen Betreuerin ein unmittelbarer körperlicher Schaden. Doch als ich den nunmehr Entschlafenen auf meinem letzten Urlaub vor wenigen Wochen im April noch einmal in seiner neuen, übrigens freundlichen Unterkunft nahe seiner alten Wohnung begrüßen konnte, da war es mir klar, daß sein Ende nicht mehr fern sei. So hat er denn auch jetzt hochbetagt, in seinem 79. Lebensjahr, das Zeitliche gesegnet.

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, insbesondere die deutschen Erdbebenforscher, das Physikalische Staatsinstitut hier und wieder besonders die diesem Institut angegliederte Erdbebenstation, der Naturwissenschaftliche Verein in Hamburg wie aber auch manche ausländischen Fachgenossen werden Sch ü t t über sein Grab hinaus ein dankbares und ehrenvolles Andenken bewahren.

E. T a m s .
zur Zeit im Wehrdienst

Das Lebenswerk des überragenden Meisters der Erdmessung Friedrich Robert Helmert

geb. 1843 — gest. 1917

Seinem Andenken zu seinem 100. Geburtstag gewidmet
von seinem ehemaligen Assistenten **A. Berroth**

„Gleichviel was entdeckt wird, gleichviel ob ein kühner Abenteurer, ein erfindungsreicher Industrieller oder ein geduldiger Gelehrter es zutage fördert — es sind dieselben Anlagen unseres Wesens am Werke, derselbe Drang nach Besitz, dieselbe Leidenschaftlichkeit, dieselbe Hingabe an die Natur, dieselbe Kunst der Beobachtung; es ist derselbe germanische Mann, von dem Faust sagt:

Im Weiterschreiten find' er Qual und Glück,
Er! unbefriedigt jeden Augenblick.“

H. St. Chamberlain.

A. Helmerts Werdegang, seine äußeren Erfolge und seine Persönlichkeit

Über die allgemeine Laufbahn des großen deutschen Gelehrten ist bereits soviel bekanntgeworden, daß es hier genügt, der wesentlichsten Daten zu gedenken (siehe u. a. die Nachrufe zu seinem Tode, *Zeitschr. f. Vermessungswesen* 1917; *Astr. Nachrichten* 1917; *Vierteljahrsschr. d. Astr. Gesellschaft* 1918).

Geboren am 31. Juli 1843 als Sohn des Stiftungskassiers Johann Friedrich Helmert in Freiberg i. Sa. besuchte er ab 1859 zum Studium der Ingenieurwissenschaften die Polytechnische Schule in Dresden.

Von seinen dortigen Lehrern fesselte ihn besonders der Geodät Professor Nagel, welcher in diesen Jahren zum Kommissar der Europäischen Gradmessung bestellt worden war. Durch ihn kam Helmert, einer inneren Stimme folgend, schließlich ganz zur Geodäsie und wurde 1863 Assistent an dieser Schule.

1866/68 hört er mathematische und physikalische Vorlesungen an der Universität Leipzig, 1869 wird er Observator an der Sternwarte in Hamburg und 1870 Lehrer, 1872 Professor an der Polytechnischen Schule, der späteren *Technischen Hochschule Aachen*.

Hier wirkte Helmert 16 Jahre lang und verfaßte seine Aufsehen erregenden Lehr- und Handbücher; 1886 leistete er einem Ruf nach Berlin als

Direktor des Pr. Geodätischen Instituts und als Nachfolger des um die Erdmessung hochverdienten Generals Baeyer Folge; 1892 konnte er in ein neues großes Forschungsinstitut auf dem Telegraphenberg bei Potsdam einziehen.

Um Helmert als Lehrer für den Nachwuchs zu erhalten, wurde er außerdem 1887 zum o. Professor an der Universität Berlin ernannt. Seit dieser Zeit wirkte er auch als Direktor des Zentralbüros der Internationalen Erdmessung, welche aus der Europ. Gradmessung hervorgegangen war.

Seine erste Handlung in diesem Amt war der Entwurf eines großangelegten Arbeitsplans für die Erdmessungsarbeiten, der nun rastlos durchgeführt wurde und in Verfolg dessen er sowohl wie verschiedene seiner Mitarbeiter zahlreiche mündliche und schriftliche Berichte erstatteten, die in den „Verhandlungen“ gesammelt sind.



Helmert 1869
am Anfang seiner Laufbahn

Aus der reichen Fülle von Erfolgen und hohen Auszeichnungen, die Helmert zuteil geworden sind, seien hier nur drei besonders wichtige herausgegriffen; 1900 seine Ernennung zum o. Mitglied der Pr. Akademie d. W., Berlin, 1902 die Verleihung der Würde eines Dr.-Ing. e. h. durch die Technische Hochschule Aachen und 1912 die Verleihung der Großen Goldenen Medaille für Wissenschaft.

Helmert starb am 15. Juni 1917, fast 74 Jahre alt, betrauert von einer großen Gemeinde von Wissenschaftlern des In- und Auslandes — in dem stolzen Bewußtsein, ein unvergängliches Werk zum Ruhme deutscher Wissenschaft vollendet zu haben.

Besonders wertvoll erscheint es, einen Blick auf die *Naturanlagen* zu werfen, die Helmert die Vollendung seines gigantischen Werkes ermöglichten. Wir finden die für einen großen Wissenschaftler und eine kraftvolle Persönlichkeit charakteristischen Eigenschaften: Begabung für Theorie und wissenschaftliche Systematik bei höchster Wertung des Experiments und der Erfahrung; Befähigung zu innerem Schauen und Erraten, intuitive schöpferische Phantasie, die „Hefe, die den Teig des Wissens in die Höhe treibt“; ein sicheres Abschätzvermögen in personeller und materieller Hinsicht; die Gabe der Menschenführung, Willenskraft und Selbstsicherheit bei aller persönlichen Bescheidenheit.

Dazu als besonders wesentlich eine unerschütterliche Schaffenskraft bis in sein höchstes Alter hinein.

Immer wieder hat ihm sein guter Genius schöpferische Einfälle verliehen, und er hat nach einem Wort von Helmholtz als Kennzeichen

des wahren Forschers auch etwas vom göttlichen Schauen des Dichters in sich getragen.

Von äußeren Umständen günstig beeinflusst wurde sein Werk durch die lange stetige Friedensperiode und die günstige politische und wirtschaftliche Lage des Staates nach dem Sieg von 1870.

Es fehlte ihm schließlich nicht die glückliche Hand in der Auswahl seiner Mitarbeiter, die zum großen Teil ebenfalls zu hohem Ruf emporstiegen.

Hier wirkte sich besonders segensreich aus die Stabilität in der Erhaltung eines Stammes ständiger Mitarbeiter über mehrere Dezennien hinweg — bei der langen Anlaufzeit eines Gelehrten ein für jedes wissenschaftliche Institut äußerst wichtiger Gesichtspunkt.

Über die private Sphäre des Meisters äußert sich ein ihm nahestehender Mitarbeiter: Im persönlichen Verkehr konnte Helmert dem Fernerstehenden etwas zurückhaltend erscheinen, auch empfand er wenig Neigung zu landläufiger Geselligkeit; wer jedoch das Glück genoß, ihm persönlich nähertreten zu dürfen, lernte in ihm einen Menschen von herzugewinnender Liebenswürdigkeit kennen. Sein edler Gerechtigkeitssinn offenbarte sich in der aufrichtigen und lebhaften Freude, mit der er, seiner eigenen wissenschaftlichen Bedeutung sich sehr wohl bewußt, die Verdienste anderer anerkannte, aber auch in der unerbittlichen Schärfe, mit der er Irrtümer zurückweisen, und dem vernichtenden Urteil, das er über schlechte Charaktereigenschaften fällen konnte; immer aber war er geneigt, bei Beurteilung von Persönlichkeiten die guten Charaktereigenschaften und schätzenswerten Leistungen mit größerem Gewicht in Rechnung zu stellen als die ungünstigen*).

B. Die Werke der Aachener Periode (1870—1886)

Im Zuge des Erwerbslebens mußte Helmert in Aachen sich in der Hauptsache mit der „Niedereren Geodäsie“ beschäftigen — aber sein ganzer leidenschaftlicher Wissensdrang gehörte der „Höheren Geodäsie“. Bei der Gründlichkeit seines Wesens wollte er sich ein klares Gesamtbild seines Faches verschaffen und so trug er in emsiger Arbeit die Bausteine zusammen, aus welchen die drei großen Aachener Lehr- und Handbücher hervorgingen, die ihm schließlich auch das Rüstzeug für die großen praktischen Werke seiner zweiten Periode an die Hand gaben (alle drei im Verlag Teubner erschienen).

Die Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kl. Quadrate, Aachen 1872.

Die Mathematischen Theorien der Höheren Geodäsie, Aachen 1880.

Die Physikalischen Theorien der Höheren Geodäsie, Aachen 1884.

Nachdem Helmert schon durch seine Dr.-Dissertation „Studien über rationale Vermessungen“, Leipzig 1868, sich eingehend mit Fehler- und Ge-

*) Eine beabsichtigte Erforschung des Stammbaums von Helmert mußte wegen des Krieges auf eine spätere Zeit verschoben werden.

nauigkeitsuntersuchungen beschäftigt hatte, gab er 1872 sein großes *Lehrbuch über Ausgleichungsrechnung* heraus, von dem 1907 die zweite erweiterte Auflage erscheinen konnte.

Obwohl in diesem Werk der Hauptwert auf die praktischen Anwendungen gelegt wird, ist Helmert doch ausführlich auf die mathematischen Grundlagen eingegangen, wodurch das Buch auch einem weiteren Kreis von Physikern und Ingenieuren wertvoll wurde und bis heute seinen ersten Platz behaupten konnte.

In den Math. Theorien ist in Ausführlichkeit und durchsetzt mit zahlreichen eigenen Entwicklungen die vermessungstechnische Seite der Landes- und Erdmessung dargestellt. Insbesondere ist darin auch bereits die Theorie der Lotabweichungen enthalten, die er selbst später in so großartiger Weise in die Tat umsetzen sollte.

Die Phys. Theorien endlich kann man als das imposanteste der drei Werke bezeichnen, in dem das Walten des schöpferisch Genialen besonders ausgeprägt ist. Hier wird eine klassische Theorie des Schwerfeldes und der Figur der Erde in enger Verbindung mit den Erfahrungstatsachen streng systematisch aufgebaut, in seiner souveränen Sicherheit ein unvergängliches Standardwerk der wissenschaftlichen Weltliteratur.

C. Die Werke der Berliner und Potsdamer Periode (1886—1917)

Diese sind zum großen Teil unter Mitwirkung seiner zahlreichen Mitarbeiter im Geodätischen Institut und im Zentralbüro der Internationalen Erdmessung entstanden. Ein ständiger Austausch des Wissens, ein vertrauensvolles Geben und Nehmen hat hier das Werk zustande gebracht, das heute in so geschlossener Wucht vor uns tritt.

1. Das statische Schwerfeld der Erde. *a) Die Ausmessung des Schwerfeldes.* Nachdem Helmert schon bei Bearbeitung seiner *Phys. Theorien* die hohe Bedeutung dieses Gegenstandes zum Bewußtsein gekommen war, mußte er es besonders bedauern, daß kein einheitliches Bezugssystem für die Schweremessungen vorhanden war.

Er setzte dies in die Tat um, indem er in Potsdam eine absolute Messung der Schwerkraft mit Reversionspendeln durchführen ließ, die mit Beachtung aller Feinheiten und unter seiner eigenen tätigen Mitwirkung ins Werk gesetzt wurde und zu dem heutigen Ausgangswert für die ganze Erde führte (Potsdamer Schweresystem, Kühnen und Furtwängler, 1906).

Obwohl bei den Reversionspendeln insofern eine Vereinfachung vorlag, als dabei von der besonderen Ermittlung der Trägheitsmomente Abstand genommen werden konnte, waren sie doch infolge ihrer Kompliziertheit für eine allgemeine Anwendung nicht geeignet.

Dies geschah vielmehr durch Entwicklung einer Methode der relativen Schweremessung mit Hilfe von invariablen Pendeln, bei denen eine weitere

Vereinfachung dadurch eintrat, daß auch die Pendellänge nicht mehr ermittelt zu werden brauchte.

Mit solchen invariablen Pendeln wurde sowohl die Übertragung ins Ausland vorgenommen als auch das Inland in großen Zügen vermessen.

Zahlreiche Veröffentlichungen des Instituts geben Zeugnis von der gewaltigen Fülle der geleisteten Arbeit (Borrass, Schumann, Hecker und besonders Haasemann u. a.).

Ursprünglich nur in der Absicht der Bestimmung der Niveauflächen unternommen, konnten diese Messungen später doch dem Leipziger Geologen Kossmat zu einer interessanten geologischen Studie dienen, der sie als für die Aufdeckung der Struktur des Untergrundes geeignet und in Übereinstimmung mit dem vorhandenen geologischen Befund, z. B. im Verlauf der Salzachsen der norddeutschen Tiefebene fand.

(Diese Entwicklung hat neuerdings zu ihrer Verwendung in der Geophysikalischen Reichsaufnahme und zur Konstruktion wesentlich leistungsfähigerer Gravimeter geführt.)

Ein weiteres im Institut vorwärts getriebenes Verfahren behandelte die Eötvössche Drehwaage, die später ebenfalls für die Lagerstättenforschung wichtig wurde (Hecker, Schweydar).

Besonders gespannt war Helmert auf den Ausgang der von ihm auf Grund von Vorarbeiten von W. Siemens, Guillaume und Mohn in Szene gesetzten *Schweremessungen auf den Weltmeeren* durch Vergleich von Hg-Barometern mit Siedethermometern (Hecker). Gab dies doch endlich Gelegenheit, mit Messungen an eine sichtbare Niveaufläche selbst heranzukommen.

Die Ergebnisse brachten in der Tat eine große Überraschung. Die gefundenen Werte waren nicht, wie man wegen der geringen Dichte des Meeresswassers vermuten sollte, kleiner als normal, sondern es zeigte sich im großen ganzen ein durchaus normaler Verlauf. (Die Messungen zur See wurden späterhin bis in die jüngste Zeit hinein nach einem leistungsfähigeren Prinzip, aber ähnlichem Ergebnis, von dem Niederländer Vening Meinesz fortgesetzt.)

Schon 1890 hatte Helmert in einer Aufsehen erregenden Arbeit über die *Schwerkraft im Hochgebirge*, also dem entgegengesetzten Extremfall, für welchen man wegen der über das Meeresniveau aufragenden Massen eine vergrößerte Anziehung erwarten sollte, ebenfalls durchaus normale Werte gefunden — nachdem bereits andere Forscher im Himalaya und im Kaukasus auf diese Spur gekommen waren.

Diese paradoxen Ergebnisse führten zu der bekannten Theorie vom Schollengleichgewicht (Isostasie) als einem allgemein gültigen Aufbauprinzip der Erdrinde, wonach von Störungsgebieten abgesehen, fehlende oder überschüssige Massen im allgemeinen im Untergrund kompensiert erscheinen.

Die Störungsgebiete selbst wieder sind solche, in denen größere elastische Spannungen auftreten und nach Auslösung suchen und sich als Haupterdbebengebiete bemerkbar machen.

b) *Schwereformel und Niveauflächen.* Das gesamte international anfallende Material der Schweremessungen wurde im Zentralbüro von Borrass gesammelt, der sie einer einheitlichen Bearbeitung unterzog und die Berichte herausgab.

Diese dienten Helmert 1915 dazu, eine den Beobachtungen bestmöglich entsprechende Schwereformel für den Verlauf im Meeresniveau zu berechnen, die zu einer wichtigen Tabelle der entsprechenden physikalischen Konstanten führte.

Die Formel gibt außer der Erdabplattung NS auch eine geringe Abplattung OW, zeigt also eine Differenz der äquatorealen Hauptträgheitsmomente an und führt erstmalig zu einem dreiachsigen Ellipsoid.

Der Übergang von der Kurve der Schwerewerte auf die zugehörige Kurve der Raumpunkte, also der Erdfigur selbst, ist deswegen nicht einfach, weil auf jeden Meßpunkt alle Erdmassen und dazu im umgekehrten Quadrat der Entfernung, ferner die Zentrifugalkraft einwirken. Man müßte also annehmen, daß man dazu die Lage der Massen und ihre Dichte im ganzen Erdkörper erst kennen müßte.

Über diese Schwierigkeit hat aber schon die berühmte Abhandlung von Clairaut, 1743, hinweggeholfen. Helmert gab eine Verbesserung dieses Prinzips, indem er nachwies, daß für die Gültigkeit des Clairautschen Theorems die obigen Voraussetzungen gar nicht notwendig sind.

Die großen Fortschritte in der Beobachtungstechnik, die seitdem erreicht worden sind, lassen mit Sicherheit erwarten, daß bei genügender Beobachtungsdichte *das Bild von der Figur der Erde*, das Helmersts Seele so stark erfüllte, dereinst Wirklichkeit werden wird:

Ein ellipsoidischer Körper, dem zahlreiche flache Wellen mit weiteren bis zu unendlicher Feinheit abgestuften lokalen Verformungen aufgeprägt sind. Und darüber und darunter in unendlicher Fülle die gesamte Vielheit aller Niveauflächen, jede wieder ihre eigenen Abwandlungen zeigend und in ständiger Fluktuation — im Zusammenhang betrachtet ein wahrhaft unfaßliches Wunder der Schöpfung, genau so wie es im einzelnen die ungelösten Rätsel des Wesens der Gravitation, der Zentrifugalkraft und des Atoms selbst sind.

2. Das dynamische Schwerfeld der Erde. a) *Die zeitlichen Schwankungen der Schwerkraft unter dem Einfluß der Flutkräfte.* Wie die Niveauflächen selbst, jedoch in anderem Maße, erleidet auch der feste Erdkörper unter dem Einfluß von Sonne und Mond periodische elastische Hebungen und Senkungen, die mit geringen Neigungen der Schollen verbunden sind.

Derartige Messungen sind im Institut mit Hilfe von Horizontalpendeln und eines Spezialgravimeters durchgeführt (Hecker, Schweydar) und später von anderen weitergeführt worden.

Daraus konnte der entsprechende Mittelwert des Starrheitskoeffizienten der Erde abgeleitet werden (Schweydar).

Wenngleich diese Schwankungen der Lotlinie an jedem Ort nur geringe Beträge erreichen, so konnte doch vermutet werden, daß sie vielleicht auch in langjährigen genauen Breitenbeobachtungen — die von der Lotlinie ausgehen — nachweisbar sein würden. Dieser Nachweis gelang Przybyłok aus dem Material der klimatisch günstig gelegenen Station Carloforte. Es bestätigte sich hier wieder das Gesetz der großen Anzahl, wonach auch bei verhältnismäßig groben Einzelmessungen aus einem umfangreichen und sorgfältig beobachteten Material doch recht feine versteckte Komponenten abgeleitet werden können.

b) *Die Kreiselbewegungen der Erdochse.* Die älteren Beobachtungen der geographischen Breite auf ein und denselben Stationen führten zu der Schlußfolgerung, daß die Rotationsachse im Erdkörper unverrückbar festliege.

Dies kann aber nach den Lehren der klassischen Mechanik nur stattfinden, wenn die Rotationsachse dauernd mit einer Hauptträgheitsachse zusammenfällt.

Dies wird für einen beliebigen Körper, dessen Hauptträgheitsmomente verschieden sind, niemals zutreffen. Für einen starren Erdkörper hat schon Leonhard Euler 1790 den Beweis erbracht, daß der Rotationspol um den im Körper festliegenden Trägheitspol in Richtung der Rotation einen Kreis beschreibt von der Periode von 10 Monaten (303,3 Tage nach Schweydar).

Nachdem Bessel u. a. aber aus ihrem Beobachtungsmaterial schon Schwankungen der Rotationsachse vermutet hatten, fand schließlich Chandler 1891 aus einem größeren Beobachtungsmaterial eine Periode von 427 Tagen, die im gleichen Jahre Newcomb als durch die Elastizität der Erde hervorgerufen erklären konnte.

Nachdem weitere Sternwarten sich mit der Frage beschäftigt hatten, wurde im Zentralbüro der Internationalen Erdmessung eine fortlaufende Breitenbeobachtung auf 6 bzw. 8 Stationen durchgeführt mit dem schließlichen Ergebnis, daß die beobachtete Periode zu 432,5 Tagen bei einer durchschnittlichen Amplitude der Polbewegung von etwa 6 m gefunden wurde.

Radau und Helmert wiesen schließlich nach, daß in der beobachteten Periode eine weitere unbekannte Schwankung steckte, die sie durch meteorologische Einflüsse (Niederschläge und andere Massentransporte) erklären konnten.

Helmert zeigte dabei, daß es nicht die Größe der Massentransporte allein war, die diesen Effekt ausmacht, sondern diese durch Resonanzwirkung sechsmal vergrößert wirkt.

Ein weiteres kleines Glied wurde im Zentralbüro als von Refraktionswirkungen herrührend erkannt.

Die Periodenverschiebung von 303,3 auf 432,5 Tage erklärte sich schließlich so, daß auf die elastische Nachgiebigkeit eine Verlängerung um 120 Tage,

auf die Massentransporte eine solche von 9 Tagen zu schieben ist (Albrecht, Wanach).

Zu diesem Gegenstand gehören weiterhin die unter der Bezeichnung Präzession und Nutation zusammengefaßten Erscheinungen.

Der gesamte Effekt ist für die Aufstellung der astronomischen Kataloge und für geodätische Beobachtungen von größter Bedeutung.

3. Die Gestaltelastizität der Erde. Wenn sich die Rotationsachse der Erde etwas verlagert, so wird an jedem Ort die Zentrifugalkraft etwas geändert und dies hat zur Folge, daß der Erdkörper ständig bestrebt ist, die Trägheitsachse mit der Rotationsachse wieder zusammenfallen zu lassen.

Dies gelingt wegen der geringen Elastizität jedoch nur unvollkommen, und dadurch wird die Umlaufzeit der Rotationsachse größer als bei völlig starrer Erde.

Aus dem Verhältnis der Umlaufzeiten der Rotationsachse bei starrer Erde (Euler, berechnet) zu der bei elastischer Erde (Chandler, beobachtet) läßt sich der Grad der Starrheit der Erde angeben (Herglotz, Schweydar).

Noch einen anderen Weg beschritt Schweydar mit den Untersuchungen über die elastischen Gezeiten der Erde, worauf bereits im Abschnitt 2a hingewiesen wurde.

Weitere Hilfsmittel bieten die Erdbebenwellen, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Elastizität und der Dichte der Schichten abhängt, die sie durchlaufen. Da dies je nach der gegenseitigen Lage von Herd und Beobachtungsort ganz verschiedene, zum Teil in sehr große Tiefen hinreichende Schichten sind, gibt dieses Verfahren einen guten Einblick in den Elastizitäts- und Dichteaufbau der ganzen Erde.

Wie an anderen Beobachtungsstellen, so wurden auch im Geodätischen Institut eigene Erdbebenbeobachtungen angestellt (Hecker, Schweydar, Meissner).

Schließlich wurden auch noch die langperiodischen Gezeitenwellen des Meeres selber für das Problem herangezogen, aus deren theoretisch zu erwartenden Größen im Verhältnis zu den beobachteten wieder eine derartige Schlußfolgerung möglich ist.

Das übereinstimmende Ergebnis all dieser zum Teil sehr schwierigen Untersuchungen führte zu der Erkenntnis, daß der Erde als Ganzes betrachtet die $2\frac{1}{2}$ -fache, an der Oberfläche ein Drittel, im Kern die vierfache Starrheit des Stahles zukommt.

4. Die Gradmessungsarbeiten Helmersts. a) *Die astronomisch-geodätischen Beobachtungen.* Die Grundlage aller astronomischen Beobachtungen ist eine genaue fortlaufende Zeitkontrolle. Zu diesem Zwecke wurde eine Reihe der besten Pendeluhrn in einem wärmeisolierten Raum aufgestellt und deren Standkorrekturen möglichst in Abständen von wenigen Tagen durch exakte

astronomische Beobachtungen abgeleitet — über all die Jahrzehnte hinweg gesehen eine Arbeit von ungeheurem Umfang.

Mit der Einführung der funktelegraphischen Zeitzeichen gewannen diese Beobachtungen später noch weiter an Bedeutung als Orientierungshilfsmittel für die Schifffahrt und für genaue Zeitangaben bei wissenschaftlichen Untersuchungen aller Art. (Noch später erfolgte im Institut die Aufstellung von Quarzuhren, die so genau sind, daß sich daraus sogar eine Veränderung der Rotationsdauer der Erde einmal wird feststellen lassen.)

Zur Ermöglichung der Ableitung der Figur der Erde in Mitteleuropa ließ Helmert in Preußen jahrelang ein umfangreiches Programm zur Bestimmung von physischen Lotrichtungen (Breite und Länge) und zur Orientierung der trigonometrischen Messungen erledigen (Azimut).

Hierzu waren die Methoden und Instrumente erst auszuarbeiten und ständig zu verbessern (Albrecht, Fischer, Löw, Galle, Schumann, Wanach, v. Flotow, Haasemann und besonders Schnauder u. a.).

Für das internationale Programm der Bestimmung der Polbewegung wurden die umfangreichen Beobachtungen dieser Art im Zentralbüro einheitlich bearbeitet und in bisher 6 Bänden niedergelegt (Albrecht, Wanach, Mahnkopf).

b) Größe und Gestalt der Erde. Zur Bestimmung der Achsenlängen des Ellipsoids in internationalem Metermaß dienten die verschiedenen Gradmessungen, für die Abplattung dazu noch die Schweremessungen.

In der Zeit vor Helmert erfolgten die Gradmessungen im wesentlichen so, daß zu einer geodätisch gemessenen Bogenlänge der zugehörige Zentriwinkel astronomisch bestimmt wurde, woraus sich der Halbmesser des anschmiegenden Kreises berechnen läßt.

Später, als man merkte, daß die physischen Lotrichtungen durch lokale Massen gestört sind, suchte man diesen so zu entgehen, daß der Bogen durch zahlreiche Lotrichtungen unterteilt wurde, wodurch die lokalen Störungen wie zufällige Fehler größtenteils herausfallen.

Helmert brachte nun unter besonderer Mitwirkung von Börsch, Krüger, Schumann, Galle u. a. dadurch neue verbessernde Elemente in die Gradmessungen, daß er von linienförmiger zu flächenförmiger Erstreckung überging, wofür er die theoretischen Beziehungen ableitete.

Auch führte er wichtige Genauigkeitsverbesserungen dadurch ein, daß er größere Dreieckskomplexe zu Polygonen zusammenfügte, die sich schließen mußten — und durch häufige Anwendung einer von Laplace herrührenden astronomischen Kontrolle, die bewirkte, daß Verbiegungen der Dreiecksketten auf weite Strecken hin vermieden werden konnten.

Die Erdfigur wurde nun so bestimmt, daß ihre Fläche die physischen Lotrichtungen nach Möglichkeit senkrecht durchschneidet, wobei Reste, die Lotabweichungen, übrigbleiben.

Selbstverständlich besteht ein Zusammenhang zwischen Lotabweichung und Schwerestörung, die ein und dieselbe Ursache, die Massenstörung, haben.

Schon Helmert ist es nicht entgangen, daß hier ein Weg vorlag, die Massenstörung selbst und dadurch schließlich *nutzbare Lagerstätten als Hauptziel* durch streng physikalische Methoden festzustellen, und es ist ein Hauptverdienst von ihm, hierzu die Grundlagen geschaffen zu haben. Erst geraume Zeit nach seinem Tode wurden die Schweremessungen (im Bereich des Instituts durch seinen Nachfolger Kohlschütter) genau so wie die Seismik zu einem der wichtigsten Hilfsmittel der bergmännischen Schürfung.

Neben den nunmehr feststehenden Bestwerten für Größe und Figur der Erde und der Rückwirkung der ganzen Methoden auf die Güte der allgemeinen Triangulation ergab sich als erstes Beispiel einer detaillierten Niveaufläche die Ableitung des Geoids im Harz (Galle).

An bedeutsamen Werken, die umfangreiche Rechnungen und Ausgleichungen innerhalb Europas verlangten, sind erschienen: Lotabweichungen, Heft 1—5 (Börsch, Krüger), Die Längengradmessung in 52^o Breite (Helmert, Börsch, Krüger), später noch Die Längengradmessung in 48^o Breite (Galle).

Die enge Verflechtung von Astronomie und Geodäsie, von Gauß, Bessel, Hansen u. a. schon eingeleitet und von Helmert ausgebaut, beweist seinen genialen Weitblick und sein aufs Ganze gerichtetes universales Streben.

5. Die spezielle geodätische Wissenschaft. Den Zielen des Instituts entsprechend lag Helmert auch die Förderung der speziellen geodätischen Wissenschaft ständig am Herzen.

Diese bezog sich in theoretischer und praktischer Hinsicht auf sämtliche Gegenstände, die Längen- und Winkelmessungen, den Aufbau der Triangulationen, die Landesvermessung und das Nivellement (Seibt) betreffen.

Sie umfaßte Längenmaße, Basisapparate, Winkelmeßinstrumente und Kreisteilungen, die Raumkurve des Lichtstrahles und Höhenübertragungen (Schnauder, Kühnen, Förster u. a.).

Im Rahmen der umfangreichen geodätischen Rechnungen war es unerläßlich, daß die neuen Probleme ständig mathematisch und rechentechnisch unterbaut wurden (Krüger).

Auf diesem Gebiet sind zahlreiche Veröffentlichungen mathematischen Inhalts entstanden, unter denen besonders die konforme Projektion von L. Krüger hervorragt, die als Koordinaten- und Kartengrundlage in den meisten Ländern eingeführt wurde.

Ununterbrochen waren aus einem mit Beobachtungsfehlern durchsetzten, zum Teil internationalen Material mit der Methode der kleinsten Quadrate die besten Werte und das Genauigkeitskriterium abzuleiten. Im Verfolg dieser gewaltigen Arbeiten entstand später eine wichtige Weiterentwick-

lung der Methode der kleinsten Quadrate für große Dreiecksnetze durch H. Boltz.

Nicht unerwähnt bleiben dürfen hier auch die langjährigen Untersuchungen über das Mittelwasser der Ost- und Nordsee (Westphal, Kühnen, Meissner), und schließlich ist zu gedenken der wertvollen Hilfeleistung des Institutsmechanikers Fechner, aus dessen geschickter Hand zahlreiche feinmechanische Apparate aller Art hervorgingen.

Die Sitzungsberichte der Berliner Akademie der Wissenschaften

Seitdem Helmert o. Mitglied der Akademie geworden war, hat er in mehr als einem Dutzend geistvoller wissenschaftlicher Arbeiten allgemeiner und spezieller Art hauptsächlich seinen Lieblingsstoff, das Schwerfeld, in prägnanter mathematischer Formulierung behandelt.

Sie werden als unvergängliche Merksteine der Wissenschaft immer denkwürdig bleiben und jeder weiteren Forscherarbeit als feste Stützpunkte dienen.

Besonders zu gedenken ist noch seiner in der Encyclopädie der mathematischen Wissenschaften 1910 erschienenen Zusammenfassung über die Schwerkraft und die Massenverteilung der Erde, die in formvollendetem Gewand als eine reife Frucht seines Alters gesicherte Ergebnisse darbietet.

Weitere zahlreiche Aufsätze aus seiner Feder sind in der Zeitschr. f. Vermessungswesen, der Zeitschr. f. Math. u. Phys., den Astr. Nachrichten u. a. erschienen.

D. Die Folgerungen aus Helmersts Vermächtnis

Es ist unverkennbar, daß mit dem Ausklingen des Lebens von Helmert auch ein großer Teil seiner Problemstellungen heute als verwirklicht betrachtet werden kann. Wir kennen jetzt die großen Formen der mathematischen Figur der Erde, wir kennen ihren dynamischen Rhythmus, ihre elastischen Eigenschaften und den isostatischen Aufbau in großen Zügen.

Damit ist ein erster wichtiger Meilenstein erreicht, eine „*Helmerstsche Periode der Erdmessung*“ abgeschlossen. Aber jede Lösung eines Problems wirft neue Probleme auf, und Bewegung ist die Ursache alles Lebens, wie Leonardo da Vinci sagt.

Helmert hat es zwar nicht selbst erlebt, sicher aber gehnt, daß seine idealen Geisteskinder einstens aus der Sphäre der abstrakten kosmischen Erkenntnis in die Sphäre eines realen völkischen Gebrauchswertes hineintreten würden. Heute sind die seismischen und die gravimetrischen Forschungen durch ihre praktischen Anwendungen längst zu einer der wichtigsten Forderungen des deutschen Lebens überhaupt geworden.

Besonders nach der physikalischen Seite hin steht der Höheren Geodäsie noch eine unendliche Entwicklung offen. Das Hauptproblem bleibt nach wie

vor die Figur der Erde, in Zukunft aber in erweitertem Sinne: die Gesamtheit aller Niveauflächen in all ihrem Formenreichtum und ihrem Leben, im Zusammenhang mit der Massenverteilung betrachtet.

Wenn heute gewisse Differenzen der Hauptträgheitsmomente des Erdkörpers sich außer in den Schwerkraftmessungen und der Polbewegung auch in der Mondbewegung und in der allgemeinen Präzession und Nutation des Erdumlaufs wieder erkennen lassen, so werden eines Tages auch eingehendere Angaben über die Massenverteilung im Erdinnern ihren kosmischen Widerhall finden.

Die weitere Erforschung namentlich der kleineren Undulationen der Niveauflächen wird für *die geologische Wissenschaft und bergbauliche Praxis* auch weiterhin einen gewaltigen Auftrieb bringen.

Neue Wege werden gefunden werden, *das Festpunktfeld und die Kartenaufnahme* in unerschlossene Gebiete vorzutragen, und schließlich wird jugendlicher Tatendrang auch nicht vor dem noch ungelösten Problem einer geodätischen Verbindung der Kontinente zurückschrecken. Eine solche wird es einmal erlauben, das gewaltig angehäuften geodätische und geophysikalische Wissensgut unserer Zeit zu einem die Erkenntnisse über den Erdkörper und seiner Teile wesentlich fördernden Ganzen zusammenzufassen.

Welche Bedeutung schließlich dem jüngsten Kind der geodätischen Wissenschaft, der „*Angewandten Geodäsie*“ heute schon zukommt, das haben im Laufe des Krieges Unzählige erfahren, die sich mit den vielen neuen Methoden und Instrumenten zur Punkt- und Richtungsfestlegung, der Ortsbestimmung, des Ziels und Richtens auf und unter der Erde, auf und in den Meeren und in der Luft befassen mußten.

Besonders interessante Probleme treten hierbei dadurch auf, daß die gegnerischen Ziele bei Nacht und Nebel und häufig in höchster gegenseitiger Bewegung gefunden und getroffen werden müssen.

Wenn diese Anwendungsgebiete erst einmal systematisch bearbeitet sein werden, wird dieses neue große Wissensgebiet als ein selbständiger Zweig der geodätischen Wissenschaft allgemeine Beachtung und Wertschätzung finden können.

Wie bei seinem typischen Vertreter, unserem unvergeßlichen Meister Helmert, so wird es auch künftig das Ziel deutscher Wissenschaft sein, durch eine Synthese von Theorie und Beobachtung die Probleme einer rätselvollen Natur zu ergründen — soweit nicht sofort auf praktische Ziele gerichtet, in der klaren faustischen Erkenntnis, daß in der Erforschung des Schöpfungswerkes der Mensch sich schließlich selber findet.

„Was Ihr den Geist der Zeiten heißt,
das ist im Grund der Herren eigener Geist,
in dem die Zeiten sich bespiegeln.“

Goethe.

Zusammenfassung des Inhalts

- A. Helmerts Werdegang, seine äußeren Erfolge und seine Persönlichkeit.
 - B. Die Werke der Aachener Periode (1870—1886).
 - C. Die Werke der Berliner und Potsdamer Periode (1886—1917).
 - 1. Das statische Schwerfeld der Erde. a) Die Ausmessung des Schwerfeldes. b) Schwereformel und Niveauflächen.
 - 2. Das dynamische Schwerfeld der Erde. a) Die zeitlichen Schwankungen der Schwerkraft unter dem Einfluß der Flutkräfte. b) Die Kreisbewegungen der Erdachse.
 - 3. Die Gestaltelastizität der Erde.
 - 4. Die Gradmessungsarbeiten Helmerts. a) Die astronomisch-geodätischen Beobachtungen. b) Größe und Gestalt der Erde.
 - 5. Die spezielle geodätische Wissenschaft.
 - D. Die Folgerungen aus Helmerts Vermächtnis.
-

Über Festlandgezeiten und Polhöenschwankung

Von **Richard Schumann**. — (Mit 2 Abbildungen)

1. In einem Akademievortrag: „Die Gezeiten der festen Erde, des Meeres und der Atmosphäre“ (Berlin 1942) sagt A. Defant auf S. 35: „Die flut-erzeugenden Kräfte von Mond und Sonne greifen aber die gesamte Masse der drei Schichten (d. h. Erdschichten) an und wir müssen uns deshalb bewußt bleiben, daß auch im Innern derselben Gezeitenerscheinungen zur Ausbildung kommen können“; ferner auf S. 36: „Es ist auch zu erwarten, daß es interne Gezeitenwellen des Erdinnern geben wird, denen vielleicht eine gewisse geotektonische Bedeutung zukommt.“

Nach der bekannten Hypothese von Airy *schwimmen* die Oberflächenschichten der Erde auf ihren Unterlagen; Gezeiten in *vertikalem* Sinne wies vor 40 Jahren O. Hecker nach aus mehrjährigen Messungsreihen mit Horizontalpendeln mittels harmonischer Analyse, ihre Größenordnung war 0,1 m. Es liegt nahe, nach rhythmischen Verschiebungen der schwimmenden Oberflächenschichten in *horizontalem* Sinne, sowie auch nach Verschiebungen in sich zu suchen; die letzteren werden erleichtert durch die in verschiedenem Ausmaße überall vorhandene „Klüftung“. Im allgemeinen wird für jede Beobachtungsstation mit einer nordsüdlichen und einer ostwestlichen Komponente zu rechnen sein. Da diese Stationen selbst mitbewegt werden, so müssen von diesen Gezeiten unabhängige Marken zum Vergleich benutzt

werden, sie bieten sich hier in den Fixsternen. Lineare Beträge für horizontale Verschiebungen sind mir noch nicht bekanntgeworden. Gezeitenmäßige Verschiebungen in der Nord-Südrichtung bewirken *reale* Polhöenschwankungen, sie werden wegen der Mond- und Sonnenanziehung auf die rotierende Erde im allgemeinen halb- und gantztägige Perioden aufweisen, die halb- und ganzjährigen überlagert sein können. Vor 40 Jahren habe ich kleine, vom Stundenwinkel und der Deklination des Mondes abhängige Fluktuationen in Polhöhenmessungen nachgewiesen, und zwar sowohl in der sechsjährigen Reihe des Geodätischen Instituts in Potsdam 1894—1900, als auch in den Internationalen Messungen in Carloforte 1900; siehe: Numerische Untersuchung über Polhöenschwankung und Aberrationskonstante, Ergänzungsheft Nr. 11 zu den Astronomischen Nachrichten, Kiel 1906, § 3, Tabelle 4 u. f. Später stellten auch andere Forscher kleine Abhängigkeiten von Mondargumenten fest. Beim Mittelbilden aus Messungsreihen, die sich über einen oder mehrere Monate erstrecken, treten halb- und ganzmonatige Mondperiodizitäten in den Gruppenmitteln zurück. Aus den Tagesmitteln der bevorzugten Station Carloforte zwischen 3. August bis 17. Oktober 1900 treten fünf volle Umläufe einer 14tägigen Welle hervor, siehe obengenanntes Ergänzungsheft Nr. 11, S. 5 u. 6, sowie Tafel I.

2. Die von 1890 bis 1900 bestandene „Kooperation der Sternwarten“, sowie der von 1900 bis zur Zeit noch betriebene „Internationale Breitendienst“ förderten nach dem „üblichen Reduktions-Verfahren“ (usual manner) 12- und mehrmonatige Periodizitäten zutage; man deutete diese als entstanden durch ein Verlagern einer hypothetischen Rotationsachse der Erde. Die dabei unerwartet auftretenden, sich dauernd aufdrängenden „Schlußfehler“, wurden zunächst in Tabellen mit veröffentlicht, sie konnten bisher nicht befriedigend erklärt werden. Trotzdem wurde nach Th. Albrecht ein Mittel daraus über alle Stationen und über viele Jahre zur Reduktion der von der unbekannteren Störursache ebenfalls betroffenen Polhöhenmessungen benutzt.

Band VII der „Ergebnisse des Internationalen Breitendienstes“ brachte die „Schlußfehler“ aber nicht mehr.

Der theoretische Wert jedes Schlußfehlers ist identisch 0, mit einem mittleren Fehler nach Abbe-Helmert: $\pm 0''03$ bis $\pm 0''04$. Die Schlußfehler werden bekanntlich berechnet aus den Polhöendifferenzen je zweier am gleichen Tage beobachteter, benachbarter Sterngruppen; die mittleren Epochen der beiden Gruppenmittel unterscheiden sich voneinander um 2^h; ihre Beträge überschreiten bisweilen 1'' und dies an einer Stelle (Tschardjui, 1914—15, Bd. VI, S. 50) ein halbes Jahr lang. Offensichtlich besteht ein systematischer, stetig wirkender Einfluß von jeher, er muß in der Zwischenzeit von 2^h merklich werden; er entstellt aber auch jene gemessenen Zahlen, aus denen die „Schwankungen der Stationspolhöhen“ und weiter die „Polbahn“ gerechnet worden sind.

Ein zweites Anzeichen einer Abhängigkeit von den Tagesstunden liefern die vom Verfasser im Jahre 1901 erkannten Anstiege der Beträge der Größen $\Sigma \Delta \Phi$. Die $\Delta \Phi$ werden berechnet aus den Differenzen der beiden Abschnitte *ein und derselben* Sterngruppe, sind also in aller Strenge frei von den hier nebensächlichen Deklinationsverbesserungen $\Delta \delta$. Die mittleren Tageszeiten dieser beiden Abschnitte derselben Gruppe unterscheiden sich wieder um 2^h Tageszeit, wegen des Verrückens der Sternzeit im Jahre. Die Σ -Reihen aus den aufeinanderfolgenden Sterngruppen verlaufen stetig, unter langperiodischen Schwankungen, im ganzen ständig ansteigend. Diese Anstiege der Beträge, verschieden auf verschiedenen Stationen, erreichen allmählich die Größe von vielen Bogensekunden.

Etwa 30 Jahre später wurde dieses Ansteigen aus den Beobachtungen der Sternwarte Weltefreden bei Batavia unabhängig abgeleitet von den holländischen Berechnern; es wurde von den Bearbeitern des Internationalen Breitendienstes ebenfalls nicht beachtet, trotzdem seit mehreren Jahrzehnten genügender Anlaß vorlag, auf das Bestehen von Tagesschwankungen näher einzugehen.

Die kurze Dauer von 2^h genügt nicht zum Ableiten einer 24stündigen Periodizität. Die Möglichkeit dazu bestände nur für den Fall, daß das Gesetz täglicher Veränderlichkeit gefunden würde; aber der Theorie haben bisher nur unzulängliche Beobachtungsreihen vorgelegen. Auch die verdienstvolle 4-Gruppenreihe Kimura-Nakano, 1903/04, reicht nicht aus zu entscheiden, ob eine ganz- oder eine halbtägige Periode vorliegt; letztere wäre ein wichtiges Gezeitenmerkmal. Wohl aber läßt sich aus dieser 4-Gruppenreihe beweisen, daß Messungen zu verschiedenen Tageszeiten wesentlich verschiedene $\Sigma \Delta \Phi$ -Reihen liefern; siehe „Über Gezeitenerscheinungen in den Schwankungen der Stationspolhöhen“, Bd. 89 der Denkschriften der Math.-Naturw. Kl. der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien, 1913, S. [374] u. [375], Tabellen 36 u. 37; oder meine Arbeit in den Astron. Nachr. Nr. 5960, S. 121, Tabelle 6. Die nach der usual manner durch Kimura reduzierte 4-Gruppenreihe hatte dagegen früher keine verschiedenen Polhöenschwankungen ergeben.

3. Im Jahre 1939 veröffentlichte E. Wahl eine harmonische Analyse (nach Stumpff) der „Polbahn“ zwischen 1890—1938 in den Astron. Nachr. Nr. 6403, S. 305—320. Aus seiner „Zusammenfassung“ seien folgende drei Sätze herausgehoben:

- a) Die Existenz einer jährlichen Welle der Polbewegung ist gesichert.
- b) Die Untersuchung der Chandlerschen Periodizität ergibt, daß es sich hier um ein wesentlich komplizierteres Phänomen als bisher angenommen handelt.
- c) *Seit 1922 folgt die Polbewegung aber neuen Gesetzen.*

Hier ist bedeutungsvoll die dritte dieser Feststellungen, weil 1922.7 die mittleren Epochen der Internationalen Polhöhenmessungen auf allen Stationen zweckmäßigerweise auf die Tagesstunden 23^h und 1^h verlegt worden waren. Von 1890 ab begannen, weil man damals die Polhöhe tagsüber noch für konstant hielt, die Messungen im allgemeinen mit dem Eintritt der Dunkelheit, also im Winter mehrere Stunden früher als im Sommer. Durch diese Gepflogenheit verquickten sich Tages- und Nachtperiodik.

Mit Wahls Feststellung c) tritt zu den eben genannten gesicherten Anzeichen für Abhängigkeit der Polhöhenkurven von der Tageszeit (erstens Schlußfehler, zweitens Anstiege der Σ -Beträge) nun ein Drittes; es ist um so wertvoller, als es völlig unabhängig nach einer neuen, verschiedenen Methode erlangt wurde.

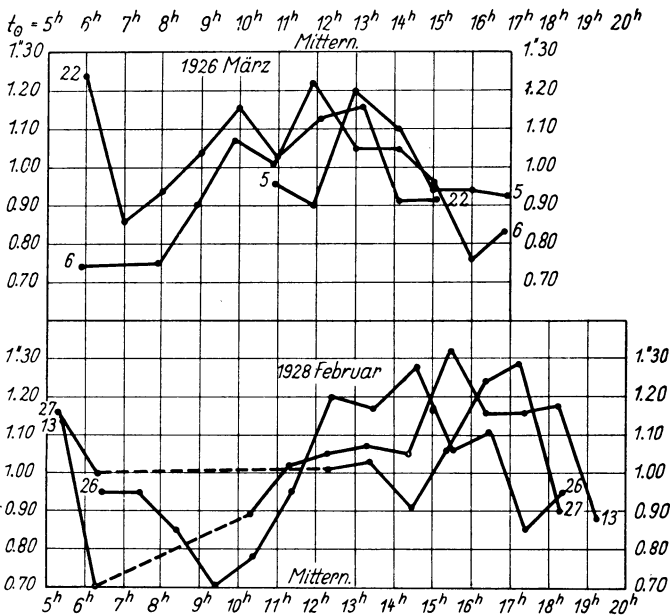


Fig. 1. Tägliche Polhöhenschwankungen nach Beobachtungen von V. Berg in Pulkowa 1925.5—1929.0 am großen Zenitteleskop

4. Im Februar 1940 übersandte mir V. Berg (Hauptsternwarte Pulkowa) einen Abdruck seiner Arbeit „Resultate aus den Beobachtungen mit dem großen Pulkowaer Zenitteleskop 1925.5—1929.0“, mit dem Ersuchen um Stellungnahme besonders zu § 11: „Tägliches Glied in der Breitenvariation“. Berg hatte durch Mitteln über die ganze Beobachtungsdauer eine kleine Schwankung während der Tagesstunden 5^h nachmittags bis 8^h früh gefunden, sie lag etwa zwischen $-0''.05$ und $+0''.05$; ihr ähnelt ein Kurvenstück, das N. V. Zimmermann 1915—17 zwischen 5^h nachmittags und 4^h früh in

Pulkowa erhalten hatte. Außerdem stellte Berg aus abschnittweisen Mitteln fest, daß seine tägliche Periodizität nicht konstant im Jahre ist.

Beim Durchsehen der Bergschen Polhöhenliste (Tabelle XXXVIII, S. 128—145) fielen mir mehrfach gleichartige Gänge an Tagen benachbarter Wochen auf; hier seien zwei dieser Gruppen graphisch wiedergegeben; eine periodologische Untersuchung der $3\frac{1}{2}$ jährigen Reihe dürfte sich lohnen. Die zugrundeliegenden Tage sind:

aus 1926: 5., 6., 22. März;
 „ 1928: 13., 26., 27. Februar.

Die gestrichelten Linienstücke zeigen mehrstündige Beobachtungspausen an, daher etwas größere Ungewißheit der Kurven. Zur ersten Gruppe gehört eine Ganzamplitude von etwa $0''3$, zur zweiten von $0''5$. Der zeitliche Abstand der bei beiden Gruppen angedeuteten Minima beträgt rund 11—12^h; ein zweites Maximum dürfte gegen mittag stattfinden. Jedenfalls ist ein zweimaliger Umlauf tagsüber angedeutet, was mit einem Verlagern einer Rotationsachse der Erde schwer vereinbar ist. Der ersten Kurvengruppe nach kann sich die Polhöhe ändern binnen 3—4^h um etwa $0''3$, nach der zweiten binnen 6^h um etwa $0''5$; bekanntlich entspricht 1'' an der Erdoberfläche rund 31 m.

5. Auch bei langperiodischen Schwankungen tritt Abhängigkeit vom Doppelten des Arguments auf. Nach dem „üblichen Verfahren“ leitet L. Carnera für 1936.0—1940.0 Polhöenschwankungen für die acht Stationen des Internationalen Breitendienstes ab, nämlich

in Breite + 39°: Ukiah, Gaithersburg, Carloforte, Kital, Mizusawa;
 „ „ — 7°: Batavia;
 „ „ — 35°: N-Adelaide, La Plata.

Sie sind veröffentlicht in den Astron. Nachr. Nr. 6290 u. 6372; sodann in den Contributi Astronomici, Serie II, Nr. 1 u. 23. Kurven ließen zunächst nur jährliche Veränderlichkeit deutlich erkennen. $\Delta \delta$ -freie Schwankungsmittel über die 4 Jahre unterzog ich vorerst einem Ausgleich nach der einfachen Sonnenlänge \odot ; die übrigbleibenden Reste verrieten deutlich zwei Maxima und zwei Minima. Um diese besser hervortreten zu lassen, glättete

ich diese Restreihen in bekannter Weise nach dem Schema: $\frac{1. + 2. + 3.}{3} \dots$,
 $\frac{11. + 12. + 1.}{3}, \frac{12. + 1. + 2.}{3}$; ihren Verlauf erkennt man aus Fig. 2.

Der geographischen Länge λ nach untereinandergereiht, lassen diese Kurven sowohl vertikal nach λ , als wie horizontal nach der Jahreszeit je zwei Maxima und zwei Minima erkennen. Zu beachten ist, daß die drei Südstationen (einschließlich Batavia) sich unauffällig einpassen in die Folge der fünf Stationen des Internationalen Parallels + 39°.

Fig. 2 läßt ein Gefüge oder Gewoge unter diesen acht Schwankungen erkennen, es erstreckt sich über ein Gebiet der Erdoberfläche von etwa 74° in Breite und 270° in Länge. Im Jahre 1938 beschloß die International Astronomical Union: to omit the empirical periodic terms. —

An dieser Stelle sei aufmerksam gemacht darauf, daß der größere Teil dieser Polhöhenstationen sich auf oder doch nahe bei den zwei bekannten

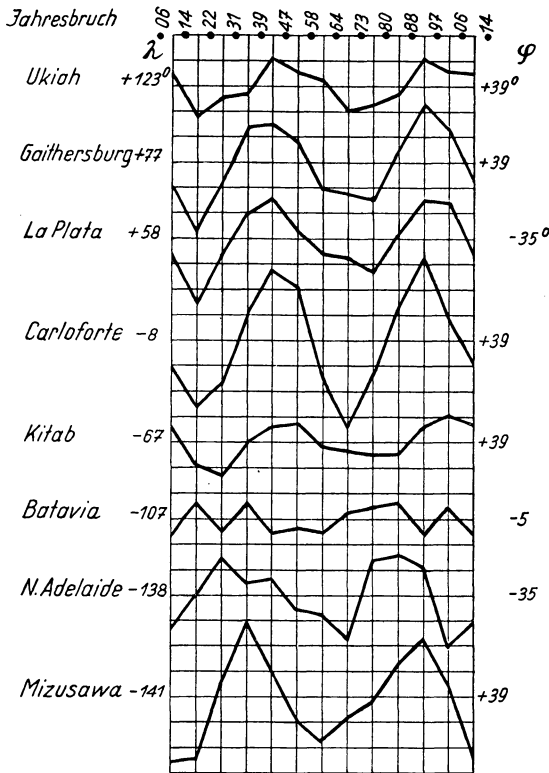


Fig. 2. Kleine empirische Glieder (geglättet), abgeleitet aus den $\Delta \delta$ -freien $\Sigma \Delta \Phi$.
Ordinaten-Einheit 0'.01

großen Bruchzonen der Erde befindet; nur Gaithersburg und ehemals Cincinnati liegen auf der „Nordamerikanischen Masse“; eine andere Auswahl in geotektonischer Beziehung wäre in Betracht zu ziehen.

Eine zwingende Notwendigkeit, wegen der hier nebensächlichen $\Delta \delta$ einen Parallel mit Stationen zu besetzen, besteht nicht; seit mehreren Jahrzehnten kennt man Methoden, die in Strenge frei sind von den $\Delta \delta$.

6. Die in den letzten Jahrzehnten von der Union géodésique et géophysique internationale durchgeführten Längenunternehmungen, an denen

sich sehr viele verschiedentliche, größere und kleinere Observatorien beteiligten, haben Änderungen auch in geographischen Längen zutage gefördert. Neuerdings wurden bei Zeitvergleichen durch Funksignale und mit Einbeziehen der sehr wichtigen Quarzuhren kleine Schwankungen festgestellt und eingehend untersucht; sie sind von der Größenordnung $0^{\circ}01 = 0''.15$ und kommen bei horizontalen Verschiebungen an der Erdoberfläche in ostwestlicher Richtung in Betracht. Ihre Messung ist schwieriger und unsicherer als die der Breitenänderung, da sie in der Richtung der Erdrotation liegt. Trotz der Wichtigkeit dieser Veränderlichkeit in ostwestlicher Richtung muß darauf verzichtet werden, sie hier schon näher zu erörtern.

Der mehrfach gegebene Rat, Polhöhen-, Längen- und geophysikalische Messungen auf gleicher Station zu vereinen, ist sachlich vollständig begründet und notwendig.

7. *Zusammenfassung und Vorschläge.* Da die bisherigen internationalen Messungen für die Breitenvariation sich nur über einige Tagesstunden erstrecken, so ist es zu schwer, wenn nicht unmöglich, auf die Veränderlichkeit der Polhöhe während der übrigen 22^h, für die mehrere gesicherte Anzeichen vorliegen, zu schließen. Wenn aber solche gesetzmäßige Veränderlichkeit tagsüber die Ursache der Schlußfehler, der Anstiege der $\Sigma \Delta \Phi$ -Beträge, sowie der empirischen periodischen Glieder ist, so sind die bisherigen „Ergebnisse des Internationalen Breitendienstes“, bestehend aus langperiodischen Polhöhenkurven nebst einer daraus berechneten „Polbahn“ nur Stückwerk, die dazu erforderliche Interpolation zwischen den sich *stündlich* ändernden Stationskurven hat keinen Sinn mehr*).

Angesichts der Stetigkeit dieser Kurven, namentlich im Verlauf der $\Delta \delta$ -freien $\Sigma \Delta \Phi$ -Kurven, ist zu erwarten, daß sie auch weiterhin bestehen bleiben würde. Mehrere Eigentümlichkeiten deuten darauf hin, daß Gezeiten des Festlandes *reale* Polhöhenschwankungen bewirken.

Umgekehrt könnte aus täglichen Polhöhen- und Längenschwankungen auf horizontale Festlandgezeiten geschlossen werden.

Das unveränderte Weiterführen des bisherigen Breitendienstes und der Längenunternehmungen, sowie das Festhalten an dem bisherigen „üblichen Reduktionsverfahren“ nach Th. Albrecht lohnt nicht mehr den Aufwand an Arbeit, Zeit und Geld; er wäre besser angebracht auf das Erstrecken von Polhöhen-, Längen- und geophysikalischen Messungen über alle Tageszeiten mit dem Ziele, auf geotektonisch einwandfreien und für diese Art astronomischer Beobachtung günstigen Stationen die nordsüdlichen und die ostwestlichen Komponenten von Festlandgezeiten an der Erdoberfläche zu erforschen.

*) Nach S. 58 des Sonderheftes 24/25 zu den „Nachrichten aus dem Reichsvermessungsdienst . . .“, Berlin 1943, kommen die Verfasser E. Buckar und K. Ledersteger in betreff der Korrektur wegen Polhöhenschwankung, abgeleitet aus dem Internationalen Breitendienst, zu dem Schluß: „. . . es empfiehlt sich daher, vorläufig von dieser Korrektur gänzlich Abstand zu nehmen.“

In einer früheren Arbeit habe ich auch auf die geotektonische Arbeit der Anziehungskräfte von Mond und Sonne an den Massen der rotierenden Erde aufmerksam gemacht. Wenn aber Gezeiten an der Festlandoberfläche bestehen, so liegt insofern ein allgemeines Interesse an weiteren Beobachtungen vor, als die gesamte organische Welt an diesen rhythmischen Bewegungen nolens volens teilnimmt.

In dem oben unter Nr. 1 erwähnten „Ergänzungsheft Nr. 11“ wird auf S. 18—29 aus der berühmten Struveschen Aberrationsreihe von 1840—43 eine Tageskurvenschar für die Pulkowaer Polhöhe konstruiert, aus der sich die Schlußfehler, Anstiege in den Σ -Reihen, $\Delta \delta$ mit Jahresperiode, langperiodische Polhöhenchwankungen nach dem internationalen Beobachtungsprogramm, eine „Polbahn“, auch eine Spiegelbildkurve für einen Gegenmeridian ableiten ließen. Andererseits zeigte die Bergsche Reihe am Zenithteleskop aus 1925.5—1929.0 an 6 Tagen unmittelbar Tagesschwankungen, siehe oben, Fig. 1.

Auf Grund dieser Tatsachen entstand folgender Vorschlag:

Ausführen einer Polhöhenreihe nach Art der Struveschen Aberrationsreihe im ersten Vertikel, zugleich auf gleicher Station:

Wiederholen der Bergschen Reihe am Zenithteleskop
und dies während mehrerer Jahre.

Dadurch wird die Möglichkeit geschaffen, die aus der ersten Reihe konstruierten Tageskurven zu bestätigen mittels der gemessenen Kurvenstücke der zweiten Reihe. —

Ausführliche Erörterungen zum Gegenstand dieser Arbeit erfolgen in den Denkschriften der Akademie der Wissenschaften in Wien.

Wien, Mai 1943.

Über die Lage der physischen Erdpole

Von A. Berroth. — (Mit 2 Abbildungen)

Wenn auch, wie das Beispiel der Niederschläge zeigt, die Lage der Pole durch Massenstörungen gewöhnlicher Art nur wenig beeinflusst wird, so bewirken diese doch eine Schwierigkeit in der Angabe des tatsächlichen Ortes der Pole relativ zur physischen Oberfläche.

Diese Verhältnisse erkennt man aus Fig. 1. Es sei zunächst in der weiteren Umgebung eines Poles keinerlei Schwerestörung angenommen, S. P. sei dann die Lage des Durchstoßpunktes der Rotationsachse (Rotationspol).

Nunmehr werde eine Massenstörung vom Harztypus in die Nähe des Poles gebracht. Sie soll der Einfachheit halber ein langgestreckter prismatischer Bergücken sein, der an einer beliebigen Stelle der Erde an seinen Flanken eine totale Lotstörung von 14'' erzeugen würde, also in der Größe der Harzstörung.

Die durch die Zusatzmasse verursachte Verschiebung der Lage des Poles ist relativ so gering, daß sie hier außer Betracht bleiben kann*). Dagegen gibt es jetzt eine ganze Reihe von Punkten, denen die astronomische Breite 90° zukommt, während es vordem nur einen einzigen, nämlich den Punkt S. P. gab.

Man sieht aus diesem Beispiel, daß infolge der Eigenschaft der astronomischen Messungen, daß sie nur Parallelen zur Erdachse, nicht aber diese selbst liefern können — die Lage der Pole auf der physischen Oberfläche, ganz abgesehen von Beobachtungsfehlern, nur mit einer Unsicherheit von mehreren 100 m angegeben werden kann.

In Fig. 1 ist dies ausgewertet; hierbei ist vorausgesetzt, daß etwa das erste Drittel des Hanges der als positiv gedachten Störung in unmittelbarer Nähe des Poles, der Kamm jedoch in etwa 10 km Entfernung vom unteren Rande der Figur sich befindet.

Man erhält den Ort des Rotationspoles auf der Oberfläche dadurch, daß man die Folge von Punkten aufsucht, in welchen die nach S. P. gerichtete Komponente der horizontalen Schwere störung gleich der mit g/R multiplizierten Entfernung nach S. P. ist.

Diese Kurve ist von Fall zu Fall verschieden, doch kann den wirklichen Massenverhältnissen nur eine einzige konkrete Form entsprechen, die auch ein Grenzfall einer Kurve sein kann.

Weder mit den heute bekannten direkten astronomischen noch gravimetrischen Methoden kann der Ort des Rotationspoles angegeben werden und auch die Messung der Zentrifugalkraft versagt, weil sie sich von der Gravitation nicht trennen läßt. Auch die an sich auf Teile eines Meters genau bekannte Bewegung des Rotationspoles um den Figurenpol liefert keinen Anhalt, weil sie nur in ihrer relativen Lage ermittelt werden können.

*) Mit solchen Veränderungen beschäftigt sich u. a. Tisserand II, 1891 im Kap. 29: influence des actions géologiques sur la rotation de la terre. Danach bringt z. B. ein Massenzuwachs von 23000 ebkm von der Dichte 2.75 in 45° Breite eine Abdrängung des Poles um nur 30 m hervor, unmittelbar am Pol jedoch verschwindend wenig.

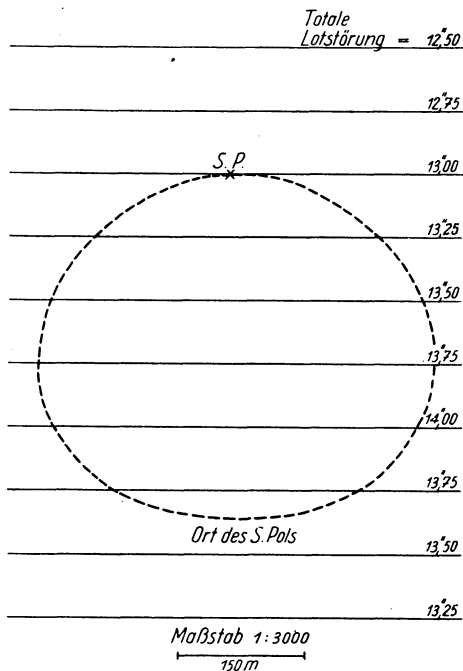


Fig. 1

Die indirekte Methode der Ableitung absoluter Lotabweichungen kann zwar die Forderung nach einer in seiner kleinsten Achse mit der Rotationsachse zusammenfallenden ellipsoidischen Rechenfläche ungefähr erfüllen, zur Lösung der Frage nach der Lage der Pole in geographischem Sinne jedoch nur etwas beitragen, wenn einmal geodätische Verbindungen nach den Polen vorliegen.

Es bleibt dann noch die aus erkenntnistheoretischen Gründen zu erwähnende Möglichkeit übrig, den Bereich der Schweremessungen am Pol

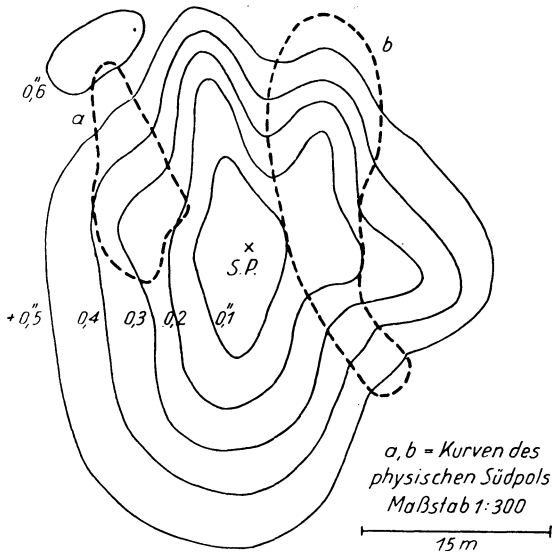


Fig. 2

einmal soweit anzusetzen, daß man die einzelnen horizontalen Schwerestörungen wie zufällige Fehler behandeln kann, woraus sich im Mittel die wahrscheinlichste Lage des Rotationspols ableiten läßt.

Während Fig. 1 einen auch quantitativ möglichen Fall behandelt, gibt Fig. 2 nur einen qualitativ erklärenden. Er könnte nur auftreten, wenn die Niveaufäche am Pol kleine Mulden aufweist und der horizontale Gradient der Störung so groß ist wie der Normalwert, was auf größerer Fläche wenig wahrscheinlich ist.

Das genannte Problem stellt eine Forschungsaufgabe der Zukunft dar, wobei beim Nordpol die Bewegung des Eises noch besondere Erschwerungen bedingt.

Seine Lösung ist aber zur vollständigen Kenntnis des physischen Erdkörpers notwendig.

Das Schwerefeld des Harzes

Von A. Berroth. — (Mit 8 Abbildungen)

Der Harz stellt wegen der Größe seiner gravimetrischen Störung und seines klaren geologischen Aufbaus ein bedeutsames Objekt für gravimetrische Studien dar.

An ihm konnte auf Grund der zahlreichen astronomischen und gravimetrischen Messungen des Pr. Geodätischen Instituts um die Jahrhundertwende in der nachfolgenden Abhandlung die ausgezeichnete Übereinstimmung des Verlaufs der Maximallinien der Lotabweichungen mit den Umrissen des aus den Formationen des Hercyn, Devon und der Unteren Steinkohlenformation bestehenden Massivs, sowie der gravimetrischen mit der entsprechenden orographischen Kammlinie nachgewiesen werden.

Ferner ergab sich daraus eine Bestätigung für die vom Verfasser aus anderem Beobachtungsmaterial abgeleitete Orientierung des der Rechnung zugrunde liegenden Ellipsoids, welche den unerläßlichen Zusammenhang zwischen horizontalem Feld und Störung herstellt.

Schließlich wurde in einer Zahlentafel und einer Karte von physischen Meridianen und Parallelen der Versuch gemacht, zu einer neuen Beschreibung des horizontalen Schwerefelds zu gelangen und in Form von „gravimetrischen Deklinationen“ ein Begriff eingeführt, welcher eine Parallele zur magnetischen Deklination ergibt.

In der Schlußfolgerung wird empfohlen, dem horizontalen Feld für Zwecke der Mutung die ihm zukommende Beachtung zu schenken.

1. Die Bearbeitung des zugrundeliegenden Beobachtungsmaterials. Den nachfolgenden Berechnungen und Zeichnungen liegt das der Veröffentlichung des Pr. Geodätischen Instituts von A. Galle: Das Geoid im Harz, Berlin 1914, beigegebene Kartenmaterial der Beobachtungsergebnisse zugrunde.

Dieses wurde einer andersartigen Bearbeitung unterzogen, einmal um die Beziehungen zur geologischen Formation herauszustellen, zum anderen, um einige bis dahin nicht verwendete Größen einzuführen.

Da um die Jahrhundertwende die Drehwaagenmessungen noch nicht bekannt waren und sie zudem auch heute im Harzgebiet wegen der Geländeschwierigkeiten vielfach nicht anwendbar sein dürften, konnten nur astronomische Messungen und die Vertikalkomponente g_z in Frage kommen.

Während die Nordkomponenten g_x mit einer auch heute nur wenig zu übertreffenden Genauigkeit bestimmt sind, macht sich vor allem der Mangel an Messungen der Ostkomponente g_y und ihre wesentlich geringere Genauigkeit störend bemerkbar (ein Mangel, der heute leicht nachzuholen wäre). Wenngleich die g_z -Komponente auch nach Berücksichtigung der topographischen Reduktion heute wesentlich genauer zu erhalten wäre, beeinflußt dies die nur allgemein gehaltene Diskussion der Resultate nicht wesentlich.

Eine erste Prüfung der Größen $\partial^2 W / \partial x \partial y$ und $\partial^2 W / \partial y \partial x$ aus den beiden Karten der Isanomalien der Lotabweichungen ergab nur wenig Anhaltspunkte für eine notwendige Übereinstimmung.

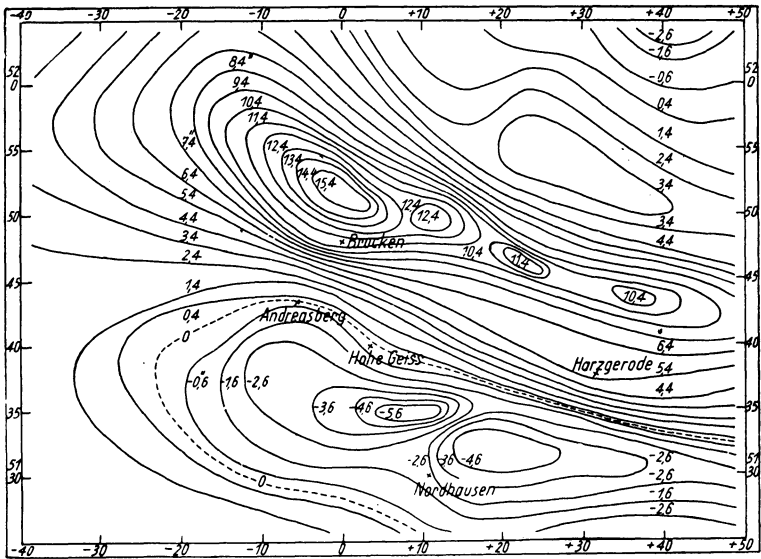


Fig. 1. Isanormalen der nördlichen Lotabweichung

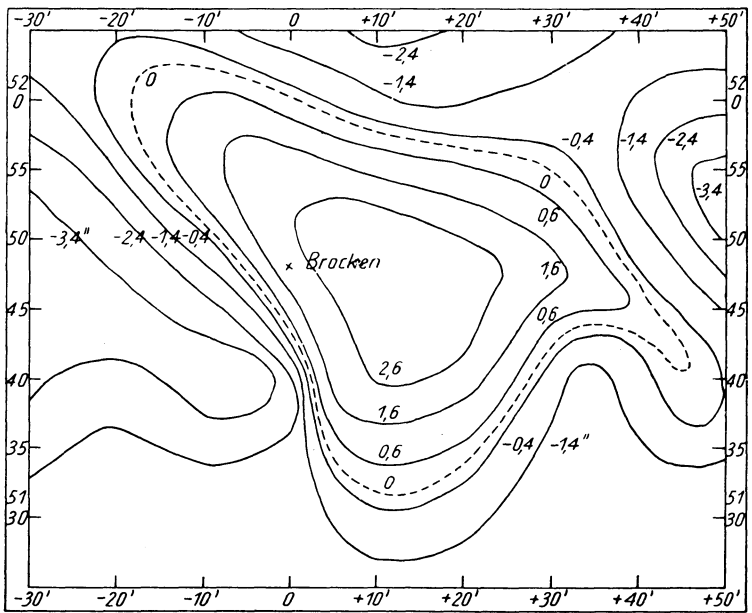


Fig. 2. Isanormalen der östlichen Lotabweichung

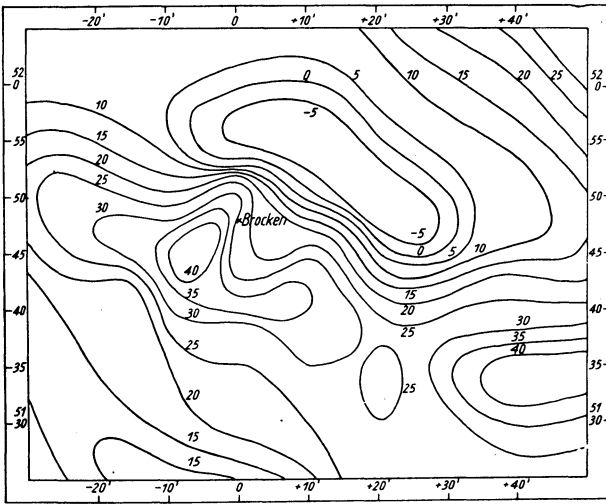


Fig. 3. Isogammen in 10^{-3}

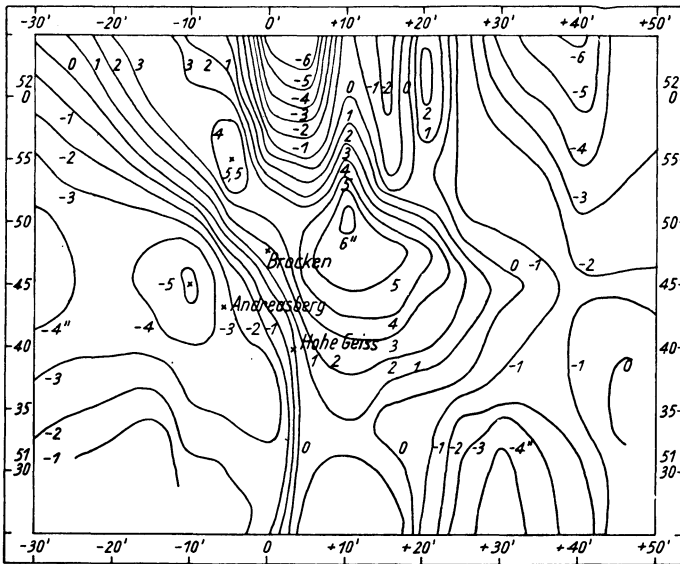


Fig. 4. Neue Isanomalien der östlichen Lotabweichung
für $\partial^2 W / \partial x \partial y = \partial^2 W / \partial y \partial x$

Da nun die Nordkomponenten wesentlich genauer sind und auch viel dichter liegen als die Ostkomponenten, bestand die Berechtigung, zuerst einmal die Forderung $\partial^2 W / \partial x \partial y = \partial^2 W / \partial y \partial x$ zu erfüllen und daraus

unter Festhaltung des Kartenbildes g_y von A. Galle nur an der Stelle des am meisten mit g_y -Messungen besetzten Parallels $51^{\circ} 40'$ eine neue Karte der Isanomalen g_y abzuleiten (Fig. 4). Diese bleibt aber wegen der bestehenden Unsicherheiten auch dieses Parallels an manchen Stellen, namentlich im nördlichen Randgebiet, zweifelhaft.

In der neuen Karte wurde auf die zwangsweise Verzerrung zugunsten der übrigen g_y -Messungen verzichtet, weil diese zu vereinzelt liegen und eine Nachmessung wünschenswert erschien.

Auf Grund der beiden Isanomalen-Karten g_x und g_y wurde dann die Berechnung der rechtwinkligen Koordinaten der physischen Meridiane und Parallele vorgenommen. Hierbei war im wesentlichen folgende Interpolationsaufgabe etwa 2000mal zu lösen: Zu Argumenten in gleichen Intervallen sind die Funktionswerte F gegeben; zu bestimmten Funktionswerten $F = F'$ die Argumente unter Berücksichtigung der II. Differenzen zu ermitteln.

Es wurde ferner versucht, mit dem Begriff der „gravimetrischen Deklinationen“ zu einer Parallele mit demselben magnetischen Begriff zu gelangen. Um die obigen Entwicklungen auf den heutigen Stand zu bringen, war es ferner notwendig, die Karten von A. Galle auf die jetzt besser bekannten absoluten Lotabweichungen zu verändern.

Lotabweichungen ohne diese Maßnahme würden scheinbar zu den örtlichen Störungen gar nicht in Beziehung stehen; sie tun dies um so genauer, je besser diese Orientierung gelungen ist. Diese muß im Laufe der Jahrzehnte fortlaufend verbessert werden und gilt dann als Konstante für ganz Europa.

2. *Die physischen Meridiane und Parallele der Niveaufläche.* Wenn man sich auf dem masselosen Rotationsellipsoid die Meridiane und Parallele als geradlinige nachgiebige, aber schwere Fäden gezogen denkt, so werden diese bei Einführung des Massekörpers der Erde (Mittelpunkt und Rotationsachse beider zusammenfallend) durch die auftretenden horizontalen Massenkräfte unter Formveränderung in ein Gleichgewicht der Kräfte gebracht. Die neue Form ist die der physischen Meridiane und Parallele.

Wie Eisen die magnetischen Kraftlinien, so zieht eine gegen die Umgebung schwerere Masse die Kraftlinien des horizontalen Feldes der Schwere in sich hinein (Fig. 7). Man kann somit die physischen Meridiane und Parallele als eine Art von Kraftlinien des horizontalen Feldes ansprechen.

Ein horizontales Feld würde überhaupt nicht auftreten, wenn man die Niveaufläche selbst als Bezugsfläche zugrunde legen würde — was aber aus verschiedenen Gründen unmöglich ist:

1. weil man nicht eine gesuchte Fläche gleichzeitig als eine gegebene annehmen kann,
2. jede gefundene Form der Niveaufläche stets nur eine Approximation darstellt,
3. rechentechnische Komplikationen auftreten würden.

Tabelle I. Rechtwinklige Koordinaten der physischen Meridiane in m

Nr.	50'	5'	0	5'	10'	15'	20'	25'	30'	35'	40'	45'	50'
52° 5'	4	3	2	1	0	1	2	3	4	5	6	7	8
52° 0'	59	58	57	56	55	54	53	52	51	50	49	48	47
55'	54	53	52	51	50	49	48	47	46	45	44	43	42
54	48	47	46	45	44	43	42	41	40	39	38	37	36
50'	49	48	47	46	45	44	43	42	41	40	39	38	37
49	48	47	46	45	44	43	42	41	40	39	38	37	36
48	47	46	45	44	43	42	41	40	39	38	37	36	35
47	46	45	44	43	42	41	40	39	38	37	36	35	34
46	45	44	43	42	41	40	39	38	37	36	35	34	33
45'	44	43	42	41	40	39	38	37	36	35	34	33	32
44	43	42	41	40	39	38	37	36	35	34	33	32	31
43	42	41	40	39	38	37	36	35	34	33	32	31	30
42	41	40	39	38	37	36	35	34	33	32	31	30	29
41	40	39	38	37	36	35	34	33	32	31	30	29	28
40'	39	38	37	36	35	34	33	32	31	30	29	28	27
39	38	37	36	35	34	33	32	31	30	29	28	27	26
38	37	36	35	34	33	32	31	30	29	28	27	26	25
37	36	35	34	33	32	31	30	29	28	27	26	25	24
36	35	34	33	32	31	30	29	28	27	26	25	24	23
35'	34	33	32	31	30	29	28	27	26	25	24	23	22
34	33	32	31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21
33	32	31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20
32	31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19
31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18
30'	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17
29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16
28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15
27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14
26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13
51° 25'	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12

Tabelle 2. Rechtwinklige Koordinaten der physischen Parallele in m

Nr.	5'	30'	27.5'	25'	22.5'	20'	17.5'	16'	12.5'	10'	7.5'	5'	2.5'	0	2.5'	5'	7.5'	10'	12.5'
52°	5'	-114	-128	-142	-158	-180	-189	-199	-195	-186	-173	-154	-139	-108	-75	-56	-41	-31	-29
4	122	136	155	177	188	207	211	212	201	201	185	167	149	121	87	65	44	35	32
3	133	156	170	186	205	220	226	225	216	216	201	178	157	136	105	71	47	37	35
2	142	161	180	198	216	235	245	250	235	235	214	198	173	145	117	78	56	41	38
1	153	166	189	208	226	250	266	271	266	266	240	216	185	161	137	99	66	50	41
0	167	185	199	217	232	256	282	291	279	279	263	237	214	181	149	117	78	62	47
51	59	-170	-186	-202	-220	-241	-272	-297	-312	-307	-293	-265	-240	-200	-171	-140	-99	-71	-59
58	58	-173	-188	-202	-223	-244	-278	-312	-334	-333	-326	-296	-268	-227	-195	-165	-124	-90	-72
57	173	188	202	220	242	278	315	343	358	358	364	336	301	264	221	189	153	113	84
56	-173	-187	-201	-217	-240	-272	-309	-340	-379	-379	-397	-393	-353	-302	-254	-189	-153	-113	-84
55	-167	-180	-192	-208	-222	-260	-297	-337	-383	-383	-410	-429	-415	-364	-301	-257	-217	-179	-140
54	-155	-168	-180	-195	-213	-242	-275	-326	-374	-374	-413	-456	-469	-425	-356	-311	-265	-223	-180
53	-145	-154	-164	-183	-198	-230	-253	-304	-358	-358	-402	-451	-489	-484	-397	-354	-314	-281	-233
52	-180	-141	-152	-164	-179	-201	-226	-272	-339	-339	-383	-446	-483	-490	-462	-390	-360	-334	-298
51	-120	-130	-139	-152	-161	-180	-198	-242	-304	-304	-350	-400	-458	-482	-485	-435	-377	-379	-307
50	-105	-115	-125	-133	-146	-152	-163	-163	-201	-254	-315	-362	-398	-449	-452	-428	-384	-394	-395
49	-96	-100	-105	-115	-123	-133	-146	-164	-204	-204	-258	-327	-350	-381	-398	-396	-369	-389	-384
48	87	90	93	99	105	112	121	137	153	153	183	237	309	325	335	329	328	328	334
47	74	76	78	87	87	87	93	99	113	113	123	159	198	240	267	270	275	274	288
46	68	69	71	68	68	68	65	68	74	74	80	92	128	159	186	208	224	237	248
45	62	62	62	62	62	59	56	50	43	42	38	52	80	108	139	160	182	199	213
44	59	57	56	50	43	34	31	19	16	16	14	15	27	60	88	118	145	164	188
43	55	47	43	31	9	6	6	6	3	6	21	18	3	22	53	74	106	142	161
42	49	35	22	10	4	0	0	3	9	34	46	46	34	8	22	51	67	103	132
41	41	25	9	4	1	6	9	3	31	61	68	65	55	31	1	25	42	69	98
40	31	18	6	0	6	15	21	55	80	83	80	80	68	49	12	4	19	38	54
39	28	16	3	3	12	22	37	71	86	86	86	89	83	65	37	15	3	7	22
38	25	14	3	6	15	31	49	77	89	92	92	92	92	83	65	49	31	21	15
37	28	17	6	9	18	34	49	77	86	96	96	99	105	111	102	86	80	65	51
36	31	20	9	3	15	34	49	68	83	83	92	102	120	129	145	145	136	130	118
35	34	23	12	0	12	31	43	61	80	86	102	120	129	148	182	179	179	179	154
34	40	29	18	6	6	28	37	55	68	80	92	111	117	136	148	151	133	92	92
33	46	36	25	16	1	18	31	43	58	68	77	92	102	105	102	92	80	105	105
32	46	46	34	22	13	6	18	34	46	58	64	71	77	77	71	71	71	77	123
31	—	—	43	31	25	9	3	18	31	40	49	52	52	52	55	58	61	65	120
30	—	—	—	—	—	34	25	3	0	12	21	31	30	37	37	43	49	58	97
29	—	—	—	—	—	47	37	31	19	6	1	6	9	15	24	31	37	49	80
28	—	—	—	—	—	50	44	28	22	16	10	4	6	15	27	37	49	55	55
27	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	37	31	25	19	10	3	12	31	37
26	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	53	50	40	34	28	19	4	12	21
25	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	50	47	44	32	22	6	22	6	3

Tabellc 2 (Fortsetzung)

Nr.	15'	17.5'	20'	22.5'	25'	27.5'	30'	32.5'	35'	37.5'	40'	42.5'	45'	47.5'	50'
52° 5'	22	10	6	1	0	6	15	31	61	92	126	126	111	86	68
4	25	16	10	7	6	1	9	24	49	77	102	105	92	71	52
3	28	22	16	12	9	7	0	18	37	52	77	80	71	49	43
2	34	32	25	25	25	22	9	6	24	40	49	55	46	40	37
1	37	38	37	44	50	41	25	9	9	24	37*	37	37	31	24
0	40	44	50	63	65	56	41	25	10	9	18	24	24	21	15
51	59	53	56	84	88	71	56	37	22	10	3	9	9	9	6
58	62	66	81	100	99	87	71	53	37	19	9	0	0	0	6
57	75	78	96	112	107	105	87	65	50	34	22	16	12	16	16
56	87	84	105	115	110	111	105	87	68	50	34	25	22	22	22
55	99	91	105	115	110	114	109	103	84	65	50	37	31	28	28
54	127	100	105	112	108	111	112	109	99	81	68	53	44	37	34
53	172	119	105	106	105	111	112	112	109	99	84	68	56	50	40
52	229	165	123	106	105	109	105	112	111	108	99	84	75	62	56
51	303	220	172	140	110	105	105	106	109	112	108	96	84	81	75
50	358	279	217	183	148	126	112	106	105	106	105	96	90	93	87
49	359	319	255	217	192	158	139	123	115	106	105	102	99	99	96
48	326	322	321	248	220	201	183	162	146	130	120	117	115	112	109
47	297	303	351	358	266	242	223	212	192	179	157	137	130	124	121
46	260	279	307	352	353	289	267	248	238	226	216	192	170	146	136
45	223	237	260	270	301	307	292	301	285	272	259	247	220	202	170
44	198	211	220	231	255	276	295	307	327	327	303	277	254	231	207
43	179	192	198	208	220	236	260	282	305	322	310	285	269	250	238
42	158	180	185	189	198	213	223	239	255	272	276	272	269	253	241
41	132	155	175	180	189	195	201	211	220	232	245	248	250	241	235
40	94	126	151	171	180	186	192	192	201	210	213	217	220	214	213
39	52	82	113	140	161	177	182	187	191	189	192	192	189	190	182
38	10	35	64	100	126	158	173	175	185	177	176	173	167	162	157
37	36	16	9	47	77	112	139	158	177	158	155	152	151	147	139
36	81	59	40	18	16	50	84	115	133	137	139	137	134	123	121
35	89	77	79	68	55	18	19	65	71	77	99	102	99	99	99
34	105	125	123	108	89	77	55	24	1	22	43	50	62	65	68
33	145	151	148	142	123	105	92	86	68	43	18	3	13	25	25
32	148	151	151	148	154	139	117	111	99	89	77	61	46	31	18
31	142	148	148	145	145	136	120	117	117	111	89	83	80	65	55
30	123	133	136	129	123	117	111	111	111	102	99	92	89	86	80
29	99	105	108	108	99	99	92	89	83	80	77	77	77	80	80
28	80	83	80	80	80	77	68	61	58	55	52	55	55	61	71
27	50	58	58	52	49	43	37	31	31	27	28	31	34	37	46
26	31	31	31	31	24	9	6	1	0	0	0	6	6	18	25
51° 25'	6	6	9	6	0	16	22	25	28	25	25	9	13	0	6

Wenn man bei großer Höhenlage des Feldes das Ellipsoid durch radiale Vergrößerung dieser Lage anpaßt, kann man sagen, daß die physischen Meridiane und Parallele die Schnittkurven der Meridian- und Parallelf lächen mit dem zugrunde gelegten Ellipsoid sind und kann sie durch ein System rechtwinkliger Koordinaten auf dem Ellipsoid darstellen.

Dies ist in den vorstehenden Tabellen 1, 2 geschehen. Es bedeutet dort $0 =$ Meridian des Brocken,

Phys. Meridiane: Abszissen = i. 1854,16 m ($51^{\circ} 45'$)

Ordinaten = Tafelwerte in m;

Phys. Parallele: Abszissen = i. $2,5 \cdot 1150,86 =$ i. 2877,15 m ($51^{\circ} 45'$),

Ordinaten = Tafelwerte in m*).

Liegen wie in diesen Tabellen für eine Reihe von Punkten die rechtwinkligen Koordinaten vor, so steht nichts im Wege, für einen gewissen Bereich der Meridiane und Parallele geschlossene Formeln mit Fourierschen Reihen zu entwickeln.

Bei den auftretenden kleinen Größen wird vielfach eine Kartendarstellung nicht genügen und deshalb ergibt sich in einem solchen System von rechtwinkligen Koordinaten die zweckmäßigste Zahlenordnung überhaupt für die Darstellung von Niveauf lächen — da man in numerischer Form jede Feinheit der Fläche registrieren kann. Hierbei ist eine Kartendarstellung der wesentlichen Züge zwecks Erfäßbarkeit des Inhalts auf jeden Fall anzustreben.

Diesem Ziel dient auch das stereoskopische Bild (Fig. 8).

3. *Die gravimetrischen Deklinationen.* Während die astronomische N- und O-Richtung durch die Richtung der Erdachse und die tägliche Drehung gegeben ist, wird gravimetrisch N und O durch das Zusammenspiel der Massenkraft definiert — ähnlich wie magnetisch N durch die Kräfte des Erdmagnetismus (wobei allerdings ein solch einfaches Instrument wie die Magnethöhle nicht vorliegt).

Um hierauf im Bereich eines lokalen Untersuchungsgebiets einzugehen, legen wir die z-Achse eines rechtwinkligen Koordinatensystems in die physische Lotrichtung des Oberflächenpunktes P_0 , x senkrecht dazu in die Ebene durch diese parallel der Erdachse nach Nord, y nach Ost.

Wir verstehen unter gravimetrischen Deklinationen die Winkel $\alpha\beta\gamma$, welche in P_0 die Tangenten an die Kurven $\partial W/\partial y = 0$ der Niveauf läche mit der astronomischen Richtung N, an die Kurven $\partial W/\partial x = 0$ mit der astronomischen Richtung O, an die Kurven $\sin \tau \partial W/\partial x - \cos \tau \partial W/\partial y = 0$ mit einer durch das astronomische Azimut τ gegebenen Richtung einschließen.

*) In Tabelle 1 sind im Druck die Werte des Parallels $51^{\circ} 40'$, in Tabelle 2 der positiven und negativen Maxima hervorgehoben.

Nach der allgemeinen durch Lotlinie und Erdachse gegebenen Definition von Meridian und Parallel muß nach Helmert, H. G. II, S. 47, die Bedingung erfüllt sein, für den Meridian:

$$\begin{vmatrix} W_x & W_y & W_z \\ W_{x0} & W_{y0} & W_{z0} \\ \cos \chi & \cos \psi & \cos \omega \end{vmatrix} = 0 \text{ und } W = W_0, \dots \dots \dots (1)$$

für den Parallel:

$$-g \sin B = W_x \cos \chi + W_y \cos \psi + W_z \cos \omega \text{ und } W = W_0, \dots (2)$$

wo χ, ψ, ω die Neigungswinkel der Erdachse bzw. gegen die x, y, z -Achse sind.

In unserem Spezialfall können wir setzen: $\cos \chi = \cos B_0, \cos \psi = 0, \cos \omega = -\sin B_0, W_{x0} = 0, W_{y0} = 0$ und erhalten damit als Gleichung des physischen Meridians aus (1):

$$\partial W / \partial y = 0 \dots \dots \dots (3)$$

Statt (2) schreiben wir:

$$\begin{aligned} -g \sin B &= W_x \cos B_0 - W_z \sin B_0, \\ -g_0 \sin B_0 &\qquad\qquad - W_{z0} \sin B_0, \text{ daraus} \\ -g \sin B + g_0 \sin B_0 &= W_x \cos B_0 - (W_z - W_{z0}) \sin B_0. \end{aligned}$$

Für den Parallel muß aber $B = B_0$ sein, also

$$W_x = -\{g - g_0 - (W_z - W_{z0})\} \operatorname{tg} B_0.$$

Dies ist aber in einem weiten örtlichen Bereich $= 0$, also Gleichung des physischen Parallels:

$$\partial W / \partial x = 0 \dots \dots \dots (4)$$

Der Schwerevektor liegt somit im Falle des Meridians ständig in Parallelebenen zur Meridianebene P_0 , im Falle des Parallels in Ebenen von der Neigung $90^\circ - B_0$ gegen die Erdachse und die Lotabweichungen sind zu kompensieren mittels Punktverschiebungen durch die normalen Änderungen.

Für die Richtung eines Linienelements des physischen Meridians und Parallels gegen die x - bzw. y -Achse (a. a. O. S. 49) finden wir:

$$-\left(\frac{dy}{dx}\right)_m = \frac{W_{xx} \cos \psi - W_{xy} \cos \chi}{W_{xy} \cos \psi - W_{yy} \cos \chi}, \dots \dots \dots (5)$$

$$-\left(\frac{dy}{dx}\right)_p = \frac{W_{xx} \cos \chi + W_{xy} \cos \psi + W_{xz} \cos \omega}{W_{xy} \cos \chi + W_{yy} \cos \psi + W_{yz} \cos \omega} \dots \dots \dots (6)$$

Dies gibt in dem zugrunde gelegten System für die gravimetrischen Deklinationen α, β , d. h. die Richtungsunterschiede der physischen Meridiane bzw. Parallele gegen dieselben Kurven auf orientiertem Ellipsoid:

$$-\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_m = -\operatorname{tg} \alpha = \frac{W_{xy}}{W_{yy}} \text{ (\alpha von Nord gerechnet), } \dots \dots (7)$$

$$-\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_p = -\operatorname{tg} \beta = \frac{W_{xy} \cos B_0 - W_{yz} \sin B_0}{W_{xx} \cos B_0 - W_{xz} \sin B_0} \text{ (\beta von Ost gerechnet), } \dots (8)$$

allgemein:

$$- \operatorname{tg} \gamma = - \operatorname{tg} \alpha \cos \tau - \operatorname{tg} \beta \sin \tau, \dots \dots \dots (9)$$

und für den Schnittwinkel des physischen Meridians und Parallels:

$$- \operatorname{ctg} \varepsilon = \frac{\text{I } W_{xy} + \text{II } W_{yy}}{\text{I } W_{yy} - \text{II } W_{xy}}, \dots \dots \dots (10)$$

$$\text{I} = W_{xx} \cos B_0 - W_{xz} \sin B_0$$

$$\text{II} = W_{xy} \cos B_0 - W_{yz} \sin B_0.$$

Hierzu ist zu bemerken, daß ein wesentlicher Unterschied gegen die magnetische Deklination darin liegt, daß die gravimetrische Deklination nicht bloß von Punkt zu Punkt, sondern auch für jede Richtung wechselnde, gesetzmäßig fortschreitende Werte hat.

Der Schnittwinkel ist im allgemeinen von 90° verschieden, eine Folge der gravimetrischen Anomalien.

Um einen Überblick über die auftretenden Größen zu gewinnen, berechnen wir nach diesen Formeln für die starke Störung der Brockengegend im Parallel 51° 50' von - 10' bis + 5' die Deklinationen und die Schnittwinkel (Tabelle 3).

Dabei ist zu beachten, daß die aus Lotabweichungen erhaltenen Werte W_{xx} , W_{yy} , W_{xy} (und anders kann man die beiden ersten Werte zur Zeit nicht gewinnen) eigentlich zu schreiben sind: $(W - U)_{xx}$, $(W - U)_{yy}$, $(W - U)_{xy}$, d. h. die normalen Werte ausgeschieden sind, weshalb man sie wieder addieren muß.

Die in Tabelle 3 gewonnenen Werte sind Mittelwerte, unter Ausschaltung der lokalen Störungen (die ein Mehrfaches dieser Beträge erreichen können — aber immer nur in einem sehr engen Bereich).

Es ergibt sich, daß bei einer so kräftigen Schwerestörung, wie sie der Harz darstellt, mittlere Maximalwerte der Deklinationen von 2° und der Schnittwinkel von 90° ± 3° auftreten. Dies alles gilt für den Hauptfall: Punkte außerhalb, beim Übergang ins Innere oder Dichtesprünge treten Unstetigkeiten auf.

Eine andere, für die Geophysik zwar unwesentliche, aber für Geodäsie und Astronomie bedeutungsvolle Definition einer gravimetrischen Deklination erhält man aus den Kurven konstanten Azimuts (Azimutgleichen der Niveaufläche).

Infolge der Beziehung zwischen Azimut und Länge: $d\alpha = d\lambda \sin \eta$ kann man aus den Kurven $\lambda = \text{const}$ die Kurven $\alpha = \text{const}$ ableiten.

Runde Sekundenwerte erhält man für den Kurvenabstand $AL/\sin \eta$. Ausgehend von der Kurve $\eta = 0$ wählt man auf dieser den Punkt P_0 für $\alpha = 0$ und die weiteren Punkte für $\alpha = 0 \quad d\alpha = 1'', 2'', \dots$

Da in $P_0 \quad d\lambda = 0$ ist, so geht die Azimutkurve $\alpha = 0$ in der Karte geradlinig nach oben und unten, bis sie die Kurve $\eta = 1''$ trifft. Wenn dort eine Lotabweichung Ost = + 1'' vorherrscht, fällt eine Kreisablesung nach dem Nordpol kleiner aus, als wenn keine L. A. da wäre, d. h. der Winkel $P_0 P_1 P_2$ ist um $1'' \operatorname{tg} \eta$ kleiner als 180°.

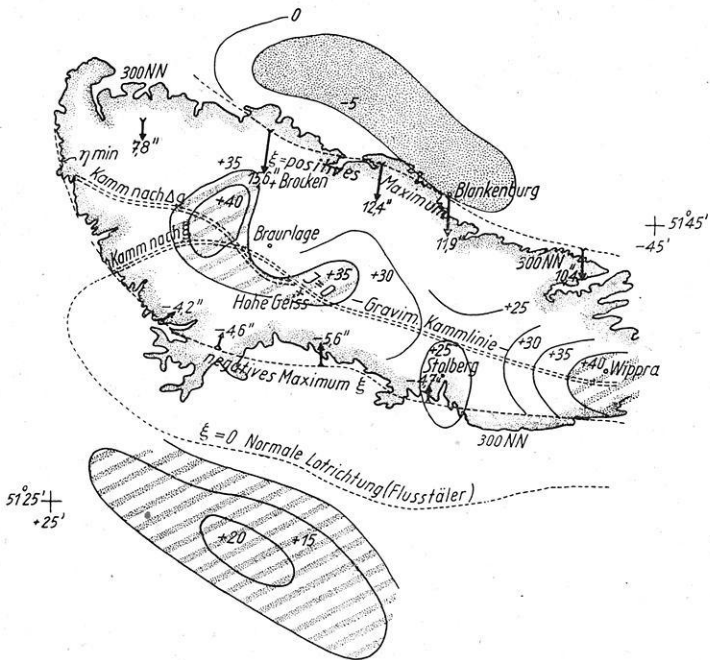


Fig. 5. Maximallinien und 300-m-Höhenlinie

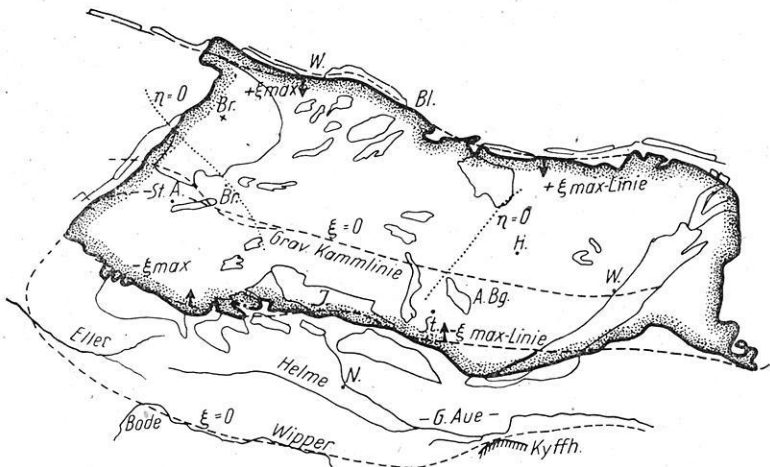


Fig. 6. Geologische Skizze mit gravimetrischen Hauptlinien

daraus findet man mit $s. 1'' \text{ tg } \varphi/\rho$ die Lage des Punktes P_2 der Kurve $\alpha = 0$. Dies muß unter Berücksichtigung der Übergänge berechnet werden.

Die Kurven $\alpha = 90^\circ$ schneiden die Kurven $\alpha = 0^\circ$ senkrecht.

Die Azimutkurven sind ebenfalls ein Ausdruck des Schwerefeldes, weichen aber wenig von geraden Linien ab, weshalb sie für geophysikalische Zwecke ausscheiden. Die gravimetrischen Deklinationen nach dieser Definition folgen aus $\delta = \eta \operatorname{tg} \varphi$, sie hängen nur von der Punktlage, nicht aber von der Richtung ab.

Tabelle 3. Gravimetrische Deklinationen und Schnittwinkel

	-10'	-7.5'	-5'	-2.5'	0	+2.5'	+5'	n
W_{xx}	- 4.16	- 3.80	- 3.08	- 4.86	- 4.16	- 3.64	- 1.69	-153.93
W_{xy}	- 2.96	- 2.90	- 2.22	- 2.33	- 1.46	+ 0.54	+ 1.85	0
W_{yy}	- 3.98	- 4.27	- 4.56	- 3.40	- 2.23	- 2.43	- 2.64	-153.54
W_{xz}	- 2.23	- 2.34	- 2.34	- 2.20	- 0.15	0.0	- 2.13	+ 0.8
W_{yz}	+ 0.20	+ 0.85	+ 1.43	+ 0.40	0.0	- 2.17	- 3.07	0
in 10^{-8} CGS								
W_{xx}	-158.09	-157.73	-157.01	-158.79	-158.09	-157.57	-155.62	
W_{xy}	- 2.96	- 2.90	- 2.22	- 2.33	- 1.46	+ 0.54	+ 1.85	
W_{yy}	-157.52	-157.81	-158.10	-156.94	-155.77	-155.97	-156.18	
W_{xz}	- 1.43	- 1.54	- 1.54	- 1.40	+ 0.65	+ 0.80	- 1.33	
W_{yz}	+ 0.20	+ 0.85	+ 1.43	+ 0.40	0.0	- 2.17	- 3.07	
in 10^{-8} CGS								
α	- 1.07	- 1.06	- 0.81	- 0.85	- 0.54	+ 0.20	+ 0.68	Grad
β	- 1.17	- 1.47	- 1.48	- 1.02	- 0.53	+ 1.17	+ 2.13	„
ε	92.24	92.53	92.29	91.87	91.07	88.63	87.19	„

4. *Gravimetrischer Befund am Harz.* Das zugrunde gelegte Beobachtungsmaterial erlaubt nur die Kennzeichnung der wesentlichen Merkmale. Diese sind:

1. Eine negative g_z -Störung von etwa 5 mgal, dem Massiv unmittelbar nördlich vorgelagert.
2. Eine positive g_z -Störung von 15 bis 20 mgal im Süden, bei den Flußtalern der Eller, Bode und Wipper beginnend.
3. Zwei etwa mit der 300-m-Höhenlinie und recht genau mit der geologischen Grenze des Hercyn-, Devon- und Karbonkörpers zusammenfallende Linien positiven und negativen Maximums der nördlichen Horizontalkomponente, im N von + 70 bis + 50 mgal, im Süden von - 20 bis - 25 mgal. Auch eine geologische Richtungsänderung entlang einer Karbonschicht zwischen $51^{\circ} 35' - 0^{\circ} 12,5'$ und $51^{\circ} 32' - 0^{\circ} 15'$ östlich von Neustadt kommt deutlich zum Ausdruck.
4. Eine allgemeine gravimetrische Kammlinie der Vertikalkomponente etwa im Verlauf Andreasberg—Hohegeiß—Wippra mit Maximas von + 45 bis 25 40 mgal.
5. Eine mit 4. zusammenfallende Linie normaler Horizontalkomponente $\Delta g_x = 0$.
6. Eine etwa mit den Flußtalern der Eller, Bode und Wipper zusammenfallende Linie $\Delta g_x = 0$.

7. Die Ostkomponente Δg_y ist im allgemeinen wesentlich kleiner und wegen der OW-Erstreckung des Harzes von geringerer Bedeutung. Ihre Werte sind im ganzen gesehen unsicherer, sie stehen aber nicht im Widerspruch zur N-Komponente.

Die allgemeine Orientierung des horizontalen Feldes. Die alten Helmertschen Werte $+ 5'' + 4''$ der absoluten Lotabweichung von Rauenberg (bei Berlin) würden die gravimetrische Kammlinie Δg_x etwa 3 km süd-

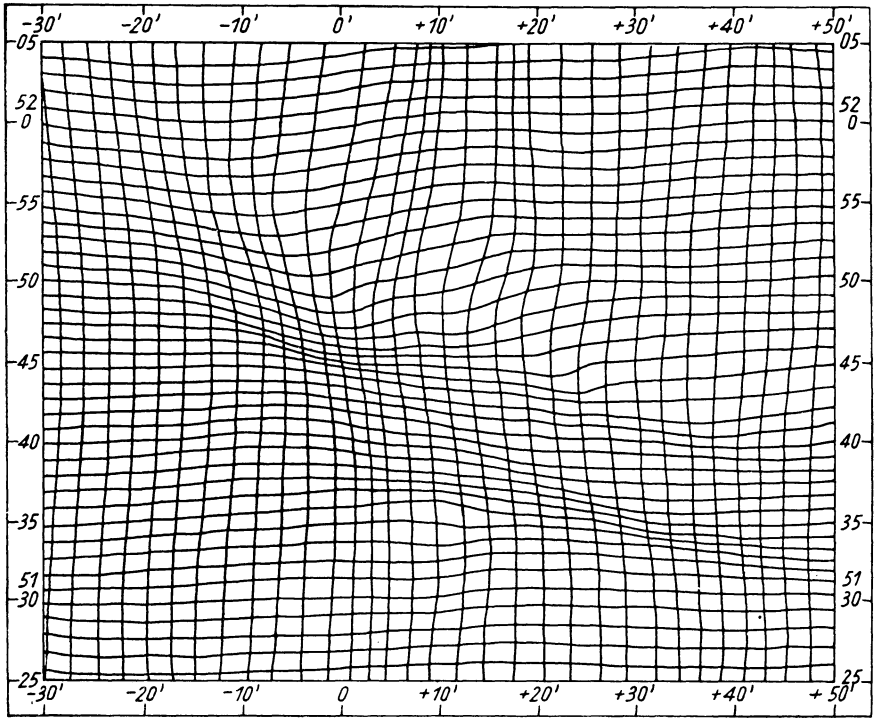


Fig. 7. Physische Meridiane und Parallele

licher als in Fig. 5 verlegen, somit nicht über die Kammlinie Δg_x , was unwahrscheinlich ist.

Die neuen Werte für Rauenberg, $\xi_0 = + 2''40$, $\lambda_0 = + 3''32$, lassen dagegen diese beiden Kammlinien zusammenfallen.

Ist es schon auffallend (aber nicht unerklärlich), daß die gemeinsame gravimetrische Kammlinie 3 km südlich der Symmetrielinie der aufragenden Massen verläuft, so würden die Helmertschen Werte diese Unsymmetrie auf 6 km erhöhen — was nicht wahrscheinlich ist.

Geologisch dürfte die verbleibende Unsymmetrie von 3 km vielleicht darauf zurückzuführen sein, daß der schwere Fuß des Gebirges südlicher

liegt, als äußerlich zu sehen ist. Dies könnte so erklärt werden, daß der eruptive Kern, aus dem das Brockenmassiv hochgestiegen ist, in der Tiefe seine WNW—OSO-liche Fortsetzung hat, worauf auch die eruptiven Massen des Auerberges und im Dreieck Thale—Gernode—Ramberg hindeuten.

Eine weitere Unsymmetrie, die in der Größe der Maximalwerte Δg_x von ± 50 bis 70 gegen -20 bis 25 mgal im Süden zum Ausdruck kommt, ist erklärbar aus den auslaufenden Wirkungen des im N vorgelagerten Massendefizits, im Süden aber des Massenüberschusses und den allgemeinen Anstiegsverhältnissen des Gebirges aus dem Untergrund.

Die Schweremessungen am Harz liefern also eine Bestätigung der neuen Konstanten der Orientierung des Ellipsoids.

5. *Schlußfolgerungen.* Wengleich die instrumentellen Hilfsmittel für das vertikale Feld seither ungemein verbessert werden konnten und auch einige Bestimmungsstücke des horizontalen Feldes durch die Drehwaage (soweit nach der Geländebeschaffenheit anwendbar) der Messung zugänglich sind, kommt man — trotz der Tatsache, daß diese Vervollkommnungen nicht in den Dienst der vorliegenden Abhandlung gestellt werden konnten — doch zu der Schlußfolgerung, daß die Heranziehung des ganzen horizontalen Feldes zum mindesten die Diskussion des vertikalen Feldes erleichtert, in vielen Fällen aber einen eigenen positiven Beitrag zur Beschreibung des Feldes und damit zur Mutung liefern kann.

Das vollständige horizontale Feld kann aber nur durch Einfügung von Lotabweichungen erhalten werden, die durch eine der heutigen Technik angepaßte Organisation schnell und genau genug ermittelt werden können.

Erstrebenswert erscheint ferner die Ableitung der Orientierung der Rechenfläche an weiteren geeigneten Massenobjekten, dadurch, daß solche an die Landstriangulation angeschlossen werden, wodurch schließlich die eingehenden allgemeinen Konstanten mit größter Sicherheit bekannt werden.

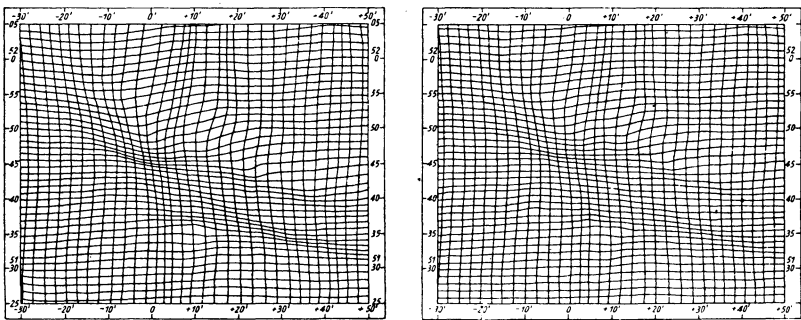


Fig. 8. Stereoskopisches Bild

Bemerkungen zu den Abbildungen

Fig. 1 und 2 zeigen die auf die absolute Lotabweichung von Rauenberg $\xi_0 = + 2''40$, $\lambda_0 = + 3''32$ (s. Verf., Z. f. V. 1924, S. 41—56, 81—98) bezogenen Isanomalen der nördlichen Lotabweichung ξ bzw. östlichen η .

Fig. 3. Die originalen Isogammen Δg_z bei A. Galle.

Fig. 4. Die Isanomalen der Lotabweichung η , die auf Grund der Beziehung $\partial^2 W / \partial x \partial y = \partial^2 W / \partial y \partial z$ unter Festhaltung der aus Fig. 2 im Parallel $51^\circ 40'$ sich ergebenden Werte η aus Fig. 1 gewonnen sind.

Fig. 5. Die Linien der Maximalwerte der Lotabweichung ξ und η , sowie der Maximalwerte der Isogammen g_z in Beziehung zur 300 m-Höhenlinie des Harzkörpers.

Fig. 6. Eine geologische Skizze der Grenzen der das Massiv bildenden Formationen des Hercyn, Devon und der unteren Steinkohlenformation mit den eingetragenen gravimetrischen Hauptlinien.

Fig. 7. Die Kurven der physischen Meridiane und Parallele, erstere im Abstand von $2'5$, letztere im Abstand von $1'$, im Originalmaßstab 1 : 287 500 (mm-Papier), der Kurven 1 : 20 000 [wegen des kleinen Maßstabs der Reproduktion 14.4mal überhöht*].

Fig. 8. Ein stereoskopisches Bild der physischen Meridiane und Parallele und damit der Niveaufläche (spiegelbildlich zu nehmen).

Über die Verwendung von Photozellen bei Messungen der Schwingungsdauer von Magneten

Von F. Burmeister, Fürstenfeldbruck. — (Mit 1 Abbildung)

Die bisher übliche Auge- und Ohrmethode zur Messung von Schwingungsdauern von Magneten wird durch Registrierung mittels Photozelle und Chromograph ersetzt. Die Genauigkeit der beiden Verfahren wird untersucht und für die neue Registriermethode eine rund 10fache Überlegenheit nachgewiesen

Die Schwingungsdauer eines Magneten wurde bisher fast ausschließlich nach der bekannten Auge- und Ohrmethode gemessen. Man erhält die Schwingungsdauer etwa mit einer Genauigkeit von 2 bis 3 Einheiten der 4. Dezimale der Zeitsekunde. Steht ein Chronograph zur Verfügung, so können die Durchgänge des schwingenden Magneten mittels Taster beobachtet werden. Dadurch wird zwar die große Aufmerksamkeit und Übung erfordernde Auge- und Ohrmethode durch ein bequemerer Verfahren ersetzt, doch wird die Genauigkeit der Messung nicht wesentlich gesteigert.

Im folgenden soll kurz über die Verwendung von Photozelle und Chronograph zur Registrierung des Schwingungsvorganges berichtet werden. Die Messung erfolgt hierbei auf rein mechanischem Wege, der Beobachter und

*) Dies ist zu berücksichtigen, wenn die Kurven zur Situation in Beziehung gebracht werden sollen.

subjektive Fehlerquellen, wie z. B. die persönliche Gleichung werden völlig ausgeschaltet, zugleich wird eine erhebliche Steigerung der Genauigkeit erzielt.

Um zunächst einen Überblick über die Genauigkeit der drei Verfahren zu erhalten, wurde ein einzelner Schwingungsvorgang gleichzeitig nach den drei Methoden beobachtet. Zu diesem Zweck wurde an den unteren Aufhängehaken des Magneten ein kleiner doppelseitiger Spiegel so gehängt, daß seine Flächen etwa parallel der Magnetachse verlaufen. Auf jede Spiegelfläche wurde durch die Seitenfenster des Schwingungskastens von G. Schulze, Werkstatt für Präzisionsmechanik, Potsdam, je ein Spaltbild projiziert, deren reflektierte Bilder auf eine Skala und auf eine Photozelle fielen. Dieselbe Schwingung des Magneten konnte so auf dreifache Weise beobachtet werden: 1. Mit dem Fernrohr nach der Auge- und Ohrmethode; 2. durch einen zweiten Beobachter (Institutsmechanikermeister W. Schmidt), der den Taster bediente, und 3. mit Hilfe der Photozelle. Bei der Auswertung und beim Vergleich erübrigt sich jede Reduktion, da jeder der drei Messungen dieselben Bedingungen (Temperatur, Schwingungsbogen und Variationen) zugrunde liegen. Aus acht Messungen ergaben sich im Mittel folgende mittleren Fehler der Resultate:

Auge und Ohr:	2,1	Einheiten	der	4. Dezimale	der	Sekunde
Taster:	1,6	„	„	4. „	„	„
Photozelle:	0,2	„	„	4. „	„	„

Das Ergebnis zeigt, daß das Tasterverfahren der Auge- und Ohrmethode nicht erheblich überlegen ist, was auch aus astronomischen Beobachtungen von Sterndurchgängen hervorgeht, dagegen sichert die Messung mittels Photozelle die 4. Dezimale völlig.

Die Figur gibt die Anordnung wieder, wie sie jetzt im Observatorium Fürstenfeldbruck benutzt wird. Auf einem seitlich am Pfeiler angebrachten Brett ist die Apparatur aufgebaut. Von einem eisenfreien Spaltprojektor *A*, der eine Glühlampe 12 V, 35 W enthält, wird durch die verschiebbare Linse *B* und durch das Fenster *C* an der Rückseite des Schwingungskastens ein Spaltbild auf den Spiegel *D* geworfen. Dieser am Gehänge befindliche Spiegel ist ein doppelseitiger, so daß außer mit der Zelle auch noch mit Auge und Ohr beobachtet werden kann. Der Spiegel reflektiert das Spaltbild auf die Skala *E*, die sich an dem zylindrischen Gehäuse *F* befindet, das die Photozelle enthält. Spaltprojektor *A* und die Brücke *G* sind verschiebbar angebracht, um ihre Entfernungen vom Spiegel variieren zu können. Das Gehäuse mit der Photozelle sitzt auf einem Schlitten, der eine Querverschiebung gestattet, so daß die Zelle in die Mitte des Schwingungsbogens gestellt werden kann. Das Zellengehäuse hat eine rechteckige Öffnung von 30 mal 5 mm (auf der Figur ist diese Öffnung durch einen Deckel verschlossen).

Benutzt wird eine Photozelle Spezial I der Firma „Visomat“, Lichtelektrische Kontroll- und Steuergeräte, Leipzig. Der Photostrom wird durch

ein kapazitätsarmes Spezialekabel zu einem einstufigen Impulsverstärker VWFK, ebenfalls von der genannten Firma, geführt und betätigt nach Verstärkung ein empfindliches Relais (Visomat Type Te 10000) mit 0,01 sec Ansprechzeit. Durch das Relais werden dann die Durchgangszeiten auf den Chronographen übertragen. Wegen ihres Eisengehalts sind Verstärker und Chronograph außerhalb des Beobachtungsraumes untergebracht. Der Chronograph, geliefert von der Telegraphenfabrik H. Wetzer, Pfronten (Allgäu), kann durch Fernschaltung ausgelöst bzw. abgestellt werden. Zur Registrierung wird blaues Durchschreibepapier verwendet, das keine besondere Wartung

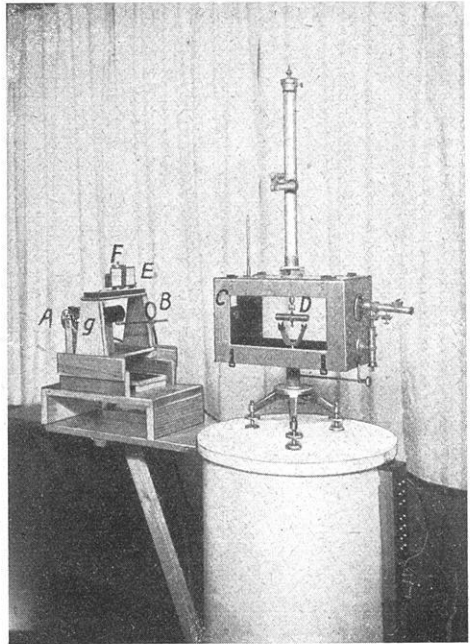


Fig. 1.

Magnetischer Schwingungskasten
und Registriervorrichtung mit Photo-
zelle

wie bei Tintenschreibern erforderlich macht. Der Papiervorschub beträgt 20 mm pro Sekunde, die Sekundenmarken werden durch die Hauptuhr Bosch des Observatoriums gegeben. Es ist zweckmäßig, im Beobachtungsraum zwei Kontrollämpchen anzubringen, deren periodisches Aufleuchten das Funktionieren des Relais — hierfür kann die zweite Feder des Relais benutzt werden — und den Lauf des Chronographen anzeigt. Zu diesem Zweck wurde an die Walze, die den Papiervorschub bewirkt, eine kleine Scheibe mit Kontakten angebracht. Steht kein besonderer Ableseapparat zur Verfügung, so eignet sich der von C. W. Lutz konstruierte Schieber zum Ablesen von Erdbebendiagrammen (Zeitschr. f. Instrumentenkde., 1917) zur Auswertung des Registrierstreifens vorzüglich.

Die Wahl der Photozelle hängt von der Lichtstärke des Spaltes ab. Da diese meist nicht groß sein wird, sind Zellen mit hoher Zündspannung ungeeignet. Versuche führen hier allein zur Auswahl der richtigen Zelle.

Zum Nachweis der hohen inneren Genauigkeit des Verfahrens sei abschließend eine vollständige Messung wiedergegeben. Die Zeit für je 100 Schwingungen war:

5 ^m 34 ^s 60	5 ^m 34 ^s 59
34.59	34.62
34.62	34.60
34.58	34.60
34.60	34.62
34.61	34.61
34.59	34.61
34.60	34.62
34.62	34.60
34.60	34.59
5 ^m 34 ^s 601	5 ^m 34 ^s 606

im Mittel: 5^m34^s 604, d. h. $T = 3^s 34 604 \pm 0^s 00 027$.

Solare Korpuskularstrahlung — weiche Komponente der Höhenstrahlung

Von Dr. Johannes Zirkler, Wallgau (Oberbayern). — (Mit 3 Abbildungen)

Für die Existenz der Nordlichter und magnetischen Stürme wird eine solare Partikelstrahlung angenommen; daß eine Beziehung derselben zur weichen Komponente der Höhenstrahlung bestehen muß, wird aus vorliegendem Material ersichtlich.

Dasselbe stellt kurvenmäßig die luftdruckkorrigierten Stundenmittelwerte der relativen Intensität J der nur bodengepanzerten Höhenstrahlung dar, die vom Dezember 1940 bis November 1941 in Tirol in 1225 m Seehöhe in einem Holzhaus, 2,5 m über dem Erdboden, photographisch registriert wurde. Als Meßapparatur diente die übliche 4-Liter-Ionisationskammer nach Kolhörster, die zur Erhöhung der Empfindlichkeit und Herabsetzung der Wandreststrahlung mit reinem Xenon auf 1 Atm. Überdruck gefüllt war. Aus jeweils 12 Einzelmessungen sind die Stundenwerte gemittelt, so daß die statistischen Schwankungen bereits weitgehendst eliminiert sind, und mit dem Luftdruckeffekt = -8% auf einen durchschnittlichen Barometerstand korrigiert. Es erfordert nämlich die bekannte Beziehung zwischen Strahlungsstärke und Luftdruck die Berücksichtigung des Luftdruckeffektes

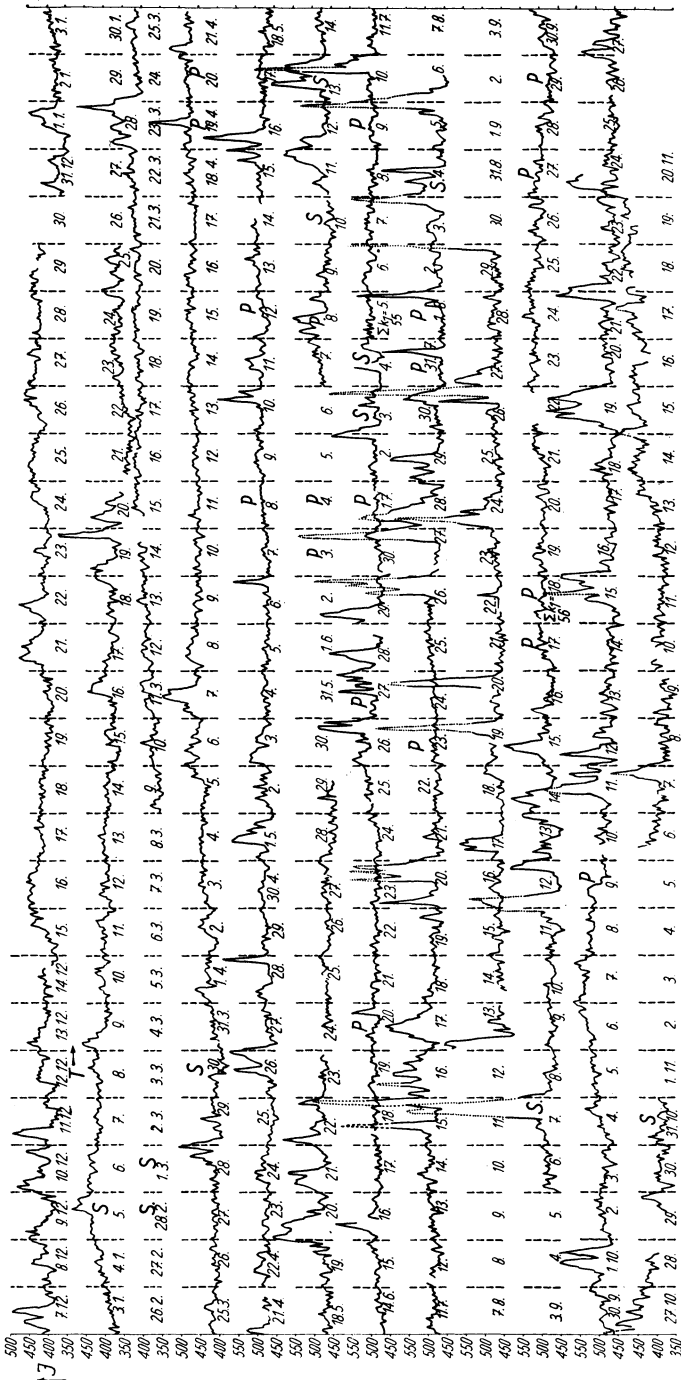


Fig. 1. Relative Intensität der nur bodengepanzten Höhenstrahlung auf Luftdruck korrigiert

T = Deutsche Sommerzeit, S = magnetischer Sturm, P = Züricher helle chromosphärische Eruption der Intensität 2 und größer

als Korrekturgröße*): Vor Anwendung der einfachen Korrelationsrechnung wurden je 6 Stundenwerte der Strahlung gemittelt, entsprechend die am Barographen abgelesenen Luftdrucke gegenübergestellt. Den Korrelationskoeffizienten zwischen Strahlungsstärke und Luftdruck, seinen mittleren Fehler, sowie den Luftdruckeffekt zeigt folgende Tabelle für 4 Zeitintervalle; dieselben wurden genügend groß gewählt, um die noch ungelöste Frage der Schwankungen des Luftdruckeffektes zu umgehen.

Zeitintervall	Korrelationskoeffizient r	Mittlerer Fehler von r	Anzahl der 6-Stundenmittelwerte	Luftdruckeffekt
17. 3.—12. 4. 1941	— 0.61	± 0.06	108	— 9%
13. 4.— 9. 5.	— 0.79	± 0.03	108	— 8%
25. 6.—23. 7.	— 0.24	± 0.09	107	— 7%
25. 9.—21. 10.	— 0.37	± 0.08	108	— 8%

Wie erforderlich, ist der Korrelationskoeffizient negativ und beträgt in den meisten Fällen mindestens das Dreifache seines mittleren Fehlers.

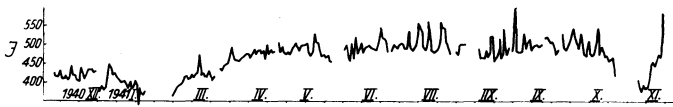


Fig. 2. Jahreszeitlicher Gang der Strahlung, dargestellt in Tagesmittelwerten der Intensität

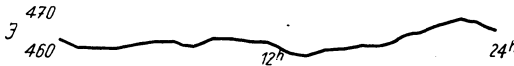


Fig. 3. Tageszeitlicher Gang der Strahlung, berechnet durch Mittelung der Stundenwerte der Intensität für Dezember 1940 bis November 1941

Der Überblick über die Kurven, bei denen zur Übersicht in den Vertikalreihen die Tage in Perioden von 27 Tagen folgen, lehrt, daß über die statistischen Schwankungen hinaus Strahlungserhebungen auftreten, die nach 27 Tagen oder einem Multiplum der Sonnenrotationsperiode wiederkehren. Dieses gesetzmäßige Auftreten von Strahlungsmaxima in Perioden und Quasiperioden der Sonnenumdrehung spricht für die Herkunft dieser Strahlenanteile von der Sonne, desgleichen das Verhalten chromosphärischer heller Eruptionen (= P), die sich in diese Gesetzmäßigkeit einschalten; daß auch magnetische Stürme und Tage mit besonders hoher magnetischer Charakterzahl (s. der 5. 7. 41: $\Sigma_{k_1} = 55$; der 18. 9.: $\Sigma_{k_1} = 56$) ebenso gesetzmäßig mit Strahlungsmaxima verknüpft sind, ist ein Beweis für die Identität der weichen Komponente der Höhenstrahlung, die vorwiegend aus geladenen

*) Zeitschr. f. Phys. 111, 183 (1938).

Teilchen besteht, mit der notwendig anzunehmenden Korpuskularstrahlung, die von der Sonne emittiert wird. Zudem zeigt der jahreszeitliche Gang der Strahlung entsprechend der Stellung der Sonne ein Maximum in den Sommermonaten; der tageszeitliche Gang mit dem größten Wert in den Abendstunden verhält sich diesbezüglich wie die magnetische Aktivität.

Es sei bemerkt, daß V. Hess, der auch aus seinen Vollpanzermessungen der Höhenstrahlung am Hafelekar in Tirol eine solare Komponente ableitet, den hier gefundenen Zusammenhang als naheliegend bezeichnet hat (Hess, Ionisierungsbilanz der Atmosphäre, Leipzig 1934).

Die Vorarbeiten, die in langwierigen visuellen Beobachtungen schon ähnliche Ergebnisse brachten, hat die Deutsche Forschungsgemeinschaft und das Röntgen-Institut am Rudolf-Virchow-Krankenhaus in Berlin (Herr Prof. Cramer) tatkräftig unterstützt; den Strahlungsapparat sowie den Bau einer Registriervorrichtung durch die Firma Dr. Lange, Berlin verdanke ich ebenfalls der Deutschen Forschungsgemeinschaft, während die Errichtung der Station in Tirol die Forschungsanstalt der Deutschen Reichspost ermöglicht hat.

Wallgau, 14. April 1943.

Zählrohrmessungen der radioaktiven und Ultrastrahlung im Segelflugzeug

Von J. Juilfs, Berlin. — (Mit 3 Abbildungen)

Zählrohrmessungen im Segelflug zeigen einen Einfluß der Erdstrahlung mit einem Absorptionskoeffizienten $\mu = (4 \pm 1) \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ bis 500 m Höhe. Die Anteile der radioaktiven Luftstrahlung, deren Intensität in thermischen Aufwinden und Inversionsschichten stark vergrößert gefunden wird, sind in den unteren Höhenkilometern zum Teil den durch Thermik hochgerissenen Aktivitäten aus Bodennähe zuzuschreiben. — Eine transportable Zählrohrapparatur für geophysikalische Zwecke wird angegeben

Bei den Messungen der Absorptionskurve der kosmischen Ultrastrahlung in den ersten Höhenkilometern über Seehöhe macht sich, sofern man die Messungen mit einer Ionisationskammer oder *einem* Zählrohr ausführt, der Einfluß der radioaktiven Erd- und Luftstrahlung erheblich bemerkbar. Dieser Einfluß wurde bereits von Suckstorff [1] und Juilfs [2] [3] bei deren Messungen auf Türmen, im Flugzeug und im Freiballon diskutiert. Während man für die Erdstrahlung von Seehöhe an ein exponentielles Abfallen der Intensität bis etwa 500 m Höhe findet, sind die Einflüsse der Luftstrahlung außerordentlich schwankend. So wurden bei den Messungen im Freiballon vornehmlich in den Inversionsschichten erhebliche Intensitäten an radioaktiver

Strahlung festgestellt [1—3]. Da die Intensität der Aktivitäten in den Inversionsschichten mit dem Alter der Inversionsschichten zunehmend gefunden wurde, und überdies, abgesehen von den unteren Inversionsschichten, eine Zunahme der Intensitäten in den Sperrschichten mit wachsender Höhe gefunden wurde, wurde angenommen, daß jedenfalls ein Teil der Aktivitäten außerterrestrischen Ursprunges (Meteorrreste u. dgl.) sei. Um die Frage der Herkunft der Aktivitäten in den unteren Höhenkilometern zu klären, wurden nunmehr Zählrohrmessungen im Segelflugzeug ausgeführt.

Für die Messung dieser Aktivitäten sowie für geophysikalische Zwecke wurde eine leicht transportable Zählrohrapparatur (Fig. 1) entwickelt, die

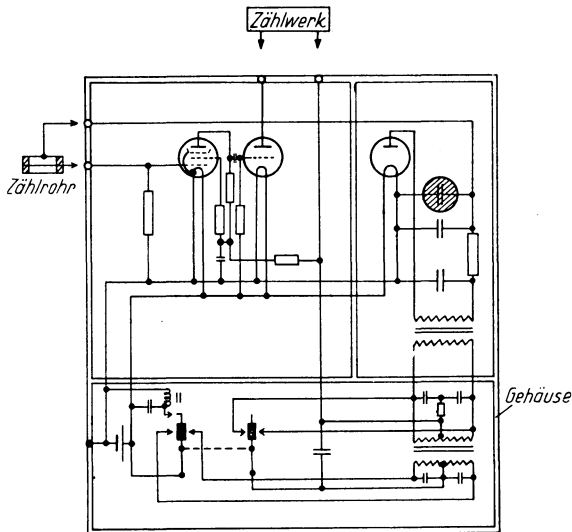


Fig. 1. Prinzipschaltung des Zählverstärkers

als Stromquelle lediglich einen kleinen Ni-Cd-Akkumulator von 2,4 V benötigte. Folgende Ansprüche waren an die Apparatur zu stellen:

1. Leichtigkeit.
2. Mechanische Sicherheit gegen Stoß u. dgl.
3. Betriebssicherheit bei geringster Leistungsaufnahme.
4. Unabhängigkeit gegenüber Spannungsveränderungen, die insbesondere durch die allmähliche Abnahme der Klemmenspannung des Akkumulators bei längeren Meßzeiten bedingt sind.
5. Leichte Bedienbarkeit.

Das Zählrohr war ein Siebenfachzählrohr, das derart angeordnet war, daß es praktisch für alle Richtungen der einfallenden Strahlen die gleiche Zählfläche bot, also richtungsunempfindlich war. Der Verstärker war ein

Zweiröhrenverstärker mit Spezialröhren. Als Zählwerk diente ein hochempfindlicher Magnetzähler der Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig. Die Heizspannung der Röhren wurde direkt dem Akkumulator entnommen. Über einen Wechselgleichrichter wurde die Anodenspannung erzeugt. Die Hochspannung wurde ebenfalls über einen Wechselrichter und Transformator erzeugt und mit einem Medicus-Stabilisator bzw. einer Glimmstrecke stabilisiert. Die Zuführung der Hochspannung bildete ein zylindrisch ausgebildetes, außen geerdetes, abgeschirmtes Kabel, in dessen Achse die Verbindung vom Zähldraht zum Gitter des Eingangsrohres angeordnet war [4].

Die Segelflugmessungen wurden in einer doppelsitzigen Maschine der Type Gövier ausgeführt. Dabei war der Kasten (Ausmaße 25 × 30 × 12 cm) mit Akkumulator, Spannungsaggregaten und Verstärker im Rücken des

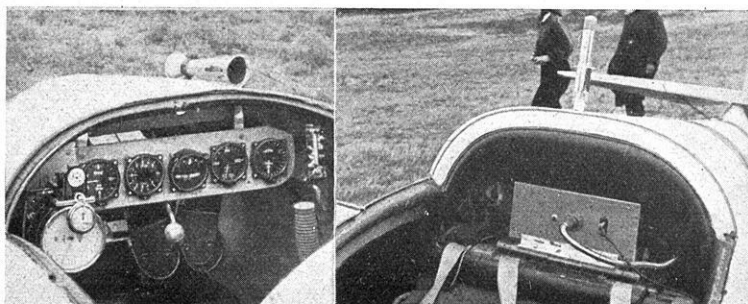


Fig. 2. Einbau der Apparatur in das Segelflugzeug.

(Das Schaltbrett mit den Kontrollinstrumenten ist der Übersicht halber herausgenommen worden)

Piloten und des danebensitzenden Beobachters angebracht; das Zählrohr ragte an der Oberseite des Rumpfes heraus. Das Zählwerk war im Armaturenbrett befestigt, an welchem auch die Kontrollinstrumente für Spannung und Strom angebracht waren (Fig. 2). Die Beobachtungen der Stoßzahlen wurden alle 15 Sekunden bei gleichzeitiger Registrierung der Höhe und der Variometerausschläge (Messung der Sink- bzw. Steigegegeschwindigkeiten des Flugzeuges) vorgenommen. Parallel mit diesen Messungen wurden Registrierungen mit Meteorographen und dem Assmannschen Aspirationspsychrometer durchgeführt.

Die Gesamtintensität, bei der bisher über 300 000 Zählstöße in den Höhen bis 500 m gezählt wurden, zeigte in Übereinstimmung mit den Suckstorffschen Messungen [1] im Mittel eine allmähliche Abnahme bis etwa 500 m Höhe, um dann langsam, entsprechend der allmählichen Zunahme der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung, wieder anzusteigen. Der Absorptionskoeffizient der Erdstrahlung in Luft konnte zwischen 100 und 500 m bestimmt werden zu:

$$\mu = (4 \pm 1) \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}.$$

Zu dem allgemeinen Intensitätsverlauf kamen zuweilen unregelmäßige Intensitätsschwankungen hinzu, die der Luftstrahlung zugeschrieben werden müssen. Dabei zeigte sich, daß bei den Flugbahnabschnitten in aufsteigender Luft („Thermikblasen“), insbesondere unter den Cumuluswolken, die Intensität grundsätzlich höher war (größenordnungsmäßig bis zu 100 % der Erdstrahlung) als in absteigender Luft, wo meist keinerlei Aktivitätsbeitrag außer der Erdstrahlung festgestellt werden konnte. Diese Unterschiede wurden besonders deutlich, wenn die Bodenatmung wegen abnehmenden Barometerdruckes stärker war. — Zur Feststellung der Gebiete aufsteigender Luft

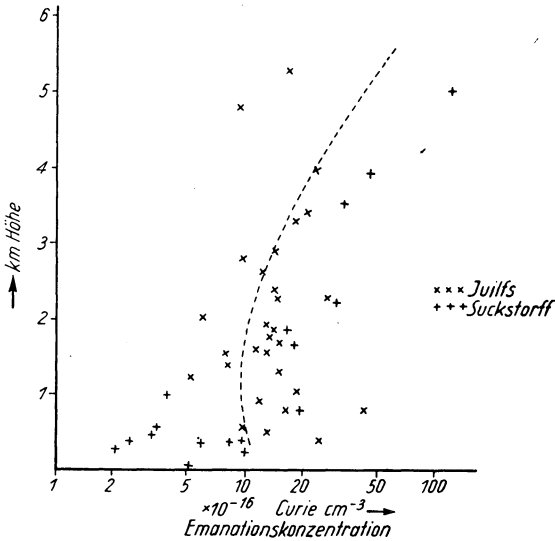


Fig. 3. Die Emanationskonzentrationen in den Inversionen in Abhängigkeit von der Höhe

(„Schläuche“) ist speziell das Segelflugzeug geeignet, da ausschließlich mit diesem die Aufwindgebiete bereits während der Messungen in ihren Grenzen einwandfrei erkannt und bestimmt werden können.

Aus diesen Beobachtungen wird im Zusammenhang mit den bei den Freiballonmessungen gefundenen Aktivitäten in den Inversionsschichten angenommen [5], daß der Mechanismus der Bewegungen der Aktivitäten in der Luft etwa wie folgt vor sich geht:

Aus dem Erdboden diffundiert langsam Emanation in die bodennahen Luftschichten. Die in Thermikblasen aufsteigende Luft bzw. die durch Hangwinde emporgerissene Luft reißt die Aktivitäten mit in die Höhe (erhöhter Aktivitätsgehalt der aufsteigenden Luft). Diese aufsteigenden Aktivitäten bzw. deren frisch entstehende Folgeprodukte bilden in den Gebieten,

in denen die relative Feuchtigkeit 100 % erreicht bzw. Übersättigung eintritt, Kondensationskerne für die Cumuluswolkenbildung, oder aber gelangen in die Inversionsschichten [6]. Die aus diesen Gebieten langsam absteigende Luft hat also die Aktivitäten weitgehend verloren, und wird weniger aktiv sein als die durch Thermik emporgerissene Luft. Die abendlichen gleichmäßig auftretenden mäßigen Intensitäten der Luftstrahlung würden dann durch ein allmähliches „Abregnen“ der Aktivitäten zu erklären sein. Auf diese Weise wäre weiter erklärbar, warum in den Inversionsschichten der unteren Atmosphäre zunächst auch oft ein erhöhter Gehalt an Aktivitäten anzutreffen ist (Fig. 3).

Die Messungen, die laufend gemeinsam mit W. Schäfer, U. Hildebrand, G. Nolte und F. Stage-Sinapius weitergeführt werden, werden nach Abschluß ausführlich dargestellt werden.

Dem Leiter der Abt. Luftfahrt des H. f. L., Herrn Studienrat Stiller, sowie den Piloten C. Obermeyer und G. Siebert, danke ich für die stete Hilfe und Förderung der Messungen.

Literatur

- [1] G. A. Suckstorff: Diss. Berlin 1933.
- [2] J. Juilfs: Phys. Zeitschr. **38**, 691 (1937).
- [3] J. Juilfs: Diss. Berlin und Naturwiss. **26**, 789 (1938).
- [4] Eine ausführliche Beschreibung der Apparatur wird an anderer Stelle durch W. Schäfer gegeben.
- [5] Vgl. auch die Messungen des Potentialgradienten und der Raumladung in der freien Atmosphäre von W. Mecklenburg und P. Lautner [Zeitschr. f. Phys. **115**, 557 (1940)], die in den Inversionsschichten starke Sprünge des Potentialgradienten feststellten.
- [6] Diese Vorstellung würde auch die von A. Wigand [Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **V**, 3 (1913)] gefundene Verteilung der Kondensationskerne in den Inversionsschichten erklären.

I. Physikalisches Institut, I. Institut für theoretische Physik an der Universität Berlin, den 22. Juni 1943.

Einige Fehlerquellen schneidegelagerter Systeme

Von Stephan v. Thyssen, *) — (Mit 3 Abbildungen)

Bekanntlich weist eine auch mit aller Sorgfalt geschliffene**) Schneide noch einen geringen und wenig konstanten Krümmungsradius auf, so daß die Voraussetzung eines festen Drehpunktes fallengelassen werden muß. Die zylindrische Auflagefläche wirkt wie ein Hebel. Aus dem Hebelgesetz folgt aber, daß die rollende Reibung dem Krümmungsradius r der Walze umgekehrt proportional, bei gegebenem Schneidenradius der Größe der Last, also dem Lagerdruck direkt proportional ist***). Der theoretische Rollwiderstand einer sehr harten, mit nur 1 g belasteten Stahlschneide von $r = 10 \mu$ auf einer ebenso harten Stahlpfanne würde bereits einen beträchtlichen Teil, im vorliegenden Falle $\frac{0,0005}{0,001} = 0,5$ oder 50% der Auflagelast ausmachen.

Um jedoch auf vernünftige Zahlen zu kommen, müssen wir den Tatsachen entsprechend berücksichtigen, daß Schneide und Pfanne beim Hin- und Herrollen elastisch zusammengedrückt werden [3], wodurch der Krümmungsradius der Schneide vergrößert und hierdurch das Moment des Rollwiderstandes verringert wird.

Zugleich ist mit dem Abrollen der Schneide auf der elastischen Unterlage infolge der ungleichen elastischen Längenänderungen des Schneidenumfangs und der Pfanne in der Horizontalen ein Gleiten oder Schlüpfen verbunden [1, S. 180]. Die starke Abhängigkeit der Schwingungsdauer, d. h. auch der Empfindlichkeit schneidegelagerter Systeme von Ausschlagwinkel und Lagerbelastung hängt mit diesen kurz erörterten Punkten zusammen.

Die ungefähre Breite der bei Belastung entstehenden Schneidenaufgabefläche läßt sich berechnen †). Köller [5, S. 279] hat die Rechnung für die

*) Dr. Stephan Baron v. Thyssen-Bornemisza, Hannover, Gellertstr. 25 A, Direktor der Seismos Gesellschaft zur Erforschung von Gebirgsschichten und nutzbaren Lagerstätten.

**) Bei guten Schneiden rechnet man im allgemeinen mit Krümmungsradien von $r = 3 - 10 \mu$. Es können Schwankungen im Krümmungsradius von 10 bis 50% auftreten [8].

***) Es gilt die Beziehung $R = \frac{fP}{r}$, wenn P die Last, r der Zylinderradius und R der Widerstand der rollenden Reibung sind. Der Faktor f erscheint als Materialkonstante (Koeffizient der rollenden Reibung) und hat die Dimension einer Länge. Für eine glatte Stahloberfläche beträgt beispielsweise $f = 0,0005$ bis $0,001$ cm [1, S. 179].

†) Für den Fall, daß ein Zylinder auf einer Ebene abrollt, kann man nach Hertz [4] für die Breite b der Berührungsfläche $b = 4 \sqrt{0,58 Pr/E}$ setzen, wobei $P =$ Gewicht in kg, $r =$ Krümmungsradius, $l =$ Länge des Zylinders und $E =$ Elastizitätsmodul ist.

20 mm lange Achatschneide eines Schwerependels von 1 kg Gewicht durchgeführt und eine Auflagebreite von rund 0,8 μ erhalten. Bei einer mittleren Druckfestigkeit des Achats von 50 kg/mm² dürfte jedoch eine solche Auflagenbreite kaum existieren können*). Schneiden aus sprödem Material liegen meistens nur in wenigen Punkten auf, so daß an diesen Stellen die Schneide bestimmt überanspricht ist [7, S. 264]. Das Material muß also fließen, wobei die Auflagefläche sich so lange verbreitert, bis keine weitere elastische Deformation mehr eintritt. Hierbei kann die Auflagefläche mehrere μ breit werden [5, S. 280]. Beim Schwingen einer solchen „abgestumpften Schneide“ werden die Kanten für einen kleinen Zeitmoment so stark belastet, daß sie ebenfalls nachgeben und sich plastisch verformen.

Bei allen schneidengelagerten Präzisionsinstrumenten wird ferner unabhängig davon, welche Krümmungsverteilung die Schneide auch besitzen mag, eine geringe Abnutzung der Schneide wie der Pfanne eine um mehrere Zehnerpotenzen größere Änderung des anfänglichen Anfangskrümmungsradius der Schneide zur Folge haben [9, S. 442]. Dasselbe wird auch eintreten, falls bei Belastung die Schneide sowie auch die Pfanne am Auflageort in Abhängigkeit vom Material mehr oder weniger eingedrückt werden. Die Schneidenlagerung muß also besonders bei größerer Belastung eine Abnahme der Schwingungszeit und eine Unsicherheit der Einstellung zeigen, die auf keine Weise beseitigt werden kann, da eben die Grenze des Möglichen bereits erreicht ist.

In diesem Zusammenhang möchte nun Verfasser auf ein kugelgelagertes Pendelgerät zur Härteprüfung von Material, und zwar auf den sogenannten Pendelhärteprüfer von Herbert [12, S. 349] verweisen. Bei diesem Gerät schwingt ein bügelförmiger Pendelkörper von mehreren kg Gewicht auf einer Kugelfläche**) von $r = 500 \mu$ Krümmungsradius. Das hierbei auftretende Reibungsmoment läßt sich wie folgt berechnen: Man vergegenwärtige sich, daß die Kugel des Pendelkörpers am Auflageort eine kugelkalottenförmige Vertiefung oder Lagerabrundung vom Radius R im elastischen Unterlagematerial erzeugen wird, etwa ähnlich der Fig. 3 und 4 einer Arbeit von Tesch [11, S. 293, 295] in dieser Zeitschrift, die eine elastische Schneide auf elastischer Unterlage schematisch darstellen. Der Halbmesser b der Berührungsfäche ergibt sich dann zu

$$b = \sqrt[3]{0.08 P \left(\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \right) \frac{r R}{R - r}} \quad \text{***)}$$

*) Allerdings nimmt, wie diese Versuche bestätigt haben [2, S. 346], die Härte des Materials mit steigender Belastung bei gleichem Krümmungsradius zu.

**) Andererseits schwingt die Schneide über eine Zylinderfläche.

***) Es bedeuten hierbei: r den Krümmungsradius der Auflagekugel des Pendelhärteprüfgerätes, R den Halbmesser der Lagerabrundung, P die Auflagelast, E_1 den Elastizitätsmodul der Kugel, E_2 den Elastizitätsmodul der Unterlage.

und die maximale Flächenpressung zu:

$$\sigma_{\max} = \sqrt[3]{\frac{0.235 P}{\left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2}\right)^2} \cdot \left(\frac{R-r}{Rr}\right)^2}.$$

Das Reibungsmoment M_R bei vertikaler Lagerung läßt sich dann in Verbindung mit der Stottschen Formel

$$M_R = \frac{3\pi}{16} \mu P b^*)$$

folgendermaßen ausdrücken:

$$M_R = \frac{3\pi}{16} \mu \sqrt[3]{0.68 P^4 \left(\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2}\right) \frac{rR}{R-r}},$$

wobei μ den Reibungskoeffizienten**) zwischen Kugelfläche und Unterlage bedeutet.

M_R ist demnach abhängig von μ , von P , von E_1 und E_2 und von dem Verhältnis der Radien r und R . Aus der Gleichung erkennt man auch den Weg, um das Reibungsmoment möglichst klein zu halten. Für diesen Zweck sind also geringe Belastung, kleiner Reibungskoeffizient, d. h. höchste Politur, kleiner Krümmungsradius der Kugelfläche und eine harte, ebene Unterlage vorteilhaft. Diese Betrachtungsweise läßt sich sinngemäß auch auf Schneidenlager übertragen. Wie wir zeigen werden, können sich schneidengelagerte Systeme sehr ähnlich verhalten wie der kugelgelagerte Herberthsche Pendelhärteprüfer.

Der Schwerpunkt des Herberthschen Gerätes liegt nur etwas unter der Auflagefläche, so daß das Gerät ziemlich empfindlich ist. Wird dieser Pendelprüfer auf die Prüffläche gesetzt und in leichte Schwingungen versetzt, so bezeichnet man die in Sekunden gemessene Dauer von zehn Schwingungen als die „Zeithärte“ des Unterlagematerials. Beim Aufsetzen entsteht nämlich ein Eindruck, der durch die abrollende Pendelbewegung noch vergrößert wird. Die hierzu notwendige Energie wird der lebendigen Kraft des Pendels entnommen, weshalb auch dessen Schwingungszeit ein Maß für die Härte der Unterlage angibt***). Liegt der Schwerpunkt über der Kugelmittle, so würde

*) Vgl. Literatur Nr. 10.

**) Vergleiche hierzu auch die unterste Fußnote auf S. 135 dieser Arbeit.

***) Die Zeithärte wird beeinflusst durch die plastische und elastische Verformung des Werkstoffes, während bei der Brinellhärte (Kugeldruckhärte) nur die plastische Verformung für die Berechnung des Härtewertes maßgebend ist. Die Beziehung zwischen Zeit- und Brinellhärte wird durch die Gleichung $Z = 0,081 \cdot H_B + 7,6$ wiedergegeben. Als Härtezah (Brinellhärte) gilt der Quotient aus der verwendeten Belastung P (in kg) und der Oberfläche (Kalotte) des entstandenen Eindruckes (mm^2). Bezeichnet D den Durchmesser der verwendeten Kugel und t die Tiefe des erzeugten Eindruckes, so ist die Brinellhärte:

$$H_B = \frac{P}{\pi D \cdot t} \quad [2, \text{ S. } 335].$$

sich das Pendel auf einer sehr harten Unterlage wie Quarz oder Glas in labiler Lage befinden, auf Stahl dagegen zeigt das Instrument mit der gleichen Einstellung noch regelmäßige Schwingungen.

Fig. 1 zeigt nun die Abhängigkeit der Zeithärte verschiedener Stoffe von der Pendellänge*). Eine Ähnlichkeit dieser Ergebnisse mit denen schneidegelagerter Geräte ist zu erwarten, da jedes schneidengelagerte System auch als Pendelhärteprüfer angesehen werden kann. Wir brauchen uns nur die aufliegende Kugelfläche des Herbertschen Gerätes ersetzt denken durch einen Zylindermantel, der auf der Unterlage abrollt und dessen Radius gleich dem Krümmungsradius der Schneide ist [vgl. auch 13, S. 698]. Bei zunehmender Belastung der Schneide wird die Pendellänge durch plastische und elastische Verformung bzw. der dadurch entstehenden Eindruckstiefe von Schneide und Unterlage entsprechend vergrößert und der Drehpunkt verlagert. Hierdurch tritt dann eine ähnliche Wirkung ein wie beim Pendelhärteprüfer.

Schmerwitz [9, S. 441 u. 442] hat die bei Verlagerung des Drehpunktes durch Schneidenabnutzung entstehenden Veränderungen rechnerisch erfaßt. Eine sinngemäße Anwendung auf vorliegenden Fall kann angenommen werden, falls wir uns eine Verlagerung des Drehpunktes durch verschieden große Eindruckstiefen bei entsprechender Auflast vorstellen. Hierbei können wir uns an die bei der Kugeldruckhärteprüfung, d. h. an die beim Eindringen einer Kugel in die Unterlage, auftretenden und hinreichend geklärten Vorgänge, die in Fig. 2 schematisch dargestellt sind, anlehnen [2, S. 343; 12, S. 326—340]. Fig. 2a zeigt die unbelastete Schneide vom Krümmungsradius R_0 , die bei P_0 auf der Unterlage aufliegt. Der Schwerpunkt des ge-

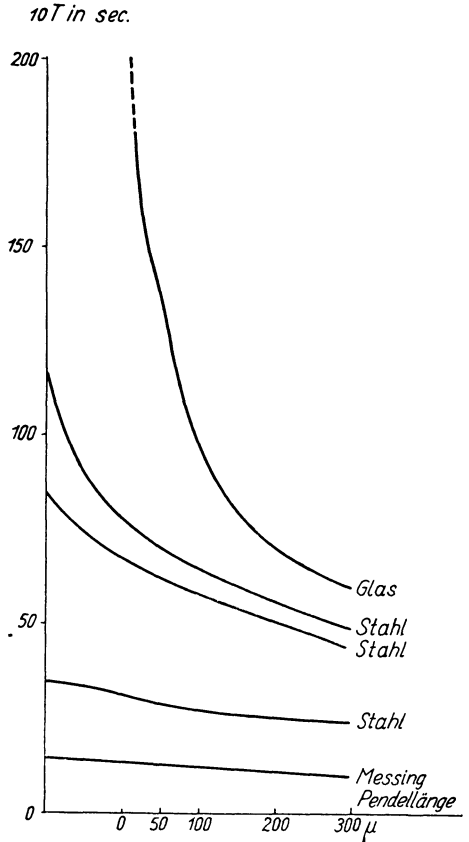


Fig. 1. Schwingungszeit in Abhängigkeit vom Abstand Drehpunkt—Schwerpunkt

*) Nach R. Mailänder [12, S. 350].

lagerten Systems S soll sich im Abstände d_0 vom Drehpunkt P_0 befinden. Dieser Zustand liegt z. B. im unbelasteten Zustande einer Waage mit Schneiden vor. Durch Belastung der Waage und somit auch der Schneide wird die Schneide in die Unterlage eingedrückt und das ganze System um ein Geringes in senkrechter Richtung verschoben, wie in Fig. 2b gezeigt. Wir können annehmen, daß das verdrängte Material ähnlich wie bei der Kugeldruckprobe am Rande des Eindrucks einen Wulst von Höhe t_1 bilden wird*). Beim Belasten der Schneide erfährt diese dann ebenfalls eine elastische Abplattung, so daß sich der Krümmungsradius von R'_0 auf R_1 verkürzt. Hierdurch wandert der Auflagepunkt P'_0 nach P_1 und der Schwerpunktsabstand d_0 vergrößert sich zu d_1 . Da der Wulst t_1 zweifellos auch einen Teil der Belastung mitträgt, vergrößert sich der Abstand Drehpunkt-Schwerpunkt weiter zu d_1 , was beim Schneidengerät gleichbedeutend mit der Zunahme des Reibungsmoments

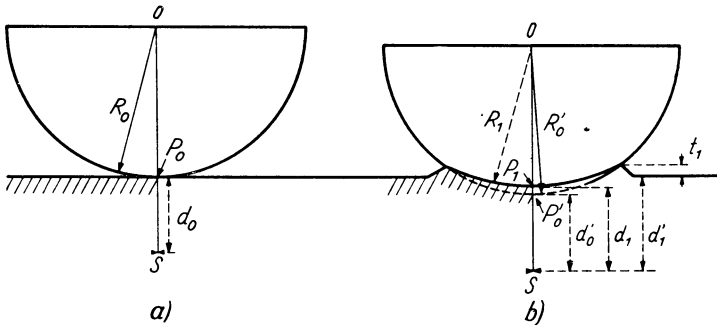


Fig. 2. Unbelastete a) und belastete b) Schneide, schematisch dargestellt

und einer Abnahme der Schwingungszeit (d. h. auch der Empfindlichkeit) ist. Die durch den Wulst bedingte Wangenwirkung jeweils einer Schneidenseite hat noch ein zusätzliches Rückfuhrmoment zur Folge [vgl. auch 11, S. 309].

Die Fig. 3 veranschaulicht die Abhängigkeit der Schwingungszeit einer sehr empfindlich eingestellten kurzarmigen Hebelwaage (Analysenwaage

*) Die Eindringtiefe einer sehr harten Schneide läßt sich durch den Ausdruck

$$t_a = \frac{P}{2 H_B \pi R l}$$

darstellen, wobei P die verwendete Belastung in kg, H_B die Brinellhärte der Unterlage, R den Krümmungsradius und l die Länge der Schneidenunterlage bedeuten. Es ist ferner beim Eindringen kleiner Stahlkugeln in harte Unterlagen beobachtet worden, daß (bei entsprechender Belastung) Kugelauftragflächen mit kleinem Krümmungsradius eine größere Auflagefläche (und Eindringtiefe) zeigen als Kugelauftragfläche mit größerem Krümmungsradius [6].

von etwa 200 g zulässiger Tragkraft) von der Belastung. Die Aufhängung der Schalen mittels der üblichen Endschnitten wurde durch geeignete Fäden (platiniridium Drehwaagefäden von 0,05 mm Durchmesser) von je 15 cm Länge ersetzt. Ferner wurde die Waage mit einer neuen, gut gehärteten Stahlschneide versehen. Als Schnittenlager konnten entsprechende Körper eingebaut werden.

Die Messungen sind so vorgenommen, daß vorerst die Waagschalen mit 25 g an Gewichten belastet und dann die Waage möglichst empfindlich unter Verwendung von Quarz als Schneideunterlagematerial eingestellt wurde. Dieses geschah auf dem üblichen Wege durch Verlagerung des Schwerpunktes nach oben bis nahe an den labilen Punkt. Die Schwingungszeiten wurden dann jeweils nach stufenweiser Entlastung der Schneide, und zwar durch das jeweilige Wegnehmen von 5 g an Gewichten bestimmt.

Die erhaltenen Kurven zeigen einen ähnlichen Verlauf wie in Fig. 1. Wir sind demnach wohl zur Annahme berechtigt, aus der Schwingungszeit auf Art und Qualität der Schneideunterlage (und natürlich auch der Schneide) zu schließen. Ein merkliches Durchbiegen der Hebelarme durch die verhältnismäßig geringe zusätzliche Belastung war nicht zu befürchten, da die noch verstärkten

Arme eine hohe Stabilität besaßen. Bei sehr hartem Unterlagematerial kann unter Umständen schon eine geringe Verringerung der Schneidenbelastung eine so merkliche Empfindlichkeitssteigerung hervorrufen, so daß das System labil wird.

Unter Verwendung eines harten Schneideunterlagematerials wird nach den erhaltenen Ergebnissen in der Nähe des labilen Punktes der Waage bei unterschiedlicher Schneidenbelastung die Schwingungszeit stärker schwanken als bei Benutzung eines weniger harten Unterlagematerials. Andererseits besitzt wiederum nur ein möglichst hartes Unterlagematerial ein hinreichend geringes Reibungsmoment, um eine entsprechend hohe Empfindlichkeit zu gewährleisten, so daß auch bei schneidegelagerten geophysikalischen Geräten meistens wohl nur eine Kompromißlösung möglich erscheint.

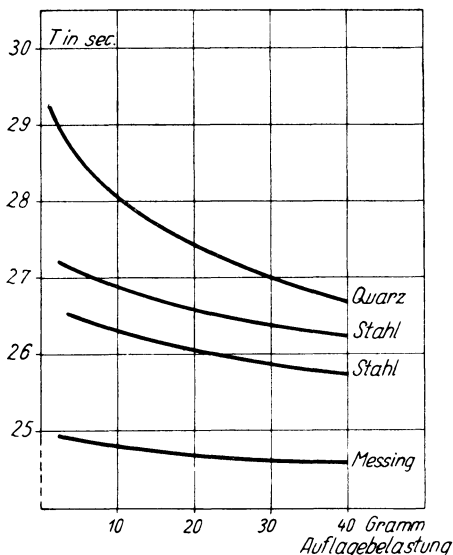


Fig. 3. Schwingungszeit und Belastung einer sehr empfindlich eingestellten Hebelwaage

Schrifttum

- [1] Handb. d. Experimentalphysik, Bd. III, 2. Teil (Leipzig 1929).
[2] Handb. d. Experimentalphysik, Bd. V, Plastische Verformung (Akad. Verlags-
ges. Leipzig 1930).
[3] H. Gebelein: Das abrollende physikalische Pendel. Z. f. Geophys. 8, 272 (1932)
[4] H. Hertz: Gesammelte Werke, Bd. I (Leipzig).
[5] W. Köller: Untersuchungen über Vorgänge an der Schneide usw. Z. f. Geophys.
13, 269 (1937).
[6] M. Moser: Stahl u. Eisen, H. 7 (1933).
[7] W. Patzke: Untersuchungen über die Genauigkeit von Pendelmessungen an
fester Station. Z. f. Geophys. 12, 253 (1936).
[8] G. Schmerwitz: Messung von Schneidenkrümmungsradien. Z. f. Instrkde.
52, 1 (1932).
[9] G. Schmerwitz: Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit
geophysikalischer Instrumente. Z. f. Geophys. 8 (1932).
[10] V. Stott: An investigation of problems relating to the use of pivots and jewels
in instruments and meters. I. Instn. electr. Engrs. 69, 751 (1931).
[11] H. Tesch: Der Einfluß der Elastizität der Schneide und Unterlage eines
Pendels auf die Schwingungszeit. Z. f. Geophys. H. 7/8, 289 (1940).
[12] Handb. d. Werkstoffprüfung, 2. Bd. (Springer, Berlin 1939).
[13] St. v. Thyssen: Ein Versuch zur Verringerung des Auflagedruckes von
Schneidegeräten. Meßtechn. 8, 692 (1943).

Über die Ausbreitung an der Erdoberfläche erzeugter periodischer Bodenschwingungen (Maschinenschwingungen) in die Tiefe

Von Dr. L. Mintrop, ord. Professor an der Technischen Hochschule und der Uni-
versität Breslau. — (Mit 15 Abbildungen)

An der Erdoberfläche bis zu Entfernungen von mehreren Kilometern und in Berg-
werken bis zu 530 m Tiefe erfolgte seismographische Aufzeichnungen von Maschin-
schwingungen zeigen, daß das Problem der Ausbreitung von an der Erdoberfläche
erzeugter periodischer Bodenschwingungen weder ein rein ebenes noch räumliches
ist. Die Schwingungen breiten sich in den untersuchten Fällen zwar vorzugsweise
in den obersten Erdschichten aus, sind aber auch in großen Tiefen noch nach-
weisbar

In einer früheren Abhandlung [1], die das inzwischen von vielen Seiten
bearbeitete Gebiet der seismographischen Untersuchung der Ausbreitung
von periodischen Maschinenschwingungen entlang der Erdoberfläche er-
schlossen hat, habe ich auch ein Beispiel dafür gebracht, daß die Schwin-
gungen in große Tiefen dringen. Die Fig. 1 und 2 geben die von mir im Jahre
1908 auf der Schachtanlage 2/2a der Gewerkschaft Constantin der Große
in Bochum aufgenommenen Seismogramme wieder, von denen das Seismo-

gramm der Fig. 1 an der Erdoberfläche in 210 m Entfernung von einem Großgasmotor, das Seismogramm der Fig. 2 fast vertikal darunter in 386 m Tiefe aufgenommen worden ist. Die Kurven geben eine Horizontalkomponente der Boden-

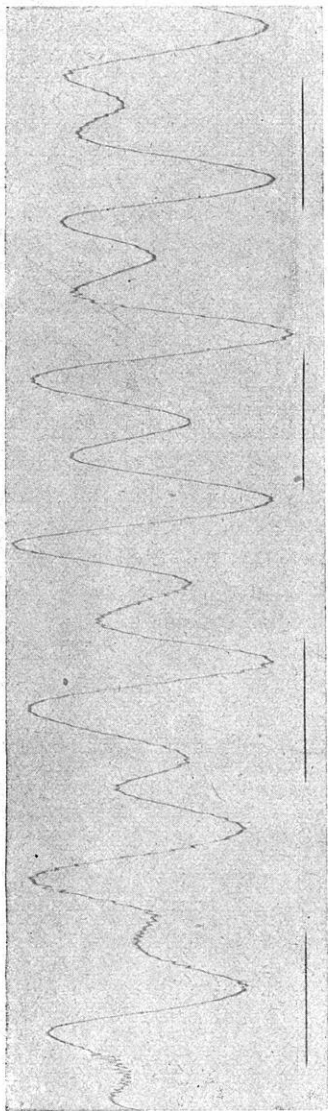


Fig. 1. Original-Horizontal-Seismogramm von Maschinenschwingungen.
Mit dem Wiechert-Mintrop-Instrument bei 5500facher Vergrößerung über Tage aufgenommen
in 210 m Entfernung durch L. Mintrop 1908. Registriergeschwindigkeit 38 mm/sec



Fig. 2. Original-Horizontal-Seismogramm von Maschinenschwingungen.
Mit dem Wiechert-Mintrop-Instrument bei 5500facher Vergröße-
rung aufgenommen in 386 m Tiefe durch L. Mintrop 1908.
Registriergeschwindigkeit 3.25 mm/sec

schwingungen in 5500facher Vergrößerung wieder, ihre Amplitude beträgt über Tage 3μ , unter Tage nur 0.2μ . Die Frequenz der Grundschwingung über Tage von $1.78/\text{sec} = 107/\text{min}$ entspricht der Tourenzahl des Motors, die auch in

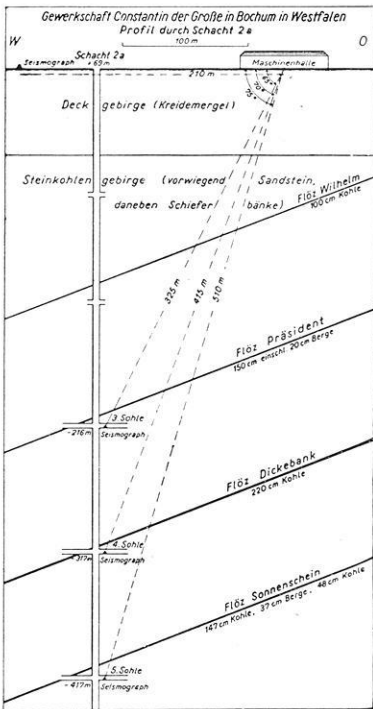


Fig. 3. Profil durch den Schacht 2a der Gewerkschaft Constantin der Große in Bochum

dem unter Tage registrierten Seismogramm enthalten ist. Außerdem zeigen die Kurven in Übereinstimmung mit den doppel-periodisch wechselnden Massendrücken in der Maschine eine Oberschwingung von doppelter Frequenz. Ferner treten Schwebungen auf, die von dem gleichzeitigen Betrieb anderer Maschinen in der näheren oder weiteren Umgebung herrühren. Die Lage der Beobachtungspunkte zu der Maschinenhalle von Constantin ist aus dem Profil der Fig. 3 zu ersehen.

In der eingangs genannten Veröffentlichung bin ich zu der Schlußfolgerung gekommen, daß das Problem der Ausbreitung der periodischen Maschinenschwingungen „weder ein rein ebenes noch räumliches ist“. Später habe ich die Untersuchungen über die Ausbreitung von Maschinenschwingungen zum Zwecke der Ermittlung ihrer schädlichen bzw. störenden Wirkung auf Bauwerke an der Erdoberfläche mit meinem Dreikomponenten-Seismographen erweitert und dabei gelegentlich auch einige Aufnahmen in

Bergwerken gemacht. Die Fig. 4 gibt ein bisher nicht veröffentlichtes Seismogramm wieder, das ich im Jahre 1913 auf der Schachtanlage Alma I der Zeche Rheinelbe und Alma in Gelsenkirchen auf der ersten

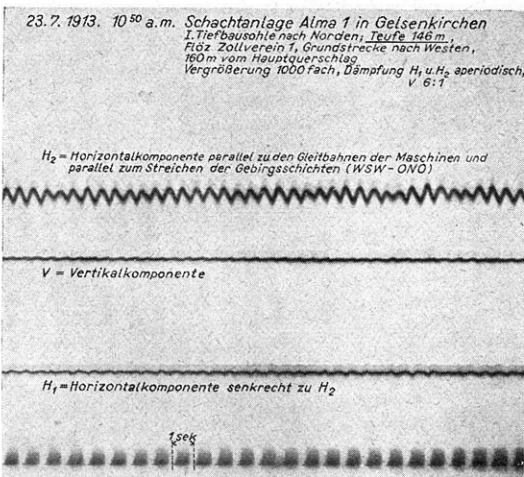


Fig. 4.

Original-Dreikomponenten-Seismogramm von Maschinenschwingungen (auf $1/2$ verkl.). Mit dem Instrument von Mintrop bei 1000 facher Vergrößerung aufgenommen in 146 m Tiefe durch L. Mintrop 1913

Sohle 146 m vertikal unter der Maschinenzentrale eines großen Hüttenwerkes registriert habe. Die Frequenz der Grundschiwingung von $1.57/\text{sec} = 94/\text{min}$ entspricht der Tourenzahl der über Tage im Betrieb befindlichen Großgas-

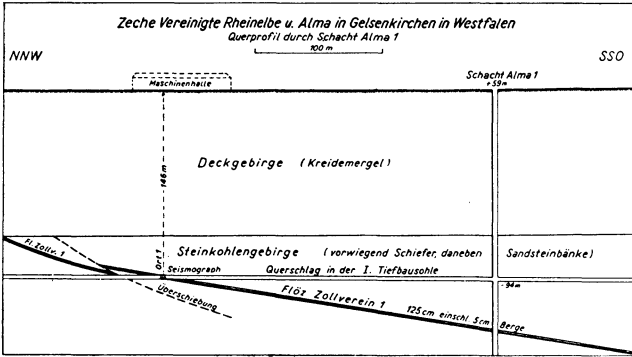


Fig. 5. Profil durch den Schacht Alma 1 in Gelsenkirchen

maschinen. Die größten Amplituden der Schwingungen treten mit 2μ parallel zur Richtung der Gleitbahnen der Maschinen auf. Diese Richtung deckt sich im vorliegenden Falle mit dem Streichen der Gebirgsschichten, steht

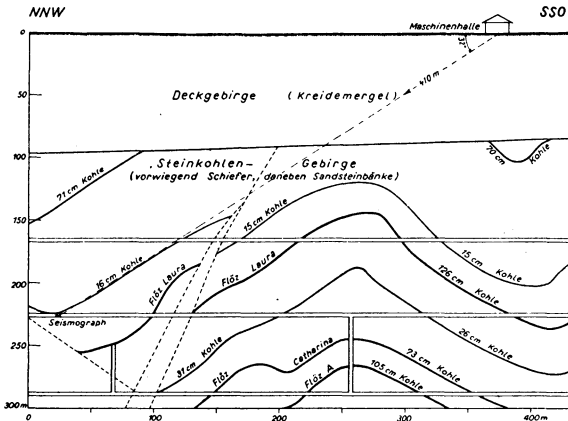


Fig. 6. Profil durch den geologischen Untergrund eines Hüttengeländes im rheinisch-westfälischen Industriebezirk

also senkrecht zu der Ebene des Profils der Fig. 5. Die Kurven enthalten neben der Grundschiwingung eine Oberschiwingung von doppelter Frequenz sowie Schwebungen als Folge des gleichzeitigen Betriebes mehrerer Maschinen.

Unter einem anderen Hüttenwerk des rheinisch-westfälischen Industriebezirktes habe ich im Jahre 1918 in 220 m Tiefe und 350 m Horizontalabstand, d. i. in 410 m Entfernung von der Maschinenzentrale, ein Dreikomponenten-Seismogramm aufgenommen, in dem ebenfalls neben der Frequenz der Tourenzahl der Maschine von 94 in der Minute und der Oberschwingung von doppelter Frequenz Schwebungen auftraten. Die resultierende größte Amplitude der Bodenschwingungen betrug bei gleichzeitigem Betrieb von fünf Großgasmaschinen 3.5μ gegenüber 30μ in der entsprechenden Entfernung über Tage. Aus dem Profil der Fig. 6 ist die Lage des Beobachtungspunktes zu der Maschinenhalle zu ersehen.

Auf meine Anregung hin hat G. Bornitz [2] im Jahre 1930 die Ausbreitung von periodischen Maschinenschwingungen entlang der Erdoberfläche und nach der Tiefe zu auf zwei Schachtanlagen im Oberschlesischen Steinkohlenbezirk zum Gegenstand sehr eingehender Untersuchungen gemacht. Dabei sind Entfernungen von 2240 m und Tiefen von 530 m erreicht worden. In der Umgebung der bei Rybnik gelegenen Blücherschächte wurden die drei Komponenten der Bodenschwingungen über Tage an sechs und unter Tage an zwölf Punkten registriert, während an den Delbrückschächten bei Hindenburg über Tage an 8 und unter Tage an 13 Stellen Aufnahmen erfolgten. Die Schwingungen waren auch an allen 25 Beobachtungspunkten unter Tage nachweisbar, wobei die größte Amplitude in 130 m Tiefe und 230 m Horizontalabstand, d. h. in 265 m Entfernung von der Maschinenzentrale zu 0.65μ gemessen wurde. In der entsprechenden Entfernung über Tage betrug die Amplitude 18μ .

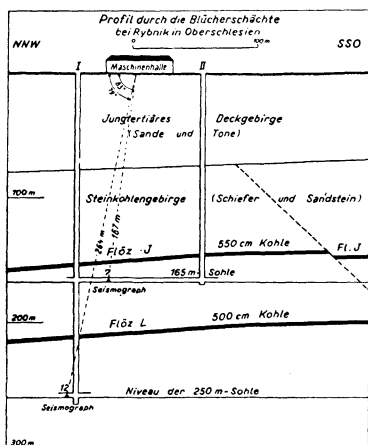


Fig. 7.

Profil durch die Blücherschächte bei Rybnik in Oberschlesien

In der Fig. 7 ist ein Profil durch die Blücherschächte dargestellt, in das die in seinen Bereich fallenden, fast vertikal unter der Maschinenhalle gelegenen Aufstellungspunkte 7 und 12 des Seismographen eingetragen sind. Die in 165 und 250 m Tiefe gewonnenen Seismogramme sind in den Fig. 8 und 9 wiedergegeben. Während der Aufnahme der Kurven lief über Tage nur ein zwischen den Schächten I und II stehender Niederdruckkompressor mit 75 Touren in der Minute. Diese Frequenz tritt in den Horizontalkomponenten der Seismogramme deutlich auf, ist aber auch in der Vertikalkomponente zu erkennen, wenn man ein Lineal an die Kurve legt. Eine harmonische Analyse der Seismogramme, die Bornitz durchgeführt hat, ergibt neben der Grundschwingung nur eine sehr schwache Oberschwingung von doppelter Fre-

quenz. In der Umgebung der bei Rybnik gelegenen Blücherschächte wurden die drei Komponenten der Bodenschwingungen über Tage an sechs und unter Tage an zwölf Punkten registriert, während an den Delbrückschächten bei Hindenburg über Tage an 8 und unter Tage an 13 Stellen Aufnahmen erfolgten. Die Schwingungen waren auch an allen 25 Beobachtungspunkten unter Tage nachweisbar, wobei die größte Amplitude in 130 m Tiefe und 230 m Horizontalabstand, d. h. in 265 m Entfernung von der Maschinenzentrale zu 0.65μ gemessen wurde. In der entsprechenden Entfernung über Tage betrug die Amplitude 18μ .

quenz entsprechend den nur sehr geringen Massendrucken dieser Frequenz in der beobachteten Maschine. Dagegen erscheinen in den Kurven Oberschwingungen mit der Frequenz von 40/sec als Folge von Störungen am Beobachtungsort.

Die Untersuchungen bei den Delbrückschächten bezogen sich durchweg auf die Ausbreitung der von mehreren gleichzeitig im Betrieb befindlichen Maschinen ausgehenden Bodenschwingungen. Im allgemeinen liefen vier Großgasmaschinen mit je 107 Touren/min, die zur Verringerung der an der Erdoberfläche in der näheren Umgebung der Maschinenzentrale störenden Bodenschwingungen mit paarweise um 180° gegeneinander versetzten Kurbelstellungen gefahren wurden. Das geologische Profil der Fig. 10 enthält u. a. die Lage der Maschinenhalle und die auf den 130-, 300- und 530-m-Sohlen in dem Bereich dieses Profils benutzten Aufstellungspunkte des Seismographen. In den Fig. 11, 12 und 13 sind die Seismogramme wiedergegeben, die eine Grundschwingung von der Frequenz der Umlaufzahl der Maschine und eine Oberschwingung von doppelter Frequenz sowie geringe Schwebungserscheinungen enthalten.

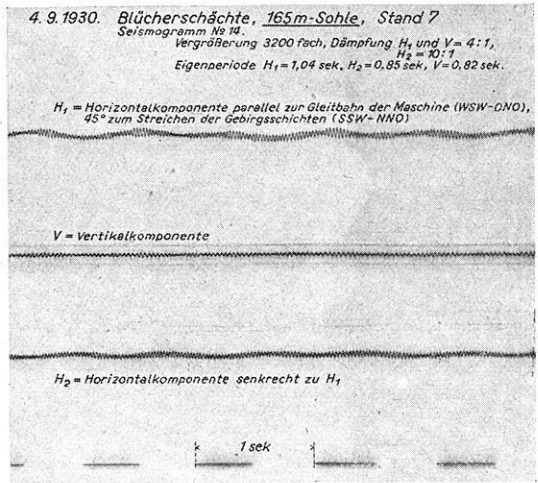


Fig. 8. Original-Dreikomponenten-Seismogramm von Maschinenschwingungen (auf $1/2$ verkl.).

Mit dem Instrument von Mintrop bei 3200facher Vergrößerung aufgenommen in 165 m Tiefe durch G. Bornitz 1930

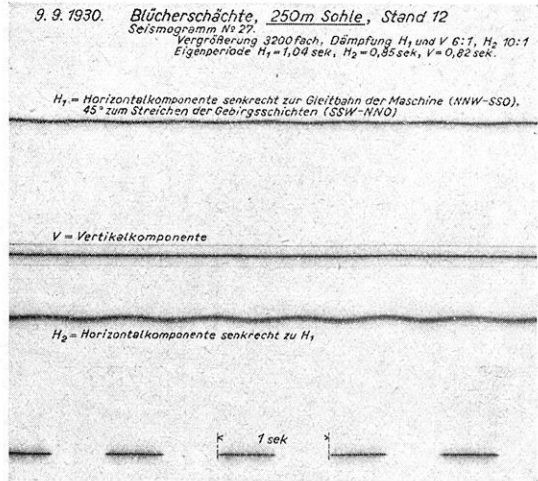


Fig. 9. Original-Dreikomponenten-Seismogramm von Maschinenschwingungen (auf $1/2$ verkl.).

Mit dem Instrument von Mintrop bei 3200facher Vergrößerung aufgenommen in 250 m Tiefe durch G. Bornitz 1930

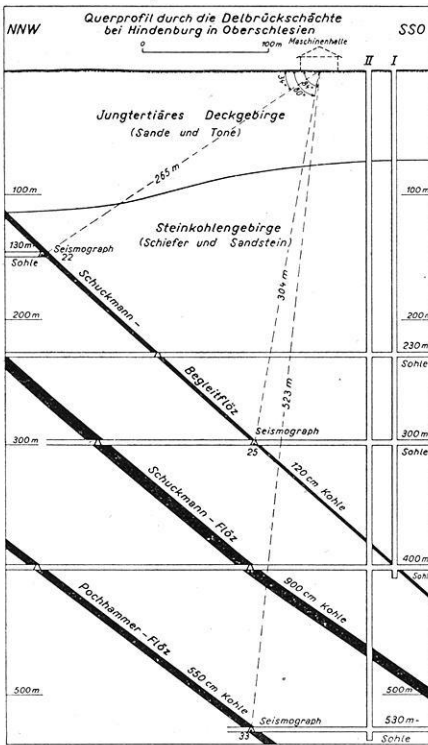


Fig. 10. Querprofil durch die Delbrückschächte bei Hindenburg in Oberschlesien.

In einer neueren Veröffentlichung kommt O. Förtsch [3] bei der Ableitung des von der Frequenz unabhängigen Absorptionskoeffizienten bei lediglich über Tage beobachteten Maschinenschwingungen unter Ablehnung meiner Ansicht, daß das Problem der Ausbreitung der Schwingungen weder ein rein ebenes noch räumliches ist, zu der Schlußfolgerung: „Sinusförmige elastische Wellen breiten sich im Untergrund immer flächenhaft in horizontaler Richtung aus“ (S. 75) und „Maschinenschwingungen breiten sich flächenhaft aus“ (S. 83). Da diese Schlußfolgerung weder im Einklang mit meinen Beobachtungen noch mit den Ergebnissen der eingehenden Untersuchungen von Bornitz steht, habe ich den Leiter der geophysikalischen Abteilung der Westfälischen Berggewerkschaftskasse in Bochum, Markscheider W. Löhrr und seinen Mitarbeiter Dr. R. Köhler, die auf dem Gebiete der Schwingungsmessungen über große Erfahrungen verfügen [4] [5], gebeten, meine eingangs erwähnten Messungen auf der Schachanlage 2/2a der Zeche Constantin der Große in Bochum zu wiederholen. Vor der Auf-

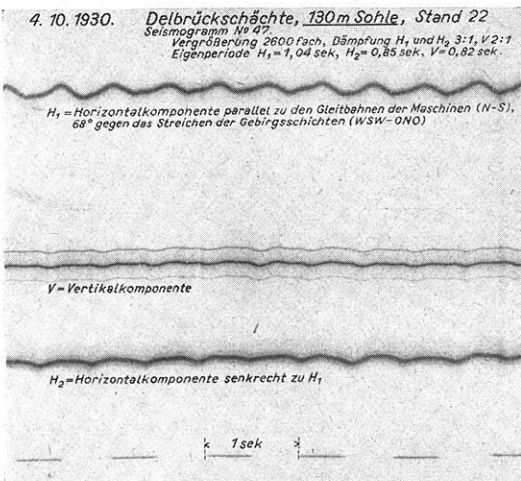


Fig. 11.

Original-Dreikomponenten-Seismogramm von Maschinenschwingungen (auf $\frac{1}{2}$ verkl.).

Mit dem Mintrop-Instrument bei 2600 facher Vergrößerung aufgenommen in 130 m Tiefe durch G. Bornitz 1930

nahme der Schwingungen wurde mein auch von Bornitz benutzter Dreikomponenten-Seismograph [2] auf den Schütteltischen der Bochumer Forschungsstelle für Schwingungs- und Schalltechnik eingehend geprüft. Im Anschluß daran erfolgten Registrierungen auf der dritten und fünften Sohle in Tiefen von 285 und 486 m, während meine Messung im Jahre 1908 auf der dazwischen liegenden vierten Sohle in einer Tiefe von 386 m stattgefunden hatte. Die Lage der drei Beobachtungspunkte zur Maschinenhalle ist aus dem geologischen Profil der Fig. 3 zu ersehen, in das auch die Verbindungslinien und Entfernungen zu den Beobachtungspunkten eingetragen sind. Der Großgasmotor mit 107 Touren in der Minute, auf den sich meine Messungen bezogen hatten, war inzwischen abgebaut worden. Die Beobachtungen erfolgten an einem Kompressor mit erheblich geringeren freien Massendrucken bei einer Tourenzahl von (77 ± 2) /min auf der dritten Sohle und von (80 ± 1) /min auf der fünften Sohle. Es sind die in den Fig. 14 und 15 wiedergegebenen Horizontalkomponenten registriert worden. R. Köhler faßt die Ergebnisse der Messungen und

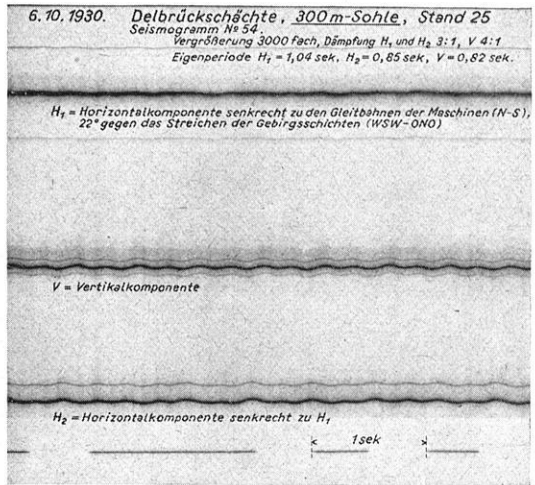


Fig. 12. Original-Dreikomponenten-Seismogramm von Maschinenschwingungen (auf $\frac{1}{2}$ verkl.).

Mit dem Mintrop-Instrument bei 3000facher Vergrößerung aufgenommen in 300 m Tiefe durch G. Bornitz 1930

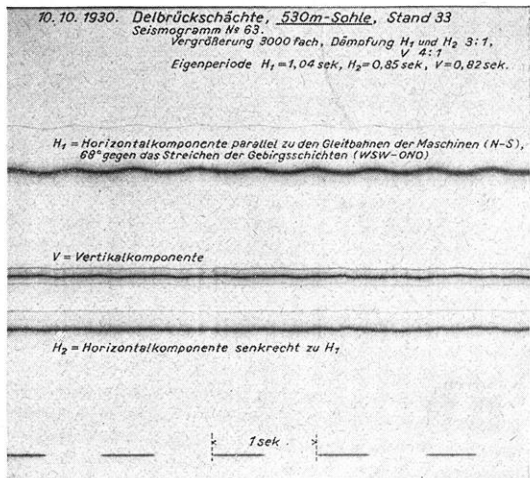


Fig. 13. Original-Dreikomponenten-Seismogramm von Maschinenschwingungen (auf $\frac{1}{2}$ verkl.).

Mit dem Mintrop-Instrument bei 3000facher Vergrößerung aufgenommen in 530 m Tiefe durch G. Bornitz 1930

Auswertungen in seinem schriftlichen Bericht vom 12. Februar 1943 zusammen wie folgt:

„Die Untersuchung hat ergeben, daß die von dem über Tage laufenden Verdichter verursachten Schwingungen zwar mit Sicherheit auf der 300- und

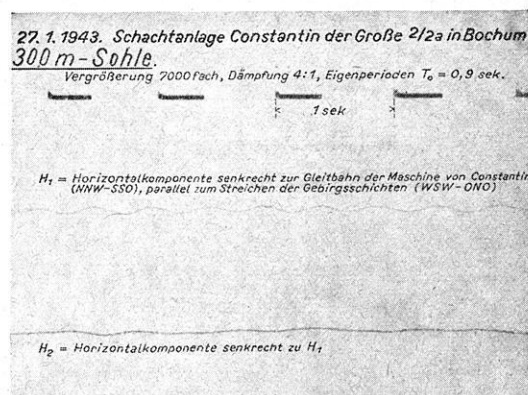


Fig. 14. Original-Horizontalkomponenten-Seismogramm von Maschinenschwingungen (a. $\frac{1}{2}$ verkl.).

Mit dem Dreikomponenten-Seismographen von Mintrop aufgenommen in 286 m Tiefe durch R. Köhler und W. Löhr 1943

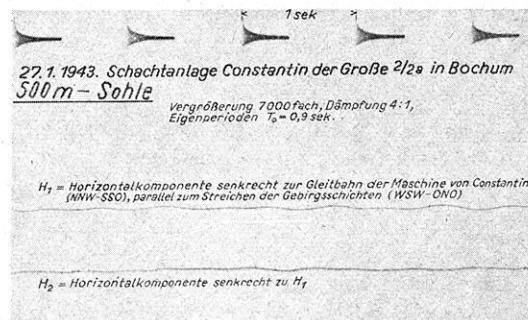


Fig. 15. Original-Horizontalkomponenten-Seismogramm von Maschinenschwingungen (a. $\frac{1}{2}$ verkl.).

Mit dem Dreikomponenten-Seismographen von Mintrop aufgenommen in 486 m Tiefe durch R. Köhler und W. Löhr 1943

den ergibt sich ein Schwingzahlunterschied der überlagerten Schwingungen von $60 : 4,5 = 13,3/\text{min}$. Da die Schwingzahl der aufgezeichneten Schwingungen im Schwebungsminimum offensichtlich geringer ist als im Schwe-

werden konnten, daß jedoch ihre Schwingweite mit höchstens $0,1 \mu$ sehr gering war.

Schwingungen einer unbekanntenen, möglicherweise weit entfernten Maschine mit der Schwing- bzw. Drehzahl 122/min waren wesentlich deutlicher zu erkennen; ihre mittlere Schwingweite betrug auf der 300-m-Sohle in 285 m Teufe $0,17 \mu$, auf der 500-m-Sohle in 486 m Teufe $0,10 \mu$. Beide Schwingungen überlagern sich und ergeben Schwebungserscheinungen.

In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß die in der Dissertation von L. Mintrop wiedergegebene Fig. 40, die der unmittlere Ausgangspunkt der vorstehenden Untersuchungen war, ebenfalls

Schwebungserscheinungen zeigt, die unseres Erachtens folgendermaßen gedeutet werden müssen: Die mittlere Schwingzahl der aufgezeichneten Kurve errechnet sich an Hand der Sekundenmarken zu 97/min. Aus der beobachteten Schwebungsdauer von etwa 4,5 Sekunden

bungsmaximum, so ist der überlagerten schwächeren Schwingung die höhere Schwingzahl zuzuordnen. Demgemäß ergibt sich $97/\text{min} + 13/\text{min} = 110/\text{min}$ an Stelle des nur wenig niedrigeren Wertes $107/\text{min}$, der der Wirklichkeit entspricht.“

Bei der von Köhler erwähnten Maschine mit 122 Touren in der Minute, deren Standort nicht ermittelt worden ist, handelt es sich vielleicht um die gleiche Maschine, die nach einer Mitteilung von Köhler in seinem oben erwähnten Bericht die Schwingungen gleicher Frequenz in den Aufzeichnungen des Wiechert-17-t-Pendels in der 2 km vom Schacht Constantin 2/2a entfernt im Stadtpark von Bochum gelegenen Erdbebenwarte verursacht. Bornitz bringt in seiner Abhandlung u. a. Beobachtungen der von einem Hochdruckkompressor mit 122 Touren pro Minute an der Erdoberfläche und in der Tiefe erzeugten Bodenschwingungen. Über Tage betrug die aus drei Komponenten resultierende Schwingweite in 1630 m Entfernung von der Maschine 0.74μ , unter Tage in 250 m Tiefe bzw. in 264 m Entfernung vom Kompressor 0.16μ .

Die Untersuchungen von Köhler und Löhr haben meine Beobachtungen aus dem Jahre 1908 bestätigt, wonach an der Erdoberfläche erzeugte periodische Bodenschwingungen (Maschinenschwingungen) auch in große Tiefe dringen. Diese Feststellung deckt sich mit den Ergebnissen meiner Messungen aus den Jahren 1913 und 1918 sowie mit dem Resultat der eingehenden Untersuchungen von Bornitz aus dem Jahre 1930. Die Schwingungen breiten sich in den untersuchten Fällen vorzugsweise in den obersten Erdschichten aus, sind aber auch in großen Tiefen noch nachweisbar. „Das Problem der Ausbreitung der periodischen Maschinenschwingungen ist weder ein rein ebenes noch räumliches.“

Literatur

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

[2] G. Bornitz: Über die Ausbreitung der von Großkolbenmaschinen erzeugten Bodenschwingungen in die Tiefe. Dissertation Breslau 1931. Berlin, Verlag von Julius Springer.

[3] O. Förtsch: Ableitung des von der Frequenz unabhängigen Absorptionskoeffizienten aus Maschinenschwingungen. Dissertation Göttingen. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. Zeitschr. f. Geophys. **16**, 57–84 (1940).

[4] W. Löhr: Geophysikalische Einrichtungen des Bergbaues. Technisches Sammelwerk: Der deutsche Steinkohlenbergbau, Bd. 1, Geologie, Geophysik, Betriebsamswesen, S. 393–454. Essen, Verlag Glückauf, 1942.

[5] R. Köhler: Gebäudeerschütterungen durch Maschinenbetriebe. Mitteilungen der Geophysikalischen Abteilung der Westfälischen Berggewerkschaftskasse, Bochum 1938, S. 5–27.

Über die Eintauchtiefe von Rayleigh-Wellen

Von Erwin Hardtwig

Es wird untersucht, in welcher Weise sich die Ausdrücke für die Amplituden der Rayleigh-Wellen mit der Tiefe ändern. Es ergibt sich: 1. Die Amplitudenabnahme mit der Tiefe erfolgt nicht gleichmäßig, sondern es kommt zur Ausbildung von Extremstellen, 2. die Horizontalkomponente wird von einer bestimmten Tiefe an negativ, 3. die Bewegung des Bodenteilchens ist von dieser Tiefe ab nicht mehr retrograd, sondern progressiv, 4. die Eintauchtiefe ist proportional der Periode, 5. das Achsenverhältnis Z/H strebt einem Grenzwert zu, nachdem es eine Unstetigkeitsstelle durchschritten hat. — Da die Amplitudenabnahme mit der Tiefe langsam erfolgt, wird das Auftreten von Querschwingungen als Begleiter der Rayleigh-Schwingungen wahrscheinlich gemacht.

In der Theorie der Oberflächenwellen erhebt sich die Frage, wie tief ins Erdinnere die Wellen eigentlich eintauchen, mit anderen Worten, bis zu welcher Tiefe noch eine merkliche Erschütterung des Bodens vorhanden ist. Es ist dabei Sache der Übereinkunft, was man unter „merklich“ verstehen will. Man könnte sich etwa fragen, bis zu welcher Tiefe man vordringen müßte, um ein Absinken der Amplituden auf den zehnten oder hundertsten Teil eines vorher bestimmten Anfangswertes beobachten zu können*). Auf den ersten Blick hat es den Anschein, als ob dieser Frage nur theoretisches Interesse zukäme. Doch ergeben sich sofort praktische Gesichtspunkte, wenn man bedenkt, daß von der Eintauchtiefe z. B. einer Rayleigh-Welle auch das Mitschwingen von mehr oder minder dicken Bodenschichten abhängt. Es ist ganz gut denkbar, daß tiefer eintauchende Rayleigh-Schwingungen auch entsprechend dickere Bodenschichten zur Ausführung von Querschwingungen (Love-Wellen) anregen oder aber, daß ein verhältnismäßig langsames Abklingen der Rayleigh-Wellen mit der Tiefe überhaupt erst das Auftreten von Querschwingungen wahrscheinlich macht. In diesem Falle müßte man mit großer Wahrscheinlichkeit das Auftreten von Love-Wellen als Begleiter der Rayleigh-Wellen erwarten. Dabei brauchen erstere durchaus nicht am Entstehungsherd der Rayleigh-Wellen entstanden zu sein, sondern sie können unterwegs durch die eben tief genug eindringenden Bodenbewegungen hervorgerufen worden sein.

Da die Amplituden der Rayleigh-Wellen von der Tiefe über e -Potenzen abhängen, begnügt man sich in der Praxis häufig mit der Feststellung, daß die Abnahme mit der Tiefe sehr rasch erfolgt und daß die Größenordnung der Eintauchtiefe ungefähr mit jener der Wellenlänge übereinstimmt.

Abgesehen davon, daß der Begriff der Eintauchtiefe bei dieser Auffassung nicht genau umschrieben wird, zeigt die Untersuchung, daß die Verhältnisse doch nicht so einfach liegen. Da die hierzu nötigen Rechnungen völlig elementar verlaufen, andererseits einige bemerkenswerte Ergebnisse zutage treten, mögen

*) Da es sich um abklingende e -Potenzen handelt, könnte man auch das Absinken auf den „Halbwert“ als Maß für die Eintauchtiefe einführen.

sie in den folgenden Zeilen kurz angeführt werden. In der Literatur scheint, soweit sich dies gegenwärtig überblicken läßt, die ganze Frage bisher nicht angeschnitten worden zu sein, auch fehlt in Gutenbergs „Handbuch der Geophysik“ jeglicher Hinweis darauf.

1. Die Ausgangsgleichungen. Unter einer Rayleigh-Welle versteht man bekanntlich jede partikuläre Lösung des Systems

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \frac{\lambda + \mu}{\rho} \frac{\partial \Theta}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 u \\ \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= \frac{\lambda + \mu}{\rho} \frac{\partial \Theta}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 v \\ \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= \frac{\lambda + \mu}{\rho} \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 w \end{aligned} \right\} \left(\begin{aligned} \Theta &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}, \\ \nabla &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{aligned} \right) \dots (1)$$

von Differentialgleichungen, die außerdem den Randbedingungen

$$\left. \begin{aligned} \lambda \Theta + 2 \mu \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) &= 0 \\ \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{an der Stelle} \\ z = 0 \end{array} \dots (2)$$

genügt und die von einer der Variablen (der „Tiefe“) über eine e -Potenz abhängt. Wie üblich, verwenden wir rechtwinklige Koordinaten x, y, z und setzen voraus, daß der unter der x - y -Ebene liegende Halbraum von einem elastischen Medium erfüllt ist, dessen Lamésche Konstanten mit λ, μ und dessen Dichte mit ρ bezeichnet werden mögen. Die z -Richtung werde nach unten hin als positiv gerechnet. Es mögen ferner bedeuten:

- c eine willkürliche, reelle Konstante,
- $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ den Radius vector,
- s die radiale Komponente der elastischen Verrückung,
- V die Wellengeschwindigkeit,
- L die Wellenlänge,
- T die Periode,
- A_1, A_2, C_1, C_2 reelle Konstanten.

Die allgemeine Theorie*) liefert dann als einzige Partikularlösungen des Problems (1) mit den Nebenbedingungen (2)

$$\left. \begin{aligned} s &= c \cos(\vartheta - \vartheta_0) [A_1 e^{-q_1 z} + A_2 e^{-q_2 z}] \cos m [r \cos(\vartheta - \vartheta_0) - Vt], \\ w &= c [C_1 e^{-q_1 z} + C_2 e^{-q_2 z}] \sin m [r \cos(\vartheta - \vartheta_0) - Vt] \end{aligned} \right\} \text{oder} \dots (3)$$

$$\left. \begin{aligned} s &= -c \cos(\vartheta - \vartheta_0) [A_1 e^{-q_1 z} + A_2 e^{-q_2 z}] \sin m [r \cos(\vartheta - \vartheta_0) - Vt], \\ w &= c [C_1 e^{-q_1 z} + C_2 e^{-q_2 z}] \cos m [r \cos(\vartheta - \vartheta_0) - Vt]. \end{aligned} \right\}$$

*) Lord Rayleigh: On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid (Scientif. Pap. vol. II, 1881—1887). Vgl. auch die Darstellung in Gutenbergs „Handbuch der Geophysik“.

Hier bedeuten $m = \frac{2\pi}{L} = \frac{2\pi}{VT}$, ferner ϑ_0 die Richtung der Anfangsverschiebung, ϑ und r die Polar- bzw. Zylinderkoordinaten des Feldpunktes.

Die Konstanten A_1, A_2, C_1, C_2 lassen sich leicht bestimmen, wenn man die kleinste der drei reellen Wurzeln, k , der Gleichung dritten Grades

$$3k^3 - 12k^2 + 14k - 4 = 0$$

kennt. Es ist nämlich

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= m, & A_2 &= -m(1-k), \\ C_1 &= -\frac{m(1-k)^2}{\sqrt{1-2k}}, & C_2 &= m\frac{1-k}{\sqrt{1-2k}}, \\ & & V &= \sqrt{2k} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

Da die fragliche Wurzel mit hinreichender Genauigkeit

$$k = 0,422650 \dots \dots \dots (5)$$

ist, liegen die Zahlenwerte für die Konstanten fest. Die Partikularlösungen werden, wenn man sich auf die erste Gruppe in (3) beschränkt:

$$\left. \begin{aligned} s &= c \frac{2\pi}{VT} \cos(\vartheta - \vartheta_0) [e^{-q_1 z} - (1-k)e^{-q_2 z}] \cos \frac{2\pi}{VT} [r \cos(\vartheta - \vartheta_0) - Vt], \\ w &= c \frac{2\pi}{VT} \frac{1-k}{\sqrt{1-2k}} [- (1-k)e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \sin \frac{2\pi}{VT} [r \cos(\vartheta - \vartheta_0) - Vt]. \end{aligned} \right\} (6)$$

Entscheidend ist nun — und dies wurde bisher offenbar stets übersehen —, daß auch die Konstanten q_1 und q_2 , die im Exponenten der e -Potenzen auftreten und dadurch das Tempo des Abklingens der Amplituden mit der Tiefe regeln, zahlenmäßig festliegen, abgesehen natürlich von ihrer Abhängigkeit von der Periode. Man findet

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= m \sqrt{1 - \frac{2k}{3}} = \frac{2\pi}{V} \sqrt{1 - \frac{2k}{3}} \cdot \frac{1}{T}, \\ q_2 &= m \sqrt{1 - 2k} = \frac{2\pi}{V} \sqrt{1 - 2k} \cdot \frac{1}{T} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

oder, wegen (5)

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= \frac{2\pi \cdot 0,847486}{V} \cdot \frac{1}{T}, & q_2 &= \frac{2\pi \cdot 0,393319}{V} \cdot \frac{1}{T}, \\ & & q_2 &= 0,464101 \cdot q_1. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

Es ist daher stets $q_1 > q_2$ und $e^{-q_1 z} < e^{-q_2 z}$.

Wir machen nun hinsichtlich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen eine Annahme, von der wir von vornherein wissen, daß sie in der Natur nur angenähert gilt, durch die wir aber für die folgenden Rechnungen und Tabellen einen sicheren Ausgangspunkt erhalten.

$$V = 3,2 \text{ km/sec} \dots \dots \dots (9)$$

Bekanntlich hängt die Wellengeschwindigkeit nicht nur von der Beschaffenheit des Gesteins in der obersten Erdschicht ab, sondern auch von der Tiefe, in der der Ausbreitungsvorgang stattfindet. Unmittelbar an der Erdoberfläche wird ein kleinerer Wert richtig sein, mit zunehmender Tiefe wird man V größer annehmen müssen. Unsere Wahl stellt einen mittleren Wert dar und hat nur den Zweck, ein zahlenmäßiges Bild der Verhältnisse zu ermöglichen, ohne Rücksicht darauf, ob es im einzelnen jedesmal mit der Wirklichkeit übereinstimmt.

Durch (9) wird

$$\frac{2\pi}{V} = 1,963\ 50$$

und

$$q_1 = 1,664\ 03 \cdot \frac{1}{T}, \quad q_2 = 0,772\ 28 \cdot \frac{1}{T} \quad \dots \dots \dots (10)$$

Damit ist der Ausgangspunkt für die Bestimmung der Amplituden gewonnen. Wir treffen nun die Festsetzung, daß wir nur solche Feldpunkte untersuchen, die in Richtung des Anfangsstoßes liegen, d. h. solche Punkte, für die das Azimut ϑ gleich ist dem Winkel ϑ_0 , unter dem die Anfangsbewegung erfolgt. Dann ist $\cos(\vartheta - \vartheta_0) = 1$ und in den Ausdrücken für die Horizontalamplitude H und die Vertikalamplitude Z

$$H = c \frac{2\pi}{VT} [e^{-q_1 z} - (1 - k) e^{-q_2 z}],$$

$$Z = c \frac{2\pi}{VT} \cdot \frac{1 - k}{\sqrt{1 - 2k}} [- (1 - k) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}]$$

sind, wenn man die Periode T als gegeben ansieht, alle auftretenden Konstanten bekannt, mit Ausnahme von c , das wir so normieren wollen, daß die Amplitude der Horizontal Komponente auf der Erdoberfläche (und in Richtung des Anfangsstoßes) den Wert 1 annimmt. Dann muß

$$c = \frac{VT}{2\pi k}$$

ausfallen. Bei dieser Festsetzung ist

$$\left. \begin{aligned} H &= \frac{1}{k} \cdot [e^{-q_1 z} - (1 - k) e^{-q_2 z}], \\ Z &= \frac{1 - k}{k \sqrt{1 - 2k}} [- (1 - k) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}], \\ q_1 &= 1,664\ 03 \cdot \frac{1}{T}, \quad q_2 = 0,772\ 28 \cdot \frac{1}{T}, \quad k = 0,422\ 650. \end{aligned} \right\} \dots (11)$$

Auf diese Formeln hat man sich zu stützen, wenn man das Verhalten der Rayleigh-Wellen in der Tiefe untersuchen will. Die Vertikalamplitude hat an der Erdoberfläche den Wert

$$\frac{1 - k}{\sqrt{1 - 2k}} = \frac{0,577\ 350}{0,393\ 319} = 1,467\ 89.$$

Dies ist der bekannte Zahlenwert für das Verhältnis von Vertikal- zu Horizontalamplitude*).

Es ergibt sich somit folgendes Bild: die durch (6) gegebenen Rayleigh-Wellen sind, wenn man die Periode als vorgegeben betrachtet, vollständig bestimmt. Man kann sie entstanden denken durch Überlagerung zweier einzelner Wellenzüge, deren Horizontalkomponenten (immer in Richtung der Anfangsbewegung)

$$+ \frac{1}{k} e^{-q_1 z} \cos \frac{2\pi}{VT} (r - Vt) \quad \text{und} \quad - \frac{1-k}{k} e^{-q_2 z} \cos \frac{2\pi}{VT} (r - Vt)$$

und deren Vertikalkomponenten

$$- \frac{(1-k)^2}{k\sqrt{1-2k}} e^{-q_1 z} \sin \frac{2\pi}{Vt} (r - Vt) \quad \text{und} \quad + \frac{1-k}{k\sqrt{1-2k}} e^{-q_2 z} \sin \frac{2\pi}{Vt} (r - Vt)$$

sind. Der Umstand, daß die Einzelkomponenten verschiedene Vorzeichen besitzen sowie die zahlenmäßige Verschiedenheit von q_1 und q_2 haben zur Folge, daß das Abklingen der Rayleigh-Wellen mit der Tiefe nicht gleichmäßig erfolgt. Die verschieden starke Abnahme der e -Potenzen sorgt für das Auftreten von Extremstellen in den Funktionen H und Z .

Auch das Achsenverhältnis

$$\frac{Z}{H} = \frac{1-k}{\sqrt{1-2k}} \cdot \frac{e^{-q_2 z} - (1-k) e^{-q_1 z}}{e^{-q_1 z} - (1-k) e^{-q_2 z}} \dots \dots \dots (12)$$

der Bahnellipse eines Bodenteilchens, das, wie unmittelbar ersichtlich, außer von der Tiefe auch noch von der Periode abhängig ist, wird dadurch in Mitleidenschaft gezogen und bewegt sich in einem Variabilitätsbereich, der sowohl positive als auch negative Werte umfaßt.

*) Will man im folgenden die horizontale Bodenverrückung an einer anderen Stelle als in der Richtung des Anfangsstoßes, so hat man den Wert von H aus der Formel (11) mit dem Cosinus jenes Winkels ω zu multiplizieren, den die Richtung des Anfangsstoßes mit der Richtung des Radiusvektors zum Aufpunkt miteinander einschließen.

Dementsprechend ist auch das Verhältnis H/Z kein konstantes, sondern ist jeweils mit $\cos \omega$ zu multiplizieren, variiert also mit der Lage des Feldpunktes relativ zur Richtung des Anfangsstoßes.

Lediglich im Falle vollkommener Zylindersymmetrie um die z -Achse ist H/Z azimutunabhängig. Dann bildet aber nicht (6) das Ausgangssystem, sondern

$$s = -C e^{-imVt} [e^{-q_1 z} - (1-k) e^{-q_2 z}] \cdot J_1(mr),$$

$$w = C \frac{1-k}{\sqrt{1-2k}} e^{-imVt} [-(1-k) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \cdot J_0(mr)$$

und die Amplituden sind infolge des Auftretens der Besselschen Funktionen auch noch von r abhängig (die Besselschen Funktionen oszillieren zwar ähnlich wie die trigonometrischen, aber die Amplituden werden mit wachsendem Argument immer kleiner). Diesen Fall lassen wir hier außer Betracht.

2. Verhalten der Vertikalkomponente in der Tiefe. Die Amplitude der Vertikalkomponente ist nach (11)

$$Z = \frac{1-k}{k\sqrt{1-2k}} \left[e^{-0,772\ 28 \frac{z}{T}} - (1-k) e^{-1,664\ 03 \frac{z}{T}} \right].$$

Da für jede Wahl des z (T wird festgehalten)

$$e^{-0,772\ 28 \frac{z}{T}} > (1-k) e^{-1,664\ 03 \frac{z}{T}}$$

bleibt, muß Z in jeder Tiefe positiv bleiben.

In der 1. bis 4. Spalte der folgenden Tabelle sind die Werte von Z für verschiedene Tiefen zusammengestellt. Aus ihr sind zu entnehmen:

1. Die Amplituden der ersten Teilwelle

$$W_1 = \frac{(1-k)^2}{k\sqrt{1-2k}} e^{-1,664\ 03 \frac{z}{T}}$$

2. Die Amplituden der zweiten Teilwelle

$$W_2 = \frac{(1-k)}{k\sqrt{1-2k}} e^{-0,772\ 28 \frac{z}{T}}$$

3. Die durch Überlagerung beider Teilwellen entstandenen Gesamtamplituden der Vertikalkomponente $Z = W_2 - W_1$.

Als Periode wurde, wie im folgenden stets, $T = 10$ sec angenommen. Die Tabelle ist so angelegt, daß die Tiefenstufen zunächst 100 m betragen und mit zunehmender Tiefe größer werden. Ab 50 km wurden 10-km-Stufen verwendet.

Zunächst bestätigt man, daß die Amplituden des Wellenzuges W_1 stets kleiner bleiben als jene des Wellenzuges W_2 , so daß Z stets positiv bleibt.

Aus der vierten Spalte ist ersichtlich, daß es ein ausgeprägtes Maximum in etwa

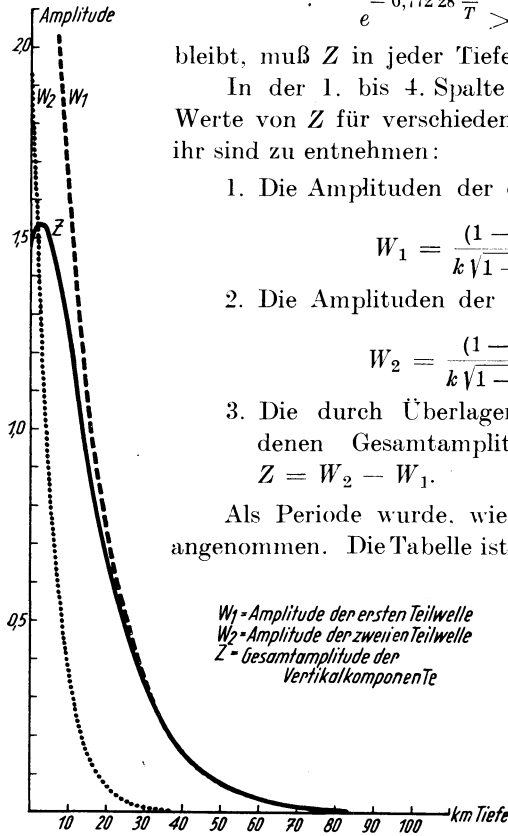


Fig. 1. Graphische Darstellung der Änderungen von Z mit der Tiefe

2,4 km Tiefe besitzt. Während an der Erdoberfläche die Bodenverschiebung einen Wert von 1,468 hat, erreicht sie in dieser Tiefe ihren größten Betrag, nämlich 1,541. Von da an nimmt Z wieder ab, erst rasch und dann immer langsamer, um zwischen 70 und 80 km Tiefe unter ein Hundertstel (der gewählten Einheit, nicht des Oberflächenwertes von Z) zu sinken.

Im obenstehenden Diagramm sind die Änderungen von Z mit der Tiefe graphisch dargestellt.

Tabelle.

Die Abnahme der Vertikalkomponente Z und der Horizontalkomponente H mit der Tiefe z und das Achsenverhältnis Z/H für die Periode 10 sec

Tiefe z in km	Vertikale Komponente			Horizontale Komponente			$\frac{Z}{H}$
	W_1	W_2	Z	W_1	W_2	H	
000.0	2.005	3.473	1.468	2.366	1.366	1.000	1.468
0.1	1.972	3.446	1.474	2.327	1.356	0.971	1.518
0.2	1.940	3.420	1.480	2.289	1.345	0.943	1.569
0.3	1.908	3.394	1.486	2.251	1.335	0.916	1.622
0.4	1.876	3.367	1.491	2.214	1.324	0.889	1.677
0.5	1.845	3.342	1.496	2.177	1.317	0.870	1.720
0.6	1.815	3.316	1.501	2.141	1.304	0.837	1.793
0.7	1.785	3.290	1.506	2.106	1.294	0.812	1.855
0.8	1.755	3.265	1.510	2.071	1.284	0.787	1.918
0.9	1.726	3.240	1.514	2.037	1.269	0.768	1.972
1.0	1.698	3.215	1.517	2.008	1.265	0.743	2.041
1.2	1.642	3.166	1.524	1.938	1.245	0.693	2.206
1.4	1.588	3.117	1.529	1.874	1.226	0.648	2.358
1.6	1.536	3.069	1.533	1.813	1.207	0.606	2.525
1.8	1.486	3.022	1.536	1.754	1.189	0.565	2.719
2.0	1.438	2.976	1.538	1.696	1.171	0.526	2.927
2.2	1.390	2.930	1.540	1.641	1.155	0.485	3.172
2.4	1.345	2.885	1.541	1.587	1.135	0.453	3.400
2.6	1.301	2.841	1.540	1.535	1.117	0.418	3.688
2.8	1.258	2.798	1.539	1.485	1.100	0.384	4.004
3.0	1.217	2.755	1.538	1.436	1.084	0.353	4.360
3.2	1.177	2.713	1.535	1.389	1.067	0.322	4.764
3.4	1.139	2.671	1.532	1.344	1.051	0.293	5.227
3.6	1.102	2.631	1.529	1.303	1.034	0.268	5.698
3.8	1.065	2.590	1.524	1.257	1.019	0.239	6.389
4.0	1.030	2.550	1.520	1.216	1.003	0.213	7.132
4.2	0.997	2.511	1.514	1.179	0.988	0.191	7.913
4.4	0.964	2.473	1.508	1.138	0.972	0.165	9.128
4.6	0.933	2.435	1.502	1.100	0.958	0.143	10.510
4.8	0.902	2.397	1.495	1.064	0.943	0.122	12.300
5.0	0.873	2.361	1.488	1.030	0.929	0.101	14.707
5.2	0.844	2.324	1.480	0.996	0.914	0.082	18.120
5.4	0.816	2.289	1.472	0.963	0.904	0.059	24.971
5.6	0.790	2.254	1.464	0.932	0.886	0.045	32.261
5.8	0.764	2.219	1.455	0.901	0.873	0.028	51.135
6.0	0.739	2.185	1.446	0.872	0.859	0.012	117.204
6.2	0.715	2.152	1.437	0.843	0.846	-0.003	-475.199
6.4	0.691	2.119	1.427	0.816	0.833	-0.018	-80.845
6.6	0.669	2.086	1.417	0.789	0.821	-0.032	-44.883
6.8	0.647	2.054	1.407	0.763	0.808	-0.045	-31.395
7.0	0.626	2.023	1.397	0.738	0.796	-0.057	-24.329
7.4	0.585	1.961	1.376	0.691	0.771	-0.081	-17.037
7.8	0.548	1.902	1.354	0.646	0.748	-0.102	-13.302
8.2	0.512	1.844	1.331	0.605	0.725	-0.121	-11.038
8.6	0.479	1.788	1.308	0.566	0.703	-0.137	-9.516

Tiefe z in km	Vertikale Komponente			Horizontale Komponente			$\frac{Z}{H}$
	W_1	W_2	Z	W_1	W_2	H	
9.0	0.448	1.733	1.285	0.529	0.682	-0.153	- 8.423
10.0	0.380	1.604	1.225	0.448	0.631	-0.183	- 6.693
11.0	0.322	1.485	1.164	0.379	0.584	-0.205	- 5.683
12.0	0.272	1.375	1.103	0.321	0.541	-0.219	- 5.012
13.0	0.231	1.273	1.042	0.272	0.499	-0.227	- 4.582
14.0	0.195	1.178	0.983	0.230	0.463	-0.233	- 4.217
15.0	0.166	1.090	0.924	0.195	0.429	-0.234	- 3.912
16.0	0.140	1.009	0.870	0.165	0.397	-0.232	- 3.749
17.0	0.118	0.934	0.816	0.140	0.367	-0.228	- 3.582
18.0	0.100	0.865	0.765	0.118	0.340	-0.222	- 3.447
19.0	0.085	0.801	0.716	0.100	0.315	-0.215	- 3.334
20.0	0.072	0.741	0.669	0.085	0.292	-0.207	- 3.238
22.0	0.052	0.635	0.583	0.068	0.250	-0.181	- 3.100
24.0	0.037	0.544	0.507	0.044	0.214	-0.170	- 2.983
26.0	0.026	0.466	0.440	0.031	0.183	-0.152	- 2.891
28.0	0.019	0.400	0.381	0.022	0.157	-0.135	- 2.824
30.0	0.014	0.342	0.329	0.016	0.136	-0.119	- 2.772
34.0	0.007	0.251	0.244	0.008	0.099	-0.091	- 2.697
38.0	0.004	0.185	0.181	0.004	0.073	-0.068	- 2.648
42.0	0.002	0.139	0.137	0.002	0.053	-0.051	- 2.611
46.0	0.001	0.099	0.098	0.001	0.039	-0.038	- 2.588
50.0	0.000	0.073	0.073	0.001	0.029	-0.028	- 2.577
60.0	0.000	0.034	0.034	0.000	0.013	-0.013	- 2.557
70.0	0.000	0.016	0.016	0.000	0.006	-0.006	- 2.55 .
80.0	0.000	0.007	0.007	0.000	0.003	-0.003	- 2.54 .
90.0	0.000	0.003	0.003	0.000	0.001	-0.001	- 2.54 .
100.0	0.000	0.002	0.001	0.000	0.001	-0.001	- 2.54 .

Die Tiefe, in der Z seinen Maximalwert erreicht, legt man wie folgt fest:
In der Bedingung für das Eintreten des Maximums

$$\frac{dZ}{dz} = \frac{1-k}{k\sqrt{1-2k}} \left[0,577\ 350 e^{-1,664\ 03 \frac{z}{T}} - 0,464\ 101 \left(e^{-1,664\ 03 \frac{z}{T}} \right)^{0,484\ 101} \right] = 0$$

führt man statt z eine neue Unbekannte φ ein vermöge

$$e^{-1,664\ 03 \frac{z}{T}} = \varphi \dots \dots \dots (13)$$

und hat dann die transzendente Gleichung

$$\varphi - 0,803\ 846\ 3 \varphi^{0,484\ 101} = 0 \dots \dots \dots (14)$$

zu lösen. Mit einer Genauigkeit, die für den vorliegenden Zweck ausreicht, ist

$$\varphi = 0,665\ 35 \dots \dots \dots (15)$$

die gesuchte Wurzel der Gleichung. Durch Logarithmieren folgt aus (13)

$$z = -T \frac{\log 0,665\ 35}{1,664\ 03 \log e} = T \frac{0,177\ 949\ 8}{1,664\ 03 \cdot 0,434\ 295}$$

also

$$z = 0,2462 T \text{ km} \dots \dots \dots (16)$$

Die Tiefe, in der z seinen größten Wert erreicht, ergibt sich also proportional der Periode. Für $T = 10$ sec ist dies 2,462 km.

Wie schon eingangs erwähnt, ist es Definitionssache, was man unter „Eintauchtiefe“ einer Rayleigh-Welle verstehen will. Wir setzen hier fest:

Als Eintauchtiefe wollen wir jenen Wert von z verstehen, für den die Schwingungsamplitude bis auf ein Hundertstel der festgelegten Einheit abgesunken ist.

Um danach die Eintauchtiefe, die im vorliegenden Falle zwischen 70 und 80 km liegen wird, zu bestimmen, hat man die Gleichung

$$\frac{1 - k}{k \sqrt{1 - 2k}} [e^{-q_2 z} - (1 - k) e^{-q_1 z}] = \frac{1}{100}$$

nach z zu lösen. Man vollführt wieder die Substitution (13) und findet wegen

$$\frac{1 - k}{k \sqrt{1 - 2k}} = 3,473 063, \quad \frac{(1 - k)^2}{k \sqrt{1 - 2k}} = 2,005 174$$

als Bestimmungsgleichung für φ

$$- 200,5174 \varphi + 347,063 \varphi^{0,464 101} - 1 = 0$$

oder

$$\varphi - 1,732 05 \varphi^{0,464 101} + 0,004 987 1 = 0 \dots \dots \dots (17)$$

Die Gleichung hat eine einzige reelle Wurzel φ_0 , mit deren Hilfe sich vermöge (13) der gesuchte Wert von z berechnen läßt:

$$z = - T \frac{\log \varphi_0}{1,664 03 \cdot 0,434 295}$$

Da $\log \varphi_0$ negativ ausfällt, bleibt z positiv. Auch die Eintauchtiefe ergibt sich als proportional der Periode. Für $T = 10$ sec ergibt sich der o. a. Wert zwischen 70 und 80 km und daher für Perioden von 20, 30, . . . Sekunden eine doppelt, dreifach, . . . so große Tiefe. Es sind dies unerwartet große Zahlen, und man kann aus ihnen nur schließen, daß die Anregung zum Mitschwingen, die von Rayleigh-Wellen auf die oberflächennahen Erdschichten ausgeübt wird, ebenfalls sehr groß ist.

3. Verhalten der Horizontalkomponente in der Tiefe. Die Amplitude der Horizontalkomponente nimmt mit der Tiefe in anderer Weise ab als jene der Vertikalkomponente. Aus

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{k} [e^{-q_1 z} - (1 - k) e^{-q_2 z}] \\ &= \frac{1}{k} \left[e^{-1,664 03 \frac{z}{T}} - (1 - k) e^{-0,772 28 \frac{z}{T}} \right] \end{aligned}$$

geht hervor, daß zwar für $z = 0$, also an der Erdoberfläche, H den Wert $+1$ besitzt (die Konstante c wurde so gewählt, daß dies eintritt), daß aber mit wachsendem z das negative Glied in der eckigen Klammer immer mehr überwiegt. Es muß also ein Wert des z existieren, für den H verschwindet und bei noch weiter wachsendem z muß H negativ werden. Die 5., 6. und 7. Spalte der Tabelle zeigt dies wieder im einzelnen. Es sind angeführt:

1. Die Amplituden der ersten Teilwelle

$$W_1 = \frac{1}{k} e^{-1,664\ 03 \frac{z}{T}}$$

2. Die Amplituden der zweiten Teilwelle

$$W_2 = \frac{1-k}{k} e^{-0,772\ 28 \frac{z}{T}}$$

3. Die durch Überlagerung beider Teilwellen entstandene Gesamtamplitude der Horizontalkomponente $H = W_1 - W_2$.

Die Periode sei wieder $T = 10$ sec.

Aus den angeführten Zahlenwerten ist zunächst zu erkennen, daß die Beträge der einzelnen Summanden erst rasch,

später langsamer abnehmen, doch so, daß ihre algebraische Summe stets kleiner wird und zwischen 6 und 6,2 km Tiefe verschwindet. Von da ab hat H negative Werte, die zunächst dem Betrage nach bis etwa 15 km Tiefe wachsen, um dann endgültig gegen Null zu konvergieren.

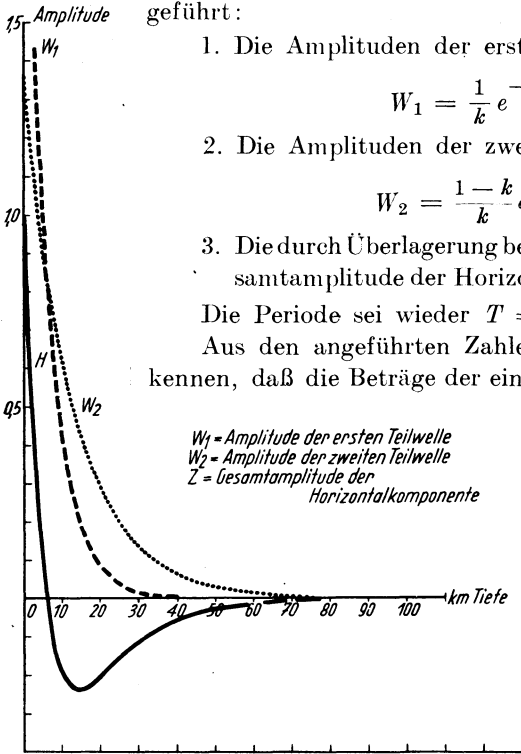


Fig. 2. Graphische Darstellung der Änderung von H mit der Tiefe

Im übrigen ist der Verlauf der Funktion H ebenfalls aus der graphischen Darstellung zu ersehen.

Auch hier kann man die kritischen Stellen mit beliebiger Genauigkeit berechnen. Um beispielsweise die Stelle zu finden, an der die Horizontalkomponente ganz ausgelöscht ist, hat man

$$e^{-1,664\ 03 \frac{z}{T}} - (1-k) e^{-0,772\ 28 \frac{z}{T}} = 0$$

nach z aufzulösen. Durch die Substitution (13) ergibt sich zunächst für φ die Bestimmungsgleichung

$$\varphi - 0,577\ 350 \varphi^{-0,464\ 101} = 0 \dots \dots \dots (18)$$

deren fragliche Wurzel mit hinreichender Genauigkeit

$$\varphi = 0,358\ 80$$

ist, so daß aus (13) folgt

$$z = -T \frac{\log 0,358\ 80}{1,664\ 03 \log e} = T \frac{0,445\ 148}{1,664\ 03 \cdot 0,434\ 295}$$

Führt man die Rechnung aus, so findet man

$$z = 0,6160\ T\ \text{km} \dots\dots\dots (19)$$

für jene Tiefe, in der das Bodenteilchen keine Horizontalbewegung mehr ausführt. Für $T = 10$ sec ist dies

$$z = 6,160\ \text{km},$$

für die doppelte, dreifache, ... Periode die doppelte, dreifache, ... Tiefe. Von da ab setzt wieder Horizontalbewegung ein, jedoch mit entgegengesetztem Zeichen, d. h. die Bahnellipse wird in entgegengesetztem Sinne durchlaufen. Die *maximale* Horizontalbewegung wird dabei erreicht für eine Tiefe z , für die

$$\varphi - 0,267\ 949\ \varphi^{-0,464\ 101} = 0$$

erfüllt ist. Die einzige Wurzel dieser Gleichung,

$$\varphi = 1,085\ 650$$

liefert dann auf die nun schon bekannte Art und Weise

$$z = 1,4768\ T\ \text{km}.$$

In Übereinstimmung mit der Tabelle bekommt man für $T = 10$ sec als fraglichen Wert

$$z = 14,768\ \text{km},$$

also ebenfalls eine verhältnismäßig hohe Zahl. Dabei sind die Amplituden in dieser Tiefe dem Betrage nach immer noch größer als 0,23 des Wertes an der Oberfläche.

Die weitere Frage, wie weit ins Erdinnere man eindringen muß, um Horizontalbewegungen von weniger als ein Hundertstel des Oberflächenwertes zu bekommen, soll nur gestreift werden. Ihre Behandlung kann genau so durchgeführt werden, wie im Falle der Vertikalkomponente. Wegen der verschiedenen Möglichkeiten für das Vorzeichen wird man die zwei Gleichungen

$$\varphi - 0,577\ 350\ \varphi^{0,464\ 101} - 0,0422\ 650 = 0$$

und

$$\varphi - 0,577\ 350\ \varphi^{0,464\ 101} + 0,0422\ 650 = 0$$

zu lösen haben, von denen die erste *eine* Wurzel, die zweite deren *zwei* besitzt. Die zugehörigen z -Werte liegen einerseits in unmittelbarer Nähe der Nullstelle von H , also bei $z = 6$ km, andererseits (für $T = 10$) zwischen 60 und 70 km.

4. *Das Verhältnis Z/H.* Das Verhältnis der Vertikal- zur Horizontalachse der Bewegungsellipse, das an der Erdoberfläche den Wert 1,46789 besitzt, ändert sich gemäß (12) mit der Tiefe und der Periode. Hält man wie bisher T fest, so wird der Wert dieses Verhältnisses zunächst wachsen, entsprechend der raschen Abnahme des Nenners gegenüber dem Zähler und an der Nullstelle des Zählers, in unserem Falle bei $z = 6,160$ km, von $+\infty$ auf $-\infty$ springen. Entsprechend dem negativen Wert des Nenners für Tiefen, die größer sind als dieses z wird dort das Vorzeichen des Verhältnisses negativ werden, während der Betrag beständig abnimmt. Die letzte Spalte der Tabelle gibt einen Überblick über den Verlauf des Achsenverhältnisses.

Die Zahlen der letzten Spalte wurden aus den Zahlen der 4. und 7. Spalte durch Division gefunden. Aus Gründen der logarithmischen Rechnung werden im Intervall zwischen 50 und 100 km die letzten Dezimalen unsicher. Doch macht dies insofern nichts aus, als man den Grenzwert, dem das Achsenverhältnis zustrebt, direkt berechnen kann.

In der Tat ist

$$\frac{Z}{H} = \frac{1-k}{\sqrt{1-2k}} \cdot \frac{e^{-q_2 z} - (1-k)e^{-q_1 z}}{e^{-q_1 z} - (1-k)e^{-q_2 z}} = \frac{1-k}{\sqrt{1-2k}} \cdot \frac{e^{(q_1-q_2)z} - (1-k)}{1 - (1-k)e^{(q_1-q_2)z}},$$

$$q_1 - q_2 > 0.$$

Ersetzt man hier $e^{(q_1-q_2)z}$ durch die Reihenentwicklung

$$1 + \frac{1}{1!}(q_1 - q_2)z + \frac{1}{2!}(q_1 - q_2)^2 z^2 + \frac{1}{3!}(q_1 - q_2)^3 z^3 + \dots + \frac{1}{n!}(q_1 - q_2)^n z^n$$

$$= z^n \left[\frac{1}{n!}(q_1 - q_2)^n + \frac{1}{(n-1)!}(q_1 - q_2)^{n-1} \frac{1}{z} + \dots + \frac{1}{1!}(q_1 - q_2) \frac{1}{z^{n-1}} + \frac{1}{z^n} \right],$$

so erhält man

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{Z}{H} = \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ z \rightarrow \infty}} \frac{1-k}{\sqrt{1-2k}} \times$$

$$\times \frac{z^n \left[\frac{1}{n!}(q_1 - q_2)^n + \frac{1}{(n-1)!}(q_1 - q_2)^{n-1} \frac{1}{z} + \dots + \frac{1}{z^n} \right] - (1-k)}{1 - (1-k) z^n \left[\frac{1}{n!}(q_1 - q_2)^n + \frac{1}{(n-1)!}(q_1 - q_2)^{n-1} \frac{1}{z} + \dots + \frac{1}{z^n} \right]}$$

$$= \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ z \rightarrow \infty}} \frac{1-k}{\sqrt{1-2k}} \frac{\left[\frac{1}{n!}(q_1 - q_2)^n + \frac{1}{(n-1)!}(q_1 - q_2)^{n-1} \frac{1}{z} + \dots + \frac{1}{z^n} \right] - \frac{1-k}{z^n}}{\frac{1}{z^n} - (1-k) \left[\frac{1}{n!}(q_1 - q_2)^n + \frac{1}{(n-1)!}(q_1 - q_2)^{n-1} \frac{1}{z} + \dots + \frac{1}{z^n} \right]}$$

$$= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1-k}{\sqrt{1-2k}} \frac{\frac{1}{n!}(q_1 - q_2)^n}{-(1-k) \frac{1}{n!}(q_1 - q_2)^n} = - \frac{1}{\sqrt{1-2k}} = - 2,542\ 466.$$

Wenn also auch mit zunehmender Tiefe die Bewegungsellipsen eines Bodenteilchens immer kleiner werden, d. h. die Längen der Achsen mehr und mehr abnehmen, so geschieht dies doch in der Weise, daß das Verhältnis der größeren zur kleineren Achse dem eben gefundenen Grenzwert zustrebt.

Der Verlauf von Z/H ist im folgenden Diagramm dargestellt.

Der Vorzeichenwechsel ist durch den Nenner bedingt, der bei $z = 6,160$ km sein Zeichen wechselt. Für die Bodenbewegung des Teilchens bedeutet dies: während das Teilchen an der Erdoberfläche und der ihr benachbarten Schicht die Bahnellipse retrograd durchläuft, d. h. so, daß Fortpflanzungsrichtung der Welle und Bewegungsrichtung an der tiefsten Stelle der Bahnellipse übereinstimmen, schlägt diese Bewegung für $z = 6,160$ km in die entgegengesetzte um. Die Bewegung des Teilchens wird dann progressiv, d. h. den höchsten Punkt der Bewegungsellipse durchläuft es im Sinne der Fortpflanzungsrichtung der Welle.

Dieser Umstand ist letzten Endes dadurch bedingt, daß die unteren Schichten gewissermaßen gegenüber den oberen nachhinken und so eine bestimmte Phasenverschiebung bekommen, die sich auf diese Art bemerkbar macht.

Die folgende Abbildung veranschaulicht die Verhältnisse für verschiedene Tiefen.

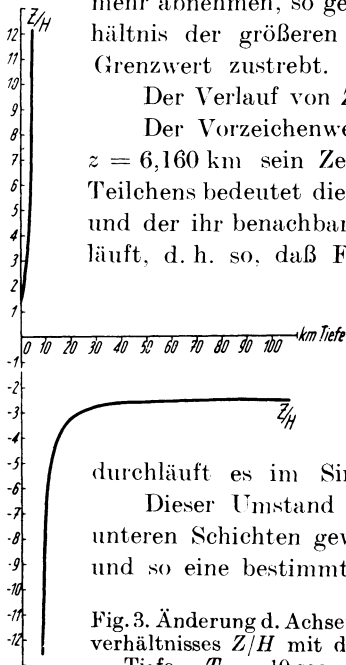


Fig. 3. Änderung d. Achsenverhältnisses Z/H mit der Tiefe. $T = 10$ sec

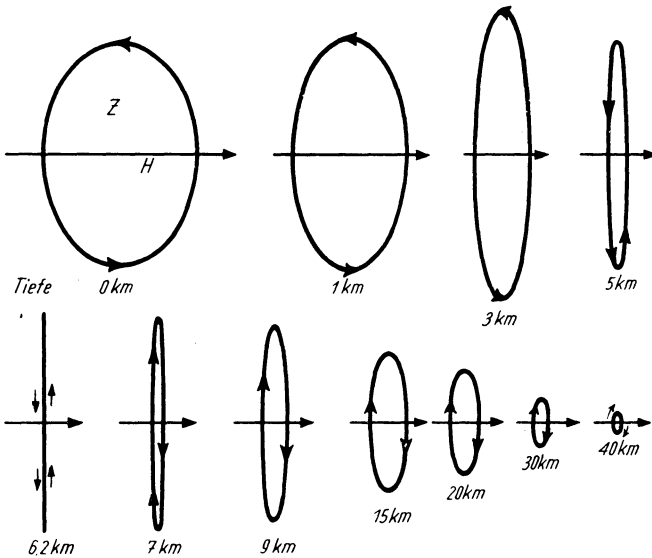


Fig. 4

Zusammenfassung. Der Umstand, daß man Rayleigh-Wellen als Doppelwellen auffassen kann, die durch Überlagerung zweier einzelner Wellenzüge mit entgegengesetztem Vorzeichen entstehen, hat zur Folge, daß das Abklingen der Amplituden mit der Tiefe nicht monoton erfolgt. Es treten sowohl bei der Horizontal- wie auch bei der Vertikalkomponente Extremwerte auf, bei ersterer im negativen Bereich. Da die in den e -Potenzen auftretenden Exponenten q_1 und q_2 verhältnismäßig kleine Werte haben, erfolgt das Abklingen langsam. Man muß in Tiefen von 60 bis 100 km gehen, um eine Abnahme der Amplituden auf weniger als ein Hundertstel des Oberflächenwertes zu erreichen. Für andere Perioden als $T = 10$ sec lassen sich die entsprechenden Zahlen leicht finden.

Das *langsame* Abklingen der Amplituden könnte in der Praxis zur Folge haben, daß oberflächennahe Bodenschichten durch Rayleigh-Wellen zum Mitschwingen angeregt werden. Es wäre denkbar, daß das Auftreten von Love-Wellen gerade durch diesen Umstand gefördert wird, denn langsames Abklingen bedeutet starke Anregung in den oberen Schichten. Wenn schon am Erregerherd der Rayleigh-Wellen nicht zugleich auch Love-Wellen entstanden sind, so kann dies doch unterwegs, also auch im Bereich der Station, der Fall sein.

Die Tatsache, daß sehr häufig zugleich mit den Rayleigh-Wellen auch Querwellen auftreten, würde sich auf diese Weise recht gut deuten lassen.

Die Verhältnisse werden dadurch verwickelter, daß die oberflächennahe Schicht in verschiedener Tiefe in verschiedenem Sinne angeregt wird; bis zur Tiefe $z = 6,160$ km in retrogradem Sinn, von da ab progressiv. In welcher Weise sich dies auf die Entstehung von Querwellen auswirkt, läßt sich von vornherein nicht übersehen.

Was das Verhältnis Z/H anlangt, so ist aus der seismischen Praxis bekannt, daß sein Wert an einer Station sowohl wie auch von Station zu Station stark schwankt. Dieses Schwanken geht wohl in erster Linie, soweit es nicht untergrundbedingt ist, auf das Vorhandensein von Querwellen zurück, die sich nicht immer einwandfrei von den Rayleigh-Wellen trennen lassen. Nach unseren Ausführungen tritt nun noch eine Abhängigkeit von der Tiefe hinzu, die, wenn sie auch nur geringe Änderungen am theoretischen Wert hervorbringt, doch nicht zu vernachlässigen ist. Die Erdoberfläche ist nicht, wie die Theorie stets voraussetzt, eine ebene Fläche, sondern weist zahlreiche Erhebungen und Senken auf, so daß von einer Station von vornherein gar nicht feststeht, wie ihre Tiefe hinsichtlich der Ausbreitung von Rayleigh-Wellen zu veranschlagen ist. Selbst wenn man imstande wäre, die entsprechenden Korrekturen zu berücksichtigen, würden die dadurch notwendig werdenden Änderungen am Verhältnis Z/H wesentlich zurückbleiben hinter jenen Änderungen, die durch andere Ursachen, insbesondere den Untergrund und seine Schichtung, hervorgerufen werden.

Stuttgart, im Mai 1943.

Zur Theorie der Rayleigh-Wellen

Von Erwin Hardtwig

Die Behandlung der Theorie der Rayleigh-Wellen kann einerseits nach dem Vorgang von Rayleigh selbst vorgenommen werden, andererseits nach einem von Lamb angeregten Gedankengang. Beidemale wird man auf dieselben Ergebnisse geführt, solange man den allgemeinen Fall behandelt. Setzt man Zylindersymmetrie um den Herd voraus, so steht das nach der Lambschen Herleitungsart gewonnene Ergebnis im Widerspruch zu den üblichen Darstellungen. Der Grund dafür wird klargestellt und die nach Lamb gewonnenen Formeln als richtig erkannt. Die Überlegungen gelten sinngemäß auch dann, wenn das Medium ein visko-elastisches ist.

Um das Endergebnis in der Theorie der Rayleigh-Wellen zu gewinnen — die Ausdrücke für die Verschiebung des Bodenteilchens an irgendeiner Raumstelle nach den drei Koordinatenrichtungen —, können zwei Wege eingeschlagen werden: einerseits der klassische, von Rayleigh selbst befolgte [1], und andererseits der von Lamb [2] gelegentlich seiner Untersuchung von oberflächennahen Erdbebenwellen vorgezeichnete Weg. Obwohl die Darstellung nach Rayleigh umständlicher ist als die Lambsche, wird sie in den Lehrbüchern bevorzugt. Auch die „Vorlesungen über Seismometrie“ von Galitzin sowie die „Introduction to Theoretical Seismology“ von Macelwane halten sich an die Rayleighsche Darstellung, während in Gutenbergs „Handbuch der Geophysik“ auch auf die Lambsche Arbeit eingegangen wird, doch ohne aus ihr die Schlußfolgerung zu ziehen, d. h. die Theorie der Rayleigh-Wellen, die darin implizite enthalten ist, zu deduzieren.

Tut man dies, d. h. leitet man aus der Lambschen Arbeit die Theorie der Rayleigh-Wellen ab, und zwar unter der Voraussetzung eines um den Herd herum zylindersymmetrischen Erschütterungsfeldes, so kommt man zu einem anderen Endergebnis als die Darstellungen in den genannten Lehrbüchern: während nämlich in diesen die Teilchenverschiebungen von trigonometrischen Funktionen der Herddistanz abhängen, kommt man bei Befolgen des Lambschen Gedankenganges auf Besselsche Funktionen. Dieser Widerspruch ist anscheinend bisher nicht bemerkt worden, in der Hauptsache wohl deshalb, weil aus den Lambschen Prämissen bisher niemand die Schlußfolgerungen gezogen hat. Meines Wissens hat lediglich Nakano [3] den Lambschen Weg betreten, jedoch auch nur im zweidimensionalen Fall, der schon von Lamb explizit gerechnet wurde, doch ist dies gerade *der* Fall, in dem beide Theorien zum gleichen Ergebnis, nämlich zur Abhängigkeit von trigonometrischen Funktionen kommen.

Im folgenden zeige ich nun nach einer kurzen Skizze beider Gedankengänge, wo die Ursache zu dem angeführten Widerspruch zu suchen ist und

warum die übliche Art der Darstellung in den Lehrbüchern zu unrichtigen Ergebnissen führt. Es zeigt sich nämlich, daß die Ausbreitung der Rayleigh-Wellen im Raum unter der Annahme der Zylindersymmetrie tatsächlich nicht nach trigonometrischen, sondern nach Besselschen Funktionen erfolgt.

1. Wie üblich werde angenommen, daß x, y, z rechtwinklige, kartesische Koordinaten seien und das Medium den Raum unter der x - y -Ebene erfülle. Die positive z -Richtung weise nach unten.

Den Ausgangspunkt für die Theorie der Bewegung eines elastischen Mediums bildet dann das folgende System von Differentialgleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{xz}}{\partial z} + \rho X, \\ \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= \frac{\partial p_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial z} + \rho Y, \\ \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= \frac{\partial p_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z} + \rho Z, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

in dem ρ die Dichte des Mediums bedeutet, p_{xx}, p_{xy}, \dots die Komponenten des Spannungstensors und X, Y, Z die Komponenten der von außen auf die einzelnen Massenpunkte x, y, z wirkenden Kraft. Die Funktionen u, v, w sind die gesuchten Verschiebungen parallel zu den entsprechenden Achsen.

Da in unserem Falle keine eingepreßte Kraft vorhanden ist und für die Komponenten des Spannungstensors sich die Ausdrücke der Form

$$\left. \begin{aligned} p_{xx} &= \lambda \Theta + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}, & p_{xy} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ p_{yy} &= \lambda \Theta + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}, & p_{xz} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right), \\ p_{zz} &= \lambda \Theta + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z}, & p_{yz} &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right), \\ \Theta &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \text{Volumsdilatation,} \\ \lambda, \mu &= \text{Lamésche Konstanten} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

als hinreichend zutreffend erwiesen haben, werden die Bewegungen des elastischen Mediums durch das System

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial x} + \mu \nabla^2 u, \\ \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial y} + \mu \nabla^2 v, \\ \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

beschrieben, zu dem, als Bedingungen für das Auftreten von Rayleigh-Wellen an der Oberfläche $z = 0$, noch die Gleichungen

$$(p_{zz})_{z=0} = 0, \quad (p_{xz})_{z=0} = 0, \quad (p_{yz})_{z=0} = 0 \quad \dots \quad (4)$$

hinzukommen.

Der Rayleighsche Gedanke beruht nun darauf, die Lösung unter Verwendung einer Anzahl unbestimmter Konstanten A, B, C, f, g, p, q in der Form

$$\left. \begin{aligned} u &= A e^{-qz+i\sigma} \\ v &= B e^{-qz+i\sigma} \\ w &= C e^{-qz+i\sigma} \end{aligned} \right\} \sigma = fx + gy - pt \quad \dots \quad (5)$$

anzusetzen, um dann einerseits durch die Differentialgleichungen selbst, andererseits durch die Nebenbedingungen die unbestimmten Konstanten nach und nach zu bestimmen. Dabei stellt sich heraus, daß die Konstanten A, B, C, q in zwei Reihen auftreten, so daß der allgemeinste Ansatz zu

$$\begin{aligned} u &= A_1 e^{-q_1 z+i\sigma} + A_2 e^{-q_2 z+i\sigma} = (A_1 e^{-q_1 z} + A_2 e^{-q_2 z}) e^{i\sigma}, \\ v &= B_1 e^{-q_1 z+i\sigma} + B_2 e^{-q_2 z+i\sigma} = (B_1 e^{-q_1 z} + B_2 e^{-q_2 z}) e^{i\sigma}, \\ w &= C_1 e^{-q_1 z+i\sigma} + C_2 e^{-q_2 z+i\sigma} = (C_1 e^{-q_1 z} + C_2 e^{-q_2 z}) e^{i\sigma} \end{aligned}$$

führt und daß von den sechs Konstanten A_1, A_2, \dots eine, z. B. C_2 , überbestimmt ist. Es macht keine Schwierigkeiten, diese Konstanten so festzulegen, daß sie den Bedingungen genügen. Was aber die Überbestimmung von C_2 anlangt, so hat sie zur Folge, daß eine Gleichung dritten Grades

$$3 \kappa^3 - 12 \kappa^2 + 14 \kappa - 4 = 0 \quad \dots \quad (6)$$

für die Größe

$$\kappa = \frac{p^2}{f^2 + g^2} \cdot \frac{\rho}{2\mu}$$

besteht, wenn man die in der Seismik oft angewandte und weitgehend richtige Annahme $\lambda = \mu$ zuläßt. Da

$$\frac{p}{m} = V, \quad m = \sqrt{f^2 + g^2} \quad \dots \quad (7)$$

sich als die Geschwindigkeit der Rayleigh-Welle herausstellt, ist durch (6) eine Koppelung zwischen der Geschwindigkeit der Rayleigh-Welle und jener der Querwelle hergestellt:

$$V = \sqrt{2\kappa} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

Voraussetzung ist dabei, daß (6) eine brauchbare Wurzel hat. Dies ist in der Tat mit $\kappa = 0,422648 \dots$ der Fall. Da außerdem q_1 und q_2 mit

$$q_1 = m \sqrt{1 - \frac{2\kappa}{3}} = m \frac{(1 - \kappa)^2}{\sqrt{1 - 2\kappa}}, \quad q_2 = m \sqrt{1 - 2\kappa}$$

an die Konstanten f und g angeschlossen sind [4], A_1, A_2, \dots , aber bis auf einen willkürlichen, konstanten Faktor c festliegen, enthält die auf diesem Wege gefundene Lösung

$$\left. \begin{aligned} u &= Cf[e^{-q_1 z} - (1 - \kappa)e^{-q_2 z}] \cos m(\gamma - Vt), \\ v &= Cg[e^{-q_1 z} - (1 - \kappa)e^{-q_2 z}] \cos m(\gamma - Vt), \\ w &= C \frac{m(1 - \kappa)}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa)e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \sin m(\gamma - Vt) \end{aligned} \right\} \cdot \cdot (8)$$

oder

$$\left. \begin{aligned} u &= - Cf[e^{-q_1 z} - (1 - \kappa)e^{-q_2 z}] \sin m(\gamma - Vt), \\ v &= - Cg[e^{-q_1 z} - (1 - \kappa)e^{-q_2 z}] \sin m(\gamma - Vt), \\ w &= C \frac{m(1 - \kappa)}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa)e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \cos m(\gamma - Vt), \\ \gamma &= \frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y \end{aligned} \right\} \cdot \cdot (8)$$

nur noch die drei willkürlichen Konstanten f, g, C . Alle drei sind reell.

Nun schließt man folgendermaßen weiter:

Ist das Feld um die z -Achse zylindersymmetrisch, so kann die Lösung nur vom Radiusvektor r zum Aufpunkt abhängen, d. h. es muß

$$\gamma = \frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y = r \dots \dots \dots (9)$$

sein und daher

$$\frac{f}{m} = \cos \alpha, \quad \frac{g}{m} = \sin \alpha \dots \dots \dots (10)$$

werden, wo α das Azimut des Aufpunktes zu bedeuten hätte. Im Falle der Rotationssymmetrie wäre also die Lösung durch

$$\left. \begin{aligned} u &= C \cos \alpha [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa)e^{-q_2 z}] \cos m(r - Vt), \\ v &= C \sin \alpha [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa)e^{-q_2 z}] \cos m(r - Vt), \\ w &= C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa)e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \sin m(r - Vt) \end{aligned} \right\} (11)$$

oder

$$\left. \begin{aligned} u &= - C \cos \alpha [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa)e^{-q_2 z}] \sin m(r - Vt), \\ v &= - C \sin \alpha [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa)e^{-q_2 z}] \sin m(r - Vt), \\ w &= + C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa)e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \cos m(r - Vt) \end{aligned} \right\} (11)$$

gegeben. Führt man außerdem durch

$$s = \sqrt{u^2 + v^2} \dots \dots \dots (12)$$

statt der Verschiebungen u, r die radiale Verschiebung s ein, so sind die Endformeln

$$\begin{array}{l}
 s = C [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] \cos m (r - Vt), \\
 w = C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \sin m (r - Vt) \\
 \text{oder} \\
 s = - C [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] \sin m (r - Vt), \\
 w = C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \cos m (r - Vt).
 \end{array} \quad \dots (I)$$

Soweit die Herleitung nach dem Vorgang von Rayleigh.

Nun zum ungleich eleganteren und tiefer an die physikalischen Wurzeln führenden Gedankengang Lambs.

Nach Lamb versucht man die Differentialgleichungen (3) zunächst durch einen Ansatz der Form

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + u', \quad v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} + v', \quad w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + w' \quad \dots (13)$$

zu befriedigen, was nur gelingt, wenn man von der Funktion Φ voraussetzt, daß sie der Gleichung

$$\varrho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla^2 \Phi \quad \dots \dots \dots (14)$$

genügt und von den Funktionen u', v', w' , daß sie

$$\left. \begin{array}{l}
 \varrho \frac{\partial^2 u'}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 u', \quad \varrho \frac{\partial^2 v'}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 v', \quad \varrho \frac{\partial^2 w'}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 w', \\
 \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0
 \end{array} \right\} \dots (15)$$

erfüllen. Man separiert den Zeitfaktor durch

$$\Phi = e^{-ipt} \Phi^*, \quad u' = e^{-ipt} u^*, \quad v' = e^{-ipt} v^*, \quad w' = e^{-ipt} w^*,$$

wo nun die mit einem * versehenen Funktionen nur mehr von x, y, z , nicht mehr aber von der Zeit abhängen sollen. An Stelle von (14) und (15) hat man dann die folgenden Bedingungsgleichungen

$$\Delta \Phi^* + h^2 \Phi^* = 0 \quad \dots \dots \dots (16)$$

$$\left. \begin{array}{l}
 \nabla u^* + k^2 u^* = 0, \quad \nabla v^* + k^2 v^* = 0, \quad \nabla w^* + k^2 w^* = 0, \\
 \frac{\partial u^*}{\partial x} + \frac{\partial v^*}{\partial y} + \frac{\partial w^*}{\partial z} = 0,
 \end{array} \right\} \dots (17)$$

wo zur Abkürzung

$$h^2 = \frac{\varrho p^2}{\lambda + 2\mu}, \quad k^2 = \frac{\varrho p^2}{\mu} \quad \dots \dots \dots (18)$$

gesetzt wurde.

Wenn bloß die Gleichungen der ersten Zeile in (17) vorhanden wären, so ließen sich entsprechende Funktionen u^* , v^* , w^* leicht angeben. Durch die Gleichung der zweiten Zeile wird aber zwischen diesen drei Funktionen noch eine Bindung vorgeschrieben. Unter Bevorzugung der z -Achse setzen wir daher

$$u^* = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x \partial z}, \quad v^* = \frac{\partial^2 \chi}{\partial y \partial z}, \quad w^* = \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + k^2 \chi, \dots \quad (19)$$

führen also die Bestimmung der drei Funktionen u^* , v^* , w^* auf jene einer einzigen Funktion χ zurück, die ihrerseits, soll (17) erfüllt bleiben,

$$\nabla \chi + k^2 \chi = 0 \dots \dots \dots (20)$$

befriedigen muß. Damit ist folgendes erreicht: anstatt die drei Funktionen u , v , w aus dem System (3) zu berechnen, hat man nun vermöge

$$\left. \begin{aligned} u &= e^{-ipt} \left(\frac{\partial \Phi^*}{\partial x} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial x \partial z} \right), & v &= e^{-ipt} \left(\frac{\partial \Phi^*}{\partial y} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial y \partial z} \right), \\ w &= e^{-ipt} \left(\frac{\partial \Phi^*}{\partial z} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + k^2 \chi \right) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

nur noch zwei Funktionen Φ^* und χ aus den bedeutend einfacheren Gleichungen (16) und (20) zu bestimmen.

Was den Spannungstensor anlangt, so werden seine Komponenten (2) jetzt vermöge (21)

$$\left. \begin{aligned} p_{xx} &= e^{-ipt} \left[-\lambda h^2 \Phi^* + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^3 \chi}{\partial x^2 \partial z} \right) \right], \\ p_{yy} &= e^{-ipt} \left[-\lambda h^2 \Phi^* + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial y^2} + \frac{\partial^3 \chi}{\partial y^2 \partial z} \right) \right], \\ p_{zz} &= e^{-ipt} \left[-\lambda h^2 \Phi^* + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial z^2} + \frac{\partial^3 \chi}{\partial z^3} + k^2 \frac{\partial \chi}{\partial z} \right) \right], \\ p_{xy} &= 2\mu e^{-ipt} \left(\frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^3 \chi}{\partial x \partial y \partial z} \right), \\ p_{xz} &= \mu e^{-ipt} \left(2 \frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial x \partial z} + 2 \frac{\partial^3 \chi}{\partial x \partial z^2} + k^2 \frac{\partial \chi}{\partial x} \right), \\ p_{yz} &= \mu e^{-ipt} \left(2 \frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial y \partial z} + 2 \frac{\partial^3 \chi}{\partial y \partial z^2} + k^2 \frac{\partial \chi}{\partial y} \right). \end{aligned} \right\} \dots (22)$$

Das Nächstliegende ist jetzt, für Φ^* und χ einen Ansatz von der Form zu machen

$$\Phi^* = A e^{-q_1 z + i(fx + gy)}, \quad \chi = B e^{-q_2 z + i(fx + gy)} \dots \dots (23)$$

Um (16) und (20) zu erfüllen, muß dann

$$q_1^2 = m^2 - h^2, \quad q_2^2 = m^2 - k^2, \quad m = f^2 + g^2 \dots \dots (24)$$

bestehen. Die Ausdrücke (22) für die Spannungskomponenten werden zu

$$\left. \begin{aligned} p_{xx} &= e^{i\alpha} [- (\lambda h^2 + 2 \mu f^2) A e^{-q_1 z} + 2 \mu f^2 q_2 B e^{-q_2 z}], \\ p_{yy} &= e^{i\alpha} [- (\lambda h^2 + 2 \mu g^2) A e^{-q_1 z} + 2 \mu g^2 q_2 B e^{-q_2 z}], \\ p_{zz} &= e^{i\alpha} [- (\lambda h^2 + 2 \mu q_1^2) A e^{-q_1 z} - 2 \mu (q_2^2 + k^2) q_2 B e^{-q_2 z}], \\ p_{xy} &= 2 \mu f g e^{i\alpha} (- A e^{-q_1 z} + B q_2 e^{-q_2 z}), \\ p_{xz} &= i f \mu e^{i\alpha} [- 2 A q_1 e^{-q_1 z} + (2 q_2^2 + k^2) B e^{-q_2 z}], \\ p_{yz} &= i g \mu e^{i\alpha} [- 2 A q_1 e^{-q_1 z} + (2 q_2^2 + k^2) B e^{-q_2 z}]. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Um nun zu Rayleigh-Wellen zu kommen, hat man an die Spannungskomponenten die Forderung (4) zu richten. Dies gibt

$$\left. \begin{aligned} (\lambda h + 2 \mu q_1^2) A - 2 \mu m^2 q_2 B &= 0, \\ - 2 q_1 A + (q_2^2 + m^2) B &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

also zwei Gleichungen für die beiden noch unbestimmten Konstanten A und B . Damit eine nichttriviale Lösung existiere, muß die Determinante A verschwinden:

$$\begin{aligned} A &= \begin{vmatrix} (-\lambda h^2 + 2 \mu q_1^2), & - 2 \mu m^2 q_2 \\ - 2 q_1, & q_2^2 + m^2 \end{vmatrix} \\ &= (-\lambda h^2 + 2 \mu q_1^2) (q_2^2 + m^2) - 4 \mu m^2 q_1 q_2 = 0. \end{aligned} \quad (27)$$

Dies bedeutet aber, wenn man in

$$16 \mu^2 m^4 q_1 q_2 = (-\lambda h^2 + 2 \mu q_1^2) (q_2^2 + m^2)$$

die q_1 und q_2 durch ihre Ausdrücke (24) ersetzt, eine Gleichung der Form

$$16 \left(1 - \frac{h^2}{k^2} \right) \left(\frac{m}{k} \right)^6 - \left(24 - 16 \frac{h^2}{k^2} \right) \left(\frac{m}{k} \right)^4 + 8 \left(\frac{m}{k} \right)^2 - 1 = 0$$

oder, wenn man wieder mit der vereinfachenden, Poissonschen Annahme $\lambda = \mu$ arbeitet, eine Gleichung sechsten Grades in $\frac{m}{k}$

$$32 \left(\frac{m}{k} \right)^6 - 56 \left(\frac{m}{k} \right)^4 + 24 \left(\frac{m}{k} \right)^2 - 3 = 0,$$

die durch die Substitution

$$\frac{m}{k} = \frac{m}{p} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \frac{1}{V} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \frac{1}{\sqrt{2} \varkappa}$$

sofort in die wohlbekannte Gleichung dritten Grades (6) übergeht. In sehr eleganter Weise ergibt sich also die Gleichung dritten Grades als Bedingung dafür, daß (26) nicht identisch verschwindende Wurzeln A und B habe. Diese sind dann allerdings bloß bis auf einen willkürlichen (reellen oder imaginären) Faktor c bestimmt und geben

$$\left. \begin{aligned} A &= c (q_2^2 + m^2) = 2 c m^2 (1 - \varkappa), \\ B &= 2 q_1 c = 2 c \sqrt{m^2 - h^2} = 2 c m \sqrt{1 - \frac{2\varkappa}{3}} = 2 c m \frac{(1 - \varkappa)^2}{\sqrt{1 - 2\varkappa}}. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Die Ausdrücke für Φ^* und χ sind somit

$$\Phi^* = 2cm^2(1-\kappa)e^{-q_1z+i(dx+av)}, \quad \chi = 2cm \frac{(1-\kappa)^2}{\sqrt{1-2\kappa}} e^{-q_2z+i(dx+av)}$$

und daher die Verschiebungen u, v, w :

$$\begin{aligned} u &= 2cm^2(1-\kappa)if[e^{-q_1z} - (1-\kappa)e^{-q_2z}]e^{i\theta}, \\ v &= 2cm^2(1-\kappa)ig[e^{-q_1z} - (1-\kappa)e^{-q_2z}]e^{i\theta}, \\ w &= 2cm^3 \frac{(1-\kappa)^2}{\sqrt{1-2\kappa}} [-(1-\kappa)e^{-q_1z} + e^{-q_2z}]e^{i\theta}. \end{aligned}$$

Man kann nun $2cm^2(1-\kappa)$ durch die neue, willkürliche Konstante C ersetzen, die ihrerseits reell oder imaginär angenommen werden kann. Der Moivre'sche Satz liefert

$$e^{i\theta} = e^{i(dx+av-pt)} = \cos m \left(\frac{f}{m}x + \frac{g}{m}y - Vt \right) + i \cdot \sin m \left(\frac{f}{m}x + \frac{g}{m}y - Vt \right),$$

so daß bei Beschränkung auf den Realteil für u, v, w die folgenden Ausdrücke gewonnen werden:

$$\left. \begin{aligned} u &= Cf[e^{-q_1z} - (1-\kappa)e^{-q_2z}] \cos m(\gamma - Vt), \\ v &= Cg[e^{-q_1z} - (1-\kappa)e^{-q_2z}] \cos m(\gamma - Vt), \\ w &= Cm \frac{1-\kappa}{\sqrt{1-2\kappa}} [-(1-\kappa)e^{-q_1z} + e^{-q_2z}] \sin m(\gamma - Vt) \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

oder

$$\left. \begin{aligned} u &= -Cf[e^{-q_1z} - (1-\kappa)e^{-q_2z}] \sin m(\gamma - Vt), \\ v &= -Cg[e^{-q_1z} - (1-\kappa)e^{-q_2z}] \sin m(\gamma - Vt), \\ w &= Cm \frac{1-\kappa}{\sqrt{1-2\kappa}} [-(1-\kappa)e^{-q_1z} + e^{-q_2z}] \cos m(\gamma - Vt). \end{aligned} \right\} \quad (29')$$

Der Vergleich mit (8) zeigt, daß beide Methoden, die Rayleigh'sche und die von Lamb vorgezeichnete, zu demselben Endergebnis führen, solange die nähere Beschaffenheit des Feldes offengelassen wird.

Der Vollständigkeit halber setze ich noch die Ausdrücke für die Spannungen her: Zu (29) gehören die Spannungen

$$\left. \begin{aligned} p_{xx} &= 2C\mu \left[\left(f^2 - m^2 \frac{\kappa}{3} \right) e^{-q_1z} + f^2(1-\kappa)e^{-q_2z} \right] \sin m \left(\frac{f}{m}x + \frac{g}{m}y - Vt \right), \\ p_{yy} &= 2C\mu \left[\left(g^2 - m^2 \frac{\kappa}{3} \right) e^{-q_1z} + g^2(1-\kappa)e^{-q_2z} \right] \sin m \left(\frac{f}{m}x + \frac{g}{m}y - Vt \right), \\ p_{zz} &= 2C\mu m^2(1-\kappa) [e^{-q_1z} - e^{-q_2z}] \sin m \left(\frac{f}{m}x + \frac{g}{m}y - Vt \right), \\ p_{xy} &= -2C\mu fg [e^{-q_1z} - (1-\kappa)e^{-q_2z}] \sin m \left(\frac{f}{m}x + \frac{g}{m}y - Vt \right), \\ p_{xz} &= -2C\mu mf \sqrt{1 - \frac{2\kappa}{3}} [e^{-q_1z} - e^{-q_2z}] \cos m \left(\frac{f}{m}x + \frac{g}{m}y - Vt \right), \\ p_{yz} &= -2C\mu mg \sqrt{1 - \frac{2\kappa}{3}} [e^{-q_1z} - e^{-q_2z}] \cos m \left(\frac{f}{m}x + \frac{g}{m}y - Vt \right), \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

zu (29') hingegen die Spannungen

$$\left. \begin{aligned} p_{xx} &= 2 C \mu \left[\left(f^2 - m^2 \frac{\kappa}{3} \right) e^{-q_1 z} + f^2 (1 - \kappa) e^{-q_2 z} \right] \cos m \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y - V t \right), \\ p_{yy} &= 2 C \mu \left[\left(g^2 - m^2 \frac{\kappa}{3} \right) e^{-q_1 z} + g^2 (1 - \kappa) e^{-q_2 z} \right] \cos m \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y - V t \right), \\ p_{zz} &= 2 C m^2 \mu (1 - \kappa) [e^{-q_1 z} - e^{-q_2 z}] \cos m \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y - V t \right), \\ p_{xy} &= -2 C \mu f g [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] \cos m \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y - V t \right), \\ p_{xz} &= +2 C \mu m f \sqrt{1 - \frac{2\kappa}{3}} [e^{-q_1 z} - e^{-q_2 z}] \sin m \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y - V t \right), \\ p_{yz} &= +2 C \mu m g \sqrt{1 - \frac{2\kappa}{3}} [e^{-q_1 z} - e^{-q_2 z}] \sin m \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y - V t \right). \end{aligned} \right\} (30')$$

Es ist unmittelbar ersichtlich, daß an der Oberfläche $z = 0$ die Bedingungen (4) erfüllt sind.

2. Die Behandlung des zylindersymmetrischen Falles schließt an (16), (20), (21) an. Zunächst führen wir vermöge

$$x = r \cos \vartheta, \quad y = r \sin \vartheta, \quad z = z$$

Zylinderkoordinaten ein. Die Gleichungen (16) und (20) werden dann zu

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi^*}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial \vartheta^2} + \frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial z^2} + h^2 \Phi^* = 0 \dots \dots (31)$$

bzw. zu

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \chi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial \vartheta^2} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + k^2 \chi = 0 \dots \dots (32)$$

Was die Ausdrücke (21) für u, v, w anlangt, so ist wegen

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial r} \cos \vartheta - \frac{\partial}{\partial \vartheta} \cdot \frac{1}{r} \sin \vartheta, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial r} \sin \vartheta + \frac{\partial}{\partial \vartheta} \cdot \frac{1}{r} \cos \vartheta,$$

wie unmittelbar zu ersehen,

$$\left. \begin{aligned} u &= e^{-ipt} \left[\left(\frac{\partial \Phi^*}{\partial r} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial r \partial z} \right) \cos \vartheta - \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \Phi^*}{\partial \vartheta} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial \vartheta \partial z} \right) \sin \vartheta \right], \\ v &= e^{-ipt} \left[\left(\frac{\partial \Phi^*}{\partial r} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial r \partial z} \right) \sin \vartheta + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \Phi^*}{\partial \vartheta} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial \vartheta \partial z} \right) \cos \vartheta \right], \\ w &= e^{-ipt} \left[\frac{\partial \Phi^*}{\partial z} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + k^2 \chi \right]. \end{aligned} \right\} \dots (33)$$

Soll das Feld um die z -Achse herum zylindersymmetrisch sein, was bei einem homogenen, isotropen Medium, wie wir es voraussetzen, immer dann der Fall ist, wenn die Anregung im Nullpunkt rotationssymmetrisch erfolgt (Fall eines schweren Körpers auf die Erdoberfläche, Explosion), dann dürfen

die Funktionen Φ^* und χ nur vom Radiusvektor r , nicht vom Azimut ϑ abhängen. Sie müssen dann den Gleichungen

$$\frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi^*}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial z^2} + h^2 \Phi^* = 0, \quad \frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + k^2 \chi = 0 \quad (34)$$

genügen. Die radiale Verschiebung s ist dann gegeben durch

$$s = u \cos \vartheta + v \sin \vartheta,$$

so daß nach (33)

$$s = e^{-ipt} \left(\frac{\partial \Phi^*}{\partial r} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial r \partial z} \right), \quad w = e^{-ipt} \left(\frac{\partial \Phi^*}{\partial z} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + k^2 \chi \right) \dots \quad (35)$$

Wenn man jetzt den Ansatz

$$\Phi^* = A e^{-q_1 z} K_1(r), \quad \chi = B e^{-q_2 z} K_2(r) \dots \dots \dots \quad (36)$$

macht, erkennt man zufolge (34), daß die beiden als nur von r abhängig anzunehmenden Funktionen $K_1(r)$ und $K_2(r)$ den Gleichungen genügen müssen

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 K_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dK_1}{dr} + m_1^2 K_1 &= 0, \\ \frac{d^2 K_2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dK_2}{dr} + m_2^2 K_2 &= 0, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \quad (37)$$

$$q_1^2 + h^2 = m_1^2, \quad q_2^2 + k^2 = m_2^2 \dots \dots \dots \quad (38)$$

Die beiden Funktionen $K_1(r)$ und $K_2(r)$ sind also Besselsche Funktionen vom Index Null*):

$$K_1(r) = J_0(m_1 r), \quad K_2(r) = J_0(m_2 r).$$

Die drei Spannungskomponenten p_{rr} , p_{rz} , p_{zz} (von denen weiterhin nur die beiden letzten benötigt werden) berechnen sich folgendermaßen:

$$\begin{aligned} p_{rr} &= \lambda \Theta + 2 \mu \frac{\partial s}{\partial r} = (\lambda + 2 \mu) \frac{\partial s}{\partial r} + \lambda \frac{\partial w}{\partial z} \\ &= e^{-ipt} \left[(\lambda + 2 \mu) \left(\frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial r^2} + \frac{\partial^3 \chi}{\partial r^2 \partial z} \right) + \lambda \left(\frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial z^2} + \frac{\partial^3 \chi}{\partial z^3} + k^2 \frac{\partial \chi}{\partial z} \right) \right], \\ p_{zz} &= \lambda \Theta + 2 \mu \frac{\partial w}{\partial z} = (\lambda + 2 \mu) \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \frac{\partial s}{\partial r} \\ &= e^{-ipt} \left[(\lambda + 2 \mu) \left(\frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial z^2} + \frac{\partial^3 \chi}{\partial z^3} + k^2 \frac{\partial \chi}{\partial z} \right) + \lambda \left(\frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial r^2} + \frac{\partial^3 \chi}{\partial r^2 \partial z} \right) \right], \\ p_{rz} &= \mu \left(\frac{\partial s}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) = \mu e^{-ipt} \left(2 \frac{\partial^2 \Phi^*}{\partial r \partial z} + 2 \frac{\partial^3 \chi}{\partial r \partial z^2} + k^2 \frac{\partial \chi}{\partial r} \right). \end{aligned}$$

*) Genauer: Besselsche Funktionen erster Art vom Index Null, denn die Besselschen Funktionen zweiter Art, die zwar auch den fraglichen Differentialgleichungen genügen, werden im Punkt $r = 0$ logarithmisch unendlich, sind also für unseren Zweck unbrauchbar, obwohl sie von den Funktionen erster Art linear unabhängig sind.

Trägt man in den Ausdruck für p_{rz} die entsprechenden Werte von Φ^* und χ ein, so bekommt man

$$p_{rz} = \mu e^{-ipt} [2q_1 m_1 A e^{-q_1 z} J_1(m_1 r) - m_2 (2m_2^2 - k^2) B e^{-q_2 z} J_1(m_2 r)]. \quad (39)$$

Hier wurde von der für die Zylinderfunktionen gültigen Beziehung

$$\frac{\partial J_0(x)}{\partial x} = -J_1(x)$$

Gebrauch gemacht. Die Oberflächenbedingung für Rayleigh-Wellen verlangt nun, daß der Ausdruck (39) für $z = 0$ verschwinde, d. h. daß

$$\frac{J_1(m_1 r)}{J_1(m_2 r)} = \frac{m_2 (2m_2^2 - k^2) B}{2q_1 m_1 A}$$

eintrete. Auf der rechten Seite dieser Gleichung steht ein konstanter Wert, auf der linken hingegen eine Funktion von r . Da die Gleichung identisch für jeden Wert des r bestehen muß, liegt hier solange ein Widerspruch vor, als nicht

$$m_1 = m_2 = m$$

angenommen wird *). Dann wird aber (39) zu

$$2q_1 A - (2m^2 - k^2) B = 0 \dots \dots \dots (40)$$

und der Ansatz (36) zu

$$\Phi^* = A e^{-q_1 z} J_0(m r), \quad \chi = B e^{-q_2 z} J_0(m r) \dots \dots \dots (41)$$

Aus den Beziehungen (38) wird

$$q_1^2 = m^2 - h^2, \quad q_2^2 = m^2 - k^2 \dots \dots \dots (42)$$

Mit dieser Vereinfachung ist es nun nicht schwer, den Ausdruck für die Spannungskomponente p_{zz} anzugeben. Man findet

$$p_{zz} = e^{-ipt} [(-\lambda h^2 + 2\mu q_1^2) A e^{-q_1 z} - 2\mu m^2 q_2 B e^{-q_2 z} J_0(m r),$$

und an der Oberfläche ist

$$(-\lambda h^2 + 2\mu q_1^2) A - 2\mu q_2 m^2 B = 0 \dots \dots \dots (43)$$

Die Gleichungen (40) und (43) bilden wieder ein lineares System mit den Unbekannten A und B und der Vergleich mit (26) lehrt, daß es dasselbe ist wie früher — etwas anderes war nicht zu erwarten. Wegen (28) nimmt unser Ansatz (41) die Form an

$$\Phi^* = 2 \text{ cm}^2 (1 - \alpha) e^{-q_1 z} J_0(m r), \quad \chi = 2 \text{ cm} \frac{(1 - \alpha)^2}{\sqrt{1 - 2\alpha}} e^{-q_2 z} J_0(m r) \quad (44)$$

) Auch im allgemeinen Fall hätten wir so vorgehen müssen. Anstatt des Ansatzes (23) hätte man, um die volle Allgemeinheit zu wahren, im Exponenten bei Φ^ bzw. χ das eine Mal $-q_1 z + i(f_1 x + g_1 y)$, das andre Mal $-q_2 z + i(f_2 x + g_2 y)$ setzen und dann, wie oben für m , zeigen müssen, daß $f_1 = f_2 = f$, $g_1 = g_2 = g$ ausfallen muß. Um nicht zu umständlich zu werden, haben wir uns sofort mit dem Ansatz (23) begnügt.

und aus (35) ist zu erkennen, daß die Radial- und Vertikalverschiebung sich folgendermaßen darstellen lassen:

$$\begin{aligned}
 s &= -C [e^{-q_1 z} - (1 - \alpha) e^{-q_2 z}] \cos(-m V t) \cdot J_1(m r), \\
 w &= C \frac{1 - \alpha}{\sqrt{1 - 2\alpha}} [- (1 - \alpha) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \cos(-m V t) \cdot J_0(m r) \\
 \text{oder} & \\
 s &= +C [e^{-q_1 z} - (1 - \alpha) e^{-q_2 z}] \sin(-m V t) \cdot J_1(m r), \\
 w &= -C \frac{1 - \alpha}{\sqrt{1 - 2\alpha}} [- (1 - \alpha) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \sin(-m V t) \cdot J_0(m r).
 \end{aligned}
 \tag{II}$$

Wie im folgenden noch mehrmals, nehmen wir gemeinsame konstante Faktoren mit der willkürlichen Konstanten c zusammen und bilden daraus die neue, ebenfalls willkürliche Konstante C .

Das System der partikulären Lösungen (II) gilt also dann, wenn das Erschütterungsfeld um die z -Achse zylindersymmetrisch ist.

Eine im Ursprungspunkt als Herd auftretende achsialsymmetrische Störung breitet sich demnach ebenfalls wellenförmig aus, aber nicht, wie die Gleichungen (I) ergeben haben, nach trigonometrischen Funktionen, sondern nach Besselschen.

Hier liegen also zwei einander widersprechende Lösungen vor und es erhebt sich die Frage, welche der beiden die richtige ist bzw. an welcher Stelle der Herleitung der Irrtum begangen worden ist.

Wir haben schon festgestellt, daß bis zu den Gleichungen (8) bzw. (29) beide Arten von Herleitungen dasselbe Resultat ergeben. Der Unterschied tritt erst auf, wenn man vom allgemeinen Fall zum zylindersymmetrischen übergeht. In der Tat sind die Überlegungen, die zu Gl. (9)ff. führten, in dieser Form unrichtig. Man darf nicht schließen, daß der Ausdruck

$$\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y,$$

wie er in (9) auftritt, im zylindersymmetrischen Fall nur mit r identisch sein kann, und daß dann f/m bzw. g/m den Kosinus bzw. den Sinus des Azimuts zum Aufpunkt bedeuten. Denn nach der ganzen Herleitung bezeichnen f und g zwei reelle, willkürliche Konstanten. Die Annahme der Gleichung (9) würde aber bedeuten, sie in verkappter Form als Variable (nämlich als Azimutwinkel) weiterzuführen, denn ein und derselbe Radiusvektor r kann zu unendlich vielen Azimuten gehören. Es ist vielmehr so, daß f und g zwar willkürlich sind, aber durch die Anfangsbedingungen, d. h. also durch die Richtung des Anfangsstoßes z. B. ein für allemal festgelegt werden und *bestimmte* Zahlenwerte annehmen. Dieser Bestimmung dürfen sie nicht entzogen werden.

Man wird vielmehr versuchen müssen, aus den partikulären Lösungen (8), die durch f und g noch die Neigung des Anfangsstoßes (der Anfangsbewegung)

gegen die x -Achse enthalten, eine solche Lösung aufzubauen, die vom Azimut des Aufpunktes nicht mehr abhängt. Dies ist in der Tat möglich. Um dies einzusehen, ist es zweckmäßig, auf die exponentielle Form für (8) zurückzugreifen, nämlich auf

$$\begin{aligned} u &= i C \frac{f}{m} [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-im V t} e^{im \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y \right)}, \\ v &= i C \frac{g}{m} [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-im V t} e^{im \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y \right)}, \\ w &= C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] e^{-im V t} e^{im \left(\frac{f}{m} x + \frac{g}{m} y \right)}. \end{aligned}$$

Statt der willkürlichen Konstanten f, g führe ich nun vermöge

$$\frac{f}{m} = \cos \vartheta_0, \quad \frac{g}{m} = \sin \vartheta_0$$

den neuen willkürlichen Winkel ϑ_0 und durch

$$\sqrt{f^2 + g^2} = m$$

die neue willkürliche Konstante m ein (die bisher nur als Abkürzung für $\sqrt{f^2 + g^2}$ hingeschrieben wurde):

$$\begin{aligned} u &= i C \cos \vartheta_0 [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-im V t} e^{im (x \cos \vartheta_0 + y \sin \vartheta_0)}, \\ v &= i C \sin \vartheta_0 [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-im V t} e^{im (x \cos \vartheta_0 + y \sin \vartheta_0)}, \\ w &= C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] e^{-im V t} e^{im (x \cos \vartheta_0 + y \sin \vartheta_0)}. \end{aligned}$$

Die physikalische Bedeutung des Winkels ϑ_0 als desjenigen Winkels, unter dem die Anfangsstörung in der Horizontalebene erfolgt, ist hier unmittelbar erkennbar. Führt man nun für die Koordinaten des Aufpunktes x, y Zylinderkoordinaten ein bzw., was dasselbe bedeutet, in der Horizontalebene Polarkoordinaten, so wird der Ausdruck im Exponenten zu

$$x \cos \vartheta_0 + y \sin \vartheta_0 = r \cos \vartheta \cos \vartheta_0 + r \sin \vartheta \sin \vartheta_0 = r \cos (\vartheta - \vartheta_0) = r \cos \omega.$$

Ferner bedeutet jetzt $u \cos \vartheta + v \sin \vartheta = s$ die Verschiebung vom Aufpunkt aus in Richtung des Radiusvektors, während der früher durch $s = \sqrt{u^2 + v^2}$ gebildete Ausdruck mit $u \cos \vartheta_0 + v \sin \vartheta_0$ identisch war, also die Verschiebung bedeutete, die ein in der verlängerten Richtung des Anfangsstoßes liegender Aufpunkt in dieser Richtung erfährt.

Mithin ist

$$\left. \begin{aligned} s &= i C \cos \omega [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-im V t} e^{im r \cos \omega}, \\ w &= C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] e^{-im V t} e^{im r \cos \omega} \end{aligned} \right\} \dots (45)$$

Der Winkel ω vermag alle Werte von 0 bis π zu durchlaufen, entsprechend seiner Bedeutung als Neigungswinkel zwischen Radiusvektor zum Aufpunkt

und Richtung des Anfangsstoßes (Anfangsazimut). Aus den Partikulärlösungen ist nun durch Superposition eine neue, azimutunabhängige Lösung zu bilden

$$s = iC [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-imVt} \int_0^\pi \cos \omega \cdot e^{imr \cos \omega} d\omega,$$

$$w = C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [-(1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] e^{-imVt} \int_0^\pi e^{imr \cos \omega} d\omega,$$

wobei sich die Integrationsgrenzen aus dem eben Gesagten ergeben. Da nun aber bekanntlich

$$\frac{i^{-n}}{\pi} \int_0^\pi \cos n\omega \cdot e^{imr \cos \omega} d\omega = J_n(mr)$$

eine der Definitionsgleichungen für die Besselschen Funktionen vom Index n ist, erkennt man in den Integralen

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{imr \cos \omega} d\omega = J_0(mr), \quad \frac{1}{i\pi} \int_0^\pi \cos \omega \cdot e^{imr \cos \omega} d\omega = J_1(mr)$$

die Besselschen Funktionen vom Index 0 bzw. 1. Sie sind übrigens, wie alle mit ganzzahligem Index und reellem Argument mr reell. Nach Änderung in der Bezeichnungsweise der Konstanten C nehmen daher die Ausdrücke für die Verschiebung die Gestalt an

$$\left. \begin{aligned} s &= -C [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-imVt} J_1(mr), \\ w &= C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [-(1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] e^{-imVt} J_0(mr), \end{aligned} \right\} \dots (46)$$

aus denen man unmittelbar die Identität mit (II) ablesen kann. Man hat dazu nur C einmal reell, das andere Mal imaginär zu wählen und sich auf den Realteil der entstehenden Ausdrücke zu beschränken.

Damit ist gezeigt, wie man von den partikulären Lösungen (8), die ganz allgemein gelten, übergehen kann zu jenen Lösungen, die dem zylindersymmetrischen Feld nach der Lambschen Theorie zuzuordnen sind. Und damit ist auch gezeigt, daß die Lösungen (II) die richtigen sind und nicht die Lösungen (I). Selbstverständlich stellt auch (II) nur ein partikuläres Lösungssystem dar, aus dem dann die Lösungen, die an gewisse Anfangs- und Randbedingungen angepaßt sind, aufgebaut werden können.

Im zweidimensionalen Fall allerdings, wo man es nur mit den Variablen x, z zu tun hat, gelten die Gleichungen (I) weiter, man hat dann $r = x$ zu setzen und zu beachten, daß außer den trigonometrischen Funktionen von $m(x - Vt)$ auch noch jene von $m(x + Vt)$ zu physikalisch sinnvollen Lösungen führen.

Dieses unterschiedliche Verhalten im zwei- und dreidimensionalen Fall wird übrigens begrifflich, wenn man eine kurze Energiebetrachtung anstellt.

Eine vom Ursprung ausgehende Störung wird sich (wenn man sich etwa auf die Oberfläche $z = 0$ beschränkt) ringförmig nach allen Seiten ausbreiten, der Radius des Ringes wird im Laufe der Zeit immer größer, ebenso der Umfang. Der Energiebetrag bleibt konstant, muß sich aber auf immer größer werdende Kreisumfänge verteilen. Die Abnahme der Energiedichte an ein und derselben, längs eines Radius fortschreitenden Stelle erfolgt dann plausiblerweise auf Kosten der Schwingungsamplituden. In der Tat nehmen bei den Besselschen Funktionen die Amplituden mit wachsendem Argument ab. Eine derartige Abnahme der Energiedichte im Laufe der Wellenausbreitung ist im zweidimensionalen Fall nicht vorhanden, denn die von der Geraden $x = 0, z = 0$ ausgehenden Wellenflächen erfahren keine Dehnung, die Energie braucht sich nicht auf immer größer werdende Gebiete zu verteilen. Für eine Abnahme der Schwingungsamplituden ist also kein Anlaß vorhanden, so daß die Schwingungen nach trigonometrischen Funktionen erfolgen können.

Eine weitere Folge ergibt sich aus unseren Überlegungen hinsichtlich des Verhältnisses von Horizontal- zu Vertikalachse der Bewegungsellipse. Bei nicht zylindersymmetrischem Feld folgt nämlich aus (45)

$$\left. \begin{aligned} s &= C \cos \omega [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] \cos m (r \cdot \cos \omega - Vt), \\ w &= C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \sin m (r \cdot \cos \omega - Vt) \\ \text{oder} \\ s &= - C \cos \omega [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] \sin m (r \cdot \cos \omega - Vt), \\ w &= C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] \cos m (r \cdot \cos \omega - Vt), \end{aligned} \right\} (47)$$

d. h. das Bodenteilchen beschreibt bei Ausführen der Rayleigh-Bewegung eine Ellipse

$$\frac{s^2}{C^2 \cos^2 \omega [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}]^2} + \frac{w^2}{C^2 \frac{(1 - \kappa)^2}{1 - 2\kappa} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}]^2} = 0, (48)$$

deren Horizontalachse

$$H = C [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] \cos \omega$$

und deren Vertikalachse

$$Z = C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}]$$

betragen. An der Grenzfläche $z = 0$ ist daher das Verhältnis H/Z

$$\frac{H}{Z} = \frac{\sqrt{1 - 2\kappa}}{1 - \kappa} \cos \omega = 0,6812 \cdot \cos \omega,$$

erreicht also seinen maximalen Wert 0,6812, in jenen Punkten, die in der Verlängerung der Anfangsstoßrichtung liegen (da dort $\vartheta = \vartheta_0$ ist). In allen übrigen Feldpunkten ist dieses Verhältnis kleiner, in den Punkten der Geraden senkrecht zur genannten Richtung ist es Null, da dort die Horizontalkompo-

nente verschwindet. Dadurch, daß man eine Anfangsbewegung in bestimmter Richtung ϑ_0 vorschreibt, wird also nicht nur das ganze Feld unsymmetrisch hinsichtlich der z -Achse, sondern auch das Verhältnis H/Z variiert von Feldpunkt zu Feldpunkt. Symmetrie besteht nur noch hinsichtlich der Ebene, die man senkrecht zur Oberfläche durch die Anfangsstoßrichtung legen kann.

3. Setzt man das Medium nicht als elastisch voraus, sondern als viskoelastisch im Sinne der Bewegungsgleichungen

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

wo nun neben die Laméschen Konstanten λ, μ noch die Konstanten λ', μ' treten, die die Fließeigenschaften des Mediums charakterisieren sollen, so bleiben unsere sämtlichen Betrachtungen in ihren Grundlinien weiter bestehen. Nur erfahren die Amplituden der Schwingungen jetzt eine Dämpfung ε , wie aus den partikulären Lösungen des Problems ersichtlich [4]:

$$\begin{aligned} u &= iC \frac{f}{m} [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-\varepsilon t} \cdot e^{im(\gamma - Vt)}, \\ v &= iC \frac{g}{m} [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-\varepsilon t} \cdot e^{im(\gamma - Vt)}, \\ w &= C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] e^{-\varepsilon t} e^{im(\gamma - Vt)}, \\ v &= \sqrt{2\kappa} \sqrt{\frac{\mu}{\varrho} - \frac{\mu'^2}{2\varrho^2} \kappa m^2}, \quad \varepsilon = \frac{\mu'}{\varrho} \kappa m^2. \end{aligned}$$

Hier ist, wie üblich, die Konstante C entweder reell oder imaginär anzusetzen und vom ganzen Ausdruck der Realteil zu nehmen. Für die Verschiebung in Richtung des Radiusvektors erhält man

$$s = -C \cos \omega [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-\varepsilon t} \sin m(r \cdot \cos \omega - Vt)$$

oder

$$s = C \cos \omega [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-\varepsilon t} \cos m(r \cdot \cos \omega - Vt),$$

demgemäß gelten die in meiner o. a. Arbeit*) hergeleiteten Gleichungen (50)

$$\begin{aligned} s &= -C [e^{-q_1 z} - (1 - \kappa) e^{-q_2 z}] e^{-\varepsilon t} \sin m(r \pm Vt), \\ w &= C \frac{1 - \kappa}{\sqrt{1 - 2\kappa}} [- (1 - \kappa) e^{-q_1 z} + e^{-q_2 z}] e^{-\varepsilon t} \cos m(r \pm Vt) \end{aligned}$$

usw. nur dann, wenn $\omega = \vartheta - \vartheta_0 = 0$, also wenn der Aufpunkt in der verlängerten Richtung der Anfangsbewegung liegt, nicht aber im Falle der

*) In den Gleichungen (50) des Verfassers ist in der oberen Lösungsgruppe vor dem Ausdruck für u aus Versehen das Minuszeichen weggeblieben.

Zylindersymmetrie, wie dort — ebenfalls in Verfolgung des als irrig erkannten Gedankenganges — angenommen wurde. Im Argument $r \pm Vt$ gelten im zweidimensionalen Fall beide Vorzeichen, im dreidimensionalen ist nur das Minuszeichen verwendbar.

In diesem Sinne und mit dieser Einschränkung gelten dann auch die weiteren Überlegungen über die Bahn des Bodenteilchens, wie wir sie hier schon für den Fall des vollkommen elastischen Mediums durchgeführt haben.

Literatur

- [1] Lord Rayleigh: On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid. (Scientific Papers, Vol. II, 1881—1887, Cambridge Press, 1900, p. 447, oder Proceedings of the London Mathematical Society, Vol. XVII, 1885, pp. 4—11.)
 [2] Horace Lamb: On the Propagation of Tremors over the Surface of an Elastic Solid. (Philosophical Transactions, Serie A, Vol. 203, pp. 1—42).
 [3] Nakano Hiroshi: On Rayleigh Wave. (Japanese Journ. of Astronomy and Geophysics, Vol. II, Nr. 5, 1926.)
 [4] Hardtwig, E.: Über die Wellenausbreitung in einem viskoelastischen Medium. (Zeitschr. f. Geophys., XVIII. Jahrg., S. 1—20.)

Stuttgart, September 1943.

Potsdamer erdmagnetische Kennziffern

14. Mitteilung

Von J. Bartels, Potsdam

Beschreibung vgl. 12. Mitteilung, Zeitschr. f. Geophys. 17, 317. Zeitangaben nach Weltzeit

Tabelle 1.

Potsdamer erdmagnetische Kennziffern, April bis August 1943

April 1943

Dat.	$K_1 K_2$								ΣK_1	B	Dat.	$K_1 K_2$								ΣK_1	B
1	31	31	21	21	31	35	33	22	2+	16	31	32	33	33	34	33	31	21	23	3	
2	45	21	31	21	41	21	22	36	22	3	17	31	22	24	24	22	11	21	16	2	
3	47	57	41	41	42	56	41	47	34	4	18	32	32	12	22	11	11	11	13	1+	
4	41	31	32	32	47	31	56	31	28	3+	19	22	35	12	22	22	01	12	01	11	1+
5	55	31	21	31	31	67	31	47	29	3+	20	01	12	11	21	31	41	11	33	15	2
6	45	21	33	43	57	47	35	43	29	4	21	57	42	22	43	37	31	55	21	28	3+
7	57	42	22	33	34	22	55	31	27	3-	22	11	22	32	22	21	21	11	25	15	2
8	31	21	22	23	23	21	11	12	15	2	23	01	11	11	11	11	11	11	12	7	0+
9	11	11	11	11	21	11	21	31	12	1+	24	01	11	02	11	11	11	12	12	6	0+
10	21	31	21	31	35	35	55	47	25	3	25	26	31	21	21	21	31	32	48	21	2+
11	57	57	31	31	31	21	45	45	29	3+	26	57	57	32	22	21	21	45	45	27	3+
12	21	11	11	21	21	11	22	11	12	1+	27	45	11	12	12	21	21	25	01	13	2
13	01	11	01	11	12	22	01	22	7	1	28	12	12	11	01	11	21	31	33	12	1+
14	11	11	11	11	12	22	22	11	10	1	29	41	21	32	22	31	21	23	32	21	2+
15	11	12	12	22	23	35	35	32	16	2	30	31	31	22	46	33	32	31	31	24	3

Maï 1943

Dat.	K ₁	K ₂	ΣK ₁	B	Dat.	K ₁	K ₂	ΣK ₁	B	
1	42	57	52	47	47	47	55	35	4+	
2	55	32	32	42	37	55	21	32	28	3+
3	35	01	11	11	12	55	31	56	19	3
4	21	32	22	12	11	21	21	35	16	2
5	21	22	22	32	32	32	22	22	19	2+
6	35	11	12	22	22	31	11	13	14	1+
7	33	32	22	24	24	13	11	23	16	2
8	21	11	01	11	22	23	11	11	10	1
9	12	12	11	11	11	22	12	11	9	1
10	12	11	11	11	21	41	31	11	14	2
11	22	22	22	11	31	41	31	33	20	2+
12	21	56	32	22	22	22	22	21	20	3
13	21	22	32	43	47	55	21	45	26	3+
14	45	42	23	33	22	31	21	32	23	3
15	57	37	22	31	31	31	35	31	25	3
16	01	11	11	45	41	41	55	21	21	3+
17	41	32	32	22	33	46	56	55	29	3+
18	55	57	42	47	45	41	31	45	33	4
19	41	51	44	32	37	31	45	31	29	3+
20	21	21	12	22	21	21	21	21	15	2
21	21	12	22	22	22	36	25	01	14	2
22	11	11	11	11	21	11	11	11	9	1
23	21	21	21	31	31	35	31	31	21	2+
24	47	47	21	22	37	37	48	45	26	3
25	41	31	42	21	47	35	45	31	27	3+
26	22	21	11	22	22	35	36	45	19	2+
27	45	45	22	22	21	32	32	57	25	3
28	51	42	32	42	37	45	45	47	31	4
29	31	42	23	34	22	21	36	21	27	3
30	25	32	35	14	32	32	21	35	20	2+
31	11	12	22	12	22	31	21	33	15	2

Junl 1943

1	22	22	22	32	31	11	32	46	20	2+
2	11	22	22	33	31	11	21	21	16	2
3	21	22	22	12	22	21	13	23	14	1+
4	23	22	11	12	22	22	11	01	11	1+
5	21	12	12	12	35	21	31	32	16	2
6	42	45	31	22	21	21	11	11	19	2+
7	12	21	22	34	43	42	22	45	22	3
8	31	41	34	44	58	56	41	42	32	4
9	32	44	34	44	42	45	35	32	28	3+
10	21	32	32	32	34	45	22	45	24	3
11	11	11	22	36	52	55	31	31	23	3
12	11	22	32	32	38	31	46	21	21	3
13	55	32	32	32	31	45	45	35	28	3+
14	45	33	32	33	32	46	21	01	22	3
15	11	11	12	12	12	11	21	22	10	1+
16	21	21	11	11	11	21	11	22	12	1+
17	21	11	02	12	12	11	11	12	8	1
18	01	21	01	11	11	12	21	21	9	1
19	11	31	12	35	45	41	41	43	24	3
20	58	31	21	31	37	32	35	45	36	3+
21	41	31	32	42	57	56	45	43	22	4
22	32	32	32	32	32	41	45	45	27	3+
23	32	32	34	32	47	45	32	45	27	3+
24	42	42	32	33	42	55	35	31	29	3+
25	31	32	33	32	32	45	35	35	25	3
26	12	22	22	12	22	22	21	32	15	2
27	35	22	22	22	22	32	21	45	20	2+
28	21	33	41	32	42	41	56	32	28	3+
29	31	31	12	21	21	11	11	12	14	2
30	11	11	11	22	21	21	11	12	11	1+

Jull 1943

1	11	11	21	11	11	21	11	11	10	1+
2	01	11	12	21	21	21	26	46	14	2
3	21	42	32	32	32	31	21	22	22	3
4	26	21	22	44	45	58	56	41	28	3+
5	43	53	44	44	56	58	56	55	37	4+
6	57	43	43	55	47	46	45	45	34	4+
7	41	32	23	33	33	32	32	35	24	3
8	45	31	44	34	33	45	35	21	26	3+
9	31	22	44	44	48	53	55	31	30	4
10	32	48	33	43	47	45	23	21	26	3+
11	21	32	43	33	47	31	31	31	25	3
12	31	32	32	22	32	35	45	31	24	3
13	47	22	32	22	43	43	46	31	26	3
14	31	11	12	12	12	11	21	02	10	1+
15	12	22	22	21	21	31	35	21	17	2
16	31	31	11	11	31	31	35	31	20	2+
17	45	11	11	11	31	31	31	45	20	2+
18	21	31	21	41	47	41	45	45	27	3+
19	31	32	32	22	32	37	32	35	23	2+
20	32	22	12	22	22	35	22	22	17	2
21	35	22	22	32	42	45	21	35	23	3
22	32	32	32	43	32	32	32	32	25	3
23	22	22	23	32	22	32	21	11	17	2+
24	21	22	22	12	21	11	11	11	12	1+
25	12	12	12	22	22	11	12	21	11	1+
26	21	22	22	32	22	21	36	21	18	2+
27	45	11	12	11	32	31	21	12	16	2
28	01	21	11	21	22	22	22	22	13	1+
29	22	22	22	12	02	13	12	26	11	1+
30	21	31	22	43	37	45	45	31	25	3
31	45	21	22	42	32	22	31	46	24	3

August 1943

Dat.	$K_1 K_2$								ΣK_1	B	Dat.	$K_1 K_2$								ΣK_1	B
1	45	21	21	21	46	47	45	36	25	3	16	31	42	43	55	33	41	35	35	29	3+
2	32	32	34	34	48	45	55	45	29	3+	17	55	42	42	31	31	35	41	41	30	4
3	55	32	43	43	47	32	45	41	37	4	18	31	32	43	54	53	56	45	11	30	4
4	31	32	32	32	47	55	48	31	28	3+	19	11	22	44	44	37	55	55	47	28	4
5	55	32	32	33	47	43	45	31	29	3+	20	57	31	42	44	37	31	45	56	37	4
6	31	21	31	21	21	45	56	21	23	3	21	47	41	42	31	32	21	21	25	24	3
7	21	21	34	46	47	41	11	21	22	3	22	22	12	12	11	22	21	21	23	13	1+
8	31	42	33	42	57	67	57	67	36	5	23	21	21	11	22	35	21	31	46	19	2+
9	67	47	32	22	37	31	35	45	28	4	24	31	55	53	34	33	45	31	31	29	4
10	31	31	22	21	21	12	22	32	18	2	25	41	42	34	34	34	35	32	31	26	3
11	21	21	11	21	22	22	11	22	14	1+	26	31	32	44	34	31	35	35	22	24	3
12	31	11	21	12	11	21	21	46	16	2	27	21	22	12	22	13	11	36	23	14	2
13	31	42	44	48	58	41	57	55	34	4	28	21	32	22	32	68	57	32	67	30	4+
14	41	32	34	34	43	45	56	45	30	3+	29	41	31	33	43	58	57	56	32	32	4
15	21	32	32	33	37	41	41	45	26	3+	30	58	57	52	42	57	57	67	77	42	5+
											31	67	77	67	57	67	67	67	41	46	6

Tabelle 2. Plötzliche Sturmanfänge s

1943 August 28. 12^h 55^m4

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

1943: April 13. 9^h40^m bis 9^h50^m; $K_1(P) = 0$ für Intervall 9^h—12^h
 22. 14^h24^m bis 14^h29^m; $K_1(P) = 2$ für Intervall 12^h—15^h

Tabelle 4. Häufigkeiten der Kennziffern K_1 für jeden Monat und Durchschnittswerte April bis August 1943.

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	K_{1m}	A	$K_1(A)$
April	11	56	65	65	28	14	1	—	—	—	2.37	26.7 γ	2.92
Mai	4	44	74	65	43	18	—	—	—	—	2.62	30.1	3.09
Juni	5	49	58	74	44	10	—	—	—	—	2.55	28.5	3.01
Juli	4	38	72	74	49	11	—	—	—	—	2.65	29.6	3.07
August	—	16	45	78	64	32	11	2	—	—	3.37	48.3	3.77

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1942

Von W. Brunner, Zürich. -- (Mit 1 Abbildung)

Ganze Sonnenscheibe

Datum	Oktober	November	Dezember	Datum	Oktober	November	Dezember
1.	14	54	61	17.	10	0	9
2.	17	61 ^{a b}	56	18.	10	0	8
3.	8	49	46	19.	17	0	7
4.	0	40	35	20.	19	7	7
5.	0	28	31	21.	23	E 30 ^{c d}	7
6.	0	33	E 15 ^{c d}	22.	25	31	M 13 ^c
7.	18	31	31	23.	17	48 ^d	27
8.	17	27	31	24.	16	39 ^a	22
9.	27	M 22 ^c	26	25.	8	37	20
10.	W 32 ^{c d}	25	31 ^a	26.	E 13 ^c	37	17
11.	29	22 ^a	29	27.	31 ^{d d}	47	12
12.	32	21	25	28.	39 ^a	33 ^b	11
13.	10	24	24 ^a	29.	37	M 56 ^{a c}	11 ^a
14.	9	25	25	30.	51	66 ^d	11
15.	11 ^a	20	25	31.	44		11
16.	12	8	15				
				Mittel ...	19.2	30.7	22.5

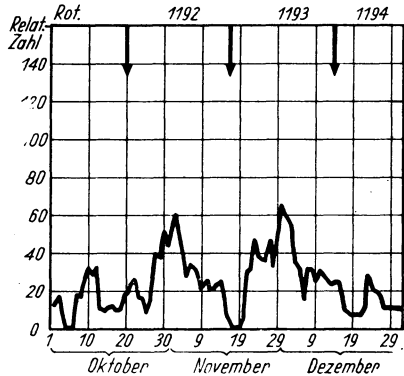
Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

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

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.



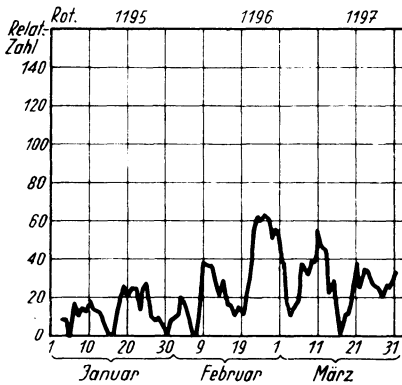
Zürich, Eidgen. Sternwarte, 12. März 1943.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1943

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

Ganze Sonnenscheibe

Datum	Januar	Februar	März	Datum	Januar	Februar	März
1.	8	10	46	17.	11	11	0
2.	8	11	38	18.	<i>E</i> 19 ^c	<i>E</i> 15 ^c	10 ^d
3.	8	20	16	19.	26	11	11
4.	8	16	10 ^d	20.	21	20 ^d	21
5.	0	7	16	21.	25 ^d	<i>E</i> 31 ^c	<i>E</i> 37 ^c
6.	16 ^d	0	19	22.	25	<i>M</i> 54 ^c	25
7.	10	0	37	23.	15	62	35
8.	14	<i>E</i> 25 ^c	32	24.	<i>M</i> 25 ^c	60	34 ^a
9.	12	38	39	25.	27	63 ^b	28 ^a
10.	18	37	39 ^b	26.	10	61	25
11.	14	37 ^b	53	27.	8	50	24
12.	13 ^a	31	46	28.	9	56	20
13.	12	21	44	29.	7		26
14.	9	29	21	30.	0		<i>M</i> 25 ^c
15.	0	16	29	31.	8		33 ^d
16.	0	16	11				
				Mittel ...	12.4	28.9	27.4



Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

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

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 12. Mai 1943.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1943

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

Ganze Sonnenscheibe

Datum	April	Mai	Juni	Datum	April	Mai	Juni
1.	24 ^r	9	9	17.	32	37 ^a	15
2.	22	13	7	18.	35	47	7
3.	22	12 ^a	0	19.	41	34	0
4.	30	9	0	20.	36	20	7
5.	24	8	7	21.	38 ^b	13	0
6.	24 ^a	8	0	22.	45	13	0
7.	12	8	0	23.	41	10	M 10 ^c
8.	14	8	16 ^d	24.	36	10 ^d	13
9.	19 ^d	18	8	25.	34	10	10
10.	26	7	8	26.	22	10	10
11.	31	7 ^d	8	27.	20 ^d	11	8
12.	33	13	8	28.	8	9	7
13.	20	14	19	29.	10	9	0
14.	20 ^a	17	19 ^a	30.	10	9	0
15.	28 ^d	14	14	31.		10	
16.	27	W 21 ^c	18				
				Mittel ...	26.1	14.1	7.6

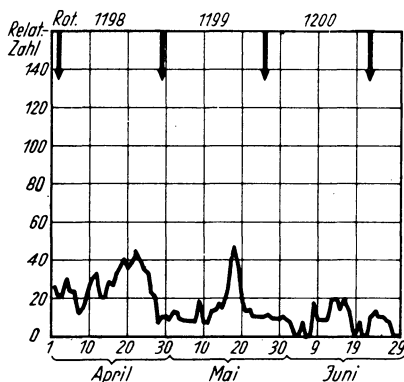
Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

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

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.



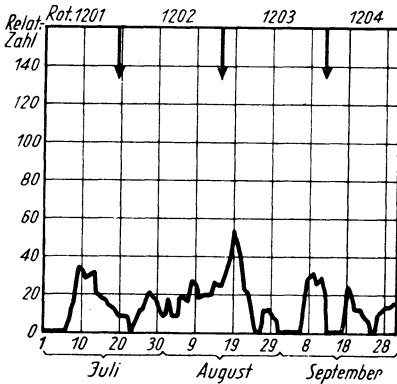
Zürich, Eidgen. Sternwarte, 2. August 1943.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1943

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

Ganze Sonnenscheibe

Datum	Juli	August	September	Datum	Juli	August	September
1.	0	10	0	17.	14	32	0
2.	0	17	0	18.	13	41	<i>M</i> 23 ^{a,c}
3.	0	8 ^d	0	19.	9	53 ^a	20
4.	0	8	0	20.	8	49	13
5.	0	18	0	21.	8	36	12
6.	0	18	0	22.	8	22	10
7.	8 ^d	17	<i>M</i> 19 ^c	23.	0	20	7
8.	16	27 ^d	29	24.	<i>M</i> 8 ^c	9	0
9.	34	25 ^a	31	25.	12	0	0
10.	32	18	26	26.	12	0	9 ^d
11.	28	19	29	27.	17 ^d	<i>M</i> 11 ^c	11
12.	30	19	22	28.	21	12	13
13.	32 ^b	19	0	29.	19	10	13
14.	21	26 ^{a,d}	0	30.	16	7	14
15.	19	25	0	31.	8	0	
16.	17	25	0				
				Mittel ...	13.2	19.4	10.0



Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

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

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 3. November 1943.

Referate und Mitteilungen

Nordlichtbeobachtung am 8. August 1943

Beobachter: Dr. W. Gliese. Beobachtungsort: $30^{\circ} 15'$ östl. Länge, $56^{\circ} 30'$ nördl. Breite.
Zeiten: Mitteleuropäische Zeit.

21^h 55^m Über dem Horizont 5 bis 10° hoch ein gleichmäßiger grün-gelber Schein wesentlich stärker als der Dämmerungsschein, Ausdehnung von 55° westl. bis 45° östl. (vom Nordpunkt aus gezählt). Dieser Schein bleibt im wesentlichen während der Beobachtung unverändert. Daraus steigen fächerförmige Strahlen bis zu 30° hoch auf. Mitte der Erscheinung etwa 15° westlich von Nord.

57^m Strahlen verblassen außer einem 20° hohen 45° östlich.

58^m Auch dieser Strahl verblaßt.

22^h 02^m Einzelne Strahlen erscheinen wieder bei 40 bis 30° westlich.

04^m 35° westlich besonders helle Stelle am Horizont. Strahl genau im Norden 25° hoch.

06^m Von NW bis N auf matt erhelltem Hintergrund sehr deutliche Strahlen bis 25° hoch. Helligkeit nimmt dann wieder ab.

15^m Nur noch ein schwacher Strahl im Nord, 20° hoch, vergehend.

18 bis 20^m Neue schwache Strahlen im Nord.

22^m von 30° westlich bis Nord einige kurze Strahlen.

25 bis 26^m sind sie besonders deutlich, vergehen wieder.

28^m Erneut beginnend, bis 32^m ziemlich deutlich.

35^m 20° westlich und im Nord vorübergehend wieder sehr kräftige Strahlen, besonders der westliche.

44^m 5° östlich unten eine besonders helle Stelle mit 15° hohen Strahlen, immer breiter werdend von Nord bis 20° östlich und dabei schwächer werdend, sich noch bis 25° östlich verbreitend.

46 und 48^m Je eine neue kleine helle Stelle am Horizont zwischen 0 bis 5° östlich und bei 15° östlich.

Dann verblaßt die Erscheinung bis auf den gleichmäßigen Schein am Nordhorizont.

Es lassen sich folgende Maxima der Erscheinung herausheben:

21 ^h 55 ^m	22 ^h 26 ^m	22 ^h 35 ^m
22 06	22 30	22 45

Sigismund Kienow: *Grundzüge einer Theorie der Faltungs- und Schieferungsvorgänge.* VIII u. 129 Seiten mit 5 Tafeln und 65 Abbildungen im Text. — Fortschritte der Geologie und Paläontologie, Bd. XIV, Heft 46. Berlin-Zehlendorf, Gebr. Borntraeger, 1942.

Inhalt: I. Einführung, II. Grundlagen, III. Beginn der Faltung, IV. Endliche Verformung, V. Rückblick.

Der erste Abschnitt (Einführung) umfaßt nur wenige Seiten. Hier werden die bisherigen Versuche, geologische Faltungsvorgänge theoretisch zu behandeln, kurz besprochen und die Gründe dargelegt, die für die Möglichkeit einer strengen Bearbeitung dieser Fragen auf mathematischer Grundlage sprechen. Zum Schluß dieses Abschnittes wird die Problemstellung genauer herausgearbeitet. Sie gipfelt in folgenden beiden Fragen:

1. Welche Wirkung rufen parallel der Schichtebene wirkende Druckkräfte auf ein Gesteinspaket unter den in der Natur anzunehmenden Bedingungen hervor und wie beeinflussen zusätzliche Kräfte das Verformungsbild?
2. Wie stimmen die so gewonnenen Resultate mit den natürlichen Verformungsbildern überein und welche Rückschlüsse lassen sich auf deren Entstehung ziehen?

Die Beantwortung dieser Fragen ist das Ziel des ganzen Buches.

Die hierzu erforderliche Theorie wird im zweiten Abschnitt (Grundlagen) entwickelt. Zunächst wird kurz auf die bei Verformungen maßgeblichen Materialgesetze eingegangen. Sodann folgt, im wesentlichen gestützt auf die Kirchhoffsche Theorie der Biegung dünner Stäbe, die Entwicklung des für die weiteren Untersuchungen notwendigen Formelapparates. Hierbei wird besonderer Wert gelegt auf eine faßliche Darstellung der Umstände, die die Unzulänglichkeit der einfachen technischen Biegelehre aufzeigen und bei der Anwendung auf geologische Vorgänge zu einer Erweiterung im Sinne der Kirchhoffschen Theorie zwingen. Es ist hauptsächlich die in der Natur häufig zu beobachtende bruchlose Faltung, die sich nicht durch die technische Biegelehre erklären läßt. Die Kirchhoffsche Theorie hingegen umfaßt die wichtigsten Erscheinungen und stellt sie befriedigend dar. Daß in Strenge statt einer Theorie der Biegung dünner Stäbe eigentlich eine Theorie der Plattenbiegung Verwendung finden müßte, ist dem Verfasser bewußt. Doch nimmt er zunächst davon Abstand, weil die Kirchhoffsche Theorie ausreicht und es fraglich ist, ob die Besserung der Ergebnisse, die mit der Plattentheorie erzielt werden könnte, so erheblich ist, daß sich der Mehraufwand an Rechenarbeit lohnt.

Die Betrachtung der Vorgänge im Beginn der Faltung (Abschnitt III) führt auf Beziehungen zwischen der Faltenlänge und der Mächtigkeit der sich selbständig bewegenden Schichten. Zu ihrer Herleitung ist die Kirchhoffsche Theorie mit ihrem komplizierten Formelapparat nicht erforderlich. Zunächst ergibt sich durch Anwendung des Prinzips der virtuellen Verrückungen, wenn man vorerst nur den Faltungsdruck und die elastische Verformung als wirksam ansieht, für den Druck eine als Eulersche Knickformel bekannte Beziehung. Wegen zu großer Vereinfachung bei der Herleitung lassen sich mit ihr jedoch wichtige beobachtete Erscheinungen nicht deuten. Führt man in die Betrachtung noch die von der Eigenschwere der sich faltenden Gesteine und vom Belastungsdruck herrührenden Rückstellkräfte ein, so ergibt sich ein Zusatzglied zur Eulerschen Knickformel, welches die Formel den Beobachtungen besser anpaßt. Nunmehr läßt sich z. B. die häufig beobachtete Erscheinung erklären, daß bei Faltung in größerer Tiefe die Faltenlänge kleiner ist als bei sonst gleichen in der Nähe der Oberfläche gefalteten Schichten. Ein weiteres Zusatzglied, das die Reibung der einzelnen Schichten aneinander berücksichtigt, vergrößert den zur Einleitung der Faltung erforderlichen Druck, hat aber keinen Einfluß auf die Faltenlänge.

Die zahlenmäßige Auswertung der errechneten Beziehungen zeigt zunächst den Einfluß grober und feiner Schichtung auf Faltungsvorgänge. Insbesondere ergibt sich, daß die Bedeutung einer Feinschichtung bei Faltung in der Tiefe erheblich größer ist als nahe der Oberfläche. Beziehungen zwischen den Rückstellkräften, der Reibung, dem Faltungsdruck und der Fließgrenze der Gesteine zeigen, daß an der Oberfläche Schichten von 200 bis 300 m Mächtigkeit gerade noch faltbar sind, während in großer Tiefe nur bis 1 m mächtige Schichten noch selbständig gefaltet werden können.

Messungen von Faltenlängen und Schichtmächtigkeiten in der Natur zeigen vielfach bemerkenswert gute Übereinstimmung mit der Knicktheorie auf, insbesondere bei einigen oberflächennahen Faltungen, bei den Spezialfalten im Ruhrgebiet und im Rheinischen Schiefergebirge sowie vor allem bei Kleinfalten in Tongesteinen. Scheinbare Unstimmigkeiten lassen sich durch störende Einflüsse erklären. Hingegen versagt die Knicktheorie bei der zahlenmäßigen Behandlung von Großfalten. Hier treten andere Vorgänge, z. B. epirogene Bewegungen, maßgebend in Erscheinung. Besonders hingewiesen wird darauf, daß die von F. Vening-Meinesz gegebene Erklärung der Streifen negativer Schwereanomalien durch Knickung der Erdkruste quantitativ mit der hier entwickelten Theorie nicht in Einklang zu bringen ist.

Der Abschnitt IV (Endliche Verformung) beschäftigt sich mit den Vorgängen im weiteren Verlauf der Faltung. Zunächst wird die nur bei dünnen Schichten (Mächtigkeit der gefalteten Einzelschicht kleiner als ein Drittel der Faltenlänge) mögliche unbehinderte Faltung besprochen. Die Anwendung der Kirchhoffschen Theorie unter Vernachlässigung der hier belanglosen Rückstellkräfte liefert die Form der Faltung, die zu Anfang im Profil eine Sinuskurve darstellt, später aber kompliziertere Gestalt annimmt. Die berechneten Profilkurven (Fächerfalten) stimmen überraschend gut mit beobachteten (z. B. aus dem Schweizer Jura) überein. Wird die Bruchgrenze der gefalteten Gesteine erreicht, so entstehen nach der Theorie und den Beobachtungen Brüche in den Faltschenkeln, die stets steiler einfallen als das Lot auf der Schichtfläche.

Bei dickeren Schichten (Mächtigkeit der Einzelschicht zwischen einem Drittel und der ganzen Faltenlänge) erweist sich die „konzentrische“ Faltung als eine mögliche Faltungsform. Sie besteht aus einer sinusförmigen Leitkurve im Profil der mittleren Schicht des gefalteten Pakets, an die sich nach beiden Seiten Parallelschichten mit überall gleicher Dicke anlagern. Die Theorie lehrt, daß Zusatzkräfte erforderlich sind, um das Schichtpaket in den Faltscheiteln zusammenzupressen. Da diese Kräfte in ausreichender Stärke nur bei größerer Gesteinsauflage vorhanden sind, kann konzentrische Faltung nicht in der Nähe der Oberfläche zustande kommen. Erreichen die Querkräfte, die in den Schenkeln am größten sind, die Bruchgrenze, so entstehen Schenkelbrüche (Bruchfaltung). Wird hingegen vorher in den Scheiteln der Belastungsdruck überwunden, so ergeben sich zunächst Hohlräume in den Scheiteln, die aber nicht bestehen bleiben können. Sind mineralische Lösungen zugegen, die die Hohlräume verkitten, so kann dieses Faltenstadium erhalten bleiben. Andernfalls dringt weiteres Gesteinsmaterial in die Hohlräume nach. Dies hat zur Folge, daß die Schenkel gestreckt werden und sich die Krümmung in den Scheiteln verstärkt. Das Endergebnis sind Spitzfalten. Die Bedingungen, unter denen Bruchfaltung oder Spitzfaltung eintritt, werden eingehend untersucht. Der Vergleich mit natürlichen Falten zeigt mitunter weitgehende Übereinstimmung mit den errechneten. So finden sich z. B. bei der Saxonischen Bruchfaltung im mittleren Teutoburger Wald und seinem östlichen Vorland Faltenbilder, die bis in die Einzelheiten hinein den theoretisch geforderten entsprechen.

Bei der konzentrischen Faltung tritt keine Reduktion der Schenkel auf. Eine solche muß aber aus geometrischen Gründen gefordert werden, wenn es sich um die Faltung sehr dicker Gesteinsschichten (Mächtigkeit der Einzelschicht größer als die

Faltenlänge) handelt. Hier hilft die Theorie der „kongruenten“ Faltung weiter. Bei dieser ist eine Schichtfläche der anderen kongruent. Sie sind nur zueinander in Richtung der Faltenachsebene verschoben. Die Anfangsstadien dieser Faltungsart sind dieselben wie bei der konzentrischen Faltung. Im weiteren Verlauf jedoch werden die Schenkel gestreckt und die Scheitel stärker gekrümmt. Aus den Sinusfalten entstehen so zunächst Rundbogen- und schließlich Spitzfalten, falls nicht vorher die Fließ- oder die Bruchgrenze des Gesteins erreicht wird. Die Weiterführung der Dislokation kann entweder durch Schenkelreduktion infolge bruchloser Scherung parallel den Schichtflächen erzwungen werden oder durch Bildung von Brüchen in den Schenkeln parallel zu den Achsenebenen. Bei Spezialfaltung in kleinem und kleinstem Maßstab führt die extreme Fortsetzung dieser Bewegungen unter Überschreitung der Fließgrenze im ersten Fall zur Ausweichungsschieferung, im letzteren zur Transversalschieferung. Hiermit sind gewisse in der Natur in enger Verbindung mit Falten zu beobachtende Schieferungen (Faltungsschieferung) auch theoretisch in innigsten Zusammenhang mit der Faltung gebracht. Es ist hiernach nicht mehr nötig, Faltung und Schieferung als getrennte Vorgänge aufzufassen. Ergänzende Untersuchungen beziehen sich noch auf die Bilder, die entstehen, wenn sich eine Schiebung der Faltung oder Schieferung überlagert. Der Vergleich mit Beobachtungen in der Natur zeigt vollkommene Übereinstimmung mit der Theorie.

Im Schlußabschnitt (Rückblick) wird abschließend festgestellt, daß sich die Kirchhoffsche Theorie der Biegung dünner Stäbe zur Bearbeitung der Faltungs- und Schieferungsvorgänge vorzüglich eignet und daß die Anwendung der Elastizitätsgesetze auf diese geologischen Erscheinungen berechtigt ist. Hierbei zeigt sich, daß die in Laboratoriumsversuchen festgestellten Fließgrenzen auf die Vorgänge in der Natur übertragen werden können, daß aber die Elastizitätsmoduln wegen kriechender Verformungen erheblich kleinere Werte annehmen können als im Laboratorium. Bei einer durchschnittlichen Druckfestigkeit von 1000 atm und einer Fließspannung von 500 atm müssen für den Faltungsdruck ebenfalls etwa 500 atm angenommen werden, da bei den Verformungen die Fließgrenze häufig überschritten wird. Hieraus liefert die Theorie für den mittleren Elastizitätsmodul in geringen Tiefen als untere Grenze größenordnungsmäßig 10^4 atm, d. h. ungefähr 100 kg/mm². In großen Tiefen ist der Elastizitätsmodul wegen der überwiegend bruchlosen Verformungen erheblich kleiner anzunehmen.

Mit einer kurzen Zusammenfassung und Übersicht über die unter verschiedenen Voraussetzungen zu erwartenden Faltungsformen und -vorgänge sowie über den Zusammenhang zwischen Faltung und Faltungsschieferung schließt das Buch.

Im ganzen handelt es sich um einen sehr beachtlichen Versuch, die Fülle der bei Faltungen vom größten bis zum kleinsten Maßstab auftretenden Erscheinungen zu ordnen, theoretisch zu unterbauen und auf einen Nenner zu bringen. Von besonderem Interesse ist hierbei der Einbau der mit Falten verbundenen Schieferungsvorgänge in die allgemeine Theorie der Faltungen. Durch Weiterführung dieser Untersuchungen in der begonnenen Richtung läßt sich möglicherweise noch für manche heute schwer zu übersehende Erscheinung eine einfache Erklärung finden.

In den Ergebnissen richtig, aber in der Darstellung leider nicht restlos geglückt ist der mathematische Teil. Es sei zugegeben, daß es sehr schwer ist, eine Theorie, die eine gewisse mathematische Vorbildung verlangt, einem Leserkreis nahezubringen, bei dem diese Voraussetzung im allgemeinen nicht gegeben ist. Um so mehr ist es erforderlich, schwer zu erfassende Begriffe und abstrakte Formulierungen zu vermeiden, wenn sie nicht erheblich zur Vereinfachung der Darstellung beitragen. Entschließt man sich aber, solche einzuführen, so müssen sie unbedingt ausreichend erläutert werden. In diesem Sinne ist es zum mindesten fraglich, ob die Einführung des Deformationstensors in Formel (4) auf S. 10 durch Einheitsvektoren als glücklich zu

bezeichnen ist. Diese Formel dürfte nach der knappen Erläuterung auf derselben Seite nur dem verständlich sein, der die abstrakte Symbolik, die die Tensoren als Aggregate eigentümlicher Produkte von Einheitsvektoren darstellt, bereits kennt. Einen anderen wird dies eher verwirren und abstoßen als ihm helfen. Durch Aufspaltung der vielleicht den meisten Lesern noch verständlichen Formel (3) in die drei Komponenten läßt sich leicht das Schema der neun Deformationsgrößen gewinnen, auf das es hier allein ankommt. Der Tensorbegriff und dessen Zusammenhang mit den Einheitsvektoren in einer abstrakten Formulierung, die bei den zahlenmäßigen Rechnungen doch nicht verwendet werden kann, sind hier durchaus entbehrlich.

Vor allem aber ist nötig, in den Abbildungen die Richtungen der verschiedenen Kräfte und Drehmomente und in den daraus abgeleiteten Formeln die Vorzeichen der entsprechenden Größen unbedingt miteinander in Einklang zu bringen. Außerdem ist es ungünstig, Abbildungen, die zur Ableitung mechanischer Gleichungen dienen, so anzulegen, daß in den gezeichneten Profilkurven die Krümmung negativ ist. Hierdurch entstehen in den Formeln leicht Vorzeichenfehler und daraus scheinbare Unstimmigkeiten, die dem aufmerksamen Leser das Verständnis sehr erschweren. Als Beispiel hierfür sei angeführt, daß die Ausdrücke (36) auf S. 63 so wie sie dastehen, auch unter den erwähnten Vernachlässigungen keine Lösungen des Differentialgleichungssystems (16a) sind. Zu Lösungen dieser Gleichungen werden sie erst, wenn man ein Vorzeichen vertauscht. Der Fehler rührt daher, daß in den Randbedingungen ein Vorzeichen falsch angesetzt ist, und dies geht wiederum darauf zurück, daß in den Abbildungen 14 (S. 25) und 32 (S. 62) die positiven Richtungen der Querkräfte entgegengesetzt der Richtung der x -Achse eingesetzt sind, während die formelmäßige Durchführung gleiche Richtung mit der x -Achse verlangt.

Diese Schönheitsfehler, die den Wert der dargestellten Untersuchungen und ihrer Ergebnisse nicht zu beeinträchtigen vermögen, werden sich bei einer Neuauflage des Buches leicht beseitigen lassen.

Heinrich Jung, Clausthal.

Taschenbuch der angewandten Geophysik. Herausgegeben von H. Reich und R. v. Zwirger, Berlin; bearbeitet von F. Hallenbach-Berlin, J. N. Hummel-Berlin, H. Israel-Potsdam, W. Lutz-Stuttgart, A. Ramspeck-Berlin, H. Reich-Berlin, M. Rössiger-Potsdam, H.-J. Schoene-Berlin, K. Sellien-Potsdam, G. Tüchel-Hannover, R. v. Zwirger-Berlin. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 1943.

In dem vorliegenden Werk ist wohl erstmalig ein Versuch gemacht worden, die wichtigsten Verfahren der angewandten Geophysik durch unabhängige Aufsätze verschiedener Autoren in Taschenbuchform darzustellen. Dem zünftigen Geophysiker sowie auch dem geophysikalisch tätigen Bergingenieur, Markscheider, Geologen usw. wird eine verständliche und verhältnismäßig umfassende Anleitung in die Hand gegeben, die helfen soll, Messungen im Gelände durchzuführen, diese auszuwerten und weiter zu bearbeiten.

Der Leser erhält auch tatsächlich von berufener Seite in prägnanter wie auch kurzer Fassung einen Überblick über die wichtigsten Aufgaben und Methoden der angewandten Geophysik sowie deren praktische Durchführung. Eine gewisse Anzahl sehr nützlicher Tabellen und Diagramme in einem handlichen Maßstabe ergänzen den Text. So ist z. B. die auf S. 61—67 gebrachte Zusammenstellung von „Dichte-, Wichte- und Porositätstabellen von Sedimentgesteinen nach Formationen geordnet“ für den Geologen und Geophysiker bestimmt von besonderem Interesse. Hervorzuheben ist auch die Tabelle 5, S. 75 — Einfluß der Tiefenlage auf v —, und Tabelle 8 (S. 78) —

Seismisch bestimmte v -Werte, regional und stratigraphisch geordnet für Europa —, die zeitersparende Hilfstabelle zur Berechnung der Gradienten- und Krümmungskurven auf S. 184—187, und endlich die Funktionstabelle für angewandte Seismik von T u c h e l auf S. 211—213. Sogar die Außenstehende aus verwandten Fachgebieten, für den Inhalt des Buches größtenteils verständlich ist, erfährt manches Wissenswerte; ist doch die Lagerstättengeophysik heute schon ein Gegenstand allgemeinen Interesses. Es wird aber auch dem Studierenden der angewandten Geophysik in dem Buche ein nützliches Hilfsmittel zur Fortbildung in die Hand gegeben. Allerdings sind für den Aufbau des Buches vor allem systematische und nicht pädagogische Gesichtspunkte maßgebend gewesen, wie es auch dem Charakter eines Taschenbuches entspricht.

Das Taschenbuch selbst (407 Seiten) ist wie folgt aufgegliedert:

- A. *Allgemeiner Teil* — 105 Seiten — enthält: Physikalische Maßeinheiten, Umrechnungszahlen, mathematische Konstanten und Tabellen, mathematische Formelsammlung, physikalische Eigenschaften der Gesteine (50 Seiten!).
- B. *Schweremessungen* — 100 Seiten — enthält eine kurze Einleitung (etwa 2 Seiten), absolute und relative Schweremessungen (18 Seiten), Drehwaagemessungen (79 Seiten).
- C. *Seismische Messungen* — 66 Seiten — enthält: Kurze Einleitung (etwa 2 Seiten), das Refraktionsverfahren (39 Seiten) und das Reflexionsverfahren (30 Seiten).
- D. *Baugrunduntersuchungen* — 14 Seiten.
- E. *Magnetische Messungen* — 28 Seiten.
- F. *Elektrische Messungen* — 59 Seiten — enthält: Allgemeine Grundlagen (6 Seiten), Gleichstrommethoden (13 Seiten), Wechselstrommethoden (15 Seiten), Induktionsmethoden (10 Seiten), Hochfrequenzverfahren (2 Seiten), Dynamische Methoden (2 Seiten), Bohrlochmessungen (7 Seiten).
- G. *Radioaktive Meßmethoden* — 12 Seiten.
- H. *Temperaturmessungen* — 9 Seiten.

Dem Aufbau des Buches entnehmen wir, daß im großen und ganzen alle wichtigeren Methoden berücksichtigt worden sind, wobei selbstverständlich Schweremessungen, Seismik und Elektrik dominieren. Es fällt auf, daß die Gravimetrie im Vergleich zu den Drehwaagemessungen etwas kurz gefaßt ist. Dieses wurde durch eine ausführliche und deshalb sehr zu begrüßende Behandlung der eigentlichen Drehwaagenpraxis (Meßtechnik im Gelände, Plattenablesung bei verschiedenen Waagetypen, Justieren der Waage, Einsetzen von Fäden usw.) ausgeglichen. Trotzdem wäre es zu begrüßen, wenn in einer Neuauflage die Gravimetrie etwas eingehender behandelt würde.

Im Rahmen der anderen im Handbuch behandelten wichtigeren Verfahren, wie Radioaktivität und Temperaturmessung, hätte vielleicht noch, um das Gesamtbild im Hinblick auf die besonders in der Einleitung erwähnte Erdölgeophysik abzurunden, etwas über Boden- und Bohrlochuntersuchungen nach Kohlenwasserstoffen gebracht werden können. Gerade in der jüngeren einschlägigen Literatur ist über eine ausgedehntere Anwendung dieses Zweiges der Lagerstättengeophysik in der Praxis verschiedentlich berichtet worden. Im Hinblick auf die vorzügliche Behandlung der vornehmlich wichtigen Drehwaage-, seismischen (mit Berechnungsbeispielen!) und elektrischen Messungen erscheint uns jedoch jede weitere Kritik als unangebracht, um so mehr, als gerade diese Aufsätze den wesentlichsten Kern des Handbuchs ausmachen.

Für alle, die sich mit den gebräuchlichsten und modernsten Methoden der angewandten Geophysik für eine tätige Anwendung näher vertraut machen wollen, ist das vorliegende Taschenbuch ein wertvolles Hilfsmittel.

R. Bock: *Praxis der magnetischen Messungen.* Berlin, Verlag Gebrüder Borntraeger. 138 Seiten mit 18 Figuren und 37 Tabellen. RM 9.60.

Vor fast 100 Jahren erschien Lamonts Handbuch des Erdmagnetismus, das erste grundlegende Werk über die magnetischen Erscheinungen und zugleich ein vorzüglicher Wegweiser für die Ausführung magnetischer Beobachtungen. 40 Jahre später gab Liznar seine „Anleitung zur Messung und Berechnung der Elemente des Erdmagnetismus“ heraus, die in ziemlicher Ausführlichkeit alle für die damalige Meßtechnik gültigen Verfahren und Formeln enthielt. Über die weitere Entwicklung der Beobachtungsmethoden lag bisher kein neueres Werk vor, abgesehen von einer englischen Anleitung von D. L. Hazard und von vereinzelt Aufsätzen in physikalischen Lehrbüchern, die aber im wesentlichen nur über das Grundsätzliche Auskunft gaben. Es ist das große Verdienst von R. Bock, in seiner „Praxis der magnetischen Messungen“ das Handbuch verfaßt zu haben, welches der Erdmagnetiker dringend braucht und dessen bisheriges Fehlen als großer Mangel empfunden wurde. Das Buch ist eine muster-gültige Zusammenstellung aller gegenwärtig zur Anwendung gelangenden Methoden zur Beobachtung und Registrierung der einzelnen magnetischen Elemente. Aus den Grundgleichungen, die als bekannt vorausgesetzt werden und deren Ableitung nur durch Figuren skizziert wird, werden die Gebrauchsformeln entwickelt und dann die einzelnen Meßverfahren eingehend erörtert. Das Buch enthält viele praktische Hinweise und zeigt vor allem auch die Einflüsse anderer physikalischer Begleitumstände auf das Resultat der Messung. Außer Korrektionsformeln dienen hierzu auch zahlreiche Tabellen, die für bestimmte Werte diese Einflüsse angeben. Sie vermitteln somit Einblicke in die Genauigkeit der Messung und zeigen, auf welche Nebenumstände bei der Beobachtung besonders zu achten ist. Die Tabellen können ferner als Beispiel dienen, wie für den praktischen Gebrauch und für begrenzte Bereiche Korrektions-tafeln anzulegen sind.

Bei einer Neuauflage des Buches wäre ein besonderes Kapitel über Reisebeobachtungen erwünscht; hier könnte der Verfasser seine große Erfahrung gerade auf diesem Gebiet der Allgemeinheit zugute kommen lassen. Ferner dürfte es zweckmäßig sein, einige Literaturhinweise zu bringen, die für den Anfänger nützlich wären. Beobachtungsschemata und Auswertungsbeispiele wären ebenfalls wertvoll und dürften dem Anfänger das Verständnis der Zusammenhänge erleichtern.

F. Burmeister, Fürstenfeldbruck.

Dr. Volker Fritsch: *Die Messung von Erderwiderständen.* Heft 6 der Verfahrens- und Meßkunde der Naturwissenschaft. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1942.

Das Büchlein gibt eine zusammenfassende Darstellung der Erdermeßtechnik. Die 82 Seiten und 85 Figuren umfassende Broschüre ist vornehmlich auf die Praxis zugeschnitten.

Zuerst werden Zweck, Arten und Ersatzschema der Erder und deren Teilwiderstände beschrieben.

Ein weiterer Abschnitt beschreibt die grundsätzlichen meßtechnischen Probleme (Definition des Spannungstrichters und der Sperrfläche, Ermittlung des Übergangs- und Bettungswiderstandes, Beschreibung der Abgleichverfahren). Dann folgen zwei weitere Abschnitte mit einer zusammenfassenden Darstellung der in der Erdermeßtechnik üblichen niederfrequenten und hochfrequenten Meßverfahren und der Instrumente und deren Handhabung. Hierbei werden auch geophysikalische Verfahren berücksichtigt, z. B. die Neumannsche Methode zur Bestimmung der Erdleitfähigkeit. Schließlich gibt der Verfasser seine reichen Erfahrungen auf dem Gebiet der Blitz-

schutztechnik unter besonderem Hinweis auf die Notwendigkeit der Verwendung hochfrequenter Meßverfahren wieder.

Die Broschüre ist klar und leichtverständlich geschrieben und vermittelt dem praktizierenden Ingenieur unter Berücksichtigung der jüngsten Forschungsergebnisse eine Übersicht über die einschlägigen Fragen der Erdermeßtechnik und das erforderliche Rüstzeug für die praktische Anwendung.

Max Müller.

Dr. Volker Fritsch: *Meßverfahren der Funkmutung*. Verlag von R. Oldenbourg, 1943.

Zu dem im Jahre 1938 erschienenen Buch über die Grundzüge der Funkgeologie ist ein neues Buch über die Meßverfahren der Funkmutung hinzugekommen. Es umfaßt 216 Seiten und 174 Figuren.

Nach einer einleitenden Darlegung der Zielsetzung und der Aufgaben der Funkmutung gibt Volker Fritsch zunächst eine Übersicht über funkgeologische Methoden. Hierbei wird unterschieden zwischen Absorptionsverfahren, Reflexionsverfahren, Ersatzkapazitätsverfahren, Widerstandsmethoden mit Ohnescher Elektrodenankopplung, Diagrammverfahren, Leitfähigkeits- und Einstrahlungsmethoden.

In zwei weiteren Abschnitten werden die Ausbreitungsmethoden unter und über Tage ausführlich dargestellt. Einen breiten Raum nimmt hierbei die Beschreibung der Geräte und die Auswertung der Ergebnisse ein.

Die Widerstandsverfahren werden in einem besonderen Abschnitt behandelt, wobei der Aufbau der Geräte und die Auswertung der Ergebnisse ausführlich beschrieben werden.

Im letzten Abschnitt wird eine zusammenfassende Darstellung der zahlreichen vom Verfasser an den verschiedensten Objekten vorgenommenen Feldversuche gegeben. Es werden Versuche zum Nachweis von Höhlen mit Hilfe des Absorptionsverfahrens und der Kapazitätsmethode beschrieben, ferner die hydrologische Untersuchung eines größeren Karstgebietes, der Nachweis von Spalten und Erzgängen, die Bestimmung der Gletscherdicke, die Untersuchung von Zinnober- und Brauneisenvorkommen und von Kaligruben und schließlich der Nachweis von Rohrleitungen und die Anwendung in der Blitzschutztechnik.

Das Buch füllt eine Lücke in der geophysikalischen Literatur aus und ist klar und leichtverständlich geschrieben. Die meßtechnische Seite ist so ausführlich gehalten, daß es auch als Anleitung zur Durchführung von funkgeologischen Arbeiten betrachtet werden kann.

Max Müller.

Geophysikalische Berichte

R. Süring. *Nachruf auf Arthur Berson † (6. August 1859 bis 3. Dezember 1942.)* Meteorol. ZS. 60, 26—28, 1943, Nr. 1. (Jan. 1943.)

Ernst Kohlschütter †. ZS. f. Geophys. 17, 253—259, 1941/42, Nr. 7/8. *G. Angenheister.* *G. A. Suckstorff †.* ZS. f. Geophys. 27, 273—275, 1941/42, Nr. 7/8.

R. Habermehl. *50 Jahre Meteorologisches Observatorium Potsdam.* Meteorol. ZS. 60, 1—2, 1943, Nr. 1. (Jan. 1943.) (Reichsamt Wetterdienst.)

O. Hoelper und **R. Süring.** *Die geschichtliche Entwicklung des Meteorologischen Observatoriums Potsdam.* Meteorol. ZS. 60, 3—15, 1943, Nr. 1. (Jan. 1943.)

S. von Bubnoff. *Die Geologie des europäischen Rußland.* ZS. Dtsch. Geol. Ges. 94, 74—76, 1942, Nr. 1/2. Dede.

August Schmauß. *Die Rolle des Energiesatzes in der Meteorologie und Geophysik.* Forschn. u. Fortschr. 18, 330—332, 1942, Nr. 33/34. (20. 11. u. 1. 12. 42.) (München, Univ.) Eine meteorologische Parallele zu der Konstanz der Temperatur eines gesunden Menschen unter den verschiedensten Umweltbedingungen, von der **J. R. Mayer** in seinen Energiebetrachtungen ausgegangen ist, liegt in der Konstanz der mittleren Temperatur der Erde, die ein Ausdruck des Strahlungsgleichgewichtes zwischen aufgenommener und abgegebener Strahlungsenergie ist. Eine weitere Parallele zu der Umwandlung von hochwertiger aufgenommener Nahrung in minderwertige Ausscheidungen bei Konstanterhaltung des Körpergewichtes liegt in den Energieumwandlungen der Atmosphäre von aufgenommener weißer Strahlung in abgegebene langwellige Strahlung bei Aufrechterhaltung ihrer Lebensprozesse. Als weitere meteorologische Erscheinungen, die auf dem Energieprinzip beruhen, werden angeführt: adiabatische Erwärmung bei Föhn bzw. Abkühlung im Stau, die Bindung der Luftbewegungen an Temperaturdifferenzen, Wolken- und Niederschlagsbildung, Energiespeicherungen im Wasser und ihre Freigabe in Ereignissen übernormalen Ausmaßes, Auslösung labiler Lagerungen durch unendlich kleine Ursachen zu endlichen Wirkungen, die in sich selbst verstärkenden Vorgängen sich weiter entwickeln. Steinhausser.

★Bernhard Düll. *Wetter und Gesundheit. Teil I. Die Reaktionszeitbestimmung als Testmethode zur Feststellung von Einflüssen des Wetters und der Sonnentätigkeit auf den gesunden Menschen.* Wissensch. Forschungsber., naturwissenschaftl. Reihe, herausgeg. von **Raphael Liesegang**, Bd. 54. Mit 46 Abb. im Text. XI u. 103 S. Dresden u. Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1941. Brosch. 8,50 RM., geb. 10 RM. Die vorliegende Monographie berichtet über die Ergebnisse der Untersuchungen des Verf. über die Methode der Reaktionszeitbestimmung zur Ermittlung von psychologischen, physiologischen und pathologischen Einflüssen des Wetters und der Sonnentätigkeit. Außer den Ergebnissen der Untersuchung bringt sie eine Übersicht über die grundsätzlichen Schwierigkeiten meteorologischer Untersuchungen, eine Zusammenfassung der von anderer Seite benutzten Testmethoden und kritische Betrachtungen über die Voraussetzungen, die erfüllt sein müssen, um den Mechanismus der biologischen Wirksamkeit des Wettergeschehens festzustellen. Die Schrift ist allgemeinverständlich geschrieben und als wertvoller Beitrag zur Behandlung eines bedeutungsvollen, aber schwierigen Aufgabengebiets zu begrüßen. — Inhalt: Der Sinn und die grundsätzlichen Schwierigkeiten „meteorobiologischer“ Untersuchungen. Die „tonische“ Wetterwirkung (Wetterfähigkeit, Wetterempfindlichkeit). Notwendige Forderungen an eine geeignete Testmethode zur Erforschung der Witterungseinflüsse auf den Menschen. Übersicht über die bisher benutzten Testmethoden zum experimentellen Nachweis physiologischer und psychologischer Störungen durch Umwelteinflüsse. Die Reaktionszeit des Menschen auf Sinnesreize

und ihre Eignung als Testreaktion auf Einflüsse der atmosphärischen Umwelt. Kritische Bemerkungen zur Art des physikalisch-chemisch-physiologischen Mechanismus der biologischen Wirksamkeit atmosphärischer und solarer Energieumwandlungen. Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse, kurzer Hinweis auf ihre praktische Bedeutung und Ausblick auf zukünftige Untersuchungen dieser Art. Schrifttum. Namen- und Sachverzeichnis. Schön.

Sir Gilbert Walker. *The selection of factors in statistical investigations*. Quart. Journ. Soc. Meteorol. **67**, 261—262, 1941, Nr. 291. (Juli 1941.) Wenn eine Korrelation zwischen x_1 und x_2 , aber nicht zwischen x_1 und x_3 besteht, dann ist der totale Korrelationskoeffizient $R = r_{12}/\sqrt{1 - r_{23}^2}$ und es darf demnach die Beziehung zwischen x_2 und x_3 nicht vernachlässigt werden. Ähnlich gilt, wenn x_2 und x_3 in direkter Beziehung zu x_1 und x_4 in Beziehung zu x_3 steht,

$$R^2 = (r_{12}^2 + r_{13}^2 - 2r_{12}r_{13} - r_{23} - r_{12}^2 r_{34}^2)/(1 - r_{23}^2 - r_{34}^2)$$

und es darf demnach der Einfluß von x_4 nicht außer acht gelassen werden. Ein Beispiel zeigt den Einfluß der Vernachlässigung derartiger sekundärer Bindungen.

Steinhausser.

F. Baur. *Bemerkung zur harmonischen Analyse geglätteter Beobachtungsreihen*. Meteorol. ZS. **59**, 344, 1942, Nr. 10. (Okt. 1942.) (Reichswetterd.) Verf. verweist auf eine eigene Untersuchung aus dem Jahre 1924, in der er sich bereits mit der von F. Zimmer (s. diese Ber. S. 545) behandelten Veränderung der harmonischen Komponenten einer Beobachtungsreihe bei Glättung der Reihe durch übergreifende Mittel beschäftigte.

Steinhausser.

Carl W. Correns. *Die Stoffwanderungen in der Erdkruste*. Naturwissensch. **31**, 35—42, 1943, Nr. 3/4. (15. 1. 43.) (Göttingen.) S. diese Ber. **20**, 1393, 2096, 1939; **23**, 1100, 1942. — In diesem Vortrag, welchen Verf. am 18. Februar 1942 im Deutschen Wissenschaftlichen Institut in Bukarest hielt, wird ein sehr anschaulicher Überblick über die Wanderung der Elemente, aus welchen sich die Gesteine aufbauen, gegeben. Verf. beginnt seine Ausführungen nicht mit den Anfängen des Erdballs und mit der Bildung der Gesteine aus der Schmelze, sondern mit den beobachtbaren und experimentell nachprüfbareren Vorgängen an der Erdoberfläche; er verfolgt 1. den Zerfall der Gesteine unter der Einwirkung der Atmosphäre; 2. die Wegführung und Ablagerung der Verwitterungsprodukte, die Bildung der Absatz- oder Sedimentgesteine; 3. die Umwandlungen, welche die Gesteine erleiden, wenn sie bei der Bildung der Gebirge in immer größere Tiefen versenkt und schließlich aufgeschmolzen werden; 4. die Vorgänge in den Schmelzen, aus welchen die Erstarrungs- oder magmatischen Gesteine entstanden sind. Eingehende Diskussion der physikalischen und chemischen Vorgänge, welche sich dabei abspielen, und Darlegung der verschiedenen Möglichkeiten der Anreicherung.

Stöckl.

A. Prey. *Über die Möglichkeit der Gebirgsbildung durch den hydrostatischen Druck in der Erdkruste*. Anz. Akad. Wien 1942, S. 53—54, Nr. 12. Wenn man von der Vorstellung ausgeht, daß die Kontinente Sial-Schollen sind, welche auf dem schwereren Sima schwimmen, kann man zeigen, daß der hydrostatische Druck, welcher bis zum Boden der Scholle auf etwa 10 000 Atm. anwächst, vollständig ausreicht, die Scholle zu verbiegen und ein Gebirge entstehen zu lassen. Beispiele: Eine Scholle mit 100 km² und etwa 30 km Dicke mit einem Elastizitätsmodul etwa 10¹¹ wird so zusammengebogen, daß sie in der Mitte 51 m höher ist als am Rande; bei einer Scholle von etwa 1000 km² (etwa so groß wie Borneo) entwickeln sich [bei Annahme eines Viskositätskoeffizienten von 10²³, der etwa der Erdkruste entsprechen dürfte] im Laufe von 10 000 Jahren eine Insel von etwa 400 km Radius, welche sich in der Mitte bis zu 1000 m erhebt. Das Meer am Rande wird etwa 600 m tief.

Stöckl.

N. A. Critikos. *Caratteristiche dei sismogrammi di terremoti prossimi ad Atene (Grecia) e fenomeni relativi nella regione epicentrale.* Geofis. pura e appl. 4, 82—96, 1942, Nr. 2/3. (Atene, Grecia, Univ., Ist. Sismolog.) Die an der Station in Athen registrierten Nahbeben Griechenlands werden in bezug auf die Stoßrichtung, also den Druck- oder Zugeinsatz der Vorläuferwellen zusammengefaßt. Auf diese Weise werden eine Reihe von Erdbebengebieten herausgehoben, in denen die eine oder andere Art fast ausschließlich vorherrscht. Es wird versucht, aus der Form der Anfangsphase die Herdtiefe zu beurteilen. Einige mechanisch-geologische Betrachtungen über die Verhältnisse in der Umgebung von Athen werden mitgeteilt.

Schmerwitz.

Francesco Saverio Zanon. *Microsismi prodotti da urti.* Geofis. pura e appl. 4, 97—102, 1942, Nr. 2/3. (Venezia, Osservat. Geofis. Semin. Patr.) Die durch das Stranden zweier Schiffe in einem Kanal von Venedig hervorgerufenen Bodenwellen wurden von den Seismographen des Geophysikalischen Observatoriums registriert. Zeitdifferenz und Perioden der Bodenbewegung werden in Zusammenhang mit den Schiffsgeschwindigkeiten bestimmt.

Schmerwitz.

Vsevolod Romanowsky. *Application du critérium de Lord Rayleigh à la formation des tourbillons convectifs dans les sols polygonaux du Spitzberg.* C. R. 213, 877—878, 1941, Nr. 24.

H. Israël.

***R. Bock.** *Praxis der magnetischen Messungen.* Mit 88 Abb. u. 37 Tabellen. VII u. 138 S. Berlin-Zehlendorf, Verlag Gebr. Borntraeger, 1942. Kart. RM. 9,60. Die in dem vorliegenden Büchlein behandelten magnetischen Messungen betreffen ausschließlich erdmagnetische Messungen und stellen einen Ersatz für den vergriffenen „Liznar“ dar. Der Stoff ist nach der Deklination, Horizontalintensität und Inklination unterteilt. Abschnitte über Magnete, Spulenfelder, Lokalvariometer und Registrier- vorrichtungen für die erdmagnetischen Elemente runden die Darstellung nach der praktischen Seite ab, wobei jedoch der Aufbau und die Arbeitsweise der Instrumente als bekannt vorausgesetzt wird. Zahlreiche Tabellen im Text und im Anhang machen das Buch zu einem unentbehrlichen Hilfsmittel des messenden Erdmagnetikers.

v. Auwers.

J. Bartels und A. Burger. *Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 12. Mitteilung.* ZS. f. Geophys. 17, 317—327, 1941/42, Nr. 7/8. (Potsdam, Geophys. Inst.)

J. Bartels. *Der magnetische Charakter des Jahres 1941.* Meteorol. ZS. 60, 28—30, 1943, Nr. 1. (Jan. 1943.) (Potsdam, Geophys. Inst.)

Dede.

K. Rawer. *Zur Entstehung der abnormalen E-Schicht der Ionosphäre.* Naturwissensch. 28, 577, 1940, Nr. 36. (Mirow i. M.) Da es schwierig ist, die Entstehung der abnormalen E-Schicht durch Korpuskularstrahlen zu erklären, wird folgender Ionisierungsvorgang vorgeschlagen: Die tagsüber dissoziierten O₂-Moleküle rekombinieren dauernd — auch nachts — im Dreierstoß, hierbei entstehen O(¹S)-Atome, die ihrerseits im Zweierstoß rekombinieren und dabei O₂ und e, also Ionisierung, ergeben. Dadurch kann einerseits die nächtliche Restionisierung der E-Schicht erklärt werden. Da andererseits in dieser Höhe offensichtlich heftige Winde, das heißt Druckschwankungen, auftreten und der beschriebene Mechanismus stark druckabhängig ist, können stellenweise sehr hohe Ionendichten entstehen, wie sie tatsächlich bei der abnormalen E-Schicht beobachtet werden. Eine zahlenmäßige Abschätzung führt zu der richtigen Größenordnung der Ionisierung.

Dieminger.

High-frequency radio transmission conditions June, 1941, with predictions for September, 1941. Proc. Inst. Radio Eng. 29, 403—405, 1941, Nr. 7. (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) In einer Reihe von Tabellen und Diagrammen wird für Juni 1941 eine kurze Zusammenstellung der durchschnittlichen optimalen Frequenzen für Weitverkehr an ungestörten Tagen als Funktion der Ortszeit sowie der für den

September des gleichen Jahres zu erwartenden optimalen Frequenzwerte gegeben: weitere Angabe betreffen die virtuellen Höhen der *E*- und *F*-Schichten, die kritischen Frequenzen, kurzzeitige Störungen und magnetische Stürme sowie die optimalen Frequenzen bei sporadisch auftretenden *E*-Reflexionen. Den Angaben liegen Messungen in Washington zugrunde. *Bernhard Koch.*

Olof E. H. Rydbeck. *Chalmers Ionosphärenobservatorium (11° 59' 0,57° 41' N), Gotenburg, Schweden.* Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **60**, 149—151, 1942, Nr. 6. (Dez. 1942.)

W. Brunner. *Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1941.* ZS. f. Geophys. **17**, 328, 1941/42, Nr. 7/8. (Zürich.)

W. Brunner. *Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1942.* ZS. f. Geophys. **17**, 329, 1941/42, Nr. 7/8. (Zürich.)

W. Brunner. *Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1942.* ZS. f. Geophys. **17**, 330, 1941/42, Nr. 7/8. (Zürich.)

W. Brunner. *Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1942.* ZS. f. Geophys. **17**, 331, 1941/42, Nr. 7/8. (Zürich.)

W. Brunner. *Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das dritte Vierteljahr 1942.* Meteorol. ZS. **59**, 375, 1942, Nr. 11. (Nov. 1942.) (Zürich, Eidgen. Sternw.)

W. Brunner. *Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das letzte Vierteljahr 1942.* Meteorol. ZS. **60**, 32, 1943, Nr. 1. (Jan. 1943.) (Zürich, Eidgen. Sternw.) *Dede.*

E. V. Appleton and R. Naismith. *Normal and abnormal region-E ionisation.* Proc. Phys. Soc. **52**, 402—415, 1940, Nr. 3 (Nr. 291). (Nat. Phys. Lab. Radio Dep.) Normale (*n*.) und abnormale (*a*.) *E*-Schicht unterscheiden sich bekanntlich auf Frequenzdurchläufen dadurch, daß bei der *n*. *E*-Schicht die Schichthöhe gegen die Grenzfrequenz hin ansteigt und an einer bestimmten Stelle die Reflexion von der *E*-Schicht auf die *F*-Schicht übergeht. (Es wird nur die ordentliche Komponente betrachtet!) Bei der *a*. *E*-Schicht beobachtet man dagegen in einem breiten Frequenzbereich gleichzeitig Reflexion an der *E*- und *F*-Schicht. Als Grenzfrequenz der *a*. *E*-Schicht wird dann üblicherweise die Frequenz in der Mitte des gemeinsamen Bereiches bezeichnet. Die Grenzfrequenz der *n*. *E*-Schicht, in die man sich die *a*. *E*-Schicht eingebettet denken muß, läßt sich dabei vielfach ungefähr aus einem kuppenartigen Ansteigen in der Höhenfrequenzkurve bestimmen. Kennzeichnend für die *a*. *E*-Schicht ist außerdem das Auftreten von *M*-Reflexionen. Bei der *n*. *E*-Schicht ergibt die Theorie (UV. als Ionisationsursache und Rekombination) für den jahreszeitlich bedingten Unterschied in der Trägerdichte ein Verhältnis von 1,85 zwischen Sommer und Winter. Beobachtet wurde in Slough im Mittel der Jahre 1934—1940 der Wert 1,90. Für die Veränderungen der Grenzfrequenz im Laufe des Sonnenfleckenzyklus erhält man eine gute Übereinstimmung zwischen den über 12 Monate übergreifenden Mittelwerten der Ionisation und den Sonnenfleckenrelativzahlen. Allerdings nimmt nach Überschreiten des Fleckenmaximums die Ionisation verhältnismäßig stärker ab als die Fleckenaktivität. Vielleicht hängt das mit der verschiedenen Lage der Flecken auf der Sonne in den beiden Halbperioden zusammen. Vergleicht man die Einzelwerte der Ionisation und der Fleckenzahlen für die einzelnen Monate, so erhält man ungefähre Übereinstimmung (Korrelationsfaktor +0,44). Für die *a*. *E*-Schicht, und zwar sowohl für die schwache (Abweichung gegenüber dem *n*. *E* kleiner als 1 Megahertz) als für die starke (Abweichung größer als 1 Megahertz), ergibt sich dagegen kein eindeutiger Zusammenhang mit dem Sonnenfleckenzyklus. Lediglich die Winterwerte der starken zeigen einen Gang proportional den Fleckenrelativzahlen. Für die Höhe der *n*. bzw. *a*. *E*-Schicht, und zwar für die Stelle maximaler Trägerdichte,

erhält man folgende Mittelwerte: Sommer 120 bzw. 113 km, Winter 134 bzw. 130 km. Beide Erscheinungen zeigen also einen ähnlichen jahreszeitlichen Gang der Höhe. Diesen Rechnungen zugrunde gelegt ist die Anschauung, daß die Verteilung der Trägerdichte in der n. E-Schicht parabolisch ist, und das die a. E-Schicht durch eine schmale Ausbuchtung in dieser Kurve dargestellt werden kann. Dabei ist dieser Zustand oft das Ende einer Entwicklung, bei der die a. E-Schicht am Morgen als eigene Schicht über der n. E-Schicht erscheint und im Laufe des Tages herunter-sinkt. Schließlich werden noch einmal die charakteristischen Erscheinungen bei der n. E- und a. E-Schicht zusammengefaßt und die verschiedenen Möglichkeiten für die Entstehung der a. E-Schicht diskutiert. Es spricht manches für eine unregelmäßige korpuskuläre Ionisierungsursache, die polwärts zunimmt und die in den gemäßigten Zonen eine deutliche Häufigkeitsspitze tagsüber und im Sommer aufweist. Es ist allerdings schwierig, diese offensichtliche Steuerung durch die Sonne in Einklang zu bringen mit dem Auftreten der a. E-Schicht bei Nacht. Auf die Möglichkeit, daß die a. E-Schicht nicht durch den normalen Ionisierungsvorgang, sondern durch die Abspaltung der Elektronen von negativen Ionen durch Stoß entsteht, wird hingewiesen.

Dieminger.

Mlle Marguerite Percy. *Dosage de l'actinium par l'actinium K.* C. R. 214, 797—799, 1942, Nr. 18/21. (4., 11., 18., 27. 5. 42.) Beschreibung eines neuen Verfahrens der Aktiniumbestimmung in Ac-haltigen Substanzen durch chemische Abtrennung des Ac — eines beim multiplen Zerfall von Ac in AcX in 1% Häufigkeit neben 99% RaAc entstehenden β -Strahlers — und Messung seiner β -Strahlung. *H. Israël.*

W. J. Humphreys. *On the origin and distribution of thunderstorm electricity.* Month. Weather Rev. 67, 321, 1939, Nr. 9. (Washington, D. C., Weather Bur.) Verf. versucht zu zeigen, daß die Erfahrungstatsache, daß sich in einer Gewitterwolke die positiven elektrischen Ladungen meist im oberen, die negativen dagegen im unteren Teil der Wolke befinden, mit der Simpson'schen, auf dem Zerspritzeffekt der Wassertropfen basierenden Theorie der Entstehung der Gewitterelektrizität im Einklang steht. Er weist darauf hin, daß die größte Konzentration von großen Tropfen und infolgedessen die Gegend der aktivsten Ladungstrennung durch das Zerreißen der Wassertropfen sich in der oberen Hälfte der Wolke befinden muß. Durch den weiter aufsteigenden Luftstrom werden die größeren Tropfenreste, die positiv geladen sind, von den negativ geladenen feinen Tröpfchen getrennt, indem letztere zunächst zwar bis in die Nähe des Wolkengipfels mitgerissen werden, dort aber in den außerhalb der Wolke absteigenden Luftstrom geraten. Sie gelangen so zum Teil nach unten, wodurch die beobachtete Verteilung der positiven und negativen Ladungen ihre Erklärung findet.

Wierzejewski.

F. R. Perry. *The measurement of lightning voltages and currents in South Africa and Nigeria, 1935 to 1937.* Journ. Inst. Electr. Eng. (II) 88, 69—87, 1941, Nr. 2. (April 1941.) (Metropolitan-Vickers Electr. Co.) An einer 40 kV-Linie in Südafrika und einer 33 kV-Linie in Nigeria wird die Größe von Blitzströmen und -spannungen mit dem Kathodenstrahloszillographen, Klydonographen und Magnetstab gemessen. Die Ergebnisse wurden analysiert und mit ähnlichen Messungen in Amerika verglichen.

Pfestorf.

P. Toulon. *Curieuses applications du contrôle d'un courant de charges électriques mobiles dans l'atmosphère.* Journ. de phys. et le Radium (8) 2, 18 S, 1941, Nr. 2. (April/Juni 1941.) ((Bull. Soc. Franç. Phys.) (Kurzer Sitzungsbericht.) Soweit aus dem sehr knappen Bericht zu ersehen, will Verf. zeigen, daß man bei geeigneter Kombination einer auf hoher Spannung gehaltenen Spitze — wie er sie offenbar zur Messung des atmosphärischen Vertikalstromes verwendet — eines Gitters und einer plattenförmigen Elektrode die in den Triodenröhren bekannten Gesetzmäßigkeiten

des Strom-Spannungsverhaltens auch bei Atmosphärendruck reproduzieren kann. Die Stromstärken sind natürlich hier viel geringer (Größenordnung 50 bis 100 μ A).

H. Israël.

Giuseppe Cocconi, Andrea Loverdo und Vanna Tongiorgi. *Über das Vorhandensein von Mesotronen-Schauern in den ausgedehnten Luftschauern.* Naturwissensch. 31, 135—136, 1943, Nr. 11/13. (12. 3. 43.) (Mailand, Kgl. Univ., Phys. Inst.) Auf dem Passo Sella (2200 m ü. M.) wurden Zählrohrkoinzidenzmessungen durchgeführt, bei denen zwei Gruppen von Zählrohren zu Koinzidenzeinheiten zusammengefaßt waren. Die eine von beiden sprach nur an auf Luftschauer (2×2 m²) aus Elektronen oder Mesonen, die andere hingegen infolge einer 15 cm starken Bleipanzerung rund um die Zählrohre nur auf Mesonenschauer. Beobachtet wurden die Koinzidenzen der beiden Gruppen für sich allein und außerdem die Koinzidenzen der Gesamtheit aller Zählrohre zusammen, und es ergab sich: Solche Schauer, bei denen nur die gepanzerten Zählrohre eine Koinzidenz zeigten, wurden nicht häufiger festgestellt, als man sie als zufällige Koinzidenzen schon erwartet. Die Anzahl der Schauer hingegen, die mit den ungepanzerten Zählrohren gefunden wurde, paßt zu den Häufigkeiten, die von A u g e r und K o l h ö r s t e r ermittelt wurden. Darüber hinaus gibt es aber auch systematische (nicht zufällige) Koinzidenzen aller Zählrohre aus beiden Gruppen, und man muß daraus schließen, daß praktisch jeder Mesonenschauer mit einem großen Elektronenschauer gekoppelt ist. Durch geeignete Absorptionsversuche ließ sich dann zeigen, daß die beobachteten großen Schauer je nach den Versuchsbedingungen mindestens zwei, drei oder vier Mesonen enthalten mußten. *Bagge.*

M. Forró und Z. Ozorai. *Zur Frage des zweiten Maximums der Rossi-Kurve.* Naturwissensch. 31, 140, 1943, Nr. 11/13. (12. 3. 43.) (Budapest, Univ., Inst. Exper. Phys.) Der bekannte Versuch von B o t h e und S c h m e i s e r zur Feststellung des zweiten Maximums der Rossi-Kurve wurde mit einer Zählrohrkoinzidenzanordnung wiederholt, die sich in ihrem äußeren Aufbau den B o t h e - S c h m e i s e r s c h e n Verhältnissen anpaßte, in den Abmessungen jedoch so verändert war, daß bei vergrößerten Zählrohrdimensionen der „Schauerwinkel“ von 4° erhalten blieb. Die Ausmessung der Rossi-Kurve zeigte in diesem Falle innerhalb der Fehlergrenzen für den Bereich der Bleidicken von 10 bis 20 cm kein zweites Maximum. *Bagge.*

A. P. Shdanow und A. S. Sserdakow. *Über die Zahl der langsamen Neutronen in der kosmischen Strahlung.* Ber. Akad. Wiss. USSR. (russ.) (N. S.) (9) 31, 861—862, 1941. (21. 6. 41.) (UdSSR., Akad. Wiss., Radium-Inst.) [Orig. russ.] Bei vorläufigen Versuchen wurde zur Messung der Zahl der langsamen Neutronen die einfache Methodik der Photoplatten mit dicker Emulsionsschicht angewandt. Diese Platten wurden in Borax gebadet und der Einwirkung der kosmischen Strahlung ausgesetzt. Nach der Entwicklung wurden mikroskopisch kurze Spuren mit der Weglänge von 1 cm ausgezählt. Der Überschuß der Spuren auf borierter, im Gegensatz zu nicht vorbehandelter Platte wurde dem Zerfall der ¹⁰B-Kerne unter der Einwirkung der langsamen Neutronen der kosmischen Strahlung zugeschrieben. Die Auswertung der Versuche lieferte die Zahl von zehn Neutronen/h · cm² ± 30%. Nach Ansicht der Verff. könnte dieser Wert noch etwas zu hoch sein. *Gerassimoff.

Werner Kolkhörster. *Harte und weiche Höhenstrahlen bei magnetischen Stürmen.* Phys. ZS. 44, 48, 1943, Nr. 1/2. (15. 2. 43.) (Berlin, Univ., Inst. f. Höhenstrahlenforsch.) Es wird berichtet von Ergebnissen einer Untersuchung über das Verhalten der weichen und harten Höhenstrahlungskomponente während der heftigen Störung am 1. März 1941. Danach soll bei diesem magnetischen Sturm eine Beeinflussung der weichen Komponente der Höhenstrahlung überhaupt nicht stattgefunden haben. Verf. zieht daraus den Schluß, daß diese Komponente darum nur in der Nähe des Beobachtungsortes von einer durch das Magnetfeld der Erde nicht beeinflussbaren

Primärstrahlung erzeugt sein kann. Diese muß dann entweder aus sehr energie-reichen geladenen Teilchen oder aus neutralen Partikeln bzw. Photonen bestehen. Die Intensität der Mesonenkomponente erweist sich als feldabhängig und ändert sich während des Sturmes.

Bagge.

F. Sauberer. *Oberflächenseiches am zugefrorenen Lunzer Untersee.* Meteorol. ZS. 59, 379—381, 1942, Nr. 11. (Nov. 1942.) (Lunz, Biolog. Stat.) Kurze vorläufige Mitteilung. — Apparaturn ähnlich wie bei E n d r ö s s (Messungen am Chiemsee. Dissert. München 1903). — Die Messungen ergaben, daß sich das 14 bis 15 cm dicke Eis für Doppelschwingungen von der Dauer von rund 3 min bei einem Abstand von etwa 15 m vom Ufer bereits plastisch verhielt.

Stöckl.

J. B. Kincer. *Relation of recent glacier recessions to prevailing temperatures.* Month. Weather Rev. 68, 158—160, 1940, Nr. 6. (Washington, D. C., U. S. Weather Bur.) Die auffallende Erscheinung des Rückganges der meisten Gletscher läßt sich seit Beginn der regelmäßigen Gletschermessungen auch in Amerika beobachten. In einzelnen Fällen, und zwar übereinstimmend für verschiedene Gegenden der Erde, konnte ermittelt werden, daß der allmähliche Rückgang der betreffenden Gletscher kurz nach der Mitte des 19. Jahrhunderts seinen Anfang nahm. Verf. stellt nun fest, daß gleichzeitig auch eine allgemeine Tendenz zu höheren Temperaturen als früher für die ganze Erde und besonders deutlich für die Vereinigten Staaten aufgetreten ist, was er durch eine Anzahl graphischer Darstellungen belegt.

Wierzejewski.

Fr. Nölke. *Kritisches zur astronomischen und zur Relieftheorie der Eiszeiten.* Meteorol. ZS. 59, 375—377, 1942, Nr. 11. (Nov. 1942.) (Bremen.) S. diese Ber. 20, 2257, 1941 (N ö l k e); 23, 1190, 1593, 1942; 24, 349, 1943 (W u n d t). — Verf. bespricht eine Reihe von Punkten, welche gegen die Relieftheorie der Eiszeit (Annahme, daß die primäre Ursache des eiszeitlichen Klimasturzes in der wechselnden Verteilung von Land und Meer zu suchen ist; eine Landbrücke, welche den Nordatlantik von den Färöern bis Island überquerte, soll damals den Golfstrom zur Umkehr gezwungen haben), die W u n d t vertritt, sprechen. — Verf. zieht im besonderen den Kuro-Schiwo-Strom und die Wärmeverhältnisse des Nordpazifik zum Vergleich heran; hier wird die warme Strömung tatsächlich durch die Aläuten und die nördlich sich fast zu einer einheitlichen Ländermasse zusammenschließenden Kontinente am Vordringen ins Eismeer verhindert; es liegen also Verhältnisse vor, wie sie W u n d t seinen Betrachtungen zugrunde legt — die Wirkungen sind aber ganz andere.

Stöckl.

G. Bleck. *Ein Beitrag zur Windstärkeskala auf See.* Ann. d. Hydrogr. 70, 293—294, 1942, Nr. 9. (15. 9. 42.) Die Analyse der Kurve der Differenzen der internationalen Windstärkeskala gegen die von Seilkopf angegebene Windstärkeskala auf See, die keinen ausgeglichenen Verlauf, sondern bei Windstärke 6 ein sekundäres Minimum der Differenzen zeigt, ergab, daß diese Kurve aus zwei voneinander wesentlich verschiedenen Gruppen von Beobachtungsreihen aus niederen Breiten und aus gemäßigten Breiten überlagert ist, wodurch die Unregelmäßigkeit erklärt wird. In den niedrigen Breiten sind die Differenzen im allgemeinen wesentlich niedriger als in höheren Breiten. Auf Grund dieser Feststellungen wird eine Windstärkeskala auf See für die höheren Breiten angegeben.

Steinhausser.

J. N. Carruthers. *Some inter-relationships of meteorology and oceanography.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 67, 207—246, 1941, Nr. 291. (Juli 1941.) In diesem zusammenfassenden Bericht wird einleitend eine Übersicht über die wichtigsten Arbeiten über die Beziehungen zwischen Ozeanographie und Meteorologie und über die Probleme, die damit zusammenhängen, gegeben. Die Wasserführung des Golfstromes und seine Begrenzung (scharfe Grenze gegen Norden mit einem Temperatursprung um mehr als 12° auf Schiffslänge) werden besprochen. Zwischen Bermuda und Long Island schwankte der Wassertransport des Golfstromes zwischen 93 und

76 Millionen m³/sec. Neben ausgesprochenen Jahrgängen mit einem Maximum im Frühsommer, einem Minimum im Oktober—November und einem sekundären Minimum im April gibt es auch langperiodische Schwankungen. Entsprechend den Golfstromschwankungen muß die Höhe der Oberfläche der Sargasso-See variieren. Die Jahresschwankung wird auf eine Wirkung der jährlichen Windschwankung (hauptsächlich der Passatzone) auf die große atlantische Zirkulation vom Golfstrom über Canarischen Strom zum Nordäquatorialstrom zurückgeführt. Die langperiodischen Schwankungen werden mit Schwankungen der atmosphärischen Zirkulation in Zusammenhang gebracht. Die parallel gehenden Seehöhenschwankungen könnten demnach ein Maß für die Intensität der atmosphärischen Zirkulation ergeben. Eine Verstärkung des atlantischen Wirbels muß nach *Iselin* eine Verengung seines Bereiches zur Folge haben und umgekehrt eine Abschwächung des Wirbels eine Verbreiterung, wodurch die Zufuhr des warmen Golfstromwassers zur europäischen Küste derart beeinflußt werden muß, daß bei gesteigerter Golfstromintensität weniger Warmwasser vor Europa kommt und daher seine erwärmende Wirkung schwächer ist als bei geringerer Golfstromintensität. Es werden Beispiele angeführt, die den Einfluß der Wassertemperatur vor der norwegischen Küste im Frühling auf die Lufttemperatur im folgenden Winter in Norwegen und auf das Baumwachstum im Sommer des folgenden Jahres in Norwegen zeigen. Die Zufuhr größerer Warmwassermassen in das Nordmeer durch die Verbreiterung des großen atlantischen Wirbels im Sinne *Iselins* hat in den letzten Jahrzehnten zu einer beträchtlichen Erhöhung der Lufttemperatur, zu einer Vergrößerung des Salzgehaltes des Wassers und zu einer Abnahme der Vereisung geführt und sehr bedeutungsvolle biologische Auswirkungen dadurch gezeigt, daß in den Gewässern von Grönland zahlreiche Fischarten auftreten, die früher dort nicht vorgekommen sind und andere bereits früher dort heimische Arten sich weiter gegen Norden verbreitet haben. Es wird über die von *Sandström* und anderen vertretene Ansicht referiert, daß im Golfstrom große Warmwasserkörper verlagert werden, die in ihrer jeweiligen Position Anlaß zur Ausbildung von Zyklonen geben und durch die damit verursachte Beeinflussung der Windströmung die Abnormalität der Jahreszeiten, besonders der Wintertemperaturen, bestimmen. Die Vorausberechnung der Verlagerung derartiger Warmwasserkörper würde eine Witterungsvorhersage für einige Monate ermöglichen. Als Wirkungen landabwehender Winde werden angeführt: Erhöhung der Vereisungsmöglichkeit der Küstengewässer durch Abdrängen des salzhaltigen Oberflächenwassers, eine die Schifffahrt behindernde Senkung des Wasserspiegels durch Abdrängen des Wassers eine Temperaturerniedrigung durch Förderung von kaltem Tiefenwasser an die Oberfläche und eine Beeinflussung der Lebensbedingungen im Wasser und damit auch des Fischfangs durch Verlagerung der nahrungsreichen Wassermassen. Es wird über die vom Wind beeinflussten Meeresströmungen der Oberfläche und unter der Meeresoberfläche berichtet, die durch Flaschenpost und durch Treibminen erforscht wurden und deren Änderungen durch Verfrachtung der Eiablageung der Fische große Bedeutung für den Fischfang erhalten. Einige Abbildungen zeigen die Parallelität zwischen Druckgradienten und dem Fischvorkommen. Im Anhang folgen Beiträge von *W. C. Hodgson* über Windrichtung und Heringszug, von *J. R. Lumby* über jahreszeitliche Schwankungen der Temperatur des Wassers mit der Tiefe (in der nördlichen Nordsee im Winter Isothermie von der Oberfläche bis zum Boden, im Sommer eine Sprungschicht in 40 m Tiefe, darüber eine um 8 bis 9° wärmere isotherme Schicht als darunter), von *R. S. Wimpenny* über Wind und Plankton, und von *C. F. Hickling* über Wind und Dorschfischerei.

Steinhauser.

Étienne Vassy et Mme Étienne Vassy. Présentation d'un appareil pour la mesure de l'épaisseur d'eau condensable de l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (8) 2,

4 S., 1941, Nr. 1. (Jan./März 1941.) (Bull. Soc. Franç. Phys.) Verf. bringen einige allgemeine Bemerkungen zu dem an anderer Stelle (C. R. 211, 158, 1940) beschriebenen Apparat zur Messung des Wassergehaltes der Atmosphäre durch Bestimmung der Strahlungsabsorption in dem Bereich um 9400 Å mittels einer Photozelle. *Steinhauser.*

Irving F. Hand. *An instrument for the spectroscopic determination of precipitable atmospheric water vapor and its calibration.* Month. Weather Rev. 68, 95—98, 1940, Nr. 4. (Washington, D. C., Weather Bur.) Das Spektrometer, welches ein gleichseitiges Prisma in Littrow-Montierung enthält, ist so montiert, daß es direkt nach der Sonne gerichtet werden kann. Die spektral zerlegte Strahlung wird auf ein hochempfindliches Differentialthermoelement gelenkt, und zwar so, daß die Absorption in der Wasserdampfabsorptionsbande 935 μ gemessen wird. Ergebnisse von Wasserdampfbestimmungen aus den Monaten September und Oktober 1939 werden mitgeteilt. *Wierzejewski.*

Adriano Albin. *Recenti progressi nella costruzione degli anemometri elettrici.* Geofis. pura e appl. 3, 66—70, 1941, Nr. 2. (Napoli, Ist. Tecn. Naut. „Duca degli Abruzzi.“) Verf. beschreibt in allen technischen Einzelheiten an Hand von Konstruktionszeichnungen ein elektrisches Anemometer, das die Windgeschwindigkeit nach der Rotation eines Schalenkreuzes und die Windrichtungen durch eine Windfahne anzeigt. Durch die Rotation des Schalenkreuzes werden Kontakte ausgelöst, deren Übertragung durch einen in der Arbeit beschriebenen besonderen Mechanismus auf ein Anzeigergerät die Ablesung der Geschwindigkeit ermöglicht. — Die Stellung der Windfahne wird durch Widerstandsmessung über ein Kreuzspulgalvanometer auf eine Richtungsskala übertragen. *Steinhauser.*

L'installazione degli strumenti meteorologici. Geofis. pura e appl. 3, 173—175, 1941, Nr. 3. Nach einem allgemeinen Hinweis auf die Bedeutung einer richtigen Instrumentenaufstellung wird der Einfluß der Umgebung auf die Anemometeraufzeichnungen auf Grund einer Bearbeitung der Windgeschwindigkeit von Turin (Revista di Meteorol. Aeronaut. Vol. V, 1941, S. 55) besprochen. *Steinhauser.*

Errori dovuti alla radiazione solare nelle misure aerologiche. Geofis. pura e appl. 3, 88—89, 1941, Nr. 2. Auszug aus einer Arbeit von V. Väisälä über den Strahlungsfehler der finnischen Radiosonde (Ann. Akad. Scient. Fennicae, A. Vol. LVII, No. 1, 1941.) *Steinhauser.*

John Strong. *On a new method of measuring the mean height of the ozone in the atmosphere.* Journ. Franklin Inst. 231, 121—155, 1941, Nr. 2. (California Inst. Technol.) In der ultraroten Bande des Ozons bei $\lambda = 9,6\mu$ ist die Absorption nicht nur von der durchstrahlten Ozonmenge, sondern auch von der Menge der beigemischten Fremdgase abhängig, und zwar nach den mitgeteilten Messungen des Verf., bei denen das Fremdgas Sauerstoff ist, von der 4. Wurzel des Gesamtdruckes, wenigstens bei niederen Drucken. Bei bekannter Ozonmenge ist also der Gesamtdruck, unter dem das Ozon steht, aus der Absorption bei $\lambda = 9,6\mu$ ableitbar und damit bei dem atmosphärischen Problem auch eine Art mittlerer Höhe der Ozonschicht. Der Verf. mißt also 1. das atmosphärische Gesamt ozon durch seine Absorption im UV-Sonnenspektrum bei $\lambda = 3050$ und 3110 Å mit Hilfe von Na-Photozelle, Verstärker und Galvanometer. Durch besondere Messungen im Laboratorium wird dabei noch festgestellt, daß bei diesen Wellenlängen im UV (in den Ausläufern der Hartley-Bande) das Beer'sche Gesetz gilt, das heißt zwischen 1 und 750 mm Gesamtdruck die Absorption einer bestimmten Menge Ozon die gleiche bleibt. 2. wird möglichst gleichzeitig mit der UV-Messung die Absorption des atmosphärischen Ozons bei der $9,6\mu$ -Bande im Sonnenspektrum ausgeführt. Dabei wird der Trick benutzt, durch eine vor der Thermosäule vorgeschaltete Reststrahlenanordnung aus Platten von Apophyllit aus dem mit einem Gitter erhaltenen Sonnenspektrum das Gebiet der Ozonbande bei

$\lambda = 9,6 \mu$ auszusondern. Diese Reststrahlen haben nämlich ein Maximum bei $\lambda = 9,66 \mu$ und bei fünffacher Reflexion eine Halbwertsbreite von $0,24 \mu$. Mit der gleichen Anordnung wird auch die Eichung der $9,6 \mu$ -Ozonbande auf ihre Abhängigkeit vom Gesamtdruck ausgeführt. 3. wird noch eine Messung der atmosphärischen Wasserdampfmenge über dem Apparat ausgeführt, und zwar in der Φ -Bande des Wassers bei $\lambda = 1,14 \mu$, für die bereits Eichungen von Fowle vorliegen. Diese Messung ist notwendig, weil bei $9,6 \mu$ auch der Wasserdampf absorbiert — allerdings weniger als Ozon — und diese Absorption abgezogen werden muß, um die reine Ozonabsorption zu finden. — Es werden die Messungen über mittlere Ozonhöhe, Gesamt ozon und Wasserdampf von vier Tagen auf dem Palomar-Observatorium mitgeteilt. Für die Höhen liegen die Werte zwischen 15 und 28 km, wobei zu beachten ist, daß die mittlere Höhe aus dem mittleren Druck \bar{p} gefunden wird, der, wenn das

$\sqrt[4]{\bar{p}}$ -Gesetz gilt, mit dem Ausdruck $\bar{p} = \left(\frac{\int_0^{\infty} [\text{O}_3] p^{1/4} dh}{\int_0^{\infty} [\text{O}_3] p dh} \right)^4$ anzusetzen ist. Die un-

bekannte vertikale Ozonverteilung geht also in die mittlere Höhe ein. Einwände gegen die Methode, die sich aus der Druckeichung, aus der Nichtberücksichtigung des Temperatureinflusses auf die $9,6 \mu$ -Ozonbande u. a. ergeben, macht der Verf. selbst. Die Messungen gehen aber schnell, und solange klare Sonne herrscht, können viele Messungen über den ganzen Tag ausgeführt werden. *E. Regener.*

J. L. Edgar and F. A. Paneth. *The separation of ozone from other gases.* Journ. Chem. Soc. London 1941, S. 511—519, Sept. (London, Imp. Coll. Sci. Technol.; Durham, Univ.) Die Methode soll die Bestimmung des atmosphärischen Ozons ermöglichen, das nur in wenigen 10^{-8} Volumenteilen in der Luft enthalten ist, gleichzeitig auch seine Trennung von dem oft vorhandenen Stickstoffdioxyd. Silikagel, das bei der Fällung mit Salzsäure aus einer Lösung von reiner Kieselsäure in Natronlauge erhalten wird, ist besonders voluminös. Durch Ozon wird es von oxydablen Beimengungen gereinigt. Bei der Temperatur der flüssigen Luft absorbiert es dann aus langsam durchgeleiteten 1000 bis 1500 Litern Luft Ozon und Stickstoffdioxyd quantitativ. Bei -120° kann dann das Ozon wieder quantitativ abdestilliert werden, während das Stickoxyd, das in Berührung mit dem Silikagel bei -72° praktisch keinen Dampfdruck mehr hat, kondensiert bleibt. Das abdestillierte Ozon wird dann nach der Jodkaliummethode titriert. *E. Regener.*

J. L. Edgar and F. A. Paneth. *The determination of ozone and nitrogen dioxide in the atmosphere.* Journ. Chem. Soc. London 1941, S. 519—527, Sept. (London, Imp. Coll. Sci. Technol.; Durham, Univ.) Nach der im vorstehenden Referat skizzierten Methode werden 29 Bestimmungen des Gehaltes der bodennahen Luft an Ozon und 25 meist gleichzeitige an Stickstoffdioxyd ausgeführt. Außer nach der Jodkalium-Methode wird das von dem Silikagel abdestillierte Ozon auch optisch, durch Messung der UV-Absorption bestimmt, das Stickoxyd nach der Xylenol-Methode. Die in London (South Kensington) erhaltenen Ozonwerte liegen zwischen 0,5 und $2,6 \cdot 10^{-6}$ Vol.-% (ein Extremwert auf dem Dach des Observatoriums bei $4,5 \cdot 10^{-6}$). In den meisten Fällen tritt auch Stickoxyd auf (maximal $2 \cdot 10^{-6}$ Vol.-%); unter der Meßgrenze ($0,05 \cdot 10^{-6}$) lag der Stickoxydwert nach einem starken Schneefall im Februar und an einigen warmen Märztagen. Einige Messungen wurden auch in Kew und an der See ausgeführt. Die angegebenen Werte sind mittlere Tageswerte, da das Durchsaugen der Luft durch die Apparatur meist von 10 bis 17 Uhr dauerte. *E. Regener.*

F. W. Paul Götz. *L'ozono atmosferico alle latitudini elevate.* Geofis. pura e appl. 4, 103—105, 1942, Nr. 2/3. (Arosa, Osservat. Elioclim.) Nach dem neuesten Stand der Kenntnisse wird in Kurvenform die Breitenabhängigkeit des atmosphärischen Ozon-

gehalten im Januar, April, Juli und Oktober gezeigt. Das Maximum des Ozonbetrages fällt im Januar mit 2,9 mm auf 60° Breite (nördlich davon rascher Abfall auf 2,1 mm in 70° Breite nach neuesten Messungen), im April mit 3,1 mm auf 65° Breite, im Juli mit 2,6 mm auf 80° Breite sekundäres Maximum mit 2,4 mm in 55° Breite) und im Oktober mit 2,2 mm auf 60° Breite. Im Äquatorbereich ist die jahreszeitliche Schwankung nur sehr gering; der Ozongehalt beträgt dort durchschnittlich etwa 1,4 mm.

Steinhausser.

R. Stair and I. F. Hand. *Methods and results of ozone measurements over Mount Evans, Colo.* Month. Weather Rev. 67, 331—338, 1939, Nr. 9. (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand. and U. S. Weather Bur.) Zur Bestimmung des Gesamtzongehalts der Atmosphäre wurden auf dem Mount Evans im Juli 1936 und 1938 Messungen der Ultraviolettabsorption der Sonnenstrahlung mit Hilfe einer photoelektrischen Apparatur vorgenommen. Auf die experimentellen Fragen, insbesondere auf die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeitskurven (und speziell des schwer zu erfassenden langwelligen Endes derselben) der verwendeten Titanphotozellen wird ausführlich eingegangen. Die Messungen ergaben Ozonwerte von 0,20 bis 0,22 cm in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren für dieselbe Jahreszeit.

Wierzejewski.

Walter M. Elsasser. *Radiative cooling in the lower atmosphere.* Month. Weather Rev. 68, 185—188, 1940, Nr. 7. (California Inst. Techn. and U. S. Weather Bur.) Unter Benutzung der Methode von Mügge und Möller (s. diese Ber. 13, 1580, 1932 und Beitr. Phys. freien Atmosph. 20, 220, 1932) hat Verf. ein Diagramm zur graphischen Berechnung des Wärmeaustausches in der Atmosphäre durch Ausstrahlung entworfen, dessen theoretische Grundlagen er anderweitig veröffentlicht hat. In vorliegender Arbeit teilt er einige mit seiner Methode gewonnene Ergebnisse mit. Er geht ein auf die Abkühlung der freien Luft, die Abkühlung von Wolken und den Wärmetransport durch Strahlung bei nächtlichen Bodeninversionen. Hinsichtlich der langwelligen Strahlung erweist sich die Atmosphäre durchweg als Kältequelle. Die Größenordnung der Abkühlung durch Ausstrahlung ist in polaren Luftmassen etwa 1° pro Tag, in äquatorialen 2 bis 3° pro Tag (in freier Luft und bei Abwesenheit von Wolken).

Wierzejewski.

Fritz Möller. *Zur Erklärung der Stratosphärentemperatur.* Naturwissensch. 31, 148, 1943, Nr. 11/13. (12. 3. 43.) (Frankfurt a. M., Universitätsinst. Meteorol. Geophys.) Verf. führt die unterschiedlichen Temperaturen in der Tropopause (Tropen: 18 km, — 90° C; gemäßigte Breiten: 10 km, — 50° C) auf das verschiedenartige Zusammenwirken der Absorptionen von CO₂ und O₃ im Wellenlängengebiet von 13 bis 16 μ zurück. Dabei soll das in etwa 20 bis 40 km Höhe befindliche Ozon als strahlungsabschirmende Schicht gegenüber der nach oben gerichteten Ausstrahlung der darunterliegenden Kohlensäure wirken. In den Tropen ist der Ozongehalt der Luft und somit die abschirmende Wirkung des Ozons wesentlich geringer ($\sim \frac{2}{3}$) als in den gemäßigten Breiten, so daß infolge der erhöhten Ausstrahlungsmöglichkeit für die Kohlensäure die Temperaturen in der Tropopause wesentlich geringer sind. Analog wirkt sich im Polargebiet im Winter der geringe Ozongehalt in einer sehr kalten Stratosphäre, dagegen im Sommer ein sehr großer Ozongehalt in besonders hohen Stratosphärentemperaturen aus. Auf den Zusammenhang mit kosmischer oder solarer Wetterbeeinflussung wird hingewiesen.

Stille.

F. Morán. *Die Änderung des senkrechten Temperaturgradienten bei gewissen Typen von Zustandsänderungen beliebiger Flüssigkeiten.* An. Fís. Quím. (5) (3) 37, 192—198, 1941. (März/April 1941.) Die für meteorologische und hydrologische Zwecke wichtige Beständigkeit der Schichtenbildung von Flüssigkeiten hängt vom senkrechten Temperaturgradienten ab; dessen Änderung bei polytropischen Zustands-

änderungen, also bei konstanter spezifischer Wärme, wird rechnerisch untersucht. Die erhaltenen Formeln werden dann auf den Fall von Zustandsänderungen mit Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme verallgemeinert. *R. K. Müller.

Paul Lunz. *Grenzzustand des Gradientwindes im Hoch.* Meteorol. ZS. 59, 326—334, 1942, Nr. 10. (Okt. 1942.) (Berlin, Reichsamt Wetterd.) Ausgehend von der Gradientwindgleichung für das Hoch wird gezeigt, daß, da die Gleichung für die Windgeschwindigkeit v quadratisch ist, beim Hoch aus einem bestimmten Isohypsenabstand Δn der Druckflächen die Geschwindigkeit v des Gradientwindes nicht eindeutig bestimmt ist, daß es für einen festen Krümmungsradius r in jeder geographischen Breite φ einen Mindestabstand der Isohypsen gibt (Grenzabstand), der noch reelle v ermöglicht, und daß es für einen festen Isohypsenabstand Δn in jeder geographischen Breite einen Mindestkrümmungsradius r der Isohypsen (Grenzzadius) gibt, der nicht unterschritten werden kann, wenn reelle Lösungen für v möglich sein sollen. Danach ist der Grenzzustand gekennzeichnet durch $r \cdot \Delta n \cdot (2\omega \sin \varphi)^2 = 40 \Delta h$, wo $\Delta h / \Delta n$ die Neigung der Druckfläche bedeutet. Für den Grenzzustand gilt allgemein: doppelte Gradientbeschleunigung = Coriolis- (Ablenkungs-) Beschleunigung oder Gradientbeschleunigung = Zentrifugalbeschleunigung oder Coriolis- (Ablenkungs-) Beschleunigung = doppelte Zentrifugalbeschleunigung. Wenn zwei der Größen v , Δn , r und $2\omega \sin \varphi = l$ gegeben sind, lassen sich für festgelegte Höhenabstände Δh (z. B. $\Delta h = 40$ gdm) Gleichgewichtsformen der Grenzbedingung für die anderen Größen aufstellen. Für eine feste geographische Breite ist das Produkt aus Krümmungsradius und Isohypsenabstand im Grenzzustand konstant. Beim Hoch gibt es eine Höchstgeschwindigkeit, die erreicht wird, wenn die Windgeschwindigkeit eines Luftteilchens um das Hoch der Winkelgeschwindigkeit der Oberfläche unter dem Luftteilchen entgegengesetzt gleich ist. In Tabellen werden für verschiedene geographische Breiten die Grenzgeschwindigkeiten für verschiedene r und für verschiedene Δn angegeben. Die Höchstgeschwindigkeit im Hoch ist doppelt so groß als die Geschwindigkeit des geostrophischen Windes bei gleicher Gradientkraft. Zur Veranschaulichung läßt sich ein Grenzhoch zeichnen, das in jedem seiner Punkte das stärkstmögliche Druckgefälle und die stärkstmögliche Isohypsenkrümmung hat. Es werden West-Ost-Ausschnitte aus kreisförmigen Grenzhochs für die geographischen Breiten 30, 45 und 60° und ein Grenzhoch unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Grenzzustandes von der geographischen Breite in Abbildungen in einem im Wetterdienst gebräuchlichen Kartenmaßstabe wiedergegeben. *Steinhausser.*

Paul Lunz. *Gradientwind und Isobarenkrümmung.* Meteorol. ZS. 59, 388—395, 1942, Nr. 12. (Dez. 1942.) (Berlin, Reichsamt Wetterd.) Das Verhältnis zwischen Gradientgeschwindigkeit v und der unter Vernachlässigung der Isobarenkrümmung berechneten geostrophischen Windgeschwindigkeit v_g läßt sich im Hoch berechnen aus $1 = \frac{v}{v_g} \left(1 - \frac{v}{v_g} \frac{10 \Delta h}{l^2 \cdot r \Delta n} \right)$, wo $\Delta h / \Delta n$ die Neigung der Druckflächen und r den Krümmungsradius der Isohypsen angibt und $l = 2\omega \sin \varphi$. Für das Tief ist in der Formel das Minuszeichen durch ein Plus zu ersetzen. Im Hoch nimmt bei festem Isohypsenabstand die Gradientgeschwindigkeit mit abnehmendem Krümmungsradius bis zu einem Grenzwert der Geschwindigkeit $\bar{v}(\Delta n) = 2v_g(\Delta n)$ zu. Es wird ein Verteilungsgesetz der Geschwindigkeitsverhältnisse für einen konstanten Krümmungsradius r abgeleitet, woraus sich ergibt, daß für den dem Grenzzustand entsprechenden Isohypsenabstand $\bar{N}(r)$ die Gradientwindgeschwindigkeit $v = 2v_g(\bar{N})$, für einen Isohypsenabstand $1^{1/8} \bar{N}(r)$ $v = 1,5v_g(1^{1/8} \bar{N})$ und für einen Isohypsenabstand $1^{9/16} \bar{N}(r)$ $v = 1,25v_g(1^{9/16} \bar{N})$ unabhängig von geographischer Breite und Höhenunterschied der Isohypsen. Aus dem Verteilungsgesetz für festen Isohypsenabstand Δn ergibt sich für den dem Grenzzustand entsprechenden Krümmungsradius

$\bar{R}(\Delta n, l)v = 2v_g(\Delta n)$, für den Krümmungsradius $1\frac{1}{3}\bar{R}(\Delta n, l)v = 1,5v_g(\Delta n)$ und für den Krümmungsradius $1\frac{9}{16}\bar{R}(\Delta n, l)v = 1,25v_g(\Delta n)$. Zur Abschätzung der Fehler, die bei Verwendung von Nomogrammen für $r = \infty$ und $r = 1000$ km entstehen, wird für das Hoch berechnet, daß eine Zwischengeschwindigkeit $av_g + bv_2$, wo $a + b = 1$, v_g die zum Isohypsenabstand Δn gehörige geostrophische Windgeschwindigkeit und v_2 die bei gleichem Isohypsenabstand zum Krümmungsradius R gehörige Geschwindigkeit ist, zu einem Krümmungsradius gehört, der unter R/b liegt und bei schwacher Druckflächenneigung sich dem Wert R/b nähert. In graphischen Darstellungen wird für 35 und 65° Breite gezeigt, welcher Fehler bei verschiedenen Isohypsenabständen im Hoch oder im Tief entstehen, wenn die Gradientwindnomogramme für $R = 1000$ km oder $R = \infty$ anstatt von Nomogrammen für die davon abweichenden tatsächlichen Krümmungsradien verwendet werden. Der zur mittleren Geschwindigkeit $(v_g + v_r = 1000)/2$ gehörige Krümmungsradius nähert sich mit abnehmendem $\Delta h/\Delta n$ dem Wert 2000 km beim Hoch von niederen Werten her und beim Tief von höheren Werten her.

Steinhausser.

J. Schubert. *Temperatur- und Taupunktänderung in vertikalen Luftströmen. Kälterückfälle am Mittag.* Meteorol. ZS. 59, 373—374, 1942, Nr. 11. (Nov. 1942.) (Eberswalde.) Nach geschichtlichen Hinweisen im Zusammenhang mit der vom Verf. früher angegebenen einfachen Methode zur Kennzeichnung der vertikalen Durchmischung der Luft durch das Temperatur- und Taupunktgefälle werden nach zehnjährigen Beobachtungen in Eberswalde Mittelwerte der Zunahme der nächtlichen Minimumtemperatur in den Schichten von 0,1 bis 1,3 m und 1,3 bis 2,2 m Höhe mitgeteilt. Danach ist die Luftschichtung in der unteren Schicht im September (Temperaturzunahme 1,36°/m) und in der oberen Schicht im Juni (Temperaturzunahme 1,28°/m) am stabilsten. Entsprechend der größeren Luftbewegung ist die Schichtung im Winterhalbjahr (durchschnittliche Zunahme 0,89°/m) weniger stabil als im Sommerhalbjahr (durchschnittliche Zunahme 1,14°/m). An heiteren ruhigen Sommertagen steigt das Temperaturgefälle in der Schicht von 2,2 bis 4,2 m bis auf $-0,30$ °/m bis 8 Uhr und in der unteren Schicht von 0,2 bis 2,2 m auf $-1,10$ °/m bis 10 Uhr. Tagsüber wird durch die Austauschströmungen die Überwärmung der unteren Schichten vermindert, aber nicht beseitigt. Die Mitwirkung der absteigenden kühleren Luft zeigt sich dabei in Kälterückfällen, zu deren Ausbildung eine gesteigerte Tendenz am Mittag besteht.

Steinhausser.

H. Thomas. *Eine einfache Formel für die momentane Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Tiefdruckausläufern, Hochdruckkeilen usw.* Meteorol. ZS. 59, 378—379, 1942, Nr. 11. (Nov. 1942.) (Hamburg, Dtsch. Seewarte.) Ausgehend von der Vorstellung einer einfachen wandernden Welle wird als Formel für die Geschwindigkeit v der Fortpflanzung von Tiefdruckausläufern oder Hochdruckkeilen abgeleitet:

$$v = \frac{1}{\pi} \frac{\lambda}{2} \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{+1} - \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{-1}}{2p_0 - p_{+1} - p_{-1}}$$

Dabei bedeuten p_0 den Druck im Kern des Hochkeiles oder Tiefdruckausläufers, p_{+1} den Druck im Kern des vorgelagerten Steig- bzw. Fallgebietes, p_{-1} den Druck im Kern des nachfolgenden Fall- bzw. Steiggebietes, $(\partial p/\partial t)_{+1}$ und $(\partial p/\partial t)_{-1}$ entsprechend die zeitlichen Druckänderungen in den Zentren der Steig- bzw. Fallgebiete und $\lambda/2$ den Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Fall- und Steiggebieten. Wird $\partial p/\partial t$ in $\frac{1}{5}$ mb pro 3 Std., p in mb, λ in cm auf der Karte und v in cm auf der Karte gemessen, dann erhält man die Verlagerung des Druckgebildes in 12 Std. durch Multiplikation der obigen Formel mit $\frac{4}{5}$.

Steinhausser.

H. Görtler. *Strömungen über Bodenerhebungen auf der rotierenden Erde.* Meteorol. ZS. 59, 405—410, 1942, Nr. 12. (Dez. 1942.) (Göttingen, Kaiser Wilhelm-Inst.

Strömungsforsch.) Da in der Grenzschicht mit Annäherung an den Boden die Geschwindigkeit und damit auch die Corioliskraft Null wird, das Druckfeld der oberen Hauptströmung sich aber durch die Grenzschicht bis zum Boden fortsetzt, wird durch die überschüssigen Druckkräfte in der Grenzschicht eine Sekundärströmung erzeugt, die in der Grundrißprojektion senkrecht contra solem zur Hauptströmung verläuft und eine derartige Stärke annimmt, daß die durch sie hervorgerufenen Reibungskräfte am Boden das Gleichgewicht wieder herstellen. Durch Richtungsänderung der Sekundärströmung entsprechend einer Krümmung der Hauptströmung oder durch Geschwindigkeitsänderung der Sekundärströmung längs ihrer Stromlinien (z. B. durch orographische Einflüsse) treten Divergenzen oder Konvergenzen auf, die zu einer Massenzufuhr aus der Hauptströmung oder zu einer Massenabgabe an diese führen und damit zu einer Beeinflussung der Hauptströmung durch die dünne Reibungsschicht am Boden Anlaß geben. Der Verf. hat an anderer Stelle (s. diese Ber. 23, 873, 1942) eine Theorie zur Berechnung des Verlaufes der Hauptströmung unter Berücksichtigung des Reibungseffektes nach der Vorstellung von der Sekundärströmung entwickelt und dabei eine Abschätzung des Reibungseinflusses gewonnen, die besagt, daß dieser bei den in der Atmosphäre und im Meer gegebenen Größenordnungen im allgemeinen von ganz untergeordneter Bedeutung ist. Diese quantitative Theorie wird in kurzen Zügen dargestellt. Die Ergebnisse werden an den Strömungen über einen gestreckten Bergzug und über einen kreisförmigen Berg diskutiert. *Sieinhausser.*

Dora Wehage. *Eisadiabaten.* Meteorol. ZS. 59, 410—412, 1942, Nr. 12. (Dez. 1942.) (Berlin.) Die Schnittpunkte der Eisadiabaten mit der 0°-Linie liegen bei größeren Drucken als die Schnittpunkte der entsprechenden Wasseradiabaten. Für die Berechnung dieser Druckdifferenz werden mehrere Wege angegeben. Zur Beantwortung der Frage, ob sich Eis- und Wasseradiabate überhaupt schneiden, wurde die Gleichung für den geometrischen Ort der Schnittpunkte gleichnamiger Eis- und Wasseradiabaten abgeleitet und diskutiert. Demnach kommen nur Werte in Frage, für die $0^\circ \geq t \geq -11,83^\circ \text{C}$ gilt. Die zugehörigen Druckwerte sind angegeben. *Krestan.*

I. W. Sandström. *On the relation of the surface temperature of the sea to the air temperature.* Ark. Mat., Astron. och fys. (A) 28, Nr. 13, 24 S., 1942, Heft 3. Aus dem international gesammelten Beobachtungsmaterial der Oberflächentemperaturen des Nordatlantischen Ozeans wurden für die einzelnen Quadrate von je 1° Breite und 1° Länge für den Monat Januar aus den Monatsmittelwerten der einzelnen Jahre die Mittelwerte der Jahrzehnte und der ganzen Beobachtungsperiode 1900 bis 1937 berechnet und ihre Verteilung in Karten dargestellt. Die Änderungen der Temperaturverteilung von einem Jahrzehnt zum anderen sind ebenfalls in Karten wiedergegeben. Bezüglich der Diskussion und der gleichen Darstellung für die übrigen Monate des Jahres wird auf eine spätere Veröffentlichung verwiesen. Aus langjährigen Mittelwerten ergibt sich, daß in zu warmen Januarmonaten in Westgrönland die Temperatur in Skandinavien zu niedrig und in zu kalten Januarmonaten in Westgrönland in Skandinavien zu hoch ist. In kalten Januarmonaten in Westgrönland war der Golfstrom zu warm und umgekehrt hatte er in warmen Januarmonaten in Westgrönland unternormale Temperaturen. Aus der mittleren Druckverteilung in den zu warmen bzw. zu kalten Januarmonaten in Westgrönland ergibt sich, daß bei hoher Golfstromtemperatur die Zyklonenaktivität über dem Nordatlantik gesteigert wird, wodurch eine vermehrte Zufuhr warmer Luft aus Südwesten über Skandinavien und eine vermehrte Zufuhr kalter Luft aus Norden über Westgrönland verursacht wird, was die festgestellte entgegengesetzten Temperaturanomalien über Skandinavien und Westgrönland erklärt. Der Einfluß der nordatlantischen Oberflächentemperaturen auf die Lufttemperatur ist quantitativ durch das Verhältnis der aus den in Westgrönland abnormal kalten bzw. warmen Januarmonaten berechneten Differenzen der

Lufttemperatur zu den entsprechenden Differenzen der Oberflächentemperatur zu bestimmen. Nach Ansicht des Verf. steigt die über dem Golfstrom erwärmte Luft auf, wird in der Höhe des Inlandeises von Grönland, von wo die durch Ausstrahlung erkaltete Luft nach beiden Seiten absinkt, dorthin angesaugt und steigt durch die ablenkende Kraft der Erdrotation getrieben in Westgrönland wieder ab und kommt schließlich neuerdings durch die atlantische Zirkulation über den erwärmenden Golfstrom verfrachtet wieder in den geschilderten Kreislauf. Diese Zirkulation entspricht dem Prinzip einer Wärmekraftmaschine, bei der die Luft unter hohem Druck im Golfstromniveau erwärmt und unter niedrigem Druck über dem Inlandeisplateau von Grönland durch Ausstrahlung abgekühlt wird. *Steinhauser.*

Ferd. Travniček. *Verteilung und Änderung der mittleren jährlichen Häufigkeit von Windstillen.* Meteorol. ZS. 59, 335—342, 1942, Nr. 10. (Okt. 1942.) (Graz.) Für 174 Stationen der nördlichen Halbkugel werden nach ausgeglichenen Gängen der jährlichen Kalmenhäufigkeiten Minima und Maxima der jährlichen Kalmenhäufigkeit, die Jahre ihrer Eintrittszeit und die mittlere Häufigkeit in Prozenten aller Beobachtungen in einer Tabelle mitgeteilt. Daraus sind ausgesprochene säkulare Änderungen ersichtlich, deren Gegenextreme sich wie 1 : 2 oder 1 : 3 verhalten und in Abständen von 10 bis 20 Jahren aufeinanderfolgen. In einer weiteren Tabelle sind die Werte für den Durchschnitt von Stationsgruppen in nördlicher, mittlerer und südlicher Lage der Nordhalbkugel, ferner für Stationsgruppen auf Inseln, auf Küsten und in Küstennähe, in der Festlandsniederung, auf Berggipfeln und im Durchschnitt aller Stationen (Maximum 250, Minimum 118, Anzahl der Kalmen im Jahre 184, das ist 17%, äquivalente Windgeschwindigkeiten 2,3 bzw. 3,5 Beaufort, mittlerer Abstand der Extreme 15 Jahre) angeführt. Die säkular extremen Unterschiede übertreffen jene des Breiteninflusses um ein Mehrfaches und kommen den Unterschieden zwischen Festland, Küste, Insel und Bergen sehr nahe. Es werden zeitliche Verschiebungen der Säkularkurve festgestellt in dem Sinne, daß das Minimum der Kalmenhäufigkeit im Bereich von Taschkent um 1900 auftritt, sich gegen Westen hin verzögert und in Breslau erst 1904 zu finden ist. In gebirgigen Bereichen verlagern sich die Wellen langsamer (Eintritt des Minimums in Krakau 1910, in Wien 1915, in Lissabon 1918); gegen Osten erfolgt die Wellenverlagerung langsamer und gegen Norden tritt eine Störung ein, die das Minimum in Barnaul, Tomsk und Irkutsk bereits 1890 eintreten läßt. *Steinhauser.*

Heinz Reuter. *Über die Abweichungen vom Monatsmittel in der 165 jährigen Wiener Temperaturreihe.* Meteorol. ZS. 59, 369—373, 1942, Nr. 11. (Nov. 1942.) Es werden Häufigkeitsverteilungen der Abweichungen der Monatsmittel der Temperatur von den 165 jährigen Mittelwerten 1775 bis 1939 in Wien mitgeteilt und diese Häufigkeitsverteilungen mit den zugehörigen Gaußschen Verteilungskurven verglichen. Während in den Wintermonaten die beobachteten Häufigkeitsverteilungen von der theoretischen Gaußschen Verteilung beträchtlich abweichen, zeigt sich in den Sommermonaten eine überraschend gute Übereinstimmung. Für die einzelnen Monate werden die Streuungswerte und die Divergenzkoeffizienten angegeben. In den Wintermonaten zeigt sich eine stark übernormale Dispersion, in den Sommermonaten dagegen eine fast normale Dispersion, was eine zufällige Verteilung der Temperaturabweichungen der Sommermonate besagt. Im Winter entspricht die Häufigkeitsverteilung der Temperaturabweichungen mehr einer Lexis'schen Verteilung, was mit Einflüssen der Schneedecke und Ausstrahlung und mit Schwankungen der allgemeinen Zirkulation erklärt wird. Aus der Zufallsverteilung der Abweichung der Sommermonate wird geschlossen, daß in der Wiener Temperaturreihe keine mehrjährigen Perioden nach Art harmonischer Schwingungen enthalten sind. Dies gilt auch für die Wintermonate, da sich periodische Änderungen sowohl in den Sommermonaten als auch in den Wintermonaten auswirken müßten. *Steinhauser.*

Hans Slanar. *Schneeabschmelzung im bewachsenen Gelände.* Meteorol. ZS. 59, 413—416, 1942, Nr. 12. (Dez. 1942.) (Wien.) Es wird über die Beobachtungen der fortschreitenden Abschmelzung einer nach Neuschneefällen Anfang März gebildeten geschlossenen Schneedecke auf einem reliefierten und mit Wiese und Park bestandenen Gelände berichtet. Die festgestellten Auswirkungen der Lage, Exposition, Beschattung und kleinklimatischer Umstände auf den Abschmelzvorgang lassen die wechselnden klimatischen Begünstigungen und Nachteile des bewachsenen Geländes in Erscheinung treten. Das fortschreitende Schwinden der Schneedecke wird in kartographischen Darstellungen gezeigt. *Steinhausner.*

Martin Gusinde und Friedrich Lauscher. *Meteorologische Beobachtungen im Kongo-Urwald.* Sitzungsber. Akad. Wien (IIa) 150, 281—347, 1941, Nr. 9/10. Gusinde hatte vom Mai bis November 1934 in fünf Lichtungen von 30 bis 50 m Durchmesser im dichten Urwaldgebiet des oberen Ituri (29° 15' E, 1° 15' N, 750 m) Temperatur- und Feuchtigkeitsregistrierungen, Niederschlags-, Bewölkungs-, Gewitter- und Windbeobachtungen und Helligkeitsmessungen mit Sperschichtphotozellen durchgeführt. Im ersten Teil der Arbeit beschreibt er die allgemeinen Witterungsvorgänge und ihre Wirkung auf die Lebensbedingungen der im Urwald wohnenden primitiven Zwergvölker. Im zweiten Teil bespricht Lauscher an Hand von Übersichtstabellen das gewonnene Beobachtungsmaterial und vergleicht es mit anderen Stationen. In den Urwaldlichtungen ist die Tagesschwankung der Temperatur mit durchschnittlich 8° größer als im freien Gelände. Absolute Temperaturextreme 22,0° bzw. 14,5°. Die relative Feuchtigkeit erreicht nachts meist 100% und beträgt auch tagsüber durchschnittlich noch 70%. Durchschnittlicher Dampfdruck 16,9 mm Hg. Im Tagesgang des Dampfdruckes tritt ein Minimum um 4 bis 5 Uhr ein, die Maxima der Doppelwelle fallen auf 11 bis 13 und 16 bis 17 Uhr. Jeden zweiten Tag fällt meßbarer Niederschlag, jeder zehnte Tag bringt mehr als 20 mm Niederschlag. Größte Niederschlagshäufigkeit um 14 bis 16 Uhr, kleinste Häufigkeit um 23 bis 1 Uhr. Die monatliche Niederschlagsmenge beträgt durchschnittlich 183 mm. Mittlere Bewölkung um 8 Uhr 5,6, um 12 Uhr 5,1, um 16 Uhr 7,1 und um 20 Uhr 4,8. Gewitter traten an einem Fünftel der Beobachtungstage auf. Am häufigsten um 14 bis 16 Uhr; durchschnittliche Regenmenge pro Gewitterstunde 9,2 mm. Die Beleuchtung einer waagerechten Fläche in 2 m Höhe beträgt im Urwald 1% der Beleuchtung im Freien. Weiter werden besprochen: der Einfluß der Bewölkung auf Temperatur, Dampfdruck und Feuchtigkeit, die Tagesgänge der Temperatur, des Dampfdruckes und der relativen Feuchtigkeit an heiteren und trüben Tagen mit und ohne Niederschlag, der Einfluß von Gewittern und Wind auf Temperatur und Dampfdruck. Nach Vergleichen mit anderen Stationen im Kongogebiet ist das Urwaldgebiet um 1,5° kühler, aber um mehr als 12% feuchter. *Steinhausner.*

Mario Bossolasco. *Distribuzione e frequenza dei temporali nell'Italia settentrionale.* Geofis. pura e appl. 3, 71—85, 1941, Nr. 2. (Milano, Ist. Geofis. Ital.) Auf Grund von Beobachtungen an ungefähr 200 Stationen aus der Zeit 1875 bis 1935 wurde die Verteilung der Gewitterhäufigkeit in Norditalien nördlich von 44° Breite in einer Karte dargestellt. Daraus sind als Zentren großer Gewitterhäufigkeit mit mehr als 30 Gewittern im Jahr die Gebiete von Biella nordöstlich Turin, vom Comosee bis Gardasee, von Vicenza bis Udine, in den Julischen Alpen von Görz bis Tarvis und im südöstlichen Istrien ersichtlich. Die gesteigerte Gewittertätigkeit zeigt sich demnach als Randeffect der Gebirge. Sie nimmt von Westen gegen Osten hin zu. Die höheren Gebirgslagen der Alpen und Apenninen sind gewitterarm (weniger als zehn Gewitter), die Julischen Alpen sind dagegen sehr gewitterreich, was offenbar auf die Stauwirkung gegen die Adriaflucht zurückzuführen ist. Dieser Effect ist auch die Ursache für den Gewitterreichtum des südöstlichen Istrien. Ein relativ gewitterreicher Streifen mit mehr als 25 Gewittern erstreckt sich auch an der ligurischen

Küste von Genua bis Spezia. Im jahreszeitlichen Gang entfallen an der ligurischen Küste 6,6% auf den Winter, 21,3% auf den Frühling, 42,3% auf den Sommer und 29,9% auf den Herbst, im Alpenrandgebiet von Venetien 0,7% auf den Winter, 30,1% auf den Frühling, 58,2% auf den Sommer und 10,9% auf den Herbst, im Apenninenrandgebiet der Lombardei auf den Winter 0,9%, auf den Frühling 25,7%, auf den Sommer 57,3% und auf den Herbst 16,1%. Die säkulare Änderung der Gewitterhäufigkeit wird an langjährigen Beobachtungsreihen von Cuneo, Moncalieri, Vigevano und Triest in graphischer Darstellung gezeigt, wovon die Reihen von Cuneo und Moncalieri zueinander parallel laufen.

Steinhausser.

F. E. Dixon. *The discoverer of symmetry points in pressure*. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 246, 1941, Nr. 291. (Juli 1941.) Verf. weist darauf hin, daß bereits im Jahre 1844 von Birt im Luftdruckgang Symmetriepunkte entdeckt worden sind. Ein mit gewisser Regelmäßigkeit auftretender Symmetriepunkt wird von diesem um Mitte November festgestellt.

Steinhausser.

E. L. Hawke. *The frequency-distribution through the year of abnormally high and low daily mean temperatures at Greenwich Observatory*. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 247—261, 1941, Nr. 291. (Juli 1941.) Nach Beobachtungen von 1841 bis 1936 aus Greenwich wurden für jeden Tag die Häufigkeiten der Abweichungen der Tagesmittel der Temperatur um mehr als 10° F und um mehr als 15° F von dem nach den Monatsmitteln der Temperatur ausgeglichenen Jahresgang ausgezählt. Dabei wurden die Tage mit Abweichungen um mehr als 10° F als warme bzw. kalte und die mit Abweichungen um mehr als 15° F als sehr warme bzw. sehr kalte bezeichnet. In graphischen Darstellungen wird der Jahresgang der Häufigkeiten dieser Temperaturabweichungen gezeigt. In Tabellen sind gesondert für die einzelnen Jahreszeiten, die einzelnen Monate und die einzelnen Pentaden die Häufigkeiten der warmen, sehr warmen, kalten und sehr kalten Tage zusammengestellt. Durchschnittlich gibt es in Greenwich im Jahr 17,5 warme und 11 kalte Tage, aber 0,7 sehr warme und 1,3 sehr kalte Tage. Davon fallen auf den Winter 43% warme Tage, 53% kalte Tage und 86% sehr kalte Tage. Vom 17. März bis 15. November gab es keine sehr kalten Tage, im August wurden nur drei kalte Tage gezählt. Die meisten kalten und sehr kalten Tage kamen zwischen 8. und 16. Februar vor. Es werden auch die 15 Tage mit Temperaturabweichungen um mehr als 20° F und für jeden Monat die Daten der größten positiven und negativen Abweichungen mitgeteilt.

Steinhausser.

C. G. Abbot. *Variations in annual rainfall*. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 286, 1941, Nr. 291. (Juli 1941.) Unter Hinweis auf eine Veröffentlichung von Glasspole (s. diese Ber. **22**, 1938, 1941) gibt der Verf. eine graphische Darstellung der Seespiegelschwankungen des Lake Huron von 1837 bis 1937, die die Existenz einer 46 jährigen Periode zeigen soll. Diese Periode ist das doppelte einer 23 jährigen Periode, deren Länge das kleinste gemeinsame Vielfache aller in den Sonnenvariationen festgestellten Perioden ist.

Steinhausser.

H. Jameson. *Summary of investigations on the diurnal variation of barometric pressure in tropical seas. Discussion*. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 287—289, 1941, Nr. 291. (Juli 1941.) (Vgl. diese Ber. S. 355.)

Steinhausser.

Vladimir Frolow. *L'analyse des pluies annuelles à Paris*. C. R. **214**, 562—564, 1942, Nr. 11. (16. 3. 42.) Die Reihe der Jahressummen der Niederschlagsmengen von Paris der Zeit von 1821 bis 1938, die Schwankungen zwischen 831 und 279 mm aufweist, wurde nach der Methode von Labrouste analysiert. Die Analyse ergab:

Perioden (in Jahren) . .	32	17	9,7	6	4	3	2
Maximale Amplitude (mm)	68	81	74	246	194	152	131
Relativer Beitrag (%) . .	12,3	14,7	13,5	44,5	35,2	27,5	23,7

Danach haben die Perioden mit einer Länge von wenigen Jahren einen überwiegenden Einfluß. Eine graphische Darstellung zeigt die Beobachtungsreihe, die einzelnen Wellen und die Restkurve. Letztere läßt die Existenz weiterer sehr langer Wellen vermuten. Unter Verwendung der wesentlichen Komponenten der analytischen Zerlegung der Niederschlagsreihe soll eine Prognose mit einer Unsicherheit von höchstens 15% möglich sein.

Steinhausser.

C. J. MacGregor. *The MacGregor arctic expedition to Etah, Greenland, July 1, 1937, to October 4, 1938.* Month. Weather Rev. **67**, 366—382, 1939, Nr. 10. (Horseheads, N. Y., Weather Bur.) Für die Monate September 1937 bis Juni 1938 werden für die Überwinterungsstation folgende Beobachtungsdaten für jeden Tag angegeben: Maximum- und Minimumtemperatur, relative Feuchtigkeit für 7^h, 12^h und 19^h (Ortszeit), Niederschlagsmenge, vorherrschende Windrichtung und Wettercharakter; außerdem noch kurze ergänzende Bemerkungen, die auch besondere Witterungserscheinungen enthalten. Windrichtung und -geschwindigkeit werden für jeden der 341 Pilotballonaufstiege, welche in den Monaten November 1937 bis Januar 1938 um 12^h, in allen übrigen Monaten des Beobachtungszeitraumes um 6^h und 18^h Ortszeit gemacht wurden, für bestimmte Niveau einzeln angeführt. Zwei Darstellungen veranschaulichen auch die sich daraus ergebenden Jahreszeitenmittel und die für die verschiedenen Höhen resultierende Windrichtung und -stärke (NE-Winde, die im Frühling und Herbst in größerer Höhe zu N-Winden werden, im Sommer und Winter dagegen nach S drehen). Außerdem wird die mittlere Höhe der Wolkenbasis für tiefe, mittlere und hohe Wolken und Wolkenschichten mitgeteilt, wie sie bei im ganzen 91 Aufstiegen beobachtet wurde.

Perl.

Willard F. McDonald. *Night radiation and unusual minimum temperatures near New Orleans, LA.* Month. Weather Rev. **68**, 181, 1940, Nr. 7. (New Orleans, La., U. S. Weather Bur.) Zwischen den 9 km voneinander entfernt liegenden Stationen New Orleans Weather Bureau Office und Belle Chasse im Mississippidelata, von denen die erstgenannte 23 m, die zweite 1,5 m über dem Boden liegen, wurden häufig auffallend große Unterschiede der Minimaltemperatur von 10° und mehr nach klaren Ausstrahlungsnächten beobachtet; so wurde am Morgen des 30. November 1938 an der oberen Station +4,5°, an der unteren Station -7,8° C gemessen. Als Bedingungen für die Bildung derartiger Kälteseen ergeben sich einerseits die spezielle Lage der Station Belle Chasse, die auf allen Seiten von Dämmen umgeben ist, welche das Abfließen der sich sammelnden Kaltluftmassen verhindern, und andererseits polarkontinentale Luftmassen und windstille, lange Nächte, in denen sich die durch die Trockenheit der Luft begünstigte langwellige Ausstrahlung ungestört und während langer Zeit auswirken kann.

Wierzejewski.

A. R. Stieckley. *An evaluation of the Bergeron-Findeisen precipitation theory.* Month. Weather Rev. **68**, 272—280, 1940, Nr. 10. (Washington, D. C., Weather Bur.) Durch eingehende Sichtung des Beobachtungsmaterials von 360 aerologischen Flugzeugaufstiegen und unter Heranziehung weiterer Untersuchungen (Messungen der Tropfengrößen und des Chlorgehalts von Regenwasser, Bestimmungen der Leitfähigkeit von Schneewasser usw.) kommt der Verf. zu dem Ergebnis, daß die von Bergeron und Findeisen aufgestellte Eiskeimhypothese die Mehrzahl der Regenfälle von einigermaßen beträchtlicher Intensität zu erklären imstande ist, und er vertritt den Standpunkt, daß es durch Verfeinerung der Untersuchungen möglich sein sollte, zu einer beträchtlichen Verbesserung der Genauigkeit von Niederschlagsvoraussagen zu kommen.

Wierzejewski.

W. Findeisen. *Experimentelle Untersuchungen über die atmosphärische Eisteilchenbildung. Vorläufige Mitteilung.* Meteorol. ZS. **59**, 349—353, 1942, Nr. 11. (Nov. 1942.) (Prag.) Verf. hat durch Laboratoriumsuntersuchungen nachgewiesen, daß die

Sublimationskerne, die ohne vorhergehender Tropfenbildung unmittelbar zur atmosphärischen Eisteilchenbildung führen, tatsächlich existieren. Nach der Volmer-Krastanow'schen Theorie der sekundären Eisteilchenbildung ist nicht eine vorbereitende Tropfenbildung notwendig, sondern es genügt die Bildung einer dünnen makroskopisch nicht wahrnehmbaren Wasserhaut auf dem Kern, was aber die vom Verf. früher entwickelten Anschauungen über die meteorologischen Vorgänge bei der Niederschlagsbildung nicht berühren würde. Als vorläufige Mitteilung der Ergebnisse experimenteller Untersuchungen über die Eisteilchenbildung, bei denen die natürlichen atmosphärischen Verhältnisse im Laboratorium möglichst ähnlich nachgebildet wurden, werden angeführt: Im Laboratorium ist die makroskopisch sichtbare Herstellung von suspendierten Eisteilchen, die künstliche Darstellung von Mischwolken und von Eiswolken und eine eindrucksvolle Beobachtung des Wachstums der Eisteilchen auf Kosten der Tropfen in Mischwolken gelungen. Die Eisteilchenbildung wurde bei Laboratoriumsversuchen bei den gleichen Temperaturen beobachtet wie in der Atmosphäre. Wird die adiabatische Abkühlung vor Erreichen des Kondensationsniveaus abgebrochen, so zeigen sich Eisteilchen ohne Tropfenbildung. Bei dieser Eisteilchenbildung werden alle bei der jeweils herrschenden Temperatur und Feuchtigkeit wirksamen Sublimationskerne verbraucht. Es gibt in der Luft nebeneinander Sublimationskerne verschiedener Eigenschaften (Sublimationskernspektrum). Vergleiche der an verschiedenen Tagen ermittelten Kernspektren zeigen, daß der Gehalt der Luft an Sublimationskernen sich von Tag zu Tag stark ändert, was für die Witterungsentwicklung bedeutungsvoll ist. Es können deutlich unterschieden werden: Sublimationskerne erster Art, die bei Temperaturen von -10 bis -20° , meist zwischen -12 und -16° , gelegentlich aber auch schon bei -5° wirksam werden, mit Häufigkeiten von eins bis einigen Hundert pro Liter und Sublimationskerne zweiter Art, die erst bei Temperaturen von -25 bis -35° wirksam werden, mit Häufigkeiten von mehr als 1000 pro Liter. Aus der Beobachtung der Eisteilchenbildung über dem Meer wird geschlossen, daß die Sublimationskerne nicht von den Kontinenten geliefert werden, daß es sich also nicht um kleine Quarzteilchen handelt. In eingeschlossenen Luftmassen verschwinden die Sublimationskerne allmählich ähnlich wie die Kondensationskerne. Es können künstliche Sublimationskerne hergestellt werden, die die Eigenschaften der Sublimationskerne erster Art haben. Diese Ergebnisse bestätigen die vom Verf. früher entwickelten Anschauungen über die Eisteilchenbildung und die Entstehung des Niederschlages. Steinhausser.

L. Krastanow. *Über die Bildung und das Wachstum der Eiskristalle in der Atmosphäre.* Meteorol. ZS. 60, 15—26, 1943, Nr. 1. (Jan. 1943.) (Sofia, Meteorol. Zentralinst.) Nach einer Übersicht über die verschiedenen Bildungsmöglichkeiten von Eis- und Schneekristallen wird darauf hingewiesen, daß die Bildung der Dendritformen sich wesentlich von der Bildung der Vollkristalle unterscheidet. Zur Bildung eines Skeletts (Dendrit) erfolgt zunächst direktes Ausscheiden des Wasserdampfes auf einem festen Kern (Kristallkeim) oder Auskristallisieren eines kleinen unterkühlten Wassertröpfchens bei verhältnismäßig hohen Temperaturen und nachher Verästelung dieses Zentralkeimes bei großen Übersättigungen. Dagegen bilden sich die Eiskristalle (Plättchen und Prismen) vorwiegend bei niedrigeren Temperaturen und kleineren Übersättigungen. Die Kristallgitterstruktur der hexagonalen Eiskristalle wird eingehend beschrieben und in Abbildungen gezeigt. Auf Grund der Kenntnis der Kristallstruktur werden die Gleichgewichtsformen der Eiskristalle abgeleitet. Ausgehend von den Gleichgewichtsformen werden durch Betrachtung der Entwicklung zweidimensionaler Keime Volmer's die Wachstumsformen der Eiskristalle bestimmt. Da die Bildungsarbeit eines zweidimensionalen Keimes auf der Prismenfläche größer ist als auf der Basisfläche, folgt, daß der Eiskristall im allgemeinen die Neigung hat, in Richtung der Hauptachse zu wachsen. Aus der Berechnung der

linearen Kristallisationsgeschwindigkeit der Basis- und Prismenflächen wird gefolgert, daß die Wahrscheinlichkeit für das Wachstum eines Prismas größer ist als für das Wachstum eines Plättchens. Der Einfluß der Übersättigung und der Temperatur auf das Wachstum der verschiedenen Formen wird berechnet und es wird eine Erklärung dafür gegeben, daß trotz der größeren Bildungswahrscheinlichkeit der Prismen noch Beobachtungen in der Atmosphäre die plättchenartigen Formen vorherrschen. Aus einem Wechsel der Bedingungen im Verlauf des Wachstums erklären sich die verschiedenen Kombinationsformen der Eiskristalle in der Atmosphäre.

Steinhausser.

T. G. Cowling and A. White. *The eddy diffusivity and the temperature of the lower layers of the atmosphere.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 276—286, 1941, Nr. 291. (Juli 1941.) Verff. zeigen an Beobachtungen von Tagesgängen der Temperatur in 1,2, 12,4, 30,5, 57,4 und 87,7 m Höhe, daß die Annahme einer Konstanz der Austauschgröße $\kappa = A/\rho$ (eddy diffusivity) mit der Höhe auch in engen Schichten bei der Berechnung der Austauschgröße aus den Amplituden- und Phasenänderungen mit der Höhe zu Widersprüchen mit dieser Annahme führt und daß, selbst wenn die Austauschgröße in einer schmalen Schicht konstant ist, die Berechnung nach der Amplituden- und Phasenmethode unrichtige Werte liefern würde, wenn sie nicht auch in einer größeren Schicht darüber mit der Höhe konstant bleibt. Es werden Methoden zur Bestimmung der Austauschgröße angegeben, die von einer Abschätzung der Verhältnisse der Austauschgrößen in verschiedenen Schichten aus den zeitlichen Temperaturänderungen in den einzelnen Niveaus und den Änderungen des vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur in den Schichten ausgehen. Für Junitage wurden damit nach Messungen in Leafield nichtlineare Zunahmen der Austauschgröße κ von 1 m bis 88 m Höhe auf das 224 fache um 10 Uhr, auf das 150 fache um 12 Uhr, auf das 58 fache um 14 Uhr, auf das 76 fache um 20 Uhr, auf das 23 fache um 24 Uhr und auf das 20 fache gegen Ende der Nacht berechnet. In 1 m Höhe beträgt die Austauschgröße gegen Ende der Nacht etwa 10^8 und um 10 Uhr $2 \cdot 10^8$. Um 16 Uhr werden die Austauschgrößen in 1 bis 12 m Höhe zu 1600, in 12 bis 30 m zu $2 \cdot 10^4$, in 30 bis 57 m zu 10^5 und in 57 bis 88 m zu $1,2 \cdot 10^5$ bestimmt. Die Berechnungen ergeben sehr beträchtliche Tagesgänge der Austauschgröße in den verschiedenen Höhen. Die berechneten Werte der Austauschgrößen reichen nicht hin, um alle Erscheinungen der Temperaturveränderungen in der bodennahen Luftschicht zu erklären. Es wird daraus gefolgert, daß neben der Konvektion auch eine direkte Strahlungswirkung in Betracht zu ziehen ist.

Steinhausser.

Håkon Flood. *Tröpfchenbildung in übersättigten Dämpfen.* Norske Vidensk. Selsk. Skrifter 1934, Nr. 4, 27 S. Einleitend wird eine Zusammenstellung der von verschiedenen Forschern bestimmten kritischen Expansionsgrade für Wasserdampf-Luftmischungen, bei denen in Abwesenheit von Staub Tröpfchenkondensation eintritt, gegeben. Ein Apparat, der zur Messung der Temperaturabhängigkeit der kritischen Übersättigung des Wasserdampfes dient, und ein Expansionsapparat für Messungen im elektrischen Felde werden an Hand von instruktiven Abbildungen beschrieben. Durch besondere Untersuchungen wurde festgestellt, daß in der Abkühlung zwischen schnellen und langsamen Expansionen kein Unterschied besteht und daß für Expansionen trockener Luft bis zu einem Verhältnis von 1,4 die Temperaturänderungen adiabatisch erfolgen, für stärkere Expansionen die Abkühlung aber kleiner ist als die adiabatisch berechnete. Eine Tabelle gibt die gemessenen kritischen Übersättigungen von Wasserdampf- und verschiedenen organischen Dampf-Luftmischungen ohne und mit elektrischem Feld wieder. Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Übersättigung bei Wasserdampf-Luftmischungen ohne elektrischen Feld wird in graphischer Darstellung und in einer Tabelle gezeigt. Die kritische Übersättigung nimmt mit steigender Temperatur ab, und zwar von 4,90 bei 254° auf

3,24 bei 289°. Die experimentell im elektrischen Feld bestimmten kritischen Übersättigungen stimmten mit den nach der Volmer-Farkasschen Keimbildungstheorie berechneten gut überein.
Steinhauser.

Kurt Wegener. *Die statistische Prognose.* Ann. d. Hydrogr. 70, 291—293, 1942, Nr. 9. (15. 9. 42.) (Graz.) Verf. bespricht seine Erfahrungen in der Wettervorhersage auf Grund von ähnlichen Wetterlagen in vergangenen Zeiten. Die Grundlage dieser statistischen Prognosen bildete eine Wetterkartenkartothek, die für die verschiedenen Monate getrennt die Karten nach Richtung und Stärke des Luftdruckgefälles in Mitteleuropa geordnet enthielt. Nach Stärke und Lage des Azoren- und Rußlandhochs und des Islandtiefs waren Unterabteilungen eingefügt. Zum schärferen Vergleich wurde dann noch die Temperaturverteilung herangezogen. Damit waren in manchen Fällen Prognosen auf 4 bis 5 Tage möglich. Da das Maß der Zuverlässigkeit der Fronten in den Wetterkarten kaum zum Ausdruck kommt, hält der Verf. eine Verwendung der Fronten an Stelle der Luftdruckverteilung als Einteilungsgrund der Kartei nicht für zweckmäßig. Auch die Luftmassenanalyse erscheint ihm hierfür nicht geeignet. Eine Verfeinerung ist durch Heranziehen der physikalischen Methode zur Beurteilung der Differenzen zwischen der vorliegenden und der ähnlichen vergangenen Wetterlage möglich. Es wird das Schema angegeben, nach dem die Ordnung der Wetterkarten vorgenommen worden ist.
Steinhauser.

Paul Range. *Das Klima von Kuibis in Deutsch-Südwestafrika. Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen von 1908 bis 1914.* Ann. d. Hydrogr. 70, 297—317, 1942, Nr. 10. (15. 10. 42.) (Berlin-Dahlem.) Die Station liegt im südlichen Teil des westafrikanischen Hochlandes in 26° 45' S, 16° 54' E, 1308 m. Nach sechsjährigen Beobachtungen werden mitgeteilt: Mittel- und Extremwerte der Temperatur (absolutes Minimum — 3,0°, absolutes Maximum 38,2°, Jahresmittel 18,6°, Januarmittel 24,6°, Julimittel 11,7°), Frosttage (9,5), Sommertage (100), Tropentage (126), Tagesschwankung und Tagesgang der Temperatur (mittlere Tagesschwankung 16,5°), Pentadenmittel, Häufigkeiten der Extremtemperaturen, die interdiurne Veränderlichkeit, Strahlungswerte der Temperatur (durchschnittliche Tagesschwankung von 40 bis 50°), Temperaturen der Bodenoberfläche (Maximum 59,9, Minimum — 8,5°), Bodentemperatur in 1 m Tiefe (im Durchschnitt 22°, im April um 5,4, im Oktober um 0,7° höher als die Lufttemperatur), Grundwassertemperatur in 15 m Tiefe (im Mittel 22,5°), Zimmertemperatur um 7,14 und 21 Uhr (Mittel 20,5 Differenz gegen Außentemperatur im Januar — 0,4, im Juni + 3,1°), Terminmittel der relativen Feuchtigkeit (Jahresmittel 48 %) und des Dampfdruckes (Jahresmittel 7,6 mm), Zahl der Nebeltage (durchschnittlich sechs im Jahr), der Tagesgang der relativen Feuchtigkeit (Jahresmittel um 6 Uhr 60 %, um 14 Uhr 32 %, Einzelwerte bis nahe an 0 %), Monatssummen der Verdunstung nach Messungen an einem 500 Liter fassenden Bassin (Jahressumme 1940 mm) und nach der Wildschen Waage, die Zahl der Regentage (46) und Regenstunden (43 Std. im Jahr, stark veränderlich), die Niederschlagssummen (Jahressumme 90 mm, davon fallen 90 % von November bis April, 25 % nachts und 75 % tagsüber), die Zahl der Gewitter (jährlich 7), die Terminmittel der Bewölkung (Jahresmittel 2,0, Februar 3,0, Juli 0,9), die Sonnenscheindauer (92 % der möglichen), die Häufigkeiten der Windrichtungen und die Windstärken (im Jahresmittel 3,4 m/sec), die Zahl der Stürme (durchschnittlich 3 im Jahr), die Terminmittel des Luftdruckes und Tagesgänge des Luftdruckes. Der Witterungsverlauf der einzelnen Jahre von 1908 bis 1915 wird im einzelnen kurz geschildert.
Steinhauser.

Hermann Flohn. *Kalendermäßige Bindungen im Wettergeschehen.* Naturwissensch. 30, 718—728, 1942, Nr. 48/49. (27. 11. 42.) (Z. Z. Wehrmacht.) In diesem zusammenfassenden Bericht werden die verschiedenen Tatsachen kalendermäßiger Bindungen

im Witterungsgeschehen angeführt, die ursprünglich schon im volkstümlichen Glauben an „Lostage“ zum Ausdruck kommen und in neuerer Zeit in zahlreichen Arbeiten als Singularitäten des Witterungsverlaufes untersucht und in ihren Zusammenhängen untereinander und mit dem Weltwettergeschehen klargelegt worden sind. Zahlreiche Beispiele, die die Persistenz der einzelnen Singularitäten zeigen, werden angeführt. Am regelmäßigsten treten diejenigen Singularitäten auf, die an typische Hochdruckwetterlagen gebunden sind. Trotz Bestehen der Klimaschwankungen gibt es eine Konstanz des Witterungsablaufes, die allerdings zeitliche Verlagerungen einzelner Singularitäten nicht ausschließt. Auf Grund der zahlreichen Arbeiten über die Singularitäten läßt sich eine Übersicht über den durchschnittlichen Witterungsablauf in Mitteleuropa für die Zeit 1900 bis 1936 ableiten, die Perioden vorherrschender zyklonaler und vorherrschender antizyklonaler Großwetterlagen aufzeigt. Die wichtigsten Zeitabschnitte antizyklonaler Witterungscharaktere ordnen sich symmetrisch um zwei Spiegelungspunkte am 17. Juli und 21. Dezember an. Das Auftreten von Spiegelungspunkten deutet auf das Vorhandensein dominierender Wellen, deren Periodenlängen ganzzahlige Teiler der Jahreslänge sind. Als Ursache der kalendermäßigen Bindung im Wettergeschehen sind vermutlich langperiodische Schwingungsvorgänge in der Stratosphäre anzusehen. Die Singularitäten haben als Indikatoren für typische Wetterlagen besondere Bedeutung für eine lebendige Ausgestaltung der Klimakunde zur Witterungsklimatologie und liefern damit eine notwendige Ergänzung der klassischen Klimakunde.

Steinhausner.

C. Kassner. *Hagelschäden in Bulgarien im Jahre 1941*. Meteorol. ZS. 59, 416, 1942, Nr. 12. (Dez. 1942.) (Berlin.)

Dede.

W. Knoche. *Ensayo de „Standardizacion“ de elementos meteorologicos; clima decimal*. Not. Museo La Plata (Geol.) 6, 545—584, 1941, Nr. 17. Verf. stellt für die klimatologischen und bioklimatologischen Grundelemente eine Dezimalskala auf, indem er die minimal möglichen Werte als unterste und die maximal vorkommenden als oberste Stufen einsetzt und je nach Ort des Elementes die Zwischeneinteilung vornimmt. Auf diese Weise soll ein Freiwerden von verschiedenen Maßsystemen und damit eine verallgemeinerte Art der Klimadarstellung erreicht werden, die auch für Vertreter verwandter Wissenschaften von praktischem Wert sein soll. Für verschiedene Stationen Südamerikas werden die Tages- und Jahresgänge einiger meteorologischer Elemente in dieser Skala tabellarisch und graphisch dargestellt und außerdem mit ihrer Hilfe auch einige klimatische Vergleiche zwischen verschiedenen Orten der Erde durchgeführt. Diese Beispiele sollen die Brauchbarkeit des Dezimalsystems darlegen, das die für klimatologische Zwecke wichtigen Eigenschaften der Einheitlichkeit und guten Übersichtlichkeit bietet.

Perl.

G. S. Callendar. *Infra-red absorption by carbon dioxide, with special reference to atmospheric radiation*. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 67, 263—275, 1941, Nr. 291. (Juli 1941.) Einleitend berichtet der Verf. über alle brauchbaren bisherigen Messungen der CO₂-Absorption. Die Intensität I_λ der Wellenlänge λ nach Durchgang durch eine CO₂-Schicht von der Dicke c läßt sich darstellen durch $I_\lambda = I_{0\lambda}/(1 + k_\lambda c)$, wo k_λ den Absorptionskoeffizienten bei λ bedeutet. Eine graphische Darstellung zeigt die Änderung von k mit der Wellenlänge im Bereich von 12,4 bis 17,6 μ , in welchem Bereich die Absorptionsstärken sich symmetrisch um einen Maximalwert bei 15 μ verteilen. Die mittlere selektive Absorption in Banden von der Breite 1 bis 2 μ läßt sich durch $A = 1 - 1/(1 + n c^x)$ darstellen, wo n und x Konstante der Banden sind. In Tabellen werden für die einzelnen

Wellenbänder die Werte n und x und die von verschiedenen Autoren bei verschiedenen CO_2 -Dicken c gemessenen mittleren Absorptionswerte und im Vergleich dazu die aus der obigen Formel berechneten Werte, ferner für Temperaturen von 230 bis 300° die prozentuellen Anteile der Gesamtstrahlung in den CO_2 -Banden und die mittleren Absorptionskoeffizienten für diese Banden (Mittelwerte für 12,5 bis 17,5 μ $n = 0,40$, $x = 0,36$, für 9 bis 11 μ $n = 0,00017$, $x = 1,0$) und schließlich für $c = 1, 10$ und 100 cm die nach verschiedenen Methoden bestimmten mittleren Absorptionswerte im Bereich 12,5 bis 17,3 μ mitgeteilt. Die nach der Formel berechneten Werte stimmen mit den beobachteten sehr gut überein. Die CO_2 -Absorption zeigt eine Druckabhängigkeit, die für geringere Druckwerte als 1 Atm. in $A = 1 - 1/[1 + n(c\sqrt{p})^x]$ berücksichtigt ist (p in Atmosphären). Der Partialdruck des CO_2 hat auf die Absorption keinen Einfluß. Da nach Callendar der Partialdruck des CO_2 in der Atmosphäre 0,00032 beträgt, wird in einer Luftschicht von h m bei einem Druck p Atmosphären und einer absoluten Temperatur T die äquivalente CO_2 -Schicht in cm $c = 8,7 h p/T$. Die vom Verf. berechneten Werte des prozentuellen Anteils der CO_2 -Absorption der gesamten Energie eines schwarzen Strahlers von normaler Temperatur bei c -Werten von 2 bis 1000 cm sind etwas niedriger als die von Schaidt berechneten Werte und kommen den von Koch und Arrhenius gemessenen Werten nahe. Die Absorption einer Mischung von Wasserdampf und CO_2 ergibt sich nach $A_{CW} = A_W + A_C(1 - A_W)$, wo A_C die CO_2 -Absorption und $A_W = 1 - e^{-aw}$ (nach Elsasser im Bereich von 8 bis 27 μ) die Wasserdampfabsorption durch w cm äquivalente Wasserrhöhe bedeutet. Für die CO_2 -Absorptionsbanden werden die Werte des Wasserdampfabsorptionskoeffizienten a angegeben. In graphischer Darstellung wird die Verteilung der Absorption durch Wasserdampf, CO_2 , O_3 und N_2O eines Strahlungsspektrums von 263° in einer Atmosphäre von 1 cm äquivalentem Wassergehalt gezeigt.

Steinhausser.

C. E. P. Brooks. *The halo display of March 6, 1941.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 292—294, 1941, Nr. 291. (Juli 1941.) Eine außergewöhnlich voll ausgebildete Haloerscheinung wurde in weiten Gebieten Englands beobachtet. In Cardigan wurde ein 22°- und ein 46°-Halo mit ihren oberen Berührungsbogen, der Horizontalkreis mit den Nebensonnen in 22°, 120° und 180° und ein dem 22°-Halo umschriebener elliptischer Halo in fortschreitender Entwicklung von 9.30 bis 12 Uhr beobachtet. In Tern Hill wurde der Halo, bestehend aus 22°, 46°-Kreis, Horizontalkreis mit Nebensonnen in 22° und 120° Sonnenabstand und Bogen durch die Nebensonnen in 120°, oberen Berührungsbogen des 22°-Kreises und Nebensonnen im Berührungspunkt des Berührungskreises von 11.40 bis 14.20 Uhr beobachtet. Bei der Halobeobachtung in Gloucester wurden die Winkel der Nebensonnen mit Theodoliten zu 29°, 119° und 122° gemessen. In Stonehouse wurde eine Nebensonne in 120° und ein Bogen durch den Gegenpunkt der Sonne im Horizontkreis beobachtet.

Steinhausser.

P. G. Satow and F. J. W. Whipple. *A skewed halo complex.* Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **67**, 294—296, 1941, Nr. 291. (Juli 1941.) Am 6. März 1941 wurde in Great Weldon eine Haloerscheinung beobachtet, bei der der Horizontalkreis etwa 5° unter der Sonne verlief und der obere Berührungsbogen an den 46°-Kreis mit ungefähr dem gleichen Halbmesser nicht im Sonnenvertikal, sondern etwas seitwärts verschoben ansetzte. Im Anschluß an diese Beobachtung wird von Whipple an frühere Beobachtungen schiefer Halos erinnert, die mit einer etwas schiefen, aber gleichmäßig geneigten Stellung der Kristallachsen erklärt wird. Die Verff. verweisen darauf, daß damit aber die abnormale Lage des Horizontalringes nicht erklärt werden kann.

Steinhausser.

W. Collmann. *Beobachtungen des „Grünen Strahls“.* Ann. d. Hydrogr. **70**, 326—327, 1942, Nr. 10. (15. 10. 42.) Verf. berichtet über mehrere mit bewehrtem Auge (mit Fernglas 8facher Vergrößerung) auf See durchgeführte Beobachtungen des „Grünen Strahles“ sowie über Farberscheinungen des ersten aufgehenden oder letzten untergehenden Segmentes der Sonne. Die Deutung der Erscheinungen wird wie folgt gegeben: 1. Die Verfärbung des letzten Segmentes erfolgt etwa durch stetige Spektralzerlegung infolge anormaler Refraktion und Ausblendung des langwelligen Spektralbereiches durch Kimm oder Wolke. 2. Die Bildung des „Grünen Strahles“ erfolgt etwa durch unstetige Spektralzerlegung infolge totaler Reflexion an Inversionen. 3. Die erreichten Endfarben (bei Sonnenuntergang) scheinen durch die jeweilige Absorption der Luft bestimmt zu werden, also praktisch durch die Sichtverhältnisse.

H. Israëll.

Daniel Barbier, Daniel Chalonge et Ernest Vigroux. *Utilisation des éclipses de Lune à l'étude de la haute atmosphère.* C. R. **214**, 983—984, 1942, Nr. 22/26. (1., 8., 15., 22. u. 29. 6. 42.) Angeregt durch eine Bemerkung von G ö t z haben die Verf. mit einem lichtstarken Spektrographen (Öffnungsverhältnis des Kameraobjektivs: 1 : 3,5; Länge des Spektrums zwischen 6900 und 4350 Å: 14,5 mm) das von verschiedenen Stellen des Mondes reflektierte Sonnenlicht vor (Intensität: J_λ) und während (Intensität: I_λ) der Mondfinsternis am 2./3. März 1942 aufgenommen und diese Spektren über mitphotographierte spektrale Schwärzungsstufen ausphotometriert (Spektralaufnahmen und Photogramme nicht mit veröffentlicht, der Ref.). Die von den Verf. „Schattendichte am Beobachtungsort“ genannte Größe $\delta_\lambda = \log (J_\lambda/I_\lambda)$ wurde als Funktion der Wellenlänge λ gewonnen; sie stellt ein Maß für die optische Dichte des Teiles der Erdatmosphäre dar, den tangierend unter Refraktion das Sonnenlicht durchsetzt hat, welches dann mit der Intensität I_λ vom Beobachtungsort des Mondes reflektiert wurde. Hieraus bestimmten die Verf. die vom Sonnenlicht in der Erdatmosphäre durchstrahlten Luft- und Ozonmassen für verschiedene Schattenpunkte auf dem Monde. Im wesentlichen ergab sich beim Fortschreiten vom Rande des Schattens zu seinem Mittelpunkt folgendes: 1. Die Luftmasse m nimmt kontinuierlich zu, ganz entsprechend der Intensität in der roten atmosphärischen Sauerstoffbande. 2. Der reduzierte Ozonbeitrag ε steigt zu einem maximalen Wert bei etwa 10' vom Schattenrand an und fällt dann sehr steil ab, entsprechend der atmosphärischen Ozonverteilung. Bei geeigneter Durchführung von solchen Mondfinsternisbeobachtungen sollte nach Ansicht der Verf. eine genaue Festlegung der Ozonverteilung in sehr hohen Atmosphärenschichten möglich sein. Absorptionsbanden in Mondfinsternisspektren, für deren Auftreten die Verf. das atmosphärische Ozon verantwortlich machen, wurden nach Ansicht der Verf. fälschlicherweise bisher meist dem Wasserdampf zugeschrieben.

Stille.

Volker Fritsch. *Funkmutung.* ZS. Ver. Dtsch. Ing. **87**, 136—137, 1943, Nr. 9/10. (6. 3. 43.) (Brünn.) Kurze Übersicht über die Anwendbarkeit der Funkmutung. Um einen Formationswechsel nachzuweisen, wurde das Kapazitätsverfahren angewendet. Über dem Untergrunde, der untersucht werden soll, wird eine Antenne verspannt und nach dem Substitutionsverfahren ihre Ersatzkapazität gemessen. Diese ist von der Leitfähigkeit und DK der im Untergrunde vorhandenen geologischen Leiter abhängig. Aus dem Verlaufe der Ersatzkapazität entlang einer Standlinie kann man daher auf die elektrischen, und aus diesen wieder auf die geologisch-mineralogischen Eigenschaften des Untergrundes schließen.

Volker Fritsch.

Geophysikalische Berichte

Aus dem wissenschaftlichen Nachlaß von Carl Dorno. Bioklim. Beibl. **9**, 151—153, 1942, Nr. 4.

R. Süring. *Nachruf auf Christian Jensen †.* Meteorol. ZS. **60**, 66—68, 1943, Nr. 2. (Febr. 1943.)

H. v. Ficker. *Nachruf auf Ferdinand Travníček †.* Meteorol. ZS. **60**, 136, 1943, Nr. 4. (April 1943.)

F. Linke. *Zum 50 jährigen Doktor-Jubiläum von C. Kassner.* Bioklim. Beibl. **10**, 34—35, 1943, Nr. 1. Dede.

F. Linke. *Hochserfans.* Bioklim. Beibl. **9**, 139—144, 1942, Nr. 4; Nachtrag ebenda **10**, 35, 1943, Nr. 1. Oberhalb des Tiroler Dorfes Serfans befindet sich auf einer hufeisenförmiger Terrasse in 1800 m Höhe seit 1926 ein Observatorium, das Hochserfans benannt wird. Da diese etwa 2½ km lange und 100 m breite Terrasse ein ideales Gelände für eine Hochgebirgs-Heilanstalt darstellt, teilt Verf. eine Reihe von klimatischen Daten mit. Dede.

Gerhard Krumbach. *Grundlagen und Aufbau eines Ortsbebenseismometers mit mechanischer Registrierung.* ZS. f. Geophys. **17**, 281—290, 1941/42, Nr. 7/8. (Jena.) Unter Berücksichtigung aller Anforderungen, die sich nach langen Erfahrungen für ein Nah- und Ortsbebenseismometer ergeben haben, wurde hier die konstruktive Durchführung eines solchen Instrumentes in Angriff genommen und auch zu einem praktischen Ziel geführt. Die Berechnungsgrundlagen für diese besondere Anordnung werden mitgeteilt. Eine genauere Konstruktionsbeschreibung dieses Zweikomponenten-Horizontalpendelsystems wird an Hand guter Abbildungen gegeben. Technische Einzelheiten, wie die der Dämpfungswahl, Zeitmarkierung, Bestimmung der Vergrößerung und die Ruß-Registriereinrichtung werden näher erläutert. *Schmerwitz.*

Gaston Grenet. *Sur l'utilisation de la masse des séismographes et la possibilité d'améliorer les caractéristiques de certains appareils à amplification mécanique.* C. R. **214**, 916—917, 1942, Nr. 22/26. (1., 8., 15., 22. u. 29. 6. 42.) Verf. weist in kurzer Mitteilung an Hand der Differentialgleichung für die Bewegung der trägen Masse eines Seismographen darauf hin, daß für die Anzeigeamplitude nicht die Größe und das Trägheitsmoment dieser Masse allein maßgebend ist, daß vielmehr ein Ausnutzungsfaktor gegeben ist, der von den durch die Aufhängung bestimmten Momenten abhängt. Er ist für mittlere und kleine Seismographenmassen 0,8 und größer, kann aber für große auf 0,25 sinken. H. Schaefer.

William D. Urry. *Wärmeenergie von radioaktiven Quellen in der Erde.* Journ. Washington Acad. Sci. **31**, 273—284, 1941. (15. 7. 41.) (Washington, Carnegie Inst., Geophys. Lab.) Verf. beschreibt eine Methode zur Bestimmung der Wärmeenergie von den in den Gesteinen enthaltenen radioaktiven Quellen durch Messung der Geschwindigkeit der α -Teilchenemission. Voraussetzung ist, daß der K-Gehalt des Gesteins bekannt ist. Eine gleichzeitige Zählung der β -Strahlen würde den Beitrag des K bestimmen, doch ist diese Extramessung nicht notwendig. Für das Th/U-Verhältnis wird ein festes Verhältnis angenommen. Es kann gezeigt werden, daß bei Änderung dieses Verhältnisses von 0 bis 20 der Fehler in der Berechnung der Wärmeenergie auf Grund der α -Teilchenzählung kleiner als 5 % ist. Es werden die Formen zur Berechnung der Wärmeenergie auf Grund der α -Teilchenzählung hergeleitet. *Gottfried.

L. Don Leet. *Physical frontiers in seismology.* Phys. Rev. (2) **59**, 479, 1941, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Harvard Univ.) Die seismische Forschung, soweit sie sich auf das gesamte Erdinnere bezieht, soll einen Zustand erheblicher Differenzen zwischen Beobachtung und Theorie erreicht haben. Unter Anlehnung an eine von

Birch von der Harvard-Universität aufgestellte Theorie wird kurz auf den Zusammenhang der vom Verf. gefundenen gekoppelten Wellen und der Notwendigkeit einer genaueren Ableitung der Bewegungsgleichungen hingewiesen. *Schmerwitz.*

M. Rössiger. *Die Entstörung magnetischer Beobachtungsräume und erdmagnetischer Observatorien von Gleichstrom-Magnetfeldern der elektrischen Bahnen.* Nachtrag. Naturwissensch. **31**, 211, 1943, Nr. 16/18. (16. 4. 43.) (Potsdam, Geophys. Inst.) (S. diese Ber. 750.) Verf. weist darauf hin, daß auch die Phys.-Techn. Reichsanstalt das gleiche Problem bearbeitet hat, und daß es Herrn K u ß m a n n gelungen ist, die Konstanz der Ruhelage eines Magnetometers durch Steuerung mittels S c h m i d t'scher Feldwaage mit lichtelektrischem Angriff um etwa eine Größenordnung zu verbessern. *Dede.*

H. W. Babcock and J. J. Johnson. *A spectrophotometric study of the light of the night sky.* Astrophys. Journ. **94**, 271—275, 1941, Nr. 2. (Sept. 1941.) (Fort Davis, Texas, McDonald Obs.; Pasadena, Cal., Inst. Technol.) *Ziel:* Untersuchung der Wirkung, welche die Strahlung des Nachthimmels auf photographische Aufnahmen von Nebeln mit großen Reflektoren in den verschiedenen Nächten eines Jahres ausübt. — *Methode:* Einprisma-Quarzspektrograph 12 Zoll Cassegrain-Reflektor; f/1-Schmidt-Kamera; Dispersion 1100 Å/mm bei $H\gamma$. Agfa-Superpan-Preßfilm. I. Vergleich, wie sich die Energie im Spektrum des Lichtes a) des Nachthimmels, b) des Andromedanebels verteilt. II. Messung der Intensität der Strahlung des Nachthimmels mit Hilfe von Standardspektrogrammen; längs des Spektrums des Nachthimmels bzw. des Nebels wurden acht Spektrogramme einer Standardlampe aufgenommen; Exposition 30 sec; von Aufnahme zu Aufnahme wurde die Spaltbreite um einen Faktor 2 vergrößert; Farbtemperatur der Lampe nach Messungen von A. S. King mit einem optischen Pyrometer ist 2580° K. Exposition bei Aufnahme der Spektrogramme von M 31 etwa 1 Std.; bei Aufnahme der Spektrogramme des Nachthimmels, die sich bis $\lambda 3300$ erstreckten, etwa 12 Std. — Einige 50 kalibrierte Spektrogramme des Nachthimmels wurden aufgenommen, um zu bestimmen: 1. den Betrag, um welchen sich die Intensität der verschiedenen Strahlungen in einer Nacht bzw. im Laufe des Jahres ändert; 2. ob die gegenseitige relative Intensität dieser Strahlungen sich ändert (für diese Aufnahmen wurde das Teleskop nicht benutzt; der Spektrograph wurde auf einen Punkt in Höhe von 30° gegen Süden (zur Vermeidung von Polarlichtern) eingestellt. — *Ergebnisse:* 1. Im Ultraviolett ist der Nachthimmel relativ viel lichtstärker als M 31. 2. Für Nebelphotographien kann man günstigere Kontrastwirkungen erzielen, wenn geeignete Filter benutzt werden, um das UV-Licht fernzuhalten. 3. Bei Beobachtungen in einer einzigen Nacht kann man deutliche Schwankungen in der Intensität nicht feststellen; Messungen über längere Zeit dagegen lassen erkennen, daß manchmal der Nachthimmel außerordentlich hell ist. 4. Wenn Perioden einer außergewöhnlichen Sonnenaktivität ausgeschlossen werden, scheint es, daß die Linie $\lambda 5577$ und das rote Linienpaar $\lambda 6300$ und $\lambda 6364$ sich im Laufe der gleichen Nacht komplementär ändert. 5. Die Messungen bestätigen das Ergebnis von K a r a n d i k a r (s. diese Ber. **15**, 312, 1934): Wenn die Intensitätsschwankungen abnormal groß sind, so sind sie für verschiedene Teile des Spektrums einander ähnlich. 6. Angenäherte Berechnung der Farbtemperaturen (a) für den Nachthimmel, (b) für M 31 aus den Verhältnissen der Energiekurven für den Nachthimmel bzw. M 31 zu den Energiekurven der Standardlampe für fünf verschiedene Wellenlängen zwischen $\lambda 4100$ und $\lambda 6000$: für (a) 3450° , für (b) 3650° . *Stöckl.*

E. V. Appleton and W. J. G. Beynon. *The application of ionospheric data to radio-communication problems. Part I.* Proc. Phys. Soc. **52**, 518—533, 1940, Nr. 4 (Nr. 292). (Nat. Phys. Lab., Radio Dep.) Für Fernübertragung elektrischer Wellen über die Ionosphäre ist bekanntlich ein Frequenzband brauchbar, das nach hohen Frequenzen zu begrenzt ist, weil von einer bestimmten Frequenz an die Wellen nicht mehr reflektiert werden, sondern die Ionosphäre durchdringen, und nach niederen Fre-

quenzen zu, weil mit abnehmender Frequenz die Absorption immer größer wird. Die besten Feldstärken ergeben deshalb Frequenzen, die etwas unter der oberen Grenze liegen. In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, wie sich die obere Grenze bei Fernübertragung aus der Grenzfrequenz bei Senkrechtlotung berechnen läßt. Dazu wird zunächst aus der Kurve: scheinbare Weglänge in Abhängigkeit von der Frequenz für senkrechten Einfall ($P : f$ -Kurven) die entsprechende Kurve für beliebige Entfernung abgeleitet. Hieraus kann die höchste brauchbare Frequenz bestimmt werden. Für eine dünne Schicht läßt sich auch ohne Kenntnis der ($P : f$)-Kurve die Grenzfrequenz f_{max} für schrägen Einfall errechnen, wenn die Grenzfrequenz f_c für senkrechten Einfall und die Höhe h_0 der Schicht bekannt ist, und zwar für den Fall der ebenen und der gekrümmten Erde (kleine und große Entfernungen). Dabei erhält man für den Fall flachster Abstrahlung bei $h_0 = 110 \text{ km}$ $f_{max} = 5,4 f_c$, bei $h_0 = 250 \text{ km}$ $f_{max} = 3,58 f_c$ und bei $h_0 = 300 \text{ km}$ $f_{max} = 3,26 f_c$. Komplizierter wird die Rechnung für den Fall einer dickeren Schicht mit parabolischer Verteilung der Trägerdichte. Auch hier berechnet man für den Fall ebener Erde zunächst die theoretische $P : f$ -Kurve für eine bestimmte Entfernung und bestimmt hieraus die höchste brauchbare Frequenz f_{max} . In einem gewissen Bereich unterhalb dieser Frequenz hat die $P : f$ -Kurve zwei Äste, die zwei verschiedenen Wegen entsprechen. Berechnet man andererseits für eine bestimmte Frequenz die Kurve, welche die überbrückte Entfernung abhängig vom Einfallswinkel darstellt, so weist diese Kurve ein Minimum auf, das der sogenannten Sprungentfernung entspricht. Für etwas größere Entfernungen sind zwei Wege mit verschiedenen Einfallswinkeln möglich. Für den Fall der gekrümmten Erde ist eine exakte Lösung in dieser Form nicht mehr möglich. Berücksichtigt man aber, daß die Schichthöhe klein gegen den Erdradius ist, so erhält man ein Ergebnis, das dem für ebene Erde sehr ähnlich ist. Praktisch kann man die Lösung für ebene Erde auch für gekrümmte Erde anwenden, wenn man an Stelle der kritischen Frequenz f_c eine reduzierte Größe einführt. Schließlich wird noch die direkte Berechnung von f_{max} ohne den Umweg über die $P : f$ -Kurve für ebene und gekrümmte Erde abgeleitet. Dabei kann man den wesentlich einfacheren Ausdruck für ebene Erde auch für größere Entfernungen, bei denen die Krümmung der Erde merklich wird, anwenden, ohne daß der Fehler $2\frac{1}{2} \%$ übersteigt. Die so erhaltenen Umrechnungsfaktoren in Abhängigkeit von der Entfernung sind in Kurvenform wiedergegeben. Im Anhang wird noch eine einfache Methode angegeben, um die Dicke der Schicht aus der Abhängigkeit der scheinbaren Höhe von der Frequenz (parabolische Verteilung der Trägerdicke mit der Höhe vorausgesetzt) zu bestimmen.

Dieminger.

High-frequency radio transmission conditions, August, 1941, with predictions for November, 1941. Proc. Inst. Radio Eng. **29**, 521—522, 1941, Nr. 9. (Sept. 1941.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) S. diese Ber. S. 1123. *Bernhard Koch.*

Otto Burkard. *Die jahreszeitlichen Höhen- und Ionisationsschwankungen der F_2 -Schicht.* Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **60**, 87—96, 1942, Nr. 4. (Okt. 1942.) Auch Dissert. Univ. Graz. Während die Ursachen für die Ionisation der unteren E - und F_1 -Schicht der Ionosphäre einigermaßen erforscht sind, so ist dies für die höhergelegene F_2 -Schicht in befriedigender Weise bisher nicht der Fall. Die Lösung dieses Problems wird erschwert, weil eine Reihe mehr oder weniger zusammenhängender Vorgänge gleichzeitig die F_2 -Schicht beeinflussen, so daß der Verlauf der Ionisierung nicht mehr eindeutig übersehen werden kann. Verf. hat es sich zur Aufgabe gemacht, Beobachtungsmaterial der verschiedenen Ionosphärenstationen zu sammeln und miteinander zu vergleichen. Die Auswertung dieser Meßergebnisse läßt eine Reihe bemerkenswerter Zusammenhänge erkennen. Es bestehen Zusammenhänge sowohl zwischen der geographischen Breite und dem Quadrat der kritischen Frequenz, als auch zwischen geomagnetischer Breite und dem Quadrat der kritischen Frequenz.

Der Verlauf des magnetischen Äquators bedingt einen Zusammenhang zwischen dem zeitlichen Auftreten der Jahresextrema der kritischen Frequenzen und der geographischen Länge. Eine Abhängigkeit zwischen der Amplitude der Jahreschwankung der Grenzfrequenz f_0 , der kritischen Frequenz und der Erdfeldrichtung wird vermutet. Die scheinbaren Minimalhöhen h_{min} der Schicht bilden eine deutliche Funktion der geographischen Lage. Die Mächtigkeit der Schicht durchläuft zweimal im Jahre ein Maximum, welches mit dem Höchstwert der kritischen Frequenz nahezu zusammenfällt. Nach Messungen der Station Kochel fällt der Anstieg der Ionisation zeitlich nicht mit dem Sonnenaufgang in Schichthöhe zusammen. Weitere Beobachtungen deuten darauf hin, daß die stärkste Ionisation während des Tages bereits in den frühen Vormittagsstunden und nicht erst um Mittag auftritt. Man schließt daraus, daß neben der UV-Strahlung der Sonne noch eine korpuskulare Strahlung geladener Teilchen für die Ionisierung der F_2 -Schicht die Ursache bildet. Die Strahlung geladener Teilchen erfährt im Erdmagnetfeld eine Ablenkung und bedingt weitgehende Abweichungen im zeitlichen und örtlichen Verlauf der Ionisierung gegenüber dem einfachen Gang mit der Sonnehöhe. Die Ladung der Teilchen muß als positiv angenommen werden. *Scheddin.*

Hubert Garrigue. *Comparaison des mesures de radioactivité de l'air et de radiation pénétrante d'origine terrestre au Pic du Midi, au Puy du Dôme et dans la région de île Disco Groënland N-W.* C. R. **214**, 801—802, 1942, Nr. 18/21. (4., 11., 18., 27. 5. 42.) Verf. hatte vor einigen Jahren (Thèses, Paris 1936) nach Messungen am Pic du Midi starke Anhäufung von RaEm unter dichter Schneedecke und Austritt derselben an den schneeärmeren Gipfelpartien gefunden; in der vorliegenden Mitteilung wird kurz über die Fortsetzung dieser Versuche am Observatorium Puy du Dôme und auf der Insel Disco (NW-Grönland) berichtet. Es ergibt sich, daß für den am Pic du Midi beobachteten Effekt ein hoher Verwitterungszustand (Spaltenreichtum) des Oberflächengesteins nötig ist. Am Puy du Dôme ebenso wie in Grönland wird ein derartiger Anreicherungsseffekt nicht beobachtet. In Grönland wird abnorm geringer Emanationsgehalt sowohl in der aus der Schneedecke entnommenen wie in der Freiluft beobachtet. *H. Israë.*

Franz Wolf. *Das Gewitter und seine Entladungsformen. I. Teil. Gewitterentstehung und Linienblitze.* Naturwissensch. **31**, 73—86, 1943, Nr. 7/8. (12. 2. 43.)

Franz Wolf. *Dasselbe. II. Teil. Kugelblitze und Perlschnurblitze.* Ebenda **31**, S. 215—223, Nr. 19/20. (7. 5. 43.) (Göttingen.) Verf. gibt in den beiden Aufsätzen eine kurze zusammenfassende Darstellung der über das Gewitter, seine Entstehung, seinen Mechanismus und seine Begleiterscheinungen heute bekannten Tatsachen. Im einzelnen werden behandelt: 1. Erfahrungstatsachen: Blitzdurchmesser (Angaben schwanken zwischen 2 und 50 cm); Blitzstromstärke (einige tausend bis 25 000 Amp.); transportierte Elektrizitätsmenge (kleiner 1 bis 20 Coulomb); Blitzeinzelphasen (Vor- und Teilentladungen, Nachleuchten). 2. Gewittermechanismus (Simpson- und Wilson-Theorie). 3. Feldmessungen bei Gewitter am Boden. 4. Die Entstehung des Blitzes. 5. Blitz-Feinanalyse (Schönland u. a.). 6. Verschiedene Gewitterformen (Wärme-, Front- und Wintergewitter). Der zweite Teil der Zusammenstellung enthält Beobachtungseinzelheiten über Kugelblitze und Perlschnurblitze und diskutiert die zur Deutung dieser Entladungsformen in Frage kommenden physikalischen Erfahrungstatsachen und Hypothesen („Büschellichtbogen“ von Toepler). In einem Nachtrag werden die von Findelsen zur Gewitterentstehung geäußerten Gedanken kurz angedeutet. *H. Israë.*

C. E. R. Brude and R. H. Golde. *The lightning discharge. Discussion.* Journ. Inst. Electr. Eng. (II) **89**, 646—651, 1942, Nr. 12. (Dez. 1942.) McCann berichtet über die Blitzforschungen, die auf dem Empire State Building mit dem Fulchronograph und anderen registrierenden Meßgeräten ausgeführt worden sind. Interessant ist die

Strommessung mit rotierenden Filmen, wobei die Blitzstromstärke mit einer bekannten Funkenentladung verglichen wird und die Schwärzung auf dem Film photometrisch ausgewertet wird. Es soll dadurch möglich sein, Ströme von 0,2 A bis über 10 000 A meßtechnisch zu erfassen. Ströme von 10 000 A hatten eine Dauer von unter 2500 μ sec. Die Frage, ob bei den mehrfachen Blitzentladungen ein Dauerstrom fließt, konnte noch nicht geklärt werden. Bei „normalen“ Blitzschlägen und bei Blitzschlägen in sehr hohe Gebäude wurde gefunden, daß der Strom stets von der Wolke zur Erde fließt. Bei Blitzschlägen in Überspannungsfreileitungen wurden jedoch auch umgekehrte Stromrichtungen beobachtet. Die Stirnsteilheiten betragen etwa 5 μ sec.

Pfestorf.

R. Peierls. *The meson.* Rep. on Progr. in Phys. **6**, 78—94, 1939. (Birmingham, Univ.) Es wird in zusammenfassender Form über den Stand der Mesonentheorie bis zum Jahre 1939 berichtet. Nach einer einleitenden Übersicht über das Auftreten der Mesonen in der Höhenstrahlung und die besonderen Eigenschaften dieser Teilchen, wird die skalare und im Anschluß daran die vektorielle Mesonentheorie besprochen und gezeigt, daß diese Theorien für die Wechselwirkung der Nukleonen Kräfte mit kurzer Reichweite liefern, wie man dies nach unserer heutigen Kenntnis der Kernkräfte auch erwarten muß. Die noch nicht gelösten Schwierigkeiten der beiden Theorien (falsches Vorzeichen der Kraft in der skalaren Theorie; keine Kräfte zwischen gleichartigen Kernbausteinen für geladene Mesonen u. a.) werden dann ausführlich behandelt und die Möglichkeiten zur Beseitigung dieser Unstimmigkeiten diskutiert. Zum Schluß werden die aus den Theorien folgenden Aussagen über die Entstehungsprozesse und den Zerfall des Mesons in Elektron und Neutrino angegeben.

Bagge.

Werner Kolhörster. *Zur Ermittlung von Höhenstrahlenkoinzidenzen.* ZS. f. Phys. **120**, 539—544, 1943, Nr. 7/10. (25. 3. 43.) (Berlin, Univ., Inst. Höhenstrahlenforsch.) Es wird gezeigt, daß sich die Anzahl der Zweifachkoinzidenzen zwischen zwei übereinander angeordneten Zählrohren, deren Achsen parallel zu sich selbst und zur Erdoberfläche gerichtet sind, proportional zu dem durch die Rohre erfaßten Raumwinkel verändert, wenn die Abstände der 1 m langen Rohre zwischen 3 cm und 1 m variieren.

Bagge.

Helmuth Kulenkampff. *Betrachtungen über die harte Komponente der kosmischen Strahlung.* ZS. f. Phys. **120**, 561—577, 1943, Nr. 7/10. (25. 3. 43.) (Jena, Univ., Phys. Inst.) Nach einer Besprechung des Intensitätsverlaufes der harten Komponente der kosmischen Strahlung in Luft bei Neigungsmessungen und bei Messungen in verschiedenen Höhen der Atmosphäre und einer kritischen Diskussion der bisher angewendeten Verfahren zur Bestimmung der Zerfallszeit des Mesons wird diese Größe erneut berechnet. Der Grundgedanke ist dabei, aus einer Kombination von Neigungsmessungen und Messungen des Intensitätsanstiegs in Luft bei wachsender Höhe ü. d. M. die Zerfallszeit zu ermitteln, um auf diese Weise nur Meßwerte am gleichen Medium zu verwenden und so frei zu werden von Fehlern, die die Verwendung verschiedenartiger Absorber mit sich bringt. Als Wert für die Zerfallszeit ergibt sich $\tau = (1,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-6}$ sec.

Bagge.

J. Juilfs. *Über die Lebensdauer der Mesonen.* Naturwissensch. **30**, 584—585, 1942, Nr. 38/39. (18. 9. 42.) (Berlin, Univ., Phys. Inst., Inst. theoret. Phys.) Verf. hat mit einer Zählrohrkoinzidenzanordnung die Intensität der Höhenstrahlungsteilchen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel gegen die Vertikale und in Abhängigkeit von der Dicke einer zwischen die Zählrohre gebrachten Bleischicht (0 bis 33 cm dick) in Berlin (50 m) und auf der Zugs Spitze gemessen (2650 m). Aus seinen (nicht mitgeteilten) Ergebnissen wird dann formal ein Absorptionskoeffizient bestimmt und mit diesem nach einer in der Arbeit angegebenen Formel eine mittlere Weglänge der Mesonen errechnet. Diese Größe zeigt nun für die beiden Beobachtungsorte ein ganz

verschiedenes Verhalten in dem Sinne, daß sich für die in nahezu vertikaler Richtung fliegenden Teilchen eine um einen Faktor $\frac{2}{7}$ kleinere Weglänge in großer Höhe (2650 m) ergibt. Es wird daraus geschlossen, daß in diesen Höhen den Mesonen der meist angegebenen Lebensdauer von $2 \cdot 10^{-6}$ sec noch solche einer Lebensdauer von etwa 10^{-8} sec beigemischt sind, wie das von theoretischer Seite aus anderen Gründen schon mehrfach nahegelegt wurde.

Bagge.

Giuseppe Cocconi und Vanna Tongiorgi. *Über die Lebensdauer des Mesotrons.* Naturwissensch. **31**, 108—109, 1943, Nr. 9/10. (26. 2. 43.) (Mailand, Univ., Phys. Inst.) Es wird festgestellt, daß die Verff. aus ihren Messungen mit Zählrohrteleskopen in verschiedenen Höhen ü. d. M. und für verschiedene Einfallrichtungen keine Anzeichen für die Existenz sehr kurzlebiger Mesonen in großen Höhen finden. Sie wenden sich damit gegen eine Bemerkung von **Juilfs** (s. vorstehendes Ref.), der in den Ergebnissen der Verff. eine Bestätigung seiner eigenen zu sehen glaubt.

Bagge.

J. Juilfs. *Über die Lebensdauer der Mesonen. Bemerkung.* Naturwissensch. **31**, 109—110, 1943, Nr. 9/10. (26. 2. 43.) (Berlin, Univ., Phys. Inst., Inst. Theor. Phys.) Verff. weist darauf hin, daß kein wesentlicher Unterschied in den Meßergebnissen, wohl aber in den theoretischen Auswertungen zwischen den von **Cocconi** und **Tongiorgi** mitgeteilten Angaben und seinen eigenen besteht. Eine ausführliche Veröffentlichung zu diesem Gegenstand wird angekündigt.

Bagge.

L. Jánossy und G. D. Rochester. *Connexion between the penetrating non-ionizing component of cosmic radiation and penetrating showers.* Nature **150**, 633, 1942, Nr. 3813. (28. 11. 42.) (Manchester, Univ., Phys. Lab.) Über ein Zählrohraggregat, das nur auf Schauer von durchdringenden Teilchen anspricht, wurde ein Bleiabsorber gebracht. Die Oberfläche dieses Absorbers wurde nun mit 35 Zählrohren praktisch vollständig überdeckt und durch eine Antikoinzidenzschaltung dafür gesorgt, daß im unteren Aggregat nur solche durchdringenden Schauer registriert wurden, bei denen keines der über dem Absorber befindlichen Rohre ansprach. Es bestand dann Sicherheit dafür, daß der beobachtete Schauer durch nichtionisierende Teilchen im Absorber ausgelöst war. Nunmehr wurde die Absorption dieser nichtionisierenden schauererzeugenden Strahlung untersucht, indem die ganze Anordnung einmal mit 5 und dann mit 35 cm Pb bedeckt wurde, und es ergab sich eine Abnahme der Häufigkeit der Antikoinzidenzen von 0,086 auf 0,063 (5 cm Pb) bzw. 0,033 (35 cm Pb). In Anbetracht der Durchdringungsfähigkeit dieser nichtionisierenden Strahlung kann es sich dabei nicht um Photonen handeln, da diese hinter 5 cm Pb bereits vollständig absorbiert sein müßten. Es muß vielmehr hier eine andersartige durchdringende, nichtionisierende Strahlung vorliegen, wie sie auch schon von **Rossi** und **Regener** (s. diese Ber. **22**, 1934, 1941) und von den Verff. selbst (s. diese Ber. **23**, 1803, 1942) beobachtet wurde.

Bagge.

Gerhard Neumann. *Die absolute Topographie des physikalischen Meeresniveaus und die Oberflächenströmungen des Schwarzen Meeres.* Ann. d. Hydrogr. **70**, 265—282, 1942, Nr. 9. (15. 9. 42.) (Hamburg, Dtsch. Seew.) Nach einer kurzen einführenden Übersicht über die bisherige Auffassung von den Oberflächenströmungen des Schwarzen Meeres wird das gesamte ozeanographische Beobachtungsmaterial in diesem Meeresraum kritisch gesichtet. Für die anschließende dynamische Bearbeitung wird allein auf die Sommerbeobachtungen zurückgegriffen, um den störenden jährlichen Gang, vor allem der Temperatur, auszuschließen. — Aus dem vertikalen Dichteaufbau des Meeres werden zunächst die relativen dynamischen Topographien einzelner Druckflächen ermittelt. Die Berechnung der absoluten Topographien setzt die Kenntnis einer bewegungslosen oder sehr schwach bewegten Wasserschicht voraus (Nullfläche der Bewegung). Eine solche dynamische Bezugsfläche wird für das Schwarze Meer in ähnlicher Weise festgelegt, wie es **A. Defant** kürzlich im „Meteor“-Werk für den Atlantischen Ozean getan hat. Diese Grenzfläche für den

Strom fügt sich dem Aufbau des Meeres zwanglos ein. Für die Überführung der relativen in die absoluten Topographien wird eine einfache, dem Schwarzen Meer angepaßte Methode angegeben. — Das physikalische Meeresniveau steigt von je einer Einsenkung im östlichen und westlichen zentralen Schwarzen Meer gegen die Küsten an. Randstörungen treten besonders südlich der Krim und im östlichen Meeresgebiet hervor. Unter Voraussetzung stationärer, reibungsloser Wasserbewegung läßt sich das zur absoluten Topographie gehörende Feld des reinen Gradientenstromes berechnen. Da im Sommer kaum größere Veränderungen durch Windeinfluß zu erwarten sind, stellt die beigegebene Stromkarte zugleich die stationären Oberflächenströmungen dar. Die höchsten Stromgeschwindigkeiten ergeben sich an der Südküste der Krim und an der kaukasischen Küste mit 40 bis 50 cm/sec. *Neumann.*

Jonas Ekman Fjeldstad. *Tidal waves of finite amplitude.* *Astrophys. Norvegica* 3, 223—245, 1941, Nr. 10. (Mai 1941.) (Blindern, Inst. Theoret. Astrophys.) Während bei früheren Untersuchungen eine Lösung der hydrodynamischen Gleichungen für Flutwellen nach der Methode der schrittweisen Annäherung gewählt wurde, zeigt Fjeldstad in der vorliegenden Arbeit, daß die Gleichungen so umgeformt werden können, daß eine direkte geschlossene Lösung gegeben werden kann. Das einzige Glied, das dabei vernachlässigt wurde, ist die vertikale Beschleunigung, so daß für den Druck der statische Wert genommen wird. Andererseits ist die Nichtlinearität der Bewegungsgleichung in vollem Umfange berücksichtigt worden. Das Problem ist sowohl nach den Euler'schen als auch nach den Lagrange'schen Gleichungen behandelt und die Ergebnisse sind miteinander verglichen worden. An zwei Beispielen wird in graphischer Darstellung die Deformation der Wellen beim Fortschreiten in flachem Wasser gezeigt. Bei den Flutwellen in Flußmündungen kommt aber in Wirklichkeit noch die Turbulenzreibung hinzu, die in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt worden ist. *Neumann.*

Egil A. Hylleraas und Werner Romberg. *Über die Schwingungen eines stabil geschichteten, durch Meridiane begrenzten Meeres.* *Astrophys. Norvegica* 3, 247—271, 1941, Nr. 11. (Aug. 1941.) (Oslo, Univ., Fys. Inst.) Die vorliegende Abhandlung ist die Fortsetzung einer früheren Arbeit, in welcher die bekannten zweidimensionalen Gleichungen der Gezeitentheorie aus den dreidimensionalen hydrodynamischen Gleichungen für ein Meer mit natürlicher Schichtung abgeleitet wurden. Es wird die Aufgabe gestellt, die Eigenfrequenzen der wichtigsten Eigenschwingungen als Funktion einer willkürlichen Meerestiefe und -breite festzulegen, und zwar für ein Meer, das zwischen Meridianen von Pol zu Pol reicht. Sind die Frequenzen vorgegeben, wie es ja tatsächlich der Fall ist, dann sind die entsprechenden Resonanztiefen des Meeres als Funktion der Meeresbreite zu bestimmen. Als wichtigstes Ergebnis dieser Arbeit ist zu nennen, daß für die halbtägige Periode die Resonanztiefen der zweiten und dritten Eigenschwingung bei einer Meeresbreite von etwa 60° und 120° (idealisierten Atlantischer und Stiller Ozean) tatsächlich in das Gebiet der mittleren Meerestiefen fallen. Die Arbeit wird in einem später erscheinenden III. Teil fortgesetzt. *Neumann.*

H. Bondi. *On the generation of waves on shallow water by wind.* *Proc. Roy. Soc. London (A)* 181, 67—71, 1942, Nr. 984. (24. 9. 42.) (Cambridge, Trinity Coll.) Die Arbeit schließt an die bekannten Untersuchungen von Jeffreys über die Entstehung der Wasserwellen durch Wind an. Die Überlegung, daß der Luftdruck p auf der Luv- und Leeseite einer Welle verschieden sein muß, führte Jeffreys zu einem empirischen Ansatz für p in Abhängigkeit vom Staudruck, dem Wellengradienten und einem „Abschirmkoeffizienten“, der aus Beobachtungen über die Mindestwindstärke, die Wellen auf einer ebenen Oberfläche gerade erregen kann, zu bestimmen ist. Die Übereinstimmung dieser Theorie mit den Beobachtungen war aber nur für Tiefen von mehreren Zentimetern einigermaßen befriedigend; bei Wellen auf

flacherem Wasser versagte sie ganz. Verf. berücksichtigt nun auch die Grenzflächenreibung am Boden und gelangt auf Grund von Energiebetrachtungen zu einer Ungleichung, aus der die Werte für die Mindestgeschwindigkeit abgeleitet und die Mindestgröße der so erzeugten Wellenlängen berechnet werden können. Soweit sich Vergleiche anstellen lassen, scheint die Theorie gut mit den Beobachtungen übereinzustimmen. Mit abnehmender Tiefe nimmt auch die Wellenlänge schnell ab, während die zum Entstehen der Wellen nötige Mindestwindgeschwindigkeit zunimmt. *Neumann.*

P. J. H. Unna. *Sea waves: the water movement.* Nature **150**, 581—582, 1942, Nr. 3811. (14. 11. 42.) Es wird die Bewegung der Wasserteilchen in Wellen von angenähert trochoidaler Form sowohl für tiefes als auch für flaches Wasser behandelt. Auf See kann die Orbitalbewegung des Wassers die Bewegungen der Schiffe merklich beeinflussen und verschiedene bekannte Erscheinungen, unter anderem das schnelle Anluven der Schiffe und das Abfallen des Bugs bei entgegenlaufendem Seegang, finden in diesem Zusammenhang ihre Erklärung. Etwas ausführlicher geht Verf. auf die Beeinflussung der Schiffsgeschwindigkeit durch den Seegang ein und betrachtet in diesem Zusammenhang auch die Wirkung der Heckwellen eines Schiffes bei sonst ruhiger See auf die mit einer Patentlogge gemessene Fahrtgeschwindigkeit. Befindet sich die Schraube der Logge auf einem Wellenkamm, dann wird die Distanz zu klein, befindet sie sich im Tal, dann wird die Distanz zu groß gemessen. Dieser Fehler kann unter bestimmten Bedingungen recht erheblich sein. — Zum Schluß werden die Veränderungen beim Übergang der Wellen von tiefem auf flaches Wasser untersucht, wobei auch die Wirkung eines mit- oder gegenläufigen Stromes berücksichtigt wird. Einige typische Fälle werden numerisch durchgerechnet und die Ergebnisse für Wellen von 100 und 400 Fuß Länge bei mit- und gegenlaufendem Strom (3 Knoten) verglichen. *Neumann.*

Harold Jeffreys. *A derivation of the tidal equations.* Proc. Roy. Soc. London (A) **181**, 20—22, 1942, Nr. 984. (24. 9. 42.) Die Gültigkeit der Vernachlässigungen, die den Laplaceschen Differentialgleichungen der Gezeitentheorie zugrunde liegen, ist kürzlich von Proudman (s. diese Ber. **23**, 1805, 1942) diskutiert worden. Verf. weist in diesem Zusammenhang auf eine weitere Schwierigkeit bei der Ableitung der Gleichungen hin, auf die schon E. Gold (1926) aufmerksam gemacht hat. Bei der Aufstellung der Gezeitengleichungen wird von der Abplattung der Erde abgesehen und als Koordinaten eines Punktes werden Θ (90° geographische Breite), Φ (geographische Länge) und z (vertikaler Abstand von einem Ausgangsniveau) benutzt. Bei Berücksichtigung der Elliptizität bleiben aber bei sich ändernder geographischer Breite diese drei Richtungen nicht ganz orthogonal. Verf. untersucht in der vorliegenden Arbeit die Frage, ob der dadurch bedingte Unterschied in Betracht zu ziehen ist. An Stelle von z wird das Schwerepotential Ψ eingeführt und die Differentialgleichungen werden in dem stets orthogonalen Rechtssystem Θ , Φ , Ψ abgeleitet. Es zeigt sich, daß die oben erwähnte Vernachlässigung keinen Einfluß auf die Gültigkeit der Differentialgleichungen hat. *Neumann.*

Jules Rouch. *Variation de la température et de la salinité de l'eau de mer à Brest en fonction de la marée.* C. R. **214**, 802—804, 1942, Nr. 18/21. (4., 11., 18., 27. 5. 42.) Es werden die Messungen der Luft- und Wassertemperatur sowie des Salzgehaltes am 6. August, 8. August und 8. September 1938 an drei Stationen auf der Reede von Brest mitgeteilt. Die Messungen wurden in Abständen von 2 Std. zwischen Hoch- und Niedrigwasser angestellt. Die Schwankungen dieser Faktoren im Wechsel der Gezeiten werden erörtert. *Neumann.*

★**Heinrich Prügel.** *Die Sturmflutschäden an der Schleswig-Holsteinschen Küste in ihrer meteorologischen und morphologischen Abhängigkeit.* Sonderdruckschr. d. Geogr. Inst. d. Univ. Kiel Bd. XI, Heft 3. Mit 49 Fig. im Text und 7 Abb. 94 S.

Berlin, Verlag Dietrich Reimer/Andrews & Steiner, 1942. Verf. stellt sich zur Aufgabe, die Bedingungen für das Auftreten von Sturmflutschäden festzustellen. Im ersten Teil der Arbeit werden die Westküste Schleswig-Holsteins und die auf sie einwirkenden Kräfte beschrieben sowie die Küstenveränderungen durch die großen Flutkatastrophen der vergangenen Jahrhunderte behandelt. Ferner werden die Frage der Küstensenkung diskutiert und die Gezeitenverhältnisse der Nordsee im einzelnen besprochen, soweit sie in diesem Zusammenhang interessieren. Im zweiten Teil werden die meteorologischen Vorbedingungen für Sturmfluten behandelt. Die Sturmfluten lassen sich nach den Zugstraßen der sie erzeugenden Zyklonen in drei Typen einteilen: Jütland-, Skagerrak- und Skandinavientyp; die Auswirkungen der verschiedenen Typen werden an Beispielen erläutert. Weiter sind die morphologischen Abhängigkeiten der Sturmflutschäden an Hand der am 18. und 27. Oktober 1936 entstandenen Beschädigungen besprochen. Zum Schluß wird eine Abschätzung der höchsten in Cuxhaven und Husum möglichen Sturmfluthöhen gegeben. (Höchster Erwartungswert 10,9 m über PN — Cuxhaven — bzw. 4,1 m über Gezeitenflut — Husum). — Eine statistische Bearbeitung für den Zeitraum 1906—1936 ergibt, daß die Sturmfluten bevorzugt in den Herbst- und Wintermonaten (Oktober bis Dezember) auftreten. Die häufigsten und höchsten Sturmfluten sind die des Skagerraktyps. *H. Israëli.*

Claude Francis-Boeuf. *Sur la teneur en fer des sédiments fluviomarins.* C. R. 214, 279—282, 1942, Nr. 6. Es werden die Ergebnisse der Schlammuntersuchungen einiger Flußmündungen an der östlichen Atlantikküste mitgeteilt. In der Mündung des Flusses Penzé beträgt der mittlere Eisengehalt des Schlammes nur 2,7 %, in der Mündung des Bou-Regreg und an der Guineaküste (Rio Pongo) aber 6,9 % bzw. 5,5 %. Diese Ergebnisse lassen sich auf die bekannte Tatsache zurückführen, daß die Flüsse der tropischen und subtropischen Zone größere Eisenmengen führen als in der gemäßigten Zone. Die Erklärung des relativ hohen Eisengehaltes auf dem Wege der Wasserführung der Flüsse stößt allerdings nach Ansicht des Verf. auf Schwierigkeiten, da Verf. eine so starke Anreicherung von Eisen im Sediment allein aus dem Flußwasser für unwahrscheinlich hält. *Neumann.*

Joachim Blüthgen. *Die diluviale Vereisung des Barentssee-schelfes.* Naturwissensch. 30, 674—679, 1942, Nr. 44/45. (30. 10. 42.) (Greifswald.) Der Gedanke, daß das Schelfgebiet der Barentssee während des Diluviums unter fest dem Boden aufliegenden Landeis begraben lag, ist an sich keineswegs neu, jedoch stehen sich die Ansichten so widerspruchsvoll gegenüber, daß von einem einheitlichen Ergebnis nicht die Rede sein kann. Verf. greift nunmehr den Gedanken der Schelfvereisung erneut auf, um mit bisher unausgesprochenen Argumenten an das Problem heranzutreten. Im Vordergrund steht dabei eine detaillierte Ausdeutung des Schelfreliefs, wobei die gegenüber der Nansen'schen Tiefenkarte wesentlich verfeinerte Tiefenkarte von H. W. Ahlmann benutzt werden konnte. Die Karte läßt gewisse Einzelzüge als typisch glaziale Aushobelungen über einem subaerisch angelegten Ausgangsrelief erkennen, so daß man schon allein aus der Morphographie den Schluß auf eine Vereisung ziehen kann. Auch klimatologische Argumente bieten eine weitere Grundlage, um die diluviale Vereisung des Barentsschelfes oberhalb des damaligen Meeresspiegels im Rahmen der sonstigen Eiszeitbedingungen als reell anzusehen. *Neumann.*

Olaf Devik. *Unterkühlung und Eisbildung in offenen Wässern.* Geofys. Publ. 13, Nr. 8, 10 S., 1942. (5. 9. 42.) Verf. bestimmt die Unterkühlung der Oberflächenschichten von stehendem und langsam fließendem Wasser bei der Eisbildung. Gefunden wurde, daß sich die Oberflächenschichten des Wassers bei der Eisbildung bis unter — 1° abkühlen. Es wird gezeigt, daß der Unterkühlungszustand stabil ist

und daß die Bildung von Eiskristallen abhängig ist von der Existenz von Keimen in dem Wasser oder von festen Grenzoberflächen, von denen aus die Kristallisation beginnen kann und die in Freiheit gesetzte Kristallisationswärme abfließen kann. Da der Prozeß der Wärmeleitfähigkeit Zeit benötigt, wird die Unterkühlung außerhalb der Kristallgrenzoberfläche bestehen bleiben und die Eisbildung allmählich weiter fortschreiten.

**Gottfried.*

★**F. Leiri.** *Über die Energiestrahlung der Sonne.* 42 S. Helsinki, Akateeminen Kirjakauppa, 1943. Brosch. 4 RM. Da nach der Ansicht des Verf. ein Körper wegen des ersten Hauptsatzes nur in der Richtung Lichtquanten ausstrahlen kann, in der ein Empfänger steht, in dem sie in Arbeit umgesetzt werden, und da wegen des zweiten Hauptsatzes ein Körper einem heißeren keine Energie zustrahlen können soll, strahlt die Sonne nur in Richtung der Planeten, so daß ihr Energiebedarf sich nach Leiri um viele Größenordnungen geringer ergibt als sonst berechnet wird. Hierdurch erhält man auch einen Einfluß der Planetenkonstellation auf das Wetter. Auch über den Ursprung der Sonnenenergie, über den Vorgang der atomaren Lichtemission und andere physikalische Fragen werden neuartige, schlecht begründete Ansichten entwickelt, u. a. die Äquivalenz von Masse und Energie abgelehnt. — Inhalt: Über die Emission elektromagnetischer Energie. Über die Emission von Elektronen. Über den Ursprung der Sonnenenergie und über die Emission von Sonnenmaterie. Über den Bau der Materie und über die Wärmeabstrahlung.

Schön.

G. A. Suckstorff. *Vergleich der Aufzeichnung von Luftdruckschreibern und Luftdruckvariographen bei der Schallsprennung am 16. August 1939 in Jüterbog.* ZS. f. Geophys. 17, 260—273, 1941/42, Nr. 7/8. (Göttingen, Geophys. Inst.) Um die Meßsicherheit der Luftdruckschreiber für Schallsprennungen aufzuklären, hatte sich der in diesem Krieg gefallene Verf. selbst eine Reihe von festumrissenen Aufgaben gestellt. Ihre Lösung wird in dieser, seiner letzten wissenschaftlichen Arbeit mitgeteilt. Zunächst werden die Druckschreiber eingehend beschrieben und ihre gemessenen Resonanzkurven mitgeteilt. Die Bewegungsgleichungen der Systeme werden herangezogen und so die Druckkurven der verschiedenen Instrumente auf eine vergleichbare Form gebracht. Der wahre Druckverlauf bei Schallsprennungen läßt sich hiernach auf 10 bis 20 % Genauigkeit messen. Von großem Einfluß ist hier die Relaxationszeit, während die Resonanzerscheinungen wesentlich geringere Störungen verursachen.

Schmerwitz.

William J. G. Davey. *Nomographische Diagramme für die Korrektur von Gasvolumina.* Gas Woold 115, Nr. 2976, Suppl. 57—58, 1941. (Aug. 1941.) Verf. setzt die Reihe seiner nützlichen Nomogramme fort, indem er zunächst ein Nomogramm für die Barometerkorrektur unter Berücksichtigung des Wasserdampfdruckes (als Funktion der Temperatur und des Gasdrucks) und dann ein zweites Nomogramm für die Bestimmung der Gasvolumenkorrektur, bei gegebenen Werten des korrigierten Anfangs- und Enddruckes sowie der Anfangs- und Endtemperaturen, mitteilt. Die Anwendung dieser Nomogramme wird durch Beispiele erläutert. Ferner ist je eine Tabelle der Wasserdampfdrucke (in Zoll Hg) bei verschiedenen Temperaturen (in °F) sowie der entsprechenden Anfangs- und Endtemperaturen (in °F und °K) bei verschiedenen Korrekturbeträgen (in %) angegeben.

**Zeise.*

Etienne Vassy et Mme Etienne Vassy. *Essai d'interprétation des variations de l'ozone atmosphérique avec la latitude et la saison.* Journ. de phys. et le Radium (8) 2, 23 S., 1941, Nr. 2. (April/Juni 1941.) (Bull. Soc. Franç. Phys.)

Mme A. Vassy et E. Vassy. *Rôle de la température dans la distribution de l'ozone atmosphérique.* Ebenda S. 81—91, Nr. 3. (Juli/Sept. 1941.) (Sorbonne, Lab. Enseign. Phys.) Verff. setzen für den reduzierten Ozonbetrag e an: $e = J \cdot K(T)$ [J : ein-

gestrahlte Sonnenenergie; $K(T)$: eine zu bestimmende Funktion der „mittleren Ozontemperatur“ T (s. diese Ber. 18, 1264, 1937; 19, 1052, 1938)]. Aus den vorliegenden Beobachtungsdaten berechnen Verff. unter einigen vereinfachenden Annahmen für verschiedene geographische Breiten und jeden Jahresmonat Mittelwerte von e , J und T (für T wird im allgemeinen die Temperatur in 30 km Höhe T_{30} eingesetzt!). Die berechneten Werte e/J tragen Verff. logarithmisch gegen $1/T$ auf; die einzelnen Punkte passen sich in diesem Diagramm sehr gut einer Geraden an, so daß für $K(T)$ der Ansatz $K(T) = b \cdot e^{Q/R T}$ berechtigt erscheint. Extrapoliert man die von Eucken und Patat (s. diese Ber. 18, 268, 1937) im Laboratorium zwischen 14 und 57° C gemessene Temperaturabhängigkeit $k = \text{const} \cdot e^{Q/R T}$ für die Gleichgewichtskonstante des photochemischen Gleichgewichts $[\text{O}_3]_g = k [\text{O}_2]^2$ bis zu Temperaturen von 0° C, -30° C und -60° C, so erhält man in obigem halb-logarithmischen Diagramm eine Gerade, deren Neigung mit derjenigen der mittleren Geraden durch die einzelnen Punkte $\log(e/J)$ gut übereinstimmt. Aus dieser Tatsache schließen Verff., daß die jahreszeitlichen und geographischen Variationen von e durch die Temperaturabhängigkeit des photochemischen Ozongleichgewichts in der Atmosphäre bedingt sind. Diese Hypothese wird durch weitere speziellere Beispiele gestützt: 1. Gleicher jahreszeitlicher Gang von e und J in Äquatornähe; 2. unterschiedliche Lage des Maximums in der vertikalen Höhenverteilung des Ozons für Tromsø und Arosa; 3. Unsymmetrien in den e -Werten für Beobachtungsorte gleicher geographischer Breite auf der Nord- und Südhalbkugel. Schließlich gewinnen Verff. durch Extrapolation Zahlenwerte für die jahreszeitliche Ozonverteilung in den Polargebieten, die bisher nicht gemessen wurde, und diskutieren eingehend die zu erwartenden Ergebnisse. Stille.

Mme A. Vassy et E. Vassy. *La température de la haute atmosphère*. Journ. de phys. et le Radium (8) 3, 8—16, 1942, Nr. 1. (Jan. 1942.) (Sorbonne, Lab. Enseign. Phys.) Verff. diskutieren die Gültigkeitsbereiche der Laplaceschen Formel für den Druckverlauf in der Atmosphäre und weisen besonders darauf hin, daß die von Chapman (diese Ber. 12, 2218, 1931; 13, 1039, 1932) benutzte vereinfachte Beziehung $\rho = \rho_0 e^{-h/H}$ nur auf solche Schichten angewandt werden dürfe, innerhalb derer T_0/T praktisch überall den Wert 1 hat; weiter geben Verff. einfache Beziehungen für Druck- und Dichteverlauf bei streng linearem Temperaturgradienten an. Die Luftzusammensetzung wird von Verff. bis in eine Höhe von etwa 100 km gleich der am Erdboden gefundenen angenommen. Als Temperaturverlauf mit der Höhe geben Verff. an: bis zu 30 km Werte entsprechend Ballonaufstiegen und Ozonabsorptionsmessungen, darüber starken Temperaturanstieg; aus der anormalen Schallausbreitung +20° C für 40 km und +65° C für 50 km; zwischen 60 und 100 km langsam ansteigende Temperaturen oder ein S-förmiger Verlauf mit schwach ausgeprägtem Maximum bzw. Minimum bei 65 bzw. 80 km Höhe; aus Radioechemessungen (Appleton, diese Ber. 19, 472, 1938) an der E-Schicht in 100 km 340 bis 380° K ohne Berücksichtigung der O₂-Dissoziation (hierzu siehe Pennord, diese Ber. 22, 1392, 1941). Die Temperaturberechnungen von Humphreys für 80 km Höhe unter der Annahme, die leuchtenden Nachtwolken seien aus Eiskristallen aufgebaut, halten Verff. für unbegründet; sie nehmen vielmehr an, daß die leuchtenden Nachtwolken kosmischen Ursprungs seien, und machen für ihre Entstehung Na verantwortlich, welches auch die Ionen für die D-Schicht (60 bis 80 km Höhe) liefern soll. Die Temperaturbestimmungen aus den Radioechemessungen von Budden, Ratcliffe und Wilkes (diese Ber. 21, 137, 1940) sehen Verff. nicht als gesichert an, da ihrer Ansicht nach die Chapman'sche Theorie auf die D-Schicht nicht anwendbar ist (s. diese Ber. 23, 1363, 1942). In diesem Zusammenhang weisen Verff. auf die besondere Bedeutung hin, welche die

Durchführung von Temperaturbestimmungen aus Absorptionsmessungen an den *D*-Linien (Franck u. Rieke, diese Ber. 20, 2203, 1939; Cario u. Stille; Kastler, diese Ber. 21, 2233, 1940) besitzt. In der ausgedehnten *F*-Schicht (Winter: ≈ 200 km; Sommer: ≈ 300 km) ist T_0/T sicher > 1 ; hierauf müßte nach Ansicht der Verff. bei Anwendung der Chapman'schen Theorie auf die Auswertung der Radioeomessungen entsprechend Rücksicht genommen werden; sie geben selbst unter Vernachlässigung dieser Tatsache und Annahme vollkommener Dissoziation des O_2 und N_2 Temperaturen von 6150 K im Winter und 10800 K im Sommer an, messen jedoch diesen Werten geringe Bedeutung zu. Den gesamten Temperaturverlauf fassen Verff. in einem Diagramm als Funktion der Höhe zusammen; in dieses haben sie auch eine Kurve für die Polarnacht eingetragen, die zum Teil auf spektroskopischen Temperaturbestimmungen aus N_2^+ -Banden im Nordlicht (Vegard u. Tønseberg, diese Ber. 14, 538, 1933; 16, 2119, 1935; 19, 1656, 1938) beruht. Unter Aufteilung der Atmosphäre in fünf Schichten mit jeweils konstantem linearem Temperaturgradienten berechnen Verff. folgende Druckwerte und Teilchenzahlen pro Volumeneinheit aus ihrem Temperaturverlauf:

Höhe <i>h</i> (km):	10	30	50	80	100	200 (Winter)	300 (Sommer)
Druck <i>p</i> (Torr):	201,00	10,6	0,95	0,042	0,0075	$3,10^{-4}$	$6,10^{-5}$
Moleküle/cm ³ :	—	—	—	10^{15}	10^{14}	—	—
Atome/cm ³ :	—	—	—	—	—	10^{13}	10^{12}

Zum Schluß wird auf den Zusammenhang zwischen Sonnenstrahlungsabsorption und Temperaturverlauf in der Atmosphäre nochmals besonders hingewiesen. *Stille.*

Junior Gauzit et Raymond Grandmontagne. *Les discontinuités de la haute atmosphère mises en évidence par la photométrie crépusculaire.* C. R. 214, 799—801, 1942, Nr. 18/21. (4., 11., 18., 27. 5. 42.) Bei Beobachtungen der Abnahme der Zenithelligkeit des Himmels im roten Licht von 5800 bis 9000 Å wurden bei Änderung der Sonnentiefe von 5 bis 18° Unstetigkeiten bei Sonnentiefen von $8^\circ 20' \pm 30'$, $10^\circ 30' \pm 30'$ und $13^\circ 30' \pm 30'$ festgestellt. Diesen Sonnentiefen entsprechen Höhen der Grenze des Erdschattens von $57,5 \pm 7$, 94 ± 10 und 161 ± 12 km. Die Unstetigkeiten lassen sich mit Änderungen des vertikalen Temperaturgradienten oder mit Änderungen der Zusammensetzung der Luft erklären. Die erste Unstetigkeit wird auf das aus den Meteorbeobachtungen, aus Beobachtungen der anomalen Schallausbreitung und aus der Ozonabsorption erschlossene Temperaturmaximum zurückgeführt. Es wird dafür eine Änderung des Temperaturgradienten um $16,5^\circ$ pro km angegeben. Die zweite Unstetigkeit wird einer Grenzfläche zwischen molekularem und atomarem Sauerstoff und Stickstoff in 95 km Höhe zugeschrieben. Die Dissoziationsgrenze ist dabei hauptsächlich auf eine rasche Abnahme der Rekombination durch Dreierstoß in diesen Höhen zurückzuführen. Die Größe der beobachteten Helligkeitsänderung spricht dafür, daß dem Übergang von molekularem zu atomarem Sauerstoff und Stickstoff auch ein durch die damit verbundene Änderung der Absorptionsverhältnisse bewirkter sprunghafter Anstieg des Temperaturgradienten parallel geht. Diese Annahme macht es auch wahrscheinlich, daß die dritte Unstetigkeit durch ein neues Temperaturmaximum in 160 km Höhe erklärt werden kann. *Steinhauer.*

F. Haber. *Näherungsformeln für Luftdruck und Luftdichte in größeren Höhen.* ZS. Ver. Dtsch. Ing. 86, 55, 1942, Nr. 35/36. (Dessau.) Für die Höhenverteilung des Luftdrucks p und der Luftdichte $\rho = \gamma/g$, die beide „genormt“ worden sind, ergeben sich mit einem konstant angenommenen Temperaturgradienten von $-6,5^\circ$ C/km sowie mit Hilfe der Zustandsgleichung und der Beziehung $\gamma = -d p/d H$ ($H =$ Höhe in km) für die Troposphäre (bis $H = 11$) relativ einfache Formeln, dagegen für die Stratosphäre ($H > 11$ km), in der die Temperatur konstant zu $-56,5^\circ$ C angenommen

wird, die barometrische Höhenformel. Diese Formeln werden nun für den praktischen Gebrauch durch Näherungsformeln ersetzt, die noch einfacher als jene Beziehungen sind und eine leicht merkbare Form besitzen. *Zeise.*

E. Brun et Pauthenier. *Etude de la structure des brouillards à l'aide d'un champ électrique ionisé.* Journ. de phys. et le Radium (8) 2, 29 S—30 S, 1941, Nr. 4. (Okt./Dez. 1941.) (Bull. Soc. Franç. Phys.) Zur Bestimmung der Zahl der Tropfen in der Volumseinheit wird Nebelluft durch ein Zylinderrohr geleitet, dessen innere Wand mit einem mit Methylenblau präparierten Papier ausgelegt ist. An einen im Zylinder axial gespannten Draht wird eine Spannung von etwa — 15 000 Volt gelegt, die bewirkt, daß die Nebeltropfen an dem Papier niedergeschlagen und danach ausgezählt werden können. Zur Vermeidung einer Tropfenauslese bei den Methoden zur Bestimmung der Tropfendurchmesser durch Einfangen der Tropfen in eine Ölschicht, wird die Nebelluft durch den Zylinder gesaugt, in dessen Wand eine mit Öl gefüllte Höhlung eingelassen ist, in die die Tropfen durch ein elektrisches Feld, das zwischen einem axialen Draht mit einer Spannung von — 18 000 Volt und einem im Ölbehälter eingebauten Gitter mit einer Spannung von — 2000 Volt angelegt ist, eingefangen werden. Die in der Volumseinheit enthaltene Wassermenge kann zuverlässig dadurch gemessen werden, daß die Tropfen oder Eiskristalle in einem elektrischen Feld gegen einen Schirm getrieben und auf diesem festgehalten werden. Der Wassergehalt wird durch Gewichtszunahme des Schirmes bestimmt. Die relative Feuchtigkeit der Wolkenluft kann nach dem Durchgang der Wolkenluft durch ein elektrisches Filter mit einem Hygrometer bestimmt werden. *Steinhauser.*

E. Wall. *Die Eiskeimbildung in Lösungskernen. Ein Beitrag zur allgemeinen Theorie der Lösungskerne.* Meteorol. ZS. 60, 94—104, 1943, Nr. 3. (März 1943.) (Friedrichshafen, Aerolog. Obs.) Es wird untersucht, unter welchen Bedingungen sich Eiskeime durch Gefrieren von Lösungskernen bilden können. Zu den Lösungskernen werden dabei alle Kerne gezählt, deren Hauptbestandteile fähig sind, in bestimmten Bereichen der relativen Feuchtigkeit Wasserdampf aus der Umgebung unter Lösungsbildung aufzunehmen, wobei miteingeschlossen ist, daß in ihnen auch dauernd oder zeitweise feste Bestandteile vorhanden sein können, welche die Eiskeimbildung durch Gefrieren auslösen. Die Zustandsgleichung für die Eiskeimbildung folgt aus der Vereinigung der Bedingungen für den Dampfdruck des Kerntröpfchens, die die wirksame Dampfdruckerhöhung aus der Erhöhung durch Kapillarität vermindert, um die Erniedrigung durch die Lösung zu geben, und der Bedingungen für die Keimbildungstemperatur, die die Gefrierpunktverschiebung als Summe der Erniedrigung durch die Lösung und der Unterkühlung für die Keimbildung liefern. Für die Kondensation an Lösungskernen wird eine reduzierte Kerngleichung $\ddot{u} = 3/2 \frac{1}{\varrho} - 1/2 \frac{1}{\varrho^3}$ abgeleitet, wobei die reduzierte Übersättigung $\ddot{u} = U/U_k$ und der reduzierte Radius $\varrho = r/r_k$ ($U_k =$ Keimübersättigung, $r_k =$ zugehöriger Radius) und die Zustandsgrößen auf die Keimgrenze bezogen sind, das heißt auf den Übergangszustand vom Kernstadium, in dem der Halbmesser mit zunehmender relativer Feuchtigkeit wächst, zum Tropfenstadium des labilen Dampfdruckgleichgewichts. Aus der Diskussion der für den einzelnen Kern charakteristischen Konstanten, die zur Überführung der reduzierten Gleichung in die absolute Form gewählt werden können, ergibt sich, daß die Lösungskonzentration im Kern in wassergesättigter Umgebung 5,2 mal so groß ist wie im Keimstadium oder 2,6 mal so groß wie die Keimübersättigung, und daß kleine Kerne in sehr feuchter Luft noch aus einer sehr konzentrierten Kernlösung bestehen können. Für die Gefrierpunktserniedrigung Δt in Abhängigkeit von der Konzentration K wird eine reduzierte Gefrierpunktserniedrigung $\tau = \Delta t p/U_k$ eingeführt, womit $\tau = 52/\varrho^3$ und in Verbindung mit obiger

Gleichung die reduzierte Gleichung für die Gefrierpunkterniedrigung der Kernlösung $\ddot{u} = 0,40 \tau^{1/3} - 0,0096 \tau$ wird. Es wird dann die Eiskeimbildung für den Fall behandelt, daß das Lösungsströpfchen einen lösungsfremden Bestandteil enthält, der die Eisbildung auslöst. Der Verf. führt die Bezeichnung „Kerngefrieren“ oder „primäre Gefrierkernbildung“ ein, wenn es bei den Lösungskernen vor dem Erreichen des eigentlichen Tropfenstadiums zur Eisbildung kommt. Aus einem schematischen Diagramm wird ersichtlich, daß dieses Kerngefrieren einen allmählichen Übergang vom Gefrieren der echten Tropfen zur reinen Sublimation vermittelt, daß damit für große Kerntropfchen die Keimbildung sehr erleichtert wird, daß zu unterscheiden ist zwischen echter Kondensation, Tropfengefrieren, Kerngefrieren und Sublimation und daß bei Lösungskernen mit festem Kernbestandteil die Eiskeimbildung nicht allein durch den äquivalenten Eisradius bestimmt wird, sondern wesentlich vom Wasserradius abhängt. Besonders große Eiswirksamkeit der atmosphärischen Kerne ist dort anzunehmen, wo sich frische Kristalloberflächen in der Kernlösung neu bilden. Es werden die Bedingungen untersucht, unter denen es zur Auskristallisation der Kernsubstanz kommt. Der günstigste Zustand für die Eiskeimbildung ist im Augenblick der Auskristallisation gegeben und scheint dadurch besonders begünstigt, daß dieser Vorgang bei abnehmender relativer Feuchtigkeit erfolgt. Die Grenztemperatur der Eiskeimbildung ist dabei nur von der Art der Kernsubstanz, aber nicht von der absoluten Kerngröße abhängig. In einem Zusatz geht der Verf. auf Einwendungen F i n d e i s e n s gegen seine früheren Arbeiten ein. *Steinhausser.*

Helmut Berg. *Kritisches zur Frage der Auslösung von Krankheiten durch meteorologische Fronten.* Bioklim. Beibl. 10, 1—4, 1943, Nr. 1. (Köln.) Verf. betrachtet verschiedene Arbeiten zu dem in dem letzten Jahrzehnt häufig diskutierten Problem der Krankheitsauslösung durch Fronten kritisch und kommt zu dem Schluß, daß die Mehrzahl dieser Arbeiten kritisch-statistischer Beurteilung nicht standhält. Diskrepanzen in der Festlegung sog. „Fronttage“ infolge subjektiver Auffassungsverschiedenheiten erschweren die Korrelation zum medizinischen Geschehen außerordentlich. Verf. äußert den Gedanken, daß es „letzten Endes nicht die atmosphärischen Fronten sind, an die der krankheitsauslösende Faktor gebunden ist, sondern daß entweder die Fronten selbst eine Korrelation zu einem übergeordneten Vorgang besitzen, der seinerseits auch für den krankheitsauslösenden Faktor maßgeblich ist, oder aber daß die Fronten sogar ursächlich von demselben Vorgang abhängig sind, der auch für die Krankheitsauslösung verantwortlich ist“. — „Eine Arbeit, die lediglich feststellt, daß eine meteorotrope Krankheit zu 80 % mit einem Frontdurchgang zusammenfällt, ist praktisch wertlos.“ *H. Israël.*

Vladimir Stružka. *Das Temperatiergefühl und die Abkühlungsgröße, besonders die Abkühlung in Wasser.* Bioklim. Beibl. 10, 14—18, 1943, Nr. 1. (Prag, Meteorol. Zentralanst., Abt. Bio- u. Kurortklimatolog.) Verf. bespricht die Abkühlungsverhältnisse und gibt Netztafeln zur Ermittlung der trockenen und feuchten Abkühlungsgröße nach den Formeln von B ü t t n e r und L e h m a n n. Weiter wird eine Tafel zur Bestimmung der Abkühlungsgröße in Wasser (nach empirischer Gleichung des Verf.) gegeben und eine Nebeneinanderstellung der „Empfindungsskalen“ von M ö r i k o f e r, S c h m i d, G r e g o r und B r y c h t a angeführt. *H. Israël.*

Kurt Scharlau. *Die Schwüle als meßbare Größe.* Bioklim. Beibl. 10, 19—23, 1943, Nr. 1. (z. Zt. Berlin.) Als „Schwülekurven“ werden die von A. L a n c a s t e r (V. Congr. internat. d'Hydrologie, Climatologie, Liège 1898) und G. C a s t e n s (Ann. Hydrogr. 1925) ermittelten Werte der „Behaglichkeitsgrenze“ zugrunde gelegt. Nach R u g e (Veröff. Marine-Sanitätswesen, Berlin 1932, H. 22) stimmt diese Grenzkurve im Temperatur-rel. Feuchte-Diagramm so gut mit der Kurve für 14,08 mm Hg

Dampfdruck überein, daß diese als Ausgangspunkt für die „Schwüle-Definition“ benutzt wird. Gleichzeitige Messung von Temperatur und rel. Feuchte zeigt im entsprechenden Diagramm (Netztafel) leicht an, um wieviel Grade Celsius man sich von der Grenzlinie ins Schwüle- oder Behaglichkeitsgebiet entfernt hat. Das „Schwüle-Thermometer“ ist ein Schleudermometer mit gleichzeitiger Temperatur- und Grenztemperaturteilung; der „Schwüleschreiber“ ist im Grunde ein Dampfdruckschreiber geeigneter Konstruktion. *H. Israëli.*

K. Feußner. *Grundsätzliche Aufgaben der Absolut-Pyrheliometrie und pyrhelio-metrische Arbeiten in Potsdam. Beiträge zur Absolut-Pyrheliometrie. IV.* Meteorol. ZS. **60**, 73—77, 1943, Nr. 3. (März 1943.) Die Aufgaben der Absolut-Pyrheliometrie betreffen die Schaffung von zuverlässigen Standardinstrumenten und ihre ständige Überprüfung, die Schaffung von sekundären Instrumenten und ihre Eichung unter besonderer Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit, des Einflusses der Trübung und der Meßtechnik spektraler Strahlungsenergien (Filter), die Festlegung von einheitlichen zweckmäßigen Messungsvorschriften und die Erforschung der wichtigsten pyrhelio-metrischen Naturkonstanten (spektrale Energieverteilung der Sonnenstrahlung, Absorption von Wasserdampf, CO₂, O₃, O₂ u. a., Lichtstreuung in ideal trockener und in feuchter Luft, Solarkonstante und ihre Schwankung). Im einzelnen werden die am Meteorologischen Observatorium Potsdam durchgeführten Arbeiten an diesen Problemen angeführt. Die mehrfach festgestellten Unterschiede zwischen den Angaben der Smithsonian-Instrumente und dem Angström-Pyrheliometer, die nach Vergleichen von 1913 zu 3,5 % angenommen waren, nach späteren Vergleichen verschiedene andere Werte erhielten, während nach neuen Messungen von A b b o t im Jahre 1932 die wahren Pyrhelio-meter-Meßwerte um etwa 2,5 % niedriger liegen sollen als die Smithsonian-Skala von 1913, gaben Veranlassung zur Entwicklung eines neuen Quarzglaspyrheliometers unter Verwendung der Konstruktionsprinzipien der Kompensation, des Schwarzkörperempfängers und der Gleichartigkeit der Wärmeausbreitung im Innern des Kalorimeters. *Steinhausser.*

K. Feußner. *Über das Silverdisk-Pyrheliometer. Elementare Theorie und Temperaturkorrekturen. Beiträge zur Absolut-Pyrheliometrie. V.* Meteorol. ZS. **60**, 82—93, 1943, Nr. 3. (März 1943.) (Potsdam-Babelsberg.) Unter vereinfachten Annahmen werden die Differentialgleichungen für den Temperaturanstieg bei Bestrahlung der Silberscheibe und für ihren Abkühlungsvorgang aufgestellt. Daraus läßt sich die Übertemperatur der Silberscheibe berechnen und feststellen, welche physikalischen Daten auf das Meßergebnis einen wesentlichen Einfluß haben. Es ergibt sich, daß der stationäre Zustand erst nach der zehnfachen Zeit erreicht wird, nach der ein quasistationärer Zustand im Fall einer Dauerbestrahlung sich einstellt. Auf Ablesungen im quasistationären Zustand ist es daher zurückzuführen, daß bei längeren Beobachtungsreihen die Silverdisk-Werte allmählich ein wenig ansteigen, was auch bei Vergleichsbeobachtungen mit anderen Pyrhelio-metern aufgefallen ist. Aus der Theorie ergibt sich, daß die Temperaturabhängigkeit der Konstanten des Silverdisk-Pyrheliometers bei Messungen im quasistationären Zustand nur 15 % und bei Hinzunahme der Korrektur des herausragenden Fadens des Thermometers, die im entgegengesetzten Sinne anzubringen ist, als A b b o t vorschreibt, höchstens $\frac{1}{3}$ so groß ist wie die von A b b o t nach empirischen Messungen angegebene, weshalb der Verf. die Auffassung vertritt, daß man zu richtigen Resultaten kommt, wenn man die A b b o t'schen Korrekturen vernachlässigt. *Steinhausser.*

P. Heß und F. Linke. *Die Strahlungsverhältnisse einer Rayleigh-Atmosphäre. I.* Meteorol. ZS. **59**, 313—325, 1942, Nr. 10. (Okt. 1942.) Verf. legen ihren Berechnungen eine ideal reine, nur aus nicht-absorbierenden Luftmolekülen bestehende Atmosphäre („Rayleigh-Atmosphäre“) und die Gültigkeit des Bouguer'schen

Gesetzes $J_{M\lambda} = J_{0\lambda} \cdot e^{-a_{\lambda} M Z}$ zugrunde ($J_{0\lambda}$: auf die Erdatmosphäre auffallende Sonnenstrahlung der Wellenlänge λ ; $J_{M\lambda}$: die gleiche Strahlung nach Durchsetzung der Luftmasse M bei einer Zenitdistanz Z der Sonne; a_{λ} : Extinktionskoeffizient der Luft für die Wellenlänge λ). Für die diffuse Himmelsstrahlung i_{λ} der Wellenlänge λ , die unter der Zenitdistanz z im Sonnen- oder Gegenvertikal (Azimut $\alpha = 0$ oder $= II$) aus dem Raumwinkel $d\omega$ nach Durchstrahlung der Luftmasse M_z auf eine zu ihr senkrechte Fläche auffällt, gewinnen die Verff. durch Integration der Rayleighschen Beziehung: $i_{\lambda} = (3J_{0\lambda}/16II) (M_z/MZ - M_z) (1 + \cos^2 \varphi) (q_{\lambda}^{M_z} - q_{\lambda}^{MZ}) d\omega$ ($q_{\lambda} = e^{-a_{\lambda}}$: Transmissionsfaktor für die Wellenlänge λ ; φ : Winkel zwischen den Zenitdistanzen z und Z). Mit dieser Formel berechnen die Verff. die Gesamtstrahlung des Himmels im Sonnen- und Gegenvertikal aus dem Raumwinkel $d\omega = 1$ bei verschiedenen Zenitdistanzen der Sonne ($Z = 0, 30, 45, 60, 75$ und 87°) und für verschiedene Raumrichtungen ($z = 5, 15, 25, 35, 45, 55, 65, 75$ und 85°). Dabei wurde der gesamte Wellenlängenbereich in drei Spektralgebiete unterteilt, für welche jeweils ein mittlerer Transmissionsfaktor \bar{q}_{λ} benutzt wurde: 1. $\lambda < 0,4 \mu$; $\bar{q}_{\lambda} = 0,55$; 2. $0,4 \mu \leq \lambda \leq 0,6 \mu$; $\bar{q}_{\lambda} = 0,85$; 3. $0,6 \mu \leq \lambda \leq 0,9 \mu$; $\bar{q}_{\lambda} = 0,95$. Die so für jeden dieser drei Spektralbereiche in $\text{mcal/cm}^2 \cdot \text{min}$ berechneten Himmelsstrahlungen sowie die als Summe dieser drei resultierende Gesamtstrahlung des diffusen Himmelslichtes aus dem Raumwinkel 1 sind von den Verff. in Tabellen und graphischen Darstellungen zusammengefaßt worden. Es ergibt sich, daß für alle Z die horizontale Gesamtstrahlung auf eine senkrechte Fläche am größten ist, entsprechend der Tatsache, daß mit zunehmender Luftmasse M_z die Anzahl der die diffuse Strahlung aussendenden Raumelemente zunimmt (größter überhaupt auftretender Wert bei $Z = 60^{\circ}$ und $z = 85^{\circ}$). Analoge Verhältnisse ergeben sich auch für die Spektralbereiche 2 und 3. Dagegen zeigen die Kurven im kurzwelligen Bereich 1 Maxima für z -Werte zwischen 65 und 75° , da mit wachsendem z und damit wachsendem M_z neben der Zahl der strahlenden Raumelemente auch die Extinktion der primären und sekundären Strahlung zunimmt, wobei für kleinere Wellenlängen der letztere Einfluß überwiegt (Maximum der kurzwelligen Strahlung im Sonnenvertikal für $Z = 45^{\circ}$ und $z = 74^{\circ}$). Durch Einführung des Azimutwinkels α in die Ausgangsbeziehungen und geeignete Integration über α erhalten die Verff. für die diffuse Himmelsstrahlung einer Kugelzone der Breite $d z$:

$$i_{\lambda \text{ zonal}} = (2J_{0\lambda}/16) (M_z/MZ - M_z) (q_{\lambda}^{M_z} - q_{\lambda}^{MZ}) (2 + 2\cos^2 z \cos^2 Z + \sin^2 z \sin^2 Z) \sin z dz.$$

Mit dieser Formel ist für die gleichen Spektralbereiche, Z - und z -Werte bei einer Zonenbreite dz von 10° die aus einzelnen Kugelzonen auffallende diffuse Himmelslichtstrahlung berechnet worden — und zwar sowohl auf eine zur Strahlrichtung senkrechte Fläche wie auf die horizontale Erdoberfläche am Beobachtungsort (Multiplikation mit $\cos z!$). Die Ergebnisse sind in Tabellen und Kurven zusammengestellt worden. Zunahme der wirksamen Fläche sowie der Zahl der strahlenden Raumelemente bedingt wieder ein Maximum der Himmelsstrahlung auf die senkrechte Fläche für horizontale Zonen; lediglich für die kurzwellige Strahlung macht sich wieder in Horizontnähe die Extinktion abschwächend bemerkbar; die Zone $z = 63^{\circ}$ strahlt für alle Sonnenhöhen $0^{\circ} \leq Z \leq 60^{\circ}$ praktisch den gleichen Betrag ($\sim 21 \text{ mcal/cm}^2 \cdot \text{min}$) aus. Für die horizontale Fläche ergibt sich infolge des zusätzlichen Faktors $\cos z$ ein Maximum, das theoretisch ($\sin z \cos z!$) bei $z = 45^{\circ}$ liegen und zu diesem Wert symmetrische Kurven bedingen sollte; die Zunahme der Strahlungsintensität mit wachsendem z verschiebt aber dieses Maximum zu größeren z -Werten und ergibt unsymmetrische Kurven. Durch Addition der Strahlungsbeiträge aus sämtlichen Zonen erhalten die Verff. die entsprechenden Strahlungen des Gesamthimmels — sowohl auf eine senkrechte Fläche (d. h. auf eine Halbkugel) als auch auf die horizontale Erdoberfläche. Der mittlere Spektralbereich 2

trägt am meisten zur Gesamtstrahlung bei; die kurzwellige Strahlung ist prozentual bei hochstehender Sonne in viel stärkerem Maße an der Gesamtstrahlung beteiligt als bei großen Z -Werten. Gegenüber der senkrechten Halbkugelfläche hat die Gesamtstrahlung ein Maximum für $Z = 45^\circ$. Für den Strahlungsstrom eines Quadratgrades (Strahlungsdichte) verschiedener Zonen leiten die Verff. den Wert $i_{\text{zonat}} \cdot (360^2/2\pi) [\cos(z - d z/2) - \cos(z + d z/2)]$ ab und berechnen hieraus die mittlere Strahlungsdichte der verschiedenen Himmelszonen für die verschiedenen Spektralbereiche bei $Z = 0$; die Kurven steigen mit Ausnahme der für den kurzwelligen Bereich gültigen mit wachsendem z in Horizontnähe stark an (in Abb. 8 ist offensichtlich in der Beschriftung der Abszisse ein Druckfehler unterlaufen! Der Ref.). Weiter berechnen die Verff. das Verhältnis H_Z/S_Z (diffuse Himmelsstrahlung des Gesamthimmels/Sonenstrahlung bei verschiedenen Zenitdistanzen Z der Sonne) gegenüber einer senkrechten und einer horizontalen Fläche für die verschiedenen Spektralbereiche, wobei S_Z über die *Bouguer'sche* Formel bestimmt wird. Die Kurven zeigen einen mit zunehmendem Z ansteigenden Verlauf; lediglich die Kurve für das Gesamtstrahlungsverhältnis gegenüber einer senkrechten Fläche verläuft fast waagrecht etwa bei dem Wert 0,1 und sinkt für horizontnahe Sonne ($Z > 70^\circ$) ab. Schließlich wird noch die „Globalstrahlung“ ($K + S$) als Funktion der Sonnenhöhe in einer Tabelle angegeben; die Globalstrahlung ist bei im Zenit stehender Sonne nur um 6% kleiner als die Solarkonstante. *Stille.*

P. Heß und F. Linke. *Die Strahlungsverhältnisse einer Rayleigh-Atmosphäre. II.* Meteorol. ZS. 59, 364—368, 400—401, 1942, Nr. 11 u. 12. (Nov./Dez. 1942.) (Frankfurt a. M.) Verff. vergleichen zunächst die aus den von ihnen abgeleiteten Beziehungen (s. vorstehendes Ref.) berechneten Werte für die Himmelsstrahlung mit experimentell gewonnenen Daten von *Knepple* (diese Ber. 15, 94, 1934) und *Reitz* (diese Ber. 21, 463, 1940). *Knepple* hat bei verschiedenem Trübungsgrad der Atmosphäre mit einem rotierenden Aktinometer die diffuse Himmelsstrahlung von verschiedenen Himmelspunkten gemessen und einen linearen Zusammenhang der Meßwerte mit dem *Linke'schen* Trübungsfaktor T gefunden. Extrapolation auf $T = 1$ ergibt Werte für die Himmelsstrahlung, die mit den von den Verff. berechneten größenordnungsmäßig gut übereinstimmen. *Reitz* bestimmte die Gesamtstrahlung der Halbkugel für verschiedene Z und T mit einem *Linke'schen* Sternpyranometer und fand ebenfalls einen nahezu linearen Zusammenhang der gemessenen Werte mit T . Die durch Extrapolation auf $T = 1$ hieraus gewonnenen Werte ergeben gleichfalls größenordnungsmäßig mit den entsprechenden von den Verff. berechneten gute Übereinstimmung, zeigen allerdings systematische Abweichungen, die mit zunehmender Trübung anwachsen. Die Ursachen für diese Diskrepanzen erblicken die Verff. einmal in dem funktionalen Zusammenhang der gemessenen Strahlungswerte mit T , der in der Nähe von $T = 1$ wahrscheinlich nicht mehr linear, sondern von höherer Ordnung ist, zum anderen in der von *Reitz* durchgeführten Eichung des Pyranometers mit einem Aktinometer, welches einen wesentlich größeren Öffnungswinkel als der scheinbare Sonnendurchmesser besaß, wodurch bei tiefem Sonnenstand die Eichfaktoren zu klein werden müssen; tatsächlich hat *Reitz* einen derartigen Gang seiner Eichfaktoren beobachtet. Weiter leiten die Verff. unter Beschränkung auf die sichtbare Strahlung ($\lambda = 0,555 \mu$; $q = 0,914$) für den Lichtstrom ΔH auf eine horizontale Fläche aus einer Himmelszone der Breite Δz und der Zenitdistanz z bei der Sonnenhöhe $90^\circ - Z$ die Beziehung ab:

$$\Delta H = (3 L_0/16) (M_z/M_Z - M_z) (q^{M_z} - q^{M_Z}) \\ (2 + 2 \cos^2 z \cos^2 Z + \sin^2 z \sin^2 Z) \sin z \cos z \Delta z.$$

(L_0 : extraterrestrische Beleuchtungsstärke der Sonne, von den Verff. zu 187 000 lux angenommen). Hieraus berechnen sie die Beleuchtungsstärken ΔH für $\Delta z = 10^\circ$ und die schon früher benutzten Z - und z -Werte sowie die Beleuchtungsstärke des gesamten Rayleigh-Himmels; letztere nimmt mit zunehmendem Z nur wenig ab und beträgt bei $Z = 87^\circ$ noch 50 % derjenigen bei $Z = 0^\circ$; ferner verschieben sich mit wachsendem Z die Himmelszonen, die maximal zur Beleuchtungsstärke beitragen, zu immer größeren z -Werten. Unter Einbeziehung des Trübungs-faktors T in obige Beziehung ergibt sich, daß bei hohem Sonnenstand die Beleuchtungsstärke mit wachsendem T ständig zunimmt, während bei tiefem Sonnenstand die Beleuchtungsstärke bei etwa $T = 4$ durch ein Maximum geht, und daß ein unterschiedlicher Sonnenstand bei trüber Luft die Beleuchtungsstärke wesentlich mehr beeinflusst als bei reiner Luft; die berechneten Beleuchtungsstärken stimmen mit den bei sehr reiner Luft gemessenen gut überein. Ferner berechnen die Verff. die Leuchtdichte des Rayleigh-Himmels im Sonnen- und Gegenvertikal für die verschiedenen Z - und z -Werte in Apostilb; die berechneten Werte für die Zenitleuchtdichte stimmen mit den von Bullrich (diese Ber. 22, 2042, 1942) gemessenen nur größenordnungsmäßig überein; das gleiche gilt für einen Vergleich mit den Messungen von Dorn für Zenitleuchtdichten in Davos. Die Verff. erblicken in dem Quotienten beobacht. Leuchtdichte/berechn. Rayleigh-Himmelleuchtdichte ein neues wertvolles Trübungsmaß. Sodann stellen die Verff. noch Untersuchungen über die Himmelsfarbe an und berechnen die Farbkomponenten Rot, Grün, Blau (in %) , den Farbton (in $m\mu$) und die Sättigung (in %) des Rayleigh-Himmels für einige Punkte des Sonnenvertikals und $Z = 30$ bzw. 75° . Im Farbdreieck liegen die einzelnen Werte der Kurve für den schwarzen Körper sehr benachbart, und zwar bei Farbtemperaturen zwischen 7000° und ∞ . Auch hier ergeben wieder die Abweichungen vom Rayleigh-Himmel die Trübung der Luft als die für die atmosphärische Strahlungsforschung wichtigste Größe. Schließlich berücksichtigen die Verff. noch in einem Näherungsverfahren unter einigen Vereinfachungen die Mehrfachdiffusion der Sonnenstrahlung und erhalten für das Verhältnis der sekundärdiffusen Strahlung i''_λ zur primärdiffusen Strahlung i'_λ :

$$x = i''_\lambda / i'_\lambda = f(Z) (1 - q_\lambda^M z) (M_Z - M_z) / 2 M_z (q_\lambda^{Mz} - q_\lambda^M z).$$

(Zahlenwerte der Funktion f sind für die verschiedenen Z angegeben.) Unter Beschränkung auf die sichtbare Strahlung ($q_\lambda = q = 0,914$) berechnen die Verff. für die immer benutzten Z - und z -Werte die Quotienten x , die alle so nahe beieinander liegen, daß eine Mittelwertbildung über sie erlaubt erscheint. Mit der weiteren Annahme, daß die einzelnen Vielfachdiffusionen nach einer geometrischen Reihe in ihrer Intensität abnehmen, erhalten die Verff. als Korrektionsfaktor für die Leuchtdichte des Rayleigh-Himmels infolge Mehrfachdiffusion im Mittel den Wert 1,13. Einführung dieses Korrektionsfaktors in die Rechnungen ergibt eine wesentliche Annäherung der berechneten Werte an die durch Extrapolation auf $T = 1$ aus den beobachteten gewonnenen. Die Verff. heben mit Nachdruck hervor, daß schon bei ideal reiner Luft (Rayleigh-Atmosphäre) die gegenseitige Bestrahlung der Moleküle nicht mehr zu vernachlässigen ist; bei trüber Luft wird sie eine große Rolle spielen und sich besonders stark bei Nebel bemerkbar machen. *Stille.*

W. Kühl. *Auswertung der Kaliumzellen-Registrierungen der kurzwelligen Tagesstrahlung in Potsdam.* Meteorol. ZS. 60, 77—81, 1943, Nr. 3. (März 1943.) (Potsdam, Reichsamt Wetterd., Meteorol. Obs.) Verf. berichtet über die Methode der Auswertung von Registrierungen der Sonnen- und Himmels-helligkeit mit einer gasgefüllten Cadmiumzelle. Der gesamte Spektralbereich wurde mit UV-durchlässigem Schottglas-Filter UG 2 und mit dem bei 490 $m\mu$ abschneidenden Gelbglass GG 11

unterteilt. Dabei fällt durch Differenz dieser beiden Bereiche gegen die filterlose Messung ein dritter Spektralbereich im Blau heraus, wobei aber eine Reduktion der Filterwerte auf ein ideales Filter, das wenigstens im Maximum seiner Durchlässigkeit nicht absorbiert, notwendig ist. Die gemessenen Werte sind auf Einheiten umgerechnet, die $\frac{1}{100}$ des Wertes betragen, den das Gerät ohne Filter bei klarem Himmel und 45° Sonnenhöhe im Mittel angibt. Dieser Wert entspricht einem Helligkeitsmaß von ungefähr 75 000 Lux und einem Energiewert von rund 0,18 cal/min. Die Veröffentlichung des gesamten Beobachtungsmaterials wird an anderer Stelle erfolgen. In der vorliegenden Arbeit werden für den gesamten Spektralbereich und für die Bereiche UV, Blau und Gelb Mittelwerte der Tagesstrahlung an klaren Tagen bei verschiedenen Sonenhöhen, der Himmelsstrahlung allein an klaren Tagen, der Sonne allein an klaren Tagen und der Wolkendecke verschiedener Wolkenarten mitgeteilt.

Steinhauser.

E. Sydow. *Registrierungen der Globalstrahlung mit dem Linke-Sternpyranometer an der Nordsee.* Bioklim. Beibl. 10, 4—11, 1943, Nr. 1. (Kiel, Univ., Inst. Bioklimatolog. u. Meeresheilkde., Zweigstation Westerland/Sylt.) Verf. registriert mit relativ geringen Unterbrechungen von August 1936 bis September 1941 die Globalstrahlung auf einer Düne in Westerland, 2 m über NN, und gibt dekadeweise die mittleren Jahresergebnisse für alle Tage und Strahlungstage (Bewölkung 0—2, Sonne frei). Die Ergebnisse werden klimatologisch diskutiert und mit denen anderer Orte (Danzig und Bad Nauheim) verglichen. Die Danziger Werte (Angström-Pyranometer und Solarimeter von Kipp & Zonen) liegen im Durchschnitt um 14 % niedriger als die Westerländer, während mit den Nauheimer Werten (gleicher Registrierapparat) gute Übereinstimmung herrscht. — Die von M ö r i c k e r gefundene Abhängigkeit des Eichfaktors von der Sonnenhöhe konnte nicht festgestellt werden. H. Israël.

N. N. Kalitine. *Sommes maxima observées de chaleur du rayonnement solaires comparées aux valeurs théorétiques.* C. R. Moskau (N. S.) 30, 18—20, 1941, Nr. 1. (Sloutzk, Obs. Géophys. Central.) Verf. ermittelt für sechs Orte der Sowjetunion mit langjährigen Aktinographenregistrierungen — zwischen 7 und 27 Jahren Dauer — für die einzelnen Monate des Jahres das Maximum der täglichen Wärmesummen und setzt dieses in Beziehung zu den bei fehlender und bei ideal reiner, trockener Atmosphäre zu erwartenden Werten. Das jahreszeitliche Verhalten dieser Verhältniswerte wird im einzelnen klimatologisch diskutiert und erklärt. Die jahreszeitliche Schwankungsamplitude der so gebildeten Verhältniswerte nimmt mit abnehmender Breite deutlich ab.

H. Israël.

V. Guth und F. Link. *Über die atmosphärische Absorption. Ergebnisse der Messungen auf terrestrischer Basis.* Meteorol. ZS. 59, 395—400, 1942, Nr. 12. (Dez. 1942.) (Prag, Sternwarte.) Verff. messen die Helligkeiten I_1 und I_2 , die eine konstante Lichtquelle (5 kW-Philips-Lampe der horizontalen Lichtstärke von 16 000 HK mit kegelförmigem Reflektor bei 90 % Belastung) nach Durchstrahlung der Atmosphäre (Absorptionskoeffizienten: a_1 bzw. a_2) in verschiedenen Entfernungen r_1 und r_2 hervorruft. Der Auswertung der Meßergebnisse legen die Verff. die Beziehung $I_1/I_2 = (r_2/r_1)^2 \cdot 10^{a_2 r_2 - a_1 r_1}$ zugrunde und bestimmen hieraus für den Fall $r_2 \gg r_1$ unter Vernachlässigung kleinerer Glieder den Absorptionskoeffizienten zu: $a_2 = [\log(I_1/I_2) - 2 \cdot \log(r_2/r_1)] / (r_2 - r_1)$. I_1/I_2 wurde mit einem eigens für diese Zwecke von Link konstruierten und schon früher beschriebenem Spektralphotometer ermittelt. Messungen wurden durchgeführt im September 1938 in Frankreich am Pic-du-Midi (Basis A; $r_2 \approx 62$ km; mittlere Höhe: 2543 m; mittlere (rel.?) Luft-

dichte: $\rho = 0,74$) und im August 1939 in Böhmen zwischen Ondřejov und Mezivraty (Basis M ; $r_2 \approx 35$ km; mittlere Höhe: 624 m; mittlere (rel.?) Luftdichte: $\rho = 0,93$). Die Meßergebnisse sind als Funktion der Wellenlänge in Tabellen und graphischen Darstellungen zusammengefaßt; weiter wurden die theoretischen Absorptionskoeffizienten a_t nach der Rayleigh-Cabanneschen Formel $a_t = 1,426 \cdot 10^{-13} \cdot \rho (\mu_0^2 - 1)^2 / \lambda^4 \text{ km}^{-1}$ (μ_0 : Brechzahl der Luft) und die Differenzen $\Delta = a - a_t$ berechnet. Diese Differenzen Δ beruhen zum Teil auf selektiver Wasserdampfabsorption, für welche Absorptionsbänder bei 5800 Å, 5950 Å und zum Teil verwaschen bei 6300 Å gefunden wurden; im übrigen werden sie von den Verf. der Dunstabsorption zugeschrieben, welche in der Form $\Delta = \beta \cdot \lambda^{-\alpha}$ angesetzt wird. Logarithmische Auftragung dieser Beziehung ergab für die tiefere Basis M α -Werte zwischen 1 und 2, wobei die trüben Nächte größere Werte liefern als die klaren. Aus den Meßreihen für die höhere Basis A folgt für trübste Luft $\alpha = 1$, für mittelklare Luft $\alpha = 0$ und für klarste Luft $\alpha < 0$. Diese Ergebnisse stehen in Widerspruch zu dem von Linke berechneten Gang der α -Werte aus den Smithsonian-Messungen. Die Verf. haben auf Grund dieser Beobachtungen nach einem anderen Auswahlprinzip der einzelnen Meßwerte eine Neuberechnung vorgenommen; diese zeigt, daß die α -Werte aus den Smithsonian-Beobachtungen im Gegensatz zu Linke's Ergebnis und in Übereinstimmung mit den eigenen Messungen der Verf. mit wachsender Absorption zunehmen und umgekehrt in Übereinstimmung mit Linke's Ergebnis und im Gegensatz zu den eigenen Messungen der Verf. für höher gelegene Beobachtungsstationen größer sind als für tiefer liegende; diese Diskrepanzen werden im einzelnen diskutiert. Ein Zusammenhang zwischen der Dunstabsorption Δ und den troposphärischen Luftmassen konnte nicht festgestellt werden; dagegen ergaben sich ausgeprägte Korrelationen zwischen der Luftfeuchtigkeit bzw. der Absorptionstiefe in den beobachteten Wasserdampfbanden mit dem Absorptionskoeffizienten. *Stille.*

G. Angenheister. *Bestimmung einer Grenzfläche durch Laufzeiten oder Richtungswinkel reflektierter Wellen.* ZS. f. Geophys. 17, 309—316, 1941/42, Nr. 7/8. (Göttingen, Geophys. Inst.) Die Lage einer Grenzschicht unter der Erdoberfläche, die zwei Gebiete verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit trennt, läßt sich durch seismisches Abschließen eines Kreisprofils ermitteln. Die rein mathematisch notwendige Mindestzahl an Stationen beträgt drei, die in zwei zueinander senkrechten Profilen durch den Sprengpunkt angeordnet sein müssen. Neben den Laufzeiten können auch die Richtungswinkel der an die Oberfläche reflektierten Strahlen bei Bestimmung ihrer drei Komponenten zur Ermittlung der Lagegrößen der reflektierenden Ebene verwendet werden. Für beide Verfahren wird außer der eingehenden rechnerischen Lösung auch ein zeichnerisches Verfahren mitgeteilt. An Hand eines Bildes eines räumlichen Modells und eines mit einer Zweifarben-Brille zu betrachtenden Anaglyphenbildes (Raumbildes) werden die geometrischen Verhältnisse dieses grundlegenden seismischen Problems sehr klar erläutert. *Schmerwitz.*

William L. Russell. *Untersuchung der Bohrlöcher durch Radioaktivität.* Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol. 25, 1768—1788, 1941. (Sept. 1941.) (Tulsa, Okla.) Verf. beschreibt ausführlich die Untersuchung der Bohrlöcher mit Hilfe von radioaktiven Methoden. Die Radioaktivität der verschiedenen auftretenden Schichten wird bestimmt durch Messung der Änderungen in der Leitfähigkeit, hervorgerufen durch γ -Strahlen in dem Gas einer Ionisationskammer, die in das Bohrloch eingelassen wird. Es wurde hierbei gefunden, daß jede Formation ein ihr charakteristisches Kurvenbild liefert.

**Gottfried.*

Geophysikalische Berichte

Verbesserungen der Nauener Onogo- und Koinzidenz-Signale, der Koinzidenz-Signale von Bordeaux und Rugby sowie der Kurzwellen-Koinzidenz-Signale von Nauen, Bordeaux und Monte Grande, Juli/Aug. 1942. Astron. Nachr. 273, 104, 1942, Nr. 2. (Okt./Nov. 1942.) (Hamburg, Dtsch. Seewarte.)

Verbesserungen der Nauener Onogo- und Koinzidenz-Signale, der Koinzidenz-Signale von Bordeaux und Rugby sowie der Kurzwellen-Koinzidenz-Signale von Nauen, Bordeaux und Monte Grande, Sept./Okt. 1942. Astron. Nachr. 273, 159, 1942, Nr. 3. (Dez. 1942.) (Hamburg, Dtsch. Seewarte.) *Dede.*

★**H. Reich** und **R. v. Zwirger**. *Taschenbuch der angewandten Geophysik*. Bearbeitet von F. Hallenbach, J. N. Hummel, H. Israëel, W. Lutz, A. Ramspeck, H. Reich, M. Rössiger, H.-J. Schoene, K. Sellien, G. Tuschel und R. v. Zwirger. Mit 174 Figg. u. 8 Tafeln. XII u. 407 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler Kom.-Ges., 1943. Geb. 38,—RM.; brosch. 36,80 RM. Das vorliegende Taschenbuch soll in erster Linie die Bedürfnisse des Praktikers befriedigen, es ist vorwiegend ein Nachschlage- und Tabellenwerk, in dem er die für seine Messungen erforderlichen Daten und Zahlenwerte findet. Weiter finden sich in den einzelnen Gebieten die Meßmethoden, meist mit guten Zeichnungen, kurz skizziert und die Auswertung der Messungen besprochen. Das Buch füllt eine fühlbare Lücke aus. Aus dem Inhalt: A. Allgemeiner Teil, physikalische Maßeinheiten, mathematische Konstanten und Tabellen und mathematische Formelsammlung. Physikalische Eigenschaften der Sediment- und Eruptivgesteine. B. Schweremessungen. C. Seismische Messungen. D. Baugrunduntersuchungen mit Hilfe elastischer Wellen und Schwingungen. E. Magnetische Messungen. F. Elektrische Messungen. G. Radioaktive Methoden. H. Temperaturmessungen. *Dede.*

Otto Steppes. *Krümmung der Loxodrome und Sechsuhrkreis*. Ann. d. Hydrogr. 70, 211—214, 1942, Nr. 7. (15. 7. 42.) (Hamburg.) Untersuchung, wenn der Nebenkreis mit dem sphärischen Mittelpunkt ($\varphi_0 \lambda_0$) durch den Punkt ($\varphi_1 \lambda_1$) die Loxodrome, welche durch den Punkt ($\varphi_1 \lambda_1$) der Kugel geht und die Meridiane unter dem Kurswinkel α schneidet, dreipunktig berührt; Nachweis, daß eine vierpunktige Berührung zwischen Loxodrome und Kugelkreis nicht möglich ist. Faßt man den Punkt ($\varphi_0 \lambda_0$) als Gestirnsbild, den Nebenkreis als eine dazugehörige Höhengleiche, die Loxodrome als astronomische Standlinie auf, so läßt sich das Ergebnis so aussprechen: „Steht ein Gestirn im Sechsuhrkreis, so haben die aus seiner Höhe abgeleitete astronomische Standlinie und die zugehörige Höhengleiche eine Berührung zweiter Ordnung (dreipunktig). In der Merkatorkarte ist die Standlinie Wendetangente der Höhengleiche.“ — Der ausgezeichnete Nebenkreis ist der Krümmungskreis der Loxodrome, und der reziproke Wert seines linearen Radius ist ihre tangentielle Krümmung im Punkte ($\varphi_1 \lambda_1$). — Zum Schluß weist Verf. auf den Vorzug hin, Gestirne im Sechsuhrkreis zur Ortsbestimmung auf See zu verwenden. *Stöckl.*

F. A. Vening Meinesz. *The equilibrium figure of the earth and the indirect isostatic or Bowie reduction*. Proc. Amsterdam 45, 611—618, 1942, Nr. 7. (Sept. 1942.) Vorläufige Mitteilung. Da die Topographie und ihre isostatische Kompensation die Gestalt des Geoids beeinflusst, müssen die Werte der normalen isostatischen Schwerereduktion mit einer Zusatzkorrektur versehen werden, welche gewöhnlich die indirekte isostatische Reduktion oder die Bowiesche Reduktion genannt wird (Reduktion wegen der Abweichungen des Geoids vom Sphäroid). — Die Einleitung weist auf die Untersuchungen von W. D. Lambert und F. W. Darling hin (s. diese Ber. 11, 2457, 2459, 1930; 12, 2697, 1931; 13, 461, 1932; 16, 1162, 1935; 18, 1501, 1937; 19, 1360, 1938; 20, 1433, 1939); unter Berücksichtigung der Ergebnisse

derselben und durch Anwendung der indirekten Reduktion auf seine Schwere-messungen zur See kam Verf. zu neuen Schlußfolgerungen, die er hier kurz mit-teilt: I. Nach seiner Meinung ist die N_4 -Schicht zwischen den beiden Geoiden iso-statisch nicht kompensiert; deshalb muß die Anziehung durch diese Schicht voll berücksichtigt werden; das isostatische Gleichgewicht der Topographie muß hin-sichtlich der Flächen gleichen Drucks verwirklicht werden. — II. In ähnlicher Weise erfahren tiefere Äquipotentialflächen durch die Topographie und die Kom-pensation eine Beeinflussung; dadurch wird eine Änderung der Massenverteilung im Innern der Erde bewirkt, was auf die Gestalt des Geoids von Einfluß ist. — Die Untersuchungen von Lambert und Darling beziehen sich nur auf das Hayford-System der isostatischen Kompensation. Es war deshalb wünschenswert, auch für das Airy-System die entsprechenden Formeln abzuleiten (nach Kugel-funktionen; die Glieder 0. und 1. Ordnung erfahren eine besondere Behandlung).

Stöckl.

Werner Kuhn. *Stoffliche Homogenität des Erdinnern.* Naturwissensch. 30, 689—696, 1942, Nr. 46/47. (13. 11. 42.) (Basel, Univ., Phys.-Chem. Inst.) Einleitung: Hinweis auf die Untersuchung von W. Kuhn und A. Rittmann (Geol. Rdsch. 32, 215, 1941), wo gezeigt ist, „daß sehr viele, ja sogar alle derzeit bekannten Tatsachen bei sorgfältiger Betrachtung zu bestimmten neuen Ansätzen, betreffend die Zusammen-setzung und den Zustand des Erdinnern, führen. Es wurde insbesondere gezeigt, daß die bisherige Hypothese, wonach die Erde aus einem Eisen—Nickelkern, einer Oxyd—Sulfidschicht und einem Silikatmantel bestehen sollte, hinsichtlich der ersten beiden in dieser Dreiteilung genannten Punkte (hinsichtlich Eisenkern und Oxyd—Sulfidschicht) nicht haltbar ist. Wir gelangten vielmehr zu der Auffassung, daß die in der Nähe des Erdmittelpunktes befindliche Materie aus wasserstoffreicher, nahezu unveränderter Solarmaterie bestehen dürfte. In stetigem Übergang finden sich beim Fortschreiten von innen nach außen Gebiete mit teilweise von H befreiter Materie vor. Erst zu äußerst kommt der bekannte Silikatmantel mit der stofflichen Differenzierung, welche für die dort vorkommenden Temperaturen und Drucke kennzeichnend ist.“ Die Gründe für diese Auffassung werden in vorliegender Ver-öffentlichung auseinandergesetzt; folgende Überlegung spielt die Hauptrolle: „Eine Zeit von etwa $3 \cdot 10^9$ Jahren, welche für das Alter der Erde und des Sonnensystems im Maximum in Frage kommt, reicht, auch wenn man sich die Mühe gibt, die physikalischen Bedingungen so günstig als möglich zu wählen, nicht aus, um aus einer ursprünglich homogenen Erde eine in drei Phasen (Eisenkern, Oxydschicht und Silikatmantel) geteilte Erde entstehen zu lassen.“ Für die vorgetragenen Betrachtungen ist die außergewöhnlich hohe Zähigkeit des Erdkörpers (etwa 10^{20} bis 10^{22} Poisen) von besonderer Wichtigkeit. — Gliederung: 1. Verhalten des Wasserstoffs. 2. Phasentrennung in Eisen, Oxydschmelze und Silikatschmelze. 3. Bedingungen für die Abseigerung. 4. Bedingungen für die stoffliche Differen-zierung auf der Sonne und auf sehr kleinen Himmelskörpern (Nachweis, daß bei kleineren Himmelskörpern alle Bedingungen erfüllt sind, welche für eine Trennung in Silikatschicht, Oxyd—Sulfidschicht und metallische Phase sowie für die gravitative Trennung durch Abseigerung notwendig sind. „Das Auftreten von Stein- und Eisenmeteoriten, welche bekanntlich Bruchstücke kleinerer Himmelskörper dar-stellen, steht in Einklang mit der gesamten Betrachtung.“ — „Die Beobachtungen über die Fortpflanzung von longitudinalen und transversalen Erdbebenwellen kann auch bei Annahme eines stofflich nicht differenzierten Erdinnern auf Grund der Beziehungen zwischen Zähigkeit, Relaxationszeit und Fortpflanzungsbedingungen für longitudinale und transversale Wellen gedeutet werden.“ — Schlußwort: „Die neue Auffassung über Zustand und Zusammensetzung des Erdinnern wird nicht nur der Frage gerecht, wie sich dieser Zustand aus einem homogenen Urzustand gebildet haben kann, sondern sie gibt auch, besser als die Eisenkern-Hypothese,

Rechenschaft über die sonstige physikalische und chemische Beschaffenheit des Erdinnern, der Atmosphäre und der Beziehungen zu anderen Himmelskörpern.“ (Vgl. diese Ber. 23, 1204, 1898, 2146, 1942; 24, 811, 1943.) *Stöckl.*

Nicolas Stoyko. *Sur les variations séculaires et périodiques des longitudes.* C. R. 214, 558—559, 1942, Nr. 11. (16. 3. 42.) Kurzer Bericht über die Ergebnisse der Untersuchung, inwieweit die Längenbestimmungen des Bureau international de l'Heure der Sternwarte Paris seit 1920 säkulare bzw. periodische Variationen in Länge erkennen lassen und damit Schlußfolgerungen auf Verschiebungen der Erdkruste (Schollenbewegungen) bzw. auf periodische Bewegungen der Erdrinde ermöglichen. — Verf. betrachtet die Variation der Länge von Greenwich, Hamburg, Leningrad-Pulkowo, Tokio, Washington — bezogen auf Paris —; graphische Darstellung, in welche auch die Sonnenflecken-Relativzahlen von Wolf-Wolfer aufgenommen sind. Ergebnisse: 1. Für 1920 bis 1929 kann man einen säkularen Term vielleicht noch vermuten: Nordamerika entfernt sich im Jahre um 36 cm ($0^{\circ}0011$), Japan um 171 cm ($0^{\circ}0052$) von Europa; für 1930 bis 1939 findet sich pro Jahr eine Annäherung von Amerika um 7 cm ($0^{\circ}0002$) und eine Entfernungsvergrößerung von Japan um 13 cm ($0^{\circ}0004$), bezogen auf Europa. Nach den Worten des Verf. ist für letzteren Zeitraum (1930 bis 1939) ein säkularer Term in der Längenvariation nicht mehr mit Sicherheit feststellbar. 2. Dagegen zeigt sich eine periodische Variation in Länge deutlich; mittlere Periode innerhalb der betrachteten Zeitspanne 9,2 Jahre. Verf. denkt an Pulsationen der Erde (diese als elastischer Körper betrachtet); er setzt dieselbe in Korrelation zur Sonnentätigkeit. — In einem Nachwort betont E. Esclançon: Eine fortschreitende und andauernde Verschiebung zwischen dem amerikanischen Kontinent und Europa einerseits, zwischen Europa und Japan andererseits existiert nicht (wenigstens nicht in mittleren Breiten); die von Wegeners Theorie geforderten Verschiebungswerte finden sich in keiner Weise. *Stöckl.*

Etel Kemény. *Uran- und Radiumgehalt von Steinsalz und Sylvin.* Sitzungsber. Akad. Wien (II a) 150, 193—207, 1941, Nr. 5/8. (Inst. Radiumforsch.) Zur Prüfung der Frage, ob die radioaktiven Verunreinigungen in Steinsalz und Sylvin zur Erklärung des in diesen gefundenen He-Gehalts von 10^{-8} bis 10^{-6} cm³/g ausreichen, wurden Bestimmungen des Radium- und Urangelhalts an verschiedenen Proben von primärem und sekundärem Steinsalz und Sylvin verschiedener Herkunft durchgeführt. Direkte Radiumbestimmung nach einer Emanationsmethode ergaben Radiumgehalte der Größenordnung $1 \cdot 10^{-14}$ g Ra/g Mineral, als obere Grenze, also wesentlich weniger als den Wert von $2,4 \cdot 10^{-14}$ g Ra/g, den Strutt (Proc. Roy. Soc. 81, 278, 1908) angibt; Uranbestimmungen an den gleichen Proben nach der Fluoreszenzmethode von F. Hernegger und B. Karlik (Wien. Ber., Mitt. d. Rad. Inst. Nr. 360, 1935) ergaben Urangelhalte von 10^{-9} bis 10^{-10} g Uran/g, was einem Gleichgewichtsgehalt von 10^{-16} bis 10^{-15} g Ra/g entspricht. Eine Radiumfällung aus einer großen Menge Lösung, die der Gefahr der Verseuchung durch die Gefäßwände weniger unterliegt, ergab $5 \cdot 10^{-16}$ bis 10^{-15} g/Ra g Probe. Im Falle der primären Salzlagerstätten von $2 \cdot 10^6$ Jahren Alter entsprechen den gefundenen Ra- und U-Mengen Heliumgehalte von $1,6 \cdot 10^{-8}$ cm³/g Salz, bei den sekundären Proben eines Alters von 1 bis $6 \cdot 10^7$ Jahren ein He-Gehalt von $3 \cdot 10^{-9}$ cm³/g. Steinsalzbetriebe eignen sich wegen ihrer geringen Aktivität besonders zu Untersuchungen über Höhenstrahlung. *Houtermans.*

The Wairarapa (New Zealand) earthquake of June 24, 1942. Nature 151, 229—230, 1943, Nr. 3825. (20. 2. 43.) *Dede.*

Quirino Majorana. *Il problema delle cause del magnetismo terrestre.* Cim. (N. S.) 19, 265—280, 1942, Nr. 9/10. (Nov./Dez. 1942.) Auch Rend. Roma (7) 3, 471—484, 1942, Nr. 9. (Febr. 1942.) Am Schlusse seiner wissenschaftlichen Tätigkeit will Verf.

seine Versuche, die Ursachen des Erdmagnetismus (E.M.) experimentell zu erforschen, der Öffentlichkeit übergeben, um vielleicht weitere Kreise dafür zu interessieren. — Für das Erdfeld nimmt er drei Quellen an: eine, welche im Innern der Erde ihren Sitz hat (94 % des Gesamtbetrages); eine zweite, die außerhalb der Erde bzw. in den Hochschichten unseres Luftmeeres ihren Sitz hat; endlich eine dritte, potentialfreie, welche von vertikalen elektrischen Strömen herrührt, die die Erdoberfläche schneiden. — A. Äußere Ursachen: Strahlungen, besonders UV-Strahlungen oder Korpuskularströme, welche von der Sonne ausgehen, im Zusammenhange mit der Drehbewegung der Erde bzw. mit ihrer fortschreitenden Bewegung in der Bahn um die Sonne. I. Photoelektrischer Effekt, hierbei Voraussetzung, daß ein magnetisches Erdfeld aus anderen Gründen bereits vorhanden ist, welches entstehende geladene Teilchen zu Bewegungen auf entsprechenden Bahnen in der Nähe der Erde zwingt (Auftreten von Dissymmetrien). Versuchsanordnung zur Lösung der Frage, ob unter solchen Voraussetzungen auf der Oberfläche eines Leiters Ströme entstehen können: Auf einer Glasscheibe oder auf einem Glaszylinder ist durch Kathodenzerstäubung eine Silberhaut niedergeschlagen; darauf ist eine Spirale bzw. eine Schraubenlinie eingezeichnet; intensive Bestrahlung mit Quarz-Hg-Lampen; rasche Drehung der Scheibe bzw. des Zylinders bis zu 100 U/sec. Abnahme des Stromes, der allenfalls durch die Wechselwirkung zwischen Rotation und UV-Strahlung entsteht, durch geeignete Kollektoren. Ergebnis: Bei mäßiger Drehgeschwindigkeit zeigten sich Ströme, die ihre Richtung umkehren, wenn die Drehrichtung umgekehrt wird; bei größeren Geschwindigkeiten aber verschwand der Effekt. Eine Wiederholung des Versuches mit feineren Hilfsmitteln ist nach den Worten des Verf. notwendig. — II. Korpuskularströme, die von der Sonne ausgehen (H-Ionen, He-Ionen, Elektronen, letztere dürften wahrscheinlich vorherrschen). Verf. stellt die Arbeitshypothese auf, daß diese Teilchen weit über die Korona hinausreichen, bis zur Erde, ja über die Erdbahn hinaus, so daß die Erde bei ihrem Umlauf um die Sonne durch eine Elektronenwolke hindurch muß. Verf. betrachtet die Wirkungen einer solchen Elektronenhülle auf die bewegte Erde und namentlich den Einfluß des Schattens hinter der Erde, ob sich hier ein Elektronenschattenkegel bildet; er beschreibt folgenden Versuch: Im Vakuum befindet sich ein kreisförmiger Wolframdraht, Durchmesser 15 cm; konzentrisch und in gleicher Ebene ist eine zylindrische Anode, geladen auf etwa 1000 Volt, Durchmesser 20 cm. Um eine mit diesem System konzentrische Achse können sich zwei kleine Spulen mit Eisenkernen, die parallel zur Drehachse orientiert sind, bewegen; Umdrehungszahl etwa 90/sec. Abstand der Spulen von der Drehachse so, daß die Spulen sich in dem Raume zwischen Wo-Faden und Anode bewegen, also auch innerhalb einer Anodenwolke. Die Versuche ergaben keine deutliche, ausgesprochene Wirkung. B. Ursachen für den E.M., die im Erdinneren begründet sind. Dieselben setzt Verf. mit den Vorgängen während der Entwicklung unseres Planeten in Beziehung, und zwar jener Teile unserer Erde, welche ferromagnetische Stoffe enthalten, wenn dieselben bei der Abkühlung auf Temperaturen unterhalb des Curie-Punktes gesunken sind. Versuche: Ferromagnetische Stoffe wurden in rasche Rotation versetzt (Nachahmung der Erddrehung) und gleichzeitig starken Temperaturänderungen zwischen Curie-Punkt und Zimmertemperatur ausgesetzt (durch diese Temperaturänderungen unterscheiden sich diese Versuche von jenen von Barnett): Bei solchen Versuchen zeigte sich, daß Magnetit (hohes Koerzitivvermögen) den Magnetismus, der während der Abkühlung durch Induktion erregt worden war, außerordentlich gut beibehält; wenn man bei solchen Versuchen die Drehgeschwindigkeit während der Abkühlung allmählich abnehmen läßt, scheint der Magnetit eine wenn auch sehr schwache Magnetisierung anzunehmen, welche das gleiche Vorzeichen hat wie der E.M. (s. diese Ber. 4, 297, 1923, Stöckl. Der Ref.). — In der Schlußbetrachtung weist Verf. darauf hin, daß auch die Sonne eine ähnliche Magnetisierung zeigt wie

die Erde (Hale 1908). Vielleicht ist die Ursache in beiden Fällen die gleiche. Fixsterne?
Stöckl.

R. Grandmontagne. *Ein selbsttätiges Registrierphotometer zur Helligkeitsmessung des Nachthimmels.* Revue d'Opt. 19, 78—85, 1940; nach ZS. f. Instrkde. 63, 146—147, 1943, Nr. 4. (April 1943.) Es wird ein Registrierphotometer beschrieben, das zur Helligkeitsmessung des Himmels bei Nacht sowie während der Dämmerung dient und diese Helligkeit laufend in verschiedenen Spektralbereichen registriert. Vor der Photozelle ist zu diesem Zwecke eine Anzahl von Farbfiltern abgestimmter Wellenlängenbereiche derart angeordnet, daß sie selbsttätig in vorher festgelegten Zeitabständen wechselseitig in den Strahlengang gerückt werden. Das Gerät ist als Ganzes um eine vertikale Achse, der optische Teil außerdem um eine horizontale Achse drehbar. Die benutzte Photozelle ist eine Vakuumzelle mit kleinem Dunkelstrom, dessen Photostrom an einem Hochohmwiderstand elektrometrisch gemessen wird, wobei das Elektrometer eine hohe Empfindlichkeit besitzen muß. Die Ausschläge des Elektrometers werden auf einer Schreibtrommel photographisch aufgezeichnet. Der Papiervorschub ist mit dem Motor, der den Antrieb des Filterwechsels besorgt, gekoppelt. Durch Unterbrechung der Lampe der Elektrometerbeleuchtung in bestimmten Zeitabständen werden Zeitmarken auf den Registrierungen angebracht.
Picht.

W. Brunner. *Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das erste Vierteljahr 1943.* Meteorol. ZS. 60, 177, 1943, Nr. 5. (Mai 1943.) (Zürich, Eidgen. Sternw.)
Dede.

G. Bernardini, B. N. Cacciapuoti, E. Pancini e O. Piccioni. *Sulla vita media del mesotrone.* Cim. (N. S.) 19, 69—99, 1942, Nr. 3. Verff. beschreiben verschiedene in Roni, Couvinia (2060 m) und am Pian Rosa (3480 m) durchgeführte Versuche zur Bestimmung der „anormalen“ Absorption der Atmosphäre für Mesotrone infolge der endlichen Lebensdauer des Mesotrons. Verff. bestimmen das Verhältnis $\tau/\mu c^2$ zwischen mittlerer Lebensdauer τ und der Ruheenergie μc^2 des Mesotrons. Aus ihren Versuchen und durch Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren geben Verff. den Wert $\tau/\mu c^2 = 2,5 \cdot 10^{-8}$ sec/eMV mit einer Unsicherheit von etwa 25%.

Houtermans.

B. N. Cacciapuoti. *Effetto delle variazioni meteorologiche sulla intensità della radiazione mesotronica.* Cim. (N. S.) 19, 100—105, 1942, Nr. 3. Verff. bestimmt aus der „anormalen“ Absorption der Atmosphäre für Mesotrone in Abhängigkeit von Druck und Temperatur bei festem Beobachtungsort (3480 m Seehöhe) die mittlere Lebensdauer des Mesotrons zu $1,07 \pm 0,61$ /Microsec.
Houtermans.

B. Trumpy. *The beginning of the photon-initiated Rossi-curve for Pb, Fe and Al.* Medd. Danske Vid. Selskab. 20, Nr. 6, 10 S., 1942. (Bergen, Geofys. Inst.) Die Rossi-Kurven für einzelne Teilchen (und Schauer), welche in einem Streukörper durch nicht ionisierende Strahlung ausgelöst werden, wurden mit Hilfe der Antikoinzidenzmethode für Aluminium, Eisen und Blei sorgfältig ausgemessen. Die Lage des Maximums rückt mit zunehmendem Atomgewicht des Streumaterials zu höheren l -Werten (für Blei 2,0 l , für Eisen 1,7 l und für Aluminium 1,1 l ; l = Dickeneinheit nach der Strahlungstheorie) und die maximale Teilchenzahl ist bei Eisen 1,3 mal, bei Blei 1,7 mal größer als bei Aluminium. Diese Befunde sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der diesbezüglichen Rechnungen von Arley und Eriksen.
Ehmerl.

Thérèse Grivet. *Contribution à l'étude des rayons cosmiques.* Ann. de phys. (11) 18, 73—134, 1943, April/Juni. Nach Vorausschickung einer allgemeinen Darstellung der Zählrohrkoinzidenzmethode und einer genauen Beschreibung der dort benutzten Apparate werden die Ergebnisse einer großen Anzahl von Messungen mitgeteilt,

welche in verschiedenen Kellerräumen in Tiefen bis zu 28 m (entsprechend 25 m Wasser) ausgeführt wurden. Untersucht wurde das Verhältnis von weicher und harter Komponente bei verschiedenen Zenitabständen. Bemerkenswert ist, daß unter einer Schicht von 0,4 m Erde über den Zählrohren zunächst die Teilchenzahl der weichen Komponente 19% der Teilchenzahl der harten Komponente ausmachte, jedoch keine weiche Komponente mehr nachgewiesen werden konnte, wenn über die Erdschicht noch eine 6 cm dicke Bleischicht gebracht wurde, welche die aus der Luft einfallenden Elektronen abhielt. Ebenso wurden unter 30 m Wasseräquivalent zunächst 9% weiche Teilchen gemessen. Ein zusätzliches Filter von 5 cm Blei in genügendem Abstand über dem Zählrohrteleskop) brachte auch in dieser Tiefe die weiche Komponente zum Verschwinden. — Unter 75 m Wasseräquivalent ergab sich die Richtungsverteilung der weichen Teilchen flacher als diejenige der harten Teilchen. — Die Rossi-Kurven für einzelne Sekundärteilchen (mit der Differenzanordnung nach M a a ß, d. Ref.) und für Schauer aus mindestens 2, 3 oder 4 Teilchen werden für verschiedene Bedingungen angegeben. In den tiefergelegenen Kellern zeigt die Rossi-Kurve für Schauer aus mehreren Teilchen das bekannte 1. Maximum, fällt nach demselben über etwa 5 cm Blei wenig ab und behält von da ab (bis zu 30 cm Blei gemessen) eine konstante Schauerzahl. Die Ergebnisse werden im Vergleich mit den Aussagen der Theorien von B h a b h a, Heitler, Arley, Euler, Euler und Heisenberg diskutiert. *Ehmerl.*

A. Duprier. *An exceptional increase of cosmic rays?* Nature 151, 308—309, 1943, Nr. 3828. (13. 3. 43.) (London, Imp. Coll. Sci. Technol., Dep. Phys.) Verf. beobachtete mit einer in London dauernd registrierenden Zählrohrkoinzidenzanlage am 13. August 1942 eine um 18 Uhr Weltzeit beginnende Zunahme der Koinzidenzzahl, welche um 24 Uhr ein nahezu 24% über dem Normalwert liegendes Maximum erreichte und sich dann im Laufe des 14. August wieder an den Normalwert anglich. Schon vor dem Anstieg waren auffallende Schwankungen eingetreten, so daß zwei Thyatronröhren des Untersetzers ausgewechselt wurden. Der erste mit diesen Röhren gemessene Stundenmittelwert ist noch normal. In Cheltenham (51° N in Amerika gegenüber London mit 54° N) wurde zur selben Zeit keine Anomalie beobachtet. Am 17. August 1941 war etwa 2 Stunden lang eine um 30% über dem Normalwert liegende Teilchenzahl registriert worden. *Ehmerl.*

M. Minnaert. *The reflection of light in rippled surfaces.* Physica 9, 925—935, 1942, Nr. 9. (Nov. 1942.) Verf. hat bereits in einem Buche „Licht und Farbe im Freien, London 1938“ die Theorie der hellen Streifen behandelt, die auf einer unregelmäßig leicht gekräuselten Wasseroberfläche auftreten; in der vorliegenden Arbeit werden zwei andere Fälle behandelt, nämlich erstens der Fall, daß die Wellen alle streng parallel sind und zweitens der Fall kreisförmiger konzentrischer Wellen. Im ersten Fall erzeugt eine weit entfernte Lichtquelle (Sonne) einen von der Vertikalen abweichenden hellen Streifen; im zweiten Fall hat die Reflexionserscheinung die Form einer Hyperbel, die durch das regulär reflektierte Bild und den Mittelpunkt der konzentrischen Kreise geht. Die angewendete Berechnungsmethode läßt sich auf jede gesetzmäßige Riefelung einer ebenen reflektierenden Oberfläche anwenden. *Dziobek.*

Sir Charles V. Boys. *Capillary mercurial barometer.* Journ. scient. instr. 19, 168, 1942, Nr. 11. (Nov. 1942.) Es wird die Herstellung eines Stationsbarometers ausführlich beschrieben. *H. Ebert.*

Walter Kerschus. *Der Wolkenspiegel von Thomas.* Meteorol. ZS. 60, 69—70, 1943, Nr. 2. (Febr. 1943.) (Aigen.) Verf. weist darauf hin, daß die Schwierigkeit, die das Erkennen des realen Wolkenbildes im Wolkenspiegel von Thomas verursacht, dadurch behoben wird, daß man unter einem Winkel von 50 bis 70° auf das

Fadenkreuz, das in 10 cm über den Hohlspiegel gespannt ist, blickt und den Weg einer markanten Wolkenstelle mit einem dafür vorgesehenen Stab bis zu einer Verstrahlung des Fadenkreuzes unter Beachtung der dabei vergangenen Zeit t verfolgt. Die zurückgelegte Strecke s wird in der Ebene des Fadenkreuzes in m gemessen. Wenn H die Wolkenhöhe ist, läßt sich die relative Wolkengeschwindigkeit in m/sec für 1000 m über Grund durch $V = sH/t \cdot 0,1$ berechnen. *Steinhausser.*

D. Wehage. *Zur Definition der Druckquotienten in den Adiabatengleichungen.* Meteorol. ZS. 59, 270, 1942, Nr. 8. (Berlin.) Als Bemerkung zu einer Arbeit von *Schnaidt* (s. diese Ber. S. 760) wird darauf hingewiesen, daß der Unterschied der Druckquotienten bei beiden Autoren darin besteht, daß in der Gleichung der Trockenadiabaten bei *Schnaidt* die Partialdrucke trockener Luft und bei *Wehage* die Gesamtdrucke stehen und daß bei *Schnaidt* als Normaldruck von 1000 mb der Druck trockener Luft und bei *Wehage* der Gesamtdruck verwendet wird. *Steinhausser.*

F. Albrecht. *Der gegenwärtige Stand und die Aufgaben der Wärmehaushaltsforschung.* Meteorol. ZS. 60, 43—56, 1943, Nr. 2. (Febr. 1943.) (Potsdam, Reichsamt Wetterd., Meteorol. Obs.) In diesem wichtigen Bericht, welcher zum 50 jährigen Jubiläum des Meteorologischen Observatoriums Potsdam geschrieben wurde, gibt Verf., welcher selbst zur Erforschung der einschlägigen Fragen wesentlich beigetragen hat, einen sehr interessanten Überblick über die Energieumsetzungen an der Erdoberfläche, an der Grenze derselben gegen das Luftmeer und in der Atmosphäre selbst. Zusammenfassung der bisherigen Forschungsergebnisse. Skizzierung der weiteren Aufgaben, die besonders für die Langfristprognose vielversprechend sind. *Stöckl.*

F. Albrecht. *Turbulenzuntersuchungen.* Meteorol. ZS. 60, 109—121, 1943, Nr. 4. (April 1943.) Der Unterschied in der Übertragung der Bewegungsgröße und der Wärme zwischen Boden und Luft, der bei Untersuchung des Wärmeaustausches in der bodennahen Luftschicht festgestellt wurde, wird als Wirkung großer Turbulenzkörper erklärt, die im über den Boden wehenden Luftstrom vertikal nach oben und unten bewegt werden und bis zur Erdoberfläche selbst vordringen. Diese Turbulenzkörper werden durch Feinregistrierungen von Wind und Lufttemperatur in den untersten Zentimetern über der Erdoberfläche angezeigt, die gleiche Schwankungen bis zu Minutendauer von Temperatur und Windgeschwindigkeit am Boden und in größerer Höhe aufweisen. Durch diese Turbulenzkörper wird aber das Gesetz der logarithmischen Geschwindigkeitszunahme des Windes nicht gestört, wenn für die Feinturbulenz, die bei der Zerstörung der größeren Turbulenzkörper in Bodennähe entsteht, das *P r a n d t l*sche Gesetz der linearen Zunahme des Mischungsweges mit der Höhe gilt. In den Windregistrierungen sind die Maxima der Geschwindigkeit den absteigenden Turbulenzkörpern zuzuordnen, die Minima aber den als Ersatz aufsteigenden. Daraus ergibt sich auch eine Abhängigkeit der Breite der Anemographenregistrierungen von der Rauigkeit der Bodenunterlage. Diese wird durch den Vergleich der Registrierungen der über Land und der über See wehenden Winde in *Wyk auf Föhr* bestätigt. Nach Potsdamer Registrierungen aus 34 m Höhe ist die Windruhe stark von der Temperaturschichtung abhängig. Durch Vergleich der gemessenen Windgeschwindigkeiten mit den Gradientwinden läßt sich der hemmende Einfluß der Rauigkeit feststellen und eine Reduktion der über Land wehenden Winde unter Berücksichtigung der Windgeschwindigkeitsruhe auf die Rauigkeit des Meeres durchführen. Auf Grund der Anschauungen über die Wirkung der Turbulenzkörper wird für den Wärmeübergang zwischen Boden und Luft unter Annahme kleiner Oberflächenrauigkeit eine Formel angegeben. Die Brauchbarkeit der Formel wird an Messungen aus der Wüste *Gobi* geprüft. *Steinhausser.*

Z. Berkes. *Die Mondphasen und der Gang der Niederschläge.* Meteorol. ZS. 59, 402—405, 1942, Nr. 12. (Dez. 1942.) (Budapest, Kgl. Ung. Meteorol. Inst.) Die Einleitung diskutiert die Wirkung der Gravitation des Mondes; hier findet sich der Satz: „In der Ionosphäre ist die Wirkung verhältnismäßig viel bedeutender, z. B. verursacht der Mond in der Höhe der E-Schicht eine Welle von 2 km Amplitude.“ Verf. diskutiert sodann die Ergebnisse jener Untersuchungen, welche auf „reale Mondwirkungen“ hinweisen (z. B. Angot, Schuster, Steiner, Myrbach: Regenhäufigkeit, Gewitterhäufigkeit); er untersucht, ob im Gang der Niederschläge in Budapest 1887 bis 1942 eine Wirkung der $29\frac{1}{2}$ tägigen synodischen Periode nachweisbar ist. — Methode: Er bestimmt aus den 700 ($29\frac{1}{2}$ tägigen) Mondmonaten den Gang des Niederschlages in einem durchschnittlichen synodischen Mondmonat; eine graphische Darstellung veranschaulicht den durchschnittlichen Gang aus den 700 Lunationen, und zwar für jeden Tag in prozentuellen Abweichungen vom $29\frac{1}{2}$ tägigen Durchschnittswert. Nach der Meinung des Verf. spricht das Diagramm zweifellos für einen Zusammenhang von Mondphase und Niederschlag. *Stöckl.*

Paul Lunz. *Mittlere Höhenwinde aus Registrierballonflugbahnen. Lindenberg und München 1906—1938.* Meteorol. ZS. 60, 132—136, 1943, Nr. 4. (April 1943.) (Berlin, Reichsamt Wetterd.) Nach Angabe der Bearbeitungsmethode werden getrennt für Sommer- und Winterhalbjahr für München und Lindenberg nach Höchststufen von je 1 km die mittleren Windrichtungen und Windgeschwindigkeiten von 10 bis 28 km Höhe angegeben. Die mittleren Registrierballonflugbahnen sind auch graphisch dargestellt. Nach den Münchner Aufstiegen weht im Sommer bis 17 km Westwind, darüber bis 22 km Südsüdwest- und oberhalb 22 km Höhe Ostwind; im Winter liegen die Übergangsstellen 1 km höher. Die Aufstiege von Lindenberg zeigen ein viel weniger einheitliches Bild. Die Zusammenfassung der Aufstiege von München und Lindenberg gibt als Strömungsbild über Mitteleuropa Westwind bis 21 km Höhe, darüber Drehung über Süd nach Ost. Die jahreszeitlichen Unterschiede sind gering. Das Maximum der stratosphärischen Westströmung ist im Sommer größer als im Winter. *Steinhausser.*

A. Jelinek. *Messungen der Abkühlungsgröße in einem Alpental.* Bioklim. Beibl. 9, 145—150, 1942, Nr. 4. Am Turm des Meteorologischen Instituts in Innsbruck wurden im Sommerhalbjahr 1936 Monatsmittelwerte der Abkühlungsgröße gemessen, die den Abkühlungswerten von Agra, Witzenhausen und Wien (Garten) gleichkommen, aber nur halb so groß sind wie die Abkühlungswerte in Travemünde und 26 m über dem Boden in Wien (Turm). Die mit der Hillischen Formel aus den Windgeschwindigkeiten berechneten Abkühlungsgrößen waren im Mittel um 18 % höher als die gemessenen. Diese Unterschiede waren bei heiterem Wetter größer als bei trübem und werden mit unvollkommener Abschirmung der Strahlungswirkung auf das Katathermometer erklärt. Die interdiurnen Änderungen der Abkühlungsgrößen sind sehr beträchtlich und mit dem allgemeinen Wettergeschehen gekoppelt. Mit der Windgeschwindigkeit nahm die Abkühlungsgröße von 10 mg cal/cm² bei 0 bis 1 m/sec auf 30 mg cal/cm² bei 7 bis 8 m/sec zu. Abgesehen von einer Erhöhung bei Kaltluft-einbrüchen aus Nordwesten zeigt sich keine bemerkenswerte Abhängigkeit von der Windrichtung. Im Tagesgang zeigt die Abkühlungsgröße entsprechend der geringen Windgeschwindigkeit zwischen 10 und 12 Uhr ein Minimum. An Tagen mit gut entwickelten tagesperiodischen Gebirgswinden ist in Innsbruck am Nachmittag trotz höherer Temperatur zufolge der Wirkung des Talwindes die Abkühlungsgröße durchschnittlich um 25 % größer als am Vormittag zur Zeit des schwachen Bergwindes. Dagegen ist in Wien im Jahresdurchschnitt die Abkühlungsgröße am Vormittag um 8 % größer als am Nachmittag. *Steinhausser.*

Jean Dubief. *Sur les vents de sable du Sahara algérien.* C. R. 215, 374—376, 1942, Nr. 14/17. (5., 12., 19. u. 27. 10. 42.) Nach meist 15 jährigen Beobachtungen werden

für 31 Stationen der algerischen Sahara Jahresmittel der Sandsturmzüge mitgeteilt. Sandstürme treten fast nur tagsüber und nur ausnahmsweise Nachts auf. Durch vektorielle Zusammensetzung der Häufigkeitsvektoren, die für die einzelnen Windrichtungen die Häufigkeiten der Sandstürme angeben, werden resultierende Richtungen und resultierende Häufigkeiten der Sandstürme abgeleitet. Die im Vergleich zur mittleren jährlichen Sandsturmhäufigkeit geringe resultierende Sandsturmhäufigkeit besagt, daß die Sandverfrachtung nicht über sehr weite Gebiete in eine Richtung hin erfolgt, womit die Stabilität der Form und Ausdehnung der Dünen erklärt wird. Die größten Sandsturmhäufigkeiten weisen Tiu-Zaouaten mit 105,7 und In-Salah mit 54,7 auf. An den übrigen Stationen liegen die jährlichen Sandsturmhäufigkeiten zwischen 0,6 und 44,0 und die resultierenden Sandsturmhäufigkeiten zwischen 0,3 und 14,0. Die resultierenden Richtungen der Sandstürme sind an den einzelnen Stationen sehr verschieden und eine vorherrschende Wirkung des Nordostpassats ist dabei nicht erkennbar. In einzelnen Gebieten lassen sich Strömungslinien zeichnen, die darauf hinweisen, daß im westlichen Erg und im Gebiet von In-Salah derzeit Sandablagerungen erfolgen. *Steinhausser.*

G. M. B. Dobson and A. R. Meetham. *Atmospheric pollution.* Nature 151, 324—327, 1943, Nr. 3829. (20. 3. 43.) Als Formen von Luftverunreinigungen in Großstädten werden unterschieden: Rauch, Asche und schweflige Gase. Als gebräuchliche Meßmethoden werden angeführt: Sammlung der Luftverunreinigungen in Niederschlagsmessern, Auffangen der Verunreinigungen in Filtern (Owen), durch die die Luft gesaugt wird, Auszählung der durch einen Luftstrahl auf einer Glasplatte niedergeschlagenen Teilchen (Owen) oder der bei Berührung kalter Objektträger durch einen warmen Luftstrom abgeschiedenen Teilchen (Green), Kernzähler (Aitken), Titration der beim Durchsaugen bekannter Luftmengen durch Wasserstoffperoxydlösung gebildeten Säuren, Bestimmung der Wirksamkeit der schwefligen Gase an einem Monat lang ausgesetzten Standardflächen von Bleiperoxyd. Während der Tagesgang der Rauchverunreinigungen ein Minimum in den ersten Morgenstunden, ein Maximum in den frühen Vormittagsstunden und sekundäres Minimum am frühen Nachmittag und sekundäres Maximum gegen Abend zeigt, ist bei den gasförmigen Luftverunreinigungen das Vormittagsmaximum nicht so stark ausgeprägt. Im Jahresgang haben Rauch und gasförmige Verunreinigungen ihr Maximum im Winter und ihr Minimum im Sommer. In London werden an einem trüben Tag $\frac{9}{10}$ des Tageslichtes durch Luftverunreinigungen abgeschirmt. Die regionale Verteilung der Luftverunreinigungen in der Industriestadt Leicester gab ähnliche Verteilung von Rauch und Schwefeldioxyd mit einem Maximum an Verunreinigung im Stadtzentrum. Wind bewirkt wohl eine Verschiebung der verunreinigten Luftmassen leewärts, aber es bleibt auch bei stärkerem Wind die größte Verunreinigung im Stadtzentrum. Im allgemeinen erfolgt die Verringerung der Luftverunreinigung weniger durch horizontale Abschiebung als durch vertikale Konvektion und Turbulenz. Im Winter erreicht im Zentrum von Leicester die Tageshelligkeit nur 50 % der Werte der Umgebung der Stadt. Die Zahl der Nebeltage ist in der Stadt nicht viel größer als in der Umgebung, aber der Charakter der Nebel ist wesentlich verschieden. An Sonntagen beträgt die Luftverunreinigung in der Stadt nur $\frac{1}{2}$ bis $\frac{3}{4}$ der Verunreinigung an Werktagen, woraus geschlossen wird, daß von der Verunreinigung der Stadtluft $\frac{1}{3}$ auf Industrie- und $\frac{2}{3}$ auf Hausbrand entfallen. *Steinhausser.*

L. Aujezsky. *Indirekt-aerologische Schlüsse aus der Reihenfolge von Niederschlagserscheinungen verschiedenen Aggregatzustandes.* Meteorol. ZS. 59, 171—172, 1942, Nr. 5. (Budapest.) Der Übergang von Regen in Schnee- oder Graupelfall muß nicht immer auf fortschreitende Temperaturabnahme in den unteren Luftschichten zurückgeführt werden, sondern kann auch folgende Ursachen haben: 1. Bei Zunahme der Niederschlagsbildung werden die in der Wolke gebildeten festen Niederschlags-

partikel stark vergrößert. Damit kann sich bei steigender Fallgeschwindigkeit ihre Fallzeit derart verkürzen, daß die Temperaturen wenig über 0° zum Schmelzen der festen Niederschlagsteilchen nicht mehr ausreichen. 2. Derselbe Effekt des Aufhörens der Schmelzung der fallenden festen Niederschlagsteilchen ergibt sich, wenn durch Abschwächung des aufsteigenden Luftstromes die Fallzeit verkürzt wird. Der Übergang von Regen in Eisregen (Glatteisbildung) kann außer durch Abkühlung in der unteren Kaltluftschicht auch durch Abnahme der Niederschlagsbildung verursacht werden, wodurch die Regentropfen verkleinert, ihre Fallgeschwindigkeit vermindert und ihre Fallzeit und damit ihr Aufenthalt in der unteren Frostschrift vergrößert wird, oder durch Zunahme des aufsteigenden Luftstromes in der unteren Kaltluftschicht, wodurch ebenfalls die Fallzeit vergrößert wird. Ähnliche Überlegungen gelten auch umgekehrt für den Übergang von Schnee- oder Graupelfall in Regen.

Steinhausser.

Hans Ertel. *Aerologische Abschätzung des Wassergehaltes der Wolken.* Meteorol. ZS. **60**, 64—66, 1943, Nr. 2. (Febr. 1943.) (Wien, Zentralanst. Meteorol. Geodyn.) Aus der Überlegung, daß in Wolken, deren Schwerpunkt keine Vertikalbeschleunigung erfährt, der Auftrieb, den die Wolkenluft dadurch erhält, daß ihre Dichte kleiner ist als die der umgebenden Luft, durch das Gewicht der in der Wolke enthaltenen Gesamtmasse von Kondensationsprodukten kompensiert wird, leitet der Verf. als Näherungsformel für den Wassergehalt der Wolken $W = 0,64 e_m(t) \cdot (1 - f)$ [g/m³], ab, wo e_m den Sättigungsdruck bei der Temperatur t in mm Hg und f die relative Feuchtigkeit der umgebenden Luft angibt. Während der damit berechnete Wassergehalt für Wolken in der freien Atmosphäre plausible Werte ergibt, wurden auf Bergen höhere Werte gemessen, was auf den Einfluß von orographisch bedingten Vertikalbeschleunigungen zurückzuführen ist. Die Formel wird zur Erfassung des Einflusses derartiger Vertikalbeschleunigungen auf die Berechnung des Wassergehaltes der Wolken erweitert.

Steinhausser.

Ferd. Travnicsek †. *Grundsätzliches zum Verständnis von Klimaänderungen.* Meteorol. ZS. **60**, 136—138, 1943, Nr. 4. (April 1943.) Verf. sucht das Verständnis für die Klimaänderungen in dem von ihm in mehreren Arbeiten dargelegten Prinzip der vertikalen Austausch- oder Scheinreibungsbehinderung oder Stromlinienglättung innerhalb der sogenannten säkularaktiven Gleitschicht, die in den untersten Dekametern der Luft-hülle liegt. In diesem Bereich hat der Verf. Schwankungen der meteorologischen Erscheinungen in Perioden von 20 bis 40 Jahren festgestellt, die er auf Schwankungen des Austausches zurückführte. Als Ursache dieser Austauschschwankungen sieht er nicht Strahlungswirkungen, sondern eine noch unbekannte exhalatorische Beeinflussung durch Ausscheidungen aus dem Erdboden. Auch in dem Auftreten kalendermäßig gebundener Wetterwendepunkte vermutet er eine Wirkung pulsatorisch vor sich gehender säkularer Bodenatmung.

Steinhausser.

W. Wundt. *Luftdruckgürtel, Niederschläge und Vereisungszentren im Quartär.* Meteorol. ZS. **60**, 138—140, 1943, Nr. 4. (April 1943.) (Freiburg i. B.) Verf. nimmt an, daß in der Eiszeit in der Arktis ähnliche Verhältnisse geherrscht haben wie jetzt in der Antarktis, aber in verstärkter Form. Eine subarktische Luftdruckfurche lagerte in 50 bis 60° Breite und die arktische Antizyklone war von feuchten und relativ warmen Ostwinden umschlossen, die reichlich Niederschläge aus den Nordseiten der in der Westwindzone ostwärts ziehenden Depressionen brachten. Europa nordwärts der Alpen stellte das Grenzgebiet zwischen Ost- und Westwinden dar, während das Mittelmeergebiet zum Westwindbereich gehörte. Der Golfstrom reichte nur bis zur atlantischen Schwelle und wurde dort von den Ostwinden westwärts umgebogen und gegen die Labradorküste geführt. Dem Labradorgebiet und dem Gebiet der Hudson-Bai wurden durch die feuchten Ostwinde große Schneemengen zugeführt, womit die

Größe und Lage der amerikanischen Vereisungszentren erklärt wird. Nach Erreichen des Höchststandes der Vergletscherung hat das arktische Hoch auch dort wie in Europa eine Ausbuchtung nach Süden erfahren. In ähnlicher Weise wie dem Osten von Nordamerika, aber abgeschwächt, wurden auch dem Osten Asiens von Osten her große Schneemengen zugeführt. Die Vergletscherung Westeuropas wird auf eine Ausbuchtung des Hochs gegen Süden zurückgeführt, wobei über eine kalte Ostströmung von Südwesten her aufgleitende Luft reichlich Schneeniederschläge brachte. Es wird zwischen Gletscherflächen mit starkem und solchen mit schwachem Umsatz unterschieden. Zu letzteren gehörte in der Eiszeit die osteuropäische und die sibirische Eismasse und die Eismasse des Mississippibeckens. Die Möglichkeit der Bildung der Inlandeismassen erklärt sich aus der zeitlichen Entwicklung. Das Optimum für ein tiefes Herabsteigen der Schneegrenze liegt bei Mitteltemperaturen um 0°, verbunden mit geringen Jahresschwankungen. *Steinhausser.*

Otto Meißner. *Über die Temperaturen der Berliner Sommer von 1771 bis 1900.* Ann. d. Hydrogr. 70, 317—326, 1942, Nr. 10. (15. 10. 42.) (Potsdam.) *Dede.*

W. Marten. *Vorläufige Monatsmittelwerte der täglichen Wärmesummen der Globalstrahlung (cal/cm²) in Potsdam (1893—1940) aus Strahlungsregistrierungen und Bewölkungsbeobachtungen.* Meteorol. ZS. 60, 63—64, 1943, Nr. 2. (Febr. 1943.) (Potsdam, Reichsamt Wetterd., Meteorolog. Obs.)

Maria Dorfwirth. *Normalwerte und Registrierungen der Sonnenstrahlung in Potsdam.* Meteorol. ZS. 60, 121—131, 1943, Nr. 4. (April 1943.) (Potsdam, Reichsamt Wetterd., Meteorol. Obs.) *Dede.*

O. Hoelper. *Über die Absorption des Wasserdampfes im Sonnenspektrum.* Meteorol. ZS. 60, 37—42, 1943, Nr. 2. (Febr. 1943.) (Berlin.) S. diese Ber. 7, 1751, 1926; 21, 164, 461, 1940. — Veröffentlichung aus Anlaß des 50 jährigen Jubiläums des Meteorologischen Observatoriums Potsdam, in welcher Verf. die Aufgabe umreißt, welche das Observatorium im Rahmen eines größeren Arbeitsprogramms in Angriff genommen hat: Überwachung der spektralen Energieverteilung der Sonnen- und Himmelsstrahlung, insbesondere Ermittlung der Einzelkomponenten des durch die Atmosphäre bedingten Strahlungsverlustes; Aufklärung ihrer gegenseitigen Abhängigkeit und der Gesetzmäßigkeiten ihres Zustandekommens. Betrachtungen zur Lösung der Aufgabe, aus Messungen der Absorption der Sonnenstrahlung (namentlich im Ultrarot) auf den Wassergehalt des Luftmeeres zu schließen; Vergleich mit den Ergebnissen gleichzeitiger aerologischer Aufstiege; die exakte Ermittlung des Absorptionsverlustes im Einzelfall verlangt Berücksichtigung der vorhandenen atmosphärischen Extinktion und Kenntnis der funktionellen Beziehungen im Zusammenhang zwischen Wasserdampf und Strahlung, die von der mittleren Verteilung etwas abweichen. — Diskussion der Untersuchungen von Fowle (Astrophys. Journ. 42, 394, 1915); von H. Kimball (s. diese Ber. 9, 112, 1928; 12, 478, 1931); von F. Möller (Meteor. Taschenbuch); von Herzing (s. diese Ber. 18, 979, 1937); von Gorczynski und E. Stenz (s. diese Ber. 14, 1071, 1606, 1933; 15, 92, 1934). — Skizzierung der benutzten Apparatur: UR-Spiegelspektroskop von Zeiß mit konstanter Ablenkung nach Wadsworth; Thermoelement von Hase; Schleifengalvanometer; äquatoriale Montierung der gesamten Apparatur; bei sehr geringen Intensitäten Verwendung eines Mollschen Mikrogalvanometers (an Stelle des Schleifengalvanometers); Thermoelementverstärker und Sekundärgalvanometer des gleichen Typs ermöglichen bei einer Einstelldauer von 0,4 sec eine Steigerung der Empfindlichkeit bis an die durch die Molekularbewegung bedingte Grenze. Für besondere Aufgaben kann das Thermoelement gegen eine Photozelle ausgetauscht werden. — Eingehende Diskussion der bei dem atmosphärischen Extinktionsvorgang herrschenden mittleren Wellen-

längenabhängigkeit $\lambda^{-1,3}$ und Erörterung, inwieweit der Exponent konstant bleibt, bzw. sich mit der Wellenlänge ändert. *Stöckl.*

F. Linke. *Bemerkungen zu den Ergebnissen von Extinktionsmessungen des Lichtes von V. Guth und F. Link.* Meteorol. ZS. **60**, 140—141, 1943, Nr. 4. (Frankfurt a. M.) Verf. grenzt den Begriff „Extinktion“ als Summe aus „Diffusion“ und „Absorption“ des Lichtes gegenüber dem Gebrauch des Wortes „Absorption“ durch Guth und Link (diese Ber. S. 1139) ab. Weiter stellt Verf. fest, daß durch die Messungen von Guth und Link seine eigenen Ergebnisse (diese Ber. **14**, 342, 1933) über die Konstanten α und β der Dunstextinktion nicht beeinträchtigt würden, da infolge des bei den Untersuchungen von Guth und Link zugrunde gelegten kleinen Spektralbereiches der fotografierten Spektren (0,50 bis 0,64 μ) und der zur Auswertung benutzten Photometrierung nicht die hierzu erforderliche Genauigkeit erreicht sei (mittlerer Fehler der Mittelwerte der Zerstreuungskoeffizienten 25 % und mehr bei einer berechneten Wellenlängenabhängigkeit von etwa 15 %!). Die von Guth und Link durchgeführte Auswertung der amerikanischen Beobachtungen nach Differenzen der beobachteten Extinktionskoeffizienten für trübste und klarste Tage hält Verf. für nicht berechtigt. Mit Rücksicht auf die unbekannte Größe der beugenden Partikel, welche in die Wellenlängenabhängigkeit der Dunstextinktion eingeht, sind nach Ansicht des Verf. kontrollierende Überlegungen bezüglich der Zuverlässigkeit der berechneten α -Werte nicht angebracht. *Stille.*

F. Linke. *Die Luftkörperklimatologie, eine Streitfrage zwischen Geographen und Meteorologen.* Bioklim. Beibl. **9**, 19—23, 1942, Nr. 1/2. (Frankfurt a. M.) Verf. „verteidigt“ die Luftkörperanschauung und ihre klimatologische Anwendbarkeit gegen einige Angriffe von geographischer Seite und betont insbesondere, daß die Luftkörperklimatologie ihren natürlichen Grenzen entsprechend angewandt werden muß, daß sie dann aber der Geographie wertvolle Unterlagen vermitteln kann. *H. Israël.*

E. Löb. *Die Dielektrizitätskonstante und der Verlustwinkel von trockenem und feuchtem Sand bei Zentimeterwellen.* Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **61**, 35—38, 1943, Nr. 2. (Febr. 1943.) (Karlsruhe, T. H., Inst. Theoret. Elektrot. Schwachstromtechn.) Die vorliegenden Messungen wurden mit einer den neuen Verhältnissen angepaßten Apparat ausgeführt, wie sie W. Küsters für seine Arbeiten verwendet hat (s. diese Ber. **23**, 1843, 1942). Die DK ϵ und der Verlustwinkel $\text{tg } \delta$ von Fluß- und Seesand wurden in Abhängigkeit von der Feuchtigkeit bei einer Wellenlänge von $\lambda = 8$ cm gemessen. Bis zu einem Feuchtigkeitsgehalt von 0,5 % ließen sich eindeutige Resonanzkurven aufnehmen. Aus der Resonanzkurve einer mit Sand gefüllten konzentrischen Rohrleitung wurde die Leitungsdämpfung ermittelt und daraus $\text{tg } \delta$ und die Leitfähigkeit des Sandes ermittelt. Diese erwies sich von gleicher Größenordnung wie bei Meterwellen, und in Übereinstimmung mit M. I. O. Strutt etwa zehnmal größer als bei tiefen Frequenzen. *R. Jaeger.*

Bruno Pontecorvo. *Untersuchung von Bohrlöchern mittels Neutronen. Eine neue geologische Methode, die auf der Kernphysik fußt.* Oil Gas Journ. **40**, 32—33, 1941, Nr. 18. (11. 9. 41.) (Tulsa, Well Survey Inc.) Es wird ein Instrument zur Untersuchung der in einem Bohrloch auftretenden Schichten beschrieben. Das Instrument besteht aus einer starken Neutronenquelle und einer Ionisationskammer, die so gegen die Neutronenquelle abgeschirmt ist, daß keine direkte Strahlung von der Quelle in die Kammer gelangen kann. Beim Einführen in das Bohrloch wird nun das umgebende Gestein je nach seiner Zusammensetzung die Ionisationskammer verschieden stark anregen. Man erhält auf diese Weise einen Überblick über die verschiedenen auftretenden Schichten. **Gottfried.*

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
4. 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

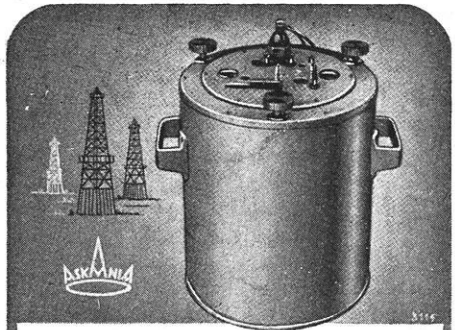
Von Prof. Dr. Rudolf Geiger

„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**



Meßgenauigkeit besser als 0,1 mgal

Der kleine Askania-Schweremesser eignet sich hervorragend zu gravimetrischen Regional- und Detailvermessungen bei der Öl- und Erzsuche. Das geringe Gewicht des Instrumentes ermöglicht Fahrzeug- u. Handtransport

Verlangen Sie ausführliches Angebot!

ASKANIA

ASKANIA-WERKE A.G.

Grundzüge der Funkgeologie

Von Dipl.-Ing. Dr. Volker Fritsch, VDE., Brunn

„Sammlung Vieweg“, Heft 116. VII, 121 Seiten, mit 103 Abbildungen. 8°. Kartontert 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