

Zeitschrift
für
Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

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

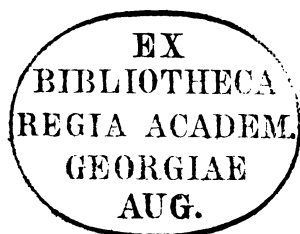


II. Jahrgang 1926

Mit 71 Textfiguren und einer Kartenbeilage

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.
1926

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



Schriftleitung:
Prof. Dr. G. Angenheister, Potsdam.

Autorenverzeichnis.

* bedeutet Berichte oder Referat.

Ambrohn, R. 247, 298.
Angenheister, G. 43, 45,
88, 252, 351*.
Ansel, A. 209.

Brinkmann, R. 138.
Büttner, K. 153*, 187,
254, 291.
Burkser, E. 172.

Conrad, V. 34, 168, 309,
314.

Defant, A. 207*.
Drecker 208*.

Gherzi, E. 159*.
Gruner, P. 299*.
Gutenberg, B. 24, 101,
112*, 207*, 260, 297*,
298*, 305.

Haalck, H. 1, 49, 293.
Hoelper, O. 337.

Kilchling, K. 134.
Kober, L. 298*.

Koelzer, J. 229.
Koenigsberger, J. 169,
257.
Kossmat, F. 106.
Krumbach, G. 30.
Kühn, B. 342.

Lehmann, R. 112*.
Ludewig, P. u. Witte, H.
70.

Mack, K. 266.
Mainka, C. 35, 111, 140.
Meinardus, W. 38.
Meisser, O. 108, 110,
297*.
Meisser, O. u. Martin, H.
269.
Meissner, O. 165, 222,
311.

Meyer, R. 78, 236.
Meyermann, B. 204*.
Milch, W. 334.
Mügge, R. 63.
Mühlig, F. 208*.
Müller, M. 287.
Myrbach, O. 217.

Perlewitz, P. 338.
Picht, J. 207*.
Pollak, L. 326.

Reich, H. 272, 350.

Schmidt, Ad. 38.
Schlomka, T. 330.
Schwinner, R. 126, 214.
Schweydar, W. 145, 151,
350.

Seidlitz, W. v. 256*.
Sieberg, A. 39, 256*, 278,
286, 298*.
Spitaler, R. 113, 191.
Steckloff, W. 12.
Sterneck, R. 319.

Tams, E. 17, 163, 205*,
207*.

Wanach, B. 161.
Wedemeyer, A. 242.
Weickmann, L. 332.
Wigand, K. 299*, 331.
Wilip, J. 159.
Witte, H. 181.

Sachverzeichnis.

* bedeutet Berichte oder Referat.

I. Physik des festen Erdkörpers.

1. Bewegung, Aufbau der Erde und Schwere.
 - B. Gutenberg: Untersuchungen zur Frage bis zu welcher Tiefe die Erde kristallin ist. S. 24.
 - R. Schwinner: Zur Verwertung der Schwerstörungen für die tektonische Geologie. S. 126.
 - R. Brinkmann: Über einige Beziehungen zwischen Magmenaufstieg und Tektonik. S. 138.
 - W. Schweydar: Über Isostasie. S. 145.
 - B. Wanach: Ein Beitrag zur Frage der Kontinentalverschiebung. S. 161.
 - R. Spitaler: Polschwankungen und Geotektonik. S. 191.
 - B. Meyermann: Die Westdrift der Erdoberfläche. S. 204*.
 - Drecker: Zeitmessung und Sterndeutung in geschichtlicher Darstellung. S. 208*.
 - A. Ansel: Schollengleichgewicht und Schwerstörungen. S. 209.
 - R. Schwinner: Über die Gestalt der Erde. S. 214.
 - B. Gutenberg: Der Aufbau der Erde. S. 297*.
 - L. Kober: Gestaltungsgeschichte der Erde S. 298*.
2. Gezeiten, Deformationen, Seismik.
 - W. Stekloff: Über die Wiederherstellung des Netzes seismischer Stationen von USSR... S. 12.
 - E. Tams: Die Frage der Periodizität der Erdbeben. S. 17.
 - G. Krumbach: Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der direkten Longitudinalwellen bei künstlichen Beben. S. 30.
 - V. Conrad: Laufzeitkurven eines alpinen Bebens. S. 34.
 - A. Sieberg: Auffälliges Wandern von Erdbebenherden im südlichen Mitteleuropa. S. 39.
 - F. Kossmat: Die eurasiatischen Kettengebirgsgürtel. S. 106.
 - R. Lehmann: Die Gestaltung der Erdoberfläche. S. 112*.
 - R. Spitaler: Über Erdbeben und tektonische Umgestaltungen der Erdoberfläche durch die Polhöhen Schwankungen. S. 113.
 - E. Gherzi: Microséismes et Défelement des Vaques sur les Côtes. S. 159*.
 - J. Wilip: Eine Bemerkung zu W. Stekloff, Über die Herstellung des Netzes seismischer Stationen von USSR. S. 159.
 - E. Tams: Erdbeben und Ausbruch des Katmai im Jahre 1912. S. 163.
 - O. Meissner: Zur Frage nach der täglichen Periode der Erdbeben. S. 165.
 - V. Conrad: Zur Frage des Schemas zur Auswertung von Seismogrammen. S. 168.
 - E. Tams: Chart showing the Change of the Depth of the Sea... S. 205*.
 - E. Tams: Die Frage der Periodizität der Erdbeben. S. 207*.
 - O. Myrbach: Ein Beitrag zur Frage, ob Sonnenflecken und Mondphase einen auslösenden Einfluß auf Erdbeben haben. S. 217.
 - v. Seidlitz: Entstehen und Vergehen der Alpen. S. 256*.
 - K. Mack: Einige Bemerkungen über Weltbeben und die sogenannten Wiederkehrwellen. S. 266.
 - A. Sieberg: Zur Geologie der Erdbeben im Rheinland. S. 278.
 - A. Sieberg: Über Einsturzbeben. S. 286.
 - B. Gutenberg: Zur Frage der Laufzeitkurven. S. 305.
 - V. Conrad: Erdbeben, Mondphasen, Sonnenflecken. S. 309.

- O. Meissner: Bemerkungen zu dem Aufsatz des Herrn O. Myrbach über den auslösenden Einfluß von Mond- und Sonnenflecken auf die Erdbeben. S. 311.
- V. Conrad: Die Möglichkeit einer merkwürdigen Kompensationserscheinung bei der seismischen Aktivität verschiedener Faltungsgebiete. S. 314.
- L. Pollak: Einige Periodogramme. S. 326. Luftseismik siehe Physik der Atmosphäre.
- W. Schweydar und H. Reich: Aufzeichnungen von künstlichen Erdbeben. S. 350.

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde.

- A. Schmidt: Der magnetische Mittelpunkt der Erde. S. 38.
- T. Schlomka: Zur Theorie des elektrischen Feldes der Erde. S. 330.
- K. Wigand: Ladungsmessungen an natürlichem Nebel. S. 331.
- H. Haalck, O. Meisser, G. Angenheister, J. Koenigsberger, H. Reich siehe Abschnitt V: Angewandte Geophysik.

III. Physik des Meeres.

- A. Defant: Gezeitenprobleme des Meeres in Landnähe. S. 207*.
- O. Meissner: Perioden verschiedener Ordnung in den Wasserständen der Deutschen Ostseeküste. S. 222.
- R. Sterneck: Die Zerlegungs- und Kanaltheorie der Gezeiten. S. 319.

IV. Physik der Atmosphäre.

- W. Meinardus: Temperatur, Luftdruck und Wasserhaushalt in der Antarktis. S. 38.
- R. Mügge: Eine Berechnung des horizontalen Wärmeaustausches in der Atmosphäre mit Hilfe der Stratosphären-temperatur. S. 63.
- R. Meyer: Die Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone. S. 78.
- G. Angenheister: Laufzeit des Schalles für große Entfernungen. S. 88.
- E. Wiechert: Die anormale Schallausbreitung als Mittel der Erforschung der Stratosphäre. S. 92.
- B. Gutenberg: Die Schallgeschwindigkeit in den untersten Schichten der Atmosphäre. S. 101.

- K. Büttner: Die durchdringende Höhenstrahlung (Hesssche Strahlung). S. 153*.
- K. Büttner: Versuche über die durchdringende Strahlung. S. 187.
- J. Koelzer: Über den gegenwärtigen Stand der Frage der Schallausbreitung in der Atmosphäre. S. 229.
- R. Meyer: Ist die äußere Hörbarkeitszone durch Überschallgeschwindigkeit der Welle in der Stratosphäre zu erklären? S. 236.
- K. Büttner: Versuche über die durchdringende Strahlung. S. 254.
- B. Gutenberg: Die Entstehung der anormalen Schallzonen bei Explosionen. S. 260.
- K. Büttner: Versuche über die durchdringende Strahlung. S. 291.
- P. Gruner: Beiträge zur Kenntnis der Dämmerungserscheinungen und des Alpenglühens. S. 299*.
- L. Weickmann: Über Symmetrie im Luftdruckgang. S. 332.
- W. Milch: Über die Extinktion der langwelligeren und der kurzwelligen Sonnenstrahlung in der Atmosphäre. S. 334.
- O. Hoelper: Über das ultraviolette Ende des Sonnenspektrums. S. 337.
- P. Perlewitz: Die Bedeutung der Windforschung für Überseeluftverkehr und Luftfahrzeugindustrie. S. 338.

V. Angewandte Geophysik.

- H. Haalck: Theorie der magnetischen Aufschlußmethode. S. 1.
- C. Mainka: Verfahren zur akustischen Ortsbestimmung räumlich gelegener Schallquellen. S. 35.
- G. Angenheister: Magnetische Wage mit Fadenaufhängung. S. 43.
- G. Angenheister: Beobachtungen an dünnen Drähten, besonders zur Aufhängung der Eötvösschen Drehwage. S. 45.
- H. Haalck: Anwendung der magnetischen Aufschlußmethode. S. 49.
- P. Ludewig und H. Witte: Radioaktive Messungen im Quellgebiet von Brambach. S. 70.
- O. Meisser: Zur Weiterentwicklung der Drehwage. S. 108.
- O. Meisser: Absolute Inklinationmessungen im Gelände. S. 110.

- C. Mainka: Bemerkung zur „akustischen Ortsbestimmung“. S. 111.
- K. Kilchling: Die gleichmäßig gedrehte Drehwage. S. 134.
- C. Mainka: Über einige neuere geophysikalisch-instrumentelle Arbeiten. S. 140.
- W. Schweydar: Eine neue Form der Drehwage. S. 151.
- J. Koenigsberger: Veränderung des Erdfeldes durch Einlagerungen von anormaler Suszeptibilität. S. 169.
- E. Burkser: Über die Radioaktivität der Quellen und Seen der Ukraine, Grusiens, Abchasiens und des Kubaner Gebietes nach Messungen aus den Jahren 1910 bis 1925. S. 172.
- H. Witte: Bestimmung des Radium-Emanationsgehaltes von Erd- und Quellgasen in Bad Brambach. S. 181.
- A. Wedemeyer: Funkortung. S. 242.
- R. Ambronn: Einige allgemeine Bemerkungen zur systematischen Anwendung geophysikalischer Aufschlußarbeiten in der Praxis. S. 247.
- G. Angenheister: Bericht über die XIV. Tagung des Internationalen Geologenkongresses, Abteil. X: Geophysik, in Madrid, vom 24. bis 31. Mai 1926. S. 252*.
- J. Koenigsberger: Über Nullageveränderungen bei geophysikalischen Apparaten mit Metalldrahtaufhängung, z. B. bei der Drehwage von R. Eötvös. S. 257.
- O. Meisser und H. Martin: Zur Registrierung von schnell verlaufenden Vorgängen für geophysikalische Untersuchungen. S. 269.
- H. Reich: Magnetische Anomalien des Carbons. S. 272.
- M. Müller: Bericht über den gegenwärtigen Stand der elektrischen und elektromagnetischen Schürfmethode. S. 287*.
- H. Haalck: Ein neuer Drehwagetypus. S. 293.
- R. Ambronn: Methoden der angewandten Geophysik. S. 299*.
- B. Kühn: Die Bedeutung der geophysikalischen Methoden für Geologie und Bergwirtschaft. S. 342.

Mitteilungen und Verschiedenes.

- Bericht über die Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Göttingen vom 7. bis 9. Dez. 1925. S. 45.
- Neuaufnahmen. S. 48; S. 160; S. 304.
- Mitteilungen. S. 208; S. 352.
- Bericht über die fünfte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Düsseldorf vom 22. bis 24. Sept. 1926. S. 299.
- Verschiedenes. S. 304.
- Lehrbuch der Geophysik. S. 351*.

Literaturverzeichnis.

- S. I bis XVI. Heft 2/3.
- S. XVII bis XXXII. Heft 6.
- S. XXXIII bis XLVIII. Heft 8.

Theorie der magnetischen Aufschlußmethode.

Von **H. Haalck***. — (Mit vier Abbildungen.)

Nach Erörterung der Ursachen erdmagnetischer Störungsgebiete wird auf Grundlage der Annahme, daß die Massen infolge der induzierenden Wirkung des erdmagnetischen Feldes gleichmäßig magnetisiert werden, der Verlauf der magnetischen Störung berechnet für verschiedene Formen und Lagerung einer im Untergrund befindlichen magnetischen Störungsmasse. Die Anwendung der theoretischen Ergebnisse auf praktische Messungen wird in einem zweiten Aufsatz behandelt, welcher am Schluß die Literaturangabe enthält.

1. Über die Ursachen der erdmagnetischen Störungsgebiete. Von den hinsichtlich ihrer Ausdehnung in regionale und lokale eingeteilten erdmagnetischen Störungsgebieten sind die letzteren für die praktische Geologie von besonderer Bedeutung, da ihre Ursache weniger in den tieferen Partien der Erdkruste als in den äußeren Teilen zu suchen ist. Um aus solchen Anomalien Schlüsse in bezug auf den Bau des Untergrundes ziehen zu können, muß zunächst die Frage nach ihren Ursachen geklärt sein. Als mögliche Ursachen kommen in Betracht:

- a) die Induktion des erdmagnetischen Feldes auf die Massen der äußeren Erdkruste,
- b) der Eigenmagnetismus der Massen des Untergrundes,
- c) die elektromagnetische Wirkung lokaler elektrischer Erdströme.

Infolge der induzierenden Wirkung des Erdfeldes wird in den Massen des Untergrundes ein Magnetismus induziert, dessen Stärke abhängt:

1. von dem Verhältnis der Permeabilität der betreffenden Substanz zu derjenigen des umgebenden Mediums,
2. von der Form der Masse,
3. von der Größe und Richtung des erdmagnetischen Feldes.

Es besteht nun die Möglichkeit, daß (besonders bei kompakten Massen, wie z. B. bei Lagerstätten von stark magnetisierbaren Erzen) infolge der langen Zeitdauer der Einwirkung der induzierte Magnetismus permanent wird, so daß diese Massen einen permanenten Eigenmagnetismus besitzen, dessen Richtung mit der Richtung des induzierten Feldes übereinstimmt; es ist aber auch möglich, daß es Massen gibt, welche einen nicht mit der Richtung des induzierten Feldes zusammenfallenden Eigenmagnetismus besitzen. Die plausibelste Erklärung für den Ursprung gründet sich auf folgende Erscheinung: Gewisse Körper, z. B.

*) Wissenschaftl. Mitarbeiter d. Exploration, G. m. b. H.
Zeitschrift für Geophysik. 2. Jahrg. / - 5

eisenhaltiger Ton und ähnliche Massen, behalten, wenn sie während des Brennens magnetisiert werden, bei der Abkühlung ihre Feldrichtung bei. Analog läßt sich denken, daß gutflüssige Massen während der Zeit des Erkalten magnetisiert werden, sei es durch die Induktionswirkung des erdmagnetischen Feldes oder sei es — was allerdings unwahrscheinlich ist — durch die elektromagnetische Wirkung starker elektrischer Erdströme, die — wie Naumann¹⁾ annimmt — eine Begleiterscheinung bei der Bildung der großen tektonischen Störungen bildeten. Dieser in den Massen erzeugte Magnetismus wurde während des Erkalten permanent. Die Richtung, in welcher diese Massen magnetisiert sind, fällt nun im allgemeinen nicht mehr mit der Richtung des erdmagnetischen Feldes zusammen, und zwar können mehrere Gründe dafür maßgebend sein: einmal kann das permanente Magnetfeld infolge geologischer Umgestaltungen, Verschiebungen, Drehungen der Massen usw. die ursprüngliche Richtung ändern, andererseits hat sich, wie die wissenschaftliche Forschung ergeben hat — und das dürfte der wesentliche Grund sein — das erdmagnetische Feld im Laufe der Zeit erheblich geändert, sowohl in der Richtung als höchstwahrscheinlich auch in der Intensität. Folgheraiter und Brunhes haben diese Idee auf erstarrende Lava angewandt und daraus Schlüsse in bezug auf die Richtung des Erdfeldes in alten Zeiten gezogen. Da nun aber die Kraft des erdmagnetischen Feldes im Laufe der Zeit eine Ummagnetisierung des nicht mit der Richtung des Erdfeldes zusammenfallenden Eigenmagnetismus der Gesteinsmassen bewirkt, so ist es wahrscheinlich, daß in der Hauptsache die Feldrichtungen bei dem Magnetismus der im Untergrund befindlichen Massen mehr oder weniger mit der Richtung des induzierten Feldes zusammenfallen, wie man es in einer ganzen Reihe von Fällen hat feststellen können. Systematisch untersucht wurde diese Frage von O. E. Meyer (Riesengebirge, Zobtenberg), Melloni am Vesuv, Locke für nordamerikanische Berge, Reich im Erzgebirge, Rücker in Großbritannien u. a.²⁾ Ebenfalls die Untersuchungen von Carlheim-Gyllenskölds³⁾ an den sehr starken magnetischen Anomalien (über 2 cm/g/sec) von Kiirunavaare in Schweden haben lediglich den Einfluß von induziertem Magnetismus erkennen lassen, ohne irgend welche erhebliche Störungen durch permanenten Eigenmagnetismus (vgl. auch S. 6/7, Heft 2).

Eine besondere Art von Eigenmagnetismus ist der Eigenmagnetismus (z. B. Hohneklappen, „Schnarher“ im Harz, „Wachtknüppel“ in der Rhön), den öfter kleinere Blöcke oder Felsstücke und Klippen, welche isoliert dastehen, zeigen. Die Untersuchungen haben zuweilen das Vorhandensein einer kleinen Zahl von regulären Achsen, dann aber auch wieder ein völlig regelloses Verhalten gezeigt; ihre Wirkung beschränkt sich nur auf engbegrenzte Räume. Von den vielen Theorien desselben hat wohl jetzt, wenigstens für die Mehrzahl der Fälle, die von Pockels²⁾ und Folgheraiter den Sieg davongetragen, wonach es sich um die Wirkung von häufigen Blitzschlägen handelt.

Die Beobachtungen der in der Erde fließenden elektrischen Ströme, besonders diejenigen an sehr langen Leitungen, lassen Zusammenhänge zwischen Erdströmen und zeitlicher Variation der erdmagnetischen Elemente erkennen, wenn auch diese Zusammenhänge noch nicht vollkommen klar festgestellt sind⁴⁾. Nun wissen wir, daß die Erdströme lokal sehr stark beeinflußt werden können⁵⁾

einmal durch Zufuhr an elektrischen Ladungen durch Niederschläge und ähnliche Ursachen, zum andern können chemische Umwandlungsprozesse im Erdboden (z. B. durch Grundwasser hervorgerufene Oxydationen oder dgl.) Ursachen einer EMK bilden. Da nun Gesteinsarten, wie Basalt oder Granit oder auch andere Eruptivgesteine, namentlich wenn sie erzführend sind, bessere Leiter für die Erdströme sind als die Sedimente, so könnten — rein theoretisch betrachtet — natürliche Erdströme sehr wohl zur Erklärung der Ursache lokaler erdmagnetischer Anomalien herangezogen werden; doch ist diese Frage noch sehr wenig geklärt; ein Fall, in welchem mit Sicherheit ein natürlicher Erdstrom als Ursache einer lokalen erdmagnetischen Anomalie nachgewiesen wird, ist nicht bekannt*). Jedenfalls ist es als unwahrscheinlich zu bezeichnen⁶⁾, daß lokale natürliche Erdströme einen wesentlichen Einfluß auf die lokalen Anomalien ausüben, wenn auch die Möglichkeit eines Einflusses auf die zeitliche Variation der erdmagnetischen Elemente im ganzen Untersuchungsgebiet nicht von der Hand zu weisen ist; ein solcher Einfluß läßt sich aber durch gleichzeitige Verwendung eines registrierenden Stationsinstruments eliminieren.

2. Die theoretischen Beziehungen zwischen eingelagerter Störungsmasse und Verzerrung des Erdfeldes. Die Erkenntnis, daß zwischen den erdmagnetischen Anomalien und der Lagerung der Massen in den äußeren Teilen der Erdkruste ein Zusammenhang besteht, reicht bis in die erste Hälfte des vorigen Jahrhunderts zurück (Kreil, Lamont, Messerschmidt u. a.). Es zeigte sich, daß magnetische Anomalien, geologische Struktur und Schwerkräftenanomalien oft in Beziehungen zueinander standen, deren Ursache man richtig darauf zurückführte, daß Eruptivgesteine, welche die Schwereanomalien verursachen, in der Regel auch wegen ihres Magnetitgehaltes die stärker magnetisierbaren sind und daher gleichzeitig auch die Ursache der magnetischen Anomalien bilden. Als man vor etwa einem halben Jahrhundert die praktische Bedeutung magnetischer Beobachtungen für den Bergbau erkannte und ausnutzte (Brooks 1873 in den Vereinigten Staaten und Thalén 1876 in Schweden), wurde auch die theoretische Deutung der lokalen erdmagnetischen Anomalien in die Wege geleitet, wenn auch teilweise noch recht unvollkommen. Thalén⁷⁾ faßte die magnetischen Erzlagerstätten als ideelle stabförmige Magnete auf; Smyth⁸⁾ betrachtet sie als plattenförmige Lagerstätten von bestimmter Mächtigkeit, die nach unten zu unbegrenzt sind. P. Uhlich⁹⁾ erweiterte die theoretischen Untersuchungen auch für Fälle, in welchen die plattenförmigen Lagerstätten nach der Tiefe zu begrenzt sind. Bei den bekannten erdmagnetischen Anomalien der Magnetitlagerstätte von Kiirunavaara in Schweden identifiziert Carlheim-Gyllensköld³⁾ das Erzlager mit einem elliptischen Zylinder von unbegrenzter Länge und berechnet daraus die

*) Eine einzelne beträchtliche lokale Störung bei Kirchwärd bei Hamburg, welche sich als zeitlich inkonstant erwies, führt C. Heiland⁵⁾ auf die Wirkung natürlicher Erdströme zurück. Eine solche Deutung erscheint jedoch als zu hypothetisch, da einmal die Stärke des natürlichen Erdstroms unwahrscheinlich hohe Beträge erreichen müßte, um eine derartige Anomalie ($\pm 300 \gamma$) hervorzurufen, andererseits die Schlußfolgerungen durch zu wenig Messungen gestützt werden.

drei zueinander senkrechten Komponenten der magnetischen Kraft im Außenfeld des Zylinders. Auf Grund dieser Annahme wurden die Messungsergebnisse der magnetischen Störungen dazu verwendet, das Streichen und Fallen des Erzlagers und die Tiefe unter der Erdoberfläche zu bestimmen; Rechnung und Beobachtung stimmten in genügender Weise überein.

In der neueren Zeit, seitdem man das magnetische Verfahren auf mannigfache Aufgaben der geologischen Forschung ausdehnte und weiter ausgestaltete, indem vorzügliche Instrumente für exakte Präzisionsmessungen schwach magnetischer Anomalien konstruiert und erprobt wurden, genügten solche einfachen Vorstellungen nicht mehr, und die Theorie der Beziehungen, welche zwischen den erdmagnetischen Anomalien und den magnetisch störenden Massen bestehen, mußte notwendigerweise weiter ausgebaut werden. Im allgemeinen sind diese Beziehungen wegen der Unregelmäßigkeit im Bau des Untergrundes sehr verwickelt und lassen sich streng nur für die einfachsten Fälle feststellen. Für den besonderen Fall, daß ein im Erdboden eingelagertes Ellipsoid von anderer Permeabilität als das umgebende Medium die Ursache der erdmagnetischen Anomalie bildet, sind die Beziehungen für Horizontalintensität und Deklination untersucht worden von R. Griesser¹⁰⁾.

Als Grundlage, auf welcher sich eine allgemeine Theorie aufbauen läßt, gehen wir aus von dem — als ziemlich gesichert anzusehenden — Ergebnis der Forschungen, daß die induzierende Wirkung des erdmagnetischen Feldes auf die Massen des Untergrundes im wesentlichen die Ursache der erdmagnetischen Anomalien bildet. Die Verschiedenheit in der Permeabilität der im Untergrund befindlichen Massen wird in erster Linie durch den prozentualen Gehalt an Eisenerzen, namentlich stark magnetisierbaren, wie Magnetit, Hämatit usw. bedingt, während im allgemeinen die anderen Bestandteile der Masse deren Magnetisierbarkeit nur unwesentlich beeinflussen, weswegen auch Eruptivgesteine eine sehr große, Sedimente eine bedeutend schwächere Permeabilität besitzen, die je nach dem Gehalt an magnetisierbaren Erzen variiert. Demnach kann man eine magnetisch störende Masse ganz allgemein auffassen, als wenn sie eine ungezählte Menge winziger Magnetstäbe enthalte, deren jeder seine typischen Pole aufweist, und die im ganzen Gestein gleichmäßig magnetisiert und gleichgerichtet — in Richtung der Kraftlinien des erdmagnetischen Feldes — sind. Diese Annahme bedeutet nichts anderes, als daß wir eine gleichmäßige Magnetisierung der Masse annehmen. Unberücksichtigt lassen wir den Fall ungleichmäßig magnetisierter Massen, d. h. also den Fall, daß man noch berücksichtigt, daß die einzelnen Elementarmagnete sich noch gegenseitig beeinflussen, so daß sie nicht alle in Richtung des erdmagnetischen Feldes gerichtet sind. Berücksichtigt man, daß Inhomogenitäten in der magnetisierten Substanz, Unregelmäßigkeiten in der äußeren Begrenzung derselben, die sich mathematisch nicht wiedergeben lassen, es unmöglich machen, die Beziehungen zwischen erdmagnetischen Anomalien und magnetisch störenden Massen in aller Strenge wiederzugeben, so liegt es durchaus innerhalb der überhaupt jeder Theorie anhaftenden Unsicherheit, wenn man von der Annahme der gleichmäßigen Magnetisierung als Grundlage der Theorie ausgeht.

Nach dem bekannten Satze für das Potential P eines gleichmäßig magnetisierten Körpers ist:

$$P = J \frac{dQ}{dx} = J \sum_M \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dx} dv,$$

wo J die Stärke der Magnetisierung, Q das Newtonsche Potential, die x -Achse die Richtung der Magnetisierung, r den Radiusvektor des einzelnen Volumenelements dv bedeuten. Führen wir ein anderes Koordinatensystem (xyz) ein mit der horizontalen Erdoberfläche als xy -Ebene, x in Richtung des magnetischen Meridians positiv nach Norden, z in Richtung der Vertikalen positiv nach unten, so wird der obige Ausdruck:

$$P = -J \sum_M \frac{x \cos i + z \sin i}{r^3} dv = C \sum_M \frac{x \cdot H + z V}{r^3} dv \quad (1)$$

für $C = -\frac{J}{\sqrt{V^2 + H^2}}$

wo i die Inklination, H die Horizontalintensität positiv in Richtung nach Norden, V die Vertikalintensität positiv nach unten gerechnet bedeuten.

Auf Grund dieser Formel lassen sich für die wichtigsten Lagerungsformen der Massen des Untergrundes die magnetisch störenden Wirkungen an der Erdoberfläche theoretisch feststellen, wobei natürlich die Formen der Lagerung soweit idealisiert werden, daß sie eine mathematische Behandlung ermöglichen; das klarste Bild erhalten wir durch Betrachtung der Querschnitte durch den magnetischen Störungskörper senkrecht zur Erdoberfläche, indem wir die Kurven der in diesen Schnittebenen liegenden horizontal und vertikal gerichteten Komponenten der störenden magnetischen Kraft auf der Erdoberfläche untersuchen, wobei die betreffenden Störungskomponenten mit der Vertikalen als Ordinate eingetragen werden. Die horizontale Störungskomponente F setzt sich zusammen aus einer Störung in der Horizontalintensität und einer Störung in der Deklination:

Bedeutet z. B. AB die Lage des Querschnitts, welcher mit der normalen (ungestörten) Nordrichtung N des magnetischen Meridians den Winkel ϵ bildet, H_0 die normale (ungestörte), H die gestörte Horizontalintensität, β die Störung in der Deklination im Punkte A , so ist die in der Schnittebene AB liegende horizontale Störungskomponente F (positiv in Richtung nach B gerechnet):

$$F = H \cos(\epsilon - \beta) - H_0 \cos \epsilon \dots \dots \dots (2)$$

(β und ϵ positiv im Drehungssinne von Norden nach Westen gerechnet).

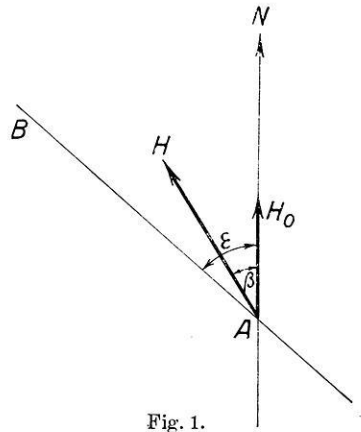


Fig. 1.

3. Besondere Formen der störenden Masse. Um zunächst einen Ausdruck für den Faktor C in Formel (1) zu erhalten, d. h. also um die Abhängigkeit der erdmagnetischen Störung von dem Verhältnis der Permeabilität der störenden Substanz zu derjenigen des umgebenden Mediums klarzustellen, betrachten wir folgende Beispiele:

- a) Abgeplattetes Rotationsellipsoid mit vertikal stehender Achse,
- b) Kugel,
- c) abgeplattetes Rotationsellipsoid mit horizontal stehender Achse parallel zum magnetischen Meridian,
- d) unbegrenzter Kreiszyylinder senkrecht zum Erdfeld.

In allen Fällen betrachten wir den in der Meridianebene liegenden Querschnitt durch den Mittelpunkt; der Ursprung des Koordinatensystems liege senkrecht über dem Mittelpunkt des Störungskörpers auf der Erdoberfläche. Die entsprechenden Formeln*) sind:

a) Abgeplattetes Rotationsellipsoid mit vertikal stehender Achse:

$$\left. \begin{aligned} F &= AV \frac{xz}{p^2(a^2 + \nu)\sqrt{b^2 + \nu}} + BH \left[\frac{x^2 \sqrt{b^2 + \nu}}{p(a^2 + \nu)^2} - \frac{\text{arctg } l - \frac{l}{1+l^2}}{2(a^2 - b^2)^{3/2}} \right] \\ Z &= AV \left[\frac{-z^2}{p(b^2 + \nu)^{3/2}} + \frac{l - \text{arctg } l}{(a^2 - b^2)^{3/2}} \right] - BH \frac{xz}{p(a^2 + \nu)\sqrt{b^2 + \nu}}; \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

dabei bedeuten

- a = große Halbachse,
- b = Rotationshalbachse,
- r = Radiusvektor,

$$l = \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{b^2 + \nu}}, \quad p = a^2 + b^2 + 2\nu - r^2,$$

$$2\nu = r^2 - a^2 - b^2 + \sqrt{r^2 + (a^2 - b^2)(a^2 - b^2 + 2z^2 - 2x^2)},$$

$$A = \frac{a^2 b \frac{\mu_0 - \mu}{\mu_0}}{1 + \frac{\mu_0 - \mu}{\mu_0} \cdot \frac{1 + u^2}{u^3} (\text{arc tg } u - u)},$$

$$B = \frac{a^2 b \frac{\mu - \mu_0}{\mu_0}}{1 + \frac{\mu_0 - \mu}{\mu_0} \cdot \frac{1 + u^2}{2u^3} \left(\frac{u}{1 + u^2} - \text{arc tg } u \right)},$$

$$u = \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{b^2}},$$

- μ = Permeabilität der störenden Masse,
- μ_0 = Permeabilität des umgebenden Mediums.

*) Die zum Teil sehr umfangreichen Ableitungen sind im folgenden der Kürze halber fortgelassen.

b) Kugel:

$$\left. \begin{aligned} F &= \frac{\mu_0 - \mu}{2 \mu_0 + \mu} \cdot \frac{R^3}{r^5} \{3 V x z - H (2 x^2 - z^2)\}, \\ Z &= \frac{\mu_0 - \mu}{2 \mu_0 + \mu} \cdot \frac{R^3}{r^5} \{3 H x z - V (2 z^2 - x^2)\}. \end{aligned} \right\} \dots \dots (4)$$

c) Abgeplattetes Rotationsellipsoid mit horizontal gerichteter Achse parallel zum magnetischen Meridian:

Die Ausdrücke ergeben sich aus Formel (3) dadurch, daß man in diesen vertauscht:

$$F \text{ und } Z, \quad H \text{ und } V, \quad x \text{ und } z.$$

d) Unbegrenzter Kreiszyylinder senkrecht zum Erdfeld:

$$\left. \begin{aligned} F &= \frac{3}{2} \frac{\mu_0 - \mu}{2 \mu_0 + \mu} \cdot \frac{a^2}{r^4} \{2 V z x - H (x^2 - z^2)\}, \\ Z &= \frac{3}{2} \frac{\mu_0 - \mu}{2 \mu_0 + \mu} \cdot \frac{a^2}{r^4} \{2 H z x + V (x^2 - z^2)\}. \end{aligned} \right\} \dots \dots (5)$$

Die klarste Übersicht über die Ergebnisse der Theorie gibt die graphische Darstellung eines Systems von numerischen Beispielen, wie es Fig. 2 zeigt. Die ausgezogene Kurve stellt die vertikale, die gestrichelt gezeichnete die horizontale

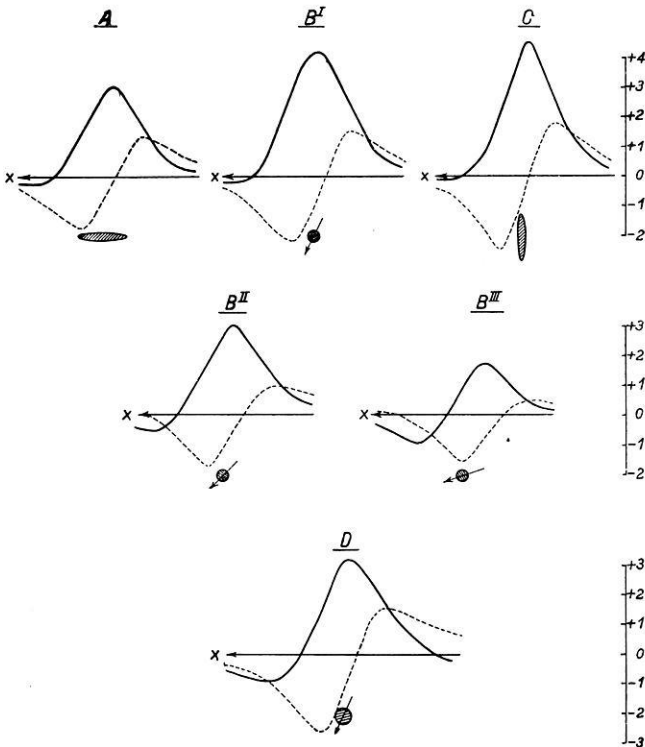


Fig. 2.

Störungskomponente als Funktion des Ortes auf der x -Achse dar; der Pfeil gibt die Richtung der Magnetisierung an. Längeneinheit ist die Tiefe z des Mittelpunktes der störenden Masse unter der Erdoberfläche, Einheit der Ordinate ist:

$\frac{\mu - \mu_0}{2\mu_0 + \mu} \cdot \frac{R^3}{5}$ bzw. $\frac{\mu - \mu_0}{2\mu_0 + \mu} \cdot \frac{a^3}{5}$. In den Beispielen a), b) und c) wird das Volumen der störenden Masse als gleich groß angenommen; für die Halbachsen des Rotationsellipsoids bzw. den Radius der Kugel sind gesetzt:

$$a = 0.4 z, \quad b = 0.02 z, \quad R = 0.15 z.$$

Einem mittleren Wert der Vertikal- bzw. Horizontalintensität für Mitteleuropa entsprechend ist gesetzt:

$$\left. \begin{array}{l} V = 0.4 \\ H = 0.2 \end{array} \right\} \text{d. i. } i = 63\frac{1}{2}^\circ.$$

Um zu zeigen, wie die störenden Kräfte von Stärke und Richtung des normalen erdmagnetischen Feldes beeinflußt werden, betrachten wir für den Fall B der Kugel noch folgende Beispiele, welche den Gegenden von geringerer Inklination entsprechen:

$$\begin{array}{l} \text{II. } V = 0.24, \quad H = 0.24, \quad \text{d. i. } i = 45^\circ, \\ \text{III. } V = 0.075, \quad H = 0.30, \quad \text{d. i. } i = 14\frac{1}{2}^\circ. \end{array}$$

Die dargestellten Kurven zeigen, daß die extreme positive Anomalie sowohl in der Vertikalintensität wie in der Horizontalintensität gegen die Projektion des Mittelpunktes der störenden Masse auf der Erdoberfläche nach Süden, die extreme negative nach Norden hin verschoben ist, und zwar um so mehr, je geringer die Inklination ist; nur bei dem negativen Maximum in der Horizontalintensität ist das Umgekehrte der Fall. Die Größe der Störung (d. i. die Differenz zwischen positivem und negativem Maximum) ist für beide Kraftkomponenten bei horizontal liegendem Rotationsellipsoid größer als bei der Kugel; mit abnehmender Inklination nimmt sie ebenfalls ab.

e) Einfallende Schicht. Eine gleichmäßige, magnetisch störende Schicht von geringer Dicke, dem Einfallen α , dem geringsten Abstand von der Erdoberfläche z , setze sich nach unten bis ins Unendliche fort, ebenfalls nach beiden Seiten senkrecht zur Figurebene, der betrachtete Querschnitt AB schließe mit der Richtung des magnetischen Meridians den Winkel ε ein (positiv im Drehungsinne von Norden nach Westen). Liegt der Nullpunkt des Koordinatensystems auf der Erdoberfläche senkrecht über der geringsten Tiefe der Schicht, x positiv in Richtung des Einfallens, so erhält man für die horizontale bzw. vertikale Komponente der störenden Kraft:

$$\left. \begin{array}{l} F = \frac{C \cdot V}{R^3 (x \sin \alpha + z \cos \alpha)^2} \{ z^3 \cos \alpha - x^3 \sin \alpha - R^3 \cos \alpha \sin \alpha \\ \quad - \frac{H}{V} \cos \varepsilon [(z - R \sin \alpha) R^2 \sin \alpha + xz (x \sin \alpha + z \cos \alpha)] \dots \}, \\ Z = \frac{C \cdot V}{R^3 (x \sin \alpha + z \cos \alpha)^2} \{ R^3 \cos \alpha (x + R \cos \alpha) + xz (x \sin \alpha + z \cos \alpha) \\ \quad - \frac{H}{V} \cos \varepsilon [x^3 \sin \alpha - z^3 \cos \alpha + R^3 \cos \alpha \sin \alpha] \dots \}, \end{array} \right\} \cdot (6)$$

wobei gesetzt ist:

$$R = \sqrt{x^2 + z^2}.$$

Die Kurven der vertikalen und horizontalen Komponente der störenden magnetischen Kraft sind also außer von der Tiefe und dem normalen Wert der Vertikal- und Horizontalintensität auf der Erde noch abhängig von dem Einfallen der Schicht und der Lager der Streichungsrichtung zur Richtung des magnetischen Meridians. In dem auf Fig. 3 oben dargestellten praktischen Beispiel ist gesetzt:

$$\frac{H \cos \varepsilon}{V} = 0$$

(indem wir eben den praktisch für mittteleuropäische Breiten unerheblichen Einfluß der Streichungsrichtung unberücksichtigt lassen).

- I. $\alpha = 0^\circ$,
- II. $\alpha = 45^\circ$,
- III. $\alpha = 90^\circ$,

an Hand derer die Fälle von beliebigem

Einfallen durch Interpolation gefunden werden können. Einheit der Kraft ist $C \cdot V$, Längeneinheit die Tiefe z .

f) Verwerfung bei horizontaler Lagerung. Bedeutet d die Dicke der Schicht, so sind die störenden Kräfte für den einen Teil der durch die Verwerfung geteilten Schicht:

$$\left. \begin{aligned} F &= C \left\{ V \left(\frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + (z+d)^2}} \right) - H \cos \varepsilon \cdot x \left[\frac{1}{x^2 + z^2 + z\sqrt{x^2 + z^2}} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{1}{(z+d + \sqrt{x^2 + (z+d)^2})\sqrt{x^2 + (z+d)^2}} \right] \right\} \dots \\ Z &= C \left\{ V \left[\frac{2d}{z(z+d)} + \frac{z+d}{\sqrt{x^2 + (z+d)^2}(x + \sqrt{x^2 + (z+d)^2})} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}(x + \sqrt{x^2 + z^2})} \right] + H \cos \varepsilon \left(\frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + (z+d)^2}} \right) \right\} \dots \end{aligned} \right\} (7)$$

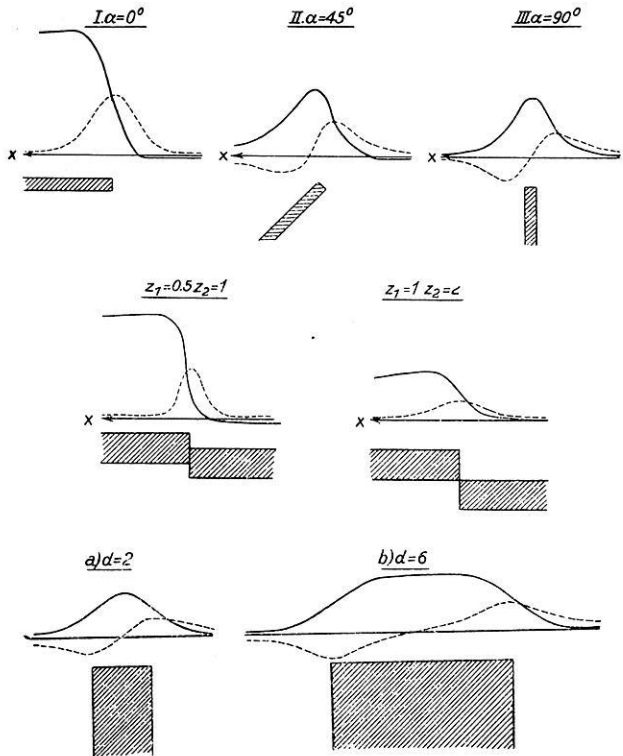


Fig. 3.

Durch Superposition der Störungskomponenten der beiden Teile der durch die Verwerfung geteilten Schicht erhalten wir die Störungskomponenten der Verwerfung.

In dem auf Fig. 3 (Mitte) dargestellten graphischen Beispiel ist gesetzt:

$$a) z_1 = 0.5 \quad z_2 = 1$$

$$b) z_1 = 1. \quad z_2 = 2,$$

wo z_1 und z_2 die Tiefen der Oberfläche der durch die Verwerfung in zwei Teile geteilten Schicht bedeuten.

g) Senkrecht einfallende Schicht von größerem Durchmesser. Fällt der Nullpunkt des Koordinatensystems mit dem Schnittpunkt der Mittellinie der störenden Schicht mit der Erdoberfläche zusammen, so ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$F = C \left\{ V \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) + H \cos \varepsilon \left[\frac{x - \frac{d}{2}}{R_1(R_1 - z)} - \frac{x + \frac{d}{2}}{R_2(R_2 - z)} - \frac{2d}{x^2 - \frac{d^2}{4}} \dots \right] \dots \right\} \quad (8)$$

$$Z = C \left\{ Vz \left[\frac{1}{R_2 \left(R_2 - x - \frac{d}{2} \right)} - \frac{1}{R_1 \left(R_1 - x + \frac{d}{2} \right)} \right] - H \cos \varepsilon \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) \dots \right\}$$

wobei gesetzt ist:

$$R_1 = \sqrt{z^2 + \left(x - \frac{d}{2} \right)^2}$$

$$R_2 = \sqrt{z^2 + \left(x + \frac{d}{2} \right)^2}.$$

In dem auf Fig. 4 unten dargestellten graphischen Beispiel ist gesetzt:

$$\frac{H \cos \varepsilon}{V} = 0, \quad C \cdot V = 1, \quad z = 1,$$

$$a) d = 2, \quad b) d = 6.$$

Als bemerkenswertes Resultat zeigt sich, daß die Intensität der Störung mit der Zunahme des horizontalen Durchmessers nur unwesentlich zunimmt.

h) Horizontal gelagerte Schicht von endlicher Erstreckung. Für einen unendlich langen horizontalen Durchmesser von gleichmäßiger Dicke d und gleichmäßiger Tiefe z gibt Gleichung (7) die Komponenten der störenden Kraft an; daraus läßt sich ohne Schwierigkeit der Verlauf der störenden Kraft für eine endliche Länge der Schicht konstruieren.

Um an diesem Spezialfall zu untersuchen, wie stark die Streichungsrichtung der störenden Schicht die Kurve der störenden Kräfte beeinflußt, betrachten wir folgende Beispiele: Für eine Inklination von $i = 14^\circ$ z. B. kann der Faktor

$n = \frac{H \cos \varepsilon}{V}$ etwa innerhalb der Grenzen $-4 \leq n \leq +4$ schwanken; dementsprechend setzen wir folgende numerischen Werte:

- | | |
|-------------------|--------------|
| A. $n = 0,$ | |
| B. $n = \pm 1/2,$ | $CV = 1,$ |
| C. $n = \pm 2,$ | |
| D. $n = \pm 4,$ | $z = d = 1.$ |

Durch Interpolation kann man daraus den Verlauf der Kurven für jede beliebige Inklination und Streichungsrichtung finden; z. B. für mitteleuropäische Breiten kann der Faktor n etwa zwischen den Grenzen $-1/2 \leq n \leq +1/2$ variieren. Die Rechnung ergibt das auf Fig. 4 dargestellte graphische Bild.

Die Kurven lassen erkennen, daß der Einfluß der Streichungsrichtung auf den Verlauf der Kurve der störenden Kräfte in Gegenden von großer Inklination nur unerheblich ist, so daß praktisch bei erdmagnetischen Untersuchungen in nördlichen Gegenden dieser Einfluß vernachlässigt werden kann; dagegen in südlicheren Gegenden, in welchen die Inklination kleiner ist, verlaufen die Kurven der störenden Kraft je nach dem Streichen recht verschieden.

Was den Einfluß der Tiefe der störenden Masse auf die Intensität der Störungen an-

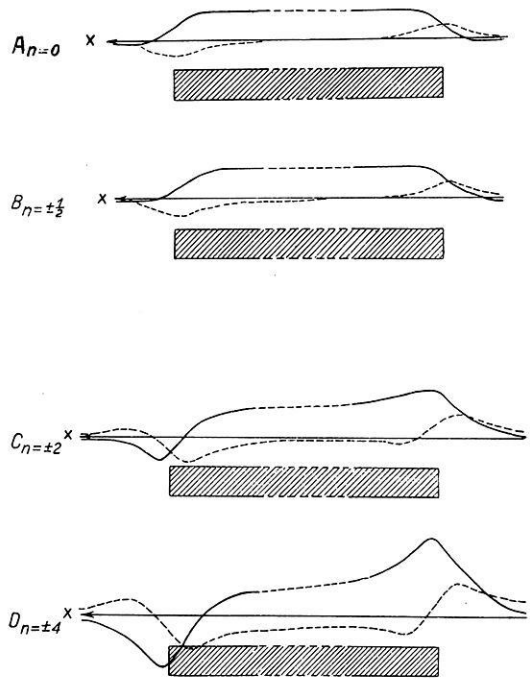


Fig. 4.

belangt, so folgt aus den Formeln allgemein, daß diese etwa mit der zweiten bis dritten Potenz der Tiefe abnimmt; z. B. erfolgt die Abnahme der maximalen Störung bei der Kugelform nach Formel (4) proportional dem reziproken Wert der dritten Potenz der Tiefe, bei einer senkrecht einfallenden unbegrenzten Schicht nach Formel (6) etwa proportional dem reziproken Wert der zweiten Potenz. Allgemein gültige Regeln über die Beziehungen zwischen der Kurve der störenden Kräfte und der Tiefe der Störungsmasse lassen sich nicht aufstellen; sie sind in den einzelnen Beispielen verschieden. Als durchschlagende Regel für sämtliche magnetische Anomalien gilt folgende: Das stärkste Anwachsen in der vertikalen Störungskomponente fällt zusammen mit einem Maximum oder Minimum in der horizontalen Störungskomponente, und umgekehrt

Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft
vom 7. bis 9. Dezember 1925 in Göttingen.

**Über die Wiederherstellung
des Netzes seismischer Stationen von USSR und über den
gegenwärtigen Zustand der Arbeiten des Physikalisch-Mathe-
matischen Instituts der Akademie der Wissenschaften.**

Von **W. Stekloff.**

Direktor des Phys.-Math. Instituts der Akademie der Wissenschaften von USSR.

Mit dem Anfang des Weltkrieges im Jahre 1914 wurde der Verkehr zwischen den russischen seismischen Stationen und den seismologischen Instituten im Ausland unterbrochen.

Im Mai 1916 starb der Begründer und Leiter der seismologischen Organisation, Akademiker B. B. Galitzin. Gegen Anfang 1918 war die Arbeit an beinahe allen seismischen Stationen wegen Mangels an Heizung, Licht und Photopapier eingestellt.

Besonders schwer hat das seismische Netz während des Bürgerkrieges von Ende 1917 bis Anfang 1918 gelitten.

Die Seismische Zentralstation zu Pulkowo verblieb ohne jede Aufsicht und Heizung; das große zweistöckige Haus mit Laboratorium, Berechnungs- und photographischen Zimmern, sowie mit den Wohnungen der Beamten der Station wurde in der Nacht zum 1. Januar 1919 niedergebrannt, das Dach des Elektrizitätswerkes wurde beim Bombardement zerschossen und der unterirdische Pavillon war vollständig untauglich geworden.

Die Station zu Tomsk für Beobachtungen der Gezeiten wurde teils zerstört, teils ausgeplündert, diejenige von Makejewka (im Donnetzbecken) hat ebenfalls schwer gelitten; sie wurde in einen Wohnraum für Bedienung verwandelt, während der Pavillon als Keller benutzt wurde.

Die Stationen 1. Klasse zu Irkutsk, Taschkent und Baku mußten ihren Betrieb einstellen, da sowohl die Beobachtungsräume als auch alle Instrumente stark beschädigt waren.

Die Stationen 2. Klasse zu Kabansk, Marituj, Zurnabat, Werny, Piatigorsk, Borshom und andere wurden ebenfalls teils ausgeplündert, teils zerstört.

Der Verkehr mit Leningrad wurde bis 1921 unterbrochen und erst 1922 wieder aufgenommen.

Einer der Hauptphysiker des Physikalischen Laboratoriums der Akademie der Wissenschaften, Prof. Wilip, der auf dem Gebiete der Seismologie arbeitete, sowie dessen Mechaniker-Konstrukteur Masing verließen Rußland, um als estnische Optanten heimzureisen. Infolgedessen mußte die Tätigkeit der Werkstätten des Laboratoriums eingestellt werden, und es wurden deren Räume später in Wohnungen verwandelt. Das Laboratorium verblieb ohne Heizung und öfter ohne Beleuchtung.

Am wenigsten hat die Station zu Ekaterinburg gelitten, aber auch diese hatte ihren Vorrat an Photopapier gegen das Ende dieser Periode verbraucht und litt an Mangel von Licht und Heizung.

Diese Lage dauerte bis Ende 1921, als ich es für notwendig hielt, zu außerordentlichen Maßnahmen zu greifen, um die Tätigkeit sowohl des Physikalischen Laboratoriums als auch des zerstörten seismischen Netzes wiederherzustellen.

Bereits im Jahre 1921 gelang es uns, nicht nur die Tätigkeit des Physikalischen Laboratoriums neu zu organisieren, sondern es auch in ein Physikalisch-Mathematisches Institut mit Abteilungen für Seismologie, allgemeine Physik und Mathematik zu verwandeln.

Im Laufe der letzten Jahre wurde ein Kredit von 40 000 Goldrubel erwirkt, um im Ausland neue Apparate und Instrumente zu erwerben, und es gelang, mit Unterstützung des Volkskommissars für Auswärtigen Handel, Herrn Krassin, zum Einkauf von Büchern, Tabellen usw. für die mathematische Abteilung des neu eröffneten Instituts, die durch den Akademiker A. Kryloff im Ausland eingekauft und der Akademie zugestellt worden waren, einen Zuschuß zu erhalten. Gleichzeitig erhielt die genannte Abteilung als Geschenk die Büchersammlungen der Akademiker Stekloff, A. Markoff, Prof. Korkin und erwarb diejenige des verstorbenen Akademikers A. Liapunoff.

Die Regierungsorgane von Leningrad kamen den Bedürfnissen der Akademie entgegen und überwiesen ihr einige Gebäude, so daß die Zahl der zur Verfügung stehenden Räume fast verdoppelt wurde. Der Rat der Volkskommissare, der die große Bedeutung der Akademie für die ganze Republik anerkannte, wies einige Mittel zur Reparatur und Einrichtung dieser Gebäude an. Diesen Umständen verdanken wir es, daß der Flächeninhalt des in ein Physikalisch-Mathematisches Institut umgewandelten Physikalischen Laboratoriums von 86 Quadratfaden auf beinahe 300 Quadratfaden vergrößert wurde. Heute nimmt das Physikalisch-Mathematische Institut drei Stockwerke im linken Flügel des Hauptbaues der Akademie (Universitätskai 5) ein, deren Reparatur und Ausrüstung jetzt beendet ist.

Die neuen Werkstätten im Unterbau funktionieren bereits seit einem Jahre. Ein großer Teil der im Ausland bestellten neuen Apparate und Instrumente ist bereits angekommen, unter anderem neue Fräsmaschinen, die schon aufgestellt sind, ein Vorrat von Photopapier für seismische Stationen usw.

Inzwischen haben unsere Werkstätten eine Reihe von Instrumenten neuer Konstruktion für Seismologie und Schwerkraft angefertigt. Mehrere Bestellungen sind von anderen wissenschaftlichen Instituten der Republik eingelaufen. In letzterer Zeit wurden z. B. fünf Variometer von Eötvös, eines vervollkommneten, dem Heckerschen analogen Typus konstruiert. Es genügt zu bemerken, daß unsere Instrumente fast 15 mal weniger wiegen als die gewöhnlichen Variometer von Eötvös, daß ihre Anfertigung sehr viel billiger ist, während sie jedenfalls den letzteren an Präzision nicht nachstehen und dabei weniger Zeit zur Ausführung der Beobachtungen beanspruchen.

Die neuen Variometer wurden bereits im Herbst 1924 während einer gravimetrischen Expedition in das Gebiet des platinhaltigen Dunit-Massivs im Ural

bei Feldarbeiten geprüft, wobei während 2¹/₂ Monaten Arbeit unter der Führung von Prof. Nikiforow, Hauptphysiker des Instituts, über tausend Punkte aufgenommen worden waren, während für dieselbe Arbeit bei der Benutzung der alten Variometer wenigstens sechs Monate erforderlich gewesen sein würden. Im Sommer dieses Jahres wurde eine neue Expedition organisiert ins Gebiet des Ibetzkaia (Südural), Satschita und neuerdings eine dritte ins Gebiet des Krivoi Rog, deren Resultate nach Abschluß der Bearbeitung im Bulletin des Instituts veröffentlicht werden sollen. Es werden auch verbesserte Pyrometer, Modell des Akademikers Kurnakow, Teilmaschinen (neues Modell) usw. angefertigt.

Einem besonderen Ausschuß der Wissenschaft beim Rat der Volkskommissare, welcher auf die Initiative der Akademie und des Vorsitzenden des Rates, A. Rykow, gegründet worden war, verdankt die Akademie etwa 5000 Goldrubel für die Wiederherstellung der seismischen Stationen. Seitens der Akademie selbst wurde eine Summe für die vorläufige Reparatur der Zentralstation zu Pulkowo angewiesen.

Laut Budget des vorigen Jahres wurde ein spezieller Kredit von 25 000 Rubel angewiesen zum Aufbau eines neuen Wohnhauses zu Pulkowo statt des niedergebrannten. Sowohl der Bau als auch die innere Ausrüstung ist bereits fertiggestellt.

Andere Reichsanstalten entsprachen in Anerkennung der Bedeutung der seismologischen Beobachtungen und Untersuchungen der Anregung des Physikalisch-Mathematischen Instituts der Akademie und nahmen an den gemeinschaftlichen Arbeiten teil.

Der Volksökonomierat übernahm die Ausgaben für die Wiederherstellung der Station 1. Klasse Makejewka und die Bezahlung ihrer Beamten. Die Tätigkeit dieser unter der Leitung des Mathematisch-Physikalischen Instituts stehenden Station befaßt sich hauptsächlich auch mit der Bearbeitung wichtiger Aufgaben des Bergbaues, wie des Auftretens schlagender Wetter bei Kohlenruben, Verschiebungen der Kohlenschichten, deren Streckung usw. Die Verwaltung des Azerbeidshan-Erdöls zu Baku gründete auf eigene Kosten eine Station 1. Klasse daselbst, wo insbesondere auch Beobachtungen ausgeführt werden über den Naphthaausfluß; sie trägt außerdem die Kosten für deren Unterhaltung.

Auch die Behörden von Irkutsk und von Taschkent unterstützen die lokalen Stationen 1. Klasse in weitgehender Weise. Diese Stationen arbeiten im Rahmen des Physikalisch-Mathematischen Instituts; die Arbeiter von Taschkent leisteten bei der Reparatur derselben Hilfe und eröffneten sie feierlich.

Augenblicklich werden Unterhandlungen geführt wegen eines passenden freien Raumes in Wladiwostok für die Gründung einer Station 1. Klasse daselbst. Hier sind seismologische Beobachtungen von besonderem Wert wegen der Nähe eines der größten Erdbebengebiete, Japan.

Im Herbst 1923 gründete das Moskauer Institut für Kosmische Physik eine seismische Station in Kutschino bei Moskau, die ebenfalls an das seismische Netz des Physikalisch-Mathematischen Instituts angeschlossen ist. Diese kontrolliert

die Ergebnisse der Registrierungen, vergleicht sie mit denjenigen von Pulkowo und veröffentlicht sie.

Alle obenerwähnten Arbeiten werden unter direkter Leitung des Direktors des Physikalisch-Mathematischen Instituts ausgeführt, unter der Mitwirkung der neugegründeten ständigen seismischen Kommission an der Akademie der Wissenschaften, der die Mitglieder der Akademie des betreffenden Spezialgebietes sowie auch der Hauptphysiker des Instituts, Chef der seismologischen Abteilung, die Vertreter des Geophysikalischen Observatoriums, die Sternwarte zu Pulkowo, die Geographische Gesellschaft, das Geologische Komitee, das Institut für angewandte Geophysik und die bevollmächtigten Vertreter des Kriegs- und Marinewesens, des Volksökonomierats und des Verkehrskommissariats angehören.

Dank der tatkräftigen Arbeit des Chefs der seismologischen Abteilung des Physikalisch-Mathematischen Instituts, Prof. Nikiforow (der auch das seismische Bulletin redigiert) und anderer Mitarbeiter des Instituts, die die seismischen Stationen verwalten, wurde die Veröffentlichung seismischer Bulletins der Stationen 1. Klasse zu Ekaterinburg, Pulkowo und Irkutsk im Sommer 1923 wieder aufgenommen. Im Herbst 1924 begann diejenige der Station zu Baku, deren Beobachtungen von wesentlicher Bedeutung für den ganzen Kaukasus sind. Die Bulletins der Station 1. Klasse zu Kutschino bei Moskau werden bereits veröffentlicht; der Austausch dieser Bulletins mit den wichtigsten seismologischen Instituten der ganzen Erde (über 100 Anstalten) ist wieder aufgenommen worden.

Die „Bulletins“ der ehemaligen seismischen Kommission sind jetzt in diejenigen des Physikalisch-Mathematischen Instituts umgewandelt, und es sind bereits einige Lieferungen derselben erschienen. Es ist ein reiches Material für weitere Veröffentlichungen vorhanden, deren Erscheinen allein durch die von der Überschwemmung vom 23. September 1924 verursachten Schäden verzögert wurde. Diese Katastrophe hat im Physikalisch-Mathematischen Institut große Verwüstungen angerichtet und seine Arbeiten gehemmt. Das Wasser stand in den Werkstätten über $1\frac{1}{2}$ m hoch, die instrumentelle Einrichtung wurde durch Feuchtigkeit schwer geschädigt und unbrauchbar gemacht. Auch der Generator für Gleichstrom wurde untauglich.

Jetzt sind die wesentlichsten Schäden beseitigt, die Instrumente wurden gereinigt und neu montiert und das Elektrizitätswerk für Gleichstrom, der für den Betrieb der Fräs- und sonstigen Maschinen erforderlich ist, wieder in einen betriebsfähigen Zustand gebracht.

Die von Prof. Abold bearbeiteten Beobachtungen über die Gezeiten an der Tomsker Station, die vor deren Zerstörung ausgeführt worden waren, werden nach endgültiger Bearbeitung ebenda publiziert. Die weitere Leitung der Beobachtungen an der Station Tomsk, die durch Anordnung der Seismischen Kommission die Tomsker Schwerkraftstation genannt worden ist, ist Prof. Orlow anvertraut. In der letzten Sitzung der Kommission wurde bestimmt, eine Station zu eröffnen in Nishni-Nowgorod, deren Breite ($59^{\circ}19'$) sich für Beobachtungen dieser Art sehr gut eignet.

Prof. Nikiforow hat auch die Leitung der praktischen Übungen in der Seismologie und die Vorbereitung der Spezialisten für seismische Beobachtungen.

Seit dem vorigen Herbst hält er an der Universität Vorlesungen über Seismologie, wobei ein großes Interesse für diese Abteilung der physikalischen Wissenschaft festzustellen ist.

Außer den obenerwähnten Schwerkraftinstrumenten werden in den Werkstätten des Physikalisch-Mathematischen Instituts verschiedene Präzisionsinstrumente für seismische Stationen, sowie auch Seismographen und Schwerkraftinstrumente neuer Konstruktion nach Prof. Nikiforows Entwurf angefertigt und geschädigte Apparate repariert.

Die nach Prof. Nikiforows Projekten konstruierten Instrumente dienen hauptsächlich der Bestimmung seismischer Bewegungen von sehr kleiner Periode, sie sind äußerst leicht zu transportieren und gleichzeitig höchst empfindlich. Die schwingende Masse dieser Apparate ist bis auf 40 und weniger Gramm gebracht (gewöhnliches Gewicht = einige Zehner Kilogramm und mehr), während die Vergrößerung bis auf 200 000 und mehr gesteigert werden kann. Sie sind noch dadurch bemerkenswert, daß die aperiodische Dämpfung unnötig wird; es genügt, den Dämpfungskoeffizienten zu $\frac{1}{2}$ anzunehmen.

Die im Physikalisch-Mathematischen Institut angestellten Versuche mit künstlich hervorgerufenen Bodenerschütterungen ergaben sehr befriedigende Resultate, und die erhaltenen Seismogramme zeigten mit voller Deutlichkeit sowohl periodische Bewegungen des Bodens, als auch Erschütterungen aller Art, wie sie z. B. von der Trambahn verursacht werden. Solche Instrumente sind für Beobachtungen von künstlichen Explosionen, Erschütterungen der Gebäude, der Eisenbahnen, Bodenbewegungen beim Artillerieschießen usw. bestimmt.

Nach Prof. Nikiforows Plan wurde ein besonderer Apparat für Bestimmung der senkrechten Komponente der Schwerkraft, die von der Änderung des spezifischen Gewichts in Zusammenhang mit derjenigen der Schwerkraft abhängt, angefertigt. Der Apparat ist sehr bequem tragbar, er kann die Dauer der Beobachtungen im Vergleich zu den gewöhnlichen Pendelbeobachtungen um mehrere hundert Male verkürzen. Für die nächste Zukunft sind zwecks weiterer Vervollkommnung derselben eine Reihe von Kontrollversuchen mit diesem Apparat in Aussicht genommen. Schließlich wurde kurz vor Beginn der Feierlichkeiten des 200 jährigen Bestehens der Akademie der Wissenschaften in Leningrad im Erdgeschoß des Hauptbaues der Akademie in etwa 20 km Entfernung von der Zentralstation in Pulkowo eine seismische Station eröffnet. Theoretische Betrachtungen führten zu der Schlußfolgerung, daß die Aufstellung der Galitzinschen Seismographen mit galvanometrischer Registrierung sogar in großen Zentren mit starkem Straßenverkehr ohne die Gefahr einer Verschlechterung der Seismogramme möglich ist, außerdem bietet sie ein neues Mittel für seismische Beobachtungen besonderer Art. Ein vorläufiger Versuch hat diese Folgerungen bestätigt, und heute registriert die Station nicht nur große Erdbeben, sondern es werden auch verschiedene mikroseismische Bewegungen beobachtet.

Trotz aller Schwierigkeiten, die hauptsächlich verursacht waren durch die ungenügende Zahl der Mitarbeiter, die geringen Mittel, die Folgen der vorher-

gehenden Ereignisse, unerwartete Hemmungen, wie z. B. die außerordentliche Überschwemmung vom 23. September 1924, die Sorgen wegen des Umbaus und der Reparatur der neuen akademischen Gebäude, ging die Arbeit vor sich. Was die Seismologie betrifft, werden wir bald dieselbe Stellung erreichen, welche wir unter anderen seismologischen Anstalten der Welt vor dem Kriege einnahmen; die Arbeiten auf dem Gebiet der Schwerkraft aber stellen neue Errungenschaften unseres Instituts dar, die auch zu praktisch nutzbaren Erfolgen führen werden.

Akademiker W. Stekloff,

Vizepräsident der Akademie der Wissenschaften von USSR, Direktor des
Physikalisch-Mathematischen Instituts.

Die Frage der Periodizität der Erdbeben.

Von E. Tams.

Es wird die Frage der Realität der ganzsonnentägigen Periode, sowie des mondtägigen und des jährlichen Ganges in der Erdbebenhäufigkeit erörtert. Das Vorhandensein monatlicher Periodizitäten kann nicht angenommen werden. Allen über eine ganzjährige Periodendauer wesentlich hinausgreifenden Schlußfolgerungen ist besondere Zurückhaltung geboten.

Eine von dem Verfasser ausgeführte eingehende kritisch zusammenfassende Darstellung der über das genannte Thema vorliegenden Untersuchungen*) läßt in einigen der Hauptpunkte für die Gegenwart die nachfolgenden, an ausgewählten Beispielen erläuterten Ergebnisse erkennen.

1. Mehr oder weniger bestimmte Anzeichen sind zunächst bezüglich der Existenz einer ganzsonnentägigen Periode vorhanden. Eine solche Periode zeigt sich z. B. bei wesentlicher Übereinstimmung der Phasen besonders ausgeprägt nach Conrad²⁾ bei den österreichischen Beben von 1897 bis 1907 (Gesamtzahl $n = 2497$), nach Cavasino¹⁾ bei den italienischen Beben von 1891 bis 1920 ($n = 12966$), nach Kolderup⁹⁾ bei den norwegischen Beben von 1887 bis 1911 ($n = 494$) und nach dem Verfasser¹⁸⁾ bei den vogtländischen Erdstößen von 1897 bis 1903 ($n = 1440$). In allen diesen Fällen tritt das Maximum der Frequenz um Mitternacht oder doch bald darnach und ein breites Minimum in den eigentlichen Tagesstunden zwischen 8^h und 20^h auf. Insbesondere liefert die Zerlegung des täglichen Ganges nach der harmonischen Analyse für die österreichischen Beben eine ganztägige Welle mit einer relativen Amplitude, welche mit 0.43 gleich dem 12.3fachen Betrage der Expektanz $\left(\varepsilon = \sqrt{\frac{\pi}{n}} = 0,035 \right)$ ist, und mit einem Maximum bzw. Minimum um $0^{\text{h}}/4^{\text{h}}$

*) Zurzeit im Druck; wird im Verlag von Gebr. Borntraeger als Nr. 5 der von C. Mainka herausgegebenen Sammlung Geophysikalischer Schriften erscheinen. Hier auch ein ausführliches Verzeichnis der bis Mitte 1925 dem Verf. bekannt gewordenen wichtigsten Literatur.

bzw. $12\frac{3}{4}^h$. Für die genannten vogtländischen Schwärme treten die Extremepochen um 1^h bzw. 13^h ein und erreicht die relative Amplitude mit 0.42 den 8.9 fachen Betrag der Expektanz $\varepsilon = 0.047$. Eine Ausnahme bildet nur der vogtländische Schwarm von 1908, der mit seinen 1563 Stößen das Maximum der ganztägigen Welle um $15\frac{1}{2}^h$ und das Minimum demgemäß in der Zeit der ausgehenden Nacht um $31\frac{1}{2}^h$ zeigt. Es ist wahrscheinlich, daß hier der normale sonnentägige Verlauf durch ausgeprägteres gruppenartiges Auftreten der Einzelstöße verwischt worden ist, wie hier denn auch die relative Amplitude mit 0.15 nur gleich 3.3ε ist ($\varepsilon = 0.045$), was für Schwarmbeben nicht viel besagen will.

Der physio-psychologische Standpunkt von de Montessus de Ballore¹¹⁾, daß es sich nur um eine Periodizität der Erdbebenmeldungen handelt, dürfte zum Teil berechtigt sein, reicht aber nicht aus, um den täglichen Gang ganz zu erklären. In dieser Hinsicht mag hier nur darauf hingewiesen werden, daß z. B. bei den italienischen Erdbeben auch die 2084 Beben mit einer Intensität von mindestens 5^o Mercalli, deren Wahrnehmbarkeit unabhängig von den nachts und tagsüber verschiedenen Bedingungen der unmittelbaren Beobachtung ist ein deutliches Überwiegen in der Nacht aufweisen, indem sich das Verhältnis ihrer Anzahl während der eigentlichen Tageszeit von 6^h bis 18^h zu ihrer Anzahl während der übrigen Stunden der Ruhe von 18^h bis 6^h auf 0.75 stellt, was übrigens derselbe Wert ist, der sich bei Berücksichtigung aller fühlbaren Beben ergibt. Die Kurve des täglichen Ganges dieser stärkeren Beben ist der entsprechenden Kurve für alle Beben außerordentlich ähnlich. Für die Gesamtheit der 66 stärkeren Stöße im Vogtlande ist dies Verhältnis bei ähnlicher Zeiteinteilung (um 8^h und 20^h) sogar nur gleich 0.49. Der Verfasser hält es für möglich, daß wenigstens dann, wenn es sich um mehr oberflächlich gelegene Herde handelt, wie z. B. bei den vogtländischen Erdstößen, auch die durch die Horizontalpendelbeobachtungen festgestellte, durch den täglichen Temperatur- und Strahlungsgang hervorgerufene Verbiegung des Erdbodens von Bedeutung ist, insofern durch die mit der nächtlichen Abkühlung vor sich gehende Boden- deformation Rißbildungen gefördert werden könnten, während die tagsüber statthabende Erwärmung auf die oberen Erdschichten in der Richtung einer Erschwerung von Zerreißen einwirkt.

Von anderer Seite [Davison⁵⁾ und Omori^{14), 16)}] wird ein Zusammenhang des täglichen Ganges der Erdbebenhäufigkeit mit dem Luftdruck für wahrscheinlich gehalten. Bei dem vogtländischen Schwarmbeben kann nach dem Verfasser¹⁹⁾ ein solcher Zusammenhang nicht angenommen werden, da sich die Stoßfrequenz hier auch durchaus unabhängig von den meistens ungleich beträchtlicheren Luftdruckänderungen von Tag zu Tag erweist*). Doch auch für Japan sind bisher in dieser Hinsicht engere Beziehungen nicht nachweisbar.

*) Wenn O. Meißner (Diese Zeitschr. I, S. 194 — 196) auf Grund der vom Verf. gegebenen einzelnen Daten für die Zunahme der Stoßzahl mit der Höhe des Luftdrucks bzw. mit fallendem Luftdruck die Korrelationsfaktoren 0.54 ± 0.34 bzw. -0.57 ± 0.36 findet, so kann daraus wohl kaum auf einen Zusammenhang zwischen beiden Arten von Vorgängen geschlossen werden. Bei der Größe des mittleren Fehlers, der bei Vorhanden-

Die neueren Untersuchungen von Davison beziehen sich auf die Erdbeben Japans nach den dort von 1875 bis 1902 von ihnen erhaltenen instrumentellen Aufzeichnungen. Wenn nun auch bei diesem Material die im Laufe von 24 Stunden wechselnden physio-psychologischen Momente der unmittelbaren Wahrnehmbarkeit ausgeschaltet sind, so fragt es sich aber andererseits, ob im Hinblick auf die ältere seismische Apparatur der japanischen Stationen die verarbeiteten Daten als hinreichend vollständig gelten können*). Die Ergebnisse der harmonischen Analyse einzelner solcher Beobachtungsreihen gewöhnlicher Beben (unter Ausschluß der Nachbeben) sind für die Annahme einer realen gantztägigen Periodizität nicht gerade günstig. Die Epochen des Maximums stimmen zwar in allen diesen Fällen nahe überein. Indem sie aber auf 11^h oder 12^h fallen, liegt die ganzjährige Periode hier praktisch invers zu derjenigen in Mitteleuropa und Italien; und die Amplituden sind nur klein, nämlich gleich 1.2ϵ bis 3.25ϵ . Namentlich Omori sprach sich dafür aus, daß der tägliche Gang der Erdbebenfrequenz in erster Linie durch die Höhe des Luftdruckes bestimmt werde. Berechnet man jedoch den Korrelationsfaktor k zwischen der täglichen Schwankung der Bebenhäufigkeit und derjenigen des Luftdrucks für Tokio auf Grund mehrjähriger Mittel der stündlichen Bebenfrequenz bzw. Luftdruckwerte (das seismische Material umfaßte 2208 in Tokio von 1876 bis 1899 registrierte Beben), so erhält man für k mit $+0.32 + 0.12$ w. F. nur einen recht niedrigen Wert mit relativ großem wahrscheinlichen Fehler, so daß hiernach das Vorhandensein einer gegenseitigen Beziehung kaum angenommen werden kann. Und ein Zusammenhang erscheint noch weniger vorhanden, wenn man den Gang der dreistündigen Bebenfrequenzen mit den entsprechenden dreistündigen Luftdruckmitteln für ganz Japan miteinander vergleicht. Hierfür ergibt sich $k = -0.13 + 0.23$ w. F., wonach außerdem im Gegensatz zu den Verhältnissen in Tokio eine Bebenhäufigkeit über dem Mittel mehr einem Luftdruck unter dem Mittel entsprechen würde und umgekehrt. Aber auch sonst ist hier zwischen Fallen und Steigen des Luftdrucks und der Zunahme und Abnahme der Bebenhäufigkeit keine Korrespondenz vorhanden, indem alle vier möglichen Kombinationen dieser Vorgänge auftreten.

Von den analytisch sich ergebenden Unterperioden eines Sonnentages muß zurzeit gesagt werden, daß keine von ihnen als reell angesprochen werden kann.

2. Bezüglich der Perioden im Laufe eines Mondtages darf man es vielleicht als nicht unwahrscheinlich bezeichnen, daß sich ein Einfluß der halbmondtagigen Mondwelle geltend macht. Wie Verfasser¹⁸⁾ bei den gut verfolgten

sein einer Beziehung erfahrungsgemäß höchstens etwa ein Viertel des Koeffizienten selber betragen darf (R. H. Hooker: *Quat. Journ. Meteorol. Soc.* **34**, 277—291, London 1908), möchte Verf. diesem Rechnungsergebnis in der Tat nur eine formale Bedeutung beilegen. Auch wäre nicht recht einzusehen, daß nicht auch tiefer, aber zunehmender Luftdruck, also wachsende Belastung des Erdbodens schollenverschiebend und damit erdbebenanregend wirken sollte.

*) Sofern überhaupt praktisch durch instrumentelle Beobachtung annähernd Vollständigkeit erreicht werden kann. Von den 1563 Stößen des vogtländischen Erdbebenschwarms von 1908 sind nach F. Etzold selbst in Leipzig durch den Wiechertschen 1100 kg-Horizontalseismographen nur 102 registriert worden.

vogtländischen Erdbebenschwärmern (3003 Stöße) ein Überwiegen der halbmond-tägigen Welle gegenüber der ganz- und viertelmond-tägigen feststellen konnte und die beiden Maxima um je $3\frac{1}{2}$ Stunden nach der oberen und unteren Mondkulmination fand, so ergab sich nach Knott⁸⁾ dasselbe auf Grund eines Materials von 3531 in Japan instrumentell beobachteter Beben. Die Amplitude betrug in beiden Fällen 8 Proz. des stündlichen Mittelwerts und erreichte damit allerdings nur den 2.7 fachen Betrag der Expektanz. Auch liegen weniger günstige Ergebnisse für andere Erdbebenreihen vor.

Eine sichere Entscheidung darüber, ob der durch Ebbe und Flut des Meeres hervorgerufene Wechsel von Entlastung und Belastung des Meeresbodens insbesondere in Küstenzonen die seismische Frequenz beeinflusse, ist noch nicht zu treffen, obwohl Untersuchungen in dieser Richtung vorliegen, so von Knott⁷⁾ und Cotton⁴⁾ über Erdbeben in Japan und von Taber¹⁷⁾ über die Erdbeben in der Küstenebene bei Charleston.

Ein Einfluß der Mondphasen (synodischmonatliche Periodizität) und der wechselnden Mondentfernung (anomalistischmonatliche Periodizität) kann nach kritischer Wertung aller hierüber vorliegenden Resultate nicht angenommen werden; und dasselbe gilt in bezug auf den tropischen und nodischen Monat. Cotton⁴⁾ betont indessen, daß hinsichtlich einer sekundär auslösenden Einwirkung der Gezeitenspannungen in der Erdkruste jedes Beben, sofern es auf einer Schollenverschiebung längs einer in bestimmter Richtung orientierten und einfallenden Verwerfung beruhe, für sich behandelt werden müsse, denn es komme auf die Differenz der in den Zonen beiderseits der Dislokationslinie wirksamen Spannungen an, und diese Differenz sei wesentlich von der Stellung des gezeiterregenden Himmelskörpers in Beziehung auf die Verwerfung abhängig. In der Tat wird wohl die Möglichkeit nicht abzuweisen sein, daß in besonders günstigen Fällen die Gezeitenvorgänge in Erdkörper erdbebenfördernd wirken können.

3. Was den jährlichen Gang der Erdbebenhäufigkeit betrifft, so ist nach Conrad²⁾ ein solcher in sehr ausgesprochener Weise z. B. in Österreich vorhanden. Sowohl die 2497 Einzelbeben wie auch die 1476 Beben-tage des 11-jährigen Zeitraumes von 1897 bis 1907 weisen ein ausgeprägtes Maximum von Januar bis April und ein deutliches Minimum von Juli bis Oktober auf. Genauer ergibt sich nach der harmonischen Analyse für die ganzjährige Welle bei den Einzelbeben bzw. den Beben-tagen die relative Amplitude gleich 0.32 bzw. 0.25, d. h. gleich dem 9 fachen bzw. $5\frac{1}{2}$ fachen Betrage der Expektanz ($\epsilon = 0.035$ bzw. 0.046), und die Maximumepoche praktisch übereinstimmend gleich dem 13. bzw. 12. Februar, die Minimumepoche dementsprechend gleich Mitte August. Ähnliche Verhältnisse mit einem Maximum im Januar und einem Minimum von Mai bis August liegen nach Kolderup⁹⁾ in Skandinavien vor. Speziell für Norwegen berechnet sich für den Zeitraum von 1834 bis 1911 eine Verteilung, nach der 14.8 Proz. aller Beben allein auf den Januar fallen und nur 16.8 Proz. den drei Monaten Mai, Juni, Juli angehören, statt $8\frac{1}{3}$ bzw. 25 Proz. bei gleichmäßiger Verteilung.

Für Österreich konnte nun Conrad²⁾ eine recht enge Korrelation zwischen dem jährlichen Gange der seismischen Frequenz und dem der Luftdrucksituationen

mit steilen Gradienten (von mindestens 5 mm) über den habituellen Schüttergebieten nachweisen, indem sich als Korrelationskoeffizient bei den Einzelbeben $k = +0.687 \pm 0.103$ w. F. und bei den Beben Tagen $k' = +0.728 \pm 0.095$ w. F. ableitete. Und wenn auch zwischen der ganzjährigen Welle der Beben Tage und derjenigen der kritischen Luftdrucksituationen eine Phasendifferenz von reichlich einem Monat vorhanden ist, und zwar in dem Sinne, daß das Häufigkeitsmaximum der Situationen um diesen Betrag vorangeht, so erscheint es doch unzweifelhaft, daß steile Gradienten als sekundär auslösende Ursachen von Erdbeben gewertet werden müssen, was übigens auch Kolderup für Norwegen in Betracht gezogen wissen möchte.

Der ziemlich unregelmäßigen Jahreskurve, welche man nach den von Cavasino¹⁾ für die 30 Jahre von 1891 bis 1920 angegebenen monatlichen Häufigkeitszahlen von 13 531 italienischen Erdbeben erhält und die das Hauptmaximum im Sommer aufweist bei einer im übrigen bezüglich der meteorologischen Jahreszeiten nicht über 2 bis 2.5 Proz. der Gesamtzahl nach oben und unten vom Mittel abweichenden Verteilung [Winter (Dez. bis Febr.) 3109; Frühling (März bis Mai) 3360; Sommer (Juni bis Aug.) 3712; Herbst (Sept. bis Nov.) 3350] kann ein besonderes Gewicht nicht ohne weiteres beigelegt werden, da Cavasino nicht wie Conrad die Nachbeben und die Einzelstöße von Bebenschwärmen eliminiert, sondern in seine Zählung alle makroseismisch beobachteten Stöße aufgenommen hat, sofern diese zeitlich nur wenigstens fünf Minuten auseinander lagen. Abgesehen von einer dadurch wahrscheinlich bedingten Verschleierung des jährlichen Ganges der sich nur auf 4964 beziffernden selbständigen Beben kann aber auch der Gang der sekundär auslösenden Ursachen hier ein anderer sein. Eine regional differenzierte Untersuchung über etwaige Zusammenhänge mit dem Regenfall — freilich immer unter Einschluß der Nachstöße — lieferte zwar keinerlei bestimmte Ergebnisse; doch steht eine analoge Untersuchung mit Beziehung auf Zyklonen und Antizyklonen noch aus. Die von Mercalli¹⁰⁾ aufgezeigte monatliche Verteilung von 1557 seit dem 12. Jahrhundert in Ligurien und Piemont stattgehabten Erdbeben weist mit 68.3 Proz. im Winter und Frühling und 31.7 Proz. im Sommer und Herbst ein den österreichischen Verhältnissen recht ähnliches Bild auf.

Neuere Bearbeitungen japanischer Erdbebenreihen durch Davison⁵⁾ lassen kein einheitliches Bild erkennen. Omori¹⁴⁾ meint entsprechend einer in der japanischen Region jahreszeitlich unterschiedlichen Druckschwankung über dem Lande und über dem Meeresboden hinsichtlich des jährlichen Ganges der Erdbebenhäufigkeit hier zwei Zonen unterscheiden zu sollen: Zone A (westliche Hälfte von Hokkaido und Nippon sowie die Inseln Shikoku und Kiushiu, meistens von Inlandbeben betroffen) mit dem Maximum der Frequenz vorwiegend im Frühling und dem Minimum im Sommer oder Herbst und Zone B (östliche Hälfte von Hokkaido und nördliche Hälfte von Nippon, meistens durch Beben submariner Herkunft erschüttert) mit dem Maximum im Sommer und dem Minimum im Winter und Herbst. Doch betragen die Differenzen der extremen Häufigkeitszahlen für die vier meteorologischen Jahreszeiten gegenüber dem Mittel (25 Proz.) bei Gruppe A nur + 4 Proz. und — 5 Proz.

und bei Gruppe B nur + 5 Proz. und — 3 Proz., so daß die Abweichungen von einer gleichmäßigen Verteilung hiernach sehr wohl auf Zufall beruhen könnten. Auch dürfte der angenommene Zusammenhang mit der Höhe des Drucks an sich nach den früheren Ausführungen sehr zweifelhaft sein. Vielleicht aber weisen auch, wie Omori¹⁵⁾ vermutet, die gewöhnlichen kleinen Beben und die großen zerstörenden Beben einen entgegengesetzten jährlichen Gang auf, was darauf beruhen könnte, daß durch viele schwache Beben die Erdkruste so weit entspannt wird, daß starke Erschütterungen nicht mehr erzeugt werden können, während zur Zeit des Minimums der kleinen Erschütterungen eine Spannungshäufung statthat, die dann zu großen Beben führen kann.

Die Schwankungen in der Größe des Luftdruckgradienten werden sehr allgemein von Knott⁸⁾ als hauptsächliche Erklärung des auch von ihm vielfach gefundenen Wintermaximums der seismischen Frequenz herangezogen. Der Gradient sei namentlich an den Kontinentalküsten im Winter, wenn er vom Land nach der See zu gerichtet ist, steiler als im Sommer, wenn er die umgekehrte Richtung hat. Den Gradienten möchte ferner u. a. Taber¹⁷⁾ als sekundär auslösende Ursache für die Erdbeben bei Charleston mit in Anspruch nehmen, bei denen aber namentlich noch ein enger Zusammenhang mit dem lokalen Regenfall bestehen soll, indem während des untersuchten Zeitraumes von 1885 bis 1913 Bebenhäufigkeit und Höhe des Regenfalls im großen und ganzen einen parallelen Gang aufweisen. Wenn sich nach dem Verfasser¹⁹⁾ bei den vogtländischen Schwarmbeben sicher kein erkennbarer Einfluß der Gradienten zeigte, so liegt darin kein Widerspruch zu obigen Ansichten, denn die Gradienten waren hier nicht stark, da sie nur dreimal über 2.5 mm lagen und den Betrag von 3.4 mm nicht überschritten.

Eine in derselben Richtung liegende Untersuchung des jährlichen Ganges der zerstörenden Erdbeben Chinas durch Drake⁶⁾, der von 1831 v. Chr. bis 1911 n. Chr. insgesamt 521 solcher Ereignisse mit dem Monat ihres Eintritts auführen konnte, läßt nun allerdings ein deutliches Maximum von Juni bis August hervortreten, das auch noch klar erhalten bleibt, wenn man Nord-, Mittel- und Südchina getrennt für sich betrachtet (das Maximum liegt in diesen drei Monaten zusammengenommen immerhin um 11 bis 14 Proz. der betreffenden Gesamtsumme über dem Mittel), doch ist hier gerade der Sommer durch intensive atmosphärische Störungen, die sich in heftigen, von starken Druckvariationen begleiteten Regenstürmen (Südostmonsun) äußern, ausgezeichnet. Angesichts des natürlich recht lückenhaften Erdbebenmaterials wird man jedoch diese beachtenswerten Feststellungen noch nicht als gesichert betrachten dürfen. Auch die hohen Werte der Korrelationsfaktoren, die der Verfasser auf Grund der Angaben von Drake für die Kurve der Erdbebenhäufigkeit in Nord- bzw. Mittelchina und die Kurve der Regenhöhe in Tsingtau (Nordchina) bzw. Zikawei (Mittelchina) mit $k = 0.87 \pm 0.046$ w. F. bzw. $k' = 0.92 \pm 0.030$ w. F. fand, können kaum darüber wagtäuschen, denn für Südchina, wo die Regenstürme am heftigsten auftreten, stellt sich unter Berücksichtigung der Regenhöhe in Macao der entsprechende Koeffizient nur auf $k'' = 0.44 \pm 0.157$ w. F.

4. Zurückhaltung aber scheint dem Verfasser vor allem gegenüber den an sich zweifellos sehr interessanten Berechnungen von Turner²³⁾ geboten, von deren Ergebnissen hier angeführt sei, daß die Epoche des jährlichen Maximums sich im Jahre allmählich verlagern soll, indem diese Änderung erstens mit einer doppelten Amplitude von etwa $3\frac{1}{2}$ Monaten einer Periode von 80 Jahren unterworfen ist und zweitens nach Eliminierung dieser 80jährigen Periode noch durch eine Rückwärtsbewegung von ungefähr einem Monat in 80 Jahren charakterisiert ist. Zu so weit über eine ganzjährige Periodendauer hinausgreifenden Schlußfolgerungen müssen aber die seismischen Daten als durchaus unzureichend bezeichnet werden. Und dies gilt natürlich auch in bezug auf den Hinweis von Turner^{20) 21)}, daß z. B. in dem Auftreten der chinesischen Beben vielleicht sogar Perioden von 240 bis 280 Jahren nachweisbar seien, die außerdem in dem Wachstum der kalifornischen Riesenbäume und in den Nilüberschwemmungen aufträten. Auch glaubte man u. a. noch Anzeichen für eine Schwankung der Erdbebenhäufigkeit im Zyklus der 35jährigen Brücknerschen Klimaperioden gefunden zu haben. De Montessus de Ballore^{12) 13)} gelangte indessen in diesem letzten Punkt an Hand des Milneschen Katalogs der zerstörenden Erdbeben von 7 bis 1899 n. Chr. zu einem durchaus negativen Standpunkt und hält vielmehr für wahrscheinlich, daß nach Maßgabe der eigentlich zerstörenden Beben die Seismizität der Erde wenigstens in der historischen Zeit überhaupt konstant geblieben ist. Im übrigen kann freilich die ablehnende Stellungnahme dieses Autors gegenüber allen irgendwie durch exogene Einflüsse bedingten seismischen Frequenzschwankungen, wie schon diese Ausführungen zeigen, nicht immer als wirklich begründet angesehen werden.

Für eine von Turner²²⁾ in einigen Fällen errechnete ganz kurze Stoßperiode von rund 21 Minuten erweisen sich die Grundlagen, wie z. B. Visser²⁴⁾ für Niederländisch-Indien dartun konnte, als trügerisch oder sehr anfechtbar.

Schließlich mag noch bemerkt werden, daß man nach den bisherigen Untersuchungen nicht wohl sagen kann, daß die Polwanderungen sich in der Seismizität der Erde überhaupt oder in derjenigen einzelner Regionen irgendwie widerspiegeln, und daß man annehmen muß, daß Beziehungen zwischen Erdbebenhäufigkeit und der Periodizität der Sonnenflecken nicht vorhanden sind.

Literatur.

- 1) A. Cavasino: Boll. Soc. Sism. Ital. **25**, 49—81 (1924/25).
- 2) V. Conrad: Mitt. Erdbeb.-Kom. Ak. Wiss. Wien, N. F. **36**, 23 S. (1909); u. N. F. **44**, 22 S. (1912).
- 3) Derselbe: Zeitschr. f. Geophysik **1**, 191—194 (1924/25).
- 4) L. A. Cotton: Bull. Seism. Soc. America **12**, 47—198 (1922).
- 5) Ch. Davison: Phil. Mag. **41** (6. Ser.), 908—916 (1921).
- 6) N. F. Drake: Bull. Seism. Soc. America **2**, 40—91 u. 124—133 (1912).
- 7) C. G. Knott: Proc. R. Soc. of London **60**, 457—466 (1897).
- 8) Derselbe: The Physics of Earthquake Phenomena, Kap. 7 und 8, Oxford 1908.
- 9) C. F. Kolderup: Bergens Museums Aarbok 1913, Nr. 8.
- 10) G. Mercalli: I terremoti della Liguria e del Piemonte. Neapel 1897.
- 11) F. de Montessus de Ballore: Arch. d. sciences phys. nat. **22**, 409—430, Genf 1889 u. Compt. rend. Ac. Sc. **109**, 327—330, Paris 1889.

12) Derselbe: Comt. rend. Ac. Sc. **154**, 1843—1844, Paris 1912.
 13) Derselbe: Ebenda **155**, 379—380, Paris 1912.
 14) F. Omori: Publ. Earthq. Investig. Com. **8**, 1—94, Tokio 1902.
 15) Derselbe: Bull. Earthq. Investig. Com. **2**, 17—20, Tokio 1908.
 16) Derselbe: Ebenda, S. 101—135.
 17) St. Taber: Bull. Seism. Soc. America **4**, 108—160 (1914).
 18) E. Tams: Zeitschr. f. angew. Geophys. **1**, 193—213 (1925).
 19) Derselbe: Ber. d. math.-phys. Kl. Sächs. Ak. Wiss. **76**, 188—203, Leipzig 1924.
 20) H. H. Turner: British Associat. Report. Seismolog. Investig. 1919, 1920, 1921.
 21) Derselbe: Monthly Notices R. Astron. Soc. **79**, 531—539, London 1919 und **80**, 617—619, 1920.
 22) Derselbe: British Associat. Report. Seismolog. Investig. 1922, 1923, 1924.
 23) Derselbe: Monthly Notices R. Astron. Soc. Geophysical Supplement **1**, Heft 5, Dez. 1924, S. 204—217.
 24) Natuurk. Tijdschr. v. Nederl.-Indië **83**, 133—153 (1923).

Untersuchungen zur Frage, bis zu welcher Tiefe die Erde kristallin ist.

Von **B. Gutenberg**. — (Mit drei Abbildungen.)

Nach Laboratoriumsversuchen nimmt beim Schmelzen eines Stoffes dessen Richtigkeit ab. Es ist daher damit zu rechnen, daß im Erdinnern in der Tiefe, in der die Grenze zwischen amorphen und kristallinen Stoffen liegt, eine sprungweise Abnahme der Richtigkeit und damit auch der Wellengeschwindigkeit stattfindet. Da im Mantel der Erde keine Anzeichen hierfür vorliegen und auch der Übergang zur Zwischenschicht stetig ist, erscheint es wahrscheinlich, daß die Erde bis zur Kerngrenze kristallin ist, falls die Kristallisationsgrenze nicht schon in 2450 km Tiefe liegt.

Die Untersuchung der Richtigkeitsfaktoren hat für alle Körper eine mehr oder minder große sprungweise Abnahme beim Schmelzen ergeben¹⁾. Es besteht hiernach die Wahrscheinlichkeit, daß auch im Erdinnern in der Tiefe, in welcher ein Übergang von dem kristallinen zum amorphen Aggregatzustand stattfindet, der Richtigkeitsfaktor sprungweise abnimmt. Da nun die Wellengeschwindigkeit V der longitudinalen und \mathfrak{B} der transversalen Erdbebenvorläufer mit dem Richtigkeitsfaktor μ , dem Inkompressibilitätsfaktor k und der Dichte ρ verknüpft sind durch die Beziehungen

$$V^2 = \left(k + \frac{4}{3} \mu \right) : \rho \dots \dots \dots (1)$$

$$\mathfrak{B}^2 = \mu : \rho \dots \dots \dots (2)$$

so müßten in der genannten Grenztiefe auch V und \mathfrak{B} sprungweise abnehmen. Wir beschränken uns auf V und haben nunmehr die Frage zu beantworten: In welchen Tiefen nimmt die Geschwindigkeit V der Longitudinalwellen sprungweise ab? Bisher kennen wir nur eine derartige Grenze mit Sicherheit, und zwar in 2900 km Tiefe am Erdkern. Hier nimmt zwar zweifellos

die Dichte ρ sprunghaft zu, doch scheint es, als ob auch μ sprunghaft abnimmt²⁾. Weiter nimmt V in 2450 km Tiefe ab; ob die geringe Abnahme dort (von etwa $13\frac{1}{4}$ km/sec um $\frac{1}{4}$ km/sec) sprunghaft oder im Bereich einer dickeren Schicht erfolgt, konnte noch nicht entschieden werden; auch \mathfrak{B} zeigt hier übrigens eine ähnliche Abnahme. Außer diesen wohl zweifelsfrei festgelegten Unstetigkeitsflächen [vgl. 2)] wurden von mehreren Autoren in dem obersten Drittel des Erdmantels Unstetigkeiten vermutet, an denen V abnehmen soll. Zunächst glaubte S. Mohorovičić³⁾ in 400 km Tiefe eine Abnahme von V von 8.9 auf 8.7 km gefunden zu haben. Dieses Ergebnis war durch beiderseitige Extrapolation der Nachbarkurvenstücke beim Auftragen der aus Laufzeitbeobachtungen gewonnenen Werte von V als Funktion der Tiefe gefunden worden, doch schien es S. Mohorovičić nicht sehr sicher, so daß er auch mit der Möglichkeit einer vorübergehenden geringeren Zunahme von V rechnete. Die Distanz, in der die Wellen auftauchen, welche die Schicht in 400 km Tiefe berührt haben, beträgt nach S. Mohorovičić 2700 km. Andererseits glaubten B. Galitzin⁴⁾ und J. Wilip⁵⁾ aus Beobachtungen der Einfallswinkel Anhaltspunkte für eine ähnliche Unstetigkeit gefunden zu haben, und zwar soll der Einfallswinkel in einer Herddistanz von 2100 km nach ersterem und von 1650 km nach letzterem Unstetigkeiten aufweisen. Man sieht, daß die Differenzen so erheblich sind, daß es sich nicht um ein und dieselbe Erscheinung handeln kann [Angaben über die Einfallswinkel in 2)].

Nun geben aber die Amplitudenbeobachtungen, auf die Zöppritz⁶⁾ seine Methode zur Feststellung von Unstetigkeitsflächen aufbaute, ein sehr empfindliches Mittel, um hier eine Entscheidung zu bringen. Die horizontale Bodenverrückung u durch eine Longitudinalwelle mit der Periode T und dem Einfallswinkel i_0 in der Herddistanz \mathcal{A} ist für einen Herd in der Erdoberfläche gegeben durch [Ableitung ähnlich wie in 6)]:

$$u = C \cdot f \cdot T \left(\frac{u}{A_i} \right) \sqrt{\frac{e^{-\int k d D}}{\delta \cos i_0 \sin \mathcal{A}} \Pi \left(\frac{E_r}{E_i} \right)} \dots \dots \dots (3)$$

wo C = Konstante für jedes Beben, f = Untergrundfaktor an der betreffenden Station [Näheres in 8)], $(u : A_i)$ = Faktor, der nur von i_0 abhängt [vgl. z. B. 7)], k = Extinktionsfaktor auf dem Wege D der Welle, $(E_r : E_i)$ = Verhältnis der reflektierten zur einfallenden Energie beim Passieren von Unstetigkeitsflächen, δ = Zonenbreite, auf welche die Energie fällt, die gleiche Zonen auf einer Elementarkugel um den Herd passiert hat [Näheres in 7)]. Beschränken wir uns auf ein kleines Gebiet, so wird angenähert

$$u = C' \sqrt{\frac{1}{\delta \sin \mathcal{A}}} \dots \dots \dots (4)$$

für Herdentfernungen in der Nähe von $\mathcal{A} = 90^\circ$ kann auch $\sin \mathcal{A}$ in C' hineingenommen werden. Nun ist aber bei kleinen Änderungen von $\sin i_0$, wenn i_0 groß ist, angenähert $\delta = c' \frac{d \mathcal{A}}{d i_0}$ (genauer: $\delta = c \cdot F \cdot \frac{d \mathcal{A}}{d i_0}$, wo $F = \frac{d i_0}{d \cos i_0}$ aus

Funktionstabellen entnommen werden kann). Es folgt also in unserem Falle angenähert:

$$u = C'' \sqrt{\frac{1}{\sin \mathcal{A}} \frac{d i_0}{d \mathcal{A}}} \quad \text{oder} \quad \frac{d i_0}{d \mathcal{A}} = c u^2 \sin \mathcal{A} \quad \dots \dots (5)$$

Falls i_0 klein ist, muß F berücksichtigt werden, und es ist dann angenähert:

$$\frac{d i_0}{d \mathcal{A}} = c u^2 F \sin \mathcal{A} \quad \dots \dots \dots (5a)$$

Nun ist andererseits, falls $V_0 =$ Geschwindigkeit der Longitudinalwellen in der Nähe der Erdoberfläche,

$$\sin i_0 = V_0 \frac{dt}{d \mathcal{A}} \quad \dots \dots \dots (6)$$

Aus der Laufzeitkurve läßt sich nach (6) $\sin i_0$ berechnen. In dem zu untersuchenden Stück der Kurve i_0 als Funktion von \mathcal{A} wählt man nun möglichst in der Mitte und in einem Gebiet, in dem sich u gleichmäßig ändert, ein Wertepaar i_0 und \mathcal{A} aus, bestimmt für diese Stelle $d i_0 : d \mathcal{A}$ und hiermit c in Gleichung (5). Nunmehr kann man die beobachteten Werte von u in dem zu untersuchenden Bereich benutzen, um $d i_0 : d \mathcal{A}$, d. h. die Richtung der Kurve $i_0(\mathcal{A})$ zu finden. Mit Hilfe der so gewonnenen Richtungsangaben zeichnet man eine verbesserte Kurve $i_0(\mathcal{A})$ und wiederholt das Verfahren, wobei man auf die Gleichung (3) zurückgeht, soweit man die dazu nötigen Größen kennt. Aus (5) oder (3) folgt: Steigt u stark an, so nimmt i_0 mit wachsendem \mathcal{A} schnell ab, nimmt u stark ab, so nähert sich i_0 mehr und mehr einem konstanten Wert. Ändert sich u sprunghaft, so hat die Kurve $i_0(\mathcal{A})$ einen Knick. In diesem Falle (und nur in diesem!) hat auch die Kurve, welche V als Funktion der Tiefe darstellt, einen Knick, d. h. wir haben im Erdinnern eine Unstetigkeit zweiter Ordnung. Gerade diese werden also durch die Untersuchung der Amplituden zweifelsfrei festgestellt: Jeder sprunghaften Änderung von u entspricht ein Knick in der Kurve V als Funktion der Tiefe. Bei sprunghafter Änderung von V verliert die Laufzeitkurve ihren Zusammenhang.

Um diese Methode auf die P -Wellen anwenden zu können, müssen wir zunächst die Änderung der Amplituden der P -Wellen feststellen, und zwar wollen wir das Gebiet vom Beginn der P -Wellen in etwa $\mathcal{A} = 200$ km Distanz bis zu etwa 4000 km untersuchen, da die Amplitudenverhältnisse in größerer Distanz auf Grund der Zoeppritzschen Methode hinreichend untersucht und für kleinere Distanzen (bzw. Tiefen) die Laufzeitkurven genauer bekannt sind. Für den genannten Bereich haben wir vor allem die Untersuchung ¹²⁾ über die beiden mitteleuropäischen Beben vom 16. November 1911 und 20. Juli 1913. In Fig. 1 wurden zunächst die Amplituden des ersteren eingetragen (ausgefüllte Kreise), dann die des zweiten nach Multiplikation mit 5, wodurch die Werte etwa auf gleiche Höhe zu liegen kommen (ausgefüllte Vierecke), und schließlich die aus dem gleichen Grunde durch 50 geteilten Werte für das Japanbeben [vgl. ⁸⁾] am 1. September 1923 (offene Kreise). Die drei Beben zeigen die gleiche Erscheinung: Zunächst innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit gleichmäßige Abnahme der Amplituden, dann sprunghafte Zunahme und darauf wieder regelmäßige Ab-

nahme, wie vor allem die Aufzeichnungen des Spitzbergenbebens vom 8. April 1922 zeigen, die durch die Hauptstation für Erdbebenforschung in Jena reproduziert und für die vorliegende Untersuchung von mir neu ausgewertet worden sind [offene Vierecke, Fig. 1⁹⁾]. Auch das früher untersuchte Amplitudenverhältnis $PP:P$ für Distanzen von 4000 km ab [vgl. 7)] zeigt, daß PP von 4000 km Herddistanz ab regelmäßig verläuft, daß also das gleiche für P von $\Delta > 2000$ km ab gilt. Es folgt also, daß zwischen 57 km Tiefe und 1200 km Tiefe die Geschwindigkeitskurve v (Tiefe) nur an einer Stelle einen Knick haben kann, der dem Amplitudensprung in Fig. 1 entspricht, während keinerlei Anzeichen für sprungweise Änderung von v vorhanden sind. Es ist im übrigen als Folge des verschiedenartigen Aufbaues der obersten Erdschichten zu er-

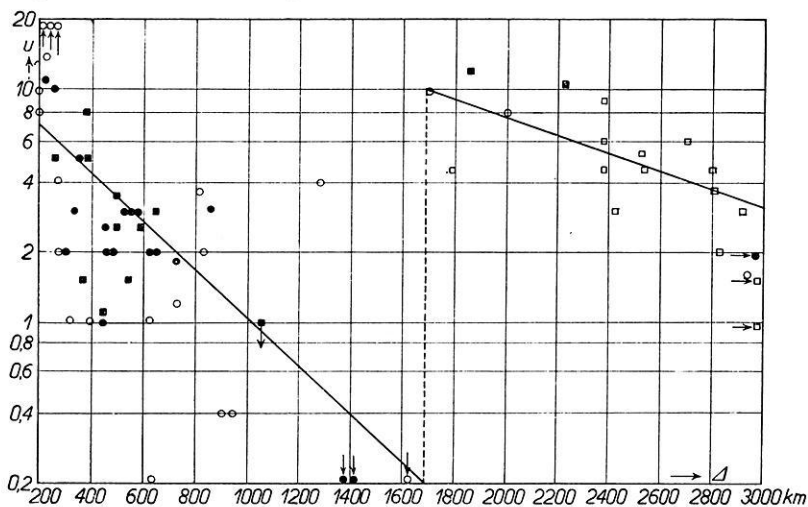


Fig. 1.

warten, daß die Sprungstelle der Amplituden bei Beben in verschiedenen Gegenden etwas variiert. Außerdem entsteht eine starke Streuung der beobachteten Werte dadurch, daß die zur Berechnung der Amplituden benutzte Gleichung für Sinuswellen gilt, nicht aber für einen neu einsetzenden Impuls, wie ein Vergleich der üblichen Formel mit den von Berlage¹¹⁾ unter anderen Voraussetzungen abgeleiteten Gleichungen zeigt.

Für die beiden mitteleuropäischen Beben ist die Sprungdistanz sehr scharf ausgeprägt. Während bei dem schwächeren Beben in Königsberg ($\Delta = 1068$ km, Wiechertpendel, Vergrößerung $V = 220$) und in Czernowitz ($\Delta = 1242$ km, Mainkapendel, $V = 200$) keine Spur von P zu erkennen ist (bei dem ersten Beben waren beide Stationen noch nicht in Betrieb), und weiter bei beiden Beben in Upsala ($\Delta = 1414$ km, $V = 200$), Cartuja ($\Delta = 1613$ km, $V = 500$! beim stärkeren Beben) sowie beim stärkeren Beben auch in Algier ($\Delta = 1373$ km, $V = 160$) jede Spur von P fehlt, beträgt bei beiden Beben die Amplitude in Pulkovo ($\Delta = 1868$ km) mehrere μ , in Baku ($\Delta = 3320$ km) beim ersten immer noch

2 μ . Die Amplitude von *P* springt also zwischen $\Delta = 1613$ km und $\Delta = 1868$ km von höchstens 0.2 μ auf mehrere μ (durch Bodenunruhe im ersten Falle nicht genau feststellbar, im zweiten Falle 3 μ). Beim Japanbeben am 1. September 1923 gilt Ähnliches. In Nagasaki ($\Delta = 910$ km) war *P* kaum zu erkennen, in Zi-ka-wei ($\Delta = 1720$ km) war es außerordentlich stark, etwa 500 μ . Dazwischen, in Otomari ($\Delta = 1300$ km), ist nach dem Bericht ebenfalls bereits eine größere Amplitude (200 μ) vorhanden gewesen. An und für sich sind, wie schon erwähnt, Differenzen der Sprungdistanz in verschiedenen Erdteilen durchaus möglich.

Für Mitteleuropa wählen wir auf die Herdtiefe 0 reduziert $\Delta = 1700$ km als Grenzdistanz, also den gleichen Wert, den auch Wilip aus seinen Betrachtungen

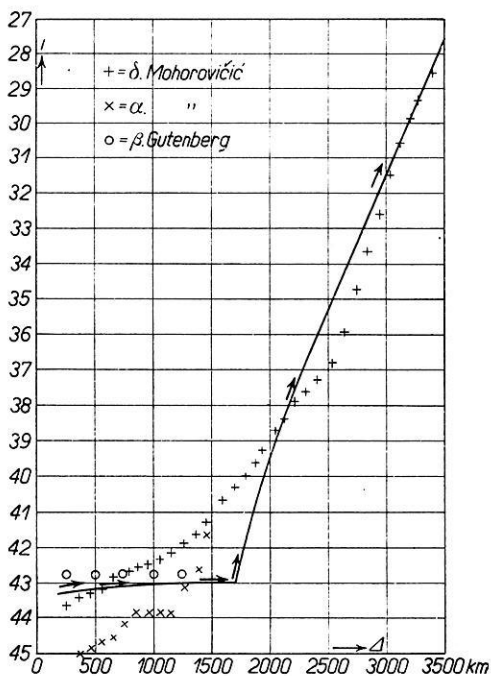


Fig. 2.

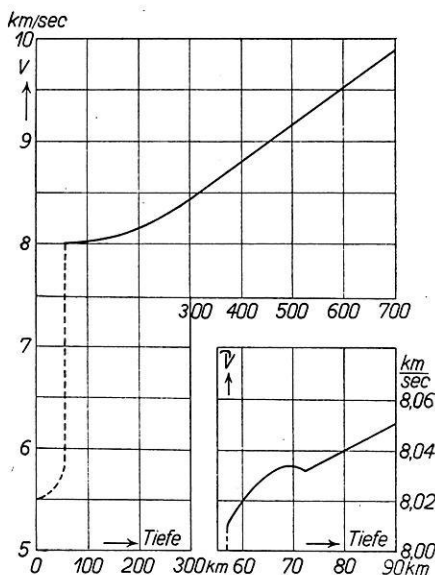


Fig. 3.

über den Einfallswinkel gefunden hat. Wir können nunmehr aus Fig. 1 nach Gleichung (5) die Neigung der $i_0(\Delta)$ -Kurve berechnen, wenn wir diese für einen Punkt annehmen. In Fig. 2 sind die aus Laufzeitkurven nach Gleichung (6) berechneten Werte von i_0 eingetragen, und zwar nach S. Mohorovičić [3], 1915] mit stehenden Kreuzen, nach B. Gutenberg [14], 1923] mit Kreisen und nach der Laufzeitkurve für $h = 0$ von A. Mohorovičić [18], 1925] mit liegenden Kreuzen. Nach den Werten von S. Mohorovičić in der Nähe von $\Delta = 3000$ km wurde dann c in Gleichung (5) berechnet und hieraus nach derselben Gleichung $di_0 : d\Delta$ auf Grund der Fig. 1. Die in Fig. 2 eingezeichneten Pfeile sind das Ergebnis. Die eingezeichnete Kurve genügt sowohl den beobachteten Laufzeiten wie den Amplituden. Schließlich wurde die Wellengeschwindigkeit V nach der Wiechert-Herglotzschen Methode bestimmt. Fig. 3 zeigt das Er-

gebnis. Der Amplitudensprung in 1700 km Herddistanz rührt hiernach davon her, daß zwischen 57 und etwas über 70 km Tiefe die Wellengeschwindigkeit fast konstant ist, zuletzt sogar ein klein wenig abnimmt, um erst darauf mit einem Knick erst langsamer, dann stärker anzusteigen. Die Änderungen sind jedoch so gering, daß sie in der Hauptabbildung gar nicht zu erkennen sind und nur in sehr großem Maßstab deutlich werden. Die rechts unten in Fig. 3 gezeichnete Kurve dürfte mehr qualitative als quantitative Bedeutung haben. Die Abnahme von V in 70 km Tiefe kann lediglich durch die normale Zunahme der Dichte bedingt sein. Ob eine schwache Abnahme der Richtigkeit hier außerdem vorhanden ist, läßt sich nicht entscheiden; wahrscheinlich ist eine solche nach unseren Ergebnissen nicht.

Wir finden jedenfalls, daß im Mantel der Erde bis zu 1200 km Tiefe nirgends eine sprungweise Abnahme der Richtigkeit erfolgt, daß insbesondere in 400 km Tiefe keine Unstetigkeit vorhanden ist, und daß, von einem kleinen Gebiet um 70 km abgesehen, wo die Richtigkeit etwa konstant zu sein scheint, diese stets nach innen zunimmt, in Europa in 57 km Tiefe nach früheren Untersuchungen [vgl. 7)] sogar sprungweise.

Es bleiben also für die Grenze zwischen kristallinem und amorphem Material zwei Möglichkeiten: Entweder erfolgt der Übergang bei den im Erdinnern herrschenden Drucken entgegen unseren Laboratoriumsversuchen ohne Abnahme der Richtigkeit, was nach den Ergebnissen von G. Tammann¹⁾ nicht ausgeschlossen wäre, wonach bei SiO_2 bei wachsendem Drucke der Richtigkeitsunterschied zwischen Kristall und Schmelze immer geringer wurde, ohne allerdings bei den erreichten Drucken und Temperaturen ganz zu verschwinden, oder aber die Grenze der kristallinen Erdschale liegt mindestens in 2450 km Tiefe, wahrscheinlicher aber an der stärksten Diskontinuität der Erde, die wir kennen, am Erdkern in 2900 km Tiefe.

Literatur.

- 1) G. Tammann: Aggregatzustände. Leipzig, Voss, 1923.
- 2) B. Gutenberg: Der Aufbau der Erde. Berlin, Borntraeger, 1925.
- 3) S. Mohorovičić: Gerlands Beiträge z. Geophys. **14**, 187 (1915).
- 4) B. Galitzin: Nachr. d. seism. Kommission **7**, Heft 2. Petersburg 1917.
- 5) J. Wilip: Acta et commentationes universitatis Dorpatensis A. VI, S 10 (1924).
- 6) K. Zöppritz, L. Geiger u. B. Gutenberg: Über Erdbebenwellen V. Göttinger Nachr. 1912.
- 7) B. Gutenberg: Theorie der Erdbebenwellen, in A. Sieberg, Geologische, physikalische und angewandte Erdbebenkunde. Jena, Gust. Fischer, 1923.
- 8) Derselbe: Bearbeitung von Aufzeichnungen einiger Weltbeben. Abh. d. Senckenberg. Naturf. Ges. Frankfurt a. M. **40**, 57 (1925).
- 9) Mitteilungen ... über die Aufzeichnungen des Bebens vom 8. April 1922. Hauptstation für Erdbebenforschung in Jena, Juni 1922.
- 10) E. Tams: Die seismischen Verhältnisse des europäischen Weltmeeres. Zentralblatt f. Mineralogie, Geologie ... S. 385 (1922).
- 11) H. P. Berlage: Anhang zum Jahresbericht Zürich 1923.
- 12) B. Gutenberg: Die mitteleuropäischen Beben ..., I. Veröffentl. d. Zentralbureaus f. Erdbebenforschung, Straßburg 1915.
- 13) A. Mohorovičić: Hodographes ... Publ. du bureau central séismol. int., Ser A, No. 3 (1925).
- 14) B. Gutenberg: Neue Methoden ... Zeitschr. f. angew. Geophys. **1**, 65 (1923).

Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der direkten Longitudinalwellen bei künstlichen Beben.

Von **G. Krumbach**. — (Mit einer Abbildung.)

Unter Benutzung des Materiales der Oppaukatastrophe wird die Oberflächengeschwindigkeit durch den Ansatz $v = 4.5 + 3.7 \cdot 10^{-3} A$ dargestellt. Die mittlere Anfangsgeschwindigkeit $v_0 = 4.5$ ist in guter Übereinstimmung mit weiteren Beobachtungsergebnissen.

Die umfassende Zusammenstellung und Bearbeitung der seismischen Aufzeichnungen der Oppaukatastrophe durch O. Hecker-Jena lieferte einen äußerst wichtigen Beitrag zur Kenntnis der Ausbreitung seismischer Wellen innerhalb der Erdrinde und bildete die Grundlage zu weiteren Untersuchungen, deren Ergebnisse im folgenden kurz zusammengestellt werden sollen:

1. O. Hecker 1922 . . . $v_0 = 5.73 \pm 0.04$ km/sec, $0 = 7^h 32^m 15^s$,
2. C. Zeissig 1922 . . . $v_0 = 5.6$ km/sec,
3. B. Gutenberg 1923 $v_0 = 5.6$ km/sec (Oppau und süddeutsche Beben),
4. Derselbe 1925 . . . $\left\{ \begin{array}{l} v = 5.55 \pm 0.05 \text{ km/sec.} \\ T = 0 + A/v_0 + \alpha A^2; \alpha = 0.0 \pm 2.10 \cdot 10^{-5} \text{ m. F.} \end{array} \right.$
5. A. de Quervain . . . $\left\{ \begin{array}{l} A = 56 \text{ km, } v_0 = 4.7 \text{ km/sec (Tunnelsprengungen),} \\ A = 90 \text{ km, } v_0 = 5.1-5.25, \end{array} \right.$
6. Derselbe 1922 . . . $\left\{ \begin{array}{l} A = 26-365 \text{ km,} \\ v_0 = 4.8-5.5 \text{ km/sec, } 0 = 7^h 32^m 12.5^s, \end{array} \right.$
7. G. Krumbach 1924 $v_0 = 5.66$ km/sec, $0 = 7^h 32^m 16^s$.

In den letzten beiden Bearbeitungen sind die Stationsentfernungen untereinander gut übereinstimmend, jedoch nicht unerheblich abweichend von den übrigen Autoren. Diese Abweichungen sind darauf zurückzuführen, daß zum Teil die Werte aus geeignetem Kartenmaterial gewonnen, jedoch die letzteren Werte aus den Koordinaten rechnerisch bestimmt worden sind.

Die Erweiterung des Beobachtungsmaterials und neue Bestimmung der Einsatzzeiten für einzelne Stationen erfordern wegen ihrer erheblichen Abweichungen gegenüber dem Ausgangsmaterial auch eine Ergänzung meiner letzten Bearbeitung.

Es werden folgende Daten verwertet:

Station	Entfernung km	Einsatzzeit	
Heidelberg	27	7 ^h 32 ^m 17 ^s	
Jugenheim	31	19	
Feldberg	78	28	
Hohenheim	106	34	
Straßburg	114	34	
Nördlingen	167	46.5	
Ravensburg	212	55	
Zürich	239	33 57 01.9	} aus Jahresber. 1921
Göttingen	250	32 58 33 02	
München	282	06—08	Minutenlücke
De Bilt	364	19	

Die Hauptunterschiede gegenüber Gutenberg liegen wiederum in den veränderten Herdentfernungen.

Wird bei der Zeichnung einer Laufzeitkurve aus den obigen Daten De Bilt nicht berücksichtigt, so läßt sich durch die Beobachtungen eine gerade Linie legen, die folgenden Daten entspricht:

$$v = 5.0 \text{ km/sec} \quad 0 = 7^{\text{h}} 32^{\text{m}} 12.5^{\text{s}}$$

Der Verlauf dieser Kurve ist also wesentlich steiler als bei den früheren Bearbeitungen, da gerade bei den herdnahen Stationen jetzt sehr viel frühere Einsatzzeiten angegeben sind.

Unter Berücksichtigung der Angabe von De Bilt als Einsatz der \bar{P} -Welle verändert sich das Bild wesentlich. Da die Einsatzzeit um etwa 6 sec unterhalb der Kurve liegt, erscheint es richtiger, die Laufzeitkurve nicht durch eine Gerade darzustellen, sondern eine Zunahme der Oberflächengeschwindigkeit anzunehmen. Es ist nicht zu vermuten, daß der Einsatz der Phase P_n entspricht, da dieser Einsatz schon bei Göttingen in wesentlich geringerer Herdentfernung bei 2000facher Vergrößerung kaum zu erkennen ist.

Berechnet man die mittleren Laufgeschwindigkeiten der \bar{P} -Wellen zwischen herdnahen und entfernteren Stationen, so ergibt sich auch eine deutliche Zunahme der Oberflächengeschwindigkeit. Diese läßt sich durch folgenden Ansatz genähert darstellen:

$$v = 4.5 + 0.0037 \Delta$$

Hieraus ergibt sich als Ansatz für die Laufzeit mit Hilfe der bekannten Formeln:

$$T = \frac{\Delta}{v_0} - \frac{0.0037}{2 v_0^2} \Delta^2 = \frac{\Delta}{v_0} - 9,1 \cdot 10^{-5} \Delta^2$$

oder nach Einführung der Herzzeit t_0 im Seismogramm die Einsatzzeit:

$$T = t_0 + \frac{\Delta}{v_0} - 9,1 \cdot 10^{-5} \Delta^2$$

Es läßt sich dann folgender Wert für die Herzzeit bestimmen:

$$. 7^{\text{h}} 32^{\text{m}} 12^{\text{s}}$$

Die folgende Tabelle ergibt einen Überblick über die Ergebnisse der beiden Ansätze.

Station	Δ km	T	T	δ	T	δ
		$7^{\text{h}} 32^{\text{m}} +$	Ansatz I		Ansatz II	
Heidelberg	27	17 ^s	17.5	+ 0.5	17.9	+ 0.9
Jugenheim	31	19	18.5	- 0.5	19	- 0.2
Feldberg	78	28	28.0	0	28.5	+ 0.5
Hohenheim	106	34	33.5	- 0.5	34.5	+ 0.5
Straßburg	114	34	35.0	+ 1.0	36	+ 2
Nördlingen	167	46.5	46.0	- 0.5	46.5	0
Ravensburg	212	55	55.5	0	55	0
Zürich	239	$\left\{ \begin{array}{l} P_n^? 57 \\ \bar{P} 61.9 \end{array} \right.$	60.4	- 1.5	61	- 0.9
Göttingen	250	$\left\{ \begin{array}{l} P_n 58 \\ \bar{P} 62 \end{array} \right.$	62.5	+ 0.5	62.0	0
München	282	67	69	+ 2.0	67	0
De Bilt	365	79	85.0	+ 6.0	81.0	+ 2
	500				88 sec	Laufzeit
	700				112 "	"

Die berechneten Werte sind auf $\frac{1}{2}$ sec abgerundet, da genauere Angaben über die Beobachtungsgenauigkeit hinausgehen würden. Die Aufstellung zeigt deutlich, daß beide Ansätze sehr gut zur Darstellung der Beobachtungskurve dienen können. Die Abweichung von 2 sec bei De Bilt ist erklärlich aus dem schwachen Einsatz eP im Diagramm. Die starke Abweichung für Straßburg, $\Delta = 114$ km, ist schon im Stationsmaterial vorhanden, da Hohenheim (106 km) und Straßburg (114 km) gleiche Einsatzzeit angeben.

Gerade der zweite Ansatz scheint die Verhältnisse besonders gut darzustellen, um so mehr als auch die Übereinstimmung für großen Herdentfernungen sehr gut erreicht ist.

Die beiden Werte für 500 km und 700 km sollen den weiteren Verlauf der Laufzeitkurve angeben. Es zeigt sich, daß bei diesen Entfernungen die Oberflächengeschwindigkeit in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Fernbeobachtungen ist.

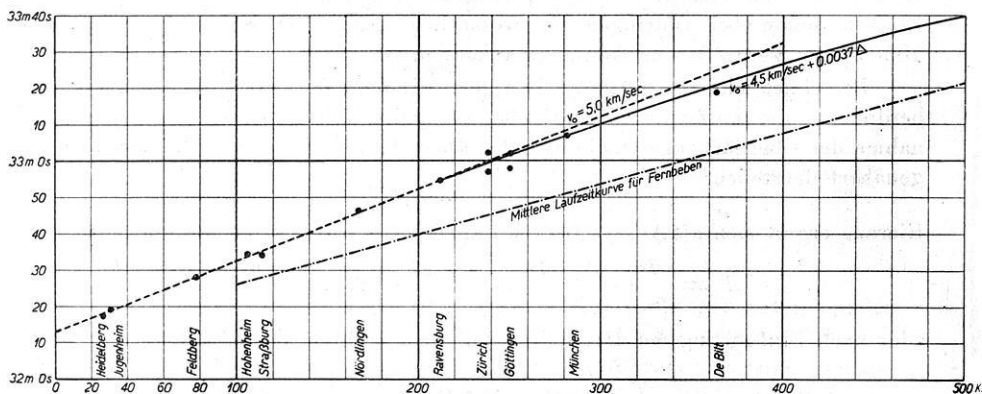


Fig. 1.

Die mittlere Anfangsgeschwindigkeit von 4.5 km/sec mag zunächst gegenüber den früheren Ergebnissen recht niedrig erscheinen. Jedoch zeigen die Beobachtungen von O. Hecker und von F. Hubert, daß bei sehr geringen Herdentfernungen sogar Werte von 1.4 bis 1.6 km/sec auftreten können. Ebenso gibt F. Hubert für Tiefen bis 1 km in Göttingen eine Geschwindigkeit von angenähert 3 km/sec an. Auch sprechen die Versuche von de Quervain bei Tunnel Sprengungen (siehe oben), die Sprengversuche von E. Wiechert ($v_0 = 4.8$ km/sec), sowie gerade die neuesten Untersuchungen von Conrad über alpine Nahbeben für kleinere Anfangsgeschwindigkeiten als bisher angenommen wurden.

Der Wert 4.5 km/sec ist nur als Mittelwert der Laufgeschwindigkeit für flach verlaufende Wellen aufzufassen. Es werden daher stets für jeden einzelnen Beobachtungsfall die örtlichen geologischen Verhältnisse eine erhebliche Rolle spielen, und daher auch andere Geschwindigkeiten ergeben.

Andererseits muß sich dieser Mittelwert auch mit den Werten in Zusammenhang bringen lassen, die sich aus dem elastischen Verhalten der Gesteine ergeben.

Denn bei dem flachen Verlauf der Strahlen für die oben verwendeten Herdentfernungen können wir noch mit Sicherheit die Oberflächenbedingungen vermuten.

Es sollen daher jetzt noch die von Nagaoka errechneten Werte für die einzelnen Gesteinsarten in der Zusammenstellung von Sieberg angegeben werden.

Gesteinsart	v_e Mittel
Kristalline Schiefer . . .	6.3
Tiefengesteine	5.3
Ergußgesteine	2.8
Sedimentgesteine	3.6
Kalksteine	5.0
Sandsteine	1.8

Diese Zusammenstellung zeigt, daß der oben gefundene Mittelwert sehr gut in Übereinstimmung mit den theoretischen Ergebnissen ist, während die früheren Werte $v_0 \geq 5.6$ als mittlere Werte der Anfangsgeschwindigkeit für geringe Herdentfernung zu hoch erscheinen.

Literatur.

O. Hecker: Die Explosionskatastrophe von Oppau. Veröffentl. d. Hauptstation für Erdbebenforschung in Jena, Heft 2 (1922).

C. Zeissig: Vortrag Naturforscherversammlung 1922.

B. Gutenberg: Neue Methoden zur Bestimmung der Herdtiefe. Zeitschr. f. angew. Geophys. 1, Heft 3 (1923).

Derselbe: Neue Auswertung der Aufzeichnungen der Erdbebenwellen infolge der Explosion von Oppau. Phys. Zeitschr. 1925, S. 258—260.

A. de Quervain: Jahresbericht des Schweiz. Erdbebedienstes 1921.

G. Krumbach: Diss. 1924, im Druck.

O. Hecker: Ergebnisse der Messung von Bodenbewegungen bei einer Sprengung. Beitr. z. Geophysik IV und VI, 1900 und 1904.

F. Hubert: Bodenerschütterungen durch fallende Gewichte. Zeitschr. f. Geophys. 1925, Heft 4 und 5.

E. Wiechert: Untersuchungen der Erdrinde usw. Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen 1923.

V. Conrad: Laufzeitkurven des Tauernbebens vom 28. November 1923. Wien 1925. Mitt. d. Erdbebenkommission, N. F., Nr. 59.

H. Nagaoka: Elastic Constants of rocks and the velocity of the seismic waves.

A. Sieberg: Erdbebenkunde, Jena 1923.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Dezember 1925.

Laufzeitkurven eines alpinen Bebens.

Von V. Conrad in Wien.

Die Untersuchung des Tauernbebens vom 28. November 1923 ergibt folgende Resultate: 1. Die Emergenzgeschwindigkeit, errechnet aus der \bar{P} -Kurve, ergibt Werte, die kleiner sind als die der mitteleuropäischen Beben (Gutenberg). Eine Einwirkung des Gebirges auf die Wellengeschwindigkeit könnte vermutet werden. 2. Zwischen dem P und \bar{P} -Einsatz wurde ein neuer P^* -Einsatz gefunden, dem eine Laufzeitkurve zugeordnet werden konnte. 3. Die iL -Welle ergibt sich bis zu 600 km als Raumwelle, im Sinne von Mohorovičić. Der fortsetzende Ast stellt sich als Gerade dar. Auf diesen paßt die Gutenbergsche Erklärung der Oberflächenquerwelle. 4. Markante Maxima folgen einander in näherungsweise gleichen Zeiten.

Am 28. November 1923 ereignete sich in den niederen Tauern ein Beben, dessen makroseismisches Schüttergebiet bis Stuttgart und Wien reichte. Seine seltene Intensität veranlaßte mich, es näher zu untersuchen. Eine Reihe seismischer Stationen haben mir in dankenswerter Weise ihre Registrierungen zur Verfügung gestellt, die mir die Ausführung der Arbeit ermöglichten. Mit Hilfe von mehreren Methoden und der definitiven Berechnung mit den von L. Geiger angegebenen Formeln, wurden die Epizentralkoordinaten $47^{\circ} 12' N$, und $13^{\circ} 42' E$ gefunden. Für die Laufzeitkurve der normalen Primæ ergibt sich in Übereinstimmung mit A. u. S. Mohorovičić und B. Gutenberg die Gerade als beste Näherung. Die Laufzeitkurve der individuellen Primæ läßt theoretisch nur eine Emergenzgeschwindigkeit zu, die kleiner ist als die von B. Gutenberg bei den mitteleuropäischen Beben gefundene. Da auch andere Autoren im alpinen Gebiet kleine Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der longitudinalen Wellen finden, könnte die Vermutung auftauchen, daß die Wellen unter dem Gebirge langsamer laufen als dort, wo große Massenerhebungen fehlen.

Zwischen den P - und den \bar{P} -Einsätzen wurde ein Einsatz gefunden, dem ohne weiteres eine Laufzeitkurve zugeordnet werden konnte. Er wurde mit P^* bezeichnet. Zur theoretischen Erklärung wäre die Heranziehung einer neuen Diskontinuitätsschicht nötig. Vielleicht könnte man besser mit der Rudzki-schen Wellenzerlegung in einem transversal-isotropen Medium das Auslangen finden.

Die Natur des iL -Einsatzes ist strittig. Mohorovičić hat sie mit der transversalen \bar{S} -Welle identifiziert, während sie von Gutenberg als Oberflächenquerwelle aufgefaßt wird. Beim vorliegenden Beben läßt sich die entsprechende Laufzeitkurve bis zu einer Epizentraldistanz von 600 km nicht durch eine Gerade darstellen, so daß bis zu dieser Distanz sich die Welle als Raumwelle charakterisiert. Es schließt sich dann ein Ast an, der am besten durch eine Gerade dargestellt wird und so der Gutenbergschen Auffassung entspricht. Zwischen der \bar{P} - und der iL -Welle wurden weitere vier Einsätze gefunden, die durch Laufzeitkurven verbunden wurden.

In der Hauptphase konnten sechs Maxima von Station zu Station verfolgt werden. Als Laufzeitkurven ergaben sich parallele Gerade. Ihre zeitliche Differenz schwankt wenig um einen konstanten Mittelwert. Man könnte an die Analogie von Wellenaggregaten auf tiefem Wasser in Verbindung mit Schwingungen von Schichten (Wiechert) denken. Die Geschwindigkeit der M -Wellen wurde mit 3.0 bis 3.1 km/sec bestimmt.

Die Feststellung der Herdtiefe begegnete bedeutenden Schwierigkeiten und ergab sich schließlich zu $26 + 3$ km.

Verfahren zur akustischen Ortsbestimmung räumlich gelegener Schallquellen.

Von **C. Mainka** in Göttingen. — (Mit einer Abbildung.)

Angabe eines Verfahrens, das ermöglicht, im Raume befindliche Schallquellen durch akustische Zeitdifferenzbeobachtungen gegen einen Festpunkt örtlich festzulegen.

Das Verfahren versuchte ich zuerst im Herbst 1917 an der Westfront. Bei schlechter Sicht waren Sprengpunkte von Brennzündergranaten akustisch örtlich festzulegen.

Bisher war es mir nicht möglich, eine eingehende Untersuchung über die Brauchbarkeit dieser an sich meines Wissens bisher nicht ausgeübten Methode der akustischen Ortsbestimmung hochgelegener Schallquellen auszuführen. Sie schließt sich an die für die Ortsbestimmung von in der Ebene gelegenen Schallquellen bekannte Arbeitsweise an. Die hierbei auf Grund reichlichen Beobachtungsmaterials erzielte Genauigkeit läßt erwarten, daß auch die für hoch gelegene Schallquellen entsprechend geänderte Arbeitsweise genügen wird.

Sind A, B, C drei Beobachter oder drei entsprechend konstruierte Instrumente (z. B. Mikrophone) im ebenen Gelände, und ist X die zu findende Schallquelle in der gleichen Ebene, so wird von den von X ausgehenden Schallwellen zuerst B , dann je nach der Lage zu X, A bzw. C getroffen werden. Der in m mittels der Schallgeschwindigkeit und der beobachteten Differenz der Ankunftszeiten der Schallwellen von X in B bzw. in A oder C errechnete Entfernungsunterschied ist AA' , der andere CC' . Werden die Kreise um A bzw. C mit diesen Strecken als Radien geschlagen, so ergibt sich die bekannte Aufgabe, den geometrischen Ort aller der Kreise zu finden, die durch B gehen und die um A bzw. C geschlagenen Kreise berühren. Bekanntlich ist dieser Ort die Hyperbel. Bei drei Beobachtern A, B, C ergibt sich X als Schnittpunkt zweier Hyperbeln.

Es mögen nun A, B, C der Bequemlichkeit der Auswertung wegen in der Ebene liegen und die Schallquelle X_0 sich über dieser in x m Höhe befinden. Außerdem sei in D ein vierter Beobachter, der die Zeitunterschiede gegen B beobachtet. Die beiden ermittelten Hyperbelzweige liegen nun in der durch X_0 gehenden Ebene, deren Neigung gegen die durch A, B, C gehende Horizontalebene aber unbekannt ist, wenn nicht in B noch ein Beobachter mit einem

Richtungshörer aufgestellt ist, der aber nur angenähert diesen Winkel bestimmen kann. Der in D befindliche Zeitunterschiedbeobachter liefert einen geometrischen Ort in Gestalt einer Hyperbel, die in einer durch D und X_0 gehenden senkrechten Ebene liegt, deren weitere Lage aber wieder durch einen Richtungshörerbeobachter in D bekannt wird. Die drei Hyperbelzweige werden sich natürlich nicht in einem Punkte schneiden, der Beobachtungsfehler wegen. Wird dies aber angenommen, so ist dieser Schnittpunkt im Raume der gesuchte Ort. Wenn auch die Genauigkeit der Zeitbeobachter sehr groß sein kann, abgesehen davon, daß an die Stelle der Beobachter selbsttätig arbeitende Empfangsgeräte treten können, was auch tatsächlich geschah, so ist die Lagebestimmung einer einzigen

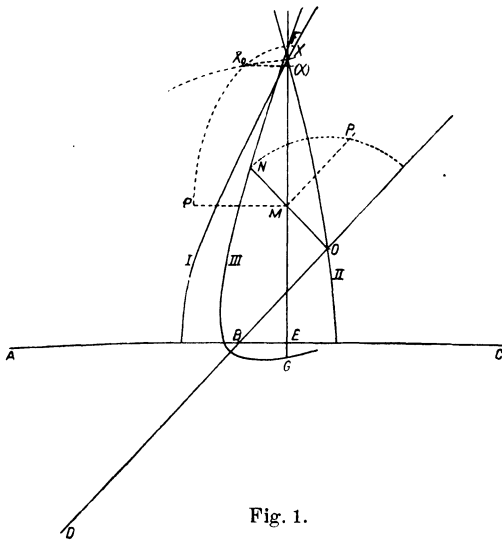


Fig. 1.

plötzlich auftretenden Schallquelle mit Hilfe des Richtungshörers sehr wenig vertrauenerweckend. Es wäre wohl denkbar, die subjektive Richtungshörerbeobachtung durch eine objektiv arbeitende zu ersetzen, und zwar durch eine Reihe von Schallplatten geeigneter Art, die die Intensität der ankommenden Druckwelle registrierten.

Es möge aber von der Benutzung von Richtungsbeobachtungen überhaupt abgesehen werden und für die weiteren Betrachtungen nur die Uhrenbeobachtungen in Frage kommen. Es mag auch darauf hingewiesen sein, daß für den Augenblick der Beobachtung und für das an sich nicht sehr umfassende Beobachtungsgebiet überall die gleiche Luftbeschaffenheit angenommen wird. Die aus der Inhomogenität hervorgehenden Fehler sind unvermeidlich und nur genähert, wenn überhaupt möglich, zu verbessern.

Die obigen Erwägungen führten schon auf die räumliche Auffassung der Aufgabe. Aus den um A und C mit AA' bzw. CC' als Radien geschlagenen Kreisen werden Kugeloberflächen, und der geometrische Ort für X_0 wird je ein Umdrehungshyperboloid, das durch Rotation der Hyperbel I um AB bzw. der Hyperbel II um BC als Achse entsteht. Senkrecht zu AB bzw. BC stehende Ebenen schneiden die Hyperboloide I und II in Kreisen, eben unter der Annahme homogener Luftbeschaffenheit. Der Einfachheit wegen sei angenommen, daß A, B, C in einer horizontalliegenden Geraden angeordnet sind. Die beiden Hyperboloide I und II schneiden sich in einer senkrecht zu A, B, C stehenden Ebene in einem Kreise. Diese Ebene schneidet die Gerade ABC im Punkte E , und XE ist der Radius des Schnittkreises. Es gibt natürlich noch einen zweiten Spurpunkt, der aber nicht in Betracht kommt. Der außerhalb ABC liegende vierte Beob-

achter D liefert gemäß seinem gegen B gemessenen Zeitunterschied ebenfalls ein Umdrehungshyperboloid III, das von der obigen XE enthaltenen Ebene in einer Ellipse geschnitten wird. Der Schnitt der Zeichenebene mit diesem Hyperboloid liefert eine Hyperbel III, die die Gerade XE in zwei Punkten, F und G , schneidet; FG ist die große Achse der obigen Schnittellipse. Es gilt nun die kleine Achse zu finden. Hierzu wird DB über B hinaus verlängert, vom Mittelpunkt M von FG die Senkrechte auf die verlängerte DB gefällt, deren Fußpunkt ist O . OM über M verlängert schneidet die oben zuletzt genannte Hyperbel in N . Wird nun um O mit ON als Radius der Kreis geschlagen und in M auf ON die Senkrechte errichtet, die den Schnittpunkt P gibt, so ist MP die kleine halbe Ellipsenachse $= MP'$, wo $MP' \perp FG$ in M ist. Große und kleine Achse der Ellipse sind gegeben, die Schnittellipse selbst ist somit zu zeichnen. Gezeichnet schneidet sie den Schnittkreis der beiden erstgenannten Hyperboloide im Punkte X_0 , der die Schallquelle ist; wird von X_0 die Senkrechte auf XE gefällt, und ist ihr Fußpunkt $= (X)$, so ist $X_0(X)$ die Höhe der Schallquelle X_0 über der durch $ABCD$ gehenden Horizontalebene.

Dieses zeichnerische Auswerten genügt bei genügend groß gewähltem Maßstab und ist genügend schnell auszuführen, da noch manche Hilfsmittel benutzt werden können.

Dieses Verfahren kann einmal in rein ballistischer Hinsicht verwertet werden, dann kann es auch dem Studium der Schallausbreitung im schon oben angedeuteten Sinne nützlich sein, freilich nur für kleinere Entfernungen, etwa bis 8 bis 10 km. Im ersten Falle handelt es sich um Bz.-Granaten (Brennzündergranaten), die vom Geschütz bei gleichbleibender Erhöhung und verschiedenen Zeitzündereinstellungen, um so verschiedene Bahnpunkte zu erhalten, abgefeuert werden. Es handelt sich dann um nichts anderes als um ein akustisches Erschießen der mittleren Geschosßbahn. Bisher war es nicht möglich, soweit mir bekannt, Flugbahnpunkte unmittelbar durch Beobachtung zu ermitteln. Da die Abgangszeit des Geschosses beobachtet werden kann, die Ankunftszeiten der Detonation der Granate von den Beobachtern festgestellt werden, ist mittelbar auch die Zeit der Explosion des Geschosses im Bahnpunkt gegeben, aber auch unmittelbar, da die Explosion an der Rauchentwicklung, wenn nicht gerade schlechte Sichtverhältnisse herrschen, zu erkennen ist.

Zur Kontrolle der Genauigkeit der Methode wird es manchmal möglich sein, die Sprengpunkte in den verschiedenen Bahnpunkten mittels eines Phototheodoliten einzumessen, namentlich bei Versuchen, die in der Nacht angestellt werden.

Sind die Beobachter in einigen hundert Metern und mehr Entfernung, senkrecht zur Schußrichtung nach dem Ende der Flugbahn zu aufgestellt, so läßt sich die Beobachtung der Laufzeiten auch des Mündungsknalles mit oben angegebener Messung verbinden. Die Benutzung des Geschützes kann umgangen werden, wenn die ballistische Seite nicht in Frage kommt, indem einmal die Sprengkörper mittels z. B. Drachen in die Höhe gebracht werden und dann zur Sprengung kommen oder mit Hilfe einer katapultartigen Wurfmaschine in die Höhe geschleudert werden. Dann lassen sich freilich große Höhen nicht erzielen.

Der magnetische Mittelpunkt der Erde.

Von **Ad. Schmidt** in Potsdam.

Das bei beliebiger Wahl des Koordinatensystems durch eine Kugelfunktionenreihe dargestellte Potential eines Magnets enthält drei Glieder erster und fünf Glieder zweiter Ordnung. Es gibt ein ausgezeichnetes System, in dem jede Ordnung auf ein Glied beschränkt ist. Seine Polarachse ist die magnetische Achse im engeren Sinne, sein Anfangspunkt der magnetische Mittelpunkt des Magnets. Die Rechnung ergibt, daß dieser bei der Erde um rund 300 km von ihrem geometrischen Mittelpunkte entfernt ist, und zwar in der Richtung nach dem Oberflächenpunkte von rund 10° nördl. Br. und 168° östl. Länge.

Temperatur, Luftdruck und Wasserhaushalt in der Antarktis.

Von **W. Meinardus** in Göttingen.

Es werden die mittleren Temperatur- und Luftdruckwerte der Breitenkreise von 60 bis 90° südl. Br. auf Grund des von den Südpolar-Expeditionen gelieferten Materials mitgeteilt*). Ferner wird eine Bewertung der am Wasserhaushalt der Antarktis beteiligten Faktoren versucht. Bei Klimakonstanz besteht die Gleichung

$$L(w_i - w_a) = E = N - V.$$

L ist die im normalen Jahre in die Antarktis einströmende oder die ausströmende trockene Luft (d. h. Luft nach Abzug ihres Wasserdampfgehalts), w_i und w_a bezeichnen das „Mischungsverhältnis“ (d. h. die Anzahl Gramm Wasser im Kilogramm trockener Luft) in der ein- bzw. ausströmenden Luft, E ist die aus der Antarktis im Laufe des Jahres ausgeführte Eismasse einschließlich des nach außen gehenden Triftschnees, N und V sind die Niederschlags- und Verdunstungsmengen im Gesamtbereich der Antarktis. Alle Maße sind in Gewichtseinheiten (Kilogramm oder Tonnen) zu geben, auch die Mischungsverhältnisse w_i und w_a . Mit plausiblen Annahmen für die einzige, durch Beobachtungen abschätzbare Größe E und für $w_i - w_a$ wird L seiner Größenordnung nach gefunden. Die Haupteinfuhr von Luft geschieht in den oberen, die Ausfuhr in den unteren Luftschichten. Letztere ist besonders dort erheblich, wo sich den östlichen Winden Bergketten entgegenstellen, wie am Ostfuß des Viktorialandes und des Grahamlandes. Wahrscheinlich liegt auch westlich der australischen Station in Wilkesland (Commonwealth-Bai) ein ungefähr meridional streichender Gebirgszug oder Steilabfall, da die von der australischen Expedition beobachteten abnorm starken Südwinde wohl nur als orographisch abgelenkte Ostwinde zu verstehen und wahrscheinlich lokal begrenzt sind. Die Zufuhr feuchter Luft in der Höhe ge-

*) Vgl. W. Meinardus: Neue Mitteltemperaturen der höheren südlichen Breiten. Nachr. Ges. d. Wiss. Göttingen 1925, S. 23—34.

schiebt, wie schon aus den Beobachtungen an der Gauss-Station hervorging, hauptsächlich auf der indisch-australischen Seite der Antarktis. Aber auch in den unteren Schichten wird am Rande der Antarktis durch zyklonische Winde Feuchtigkeit zugeführt.

Zur weiteren Diskussion des Wasserhaushaltes der Antarktis erscheint eine Abschätzung der Mächtigkeit der Inlandeisdecke durch Messungen nach den neuen geophysikalischen Methoden sehr erwünscht, sie wird relativ leicht durchführbar sein. Zukünftige Expeditionen sollten sie anwenden. Die geloteten Eistiefen werden allerdings wegen der Unebenheit des Untergrundes große Unterschiede zeigen, so daß die Messungen eng gestellt werden müßten. Ferner ist die Bestimmung der Höhen des Inlandeises nach exakten, nicht barometrischen Methoden erforderlich, um genauere Vorstellungen über die Luftdruckverteilung in höheren Niveaus zu gewinnen. Die sogenannte „glaziale“ Antizyklone kann kaum die Bedeutung haben, die ihr von manchen Forschern zugesprochen wird, wenigsten nicht in den höheren Teilen der Antarktis. Von besonderem Interesse ist auch die Frage, welche Rolle das südpolare Festland bei der Fortpflanzung von Erdbebenwellen spielt. Wahrscheinlich würde man finden, daß die großen Eistriften, die zuweilen von der Antarktis ausgehen, in manchen Fällen durch seismisch erregte Meeresfluten oder durch Erdbeben selbst hervorgerufen werden. — In der Diskussion zu dem Vortrag erwähnt Gutenberg, daß bei dem Erdbeben der Tonga-Inseln das Südpolargebiet einen gewissen dämpfenden Einfluß auf die seismischen Bewegungen gehabt hat.

Der Inhalt des Vortrages wird in ausführlicherer Form demnächst in den Nachrichten der Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen erscheinen.

Auffälliges Wandern von Erdbebenherden im südlichen Mitteleuropa.

Von **A. Sieberg** in Jena. — (Mit einer Abbildung.)

Die meisten älteren Beispiele für das Wandern der Epizentren sind wenig überzeugend. Dagegen legt die Erdbebenperiode im Süden Mitteleuropas während des Dezember 1924 und des Januar 1925 den Gedanken nahe, daß deren Einzelbeben untereinander und mit Bewegungen im Adriatischen Senkungsfeld in Beziehung gestanden haben.

In der zweiten Hälfte des verflossenen Jahrhunderts und auch später noch wurden für Relaisbeben und für das Wandern seismischer Stoßpunkte Beispiele aufgeführt, die in den meisten Fällen eher geeignet waren, den Glauben an derartige Vorgänge zu erschüttern als zu stärken. Jedoch ist mir bei meinen Arbeiten aufgefallen, daß auf manche Beben des südwestdeutschen Gebirgssystems am gleichen oder am nächsten Tage solche in den verhältnismäßig selten erschütterten Bruchgebieten des benachbarten rheinischen Schiefergebirges folgten, so daß da eine Wechselwirkung kaum zu bezweifeln war. Aber gegenüber den bisherigen Untersuchungen über das Wandern der Bebenherde blieben die Bedenken bestehen, weil in den viele Jahrzehnte, mitunter mehr als ein Jahr-

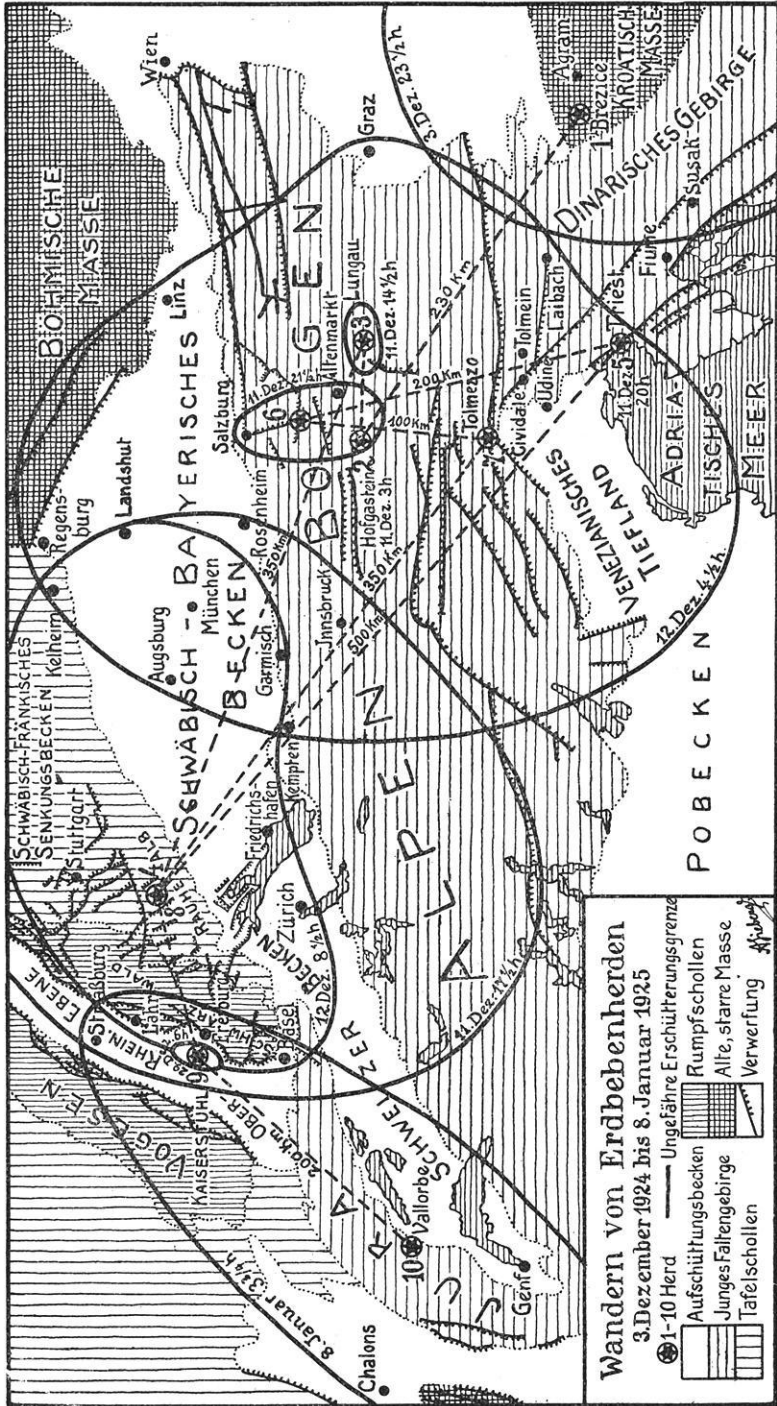


Fig. 1.

hundert umfassenden Zeitabschnitten, die zugrunde gelegt werden mußten, dem Zufall ein zu großer Spielraum verblieb. Deshalb dürften die seismischen Vorgänge im südlichen Mitteleuropa während des Dezember 1924 und des Januar 1925 von Interesse sein, die den Gedanken an ein gegenseitiges Abhängigkeitsverhältnis zum mindesten sehr nahe legen. Für den vorliegenden Zweck schadet es nicht, daß einzelne dieser Epizentren und die Grenzen der Schüttergebiete nur in grober Annäherung bekannt sind trotz der weitgehenden Auskünfte, die ich den Herren E. Kleinschmidt in Stuttgart, C. W. Lutz in München, A. Pepler in Karlsruhe und A. de Quervain in Zürich verdanke.

Über die Vorgänge selbst gibt die Übersichtskarte, Fig. 1, hinlänglich Aufschluß. Sie begannen am 3. Dezember um 23¹/₂^h M. E. Z. mit einem Beben in der Kroatianischen Masse, dessen Herd nach J. Mihailović bei Brezice, südwestlich von Agram, gelegen hat. Rund 230 km hiervon nach NW entfernt setzten am 11. Dezember früh und mittags leichte Erschütterungen in den Ostalpen ein, und zwar im Tauerngebiet. Um 17^h 34^m folgte in 350 km Abstand nach WNW ein ausgebreitetes Beben in Süddeutschland mit mindestens 250 km makroseismischer Reichweite; sein Herd scheint nicht weit von demjenigen vom 16. November 1911 entweder in der Rauhen Alb oder im nördlichen Vorland dieses Gebirges gelegen zu haben. Um 20^h hatte sich der Stoßpunkt 500 km SE nach Triest verlagert, wo ein kräftiger Stoß die Einwohner zur Flucht ins Freie veranlaßte. Anderthalb Stunde später war der Stoßpunkt 200 km NNW in den Einbruchskessel von Salzburg gewandert. Der 12. Dezember brachte um 4^h 24^m den Höhepunkt der Ereignisse, das stärkste Ostalpenbeben in diesem Jahrhundert, mit 350 km Reichweite. Das Epizentrum lag 100 km S vom vorherigen, in der Gegend von Tolmezzo (8° Mercalli) auf den Abrüchen (Aviano-Tagliamento-Isonzolinie) der südlichen Kalkalpen gegen das Venezianische Tiefland. Um 8^h 21^m erwachte in 350 km Abstand nach NW das süddeutsche Herdgebiet des Vortages zu neuem Leben, allerdings mit erheblich kleinerem Schüttergebiet. Nach zweiwöchiger Ruhepause erschütterte am 29. Dezember gegen 6^h ein Erdbeben sämtliche Ortschaften des Kaiserstuhls in der badischen Rheinebene. Am 8. Januar schließlich verlagerte sich der Stoßpunkt 200 km nach SW in den Schweizer Jura. Der Herd dieses ausgebreiteten Bebens hat nach A. de Quervain südwestlich des Neuenburger Sees gelegen, wo fast der 7. Stärkegrad erreicht wurde. Eine Reihe von kleinen Nachstößen der Hauptbeben folgte.

Die Gesamtheit dieser Einzelvorgänge gewährt uns einen lehrreichen Einblick in die Art und Weise, wie hier die Erdkräfte am Werke waren. Das ganze weite Gebiet, das der Schauplatz dieses Erdbebenschwarmes gewesen ist, zeigt in seinem geologischen Aufbau weitgehende Störungen der Gesteinslagerung, die zwar nach dem topographischen Bilde die schärfsten Gegensätze, innerlich aber manche verwandte Züge aufweisen. Wir sehen die gewaltigen Faltenstränge des Alpenbogens, sowie die niedrigeren des Schweizer Jura und des Dinarischen Gebirges auf der Ostseite des Adriatischen Meeres, die beide in den Alpen wurzeln. Nördlich von diesem Faltungsland, jenseits der mit Schutt erfüllten Tröge der Schweizerischen und der Schwäbisch-Bayerischen Hochebene, erstreckt sich weithin Bruchland, das durch tief reichende und in allen Himmelsrichtungen

verlaufende Spalten in Schollen zerstückelt ist. Senkungen und Hebungen einzelner Schollengebiete haben zwischen Vogesen und Böhmischer Masse eine Bruchgebirgslandschaft geschaffen, in der der Einbruch der Oberrheinischen Tiefebene mit den flankierenden Hochschollen von Vogesen und Schwarzwald den auffallendsten Zug bilden. Aber auch die Falten der Ostalpen, sowie diejenigen des Schweizer Jura und des Dinarischen Gebirges sind durch tiefgehende jüngere Bruchbildung in Schollen zerlegt; dadurch unterscheiden sie sich grundsätzlich von den Faltensträngen der Westalpen, in denen die Bruchbildungen nur die oberflächennahen, namentlich die spröderen Gesteinspakete durchsetzt und infolgedessen ganz gegen die Faltenbildung zurücktritt. Und endlich die Adria im Süden ist ein gewaltiges, erst in geologisch junger Vorzeit entstandenes Einbruchsbecken. Gerade hier hat in unserem Falle die Störungsquelle gelegen für die seismische Ruhe weiter Gebiete im nordwestlichen Vorland, dessen mit rauhen Rändern verzahnte Schollen stellenweise nur notdürftig im Gleichgewicht stehen. Zur Zeit des vorbesprochenen Bebenschwarmes muß das ganze weit ausgedehnte Schollengebiet reife Spannungen aufgewiesen haben. Dadurch, daß sich in der einen Gegend das Gleichgewicht wieder herzustellen trachtete, wurde es in weiter abgelegenen Gegenden gestört. Infolgedessen wirkten die verschiedenen Herdgebiete wechselseitig bebenerrögend aufeinander ein, bis nach und nach überall der Ausgleich erzielt war. So erlebten wir denn das seltene Schauspiel, daß Bewegungen im Adriatischen Senkungsfeld*) innerhalb kurzer Zeit das ganze morsche Gebäude durch die Ostalpen bis zum Schwäbischen und zum Schweizer Juragebirge ins Wanken brachten und bald hier, bald dort Schollenverschiebungen mit Erdbeben verschiedenster Ausmaße hervorriefen. Es ist dies eine ganz auffällige weitere Stütze meiner früher**) entwickelten Ansicht, für Mitteleuropa wäre nicht, wie bis dahin angenommen zu werden pflegte, die tertiäre Alpenfaltung das gestaltende und ruhestörende Element, sondern die quartäre Versenkung der östlichen (jonischen und ägäischen) Mittelmeerschollen. Schließlich dürften die hier so klar zutage getretenen Wechselwirkungen auch denjenigen Forschern zu denken geben, die nicht von der Vorstellung loskommen, die Beben der Rauhen Alb würden durch kryptovulkanische Vorgänge***) hervorgerufen

Reichsanstalt f. Erdbebenforsch. in Jena, Sept. 1925.

*) Hier reichen die Lagenstörungen noch weiter zurück: Der 2. Januar 1924 hatte das zerstörende Beben an der Küste der italienischen Marken gebracht, dessen Herd submarin in der Verlängerung des westlichen Randbruches der Scholle von Ancona gelegen war. Am 13. des gleichen Monats sprang die Bewegung auf die dalmatinische Küste über, wo ein fast das ganze Jahr andauernder Bebenschwarm von der Gegend der Küsteninsel Zlarin ausging. Hierdurch wurden von Zeit zu Zeit auch die benachbarten Herdgebiete des dinarischen Inlands in Bewegung versetzt. Aber das Übergreifen auf Mitteleuropa erfolgte erst im Dezember.

**) A. Sieberg: „Die Verbreitung der Erdbeben auf Grund neuerer makro- und mikroseismischer Beobachtungen und ihre Bedeutung für Fragen der Tektonik“, S. 78—82. Heft 1 der Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena, herausgegeben von O. Hecker, Jena 1922.

***) A. Sieberg und R. Lais: „Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911. Bearbeitung der makroseismischen Beobachtungen“, S. 99—105. Heft 4 der vorgenannten Veröffentlichungen, Jena 1925.

Magnetische Wage mit Fadenaufhängung.

Von G. Angenheister.

Im Anschluß an eine schon früher konstruierte und benutzte magnetische Wage mit Fadenaufhängung*) wurde eine Neukonstruktion vorgenommen.

1. Aufhängung an Wolframeinkristallfäden. Der in der Nullstellung horizontal gelagerte Magnet ist an zwei senkrecht zu ihm angreifenden horizontalen Fäden aufgehängt.

Es treten dabei drei Drehmomente auf:

- a) ein magnetisches Drehmoment;
- b) ein Torsionsmoment, abhängig von der Fadentorsion;
- c) ein mechanisches Drehmoment, abhängig von der Schwerpunktslage.

Die Gleichgewichtsbedingung verlangt, daß die Summe dieser drei Momente Null wird.

Ist b klein gegen c , so ist das System eine „magnetische Schwerewage“; die Einstellung erfolgt für $a = c$. Ist c klein gegen b , so ist das System eine „magnetische Torsionswage“; die Einstellung erfolgt für $a = b$. Wird große Empfindlichkeit verlangt, so muß in jedem Falle b sehr klein sein, d. h. der Aufhängefaden muß sehr dünn sein. Dies hat zur Folge, daß schädliche Nachwirkungen auftreten und bei Erschütterungen, z. B. auf Transporten, irreversible Drehungen. Durch beides wird die Nullage und die Einstellung unsicher.

Um dies zu vermeiden, müssen relativ dicke Drähte verwandt werden; um die Nachwirkung zu vermeiden, Einkristallfäden. Da die Tragkraft von Einkristallfäden gering ist, müssen besonders dicke Fäden verwandt werden. Dadurch sinkt die Empfindlichkeit. Um diese wieder zu heben, muß der Schwerpunkt so gelagert werden, daß das mechanische und magnetische Drehmoment gleich gerichtet ist. Die Wage ist dann für diese beiden Drehmomente allein in der horizontalen Lage stets instabil. Das entgegengesetzt gerichtete Torsionsmoment stabilisiert sie. Die Einstellung erfolgt für $a + c = b$. Für eine kleine Drehung des Magneten um einen kleinen Winkel, z. B. infolge der Änderung der erdmagnetischen Feldstärke, ist jetzt die neue Gleichgewichtslage bedingt durch

$$\Delta a + \Delta c = \Delta b.$$

Da man durch Regulierschraubchen die Schwerpunktslage geeignet wählen kann, so läßt sich trotz dicker Fäden jetzt hohe Empfindlichkeit erreichen.

Durch diese Anordnung läßt sich auch der Temperatureinfluß herabdrücken. Mit steigender Temperatur wächst das mechanische Drehmoment, wegen Verlängerung des Hebelarmes; es sinken dagegen die beiden einander entgegengesetzt gerichteten Drehmomente, die von der Torsionskraft und dem erdmagne-

*) G. Angenheister: Die Islandexpedition. Nachr. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl., 1912.

tischen Moment abhängen. Die Drehmomente lassen sich so gegeneinander abmessen, daß der Temperatureinfluß kompensiert wird. Darauf habe ich schon früher hingewiesen*).

Zur Aufhängung wurden außer anderen Drähten mit gutem Erfolge Wolfram-Einkristallfäden benutzt.

2. Verwendung von Kobaltstahl für die Magnete. Zur Erreichung hoher Empfindlichkeit muß das magnetische Drehmoment, also das Moment des Wagenmagneten, groß sein. Dabei hat es Vorteile, große Trägheitsmomente zu vermeiden, d. h. relativ kurze Magnete zu verwenden.

Die Leistung kurzer Stabmagnete hängt außer von der wahren Remanenz des Materials wegen des großen Entmagnetisierungsfaktors besonders von der Koerzitivkraft ab. Es wurden zur Herstellung der Magnete daher die Kobaltstähle von hohem Kobaltgehalt verwendet, die bei hoher Remanenz ($B_0 = 9000$) eine außerordentliche Koerzitivkraft besaßen ($H_0 = 200$), so daß sich magnetische Momente ergaben, die rund dreimal höher waren als bei Magneten gleicher Form aus dem sonst üblichen Material. Die hohe Koerzitivkraft hat zur Folge, daß sich die Magnete unempfindlich gegen mechanische und magnetische Erschütterungen und Temperaturschwankungen erwiesen. Die folgende Tabelle zeigt, wie weit sich die Empfindlichkeit zweier Wagen gehalten hat. Die Beobachtungen sind von Herrn cand. math. Gerecke ausgeführt, der auch den Bau der Wage beaufsichtigt hat.

Die Wage kann als Zeitvariometer in Observatorien und auch als Lokalvariometer für den Feldgebrauch verwendet werden.

Zur zeitlichen Verfolgung kurzer Störungen von Z ist eine hohe Empfindlichkeit bei relativ kurzer Schwingungsdauer erwünscht und erreichbar.

Für Lokalvariometer wird man sich mit einer geringeren Empfindlichkeit begnügen. Man wird also noch dickere Fäden und kürzere Magnete verwenden können, und dadurch die Stabilität der Einstellung erhöhen. Das ist für den Transport besonders wichtig.

Die Tabelle bezieht sich auf zwei Wagen, I und II, von der Empfindlichkeit $\varepsilon_I = 0.7$ und $\varepsilon_{II} = 2.0 \gamma$ pro Bogenminute.

Datum (1925)	ε_I in $\frac{\gamma}{1'}$	ε_{II} in $\frac{\gamma}{1'}$
15. Aug.	0.64	1.71
25. "	0.70	1.92
28. "	0.71	1.99
3. Sept.	0.70	2.02
8. "	0.71	1.97
3. Okt.	0.72	2.00
5. Nov.	0.72	2.00
10. "	—	2.00

*) l. c.

Beobachtungen an dünnen Drähten, besonders zur Aufhängung der Eötvösschen Drehwage.

Von G. Angenheister.

Es wurde die Abhängigkeit der elastischen Eigenschaften (Tragfähigkeit, Elastizitäts- und Torsionsmodul, Nachwirkung) dünner Drähte von ihrem Durchmesser untersucht.

Entgegen den bisherigen Erfahrungen bewährten sich dünne Wolframdrähte von 22μ Durchmesser unter Belastung von 45 g in der Drehwage*).

Die Empfindlichkeit der Drehwage kann mit diesen dünnen Drähten erheblich gesteigert werden. Bei Belastung bis zur halben Tragfähigkeit ist bei den Wolframdrähten von 22μ Durchmesser (150 g Tragfähigkeit) eine $2\frac{1}{2}$ fache Empfindlichkeit erreichbar, bei Drähten von 18μ (93 g Tragfähigkeit) eine $3\frac{1}{2}$ fache gegenüber den bisher üblichen Drähten aus Platiniridium von 30μ Durchmesser (75 g Tragfähigkeit).

Soll von einer Erhöhung der Empfindlichkeit abgesehen werden, so lassen sich bei Verwendung dieser Drähte die Dimensionen der Drehwage entsprechend verringern.

Die Beobachtungen über die elastischen Eigenschaften wurden von Herrn cand. math. Gerecke, die Vorversuche mit der Drehwage von Herrn cand. math. Jung ausgeführt. Mitteilungen über weitere Erfahrungen folgen.

Mitteilungen.

Bericht über die Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Göttingen vom 7. bis 9. Dezember 1925

erstattet vom geschäftsführenden Vorsitzenden.

Montag, den 7. Dez. 1925, 10 Uhr: Vorstandssitzung.

4 Uhr: Vorträge, Universität, Hörsaal 1.

Wiechert, Begrüßung.

Vorsitz: H. Benndorf.

1. A. d. Schmidt: Über den magnetischen Mittelpunkt der Erde.
2. F. Linke: Atmosphärische Strahlungsprozesse.
3. G. Angenheister: Die normale und anormale Schallausbreitung.
4. E. Wiechert: Die anormale Schallausbreitung.
5. B. Gutenberg: Die Schallgeschwindigkeit in den untersten Schichten der Atmosphäre. (Disk. zu 3. 4. und 5.)

*) Derselbe Faden steht jetzt seit $1\frac{1}{3}$ Monat in der Drehwage (Heckersche Ausführung) unter Belastung.

Dienstag, den 8. Dez. 1925, 9 Uhr: Besichtigung des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Strömungs-
forschung und des Aerodynamischen Instituts (Prandtl).

11 Uhr: Vorträge, Geologisches Institut.

Stille, Begrüßung.

Vorsitz: E. Kohlschütter.

1. F. Kossmat: Über eurasiatische Falteingürtel. (Disk. Stille, Gutenberg, Wegner, Angenheister, Reich.)
2. R. Brinkmann: Einige Beziehungen zwischen Magmaaufstieg und Tektonik.
3. W. Schweydar: Isostasie. (Disk. Wegner, Gutenberg, Stille, Angenheister.)
4. B. Gutenberg: Untersuchung zur Frage, bis zu welcher Tiefe die Erde kristallin ist. (Disk. Angenheister, Reich, Tammann.)

3 Uhr: Geschäftssitzung, Geologisches Institut.

Vorsitz: O. Hecker. Siehe besonderen Bericht weiter unten.

4 Uhr: Vorträge ebenda.

Vorsitz: F. Kossmat.

1. O. Hecker: a) Viergehängedrehwage.
b) Temperaturkompensator für Seismometer.
2. W. Schweydar: Über eine neue Form der Drehwage.
3. O. Meisser: a) Zur Weiterentwicklung der Drehwage.
b) Absolute Inklinationsmessungen im Gelände.
4. G. Angenheister: Magnetische Wage.
5. V. Conrad: Laufzeitkurven eines alpinen Bebens.
6. A. Sieberg: Auffälliges Wandern seismischer Stoßpunkte im südl. Europa.

Mittwoch, den 9. Dez. 1925, 8 Uhr: Besichtigung des Geophysikalischen Instituts.

10 Uhr: Vorträge Universität, Hörsaal 1.

Vorsitz: Ad. Schmidt.

1. W. Stekloff: Geophysik in Rußland.
2. W. Meinardus: Temperatur, Luftdruck und Wasserhaushalt der Antarktis.
3. E. Tams: Die Frage der Periodizität der Erdbeben.
4. C. Mainka: Verfahren zur akustischen Ortsbestimmung räumlich gelegener Schallquellen.

Schlußwort: Ad. Schmidt.

Die Autoreferate über die obigen Vorträge folgen zum Teil in diesem Heft, zum Teil in den nächsten Heften.

Geschäftssitzung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft
am Dienstag, den 8. Dezember, in Göttingen.

Beginn 3 Uhr 15 Minuten. Anwesend sind 35 Mitglieder.

1. Der geschäftsführende Vorsitzende, Geheimrat Hecker, eröffnet die Sitzung und erstattet einen kurzen Jahresbericht. Die Mitgliederzahl ist auf 140 gestiegen. Verstorben sind die Mitglieder: Prof. Klotz, Prof. Weigand und Prof. Merz.

2. Vorstandswahl: Geheimrat Wiechert hat sein Amt als 1. Vorsitzender niedergelegt; desgleichen Prof. Mack als Beisitzer. Durch das Los schied ferner aus: Geheim-

rat A. Schmidt. Als Ersatz werden gewählt: Prof. Kossmat, Prof. Weickmann und Prof. Wigand.

Geheimrat Wiechert wird durch Zuruf zum Ehrenvorsitzenden gewählt.

Zum 1. Vorsitzenden wird Geheimrat Hecker, zum stellvertretenden Vorsitzenden Prof. Linke gewählt.

3. Zeitschrift: Prof. Angenheister berichtet als Schriftleiter über die Zeitschrift. Zur Zeit zählt die Zeitschrift 236 Bezieher. Der Schriftleiter bittet um rege Mitarbeit, besonders bei zusammenfassenden Referaten und kleinen Mitteilungen. Ihm wird der Dank der Gesellschaft für die vorzügliche Redaktion der Zeitschrift ausgesprochen.

Ferner wird beschlossen, daß der Bezug der Zeitschrift für sämtliche Mitglieder verbindlich ist. Jedoch soll der Vorstand das Recht haben, in dringenden Fällen einzelne Mitglieder davon zu entbinden.

4. Bericht des Schatzmeisters: Eine Einnahme von *M* 2865.12 steht einer Ausgabe von *M* 2405.18 gegenüber, so daß ein Überschuß von *M* 459.94 bleibt. Es wird beschlossen, hiervon bis *M* 300 der Schriftleitung zu überweisen zur Honorierung der Bearbeiter des Literaturverzeichnisses. Der Bericht wird genehmigt und dem Schatzmeister der Dank ausgesprochen.

5. Wahl der Revisoren: Zu Revisoren der Kasse werden für das nächste Jahr gewählt: Prof. Schweydar und Prof. Tams.

6. Verschiedenes: Die Direktionen der seismischen Institute werden gebeten, sofern sie nicht selbst die Ergebnisse ihrer Registrierungen veröffentlichen, die Registrierbogen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena zwecks Auswertung und Veröffentlichung zur Verfügung zu stellen. Die Institute haben dafür einen entsprechenden Anteil an den entstehenden Kosten zu tragen.

Auf Vortrag des Geheimrat Kohlschütter beschließt die Versammlung einstimmig, eine Resolution betreffend Wiederanknüpfung der internationalen wissenschaftlichen Beziehungen an die Regierungen, Akademien und die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu senden.

Schluß 4 Uhr.

R e s o l u t i o n .

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft hält es für unbedingt erforderlich, daß bei der Wiederanknüpfung der wissenschaftlichen Zusammenarbeit mit den früheren Feindbundländern folgende Gesichtspunkte beachtet werden:

1. Die Zusammenarbeit muß durch die Regierungen oder die anerkannten wissenschaftlichen Organisationen eingeleitet werden und darf sich nicht nur auf einzelne Persönlichkeiten erstrecken.
2. Es ist in irgend einer Form zum Ausdruck zu bringen, daß der bisherige Ausschluß Deutschlands nicht gerechtfertigt war.
3. Die Einbeziehung Deutschlands in die internationale Gemeinschaftsarbeit kann nur auf Grundlage völliger Gleichberechtigung erfolgen. Zur Gleichberechtigung gehört unter anderen folgendes:
 - a) Die deutsche Sprache ist nicht nur bei Vorträgen, Aufsätzen und in der Diskussion zuzulassen, sondern es werden die Satzungen und amtlichen Mitteilungen der internationalen Organisation außer in französischer und englischer, auch in deutscher Sprache veröffentlicht.
 - b) Eine der wissenschaftlichen Bedeutung Deutschlands entsprechende Anzahl von Zentralstellen, Generalsekretariaten und internationalen Instituten wird nach Deutschland verlegt.

Abrechnung über die Einnahmen und Ausgaben
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für das Geschäftsjahr 1924/25.

Abgeschlossen am 7. Dez. 1925.

Einnahmen:		Ausgaben:	
Bestand	ℳ 154.02	Verwaltungskosten	ℳ 25.15
Beiträge 1924/25	2 687.05	Portoauslagen	34.43
Vorausbezahlte Beitr. f. 1925/26	20 —	Drucksachen	155.60
Zurückgezahlte Portoauslagen	4.05	An Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. f. Jahrg. I der Zeitschrift	2 170.—
		Gerichtseintragungskosten	20.—
		Übertrag auf 1925/26	459.94
	ℳ 2 865.12		ℳ 2 865.12

Hamburg, den 7. Dez. 1925.

Prof. Dr. Schütt,
Schatzmeister.

Gesehen und richtig befunden.
Göttingen, den 8. Dez. 1925.
Schweydar. Tams.

Fortsetzung des Verzeichnisses der Mitglieder der Geophysikalischen Gesellschaft.

Neuaufnahmen.

132. WIGAND, A., Prof. Dr., Vorstand d. Physikal. Institutes d. Landw. Hochschule und d. Erdbebenwarte, Hohenheim bei Stuttgart.
133. RITZAU, K., Dipl.-Ing., Charlottenburg, Schlüterstraße 17, Pension Weise.
134. KAPPES, TH., Dipl.-Ing., Markscheider, Assistent an d. techn. Hochschule Aachen.
135. GELLA, N., Ingenieur, Cassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 419.
136. BENNDORF, H., Prof., Physik. Institut d. Universität Graz, Österreich.
137. WEGENER, A., Prof., Graz, Blumengasse 9, Österreich.
138. Erdbebenstation am Physik. Institut d. Universität Graz, Österreich.
139. VISSER, S. W., Dr., K. Met. Magn. Observatorium Weltevreden, Java, Nederl. Indië.
140. HAALK, H., Dr., Berlin-Steglitz, Steinstraße 4 pt.
141. Geophysikalisches Institut der Universität Leipzig, Thalstraße.
142. GOCKEL, A., Prof. Dr., Universitätsinstitut f. Kosmische Physik, Freiburg, Schweiz.
143. MÜLLER-LIEBENAU, J., Bergassessor, Dortmund, Bismarckstraße 48.
144. POLLAK, L. W., Dr. Privatdoz. d. Deutsch. Universität Prag, Smichov, Svědská 28.
145. HUNKEL, Dr., Bad Homburg v. d. H., Friedrichspromenade 83.
146. Geologisch-palaeontologisches Institut der Universität Leipzig Talstraße 35.
147. Meteorologisches Institut der Republik Türkei, Angora, Observatorium.
148. LÜCKERATH, HUBERT, Dr., Seismos, Hannover, Gellertstraße 25 a.
149. RELLENSMANN, OTTO, Seismos, Hannover, Gellertstraße 25 a.

Veränderte Anschrift:

54. KOSCHMIEDER, HAROLD, Dr., Berlin-Halensee, Karlsruherstraße 2.
- *4. ANGENHEISTER, G., Prof. Dr., Abteilungsvorsteher am Preuß. Geodät. Inst. Potsdam.
129. KOLB, WILH. Markscheider, Hannover.
- *36. HAUBOLD, F., Dr., Göttingen, Am weißen Stein 16 III.
- *5. ANSEL, Prof. Dr., Freiburg i. Br., Burgunderstraße 30.

Es sind zu streichen Nr. 11; 49; 56; 67; 118.

Das Literaturverzeichnis erscheint in größerem Umfang gesondert am Schlusse des nächsten Heftes und fortlaufend so weiter.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Abteilungsvorsteher am Preuß. Geodät. Inst. Potsdam.

Anwendung der magnetischen Aufschlußmethode.

Von H. Haalek. — (Mit drei Abbildungen.)

Es werden zunächst die für eine erfolgreiche Durchführung der magnetischen Aufschlußmethode in Betracht kommenden Fragen erörtert, sodann an Hand der im ersten Aufsatz mitgeteilten theoretischen Ergebnisse die Resultate verschiedener praktischer Anwendungen der magnetischen Aufschlußmethode (auf Erzvorkommen, Salzlagerstätten, Untertagemessung) mitgeteilt.

1. Die praktische Anwendung erdmagnetischer Messungen als geophysikalische Aufschlußmethode. Die Tatsache, daß die örtlichen erdmagnetischen Anomalien in Beziehung zum Bau des Untergrundes stehen, läßt die Möglichkeit erkennen, erdmagnetische Messungen als Hilfsmittel für die geologische Forschung zu benutzen. Naturgemäß kann die magnetische Methode nur in ganz bestimmten Fällen anwendbar sein: Vorbedingung für das Vorhandensein einer meßbaren lokalen erdmagnetischen Anomalie überhaupt ist, daß die im Untergrund befindlichen Massen hinsichtlich ihrer magnetischen Permeabilität genügend große Unterschiede aufweisen und nicht überall gleichmäßig horizontal gelagert sind. Aber auch unter solchen Vorbedingungen können die Verhältnisse noch so liegen, daß, besonders bei sehr schwachen Störungen, die magnetische Aufschlußmethode nur unsichere Erfolge verspricht. Andererseits lassen sich in den Fällen, welche für eine magnetische Untersuchungsmethode günstig liegen, aus der Verteilung der Isanomalien Schlüsse ziehen in bezug auf die örtliche Begrenzung, Tiefe und Lagerung der die Störungen hervorruhenden Masse, wozu die vorangestellten theoretischen Untersuchungen eine Grundlage geben.

Untersuchen wir, wie Geländeunebenheiten, deren Einfluß besonders in gebirgigem Gelände sehr erheblich werden kann, die Messungsergebnisse beeinflussen, so ist zunächst die normale Änderung der erdmagnetischen Kraft mit der Höhe praktisch vollkommen bedeutungslos. Im übrigen sind zwei verschiedene Fälle zu unterscheiden:

1. Die die Geländeerhebungen bildende Masse ist praktisch — im Verhältnis zu dem darunter befindlichen Störungskörper — unmagnetisch. In diesem Falle wissen wir, daß die Stärke der magnetischen Störung mit der Höhe abnimmt, und zwar in einem Grade, der von Form und Größe, in der Hauptsache aber von der Tiefe der magnetisch störenden Masse abhängt. Man wird deswegen die Geländeunebenheiten bei der Deutung zwar sehr genau beobachten müssen, aber sie rechnerisch durch eine Korrektur auf ebenes Gelände zu reduzieren, wird nicht möglich sein. Trägt man in dem Querschnitt an den einzelnen Punkten die Größe und Richtung der in diesen Schnitt fallenden Komponente

der störenden Kräfte ein, so ist es sehr einfach, den Einfluß von Unebenheiten im Gelände dadurch auszuschalten, daß die Meßpunkte in ihrer richtigen relativen Höhe eingezeichnet werden.

2. Die die Geländeerhebungen bildende Masse ist selbst magnetisch. Korrekturen der Meßresultate, welche analogisch denjenigen sein müßten, wie sie bei Schwerkraftmessungen angebracht werden, sind in solchen Fällen bei magnetischen Messungen zu kompliziert, als daß sie im Bereich der Möglichkeit liegen. Hierher gehören jene Fälle, bei welchen die unmittelbar an oder unter der Oberfläche liegenden Massen magnetische Eigenschaften besitzen und selbst bei vollkommen ebenem Gelände durch kleine, an und für sich minimale Unregelmäßigkeiten in der oberen Begrenzung, Inhomogenitäten in der Magnetisierbarkeit, welche durch Grundwasser, Verwitterungen oder dgl. hervorgerufen sein können, wegen ihrer geringen Tiefe die erdmagnetischen Messungen so stark beeinflussen, daß der Einfluß der gesuchten magnetisch störenden Massen vollkommen überdeckt wird. Es sind das eben Fälle, wo trotz des Vorhandenseins erdmagnetischer Störungen die Anwendungsmöglichkeit der magnetischen Aufschlußmethode in Frage gestellt wird (vgl. S. 8).

Für schwache Anomalien, die sich über große Gebiete erstrecken (z. B. bei Salzstöcken), ist es von großer Wichtigkeit, aus der durch Messung festgestellten örtlichen Verteilung der erdmagnetischen Kraftkomponenten den Betrag herauszubringen, welcher durch die normale örtliche Änderung des Erdmagnetismus oder durch eine regionale Anomalie bedingt ist.

Die Beobachtungsergebnisse — nach Anbringung aller erforderlichen Reduktionen — enthalten außer der magnetisch störenden Kraft der Masse, die untersucht werden soll, noch den normalen Teil des erdmagnetischen Feldes oder einen Teil derselben — da es sich in der Regel um Messungen mit Lokalvariometern handelt —, Einflüsse des tieferen Untergrundes usw. Haben wir sehr kleine Untersuchungsgebiete oder erreichen die magnetischen Störungen sehr erhebliche Beträge, so kann man das normale Erdfeld — d. h. also ohne die Anomalie — mit hinreichender Annäherung in diesem Gebiet als konstant ansehen. Für große Untersuchungsgebiete (einige Kilometer lang) trifft es dagegen nicht mehr zu. So muß z. B. auf der nördlichen Halbkugel die Vertikalintensität in Richtung des magnetischen Meridians nach Norden hin normalerweise zunehmen, die Horizontalintensität dagegen abnehmen. Außerdem kann in dem ganzen Untersuchungsgebiet eine gleichmäßige Zunahme bzw. Abnahme des Erdfeldes nach irgend einer Richtung hin vorhanden sein, welche durch eine sich über große Ländergebiete erstreckende regionale Anomalie — wahrscheinlich also dem Einfluß der tieferen Partie des Untergrundes *) — hervorgerufen sein kann. Um die Messungsergebnisse von diesen Faktoren möglichst zu befreien, kann man zwei verschiedene Wege einschlagen:

1. Aus den Messungen selbst, indem man die Messungsergebnisse daraufhin untersucht, welche systematische, d. h. mittlere Zunahme vorhanden ist von Süden

*) Z. B. Störungen, sich ändernde Mächtigkeit in den Perm- und Carbonschichten, welche eine relativ hohe Permeabilität besitzen, und bei welchen es sich um ungeheure Gesteinsmassen handelt, denen gegenüber die des Deckgebirges unwesentlich erscheinen.

nach Norden bzw. von Osten nach Westen, und dann diese systematische Änderung aus den Messungsergebnissen eliminiert [vgl. ¹¹⁾].

2. Aus den Kurven der erdmagnetischen Landesaufnahme. Die Karten der erdmagnetischen Landesaufnahmen enthalten die Isogonen, Isoklinen und Vertikal- und Horizontalintensitäten. Aus diesen Karten kann man die systematische Änderung der betreffenden Störungskomponente in dem Untersuchungsgebiet sowohl an Größe wie an Richtung durch Interpolation ohne weiteres entnehmen [vgl. ¹²⁾].

Beide Methoden haben ihre Vor- und Nachteile; eine exakte Methode, die lokalen Anomalien für sich dargestellt zu bekommen, gibt es nicht. Die erstere kann deshalb fehlerhaft sein — besonders bei nicht allzu großen Störungsgebieten —, weil durch örtliche Anomalien, z. B. eine negative Anomalie im Süden und eine positive im Norden, eine systematische Änderung vorgetäuscht werden kann, die in Wirklichkeit nur durch die lokalen Anomalien bedingt wird. Die zweite Methode ist deswegen nicht sicher genug, weil die regionale Anomalie des Untersuchungsgebietes nicht immer genau herauskommt.

Um allgemeine geologische Schlußfolgerungen aus erdmagnetischen Messungen zu ziehen, legt man natürlich zunächst die Isonomalkarte der Betrachtung zugrunde; im einzelnen ergeben sich dann die Schlüsse am besten und sichersten, wenn man einzelne passend gewählte Profile — ähnlich wie in den theoretischen Beispielen geschehen ist — betrachtet.

Die Bestimmung der Tiefe der magnetisch störenden Masse geschah früher in Schweden und anderswo, wo man die magnetische Methode anwandte, an Hand einer Reihe von Regeln, die auf Grund von tatsächlichen Messungen in der Umgebung bekannter Erzlagerstätten aufgestellt wurden. Bei der theoretischen Bearbeitung der magnetischen Messungen von Kursk (vgl. S. 6) stellt E. Leyst ¹³⁾ eine Reihe von Regeln für Tiefenbestimmungen auf unter Annahme eines in der Erde eingelagerten Poles. Auf die Unsicherheit, welche diesen Regeln anhaftet und unter Umständen zu großen Fehlern führen kann, weist P. Lasareff ¹⁴⁾ hin und stellt auf Grund der Annahme einer einfallenden, mit magnetischer Masse versehenen Schicht andere Regeln auf. Jede allgemeine Anwendung solcher Regeln für Tiefenbestimmungen erscheint aber als zu unsicher und kann zu erheblichen Fehlschlüssen führen. Zweckmäßig ersetzt man die Regeln, besonders bei genauen Präzisionsmessungen, wie sie in schwachen Störungsgebieten notwendig sind, durch theoretische Überlegungen. Am sichersten sind Tiefenbestimmungen, wenn alle Klassen von Messungen (Deklinationmessungen, Vertikal- und Horizontalintensitätsmessungen) ausgeführt sind. Liegt nur eine einzige Klasse von Messungen vor, so läßt sich in besonders günstigen Fällen aus der Stärke des Anwachsens der betreffenden Störungskomponente wohl ein Anhaltspunkt für die Tiefe der störenden Masse gewinnen. Die Genauigkeit, mit welcher sich aus der Verteilung der magnetischen Störungskräfte auf der Erdoberfläche Schlüsse in bezug auf den Bau des Untergrundes ziehen lassen, hängt ab von dem Magnetismus, der Form und der Gleichmäßigkeit der magnetisch störenden Masse. Solche Schlußfolgerungen sind nicht in allen Fällen eindeutig, da eine magnetische Störung durch verschiedene geo-

logische Zustände verursacht sein kann; z. B. haben mehrere isolierte, in geringem Abstand voneinander befindliche Erzlinsen in einiger Entfernung ganz die Wirkung wie eine einzige zusammenhängende Erzmasse. In solchen Fällen steht eben die einfachste, mit den Beobachtungsergebnissen in Einklang stehende Annahme an erster Stelle. Recht oft werden geologische Gründe zwischen verschiedenen Möglichkeiten entscheiden können. An Hand der theoretisch untersuchten Beispiele lassen sich — innerhalb einer mehr oder weniger großen Genauigkeit — Anhaltspunkte für Tiefe und Lagerung der magnetisch störenden Masse geben. Die Abweichungen, welche die sich aus den Messungen ergebenden Kurven gegenüber den theoretisch berechneten Kurven zeigen, müssen, wie in den am Schlusse angeführten Beispielen gezeigt wird, im einzelnen diskutiert werden. Allgemein gültig für die Gegenden mit größerer Inklination ist, wie die theoretischen Beispiele zeigen, folgende Regel mit hinreichender Annäherung:

Die geringste Tiefe der magnetisch störenden Masse ist vorhanden etwa an dem Punkt, an welchem die Störung in der Vertikalintensität ihr Maximum erreicht, diejenigen in der Deklination und der Horizontalintensität gleich Null sind.

Schlüsse in bezug auf Größe und Form der magnetischen Störungsmasse müssen immer weitaus unsicherer bleiben als die Angaben über Ort und Tiefe. Inhomogenitäten in der Magnetisierung der gesuchten Substanz, Unregelmäßigkeiten in der äußeren Begrenzung derselben, die sich mathematisch nicht wiedergeben lassen, müssen naturgemäß — abgesehen von den durch die begrenzte Genauigkeit des Meßverfahrens bedingten Messungsfehlern — den Verlauf der Störungskräfte verzerren, so daß schon eine sehr große Anzahl von Meßpunkten notwendig ist, um einen verlässlichen Verlauf der Störungskräfte ableiten zu können. Die Störung in der horizontalen Komponente setzt sich zusammen aus den Störungen in der Horizontalintensität und der Deklination (vgl. S. 5, Heft 1); die erstere hat ihre extremen Störungen im wesentlichen an der nördlichen und südlichen Begrenzung, die letztere an der östlichen und westlichen Flanke. Da die Durchführung aller Klassen von erdmagnetischen Messungen recht oft zu kostspielig und umständlich ist, oder auch wegen Geländeschwierigkeiten (z. B. Deklinationsmessungen im Walde oder bei dichtem Unterholz) nur schwer möglich ist, wird es sehr oft genügen, das Untersuchungsgebiet gleichmäßig mit Messungen der Vertikalintensität, die relativ schnell ausgeführt werden können, zu bedecken, und dann auf Grund der erhaltenen Isanomalen der Vertikalintensität in passend gewählten Gebieten genaue Präzisionsmessungen aller Klassen von Messungen (Deklinations-, Vertikalintensitäts- und Horizontalintensitätsmessungen) auszuführen. Vom meßtechnischen Standpunkt aus sind, damit in kurzer Zeit ein Untersuchungsgebiet möglichst dicht mit Meßpunkten überdeckt werden kann, solche Lokalvariometer für alle Messungsarten von der größten Bedeutung, welche Schnelligkeit und Sicherheit der Messungen mit großer Genauigkeit verbinden¹⁵⁾.

Was die Substanz der störenden Masse anbetrifft, so lassen sich im allgemeinen aus den magnetischen Störungskräften keine sicheren Schlüsse

darauf ziehen, da z. B. eine große Masse mit fein verteilten Erzkörnern fast dieselben Anomalien hervorrufen kann, wie eine entsprechende geringe kompakte Erzmasse. Auch bei Tiefenbestimmungen ist diese Tatsache sehr zu beachten. In erster Linie müssen geologische Gründe dafür maßgebend sein, welche Substanz für die Masse des Störungskörpers in Frage kommt. Über die Frage nach dem Unterschied in der Magnetisierbarkeit der verschiedenen Gesteinsarten muß — jedenfalls qualitativ — Klarheit herrschen; aufgestellte Tabellen^{10) 16)}, Kenntnis des Gehalts der Gesteinsarten an magnetisierbaren Erzen (besonders Magnetit, Hämatit, Pyrit usw.), Untersuchung von Gesteinsproben an Magnetometern*), Messungen in geologisch ähnlichen, bekannten Gebieten geben darüber Anhaltspunkte. Besonders bei sehr schwachen Störungen, zumal wenn sie in der Nähe der Beobachtungsgenauigkeit liegen, ist die Frage, welche Substanzen die Ursachen der Störungen sein können, sehr vorsichtig zu untersuchen. Um in solchen Fällen, in welchen man die Permeabilität der gesuchten magnetisch störenden Masse, außerdem diejenige des Nebengesteins kennt, ein Bild von der Größenordnung der zu erwartenden Störung zu erhalten, kann man für die Beispiele einer Kugel, eines Rotationsellipsoids oder eines Zylinders für verschiedene Größen, Tiefen usw. die Größe der Störung rechnerisch bestimmen an Hand der graphischen Darstellung von Fig. 2, Heft 1 oder der entsprechenden Formeln**).

Für eine Kugel mit dem Radius R ist z. B. die maximale Störung:

$$\left. \begin{aligned} Z_{ma} &= -0.84 \frac{\mu_0 - \mu}{2 \mu_0 + \mu} \cdot \frac{R^3}{z^3}, \\ F_{ma} &= +0.41 \cdot Z_{ma}, \\ F_{mi} &= -0.57 \cdot Z_{ma}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

Die Tatsache, daß die Intensität der Wirkung magnetisch störender Massen mit der zweiten bis dritten Potenz der Entfernung abnimmt, läßt erkennen, daß es nur dann möglich ist, durch die magnetische Aufschlußmethode größere Tiefen zu erfassen, wenn es sich um sehr große Massen von sehr erheblichem Permeabilitätsunterschied gegen das Nebengestein handelt. Allgemein wird sie sich, um praktisch sichere Resultate zu liefern, auf die Erforschung geringerer Tiefen beschränken müssen. Bei schwachen Anomalien, ebenfalls in Gebieten, in welchen die Störungen sehr kompliziert verlaufen, verspricht die magnetische Methode nur dann eine sichere Hilfe für die geologische Forschung, wenn die geologischen Verhältnisse nicht zu kompliziert und hinreichend bekannt sind. Besonders muß davor gewarnt werden, in solchen Fällen einzelnen Messungen eine zu große Bedeutung zuzumessen; erst das Gesamtbild, besonders wenn die Messungen sehr dicht liegen und durch möglichst viele Kontrollmessungen gesichert sind, gestattet sichere Schlüsse.

*) Solche Messungen sind aber nur sehr bedingt zu verwerten, da verschiedene Proben ein und derselben Gesteinsart sich oft recht verschieden verhalten.

***) Solche theoretischen Berechnungen liefern aber gewöhnlich erheblich geringere Werte, als sich bei den praktischen Messungen ergeben.

2. Beispiele praktisch ausgeführter erdmagnetischer Untersuchungen.

Berichte von tatsächlich erfolgten Messungen von lokalen erdmagnetischen Anomalien, bei denen sämtliche Komponenten der störenden Kräfte gemessen wurden, sind in der Literatur sehr spärlich vorhanden, da entweder die Messungen sich nur auf eine Komponente erstrecken oder die Messungen in privatem Auftrage ausgeführt und deswegen nicht veröffentlicht wurden. Die folgenden kurzen Beispiele behandeln einige Messungen aus der Praxis.

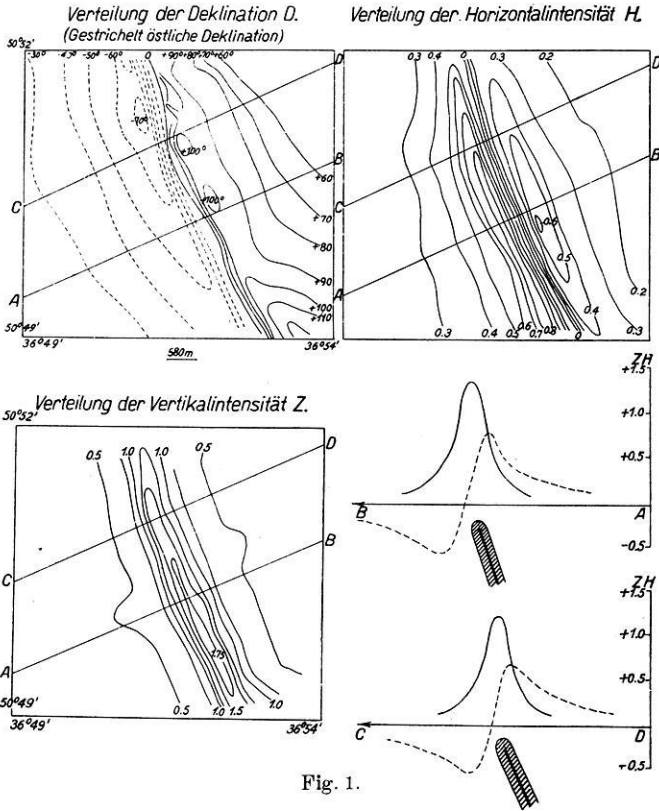


Fig. 1.

a) Untersuchungen auf Erzvorkommen. 1. Beispiel: Als erstes Beispiel betrachten wir das erdmagnetische Störungsgebiet in Rußland im Gouvernement Kursk. Im Jahre 1874 entdeckt, erregte es bald große Aufmerksamkeit, da es sich um Abweichungen handelt, die das Erdfeld noch um das Mehrfache übertreffen und bis jetzt kein Analogon auf der ganzen Welt haben. Die Anomalie gehört zu den eigenartigsten Erscheinungen und steht zurzeit im Mittelpunkt des Interesses der Geologen und der Geophysiker, besonders, da man es unternommen hat, das Problem praktisch durch Bohrungen zu lösen.

Die in Fig. 1 dargestellten Kurven stellen die Verteilung der Deklination, Horizontalintensität und Vertikalintensität dar in einem Teilgebiet, in welchem die Störungen ihre größten Beträge erreichen (in CGS-Einheiten). Als normale erdmagnetische Werte in dem betreffenden Gebiet setzen wir abgerundet:

$$\begin{aligned} D_0 &= 0 \\ H_0 &= 0.2 \\ V_0 &= 0.4. \end{aligned}$$

Aus den Isanomalen ergibt sich als Streichungsrichtung der Achse des magnetischen Störungskörpers etwa 22° nach Westen von der Nordrichtung abweichend.

Legen wir die beiden Querschnitte AB und CD senkrecht zu der Streichungsrichtung der Störung, so ergibt sich für die in dieser Schnittebene liegende horizontale Störungskomponente F nach Gleichung (2):

$$F = H \cos (68^\circ + D) - H_0 \cos 68^\circ$$

positiv in Richtung nach D bzw. nach B gerechnet.

Die unteren Figuren zeigen die in den Querschnitten AB und CD liegenden Kurven der horizontalen und vertikalen Störungskomponenten. Die Berechnung des Einfallens der störenden Masse ergibt sich am sichersten aus dem Verhältnis des Maximums zum Minimum in der Störung der horizontalen Komponente F , und zwar erhalten wir durch Interpolation aus dem Vergleich mit den theoretisch berechneten Beispielen einer einfallenden Schicht auf S. 7/8, Heft 1, daß die störende Schicht nach Nordosten einfällt unter einem Winkel von 65° im Querschnitt AB , unter einem Winkel von 68° im Querschnitt CD .

Die Berechnung der Tiefe z der störenden Masse geschieht am besten durch Interpolation aus der Lage der Maxima und Minima der beiden Störungskomponenten zueinander:

1. im Querschnitt $AB: z = 350$ m,
2. " " " $CD: z = 270$ m.

Dabei ist in Betracht zu ziehen, daß die geringste Tiefe der magnetisch störenden Masse erheblich geringer sein muß, denn die theoretische Tiefenberechnung S. 7/8, Heft 1, bezieht sich streng auf eine sehr geringe Dicke der störenden Schicht.

Die im Herbst 1923 in dem Gebiet der stärksten magnetischen Abweichungen niedergebrachten fünf Bohrungen¹⁷⁾ ergaben als Einfallen der störenden Schichten etwa 70° nach NO, als geringste Tiefe einer magnetisch störenden Masse 160 m; bis etwa 300 m halten dieselben Schichten (magnetithaltige Quarzite) noch an bei zunehmendem Magnetitgehalt. Es ist aber noch die Frage, ob der erbohrte Magnetitquarzit ausreicht zur Erklärung der magnetischen Anomalien, da nach Ansicht von Lasareff der Magnetismus der Bohrkerne zu gering ist, um die Intensität der Störung zu erklären. Die Tatsache der Übereinstimmung des Ergebnisses der Bohrungen mit der Theorie, welche auf der Annahme fußt, daß ausschließlich die Induktion des Erdfeldes auf die Massen des Untergrundes die Ursache der Störungen bildet, läßt den Schluß zu, daß auch bei den

großen Anomalien von Kursk eine wesentlich störende Wirkung durch permanenten Eigenmagnetismus nicht vorhanden ist*).

2. Beispiel: Das zweite Beispiel betrifft eine kleine örtliche Anomalie, hervorgerufen durch schwach magnetische Erzlagerstätten nach A. Wagner¹⁸⁾:

Gemessen wurde die örtliche Verteilung der Vertikal- und Horizontalintensität; ein Querschnitt durch das Gebiet etwa in Richtung des magnetischen

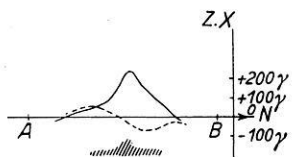
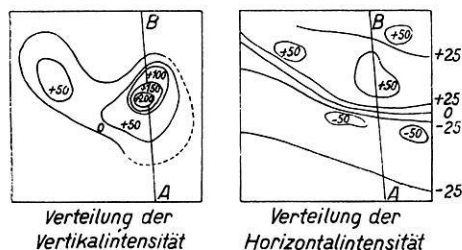
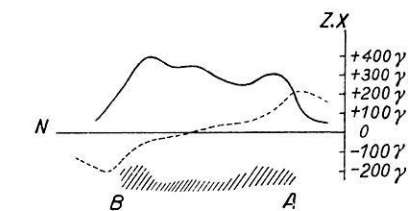


Fig. 2.

Eine Bohrung ergab Anzeichen für die Nähe von Erz: ein Kaolinband und oberhalb desselben stark eisenoxydhaltiges Gestein, welches auf die Nähe von Fahl-erzstöcken hindeutet.

3. Beispiel: Eine sehr kleine schwache Anomalie zeigt folgendes Beispiel, s. Fig. 2 unten ***):

*) Auffallend ist aber die Tatsache, daß in dem Timsker Bezirk, wo sich bei fast vollkommener Abwesenheit einer Magnetanomalie eine bedeutende Schwereanomalie zeigt, die Bohrungen reichhaltige Eisenerzlager feststellten²⁰⁾.

***) A. Wagner kommt zu dem etwas abweichenden Resultat, daß die Tiefe des Teiles A etwa zwischen 20 und 25 m zu suchen ist.

****) Aus einer von der früheren Erda A.-G., Göttingen, im Auftrage der Österr. Alpen Mont. Ges. in Kärnten durchgeführten Untersuchung im Sommer 1924.

Meridians durch die extremen Störungen ergibt auf Grund der von A. Wagner festgestellten örtlichen Verteilung der erdmagnetischen Kräfte die in Fig. 2 oben dargestellten Kurven.

Das Bild steht mit dem Ergebnis der theoretischen Untersuchung Fig. 3 unten und Fig. 4 oben, Heft 1, am meisten in Übereinstimmung. Nur das Maximum der Störung in der Vertikalintensität fällt nicht mit dem Punkte der Nullstörung in der Horizontalintensität zusammen, sondern liegt zu beiden Seiten. Die Erklärung ist darin zu suchen, daß sich die magnetische Störungsmasse an den beiden Stellen A und B der maximalen Störung in der Vertikalintensität entweder in geringerer Tiefe oder in konzentrierter Form befindet. Die Tiefe des magnetischen Störungskörpers wäre etwa folgende:

1. für Teil A: $z = 8$ bis 12 m**)
2. „ „ B: $z = 7$ „ 10 „

Die aus den durch Messungen gefundenen Isanomalien konstruierte Kurve der störenden Kräfte längs des Querschnitts AB steht mit der Theorie in guter Übereinstimmung. Die geringste Tiefe der magnetisch störenden Masse würde etwa in 6 bis 12 m zu suchen sein. Da die Intensität der Störung sehr gering und die Wirkungszone sehr beschränkt ist, so kommt nur ein schwach magnetischer Störungskörper von geringen Dimensionen als Ursache in Frage *).

b) Feststellung von Salzlagerstätten. In den letzten Jahren ist es wiederholt und zum Teil mit Erfolg unternommen worden, durch magnetische Vermessungen Salzhorste bzw. Zechsteinaufpressungen aufzusuchen und in ihrer Begrenzung festzustellen, besonders auch zu dem Zwecke, die an die Flanken von Salzstöcken gebunden vorkommenden Erdölvorkommen aufzufinden. Die Möglichkeit, die magnetische Aufschlußmethode für diese Aufgaben anzuwenden, ist dadurch gegeben, daß die in einem Salzstock bzw. in einer Zechsteinautiklinale vorkommenden Gesteine eine geringere magnetische Permeabilität besitzen als die umgebenden schwach magnetithaltigen Sedimentgesteine. Salzstöcke müßten sich also durch eine negative erdmagnetische Anomalie bemerkbar machen **). Zwei Momente sind es, welche die Anwendbarkeit der magnetischen Methode besonders erschweren: 1. Da die Unterschiede in der Permeabilität des die Antiklinale bildenden Gesteins nur von geringer Größenordnung sind, so sind auch die zu erwartenden magnetischen Anomalien von geringer Größenordnung. 2. Da das die Antiklinale überdeckende und benachbarte Gestein stärker magnetisierbar ist als die die Antiklinale bildenden Massen, so gehen Unregelmäßigkeiten in der Magnetisierbarkeit des Nebengesteins, wie sie durch ungleichmäßigen Gehalt an magnetisierbaren kleinen Erzteilen, wie Magnetit usw., leicht verursacht werden können, wegen ihrer geringen Tiefe verhältnismäßig stärker im Vergleich zu der durch die Antiklinale verursachten Anomalien in die Messungsergebnisse ein. Aus dem ersten Grunde folgt, daß die Antiklinalen sich magnetisch um so mehr bemerkbar machen, je gewaltiger die aufgepreßten Massen sind und je steiler die seitliche Begrenzung ist. Sind die Massen nicht zu solcher Höhe emporgepreßt und fallen sie nach den Flanken hin nicht sehr steil ab, so bleibt möglicherweise die magnetische Anomalie innerhalb der Messungsunsicherheit. Der zweite Umstand läßt die Möglichkeit erkennen, daß die durch Unregelmäßigkeiten in der Magnetisierbarkeit des überdeckenden und begrenzenden Gesteins verursachten erdmagnetischen Störungen diejenigen von der Antiklinale verursachten Anomalien überdecken, oder auch magnetische Maxima und Minima zur Folge haben, deren Ursache dann leicht auf das Vorhandensein eines Salzstocks zurückgeführt werden kann. Derartige wechselvolle magnetische Verhältnisse innerhalb des Diluviums sind oft konstatiert worden. Aus den angegebenen theoretischen

*) Aus geologischen Gründen ist wahrscheinlich kein Erz, sondern nur eine magnetithaltige Masse zu erwarten.

***) Den Nachweis, daß zwischen negativen Anomalien der Vertikalintensität und Salzhorsten ein Zusammenhang bestand, erbrachte zuerst F. Schuh in Mecklenburg 1920¹³⁾.

Gründen ist ersichtlich, daß die Frage, ob die magnetische Methode zur Aufsuchung und Vermessung von Salzlagerstätten Erfolg verspricht, allgemein nicht zu entscheiden ist. Hier können nur praktisch durchgeführte Untersuchungen ein Urteil abgeben. Leider liegen magnetische Vermessungen von Salzstöcken, bei denen genaue Präzisionsmessungen sämtlicher erdmagnetischer Größen — Vertikal- und Horizontalintensitäts- sowie Deklinationsmessungen — ausgeführt sind, nicht vor. Doch genügen die bis heute vorliegenden magnetischen Vermessungen von Salzlagerstätten, die sich auf Messungen einzelner Komponenten der erdmagnetischen Kraft — hauptsächlich der Vertikalintensität — beschränken, um die Frage der Anwendbarkeit der magnetischen Aufschlußmethode bei der Aufsuchung und Vermessung von Salzhorsten und Zechsteinaufpressungen kritisch zu untersuchen. Von den von der früheren Erda A.-G., Göttingen, ausgeführten erdmagnetischen Messungen kann man die Ergebnisse der Messungen bei Stade (Hannover) und Hemmingstedt (Holstein) als durchaus positiv anführen*), während die Messungen am Salzstock von Oldau-Hambühren (Hannover) nicht befriedigten. Weitere Beispiele sind hinsichtlich ihres Resultats fraglich, da die Verhältnisse ihres Untergrundes nicht genügend bekannt sind.

Es seien noch besonders angeführt folgende bereits veröffentlichte magnetische Vermessungen von Salzstöcken bzw. Zechsteinaufpressungen mittels der Schmidt'schen Feldwage:

1. Salzlager von Lübtheen und Jessenitz in Mecklenburg von F. Schuh 1920¹²⁾.
2. Salzstock von Segeberg von C. Heiland 1922⁵⁾.
3. Lüneburger Zechsteinaufbruch von C. Heiland 1922⁵⁾.
4. Salzstock der Burbacher Achsenzone bei Wefensleben von H. Haalck und G. Brinkmeier 1922¹¹⁾.

Die angeführten Beispiele sind als Beleg dafür anzuführen, daß nicht oberflächliche Inhomogenitäten im Deckgebirge (Diluvium, Tertiär) die Ursache der negativen magnetischen Anomalien bilden, sondern daß diese tatsächlich, wie Schuh richtig erkannte, im wesentlichen von den Salzstöcken bzw. Zechsteinaufpressungen hervorgerufen werden; Einflüsse der noch tiefer liegenden Schichten sind aber ebenfalls — wenn auch in geringem Maße — möglich. Die Anwendbarkeit der magnetischen Aufschlußmethode für die Aufsuchung und Vermessung von Salzlagerstätten — jedenfalls für eine Reihe von Fällen — ist damit als erwiesen anzusehen. Wollen wir aber noch die Sicherheit der Methode kritisch untersuchen, so müssen wir das Verhältnis der Meßgenauigkeit, Stärke der aufgepreßten Masse und Größe der Anomalie betrachten. Über die Größenordnung der von Salzlagerstätten hervorgerufenen magnetischen Störungen hat bereits J. Königsberger¹⁹⁾ theoretische Betrachtungen angestellt. Als einen mittleren — eher schon etwas zu

*) Leider konnten diese Beispiele — wohl die instruktivsten dieser Art — nicht veröffentlicht werden, da sie Eigentum des Auftraggebers geblieben sind.

günstigen — Wert der vorkommenden Suszeptibilitätsdifferenzen nimmt Königsberger $5 \cdot 10^{-5}$ an [Salz: $\frac{\mu - 1}{4\pi} = \kappa = -4 \cdot 10^{-7}$, umgebende Schichten $\kappa = \frac{\mu_0 - 1}{4\pi} = 4 \cdot 10^{-5}$ *]. Legen wir diese Werte der Rechnung zugrunde, so können wir auf Grund der Formel (9) für verschiedene Tiefen und Größen einer in der Erde eingelagerten Salzkugel die durch diese hervorgerufenen Anomalien in der Vertikal- und Horizontalintensität der Größenordnung nach einfach berechnen; es ist dann:

$$Z_{ma} = -18.3 \cdot \frac{R^3}{z^3} \text{ in } \gamma,$$

z. B. für $R = z$, d. i. etwa für sehr geringes Deckgebirge, würden wir erhalten:

$$Z_{ma} = -18,3 \gamma,$$

$$F_{ma} = -7,1 \gamma,$$

$$F_{mi} = +9,9 \gamma.$$

Die obige Formel würde aussagen, daß jede Salzkugel, wenn sie die Erdoberfläche gerade berührt, keine größere magnetische Störung verursachen kann, mag der Durchmesser auch noch so groß sein; ist $\frac{R}{z} = 0.8$, so beträgt die maximale Störung nur noch -9.4γ . Königsberger kommt an der Hand von Berechnungen an dem Beispiel der Kugel und des Rotationsellipsoids zu dem Resultat, daß Salzlagerstätten kaum eine größere Anomalie als 27γ hervorrufen können, und daß man es in solchen Fällen nur mit kurzen Salzstöcken und nicht mit ausgedehnten Salzflözen zu tun hat. Die praktischen Messungen zeigen aber in allen Fällen bedeutend größere Anomalien, was darauf schließen läßt, daß eben Salz allein nicht die Ursache der Störungen bildet, oder daß doch eine stärkere Magnetisierung des Nebengesteins vorhanden ist.

Die Theorie läßt klar erkennen, wie groß schon störende Massen bei Zechsteinaufpressungen sein können, ohne magnetische Anomalien, welche die Beobachtungsunsicherheit (etwa 10 bis 15γ) übertreffen, hervorzurufen. Eine theoretische Tiefenbestimmung aus den magnetischen Störungen ist deswegen bei derartig geringen Anomalien, wie sie bei Zechsteinaufpressungen vorkommen, als zu unsicher anzusehen; aus demselben Grunde kann man ebenfalls nicht erwarten, daß sich Einzelheiten in der Tektonik, wie z. B. Ausbuchtungen, Sättel, scharfe Begrenzung usw., magnetisch genügend bemerkbar machen. Einzelheiten in der Karte der magnetischen Isanomalien, auch wenn sie nicht durch Inhomogenitäten in der Magnetisierbarkeit der Oberflächenpartien erklärt werden können, darf man deswegen keine zu große Bedeutung beimessen. Vielmehr als die ungefähre Lage eines Salzstockes oder einer Zechsteinaufpressung — falls die hervorgerufene magnetische Anomalie überhaupt hinreichend groß ist, um in den Messungen zum Ausdruck zu kommen — wird man aus der auf

*) Die Werte ergeben sich auch aus physikalischen Tabellen, indem man den Prozentgehalt an magnetisierbaren Erzen: Magnetit, Pyrit, Hämatit usw. zugrunde legt.

Grund erdmagnetischer Messungen hergestellten Isanomalienkarte kaum herauslesen können. Da aber die Messungen sehr schnell ausgeführt werden können, so kann die magnetische Aufschlußmethode in solchen Fällen für genauere arbeitende Verfahren, wie z. B. die gravimetrische oder seismische, unter Umständen wertvolle Vorarbeiten leisten.

c) Messungen unter Tage. Im Erzbergbau können magnetische Messungen unter Tage im Schacht oder im Stollen praktisch von großer Bedeutung sein, um festzustellen, nach welcher Richtung hin ein Stollen fortgetrieben werden muß, um magnetisierbare Erze anzutreffen oder über Lagerung und Erstreckung von magnetisch störenden Erzmassen, welche sich in der Nähe eines Stollens oder Schachtes befinden, ein Urteil zu gewinnen. Da man bei den Messungen unter Tage der magnetisch störenden Masse sehr nahe kommt, ihre störende Wirkung also dementsprechend größer wird als bei Messungen über Tage, so erstreckt sich die Anwendungsmöglichkeit der magnetischen Aufschlußmethode bei Messungen unter Tage auch auf schwach magnetisierbare Erze (z. B. Spateisenstein u. dgl.), welche sich bei Messungen auf der Erdoberfläche nur unter besonders günstigen Umständen (verhältnismäßig große Massen im Vergleich zur Tiefe, sehr geringe Permeabilität des Nebengesteins) magnetisch störend bemerkbar machen. Rein meßtechnisch haben Untertagemessungen den Vorteil, daß die Temperatur, welche eine wesentliche Ursache der Messungenauigkeit bildet, unter Tage sehr konstant ist, wodurch die Messungen eine größere Sicherheit erhalten als die Messungen über Tage, bei denen Temperatureinflüsse stets die Messungsgenauigkeit mehr oder weniger ungünstig beeinflussen. Andererseits beeinträchtigen eine Reihe von Umständen sowohl die Genauigkeit der Messungen unter Tage, als auch die Sicherheit ihrer Deutung, d. h. der Rückschlüsse auf ihre Ursachen, erheblich; z. B. vermögen geringfügige magnetische Erzstücke, die während des Transports vom Abbau zur Halde vom Kipper gefallen sind, wegen ihrer geringeren Entfernung vom Apparat dieselben Wirkungen hervorzubringen, wie ein in einiger Tiefe unter dem Stollen befindliches Erzlager von entsprechender Größe. Ähnlich liegen die Verhältnisse, wenn vom Bergmann kaum beachtete schwache Erze an den Streckenstößen oder in der Firste vorhanden sind. In diesen Fällen werden leicht seitliche oder über dem Stollen liegende magnetische Störungskörper vorgetäuscht; besonders, wenn nur eine Komponente der erdmagnetischen Kraft gemessen wird, sind die Rückschlüsse auf die Ursache der magnetischen Störung, d. i. also auf das magnetische Erzlager, mehrdeutig. Dagegen bei Messungen sämtlicher Komponenten der erdmagnetischen Kraft, und wenn die Messungspunkte sehr eng gewählt werden, lassen sich einmal die sich nur auf kleine Räume erstreckenden Unregelmäßigkeiten eliminieren, andererseits erhalten die Schlüsse in bezug auf die magnetisch störende Masse eine größere Sicherheit. Auf diese Weise läßt sich im Stollen und Schacht die Lage in der Nähe befindlicher magnetisierbarer Erze feststellen; magnetische Messungen im Erzlager selbst, um ein Urteil über die Erstreckung des Erzlagers zu gewinnen, bieten nur in wenigen Fällen Aussicht auf Erfolg; die Unsicherheit, welche in die Messungsergebnisse eingeht durch mehr oder weniger starke Konzentration des Erzes in der Nähe oder dadurch, daß sich der

Apparat mehr oder weniger dicht an der Stollenwand befindet u. dgl., ist so beträchtlich, daß derartige Schlüsse wohl nur selten möglich sind. In der praktischen Ausführung werden die Messungen unter Tage sehr dadurch behindert, daß in den seltensten Fällen die zu untersuchenden Stollen eisenfrei und hinreichend weit genug entfernt von größeren Eisenmassen (wie z. B. von dem Gestänge des Schachtes) sind. Eingehende, vom Verfasser unternommene Versuche, in einem nicht eisenfreien Stollen, der nur gleichmäßige Förderbahnschienen enthielt, brauchbare Messungsergebnisse zu erzielen, wenn die Stellung der Apparate relativ zu den Eisenschienen stets die gleiche ist, führten zu einem negativen Resultat: Es zeigte sich ein starkes, völlig unregelmäßiges Hin- und Herspringen der Messungswerte, welches darauf zurückzuführen ist, daß die Eisenschienen, welche im Laufe der Zeit infolge der induzierenden Wirkung des Erdmagnetismus magnetische Eigenschaften angenommen haben, Ursache der Unregelmäßigkeiten bilden, welche dann alle tektonischen Einflüsse überdecken. Deshalb ist es für die Durchführung einer einwandfreien magnetischen Untersuchung unter Tage unbedingt erforderlich, daß die obigen Voraussetzungen erfüllt sind. Praktische Erfolge versprechen die magnetischen Untertagemessungen besonders in alten verlassen Stollen, um die Frage zu untersuchen, ob in der Nähe dieser Stollen noch magnetisierbare Erzkorkommen sich befinden.

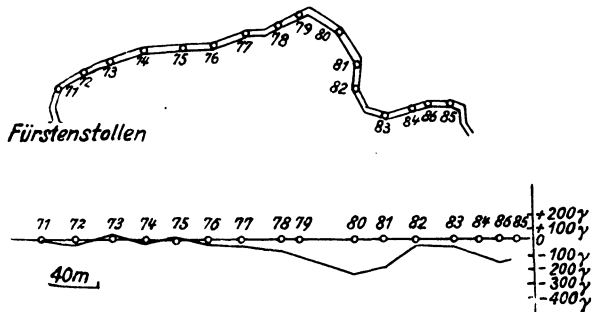


Fig. 3.

Beispiel einer Untertagemessung*). Die Messungen wurden in einem alten eisenfreien Stollen ausgeführt; das in Fig. 3 aufgezeichnete Profil stellt die Kurve der Vertikalintensität (in γ) längs des Stollens dar. Die letztere läßt zwei ausgeprägte Störungen deutlich erkennen: 1. zwischen den Punkten 78 und 81 einschließlich, und 2. von Punkt 84 bis über den Punkt 85 hinaus. Wie im einzelnen die genaue Lage der magnetisch störenden Masse (magnetithaltiger Serpentin) zum Stollen ist, läßt sich schwer daraus ersehen, zumal da die Messungen der Horizontalintensität keine wesentlichen Anhaltspunkte geben. Deklinationsmessungen sind leider nicht ausgeführt worden.

Literatur.

1) Naumann: Die Erscheinungen des Erdmagnetismus in ihrer Abhängigkeit vom Bau der Erdkruste. Stuttgart 1887.

2) S. Günther: Handb. d. Geophys. S. 587.

3) v. Carlheim-Gyllensköld: A brief account of a magnetic survey of the iron ore-field of Kiirunavaara made in the years 1900 to 1910. Stockholm 1910. Vgl.

*) Aus einer von der früheren „Erda“ A.-G., Göttingen, im Auftrage der Arsenikwerke Reichenstein G. m. b. H. durchgeführten Untersuchung, Oktober 1924.

ebenfalls: *Mém. sur le magnétisme terrestre*. Svenska vetenscaps Acad. Handlingar N. F. 27, Nr. 7.

4) A. Nippoldt: Über das Wesen des Erdstroms. *Meteorol. Zeitschr.* 1911.

5) C Heiland: Das Erdgasvorkommen von Neuengamme im Lichte geologischer und geophysikalischer Forschung. *Diss. Hamburg* 1923.

6) Eschenhagen: *Magnetische Untersuchungen im Harz*. Stuttgart 1898.

7) Thalén: *Berg- und Hüttenm. Zeitschr.* 1875. — Sur la Recherche des Mines de Fer à l'aide de Mesures magnétiques, *Upsala* 1877. — Dahlbom: *Magnetische Erzlagerstätten*, übersetzt von P. Uhlich, *Freiberg* 1899.

8) Smyth: *U. S. Geolog. Survey. Monograph* 36, 1899.

9) P. Uhlich: *Aufsuchung magnetischer Erzlagerstätten*. *Jahrb. f. Berg. u. Hüttenw., Freiberg* i. S. 1902.

10) R. Griesser: *Berechnung der Störungen in der Deklination und Horizontalintensität durch Eisenerzlager, die als abgeplattete Rotationsellipsoide aufgefaßt werden können*. *Diss. Freiburg* i. Br. 1920.

11) Haalck und Brinckmeier: *Erdmagnetische Untersuchungen am Salzstock der Burbacher Absenzzone*. *Kali*, Heft 16, 1923.

12) F. Schuh: *Magnetische Messungen im südwestlichen Mecklenburg als Methode geologischer Forschung*. *Mitteil. d. Meckl. Geolog. Landesanstalt, Rostock* 1920.

13) E. Leyst: *Bericht im Physikal. Institut a. d. Universität Moskau*, 1918.

14) P. Lasareff: *Nachr. d. Physikal. Instituts d. Universität Moskau*, 1820.

15) H. Haalck: *Über eine Möglichkeit der Konstruktion empfindlicher Universalvariometer für erdmagnetische Messungen*. *Zeitschr. f. techn. Phys.*, Heft 7, 1925. Derselbe: *Der Erdinduktor als Lokalvariometer und seine praktische Verwendungsmöglichkeit*. *Ebenda*, Heft 8.

16) A. W. Rücker: *On the relation between the magnetic permeability of rocks and regional magnetic disturbances*, *London, Roy. Soc. Proc.* 1890. — Rücker und Thorpe: *Phil. Trans.* 188, *London* 1896. Eine weitere befindet sich in Vorbereitung von J. Königsberger, *Freiburg* i. Br.

17) S. Bubnoff: *Zeitschr. f. angew. Geophys.*, Heft 5 u. 8, 1924.

18) A. Wagner: *Ebenda*, Heft 8.

19) J. Königsberger: *Zeitschr. Kali*, Heft 5, 1924.

20) A. Nippoldt: *Magnetische Aufnahme des Südost-Harzes mittels Ad. Schmidts Feldwage*. *Veröff. d. Pr. Meteorol. Inst. Berlin*, 1920.

21) A. Nippoldt und K. Schering: *Erdmagnetische Landesaufnahme von Hessen*. *Darmstadt* 1923.

22) H. Moll: *Erdmagnetische Vermessung der Gegend von Rostock—Warnemünde*. *Steinbruch u. Sandgrube* 1922/23, *Halle* a. S.

23) Errulat: *Erdmagnetische Aufnahmen des westlichen Samlandes*. *Geolog. Archiv* 1923, *Königsberg*.

24) A. H. Cox: *A Report of Magn. Disturbances in Northamptonshire and Leicestershire and their Relations to the Geological Structure*. *Phil. Trans.* *July* 1919.

25) H. Reich: *Magnetische Messungen in Oberschlesien*. *Jahrb. d. Geolog. Landesanstalt, Berlin* 1923.

26) J. N. Gubkin: *Ekonomitscheskaja* 1925, Nr. 284 (2106).

Eine Berechnung des horizontalen Wärmeaustausches in der Atmosphäre mit Hilfe der Stratosphärentemperatur.

Von **R. Mügge**. — (Mit fünf Abbildungen.)

Die Stratosphärentemperatur T_φ ist wesentlich bestimmt durch die kurzwellige Zu- strahlung I_φ und die langwellige Rückstrahlung. Die Differenz beider ist ein Maß für die Energiebeträge R_φ , die in der Breite φ innerhalb der Troposphäre durch hori- zontalen Wärmetransport den Strahlungsströmen entnommen oder zugefügt werden. Aus der bekannten Zustrahlung und T_φ ist daher die Berechnung dieser Energie- mengen R_φ für jede Breite möglich. Hieraus folgt weiter die Berechnung des ganzen die Troposphäre durchsetzenden Wärmestroms \bar{R}_φ . Aus der Randbedingung, daß dieser Strom am Äquator und am Pol verschwinden muß, folgt eine bestimmte Temperatur- verteilung in der Stratosphäre, die mit den Beobachtungen in guter Übereinstimmung steht.

Wenden wir die Theorie des Strahlungsgleichgewichts in einer Sternatmo- sphäre, wie sie von Schwarzschild, Gold und Emden ausführlich entwickelt worden ist, auf die Erdatmosphäre an, so erhalten wir eine Erklärung für die in der Stratosphäre beobachtete vertikale Temperaturkonstanz. Auch die Tem- peratur der Stratosphäre selbst ist unter der Annahme geeigneter Konstanten mit der Theorie in Einklang zu bringen, doch gelingt es nicht, die in der Strato- sphäre beobachteten Temperaturänderungen nach Ort und Zeit mit den strahlungs- theoretischen Überlegungen zu deuten. Diese Schwankungen zeigen nämlich eine sehr eigentümliche Beziehung zu den parallel gehenden Temperaturänderungen im unteren Teil der Troposphäre und lassen sich durch die einfache Gesetzmäßigkeit beschreiben: Die Stratosphäre ist um so kälter und ihre untere Grenze liegt um so höher, je wärmere Luft wir in den unteren Schichten der Troposphäre vorfinden.

Die erwähnte Anwendung der Strahlungstheorie liefert uns die Stratosphären- temperatur als eine Funktion der zugeführten kurzwelligen Sonnenstrahlung, der von Erde und Troposphäre zurückgesandten und im wesentlichen langwelligen Wärmestrahlung, der Albedo der Erde und gewisser Absorptionskoeffizienten a und b , für kurze und lange Wellen, deren numerische Werte sich aus der Ab- sorption und Emission des Wasserdampfes als dem für die Strahlung der Atmo- sphäre wichtigsten Bestandteil ergeben.

Im Mittel, d. h. für die Erde als Ganzes ist zugeführte und ausgesandte Strahlung gleich, da die Erde als Ganzes ihre Temperatur nicht merklich ver- ändert. Indem nun jedes Volumenelement der Stratosphäre gleiche Mengen Strah- lungsenergie absorbiert wie emittiert, stellt es sich auf eine ganz bestimmte Temperatur ein, die wir die Temperatur des Strahlungsgleichgewichts nennen. Für größere Höhen ist sie nach folgender einfachen Formel darstellbar*):

$$\sigma \cdot T^4 = \frac{1}{2} \cdot J \cdot \left(1 + \frac{a}{b}\right) \dots \dots \dots (1)$$

*) Die Formel ist, der Emdenschen Theorie folgend, in meiner Arbeit: Beitrag zur Kenntnis der warmen Hochdruckgebiete, Gött. Dissert. 1921, S. 24, abgeleitet.

Hier ist J die effektiv zur Verfügung stehende Zustrahlung, abhängig von Solar-konstante, Albedo und geographischer Breite, a und b die erwähnten Absorptionskoeffizienten des Wasserdampfes für kurze und lange Wellen, und endlich σ die bekannte Konstante des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes. Die Gleichung (1) gilt nur für die Stratosphäre, d. h. für solche Höhen, in denen bereits Unabhängigkeit der Temperatur von der Höhe eingetreten ist. Wie Hergesell*) gezeigt hat, würden wir diese vertikale Temperaturkonstanz schon gleich vom Erdboden an vorfinden, wenn die Strahlungsvorgänge allein maßgebend wären. Die Vertikalbewegungen mit ihrer thermodynamischen Temperatureinstellung verdecken dies Bild, es muß aber betont werden, daß die Dicke dieser „thermodynamischen Schicht“ oder die Ränder der Troposphäre wieder durch zwei Strahlungsgrößen bestimmt werden; denn einerseits ist die Temperatur des Bodens und damit die Temperatur am unteren Rande der Troposphäre abhängig von der Größe der zugeführten Sonnenstrahlung, andererseits bestimmt die Strahlungstemperatur der Stratosphäre die tiefsten Temperaturwerte, welche die darunter befindlichen Luftmassen der Troposphäre durch dynamische Vorgänge noch erreichen können. Dringen diese infolge gewisser Trägheitsbewegungen einmal in die Stratosphäre ein, so müssen sie doch bei weiterem Aufsteigen einen immer mehr zunehmenden Abtrieb in der wärmeren Umgebung erfahren. Die häufig an der Stratosphären-grenze beobachtete Inversion kann von solchen Trägheitsbewegungen, im übrigen auch von seitlicher Advektion herrühren, indem Luftmassen der Substratosphäre aus Gebieten mit kälterer Stratosphäre nach solchen wärmerer transportiert werden.

Es ist nun sofort klar, daß wir mit der Gleichung (1) um so höhere Temperaturen errechnen, je größer die effektive Zustrahlung ist. Diese ist abhängig von Breite und Albedo. Rechnen wir mit der Solarkonstanten $J_0 = 2 \text{ cal/min und cm}^2$, so wird für die Breite φ die pro Minute einem Quadratzentimeter zugestrahlte Wärmemenge im Mittel von Tag und Nacht:

$$J_\varphi = \frac{2}{\pi} \cdot \cos \varphi = 2/\pi \cdot \cos \varphi = 0,636 \cdot \cos \varphi \text{ cal/min und cm}^2.$$

Berücksichtigen wir noch die Albedo, die nach neueren Messungen zu etwa 43 Proz. angenommen werden muß, so wird die effektive Zustrahlung in der Breite φ :

$$J_\varphi = 0,636 \cdot 0,57 \cdot \cos \varphi = 0,363 \cdot \cos \varphi \text{ cal/min und cm}^2.$$

Der Quotient a/b ist das Verhältnis der beiden Absorptionskoeffizienten für kurze und lange Wellen, bezogen auf Wasserdampf. Da dieser lange Wellen ungleich stärker absorbiert als kurze, so wird a/b eine kleine Zahl, deren Betrag sich aus dem Maße ergibt, in dem einerseits die kurzwellige Sonnenstrahlung bei ihrem Lauf durch die Atmosphäre herab geschwächt; andererseits die dunkle Erdstrahlung auf dem Wege nach oben absorbiert wird. Abbot und Fowle haben nach solchen Messungen das Verhältnis a/b zu dem Wert 0,046 bestimmt. Unter Zugrundelegung dieses Wertes und unter Einsetzen der Konstante $\sigma = 7,68 \cdot 10^{-11}$

*) Arbeiten des Preußischen aeronautischen Observatoriums bei Lindenberg; Bd. 13. wissensch. Abhdl.

erhalten wir aus Gleichung (1) für verschiedene Breiten folgende Strahlungstemperaturen für die Stratosphäre:

$\varphi =$	0°	30°	60°	90° Breite,
$J_{\varphi} =$	0,363	0,315	0,182	0 cal. min u. cm ² ,
$T =$	223°	216°	188°	0° abs.,
oder $T' =$	-50°	-57°	-85°	-273° C,
während $T'' =$	etwa -80°	etwa -65°	etwa -50°	? C

als Beobachtungswerte gelten müssen. Nun hat es nicht an Versuchen gefehlt, diesem Mißverhältnis zwischen Theorie und Beobachtung abzuhelpfen, durch sorgfältige Berücksichtigung der Verteilung des Wasserdampfes, der Auswahl der Konstanten, der Albedo usw., doch haben alle derartigen Überlegungen zu einem numerisch befriedigenden Resultat bisher noch nicht geführt. Wie die Gleichung (1) zeigt, steht das Verhältnis a/b in der Klammer $(1 + a/b)$, und daher ist bei der Kleinheit dieses Verhältnisses die Temperatur T nur schwach von a/b abhängig. Erst wenn wir a/b größer annehmen, wenn wir also stärkere Absorption auch der kurzen Wellen zulassen, gewinnt $(1 + a/b)$ an Einfluß, und die errechneten Temperaturwerte des Strahlungsgleichgewichts liegen höher. Ob diese stärkere selektive Absorption der kurzen Wellen dem Wasserdampf oder anderen an der Zusammensetzung der Atmosphäre beteiligten Stoffen zuzuschreiben ist, bleibt dabei belanglos. Für sehr hohe Schichten der Atmosphäre, etwa für das Gebiet oberhalb 30 km Höhe, hat diese theoretische Tatsache eine Bedeutung, da die Beobachtungen auf eine allmähliche Zunahme der Strahlungstemperaturen mit der Höhe innerhalb der Stratosphäre hinweisen.

Um den merkwürdigen Temperaturverlauf in der Stratosphäre vom Pol zum Äquator zu erklären, könnte man neben einer eingehenderen Betrachtung der Absorptions- und Emissionsverhältnisse auch an eine genauere Berücksichtigung der Albedo denken, welche in der Tat in den Tropen größer sein dürfte als in den wolkenärmeren höheren Breiten. Nimmt man jedoch für 0° Breite eine Albedo derart, daß Gleichung (1) die dort beobachtete Stratosphärentemperatur von -80° C ergibt (es würde dann die äquatoriale Albedo etwa 70 Proz. betragen), so müßten auch die Bodentemperaturen daselbst gegenüber den benachbarten Gegenden mit kleinerer Albedo eine Verminderung zeigen. Dies ist aber nicht der Fall.

Bei stark überwiegender Absorption der langwelligen Wärmestrahlung, wie wir sie für den unteren Teil der Stratosphäre noch als geltend annehmen müssen, ist für die Temperatur wesentlich maßgebend die zur Verfügung stehende Menge solcher langwelligen Strahlung. Diese ist nun aber durchaus nicht überall gleich der Menge herabgesandter kurzwelliger Sonnenstrahlung, da bei den Wärmeprozessen der Troposphäre und namentlich in deren unteren Schichten Wärmemengen durch horizontale Konvektion fort- oder herbeigeschafft werden. Hierdurch wird der in den Weltenraum zurückgehende Strom langwelliger Strahlung je nachdem vermindert oder vermehrt, was auf die Temperatur der hohen durch diese Strahlung geheizten Schichten einen starken Einfluß haben muß. Sind die Wärmeprozesse der Troposphäre einigermaßen stationär, wie beispielsweise in

den Tropen oder in den warmen Hochdruckgebieten höherer Breiten, so kann in den hohen Schichten auch jetzt wieder Strahlungsgleichgewicht eintreten, indem jedes Volumenelement gleiche Strahlungsmengen absorbiert wie emittiert, dabei aber einen einseitig gerichteten Strahlungsstrom fortwährend hindurchläßt.

Auch in diesem allgemeineren Falle ist für große Höhen die mathematische Beziehung der einzelnen Größen leicht darstellbar; neben den aus der Formel (1) bekannten Gliedern tritt jetzt noch jene Energiemenge R auf, die unterhalb der Stratosphäre in einer Säule von Troposphärenhöhe und 1 cm^2 Querschnitt pro Zeiteinheit nach seitwärts heraus- oder von seitwärts hereintransportiert wird. Die jetzt zur Berechnung der Temperatur dienende Formel lautet*):

$$\sigma \cdot T^4 = \frac{1}{2} \cdot J \cdot (1 + a/b) - \frac{1}{2} \cdot R \dots \dots \dots (2)$$

R kann positiv oder negativ sein. Im ersten Falle haben wir ein Einstrahlungsgebiet, d. h. ein Gebiet, in dem mehr eingestrahlt als ausgestrahlt wird. Der Überschuß der eingestrahnten über die ausgestrahlte Energie beträgt pro Minute und Quadratcentimeter $R \text{ cal}$. Solche Gebiete sind die warmen Zonen der Erde, die für den Wärmehaushalt der Atmosphäre als Sammelstellen potentieller Energie eine wichtige Rolle spielen. Ihre Wärmeabgabe an die Nachbarschaft ist nun so groß, daß der in den Weltenraum zurückgehende langwellige Strahlungsstrom verhältnismäßig sehr klein wird, und daher sehr tiefe Stratosphärentemperaturen gerade über solchen unten warmen Gebieten eintreten können. Das Umgekehrte ist der Fall in Ausstrahlungsgebieten, welche innerhalb der Troposphäre Wärme zugeführt bekommen. Neben der hohen Stratosphärentemperatur zeigen sie das typische Kennzeichen für die Vermehrung der Entropie oder die Umwandlung von Wärme höherer in solche niederer Temperatur, nämlich das stärkere Auftreten anderer Zwischenformen der Energie, insbesondere der Bewegungsenergie.

Die Gleichung (2) gestattet nun, für eine bestimmte Menge zugeführter Strahlungsenergie und eine bestimmte Strahlungstemperatur T jene Energiemenge R zu berechnen, die in der darunterliegenden konvektiven Zone fort- oder herbeigeschafft wird. Da T einen ganz bestimmten Gang mit der geographischen Breite φ zeigt, soll hier der Versuch gemacht werden, den entsprechenden in der Troposphäre bestehenden Energiestrom zu berechnen, wobei wir die Sonne als im Äquator stehend annehmen wollen.

Die in der Minute einem Quadratcentimeter unter der Breite φ zugeführte Sonnenstrahlung betrug unter Berücksichtigung der Albedo:

$$J_{\varphi} = 2/\pi \cdot 0.57 \cdot \cos \varphi = 0.363 \cdot \cos \varphi \text{ cal} \dots \dots \dots (3)$$

Die Stratosphärentemperatur in der Breite φ wollen wir durch die empirische Funktion

$$T_{\varphi} = p + q \cdot \sin \varphi \dots \dots \dots (4)$$

ausdrücken, wo p und q zwei noch zu bestimmende Parameter sind**). Zu ihrer Bestimmung gehen wir aus von einem mehrfach geprüften Beobachtungswert

*) Vgl. meine erwähnte Arbeit, S. 34.

***) Statt der hier gewählten Sinusfunktion für T_{φ} hätten wir auch eine andere, z. B. lineare Funktion ($T_{\varphi} = p + q \cdot \varphi$) annehmen können, ohne das Resultat wesentlich zu beeinflussen; nur gestaltet sich die spätere Integration dann weniger bequem.

der Stratosphärentemperatur, nämlich $T = -53^{\circ}\text{C}$ oder 220°abs. , wie er in Europa unter rund 52° Breite im Mittel beobachtet wird. Setzen wir den entsprechenden Wert für $\sin \varphi = 0.789$ in Gleichung (4) ein, so erhalten wir

$$220 = p + 0.789 \cdot q \quad \text{oder} \quad p = 220 - 0.789 \cdot q \quad \dots \quad (4a)$$

als erste Bestimmungsgleichung für p und q . Eine zweite erhalten wir aus folgender Überlegung: Die Energiemenge R , welche innerhalb der Troposphäre pro Quadratcentimeter heraus- oder hereingeschafft wird, berechnet sich nach Gleichung (2) zu:

$$R_{\varphi} = J_{\varphi} \cdot (1 + a b) - 2 \cdot \sigma \cdot T_{\varphi}^4 \quad \dots \quad (2a)$$

Ein Ring in der Breite φ und der Randausdehnung $r \cdot \Delta\varphi$ liefert oder entzieht mithin den horizontalen Konvektionsströmen pro Minute die Wärmemenge:

$$2 \cdot r^2 \cdot \pi \cdot \cos \varphi \cdot R_{\varphi} \cdot \Delta\varphi.$$

Für die ganze die Atmosphäre durchsetzende Konvektionsströmung liefert nun jeder Ring einen derartigen Beitrag, so daß bei stationärem Zustande die gesamte Energiemenge, welche über den begrenzenden Parallelkreis in der Breite φ mit den Konvektionsströmen hinwegschreitet, sich nach der Gleichung berechnet:

$$R_{\varphi} = 2 \cdot r^2 \cdot \pi \cdot \int_0^{\varphi} R_{\varphi} \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi \quad \dots \quad (5)$$

Dieser Gesamtstrom muß aber am Pol verschwinden, so daß wir als Randbedingung haben:

$$0 = 2 \cdot r^2 \cdot \pi \cdot \int_0^{\pi/2} R_{\varphi} \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi \quad \dots \quad (5a)$$

Unter Einsetzung der Gleichungen (2a), (3) und (4) erhalten wir die Gleichung

$$0 = 2 \cdot r^2 \cdot \pi \cdot \left[\int_0^{\pi/2} 0.363 \cdot \left(1 + \frac{a}{b}\right) \cdot \cos^3 \varphi \cdot d\varphi - 1.536 \cdot 10^{-10} \cdot \int_0^{\pi/2} (p + q \cdot \sin \varphi)^4 \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi \right]$$

und nach Ausführung des Integrals

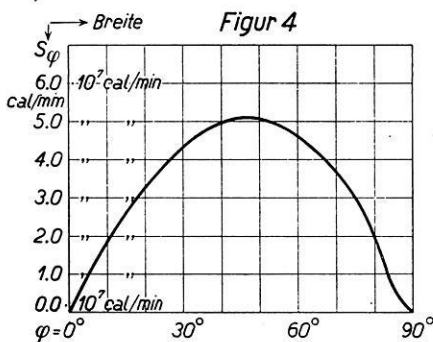
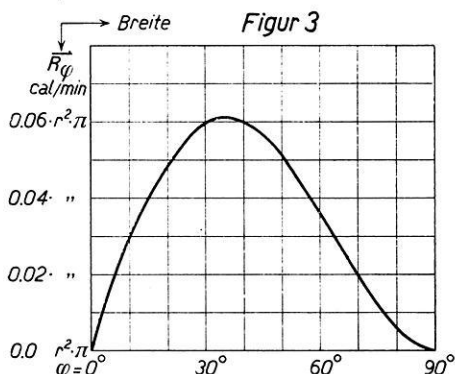
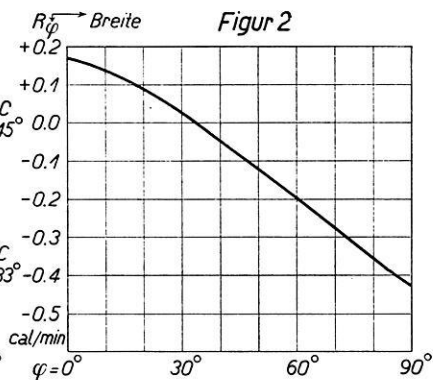
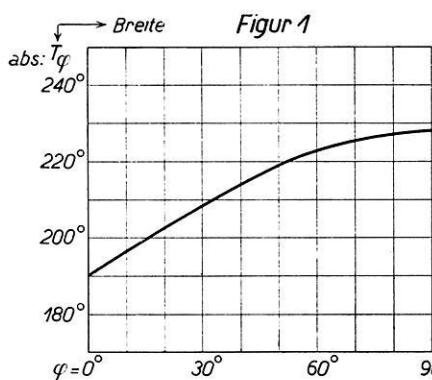
$$0 = 0.298 - 1.536 \cdot 10^{-10} (p^4 + 2 \cdot p^3 \cdot q + 2 \cdot p^2 \cdot q^2 + p \cdot q^3 + 0.2 \cdot q^4)$$

als zweite Bestimmungsgleichung für p und q .

Wir setzen ein $p = 220 - 0.789 \cdot q$ nach Gleichung (4a) und erhalten als reellen positiven Lösungswert $q = 38.0$ und damit aus (2a): $p = 190$.

Mit diesen beiden Zahlwerten ergibt sich nach Gleichung (4) für jede Breite die Stratosphärentemperatur, wie wir sie durch die in Fig. 1 gezeichnete Kurve graphisch dargestellt haben. Danach finden wir am Pol -45°C , unter 30° Breite -64°C , und am Äquator -83°C in guter Übereinstimmung mit den bisher vorliegenden Beobachtungswerten. Diese Übereinstimmung darf man als Beweis für die Richtigkeit unserer Annahmen ansehen, nicht nur des Ausgangswertes 220°abs. als Stratosphärentemperatur unter 52° Breite, sondern auch für die Brauchbarkeit der Formel (2a) zur Berechnung der Wärmemenge R_{φ} , welche den horizontalen Wärmeumsatz in der Troposphäre mißt. Das Ergebnis einer

solchen Berechnung ist in der Tabelle der folgenden Seite sowie durch die Fig. 2 dargestellt. Danach herrscht wirkliches Gleichgewicht, also Ausstrahlung gleich Einstrahlung, unter etwa 35° Breite, weiter äquatorwärts ist die Einstrahlung,



Erläuterung.

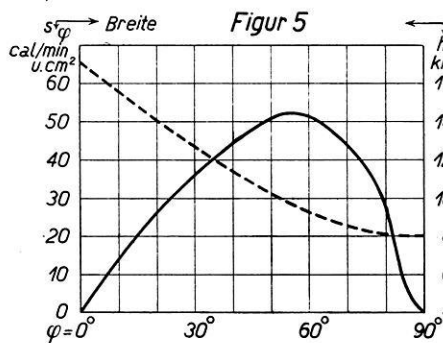


Fig. 1: Stratosphärentemperatur T_φ .

Fig. 2: Wärmemenge R_φ , welche pro Minute einer Troposphärensäule von ein cm^2 Querschnitt entzogen ($R_\varphi > 0$) oder zugeführt wird ($R_\varphi < 0$)

Fig. 3: Wärmemenge \bar{R}_φ , welche pro Minute den Parallelkreis in der Breite φ überschreitet.

Fig. 4: Stromdichte S_φ , welche pro Minute in der Breite φ ein Rechteck von ein cm Basis und Troposphärenhöhe durchsetzt.

Fig. 5: Auf den cm^2 berechnete Stromdichte s_φ , welche pro Minute in der Breite φ durch einen vertikal stehenden Quadratcentimeter strömt; gestrichelt: Höhe der Troposphäre.

polwärts die Ausstrahlung überwiegend. Am Pol, wo die Einstrahlung $J_\varphi = 0$ ist, bekommt doch jede Luftsäule von 1 cm^2 Querschnitt noch etwa 0.4 cal pro Minute zugeführt, ein Betrag, der absolut noch die am Äquator zugestrahlte kurzwellige Energie übertrifft.

Die Auswertung des in Gleichung (5) wiedergegebenen Integrals zwischen den Grenzen 0 und φ gibt für jede Breite φ die Gesamtenergiemenge \overline{R}_φ an, die zwischen Äquator und dem Parallelkreis der Breite φ pro Minute der horizontalen Strömung zugeführt wird. Diese Energiemenge, die wir in der vierten Spalte der folgenden Tabelle von 9 zu 9 Grad berechnet finden, stellt gleichzeitig

φ	$T_{\text{abs.}}$	R_φ	$R_\varphi : \cdot r^2 \pi \cdot 2$	$S_\varphi \cdot 10^7$	$h : \text{km}$	s_φ
0°	190	+ 0.175	0.0000	0.000	17.0	0.0
9	196	+ 0.147	0.0275	1.772	15.6	11.8
18	202	+ 0.106	0.0453	3.03	14.3	23.3
27	207	+ 0.053	0.0574	4.10	13.0	32.5
36	212	— 0.008	0.0606	4.77	11.8	40.6
45	217	— 0.074	0.0561	5.05	10.8	47.3
54	221	— 0.142	0.0458	4.95	9.8	51.4
63	224	— 0.214	0.0310	4.35	9.0	48.7
72	226	— 0.281	0.0171	3.53	8.4	41.4
81	227	— 0.350	0.0046	1.88	8.1	23.5
90	228	— 0.418	0.0000	0.00	8.0	0.0

den Wärmestrom dar, der bei stationärem Zustande über den nördlich oder südlich gelegenen Begrenzungskreis hinwegwandert. Er wächst vom Werte 0 unter dem Äquator an bis zu einem Maximum unter etwa 35° Breite, wo R_φ das Vorzeichen wechselt und das Einstrahlungsgebiet in ein Ausstrahlungsgebiet übergeht. Dividieren wir diesen Wärmestrom \overline{R}_φ durch $2 \cdot r \cdot \pi \cdot \cos \varphi$, so erhalten wir die Stromdichte S_φ , d. h. jene Wärmemenge, welche pro Minute ein Rechteck von der Basis 1 cm und der Höhe der Troposphäre durchsetzt. Zwischen 0° und 35° Breite, dem „Quellgebiet“ dieses Stromes, nimmt der Querschnitt des Strombettes langsam ab, weiterhin „versickert“ der Strom allmählich, infolge der jetzt immer stärker werdenden Querschnittsverengung wächst aber die Stromdichte S_φ zunächst noch weiter an. Ihr Maximum liegt erst unter 45° Breite. Die sich hier überlagernden Einflüsse spiegeln sich in der eigenartigen Form der Fig. 4 wieder, welche die Stromdichte S_φ als Funktion der Breite darstellt.

Endlich zeigt die Fig. 5 noch die auf den Quadratcentimeter berechnete Stromdichte s_φ . Wir erhalten sie durch Division von S_φ mit der jeweiligen Troposphärenhöhe h_φ unter der Breite φ . Diese ist nach der empirischen Formel

$$h_\varphi = (17 - 9 \cdot \sin \varphi) \cdot \text{km}$$

berechnet und ebenfalls in der Fig. 5 zur Darstellung gebracht. Das Maximum der Stromdichte s_φ verschiebt sich nun noch weiter polwärts bis unter etwa 56° Breite, wo rund 50 cal pro Minute durch einen vertikal stehenden Quadratcentimeter transportiert werden. Diese Zahl steht ihrer Größenordnung nach in guter Übereinstimmung mit dem Resultat der Defantschen Berechnungen*); außerdem erscheint es sehr bemerkenswert, daß das Maximum des horizontalen Wärmetransports sich in Breiten findet, die durch besonders starke Luftbewegung ausgezeichnet sind.

Göttingen, den 24. Oktober 1925.

*), Geografiska Annaler 1921, Heft 3, S. 209.

Radioaktive Messungen im Quellgebiet von Brambach.

II.

Von **P. Ludewig** und **H. Witte**. — (Mit fünf Abbildungen.)

Es wird die in der Nähe der wichtigsten Radium-Emanation führenden Quellen (in Bad Brambach) aufsteigende Bodenluft mittels eines von E. Lorensen konstruierten Emanometers auf den Gehalt an Radium-Emanation längs vier Profillinien untersucht. Die Ergebnisse sind nur als Relativwerte anzusehen. Sie lassen erkennen, daß an gewissen Stellen besonders aktive Gase aus dem Erdinnern in kleinen Spalten und Rissen des Granitgesteines aufsteigen.

In einer ersten Mitteilung*) hatten wir über Messungen des Emanationsgehaltes der in der Umgebung von Brambach zutage tretenden Quellen berichtet. Inzwischen sind im August und September 1925 weitere Messungen

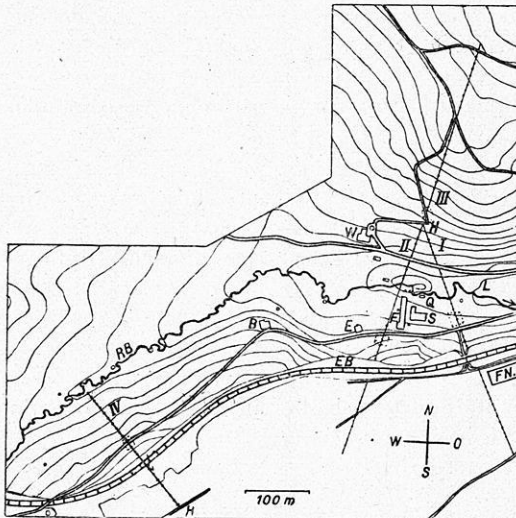


Fig. 1. *Q* = Wettinquelle. *RB* = Röthenbach. *B* = Bosehaus. *E* = Einkehrhaus. *W* = Weidighaus. *F* = Fabrik. *FN* = Fabrikneubau. *S* = Schuppen. *EB* = Eisenbahndamm. I = Profillinie I (Tabelle 2). II = Profillinie II (Tabelle 3). III = Profillinie III (Tabelle 4). IV = Profillinie IV (Tabelle 5). — Die Numerierung der Meßpunkte in den Profillinien läuft so, daß bei *H* jeweils der Punkt 1 liegt. — Die gestrichelt umrandete Fläche in der Profillinie I entspricht Fig. 2. — Die gestrichelt umrandete Fläche in der Profillinie II entspricht Fig. 3. — Die gestrichelt umrandete Fläche in der Profillinie III entspricht Fig. 4. — Die gestrichelt umrandete Fläche in der Profillinie IV entspricht Fig. 5. — Das Weidighaus liegt zwischen Höhenlinie 572 und 574. — Die Höhenlinie *L* ist 566 und die tiefste. — Die Höhenlinien sind im Abstände von 2 m gezogen. — Die wichtigen Quellen sind als Kreise eingetragen.

in Brambach ausgeführt worden, über die im folgenden berichtet werden soll. Sie hatten die Bestimmung des Emanationsgehaltes der Bodenluft zum Ziele.

*) P. Ludewig und H. Witte: Zeitschr. f. Geophys. 1, 242 (1925).

Für die Messungen wurde von der Erda-A.-G., Göttingen, ein von E. Lorenser *) konstruierter Apparat bezogen. Als Meßinstrument dient bei ihm ein Einfadenelektrometer, das auf eine zylindrische Ionisationskammer montiert ist, in die die zu prüfende Bodenluft mittels eines gut dichtenden Kolbens hineingezogen wird. An der Stelle, an der die Bodenluft gemessen werden soll, wird eine Sonde in den Boden eingetrieben, die am untern Ende einige Öffnungen besitzt. Das obere Ende der Sonde ist über ein Watte- und Chlorcalciumfilter durch einen Schlauch mit dem Ionisationsraum verbunden.

Bei vollständiger Füllung des Ionisationsraumes mit Bodenluft zeigte sich bei den Brambacher Messungen an Stellen, wo große Emanationsmengen vor-

Tabelle 1. Witterungscharakter und Bodenfeuchtigkeit an den Meßtagen.
Normalbarometerstand 709 mm in Bad Brambach.

Tag der Untersuchung	Untersuchte Punkte	Barometerstand	Witterung	Bodenfeuchtigkeit nach Regenfällen am vorhergehenden Tage noch etwas feucht
21. Aug. 1925	I 36—23	707.5 steigend	wolkig bis heiter	
24. „ 1925	I 22— 8	709.0 fallend	wolkig bis heiter	noch etwas feucht
25. „ 1925	I 1— 7	705.0 „	heiter	abgetrocknet
31. „ 1925	II 1—17	718.0 „	„	„
1. Sept. 1925	II 18—36	715.0 „	wolkig bis heiter	„
9. „ 1925	III 1— 4	711.0 „	bedeckt, mit Regenschauern	feucht
10. „ 1925	III 4—22	708.0 „	bewölkt (zunehmend)	etwas abgetrocknet
12. „ 1925	III 23—29	710.5 steigend	bedeckt, zu Niederschlägen neigend	nach Regenfällen am vorhergehenden Tage noch feucht
16. „ 1925	IV 9—27	720.0 stehend	heiter	abgetrocknet
17. „ 1925	IV 1— 9	715.0 fallend	zunehmende Bewölkung, wolkig	Boden abgetrocknet

handen waren, ein so schneller Voltabfall am Elektrometer, daß direkt nicht gemessen werden konnte. In solchen Fällen wurde mit dem Kolben ein jeweils bestimmter Teil der aktiven Luft sofort wieder ins Freie gedrückt und Atmosphärenluft nachgesaugt. Die Verdünnung wurde in Rechnung gesetzt.

Das Gebiet, in dem Messungen vorgenommen wurden, ist in Fig. 1 dargestellt. Darin sind Höhenlinien von 2 zu 2 m eingetragen sowie die Lage der Häuser, Wasser- und Verkehrswege. Es wurden vier geradlinige Profillinien, I, II, III und IV, gelegt, längs deren im Abstand von durchschnittlich 10 m Messungen ausgeführt wurden. Die ersten beiden Profillinien I und II wurden in der Nähe der Wettlequelle quer durch das Tal gelegt und damit gerade das Randgebiet des Granits im wichtigsten Teil von Brambach (vgl. Fig. 1 auf S. 246,

*) Der Apparat ist bisher noch nirgends beschrieben worden; es kann an dieser Stelle auch nur flüchtig auf ihn hingewiesen werden.

Jahrg. I) durchmessen. Die Linie III bildet eine Fortsetzung der Linie II gegen Norden hin und geht über das Randgebiet hinaus. Sie endet über einem Untergrund, der aus schiefrigem Gestein besteht. Eine Profillinie IV wurde weiter westlich durch das Tal an einer Stelle gelegt, wo die Bachniederung nicht mehr

Tabelle 2. Profil I (Länge 387 m).

Querschnitt durch das Röthenbachtal unterhalb der Kuranlagen zwischen Wiesen- und Wetтинquelle hindurch von der Liegewiese beim Weidighaus bis zum neuen Füllgebäude (F. N.).

Untersuchter Punkt	Abstand vom vorhergehenden Punkte (m)	Oberflächenbeschaffenheit	Potentialabfall V/Std.
1	—	Tannendickung	3 650
2	13	Wiese (trocken)	7 830
3	10	" "	3 968
4	10	" "	1 676
5	10	" "	2 510
6	9	Tannendickung	3 828
7	11	Grasnarbe	1 802
8	15	Wiese (feucht)	4 234
9	10	" "	1 094
10	5.2	Wiese (sehr feucht)	278
11	4.8	Sumpfwiese	} Messungen wegen des hohen Grundwasserstandes nicht ausführbar
12	10	"	
13	10	"	
14	10	Wiese (feucht)	
15	10	" "	2 534
16	10	Wiese (trockener)	1 436
17	8	" "	38 746
18	10	" "	10 374
19	14	Stoppelfeld	2 192
20	4	"	9 576
21	10	"	4 058
22	10	Grasnarbe	11 340
23	34	"	5 846
24	9	Baugelände ohne Grasnarbe	24 440
25	10	" " "	28 520
26	10	" " "	14 328
27	10	" " "	30 760
28	10	" " "	35 580
29	10	" " "	3 084
30	10	Stoppelfeld	7 442
31	10	"	12 792
32	10	"	15 780
33	10	"	13 720
34	10	"	9 394
35	5	"	1 846
36	35	Grasnarbe	12 750

auf lange Strecken sumpfig war. Auch diese Linie geht in der Nähe einer wertvollen Quelle, der Grenzquelle, vorbei.

Die Umgebung von Punkten mit besonders hoher Bodenluftaktivität wurde nachträglich genauer ausgemessen. In der Fig. 1 sind diese Gebiete durch gestrichelte Umrandung gekennzeichnet.

Das Gebiet der Fig. 2 liegt in der Profillinie I.

"	"	"	"	3	"	"	"	"	II.
"	"	"	"	4	"	"	"	"	III.
"	"	"	"	5	"	"	"	"	IV.

Bei orientierenden Messungen zeigte es sich, daß naturgemäß die Tiefe bis zu der die Sonden eingetrieben wurden, von Einfluß auf die Messung war. Es wurde deswegen die Sonde immer bis zu einer Tiefe von 80 cm eingetrieben und dann der Boden rings um die Sonde mit einem Hammer festgestampft.

Tabelle 3. Profil II (Länge 387,3 m).

Querschnitt durch das Röthenbachtal innerhalb der Kuranlagen zwischen der Eisenquelle und den Brambacher Sprudeln hindurch von der Liegewiese beim Weidighaus an dem alten Füllgebäude vorbei bis zum Waldrand des Wacheberges.

Untersuchter Punkt	Abstand vom vorhergehenden Punkte (m)	Oberflächenbeschaffenheit	Potentialabfall V/Std.
I ₃₆	—	Tannendickung	5 546
II ₁	10	Wiese (trocken)	3 866
2	10	" "	4 120
3	10	" "	7 604
4	10	" "	4 756
5	10	" "	3 404
6	11	Wiese (feucht)	8 966
7	10	" "	206
8	10	Wiese (sehr feucht)	7 042
9	5	" " "	2 811
10	10	" " "	(Messung w. hohen Grundwasserstandes nicht mögl.
11	10,5	Kuranlagen, Gras	3 680
12	15	(Boden moorig u. feucht)	3 178
13	10	" " " "	378
14	10	" " " "	(Messung w. Wasser nicht möglich
15	10	" " " "	2 950
16	14,5	" " " "	4 584
17	12	(Boden etwas trockener)	4 390
18	11	Wiese (trocken)	43 648
19	5	" "	5 768
20	5	" "	7 866
21	10	Wiese (trocken und steinig)	25 600
22	10,6	" " " "	16 480
23	7	Wiese (fetterer Grasboden)	11 310
24	40,7	Wiese	3 512
25	10	"	1 792
26	10	"	2 012
27	10	"	12 632
28	10	"	7 860
29	10	"	3 225
30	10	Grasnarbe	2 725
31	10	Stoppelfeld	1 795
32	10	Gras und Heide	6 402
33	10	Wiese (trocken)	4 673
34	10	" "	16 868
35	10	" "	4 981
36	10	Gras, Heide, Beerengestrüpp	6 597

Leider fielen in die Meßzeit mehrere Regentage. An solchen Tagen wurde keine Messung ausgeführt. Auch an Tagen, wo der Boden noch sehr feucht war, wurde nicht gemessen.

Auf Barometerstand und Sonnenstrahlung konnte wegen der beschränkten Zeitdauer keine weitergehende Rücksicht genommen werden. In der Tabelle 1 ist die Tendenz des Barometerstandes vermerkt. Infolge dieser Einflüsse ist die

Tabelle 4. Profil III (Länge 295.5 m).

Am Südhang des Hengstberges von der Liegewiese beim Weidighaus bis zum Trinkwasserbrunnen für das Weidighaus auf halber Hanghöhe. — Übergang vom Granituntergrund zum Gneisuntergrund.

Untersuchter Punkt	Abstand vom vorhergehenden Punkte (m)	Oberflächenbeschaffenheit	Potentialabfall V/Std.
I ₉₆	—	Tannendickung	5 881
III ₁	10	Grasnarbe	50 686
2	10	"	27 204
3	10	"	8 518
4	10	Kleefeld	10 830
5	10	Nicht best. Feld m. Graswuchs	9 934
6	10	Grasnarbe	3 450
7	10	Stoppelfeld	16 170
8	10	Stoppelfeld (frisch umgepflügt)	19 400
9	10.5	" " "	17 440
10	9.6	" " "	12 680
11	10.4	Grasnarbe	20 986
12	10	Stoppelfeld	11 312
13	10	"	12 854
14	10	Zwisch. Stoppelfeld u. Wegrain	4 327
15	11	Grasnarbe (steinig)	4 455
16	9	" "	2 992
17	8	" "	6 400
18	15	" Wiese "	9 469
19	7	"	8 990
20	10	"	8 490
21	12	"	6 780
22	8	"	5 955
23	10	"	1 681
24	10	"	835
25	10	"	732
26	10	"	410
27	15	"	857
28	15	Stoppelfeld	2 218
29	5	"	1 480

Meßgenauigkeit jeder einzelnen Messung naturgemäß nur gering. Die erhaltenen Werte sind nur als Relativwerte zu bezeichnen. Über Grundwasser und auf vollkommen steinigem Boden konnte nicht gemessen werden.

Die Meßergebnisse sind in den Tabellen 2 bis 5 enthalten. Jede Tabelle entspricht einer Profillinie. Die Numerierung der Meßpunkte in den Profillinien erfolgte so, daß bei dem Punkt *H* (vgl. Fig. 1) jeweils der Punkt 1 der Tabellen liegt.

Wie man sieht, schwanken die Werte sehr erheblich. An einzelnen Stellen steigt der Bodenluftgehalt plötzlich stark an. Es sind dies die Punkte I₁₇, II₁₈, III₁, III₂ und IV₁₅.

Die Umgebung dieser Punkte wurde, wie schon erwähnt, besonders untersucht, und zwar wurde mehrfach der Abstand der zur Untersuchung gelangenden Punkte bis auf 2.5 m verkleinert. Die Ergebnisse sind in den Fig. 2 bis 5 aufgezeichnet. Allgemein läßt sich daraus entnehmen, daß die Bodenluftaktivitäten örtlich sehr stark schwanken, und daß die besonders hohen Werte an engbegrenzte Stellen gebunden sind.

Tabelle 5. Profil IV (Länge 238 m).

Querschnitt durch das Röthenbachtal zwischen Bosehaus und Kurhausquelle II hindurch, vom Waldrand des Wacheberges über die Eisenbahnlinie bis zum Röthenbach in Richtung auf den Kreuzungspunkt des Weges nach Oberreuth mit der Eisenbahn.

Untersuchter Punkt	Abstand vom vorhergehenden Punkte (m)	Oberflächenbeschaffenheit	Potentialabfall V/Std.
IV ₁	—	Heide, Beeren, Moos	10 355
2	9	Kartoffelfeld	12 578
3	10	Stoppelfeld	17 328
4	10	Kartoffelfeld	4 960
5	10	Stoppelfeld	8 044
6	10		6 940
7	12.5	{ Mit Tannen " und Kiefern } { zugewachsene Sandgrube }	2 856
8	12.2	Dasselbe	{ Wegen felsigen Untergrundes Messung nicht möglich
9	10	"	6 960
10	24.3	Gras und Heide (steinig)	6 070
11	5	"	20 160
12	5	" Wiese ("trocken")	19 886
13	10	" "	20 660
14	5	" "	6 143
15	5	" Grasrain	30 904
16	5	Stoppelfeld	8 920
17	5.6	"	15 006
18	9.4	Kleefeld	11 540
19	10	"	3 503
20	10	"	8 958
21	10	Sturzfeld	1 728
22	9.5	"	6 802
23	10.5	"	5 251
24	10	Wiese (feucht)	5 084
25	5	" "	8 065
26	5	" "	5 128
27	10	Wiese (sehr feucht)	{ Wegen hohen Grundwasser- standes Messung nicht möglich

Die Umgebung von III₁ (Fig. 4 und Tabelle 4) liegt in der Nähe eines Weges. Dieser Weg ist nicht festgetreten, sondern ein lockerer Rasenweg, auf dem die Sonden eingetrieben werden konnten.

Aus den Messungen ist zu schließen, daß die Emanation in kleinen Spalten aufsteigt und dann sich vielfach in örtlich begrenzten Nestern unter der Oberfläche ansammelt, und zwar besonders dann, wenn eine Grasnarbe die Oberfläche abschließt. Aber auch in frisch gepflügten Feldern fanden sich an einzelnen

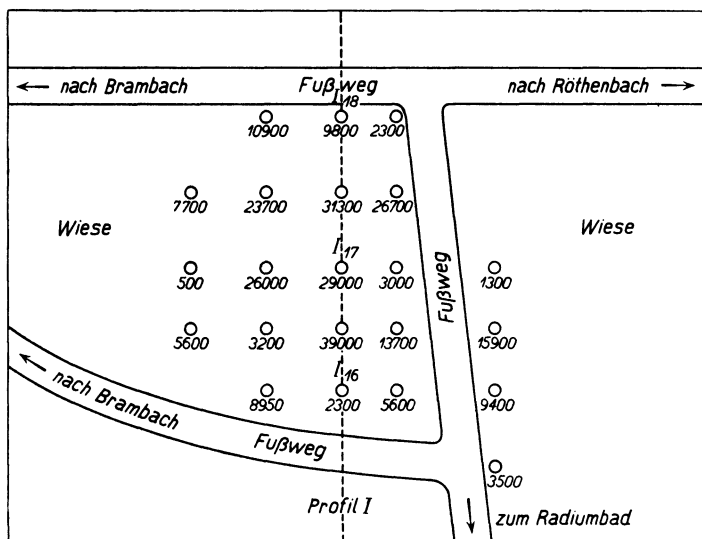


Fig. 2.

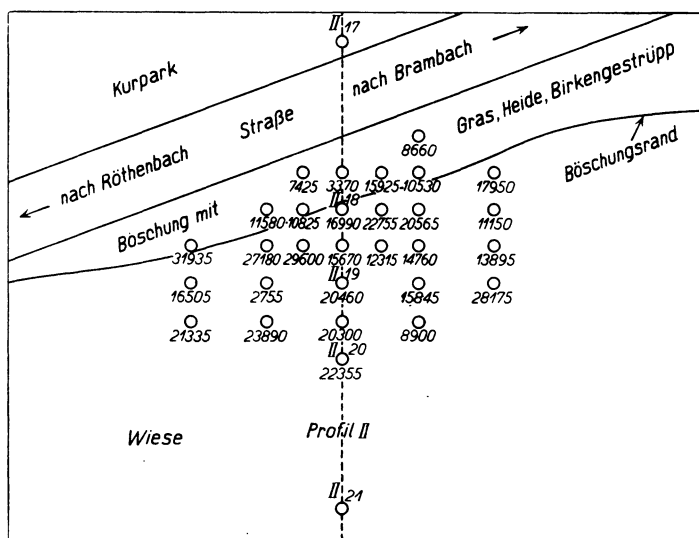


Fig. 3.

Stellen sehr hohe Aktivitätswerte. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß auch oberhalb von Grundwasser die abgesaugte Bodenluft einen unerwartet hohen Gehalt an Emanation aufwies, so z. B. an den Punkten I₈, I₉, I₁₄ und II₉, II₁₁, II₁₂, II₁₅ und IV₂₆. Das ist wohl auf das Aufsteigen von stark emanationshaltigen Gasen, die in der Nähe der Wetzinquelle in der Hauptsache aus Kohlen-

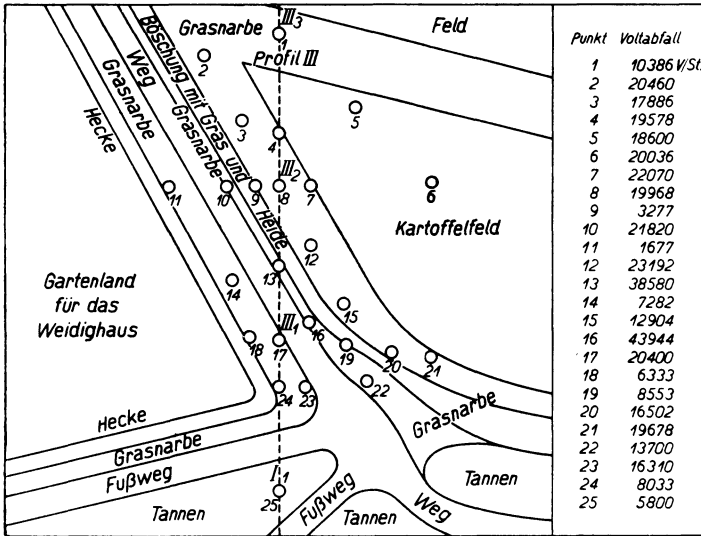


Fig. 4.

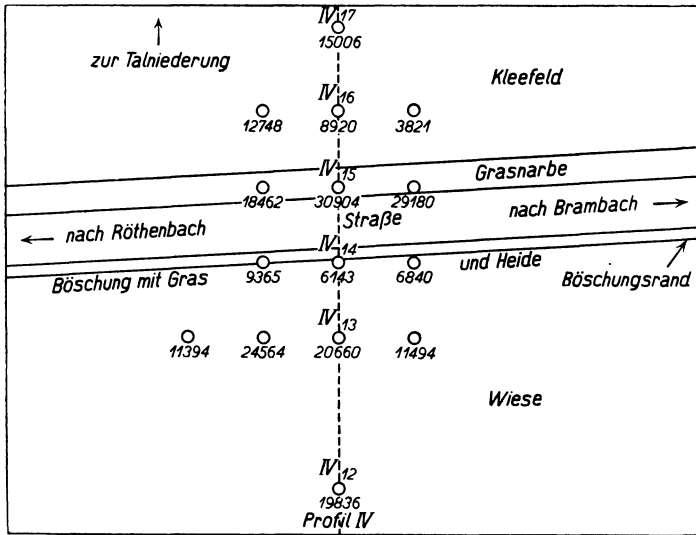


Fig. 5.

säure bestehen, zurückzuführen. Es gelang, solche aufsteigende Gase, die das Grundwasser durchperlen, aufzufangen und zur Untersuchung zu bringen. Sie waren stark aktiv.

Radium-Institut der Bergakademie Freiberg i. Sa., November 1925.

Die Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone.

Von Rudolf Meyer in Riga.

Der Widerspruch zwischen der Wasserstoffhypothese und den Ergebnissen der Polarlichtforschung, noch mehr aber die theoretische Anfechtbarkeit der Lehre vom Diffusionsgleichgewicht der Atmosphäre, nötigen in höherem Maße als andere Einwände dazu, ein neues Erklärungsprinzip für die Reflexion der Schallwellen in großer Höhe zu suchen. Es erweist sich, daß die vermutlich starke Beeinflussung der höheren Atmosphäre durch Strahlen hier nicht ohne Bedeutung sein kann, als ausschlaggebend aber wurde die erhöhte Geschwindigkeit der Wellen von endlicher Schwingungsweite gefunden (in Übereinstimmung mit der neuesten Annahme von A. Wegener). Prinzipielle Bedenken lassen sich widerlegen, besonders durch die Ergebnisse physikalischer Versuche, denen zufolge unter verwandten Bedingungen eine Steigerung der Schwingungsweite von Schallwellen bis zur Erreichung von Überschallgeschwindigkeiten möglich ist. Näherungsberechnungen lassen erkennen, daß diese Grundlage für eine Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone geeignet ist; ob sie allein ausreicht, kann bei unserer Unkenntnis des genaueren Zusammenhanges zwischen Schwingungsweite und Geschwindigkeit der Welle nicht mit Bestimmtheit gesagt werden.

Vor etwas mehr als einem Jahre suchte ich, unbefriedigt durch die bis dahin bekannt gewordenen Theorien der äußeren Hörbarkeitszone, nach einer neuen Erklärung, und fand eine solche in der starken Ionisierung der höheren Atmosphäre, vor allem aber in der Überschallgeschwindigkeit der Wellen mit endlicher Schwingungsweite, worüber ich am 17. November 1924 im Naturforscher-Verein zu Riga⁸⁾ und vor wenigen Monaten ein zweites Mal in einem kleineren Kreise berichtete. Leider sind die Sitzungsprotokolle des genannten Vereins noch nicht veröffentlicht worden. Mittlerweile hat auch A. Wegener in Heft 7 dieser Zeitschrift die erhöhte Geschwindigkeit solcher Wellen als mögliche Grundlage zur Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone genannt¹⁹⁾. Es fällt damit die Veranlassung, mein bereitliegendes Manuskript vollständig zu veröffentlichen, fort; es deckt sich in manchen Teilen mit den Ausführungen Wegeners und wird in anderen, besonders in der Reichhaltigkeit des sorgfältig gesammelten Beobachtungsmaterials, von ihnen weit übertroffen. Einige Teile meiner Arbeit dürfen aber wohl noch jetzt als Ergänzungen zu den kurzen Mitteilungen in dem Aufsatz von Wegener Berücksichtigung verdienen; es sollen daher die entsprechenden Abschnitte mit nur geringen Änderungen hier veröffentlicht werden, die übrigen Teile aber fortgelassen oder, um den Zusammenhang nicht zu zerreißen, auf das äußerste gekürzt wiedergegeben werden.

Gegen die Wasserstoffhypothese, die einzige Grundlage, auf der sich eine mit den akustischen Beobachtungstatsachen vereinbare Theorie der äußeren Hörbarkeitszone errichten ließ, sind Einwände erhoben worden, über die Wegener in Abschnitt 7 c seines Aufsatzes genauer spricht. Hier soll nur folgendes hinzugefügt werden.

Daß die Dämmerung bei einer Höhe der unmittelbar beleuchteten Schicht von rund 70 km verblaßt, braucht nicht gerade auf Wasserstoff oberhalb dieser Grenze zurückgeführt zu werden. Diese Erscheinung kann vielleicht sogar bei

durchweg gleichartiger Zusammensetzung der Atmosphäre eintreten: die meteorologische Optik von heute kann es nicht beweisen, läßt aber die Möglichkeit und sogar die Wahrscheinlichkeit bestehen, daß die Intensität des zur Erde reflektierten Lichtes als Funktion der Höhe der reflektierenden Schicht bei einer bestimmten Höhe einen besonders schnellen, dem Auge bemerklichen Abfall zeigen muß.

Der Widerspruch zwischen Vegards Spektraluntersuchungen des Polarlichtes und der Wasserstoffhypothese wird dadurch nicht gemildert, daß Cario²⁾ und Mc. Lennan⁷⁾ das Spektrum anders deuten, denn sie tun es keineswegs zugunsten der Wasserstoffhypothese. Vegards Theorie wird vielfach mehr angezweifelt (auch von mir) als widerlegt und ist deshalb, wenigstens vorläufig, bei objektivem Urteil, als ein Argument gegen die Wasserstoffhypothese anzusehen; vielleicht würde es auch weniger Zweifler an der befremdlichen Auffassung Vegards geben, wenn es bekannter wäre, daß schon A. Ritter¹⁰⁾ und Goldhammer⁸⁾ die Frage des Gefrierens atmosphärischer Gase in großer Höhe untersucht haben.

Es glaubt niemand mehr ernstlich, daß die Gase innerhalb der Troposphäre sich als selbständige Atmosphären nach ihrem Molekulargewicht anordnen, weil hier eine zu starke vertikale Durchmischung stattfindet. Humphreys⁴⁾ verlegt deshalb den Ausgangspunkt zur Berechnung der Luftzusammensetzung an die obere Grenze der Troposphäre. Der Stratosphäre aber schreibt man nur horizontale und keine vertikalen Strömungen zu, und hält ein Diffusionsgleichgewicht in ihr für möglich. Eigentlich stützen aber bloß zwei Tatsachen diese Auffassung von der Stratosphäre: der geringe Wert des Temperaturgradienten in dem (äußerst kleinen) erforschten Teil der Stratosphäre und das Fehlen einer Wasserdampfkondensation. A. Wegener¹⁸⁾ hat übrigens neuerdings die Vermutung ausgesprochen, daß die „leuchtenden Nachtwolken“ Cirren einer Hochtroposphäre sein könnten, daß also reichlicher Wasserdampf und eine merkliche Vertikalbewegung in großen Höhen anzunehmen ist. Auf jeden Fall ist es durchaus nicht bewiesen, daß Vertikalbewegungen in der Stratosphäre ganz fehlen, ja, man muß annehmen, daß sie wohl stattfinden; aus dem Vorhandensein der verschiedenartigen horizontalen Strömungen, die zum Teil mit großer Geschwindigkeit erfolgen, kann doch wohl nur geschlossen werden, daß auch vertikale Verschiebungen irgendwelcher Art vorkommen, wenn diese auch nicht gerade durch überadiabatische Gradienten zu entstehen brauchen: woher sollten die horizontalen Strömungen sonst ihre Energie beziehen? Und weiter müssen die Horizontalströmungen wieder vertikale Bewegungen, Wellen und Wirbel zur Folge haben.

Durch Rechnung läßt sich nachweisen, daß schon eine Durchmischung von viel geringerer Größenordnung als in der Troposphäre genügt, um der sehr langsam wirkenden Diffusion so weit entgegenzuarbeiten, daß die Zusammensetzung der Luft bis zu sehr großen Höhen fast genau gleichartig bleibt. Tatsächlich hat ja W. Schmidt¹¹⁾ schon in seiner ersten Arbeit über den Massenaustausch diese Folgerung gezogen und genügend betont. Selbst bei einem ganz geringen vertikalen Austausch muß, wenn keine anderen Faktoren mitspielen, die Änderung der Luftzusammensetzung mit der Höhe unvergleichlich viel langsamer erfolgen als nach den Berechnungen von Wegener und Humphreys.

Überraschenderweise scheint Wegener diesen Einwand nicht zu kennen; er geht auch in seinem letzten Aufsatz an diesem wichtigsten, weil die wesentlichen Grundlagen der Wasserstoffhypothese verneinenden, Einwände vorüber und schreibt nach Aufzählung einiger anderer Gegen Gründe: „Weitere Einwände von Bedeutung sind nicht bekannt.“ Ebenso wenig erwähnt er bei dieser Gelegenheit die Arbeiten von Vegard.

Wenn nun die auf das Diffusionsgleichgewicht begründete Wasserstoffhypothese ganz unhaltbar erscheint, muß nach einer neuen Erklärung für die Reflexion der Schallstrahlen in großer Höhe gesucht werden.

Auf die von Lindemann, Dobson^{W46)} und Whipple^{W47)} vorausgesetzte hohe Temperatur der oberen Atmosphärenschichten braucht nach der Kritik von Vegard¹⁶⁾ und Wegener¹⁸⁾ wohl nicht mehr eingegangen zu werden.

Wiechert^{W33)} hat die Meinung ausgesprochen, daß unabhängig vom Diffusionsgleichgewicht viel Wasserstoff in großer Höhe vorhanden sein kann, indem der Wasserdampf durch Strahlen in seine Teile gespalten wird. Es will mir scheinen, daß keine Veranlassung dazu vorliegt, eine Dissoziation allein des Wasserdampfs anzunehmen, daß vielmehr andere Bestandteile der Atmosphäre (darunter auch die einfachen Gase) einer Dissoziation unterliegen, wodurch eine Verminderung des Molekulargewichts bedingt wird.

Ein Beitrag zu dieser Frage ist von W. Küpper⁵⁾ geliefert worden; er hat experimentell nachgewiesen, daß die Schallgeschwindigkeit in der Luft durch Röntgenbestrahlung um 1.6 Proz. gesteigert werden kann. Es wäre nicht ausgeschlossen, daß die ultravioletten Strahlen der Sonne, vielleicht auch γ -Strahlen, eine noch stärkere Wirkung hervorrufen, als sie Küpper bei seinen Versuchen erreichte. Er sieht die Erhöhung der Schallgeschwindigkeit nicht als eine Folge einer tatsächlichen Dissoziation eines Teiles der Moleküle an, sondern als Folge einer allgemeinen Annäherung aller Gasmoleküle an den einatomigen Zustand und einer daher stammenden Erhöhung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen. Selbst im theoretischen Grenzfall, d. h. bei vollkommener Umwandlung der Luft in ein einatomiges Gas, kann die Steigerung der Schallgeschwindigkeit auf dieser Grundlage nur 9 Proz. betragen. Dagegen wird die Möglichkeit einer Erhöhung der Schallgeschwindigkeit nur durch Verringerung der Dichte eines dissoziierten Gases von Küpper nicht anerkannt, weil sich nur ein zu geringer Bruchteil aller Moleküle in diesem Zustand befinden dürfte.

Ohne Kenntnis der in großer Höhe herrschenden Strahlungen ist die Entscheidung der Frage, in welchem Maße die auf diese Weise hervorgerufene Dissoziation und die daraus folgende Steigerung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen und Abnahme des Molekulargewichts zu einer Erhöhung der Schallgeschwindigkeit beitragen, nicht recht möglich; doch wird man annehmen dürfen, daß die Reflexion des Schalles hierdurch begünstigt wird.

Wenn man sich vorzustellen sucht, was mit ebenen Schallwellen von bestimmter Intensität (J) geschieht, wenn diese ohne Absorption in einem Mittel von stetig abnehmender Dichte (δ) vordringen, so findet man, daß nach der Formel für die Intensität des Schalles $J = 2\pi^2 N^2 a^2 \delta v$ zum mindesten der Wert einer der Größen a (Schwingungsweite), v (Geschwindigkeit) oder N (Schwin-

gungszahl) steigen muß. Naturgemäß ist es, eine Vergrößerung von a vorauszusetzen, doch findet diese eine absolute obere Grenze in der halben Länge der Longitudinalwelle; es muß also bei größerer Abnahme der Dichte auch die Schallgeschwindigkeit oder die Schwingungszahl steigen; das letztere ist äußerst unwahrscheinlich, während eine „Überschallgeschwindigkeit“ von Wellen großer Schwingungsweite längst bekannt ist. Wir werden also zu dem Ergebnis geführt, daß die Geschwindigkeit von Schallstrahlen, die in hohe Atmosphärenschichten vordringen, gesteigert wird, wodurch bei nicht ganz genau senkrechten Strahlen eine Krümmung nach unten und schließlich eine „Reflexion“ hervorgerufen werden kann.

Diese allgemeinen Überlegungen sind wohl nur insofern anfechtbar, als ein strenger Beweis dafür, daß die Schwingungszahl nicht steigen kann, fehlt.

Dagegen ist die Frage, ob eine ebene Welle unter den genannten Voraussetzungen beim Vordringen in ein stetig dünner werdendes Mittel eine konstante Energie oder eine konstante Schwingungsweite behält, durch die von Wegener genannten Arbeiten beantwortet worden^{W 55, 56}): nicht die Schwingungsweite, sondern die Energie bleibt konstant. Hier soll nur daran erinnert werden, daß genau dasselbe Problem auf optischem Gebiete von Seeliger¹²) (gegen Aug. Schmidt) ebenfalls im Sinne der Erhaltung der Wellenenergie und der Vergrößerung der Schwingungsweite entschieden worden ist. Eigentlich genügt es schon, an den umgekehrten Vorgang, den Übergang in ein stetig dichter werdendes Mittel, zu denken, um zu erkennen, daß bei solchen stetigen Übergängen nicht die Schwingungsweiten, sondern die Energien konstant bleiben müssen, denn sonst würde im letztgenannten Fall eine Energievermehrung eintreten.

Es ist nicht von Belang, daß Stoletow¹³) bei sehr geringen Drucken eine verminderte Schallgeschwindigkeit gefunden hat, da es sich bei seinen Versuchen um Wellen von geringer Schwingungsweite handelte.

Von der im bejahenden Sinne entschiedenen Frage, ob beim Übergang in ein stetig dünner werdendes Mittel die Schwingungsweite einer Welle gesteigert werden kann, ist die andere Frage, ob diese Steigerung zu merklichen Überschallgeschwindigkeiten führen kann, zu trennen. Nach Tumlirz¹⁴) und anderen können sich Stoßwellen nicht ungestört ausbreiten; sie senden nach rückwärts Wellen von geringerer Schwingungsweite aus und verbrauchen dabei ihre Energie. Darum bedarf die Annahme, daß die Schwingungsweite bei abnehmender Dichte der Luft bis zur Bildung einer Riemannschen Stoßwelle steigen kann, einer sorgfältigen theoretischen und experimentellen Prüfung.

Theoretisch läßt sich zurzeit wohl nur folgendes sagen. Da der Zerfall der Riemannschen Welle mit ihrer vergrößerten Fortpflanzungsgeschwindigkeit in ursächlichem Zusammenhang steht, kann nicht wohl von einem Zerfall die Rede sein, wenn man die vergrößerte Geschwindigkeit nicht anerkennen will. Diese muß zustande kommen. Doch liegt es nahe anzunehmen, daß die Steigerung der Geschwindigkeit durch den genannten Vorgang, wenn er eintreten sollte, aufgehalten wird, und daß die Bedingungen für eine Reflexion der Schallwellen in großer Höhe dadurch in einer nicht übersehbaren Weise beeinflußt werden.

Eine experimentelle Prüfung der Frage, ob bei stetig abnehmender Dichte der Luft tatsächlich eine Vergrößerung der Schallgeschwindigkeit stattfindet, ist kaum direkt durchzuführen. Doch kann eine verwandte Erscheinung, die Steigerung der Schwingungsweite in einem konvergenten Schallstrahlenbündel und die daraus folgende Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle, mit Hilfe der Schlierenmethode untersucht werden. Auf die Analogie zwischen der zum Zentrum fortschreitenden Kugelwelle und der nach geringerem Luftdruck fortschreitenden ebenen Welle hat schon Wegener^{W 65)} hingewiesen. Die Geschwindigkeitsmessungen solcher Wellen werden vermutlich große aber nicht unüberwindliche Schwierigkeiten bereiten: die zur Erzeugung benutzten Funkenentladungen lassen sich schwer mit genügender Gleichartigkeit wiederholen. Es liegen aber auch schon Versuche vor, die das erwartete Ergebnis qualitativ bestätigen: die in Abb. 2 zum „Beitrag zur Erklärung der langen Dauer und der mehrfachen Schläge des Donners“ von Fr. Trey¹⁵⁾ wiedergegebene Photographie zeigt bei sorgfältiger Prüfung, daß der Schnittpunkt zweier Wellen, wo gleiche Phasen sich summieren, eine etwas größere Geschwindigkeit als benachbarte Wellenteile besitzt: die größere, durch Interferenz entstandene Schwingungsweite bedingt eine größere Geschwindigkeit. Über ähnliche bemerkenswerte Versuche schreibt Mach⁶⁾: „Die größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Koinzidenzstelle beider Wellen läßt sich auch direkt nachweisen... Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit an der Koinzidenzstelle ist also größer.“ Und an anderer Stelle finden wir folgendes: „Die Explosionswellen sind jedenfalls von viel allgemeinerer Bedeutung, als man auf den ersten Blick zu glauben geneigt ist. Jede Schallwelle hat mehr oder weniger die Eigenschaft einer Explosionswelle. Besonders aber, wenn gewöhnliche Schallwellen durch gewisse Umstände konzentriert werden, können sie sich in ihrem Verhalten auffallend den Explosionswellen nähern. Wenn man, wie Prof. Dvorak getan hat, vor eine tönende Kundtsche Röhre einen Trichter mit einer kleinen Öffnung bringt, so kann man durch die herausgeschleuderte Luft ein Licht in der Distanz von einigen Zentimetern löschen. Die Welle der Kundtschen Röhre verhält sich, von der weiten gegen die enge Seite des Trichters laufend, ähnlich wie eine Kugelwelle, die sich auf einen Punkt zurückzieht, statt sich auszudehnen; sie nimmt hierbei den Charakter einer Explosionswelle an.“

Damit ist die Möglichkeit der Verwandlung einer gewöhnlichen Schallwelle in eine solche von großer Schwingungsweite und gesteigerter Geschwindigkeit experimentell nachgewiesen, und man muß eine solche Möglichkeit auch für den verwandten Fall der Ausbreitung einer Schallwelle in ein stetig dünner werdendes Mittel als gesichert ansehen.

Eine weitere Frage ist es, ob bei der Ausbreitung einer Explosionswelle in unserer Atmosphäre die zur Entstehung von Wellen mit Überschallgeschwindigkeit und zur Reflexion notwendigen praktischen Bedingungen in höheren Atmosphärenschichten gegeben sind, und ob sie quantitativ mit den Beobachtungsergebnissen übereinstimmen. Die erwartete Reflexion braucht gar nicht stattzufinden, wenn durch Divergenz der Strahlen oder durch Dämpfung eine Verminderung der Schwingungsweite erfolgt, die schneller vor sich geht als die Vergrößerung durch

die abnehmende Luftdichte, oder wenn die Krümmung und Reflexion aus anderen Gründen (Wind, Temperatur, Änderung des Molekulargewichts usw.) eintritt, ehe die erforderliche Schwingungsweite erreicht ist.

Demnach ist es nicht ohne weiteres ersichtlich, ob die Steigerung der Schwingungsweite bis zu Werten, die eine Überschallgeschwindigkeit nach sich ziehen, tatsächlich in der Atmosphäre stattfindet. Im allgemeinen wird in den unteren Schichten der Atmosphäre, d. h. in der Nähe der Schallquelle, die Divergenz zu groß sein, in großer Höhe aber, wo die Divergenz klein ist, wird wiederum die Dämpfung groß sein. Am günstigsten liegen die Verhältnisse offenbar für Wellen, deren Intensität von vornherein sehr groß ist.

Eine Berechnung ist nur in ganz allgemeinen Zügen möglich, und auch da kommt man nicht ohne ergänzende Voraussetzungen aus.

Die Energie einer Welle ist gleich

$$\frac{2 \pi^2 a^2 m}{T^2}$$

wo a die Schwingungsweite, T die Schwingungsdauer und m die in Bewegung versetzte Masse bedeutet*). Die Masse m ist wieder gleich der Oberfläche der Welle, multipliziert mit der Wellenlänge (λ) und der Dichte des schwingenden Mittels (δ). Bezeichnet man mit J die auf die Flächeneinheit entfallende Energie, so findet man unter der Annahme kugelförmiger Wellen das Verhältnis der Intensitäten J und J_1 in den Entfernungen r und r_1 gleich

$$\frac{J}{J_1} = \frac{a^2 \delta v}{a_1^2 \delta_1 v_1} = \frac{r_1^2}{r^2}$$

Hieraus findet man

$$a = a_1 \frac{r_1}{r} \sqrt{\frac{\delta_1 v_1}{\delta v}}$$

Ersetzt man v durch den Ausdruck $\sqrt{\kappa \frac{p}{\delta}}$, weiter δ durch

$$\frac{\delta_0 p}{(1 + \alpha t) p_0}$$

und v_1 und δ_1 durch entsprechende Ausdrücke, so ergibt sich bei $t = t_1$

$$a = a_1 \frac{r_1}{r} \sqrt{\frac{p_1}{p}}$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß die Schwingungsdauer T konstant bleibt, was auch im Falle der reflektierten Explosionswelle durch die Beobachtungen eine Bestätigung zu finden scheint, und daß die Schallgeschwindigkeit nach der Laplaceschen Formel berechnet werden darf. Unter diesen Bedingungen erlangt die Schwingungsweite einer kugelförmigen Welle in der Entfernung r von der

*) Diese Betrachtungen gelten nicht ohne weiteres für Stoßwellen; sie brauchen hier auch nur auf dem Teile der Schallbahn angewandt zu werden, wo die Welle einen normalen, nicht einen Explosionscharakter hat.

Schallquelle wieder denselben Wert, den sie in der Einheit der Entfernung r_1 besaß, wenn $p/p_1 = r_1^2/r^2$.

Will man diese Betrachtungen auf Explosionswellen in der Atmosphäre anwenden, um zu schätzen, in welcher Höhe über dem Erdboden eine Reflexion durch Überschallgeschwindigkeit stattfinden kann, so ist zunächst die Ausdehnung des den Explosionsherd unmittelbar umgebenden Gebietes der Überschallgeschwindigkeit festzustellen. F. Ritter³⁶⁾ hat kürzlich gezeigt, daß das Schallzentrum nicht, wie bisher angenommen wurde, auf der Sprengstelle zu suchen ist, sondern über ihr in der Luft, und daß im Zusammenhang hiermit aus rein geometrischen Gründen an der Erdoberfläche eine erhöhte Geschwindigkeit vorgetäuscht wird; eine tatsächliche Überschallgeschwindigkeit wird danach nur bis zu Entfernungen von 250 m anzunehmen sein.

Eine genaue Berechnung der Höhe, in welcher die Reflexion stattfinden kann, ist gegenwärtig nicht möglich. Riemanns Untersuchung⁹⁾ „macht nicht darauf Anspruch, der experimentellen Forschung nützliche Ergebnisse zu liefern; der Verfasser wünscht sie nur als einen Beitrag zur Theorie der nicht linearen partiellen Differentialgleichungen betrachtet zu sehen“. Er äußert auch noch besonders: „An eine Anwendung auf die Meteorologie ist wohl nicht zu denken.“ Aber 40 Jahre später leitete W. Wolff²⁰⁾ auf der von Riemann geschaffenen Grundlage eine Näherungsformel für den Zusammenhang zwischen Wellengeschwindigkeit und Entfernung von der Schallquelle ab, die durch Versuche gut bestätigt wurde. Diese Formel ließ sich unter plausiblen Voraussetzungen leicht so umgestalten, daß sie auf unser Problem anwendbar wurde und zu ganz bestimmten Ergebnissen führte. Da aber aus den erwähnten sehr beachtenswerten Betrachtungen von Ritter hervorgeht, daß auch Wolff bloß die scheinbare Überschallgeschwindigkeit gemessen hat, müssen diese Ergebnisse als irrtümlich beiseitegelassen werden, und sogar die Wolffsche Formel wird, da ihre Bestätigung durch den Versuch fortfällt, unsicher.

Die Auffassung Ritters, wonach „etwa im Sprengherd selbst“ verspätet eine Nebenwelle entsteht, ist physikalisch noch nicht begründet worden, und die anschließenden Berechnungen sind nicht geeignet, die Grundlage zur Aufstellung einer neuen Formel als Ersatz für die von Wolff zu bieten.

Diese Lage der Dinge zwingt uns vorläufig anzunehmen, daß die Überschallgeschwindigkeit ausschließlich eine Funktion der Schwingungsweite ist, und daß die Steigerung der Wellengeschwindigkeit in der höheren Atmosphäre genau bei derselben Schwingungsweite beginnt, bei der die Überschallgeschwindigkeit in der Nähe des Sprengherdes aufhört. Nach dem oben Ausgeführten wird diese Schwingungsweite bei einem Druck erreicht, der sich nach folgender Formel finden läßt:

$$p = p_1 \frac{r_1^2}{r^2}$$

Hier muß r_1 nach Ritter rund 250 m sein, und p_1 kann als Druck nahe der Erdoberfläche gleich 760 mm gesetzt werden.

Weiter muß der Luftdruck für große Höhen unter der Annahme einer gleichbleibenden Zusammensetzung der Atmosphäre berechnet werden. Für die

Höhen bis zu 16 km wurden die von Wagner¹⁷⁾ für Mitteleuropa gegebenen Werte des Druckes und der Temperatur benutzt, und darüber eine lineare Abnahme der Temperatur bis zu Höhen von 80 km vorausgesetzt, wo [in Anlehnung an A. Wegener¹⁸⁾] im Sommer eine Temperatur von -100° , im Winter eine solche von -110° vorausgesetzt wurde. Man findet folgende Werte des Luftdruckes:

Höhe	20	30	40	50	60	70	80 km
Druck, Sommer . . .	43.8	8.94	1.73	0.312	0.053	0.0084	0.0012 mm
„ Winter	39.0	7.48	1.34	0.224	0.035	0.0049	0.0006 „

Auf Logarithmenpapier gezeichnet, streckt sich die Druckkurve und läßt eine bequeme Interpolation zu. Es ist nur natürlich, daß unter unseren Voraussetzungen die Abnahme des Druckes viel schneller erfolgt als unter der Voraussetzung eines Diffusionsgleichgewichts oder einer hohen Temperatur der oberen Schichten.

In der folgenden Tabelle sind die nach der obenstehenden Formel für verschiedene Entfernungen r von der Schallquelle berechneten Drucke p berechnet, bei denen eine Überschallgeschwindigkeit zu erwarten ist; darunter stehen die Höhen, in denen dieser Druck im Sommer (S) und im Winter (W) zu finden ist.

r	50	60	70	80	90	100 km
p	0.019	0.013	0.0097	0.0075	0.0059	0.0048 mm
S	65.5	67.5	69	70.5	72	73 km
W	63	65	66.5	67.5	69	70 „

Man erkennt, daß ein senkrechter Schallstrahl erst in ungefähr 65 bis 70 km Höhe einen solchen Druck antrifft, daß er Überschallgeschwindigkeit erlangt, was aber noch nicht bedeutet, daß er nun wirklich gleich reflektiert wird. Geneigte Strahlen treffen trotz des weiteren Weges von der Schallquelle das Gebiet der Überschallgeschwindigkeit fast in der gleichen Höhe, und bei ihnen ist die Wahrscheinlichkeit größer, daß die erhöhte Geschwindigkeit zu einer Reflexion ausreichen wird. Wenn auch die niedrigen Temperaturen den Wert der Schallgeschwindigkeit um rund 20 Proz. herabsetzen, so ist andererseits nach Erreichung des Gebietes der Überschallgeschwindigkeit schon eine geringe Zunahme der Höhe ausreichend, um eine wesentliche Steigerung der Geschwindigkeit hervorzurufen.

Wenn ein Schallstrahl, entsprechend den im Sommer geltenden Verhältnissen, 100 km von der Schallquelle und in 73 km Höhe reflektiert wird, ist seine mittlere Neigung zur Horizontalen 47° , die horizontale Entfernung seines höchsten Punktes von der Schallquelle beträgt 68 km, die Entfernung des Punktes der Erdoberfläche, wo er wieder herunterkommt, 136 km. Für den Winter finden wir 44° , 72 und 144 km. Diese sehr rohe Rechnung zeigt den Unterschied zwischen den Erscheinungen im Sommer und im Winter viel schwächer, als man nach der Zusammenstellung von Wegener^{W42)} erwarten sollte und es werden vermutlich in Wirklichkeit nicht so große Höhen erreicht.

Wie Schrödinger^{W56)} nachgewiesen hat, findet in der verdünnten Luft hoher Atmosphärenschichten eine sehr starke Dämpfung statt, die darauf beruht, daß die freie Weglänge der Moleküle sich der Wellenlänge nähert, sie muß sich also besonders bei kurzen Wellen geltend machen. Der Dämpfungsexponent, in den unteren Schichten der Atmosphäre fast 0, wächst schon in einer Höhe

von weniger als 100 km plötzlich sehr schnell an. „Unter keinen Umständen werden die längsten Wellen, die noch eigentlichen Tönen entsprechen (bis etwa $\lambda = 30$ m) viel über 80 km hinaus vordringen können.“

In bester Übereinstimmung hiermit steht, daß nicht nur das Ohr bei entfernten Explosionen vorzugsweise tiefe Töne hört, sondern daß auch Wellen von ganz geringer Frequenz sogar innerhalb der Zone des Schweigens mit Instrumenten wahrgenommen worden sind¹⁾.

Es müßte weiter angenommen werden, daß mit zunehmender Intensität der Explosionswelle immer günstigere Bedingungen für eine Reflexion geschaffen werden, so daß auch Strahlen, die mehr oder weniger steil nach oben gerichtet sind, reflektiert werden; dadurch müßte der Innenrand der äußeren Hörbarkeitszone enger an die Sprengstelle herangezogen werden. Es ist wohl kaum möglich, die Stärke der Explosionswelle nach der Art, Menge und Lagerung des Sprengstoffs so genau abzuschätzen, daß man danach diese Vermutung prüfen könnte. Es wäre aber von Interesse zu untersuchen, ob zwischen der Intensität der Stoßwelle in bestimmter Entfernung vom Sprengherd und dem inneren Halbmesser der äußeren Hörbarkeitszone eine Beziehung besteht.

Unter Benutzung der Wolffschen Formel hatte ich eine Berechnung durchgeführt, deren Ergebnisse in großen Zügen wohl bestehen bleiben werden, trotzdem, daß nach der Kritik von Ritter sowohl die benutzten Zahlenwerte als auch die Formel nicht einwandfrei sind. Unter Vernachlässigung der Dämpfung ergab es sich, daß die reflektierte Schallintensität recht gleichmäßig auf ein Gebiet vom Explosionsherd bis zur Entfernung von über 400 km verteilt sein sollte. Unter Berücksichtigung der Dämpfung aber mußte das dem Herde am nächsten liegende Gebiet fast gar keine reflektierten Schallwellen erhalten, weil die entsprechenden steil auf- und absteigenden Schallstrahlen sehr weit nach oben, in ein Gebiet sehr dünner und darum stark absorbierender Luft kommen. Der Innenrand der äußeren Hörbarkeitszone aber trägt nicht, wie A. Wegener¹⁹⁾ meint, den Charakter einer Brennlinie, sondern er ist die unbestimmte Grenze zwischen dem Gebiet, wo die Dämpfung den reflektierten Schall bis zur Unhörbarkeit herabdrückt, und dem Gebiet, wo er wieder merklich wird, weil die hierher reflektierten Strahlen schon in geringerer Höhe nach unten umgebogen werden.

Die auf einer Überschallgeschwindigkeit infolge der Zunahme der Schwingungsweite in dünner Luft beruhende neue Erklärung stützt sich auf so viele unsichere Größen und Annahmen, daß es fraglich erscheint, ob man sie in naher Zukunft endgültig bestätigen oder widerlegen können wird. Es liegt immerhin eine bedeutende Wahrscheinlichkeit dafür vor, daß die Schallreflexionen auf diese Weise erklärt werden müssen; doch ist es nicht ausgeschlossen, daß auch andere Ursachen die normale, nach der Laplaceschen Formel bestimmbare Schallgeschwindigkeit erhöhen und damit eine Reflexion begünstigen. Besonders kann man hier an eine Einwirkung von Strahlen auf die Atmosphäre denken, dabei ist aber zu beachten, daß jede Verringerung der Luftdichte unterhalb der reflektierenden Schicht die Druckverhältnisse in einem Sinne ändern muß, der dem Zustandekommen der Überschallgeschwindigkeit ungünstig ist.

Literatur.

Auf Arbeiten, die schon bei A. Wegener¹⁸⁾ angeführt worden sind, ist durch den Buchstaben **W** und die Nummer des dortigen Verzeichnisses hingewiesen.

¹⁾ G. Angenheister: Die Laufzeit des Schalles für große Entfernungen. Zeitschr. f. Geophys. **1**, Heft 7, S. 314 (1925).

²⁾ G. Cario: Über die Entstehung des Nordlichtspektrums. Die Naturwiss. **12**, 618 (1924).

³⁾ D. A. Goldhammer: Über die Natur der flüssigen Luft. Boltzmann-Festschrift 1904, S. 410.

⁴⁾ Humphreys: Physics of the air 1920, p. 68.

⁵⁾ W. Küpper: Einfluß von Röntgen-, ultraviolethen, Becquerelstrahlen und d. el. Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 905 (1914).

⁶⁾ E. Mach: Über den Verlauf der Funkenwellen. Sitzungsber. d. math.-naturw. Kl. d. K. Akad. d. Wiss. Wien **77**, II, 819 (1878).

⁷⁾ Mc Lennan: On the origin of the auroral green line. Proc. Roy. Soc. **108**, 501 (1925).

⁸⁾ R. Meyer: Korrespondenzbl. d. Naturf.-Ver. zu Riga **59**, Ber. über die 1168. ord. Versammlung.

⁹⁾ B. Riemann: Selbstanzeige zur Abhandlung über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ebener Luftwellen von endlicher Schwingungsweite. Ges. Math. Werke 1876, S. 165.

¹⁰⁾ A. Ritter: Anwendungen d. mech. Wärmetheorie, 1882.

¹¹⁾ W. Schmidt: Der Massenaustausch bei den ungeordneten Strömungen ... § 32. Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. Wien **126**, II a, 757 (1917). — Der Massenaustausch in freier Luft. Probl. d. Kosm. Physik **7**, 54 (1925).

¹²⁾ H. Seeliger: Bemerkung z. d. Aufsatz d. Herrn A. Schmidt, „Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung“. Phys. Zeitschr. **5**, 237 (1904).

¹³⁾ A. Stoletow: Journ. d. Russ. phys.-chem. Ges. **18**, 65 (1886).

¹⁴⁾ O. Tumlirz: Über die Fortpflanzung ebener Luftwellen endlicher Schwingungsweite. Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. Wien, math.-naturw. Kl. **95**, 367 (1887).

¹⁵⁾ F. Trey: Beitrag zur Erklärung der langen Dauer und der mehrfachen Schläge des Donners. Meteorol. Zeitschr. **42**, Heft 6, S. 231 (1925).

¹⁶⁾ L. Vegard: The auroral spectrum. Phil. Mag. (6) **46**, 193 (1923).

¹⁷⁾ A. Wagner: Die Temperaturverhältnisse der freien Atmosphäre. Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre **3**, 57 (1909).

¹⁸⁾ A. Wegener: Die Temperatur der obersten Atmosphärenschichten. Meteorol. Zeitschr. **42**, Heft 10, S. 402 (1925).

¹⁹⁾ Derselbe: Die äußere Hörbarkeitszone. Zeitschr. f. Geophys. **1**, Heft 7, S. 297 (1925).

²⁰⁾ W. Wolff: Über die bei Explosionen in der Luft eingeleiteten Vorgänge. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **69**, 329 (1899).

Nachschrift. Den Arbeiten von Kölzer und Wiechert, die nach Übersendung dieses Aufsatzes an die Schriftleitung im Dezember v. J. erschienen sind (Meteorol. Zeitschr. 1925, Heft 12 und 1926, Heft 1; Nachr. d. G. d. W. zu Göttingen 1925, Dez.) muß man in vielem bestimmen. Doch scheint Kölzer die Schwierigkeiten zu übersehen, die einer Erklärung der nach mehreren oder allen Seiten entwickelten äußeren Hörbarkeitszone entgegenstehen. Wiechert findet (wie oben), daß die Überschallgeschwindigkeit erst in zu großer Höhe eintreten kann; doch ist auch seine Rechnung nur ganz roh (Kugelwelle), und es ist dagegen zu halten, daß in der Höhe vermutlich eine bedeutende Zusammendrängung der Welle stattfindet.

Riga, Meteorol. Institut d. Universität, 5. März 1926.

Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft
vom 7. bis 9. Dezember 1925 in Göttingen.

Laufzeit des Schalles für große Entfernungen.

II. Mitteilung.

Von G. Angenheister. — (Mit drei Abbildungen.)

Es werden einige ergänzende Bemerkungen zu meiner Veröffentlichung in dieser Zeitschrift I, 314 und Abbildungen der Schallregistrierungen gebracht. Die Explosion von Wiener-Neustadt zeigt die von der Theorie geforderte Gestalt der normalen und anormalen Zone.

I.

In einer Arbeit „die Laufzeit des Schalles für große Entfernung“*) habe ich gezeigt, daß die normale Schallausbreitung am Boden mit einer Geschwindigkeit erfolgt, die nahe gleich der Schallgeschwindigkeit bei der am Boden herrschenden Lufttemperatur ist; die anormale Schallausbreitung am Boden

erfolgt dagegen wesentlich langsamer. Die anormalen Laufzeiten sind für dieselbe Entfernung 1 bis 2 Minuten länger als die normalen. Ich schloß daraus, daß die normalen Strahlen in der Troposphäre verlaufen und nur Scheitelhöhen von wenigen Kilometern erreichen; die anormalen Strahlen dagegen in die Stratosphäre eindringen und dort eine beträchtliche Strecke mit geringer Geschwindigkeit, dann höhere Schichten mit größerer Geschwindigkeit durchlaufen (S. 326). Die Schallstrahlen können in der Troposphäre sehr

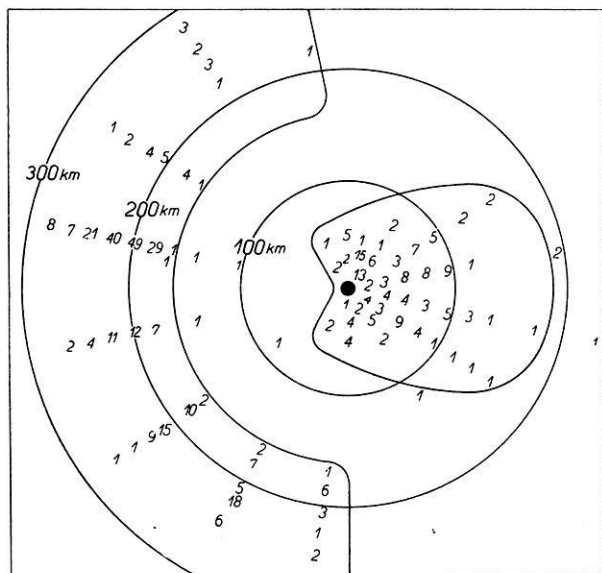


Fig. 1. Zahl der Schallmeldungen anlässlich der Explosion in Wiener-Neustadt den 16. Juni 1912.

wohl die Bedingungen finden, die sie zum Boden zurückführen, nämlich einen Windgradienten, der die Verminderung der Schallgeschwindigkeit infolge der abnehmenden Temperatur mit der Höhe überkompensiert. Falls ein solcher

*) Zeitschr. f. Geophys. I, 314. Die Arbeit wurde Mitte Oktober 1925 in Druck gegeben, am 4. November im Geophys. Kollegium in Göttingen referiert und Mitte November ausgegeben.

überkompensierender Windgradient schon nahe am Boden wirksam ist, und eine Winddrehung mit der Höhe nicht stattfindet, muß sich eine sehr übersichtliche Gestalt der Zone normaler und anormaler Hörbarkeit ergeben. Mit dem Winde muß sich die Zone normaler Hörbarkeit von der Schallquelle an ununterbrochen weit hinaus erstrecken; eine Zone des Schweigens ist in dieser Richtung nicht vorhanden. Die Schallstrahlen werden hier vom Windgradienten herabgedrückt, sie erreichen nur geringe Höhen und kommen ohne Verspätung an; der geringe Umweg wird durch die erhöhte Geschwindigkeit, die sie infolge des Windgradienten von Anfang an besitzen, kompensiert. Gegen den Wind dagegen muß der Boden schallfrei sein. Die Schallstrahlen werden in dieser Richtung durch den Wind- und Temperaturgradienten hinaufgebogen; sie treten mit geringerer Geschwindigkeit in die Stratosphäre ein und erreichen dort erst in größeren Höhen (30 bis 40 km) Geschwindigkeiten höher als die Schallgeschwindigkeit am Boden, wodurch sie wieder abwärts geführt werden. Den Boden erreichen sie erst in großer Entfernung von der Schallquelle, jenseits der Zone des Schweigens. Sie haben einen großen Umweg zu erheblichem Teil mit verminderter Geschwindigkeit durchlaufen und kommen daher mit bedeutender Verspätung an.

Eine solche einfache Anordnung dieser Zonen scheint bei der Explosion in Wiener-Neustadt am 7. Juli 1912 geherrscht zu haben. E. v. Everdingen*) hat die Beobachtungen der Explosionswelle auf Grund der Zusammenstellung von J. N. Dörr**) in einer Karte dargestellt, die ich hier beifüge (Fig. 1). Unten wehten westliche Winde. Die Zone normaler Hörbarkeit ist weit nach Osten verlängert. Im Westen gegen den Wind liegt die Zone des Schweigens, jenseits davon die Zone anormaler Hörbarkeit. Nicht immer sind normale und anormale Zone so klar voneinander getrennt. Zuweilen greifen sie ineinander. Dann kann nur die Laufzeit entscheiden, ob normale oder anormale Ausbreitung vorliegt. Es ist möglich, daß die lokalen meteorologischen Verhältnisse und das Bodenrelief — im Westen nahes Gebirge, im Osten weite Ebene — bei der Ausbildung der Zone mitgewirkt haben.

II.

Die von mir aufgestellte Laufzeitkurve des anormalen Schalles zeigt eine Streuung, die weit über die Ungenauigkeit der Beobachtung hinausgeht. Die Streuung ist zweifellos durch den Einfluß der jeweiligen Wetterlage bedingt. Für den bestgesicherten Teil dieser Laufzeitkurve habe ich die Scheitelgeschwindigkeit des Schallstrahls bestimmt und dabei den in der Seismik bekannten Benndorfschen Satz, hier aber für eine ebene Erdoberfläche, angewendet. Die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{B} = \frac{d\Delta}{dT}$ ist gleich der Scheitelgeschwindigkeit v_s . Hier bedeuten Δ die Herddistanz und T die Laufzeit. Die zur Erdoberfläche zurückkehrende Wellenfront gleitet an der Erdoberfläche entlang mit einer Geschwindigkeit, die gleich ist der Scheitelgeschwindigkeit des zugehörigen Wellenstrahles. Eine angenäherte Schätzung der Scheitelhöhe ergab sich dann aus

*) E. v. Everdingen: Kon. Ak. v. Wet. Amsterdam. Proc. 18, 933; Sitzb. Ak. Amsterdam 1915, S. 820.

**) J. N. Dörr: Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien, Okt. 1913.

vereinfachenden Annahmen für eine windstille Atmosphäre. Bei konstanten Temperaturgradienten in der Troposphäre ist die Schallgeschwindigkeit c in der Höhe h

$$c = c_0 \sqrt{1 - \frac{h}{H_n}},$$

wo c_0 der Wert von c am Boden ist und H_n die Höhe der polytropen Atmosphäre der Klasse n . Das hat zur Folge, daß die Schallbahnen Cykloiden sind. (Darauf ist schon mehrfach hingewiesen worden, z. B. von Emden, Meteorol. Zeitschr. 1918, S. 13.) Für die Höhe der Troposphäre von 10 km und einem normalen Temperaturgradienten von 6° pro Kilometer sinkt c nur um etwa 11 Proz., daher ist es ausreichend,

$$c = c_0 \left(1 - \frac{h}{2H_n}\right)$$

zu setzen. Für die Näherungsrechnung genügt es, als Form der Schallstrahlen je nach dem gewünschten Grade der Genauigkeit Kettenlinien, Parabeln oder Kreisbogen anzunehmen. Bei der Berechnung der Scheitelhöhe des anormalen Strahles in einer windstillen Atmosphäre habe ich in der Troposphäre Kreisbogen angenommen. In der Stratosphäre muß die um 11 Proz. herabgesunkene Geschwindigkeit wieder um wenige Prozent über den Wert am Boden steigen. Dies erfolgt, wie uns die große Verspätung zeigt, erst in beträchtlicher Höhe. Nach welchem Gesetz die Geschwindigkeitszunahme erfolgt, ist unbekannt. Für die näherungsweise Berechnung der Scheitelhöhe ist jedoch bei flachen Strahlen der Kreisbogen eine gute Annäherung. Für einen solchen flachen Strahl $\angle = 245$ km ergibt sich als Scheitelhöhe 37 km, als Scheitelgeschwindigkeit 350 m/sec.

Solange es sich um eine näherungsweise Berechnung der Höhe handelt, sind die oben getroffenen vereinfachenden Annahmen zulässig, zumal die verwendeten Beobachtungen aus einem Teil der Laufzeitkurve stammen, der die geringste Streuung zeigt, also aus einer Distanz, bei der die Wetterlage die Laufzeit am wenigsten beeinflusst. Bei genauerer Rechnung, wie sie die Bestimmung der Grenzen der anormalen Zone erfordert, sind die vereinfachenden Annahmen allerdings nicht mehr ausreichend.

Die Beobachtungen zeigen eine große Mannigfaltigkeit der Dimensionen und Formen der anormalen Zone und ein starkes Schwanken der Laufzeiten der Grenzstrahlen. Hier tritt die Wirkung der Wetterlage besonders deutlich hervor. Es ist hier auch nicht zulässig, die beobachteten Laufzeiten ohne weiteres nach entgegengesetzten Azimuten zu mitteln. Der Windgradient und die Winddrehung mit der Höhe ändern die Form des Laufstrahls, der bei Winddrehung eine Raumkurve darstellt. In entgegengesetzten Azimuten enden in gleicher Herddistanz Laufstrahlen, die verschiedene Form, Scheitelhöhe und Scheitelgeschwindigkeit besitzen. Die Mittelung der Beobachtungen und die Annahme einer windstillen Atmosphäre ist für dieses Problem nicht mehr ausreichend. Es muß unser Bestreben sein, die notwendigen meteorologischen Grundlagen hierfür, das sind vor allem die Änderung der Windrichtung und -geschwindigkeit mit der Höhe, zu beschaffen.

III.

In meiner oben erwähnten Arbeit sind die Registrierungen in Eschwege von den Sprengungen in Munsterlager eingehend beschrieben. Ich füge hier Abbildungen bei (Fig. 2), die drei dieser Registrierungen der anormalen Schallausbreitung zeigen. 1 und 2 gehören zu zwei Sprengungen, die in einem Abstand von fünf Minuten aufeinanderfolgten. Die Bilder sind daher sehr ähnlich.

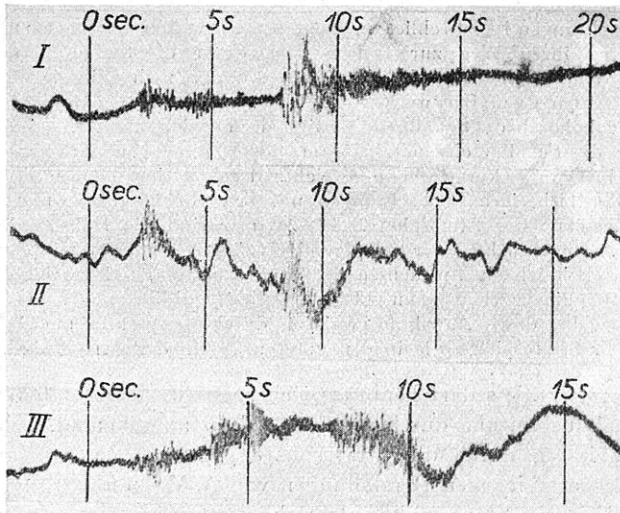


Fig. 2. Drei Sprengungen im Munsterlager, registriert in Eschwege am 14. Jan. 1925
Anormaler Schall; $\lambda = 196.8 \text{ km}$; $T = 662 \text{ sec}$; $\frac{\lambda}{T} = 297 \text{ m/sec}$.

II. Sprengung 5 Min. später als I.; III. Sprengung 1^h später; die langsamen Bewegungen sind Windstörungen; die Periode der Schallbewegung beträgt $\frac{1}{7} \text{ sec}$.

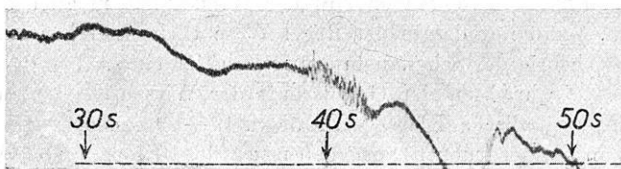


Fig. 3. Sprengungen in Ohrdruf, registriert in Göttingen am 18. Dez. 1924.
Normaler Schall; $\lambda = 95.2 \text{ km}$; $T = 284 \text{ sec}$; $\frac{\lambda}{T} = 335 \text{ m/sec}$.

Eine Stunde später war das Bild 3 wesentlich verändert. Auf 1 und 2 kann man besonders deutlich die verschiedenen Einsätze unterscheiden und identifizieren.

Fig. 3 zeigt die Registrierung einer normalen Schallwelle von einer Sprengung in Ohrdruf, die in Göttingen aufgenommen wurde. Die Registrierungen in Fig. 2 und 3 wurden von Herrn Dr. F. Trappe und cand. math. F. Gerecke mit einem Metallmembranapparat gewonnen, den ich bereits Jahrgang I, S. 20 dieser Zeitschrift beschrieben habe. Zur photographischen Aufzeichnung diente ein von E. Wiechert konstruierter Lichtschreiber.

Die anormale Schallausbreitung als Mittel der Erforschung der Stratosphäre.

Von E. Wiechert.

Aus den Beobachtungen ist zu schließen, daß die Schallwellen der sogenannten anormalen Schallausbreitung ihren Weg zur Erde zurück durch die Stratosphäre finden. Die Wirkung des Windes scheint nach den Beobachtungen nicht hinreichend. Auch die Theorie von G. von dem Borne genügt nicht. Es muß gefolgert werden, daß von etwa 30 km Erdhöhe ab die Schallgeschwindigkeit schnell zunimmt. Die Zunahme geht zuweilen über die Schallgeschwindigkeit am Boden hinaus, und zwar wird diese Geschwindigkeit in etwa 40 km Erdhöhe erreicht. Beide Höhenangaben bedeuten bei der Unsicherheit der bisherigen Beobachtungen nur erste Schätzungen, und beziehen sich auf mittlere Zustände der Atmosphäre. Im Sommer sind die Höhen erheblich größer als im Winter. Die Zunahme der Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre nach oben hin zeigt wahrscheinlich ein Anwachsen der Temperatur an, welches bis etwas über die Bodentemperatur hinausgehen kann. Die jeweilige Ausbildung der anormalen Schallausbreitung wird bei dieser Annahme bestimmt durch Temperatur und Wind sowohl in der Stratosphäre wie in den unteren Teilen der Atmosphäre.

§ 1. Vorwort. Es darf heute als sichergestellt gelten, daß die sogenannte anormale Schallausbreitung durch Schallwellen zustande kommt, welche über die Troposphäre hinweg durch die Stratosphäre gegangen sind. Man vergleiche z. B. die soeben erschienenen Darstellungen von A. Wegener¹⁾ und G. Angenheister²⁾. Unserem Standpunkt entspricht vortrefflich die Erfahrung, daß bei Detonationen von Meteoriten in der Höhe die innere Grenze der anormalen Hörbarkeit dem Zentrum näher liegt als bei Detonationen am Erdboden. Der Wind wirkt zwar bei der Ausbildung der anormalen Schallausbreitung oft mit, aber sein Einfluß ist meist nicht grundlegend, sondern nur einer der Umstände, welche die Form gestalten. Im folgenden soll der Windeinfluß möglichst beiseite gelassen werden, damit nur das in der Regel Wesentliche klar hervortritt.

Über die Theorie der Schallausbreitung habe ich eine Arbeit³⁾ veröffentlicht, welche in die „Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, mathematisch-physikalische Klasse“ 1925, S. 49—69, gehört und am 16. Dezember 1925 in Sonderdrucken ausgegeben wurde. Einen ersten Vortrag über die Arbeit hielt ich vor der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen am 20. November 1925, einen zweiten vor der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft am 7. Dezember 1925 bei ihrer Tagung in Göttingen. Im folgenden, wo ich weitere Ausführungen zu geben gedenke, wird es öfters nötig sein, mich auf diese Arbeit zu beziehen.

Die Theorie der anormalen Schallausbreitung von G. von dem Borne versagt, weil sie ja nach der Annahme über Wasserstoffgehalt der Stratosphäre zu große Laufzeiten des Schalles oder zu enge innere Begrenzung der Hörbarkeit ergibt.

§ 2. Mathematisches über die Schallausbreitung. Bei der Erdseismik war es möglich, aus dem Laufe der Wellen über die Erdoberfläche auf ihren Weg im Innern der Erde zu schließen. So stellt sich nun die Aufgabe

ein, aus der Ausbreitung der Schallwellen über die Erdoberfläche den Weg der Wellen durch die Atmosphäre festzustellen. Gegenüber der Erdseismik ergibt sich hierbei eine Komplikation insofern, als die Wellen der anormalen Schallausbreitung nicht schon an der Schallquelle ihren Lauf über die Erdoberfläche beginnen, sondern erst an der äußeren Grenze der „Zone des Schweigens“ auftauchen. So ist nicht ohne weiteres möglich, die in der Erdseismik meist übliche direkte Methode der Verwertung der Beobachtungen über die Laufzeit zu verwenden, welche sich auf den „Abelschen Integralsatz“ stützt und öfter die Herglotz-Wiechertsche Methode genannt wird. Da unter solchen Umständen ein Probieren nicht vermieden werden kann, verzichtete ich vorläufig auf Verwendung des Abelschen Satzes und benutzte einheitlich die Methode, die Annahme über die Beschaffenheit der Atmosphäre so lange zu variieren, bis den Beobachtungen in genügender Weise entsprochen wird. Bei der Unsicherheit der Beobachtungen dürfen hohe Anforderungen nicht gestellt werden. Es muß genügen, die wesentlichen Charakterzüge der Erscheinung darzustellen. Wir denken uns demgemäß die Atmosphäre ersetzt durch ein Gebilde, welches aus Schichten mit idealisierter einfacher Beschaffenheit besteht. Es entspricht das dem mathematischen Annäherungsverfahren der „mechanischen Quadratur“. In der genannten Arbeit ²⁾ verwendete ich folgende Arten von Schichten:

1. Schichten gleichförmiger Beschaffenheit. Die Strahlen sind geradlinig.
2. „Sprungschichten“. Es sind dies dünne Schichten, in welchen die Schallgeschwindigkeit sich schnell ändert. Die Dicke der Schichten wird so gering angenommen, daß es erlaubt ist, sie zu vernachlässigen. Bei dieser Annahme erscheint die Sprungschicht als eine Fläche, an welcher der Schall „gebrochen“ oder „reflektiert“ wird. Es gelten die aus der Optik wohlbekannten Gesetze.
3. Schichten, in welchen die Schallgeschwindigkeit sich linear mit der Höhe ändert. Die Strahlen bilden Kreise.
4. Schichten, in welchen das Quadrat der Schallgeschwindigkeit sich linear mit der Höhe ändert; die Strahlen bilden Zykloiden.

Auf die mathematische Einkleidung dieser Ausnahmen mag in aller Kürze hingewiesen werden.

v sei die Schallgeschwindigkeit an irgend einer Stelle der Strahlbahn, e die Neigung des Strahles gegen die Horizontale, \bar{v} die Wellengeschwindigkeit am Scheitel des Strahles, wo also $e = 0$ ist. Mit dem unteren Index u sollen die Werte gekennzeichnet werden, die der Erdoberfläche angehören (etwa v_u, e_u).

Wie in meiner zitierten Arbeit will ich unter „Laufgeschwindigkeit“ V_u jene Geschwindigkeit verstehen, mit welcher an irgend einer Stelle der Erdoberfläche die Schallwellen dort über die Erdoberfläche dahineilen. Weil wir den Wendeinfluß vernachlässigen, gilt nach einfachen Überlegungen wie in der Erdseismik die Beziehung $V_u = v_u / \cos e_u$.

Die „Strahlgleichung“ ist dieselbe wie in der Erdseismik, doch können wir die Variationen des Abstandes vom Erdmittelpunkt vernachlässigen. Die Gleichung sagt dann aus, daß $v / \cos e$ für den ganzen Verlauf der Strahlen konstant ist, und kann in folgender Form geschrieben werden:

$$v / \cos e = \bar{v} = v_u / \cos e_u = V_u (1)$$

Zwei wichtige Sätze treten uns hier entgegen:

Die Laufgeschwindigkeit der Schallwellen über den Erdboden ist gleich oder größer als die Schallgeschwindigkeit.

Die Laufgeschwindigkeit gibt an jeder Stelle die Scheitelgeschwindigkeit des Strahles an, der dort zur Erde kommt.

Von dem zweiten Satz hat G. Angenheister in einer Arbeit³⁾ Gebrauch gemacht, in welcher er das bisherige Beobachtungsmaterial über die Laufzeiten der Schallausbreitung zusammenstellt. Wir werden hierauf weiterhin Bezug zu nehmen haben. Jetzt mag angemerkt werden, daß G. Angenheister den Satz verwertet, um die Höhe jenes Schallstrahles abzuschätzen, der in 245 km zur Erde herabkommt. Er setzt dabei den Strahl für die Näherungsrechnung aus zwei Kreisbogen in der Troposphäre und einem Kreisbogen in der Stratosphäre zusammen und findet dann als geschätzte Höhe 37 km. Nach unseren weiteren Überlegungen erscheint das als recht gutes Resultat.

Gehen wir nun zu der Anwendung von (1) auf die erwähnten Schichtarten.

Zu 1. Geradlinige Strahlen. Hier ist nichts zuzufügen.

Zu 2. Sprungschichten. Die beiden Seiten 1 und 2 einer Sprungschicht sind verbunden durch die Beziehung $v_2/\cos e_2 = v_1/\cos e_1$. Bei der Reflexion ist $e_2 = -e_1$.

Zu 3. Kreisbahnen. Setzen wir $v = v_1(1 + h/H_1)$, wobei (1) die Horizontalfläche kennzeichnet, von der aus die Höhe h gerechnet wird, und die Konstante H_1 positiv oder negativ sein kann, so ist beim Übergang zu irgend einer anderen Horizontalfläche $v_2/H_2 = v_1/H_1$ und man findet durch einfache Rechnungen:

$$\left. \begin{aligned} l &= H_1 \frac{\sin e_1 - \sin e_2}{\cos e_1} = H_1 \operatorname{tg} e_1 - H_2 \operatorname{tg} e_2, \\ t &= \frac{H_1}{v_1} \left(\lg \operatorname{ctg} \frac{90^\circ - e_1^0}{2} - \lg \operatorname{ctg} \frac{90^\circ - e_2}{2} \right). \end{aligned} \right\} \dots \dots (2)$$

Dabei bedeutet l den horizontal gemessenen Weg des Strahles zwischen den Horizontalflächen (1) und (2), also die Horizontalprojektion des Weges; t ist die zugehörige Laufzeit. Wird (2) mit (1) identisch, handelt es sich also um die Rückkehr des Strahles zur Horizontalfläche (1), so ergeben (2):

$$l = 2 H_1 \operatorname{tg} e_1, \quad t = \frac{2 H_1}{v_1} \lg \operatorname{ctg} \frac{90^\circ - e_1^0}{2} \dots \dots (3)$$

Zu 4. Zykloidenbahnen. Wird $v^2 = v_1^2(1 - h/H_1)$ gesetzt, wobei die Konstante H_1 positiv oder negativ sein kann, so folgt $H_2/\cos^2 e_2 = H_1/\cos^2 e_1$ und:

$$\left. \begin{aligned} l &= \frac{H_1}{\cos^2 e_1} (e_2 - e_1 + \sin e_2 \cos e_2 - \sin e_1 \cos e_1), \\ t &= \frac{\cos e_1}{v_1} \frac{2 H_1}{\cos^2 e_1} (e_2 - e_1). \end{aligned} \right\} \dots \dots (4)$$

§ 3. Beobachtungsmaterial. Man vergleiche hier die in Heft 7, Bd. I dieser Zeitschrift erschienenen Arbeiten von A. Wegener¹⁾ und G. Angen-

heister³⁾, welche auch Literaturnachweise bringen. Überblickt man das veröffentlichte Beobachtungsmaterial, so erscheinen einige Eigentümlichkeiten der anormalen Schallausbreitung sehr auffällig:

a) Die anormale Hörbarkeit ist an einen Ring um den Schallherd gebunden, der ganz, oder in einem Stück, oder in getrennten Stücken vorhanden ist und bei dem die äußere Grenze nur ausnahmsweise den doppelten Abstand vom Herd erreicht als der innere Rand. Die seltenen Ausnahmen, wo der anormale Schall in noch größeren Abständen als dem doppelten Radius der inneren Grenze beobachtet wurde, erklären sich wohl durch die Windwirkung oder durch eine Reflexion der herabkommenden Strahlen am Erdboden, welche sie nochmals in die Ferne führt. Bei der Art, wie das menschliche Ohr sich im allgemeinen betätigt, erscheint die außen so stark beschränkte Hörbarkeit merkwürdig und deutet auf eine Besonderheit in dem Zustandekommen der anormalen Schallausbreitung.

b) Der Bereich der anormalen Hörbarkeit schwankt stark im Laufe des Jahres. Der Herdabstand der inneren Begrenzung variiert nach A. Wegener von 110 km im Winter bis 190 km im Sommer.

c) Die mittlere Laufgeschwindigkeit der anormalen Schallwellen liegt in bemerkenswert engen Grenzen. Unter „mittlerer Laufgeschwindigkeit“ soll der Bruch L_u/T_u verstanden werden, wobei L_u den Herdabstand und T_u die Laufzeit bedeutet. Nach der Übersicht, die G. Angenheister³⁾ gegeben hat, findet sich L_u/T_u meist zwischen 280 m/sec und 300 m/sec. Diese Grenzen werden nur selten und — von ein paar besonders zu behandelnden Ausnahmen abgesehen — nur wenig überschritten. Zu beachten ist noch, daß die Werte der mittleren Laufgeschwindigkeit erheblich unter dem Wert der Schallgeschwindigkeit am Erdboden (von 331 m/sec bei 0° C) liegen.

d) Die Laufgeschwindigkeit V_u muß nach (1) gleich oder größer sein als die Schallgeschwindigkeit am Boden. Hieraus folgt, daß in jedem einzelnen Fall einer anormalen Schallausbreitung die mittlere Laufgeschwindigkeit L_u/T_u mit der Entfernung wachsen muß. Das ist deutlich in den Beobachtungen ausgeprägt. Auf die Frage, um wieviel die Schallgeschwindigkeit am Erdboden von der Laufgeschwindigkeit der anormalen Wellen übertroffen wird, läßt sich leider bei der Unsicherheit der bisher vorliegenden Beobachtungen nur eine sehr unbestimmte Antwort geben. Man erkennt nur, daß der Unterschied der beiden Geschwindigkeiten klein ist. Es folgt, daß der Neigungswinkel e_u der herabkommenden Strahlen ebenfalls klein ist. Zu $e_u = 20^\circ$ würde $V_u = v_u \cdot 1.064$ gehören, also ein Unterschied von 6 Proz. zwischen den Geschwindigkeiten. Dieser mag bei den bisher vorliegenden Beobachtungen erreicht werden.

§ 4. Variation der Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre. Wenden wir uns nun gemäß dem im Anfang von § 2 gegebenen Programm zu den Schlußfolgerungen auf die Variation der Schallgeschwindigkeit mit der Höhe, welche sich an die Beobachtungen knüpfen lassen, so will ich mich hier auf ein kurzes Referat über das in meiner Arbeit²⁾ Gesagte beschränken.

Mittleren Verhältnissen entsprechend setzte ich die Höhe der Troposphäre = 11 km, nahm für die absoluten Temperaturen unten und oben $273 + 9^\circ = 282^\circ$

und $273 - 57^{\circ} = 216^{\circ}$ an, setzte gleichmäßigen Temperaturabfall voraus und vernachlässigte den Wasserdampf. Dann kann das Quadrat der Schallgeschwindigkeit proportional mit der absoluten Temperatur angenommen werden und es ergibt sich der in § 2 unter 4. behandelte Fall der Zykloidenbahnen. Für H_1 wählte ich den Wert 47 km. Das „Probieren“ beschränkte sich nun auf die Stratosphäre. Die Resultate von vier meiner Versuche gebe ich an.

1. Versuch: In der Stratosphäre lineare Zunahme der Schallgeschwindigkeit nach oben hin. Fall 3 des § 2; $H_1 = 75$ km Kreisbahnen. Die Rechnung ergibt:

$e_u =$	0	6	10	15	20	25	30°
$L_u =$	170	155	149	145	147	152	160 km
$T_u =$	551	504	487	477	481	494	517 sec
$L_u/T_u =$	309	307	306	305	305	307	310 km/sec

2. Versuch: In der Stratosphäre geradlinige Bahnen. In 50 km Erdhöhe Reflexion an einer Sprungschicht. Die Rechnung ergibt:

$e_u =$	0	6	10	15	20	25	30°
$L_u =$	228	207	193	174	156	138	122 km
$T_u =$	828	766	724	669	617	569	526 sec
$L_u/T_u =$	276	270	267	260	252	242	231 m/sec

3. Versuch. In der Stratosphäre bis 35 km konstante Schallgeschwindigkeit. Darüber entsprechend Fall 3 des § 2 eine Schicht mit linear wachsender Schallgeschwindigkeit; $H_1 = 75/2 = 37\frac{1}{2}$ km Kreisbahnen. Die Rechnung ergibt:

$e_u =$	0	6	10	15	20	25	30°
$L_u =$	216	197	186	174	164	156	151 km
$T_u =$	752	697	665	630	603	581	658 sec
$L_u/T_u =$	286	283	280	276	272	269	266 m/sec

4. Versuch: In der Stratosphäre zwei Sprungschichten, eine in 30, die andere in 38 km Höhe. Geradlinige, gebrochene, an der oberen Sprungschicht reflektierte Strahlen. Die Rechnung ergibt:

$e_u =$	0	6	10	15	20	25	30°
$L_u =$	247	215	189	160	137	118	101 km
$T_u =$	826	730	654	572	506	453	410 sec
$L_u/T_u =$	299	294	288	280	271	260	247 m/sec

Es braucht wohl kaum erst hervorgehoben zu werden, daß bei jedem der Versuche für die wahlfreien Konstanten Werte aufgesucht worden sind, welche den Beobachtungen möglichst nahekommende Resultate gewährleisten.

Überblickt man die Ergebnisse der Rechnung, so zeigt sich, daß die mittleren Laufgeschwindigkeiten L_u/T_u sich beim ersten Versuch zu groß, beim zweiten zu klein ergeben. Die Annahme einer gleichmäßigen Zunahme der Schallgeschwindigkeit nach oben hin in der Stratosphäre genügt also nicht; und es folgt weiter, daß die entscheidenden Änderungen der Schallgeschwindigkeit unter 50 km Erdhöhe zu suchen sind. Versuch 3 paßt sich einigermaßen den wirklichen Verhältnissen an, genügt aber nicht, denn die mittleren Lauf-

geschwindigkeiten scheinen zu klein und der Bereich der anormalen Hörbarkeit mit einigermaßen zutreffenden mittleren Laufgeschwindigkeiten wird zu enge.

Versuch 4 gibt zwar vortrefflich passende Zahlen für die Laufzeiten, aber — und das ist von überaus großer Bedeutung — gibt keine innere Grenze für die anormale Schallausbreitung! Es ist sofort klar, was dieser Mangel bedeutet. Bei der Rechnung wurde angenommen, die obere Sprungschicht führe zu jeder beliebig hohen Schallgeschwindigkeit, so daß jeder beliebig steil aufsteigende Schallstrahl zur Erde zurückgeführt wird. Das ist offenbar falsch. Wir müssen voraussetzen, daß die von uns angenommenen Unregelmäßigkeiten in der Stratosphäre nur zu einem gewissen Grenzwert der Schallgeschwindigkeit führen; dann aber ergibt sich für Versuch 4, wo der Grenzwert an der oberen Sprungschicht zu liegen kommt, sofort eine innere Grenze der anormalen Hörbarkeit, deren Lage nach Tabelle 4 abzuschätzen ist. Ist \bar{v} der Grenzwert der Schallgeschwindigkeit, so wird der Grenzwinkel e_u für die innere Begrenzung des anormalen Bereichs durch $\bar{v} = v_u / \cos e_u$ bestimmt. Setzen wir z. B. $e_u = 20^\circ$, $\bar{v} = v_u \cdot 1.064$, so würde nach der Tabelle des Versuches 4 die innere Grenze des anormalen Bereichs bei 137 km zu liegen kommen.

Wird Versuch 4 bei so verbesserten Vorstellungen mit dem unter a), c), d) in § 3 Gesagten verglichen, so scheint er den bisher vorliegenden Beobachtungen so genau zu entsprechen, wie es bei den Unregelmäßigkeiten der Beobachtungen überhaupt möglich ist. Es ist selbstverständlich, daß wir nun nicht etwa schließen dürfen, in 30 und 40 km Höhe lägen bei mittleren atmosphärischen Zuständen tatsächlich Sprungschichten der beschriebenen Art. Angesichts des geringen, und unsicheren Beobachtungsmaterials ist zu solchen ins einzelne gehenden Folgerungen die Zeit noch nicht gekommen. Wir dürfen nur folgern, daß bei mittleren atmosphärischen Zuständen in rund 30 km die Schallgeschwindigkeit verhältnismäßig schnell ansteigt, daß die Zunahme etwas über die am Erdboden herrschende Schallgeschwindigkeit hinausführt, und daß diese Schallgeschwindigkeit in etwa 40 km überschritten wird. Die Zahlen für die Höhen sind dabei nur als erste Schätzung anzusehen.

Hier ist noch ein bedeutungsvoller Zusatz zu machen. Bei den Aufzeichnungen der Lufterschütterungen von Sprengungen zeigt sich öfters, daß das „Bebenbild“ 20 und mehr Sekunden umfaßt und daß darin zwei Einsätze in Abständen bis 15 Sekunden sich scharf hervorheben [vgl. die Arbeiten ¹⁾, S. 303, ²⁾, S. 64]. Eine solche Erscheinung ist bei Versuch 4 leicht zu erklären durch die Annahme, daß über der oberen Sprungschicht die Wellengeschwindigkeit noch weiter ansteigt. Ein Teil der Strahlen, welche so steil aufsteigen, daß sie die obere Sprungschicht durchdringen, wird dann in größerer Höhe doch noch zum Erdboden zurückgeführt. In diesem Falle kann sich die innere Grenze der anormalen Hörbarkeit wie bei der Theorie von G. von dem Borne (und bei unserem Versuch 1) als „Brennlinie“ darstellen, oder es tritt der zweite Einsatz in einer gewissen Entfernung vom Herd hinzu. Allgemein sprechend wird man sagen können, daß die doppelten Einsätze bei den Beobachtungen eine Besonderheit in der Schichtung der Stratosphäre anzeigen.

§ 5. Erweiterungen der Theorie. Im vorigen Paragraphen bin ich meiner durch Wort und Druck veröffentlichten Arbeit²⁾ nahe gefolgt. Jetzt sollen Erweiterungen gesucht werden.

a) Windeinfluß. Wir erfuhren, daß die bisherigen Beobachtungen für den anormalen Schall eine verhältnismäßig geringe Neigung e_u der zur Erde herabkommenden Wellen anzeigen. Es wurde daraus geschlossen, daß die entscheidenden, zur Erde herabführenden Schallgeschwindigkeiten v der Höhe nur wenig über die Schallgeschwindigkeit am Boden v_u hinausgehen. Zu dem Wert $e_u = 20^\circ$, der schon hoch erscheint, gehört ein Unterschied der Geschwindigkeiten \bar{v} und v_u um 6 Proz. Es ist von Wichtigkeit, zu beachten, daß die Geringfügigkeit des Unterschieds dem Wind einen großen Einfluß auf die Erscheinung verschafft. Die Windwirkung wandelt die Strahlgleichung (1) um in $v/\cos e + w = v(1 + w \cos e/v) \cos e = \text{const}$, wobei w die Windgeschwindigkeit ist. $1 + w \cos e/v$ hat für $w = 20$ m/sec etwa einen 6 Proz. höheren Wert als 1. Wir erkennen, daß schon ein Wind von 20 m/sec, wie er in den Höhen der Atmosphäre oft vorkommt, einen weit umgestaltenden Einfluß ausüben muß. So sind denn auch die beobachteten vielfachen Besonderheiten in der Ausgestaltung des Ringes der anormalen Schallausbreitung sehr leicht verständlich. Es soll nicht vergessen werden, hier anzumerken, daß umgekehrt die Vielgestaltigkeit der anormalen Hörbarkeit die Annahme nahelegt, die Schallgeschwindigkeit am Erdboden werde oben nur eben erreicht und wenig überschritten. Bei der Dürftigkeit der bisherigen Beobachtungen ist die Stütze für unsere Folgerungen, welche so gefunden wird, sehr wertvoll.

b) Jahreszeitliche Änderungen der anormalen Schallausbreitung. Nach A. Wegener¹⁾ nähert sich die innere Grenze der anormalen Hörbarkeit im Winter der Schallquelle bis auf etwa 110 km und entfernt sich im Sommer bis auf etwa 190 km. Die Ursache der Schwankung könnte man zunächst in der Temperaturänderung suchen. Für eine Überschlagsrechnung wollen wir annehmen, der Zustand der Atmosphäre unterscheide sich im Winter und Sommer um eine Veränderung der absoluten Temperatur im Verhältnis 273:293. Dann sind alle Höhen entsprechender Luftschichten im gleichen Verhältnis verschieden und alle Schallgeschwindigkeiten im Verhältnis $\sqrt{273}:\sqrt{293}$. Die Form der Schallstrahlen bleibt dieselbe, aber ihre Größe ändert sich im Verhältnis 273:293 = 110:118. Also müßte auch der Abstand des inneren Randes der Hörbarkeit vom Herd in diesem Verhältnis variieren. Das ist viel weniger, als die Erfahrung zeigt: Eine allgemeine Temperaturveränderung der Atmosphäre im gleichen Verhältnis genügt also bei weitem nicht, um die jahreszeitliche Änderung der anormalen Hörbarkeit zu erklären.

Ebenso ungenügend erweist sich die Annahme, daß die obere Grenzgeschwindigkeit des Schalles in der Stratosphäre, welche die innere Begrenzung der anormalen Hörbarkeit bestimmt, die jahreszeitliche Änderung der Temperatur nicht mitmache. Das gäbe zwar eine Verschiebung der inneren Grenze im richtigen Sinne, aber diese Verschiebung fiel viel zu klein aus. Nehmen wir

einmal an, die innere Grenze würde im Sommer durch $e_u = 20^\circ$, $\cos e_u = 0.9397$ bestimmt. Da wir \bar{r} jetzt festhalten, würde sich für den Winter

$$\cos e_u = 0.9397 \cdot \sqrt{273/293} = 0.9070$$

und also $e_u = 24.9^\circ$ als Grenze ergeben. Ein Blick auf Tabelle 4 lehrt, daß der Unterschied zwischen $e_u = 20^\circ$ und $e_u = 24.9^\circ$ die Grenze nicht genügend verlagert.

Nach diesen Mißerfolgen der Erklärung nötigt die große jahreszeitliche Änderung der anormalen Schallausbreitung zu der Folgerung, daß die Schichtung der Stratosphäre in den hier wesentlich in Betracht kommenden tieferen Teilen sich im Jahresverlauf sehr erheblich ändert. Wir werden schließen können, daß die entscheidenden hohen Schallgeschwindigkeiten sich im Winter in geringeren Höhen einstellen als im Sommer. Bis neue Beobachtungen gesprochen haben werden, wird man erwarten dürfen, daß das Verhältnis der Höhen im Winter und Sommer zwar weniger sperrig als 110:190, aber doch recht erheblich ist.

§ 6. Folgerungen über die Beschaffenheit der Stratosphäre. Die Erhöhung der Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre nach oben hin, welche durch die anormale Schallausbreitung angezeigt wird, kann zwei verschiedene Ursachen haben: Es kann nach oben hin das mittlere Molekulargewicht geringer oder die Temperatur höher werden. Auf eine dritte Möglichkeit weist A. Wegener ¹⁾ hin: Die großen Druckschwankungen bei Explosionen könnten in der dünnen Luft größerer Höhen zu übernormalen Schallgeschwindigkeiten führen. Aber für die anormale Schallausbreitung kommen nur verhältnismäßig niedrige Höhen in Betracht und hier ist, wie ich das in der Arbeit ²⁾ zeige, zu übernormalen Schallgeschwindigkeiten noch kein Anlaß.

Daß das mittlere Molekulargewicht in den Höhen der Stratosphäre geringer ist als unten, darf aus physikalischen Gründen, wie oftmals dargelegt wurde, recht wohl angenommen werden. Doch entsteht die Frage, ob schon in den niedrigen Schichten der Stratosphäre, die für die Anfangsphase der anormalen Schallausbreitung zur Geltung kommen, eine hinreichende Verminderung des Molekulargewichts wirksam sein kann. Es sei $M_0 = 28.6$ das mittlere Molekulargewicht der uns umgebenden gewöhnlichen Luft, und M das Molekulargewicht jenes leichteren Bestandteiles, dessen Beimischung bei unserem jetzigen Versuch der Erklärung der anormalen Schallausbreitung die angenommene Verminderung des mittleren Molekulargewichts bewirken soll. α sei der Anteil in Druckteilen, also der Bruchteil der Molekelanzahl, in welchem der Bestandteil (M) beigemischt ist. Dann ist das mittlere Molekulargewicht der Mischung $= M_0(1 - \alpha) + M\alpha$. Das Verhältnis dieses Wertes und des Wertes M_0 gibt das Verhältnis der Dichte der Mischung und der Dichte der gewöhnlichen Luft bei gleicher Temperatur und gleichem Druck an. Bezeichnen wir die beiden Dichten mit δ und δ_0 , so wird hiernach, wie leicht zu erkennen,

$$\alpha = 100 (\alpha \text{ Proz.}) = (1 - \delta/\delta_0)/(1 - M/M_0) \dots (5)$$

Unserem jetzt unternommenen Versuch der Erklärung der Unterschiede in der Beschaffenheit der Stratosphäre entspricht es, wenn wir die Temperatur in

der Stratosphäre überall als merklich gleich voraussetzen. Mittlere Verhältnisse voraussetzend, nehmen wir 216° absolut und setzen eine Temperatur von 282° am Erdboden voraus. Um die Rückkehr des Schalles zur Erde zu erklären, muß dann angenommen werden, daß die Dichteänderung $\delta_0 : \delta$ den Einfluß des Temperaturunterschiedes zwischen Erdboden und Stratosphäre mindestens wett macht, daß also $\delta_0 / \delta \lesseqgtr 282 : 216$ ist. Sollte die Beimischung, wie oft vermutet, Wasserstoff sein, so wäre $M = 2.016$ und (5) ergäbe $\alpha \lesseqgtr 25$ Proz. Bei weniger leichten Beimischungen müßte α entsprechend größer sein. Nun ist in 40 km Höhe, die für die anormale Schallausbreitung in Betracht kommt, der Luftdruck noch etwa $1\frac{1}{2}$ mm Quecksilber: da scheint es nach allem, was wir über die Beschaffenheit der Atmosphäre wissen, so gut wie undenkbar, daß hier schon der leichtere Bestandteil zu mehr als $\frac{1}{4}$ des Druckes beigemischt sein könnte. So erweist sich denn die Hypothese der Beimischung eines leichteren Bestandteils der Luft für die Erklärung der Anfangsphase der anormalen Hörbarkeit als unbrauchbar!

Bei dieser Sachlage scheint es geboten, so überraschend es auch ist, sich der zweiten Möglichkeit der Erklärung zuzuwenden und anzunehmen, die Zunahme der Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre nach oben hin werde durch eine Zunahme der Temperatur verursacht. Diese Zunahme muß dann — da bei entsprechender Ausbildung der anormalen Schallausbreitung die Schallgeschwindigkeit am Erdboden übertroffen werden soll — bis über die Temperatur am Erdboden hinausführen können. Zu diesem Schluß wurde ich in der genannten Arbeit ²⁾ geführt. Jetzt kann im Hinblick auf den vorigen Paragraphen hinzugefügt werden, daß die entscheidenden Änderungen der Temperatur innerhalb der Stratosphäre im Winter in erheblich geringeren Höhen zu suchen sind als im Sommer.

Es liegt gewiß nahe, für die merkwürdige Temperaturschichtung in der Stratosphäre meteorologische Ursachen zu vermuten. Darauf deutet auch die Jahresschwankung hin und der Umstand, daß die Temperatur nur wenig über die Temperatur am Erdboden hinausgeht. Damit scheint auch in sehr glücklicher Weise die aus einer Bearbeitung von S. Kahle ⁴⁾ sich ergebende Erfahrung zusammen zu stimmen, daß die Zugrichtung der Meteoritenschweife über Mitteleuropa, auf das sich unsere Überlegungen ja in erster Linie beziehen, ein Vorherrschen östlicher Winde über 30 km Erdhöhe (bis herauf zu 80 km) anzeigen, während darunter Winde aus westlichen Richtungen im Übergewicht sind. Vielleicht findet in den Höhen der Stratosphäre auf der Nord- u. d. der Südhalbkugel der Erde je ein Kreislauf der Luft statt. Vielleicht spielt die Erwärmung absteigender Luftströmungen eine Rolle. — In großen Höhen der Stratosphäre sind öfters durch Beobachtung der Meteoritenschweife Geschwindigkeiten des Windes festgestellt worden, welche für sich schon genügen würden, den Schall zur Erde zurück zu lenken. So scheint es gewiß, daß auch anormale Schallwellen auftreten müssen, welche aus großen Höhen zur Erde zurückkehren.

Es ist klar, daß durch alle solche Erwägungen die anormale Schallausbreitung an meteorologischem Interesse sehr gewinnt.

Zum Schluß ist einer Untersuchung zu gedenken, die dem Anblick nach mit unseren Überlegungen nicht im Einklang ist. F. A. Lindemann und G. M. B. Dobson⁵⁾ haben aus dem Verhalten der Meteorite gefolgert, daß über den tiefen Temperaturen der unteren Stratosphäre in 50 bis 60 km Höhe höhere Temperaturen, etwa 300° absolut, vorhanden sein müßten. Hier besteht in bezug auf die Höhenlage vorläufig ein Widerspruch mit unseren Folgerungen, der Aufklärung verlangt.

Literatur.

¹⁾ A. Wegener: Die äußere Hörbarkeitszone. Zeitschr. f. Geophys. **1**, 297—314 (1925).

²⁾ E. Wiechert: Bemerkungen über die anormale Schallausbreitung in der Luft. Nachricht. d. Gesellsch. d. Wiss. zu Göttingen, math.-phys. Klasse, 1925, S. 49—69.

³⁾ G. Angenheister: Die Laufzeit des Schalles für große Entfernungen. Zeitschr. f. Geophys. **1**, 314—327 (1925).

⁴⁾ S. Kahlke: Meteorschweife und hochatmosphärische Windströmungen. Ann. d. Hydrographie **49**, 294—299, (1921).

⁵⁾ F. A. Lindemann und G. M. B. Dobson: A Theory of Meteors, and the Density and Temperature of the Outer Atmosphere to which it leads. Proc. Roy. Soc. London (A) **102**, 411—437, (1923). — Note on the Temperature of the Air at Great Heights. Ebenda S. 339—342, (1923).

Göttingen, 25. Dezember 1925.

Die Schallgeschwindigkeit in den untersten Schichten der Atmosphäre.

Von **B. Gutenberg** in Darmstadt. — (Mit einer Abbildung.)

Es wird eine Methode zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit in der Atmosphäre angegeben, die Schallgeschwindigkeit bis 70 km Höhe berechnet und daraus die Beobachtungen über die Zone anormaler Hörbarkeit gedeutet.

I*).

In Heft 7 dieser Zeitschrift (S. 322) hat G. Angenheister eine Reihe von Beobachtungen über die Laufzeit der Schallwellen zusammengestellt, welche in der Zone anormaler Hörbarkeit beobachtet wurden. Über die übrigen Beobachtungstatsachen hat A. Wegener (ebenda S. 297 ff.) berichtet. Während sich die Schallbahnen nach der Zone normaler Hörbarkeit rechnerisch leicht verfolgen lassen, bereitete das Studium der Wellenbahnen nach den anormalen Zonen größere Schwierigkeiten. Im folgenden soll versucht werden, in kurzen Zügen eine Methode anzugeben, mit der auch diese Schallbahnen ermittelt werden können. Das Folgende bezieht sich nur auf die Zone anormaler Hörbarkeit.

*) Der Teil I gibt den Inhalt eines Vortrages wieder, der am 7. Dezember 1925 auf der Tagung der Deutschen Geophys. Ges. in Göttingen gehalten wurde, Teil II wurde nachträglich zugefügt.

Wir bezeichnen mit

- \mathcal{A} = Projektion der Schallbahn auf die Erdoberfläche, die wir als eben annehmen, in Kilometern.
- t = zugehörige Laufzeit in Sekunden.
- Index S = in der Stratosphäre, Index T = in der Troposphäre.
- Index o = am Erdboden, Index ST = an der Grenze zwischen T und S .
- V = Schallgeschwindigkeit.
- i = Einfallswinkel.
- h = Höhe über dem Erdboden in Kilometern, R = Erdradius.
- T = absolute Temperatur.

Aus der großen Laufzeit t der Schallwellen folgt, daß diese in die Stratosphäre eingedrungen sind. Wir zerlegen die Schallbahnen in die beiden Stücke in der Troposphäre und in das Stück in der Stratosphäre. Dann ist

$$\mathcal{A} = 2 \mathcal{A}_T + \mathcal{A}_S, \quad t = 2 t_T + t_S \dots \dots \dots (1)$$

In der Troposphäre, deren mittlere Temperatur T in unseren Breiten bekannt ist, ändert sich die Luftzusammensetzung nach den Beobachtungsergebnissen nicht merklich. Daher läßt sich V für die Höhe h berechnen, und es ist etwa

$$V_h = 20 \sqrt{T_h} \dots \dots \dots (2)$$

Ferner gilt

$$\sin i_h = \frac{R V_h}{(R + h) V_0} \sin i_0 \dots \dots \dots (3)$$

$$\mathcal{A}_T = R \int_0^{h_{ST}} \frac{\operatorname{tg} i}{R + h} dh \dots \dots \dots (4)$$

$$t_T = \int_0^{h_{ST}} \frac{1}{V \cos i} dh \dots \dots \dots (5)$$

Aus (1) ergeben sich \mathcal{A}_S und t_S als Funktion von i_0 unter Benutzung der als bekannt vorausgesetzten Laufzeitkurve t als Funktion von \mathcal{A} . Aus (3) läßt sich i_{ST} ohne größeren Fehler berechnen, da $\sin i_0$ sich für großes i_0 nur wenig ändert. Man erhält so $\sin i_{ST}$, \mathcal{A}_S und t_S als Funktion von i_0 , also auch t_S und $\sin i_{ST}$ als Funktion von \mathcal{A}_S , d. h. die Laufzeitkurve und die $\sin i_0$ (\mathcal{A})-Kurve für die Stratosphäre. Beide beginnen jedoch erst in größerer Entfernung vom Nullpunkt, da in (3) $\sin i_{ST} < V_{ST} : V_0$. Das fehlende Stück muß willkürlich zugefügt werden, es entspricht dies der Tatsache, daß der niedrigste Scheitelpunkt der Strahlen schon ziemlich hoch in der Stratosphäre liegt (vgl. Fig. 1), und keine Strahlen bereits in den untersten Teilen der Stratosphäre umkehren. Dabei muß jedoch die Beziehung gelten:

$$\sin i_{ST} = V_{ST} \frac{d\mathcal{A}_S}{dt_S} \dots \dots \dots (6)$$

Hat man das fehlende Stück der Kurven t_S (\mathcal{A}_S) und $\sin i_{ST}$ (\mathcal{A}_S) unter Berücksichtigung von (6) gezeichnet, so läßt sich nach der entsprechend abgeänderten Wiechert-Herglotzchen Methode die Scheitelhöhe h der Strahlen und nach (3) die dort vorhandene Geschwindigkeit V_{h^*} für $\sin i_{h^*} = 1$ finden.

Für die Rechnung wurden folgende Werte vorausgesetzt: $T_{ST} = 217^\circ$, also $V_{ST} = 294$ m/sec, ferner folgende Laufzeitwerte für die Schallwellen:

$$\begin{array}{ll} \Delta = 200 \text{ km, } t = 700 \text{ sec;} & \Delta = 250 \text{ km, } t = 860 \text{ sec;} \\ & \Delta = 300 \text{ km, } t = 1000 \text{ sec.} \end{array}$$

Es ergab sich für die Stratosphäre:

$$\begin{array}{ll} \Delta_S = 154 \text{ km, } t_S = 539 \text{ sec;} & \Delta_S = 219 \text{ km, } t_S = 742 \text{ sec;} \\ \sin i_{ST} = 0.846; & \sin i_{ST} = 0.784; \\ \Delta_S = 277 \text{ km, } t_S = 903 \text{ sec;} & \\ \sin i_{ST} = 0.706. & \end{array}$$

Beide Kurven wurden unter der Voraussetzung, daß der Übergang von der Stratosphärenengrenze nach oben stetig erfolgt, zum Nullpunkt hin verlängert. Es zeigte sich, daß die Bedingung (6) angenähert erfüllt ist, jedoch nicht genau, die berechneten Werte von Δ_S liegen etwas tiefer als die beobachteten. Als

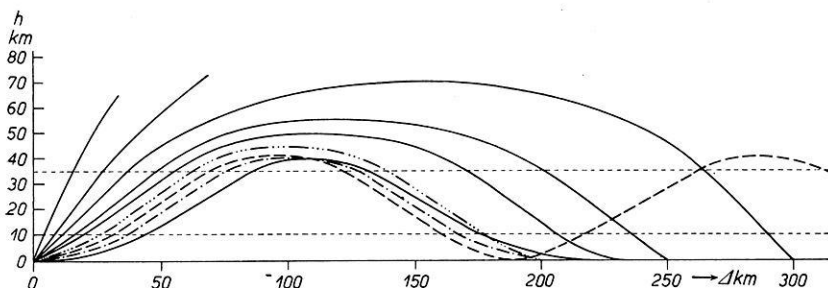


Fig. 1.

erster Versuch, zu qualitativen Ergebnissen zu kommen (als solcher soll überhaupt diese Untersuchung gelten), wurden diese Differenzen jedoch vernachlässigt, zumal es nach dem Verlaufe der Beobachtungspunkte (vgl. Fig. 2 bei Angenheister, l. c.) wahrscheinlich erscheint, daß die Beobachtungen für $\Delta > 210$ km besonders hoch liegen. Es ergab sich, daß die Schallgeschwindigkeit in diesem Falle von $V = 294$ m/sec für $h = 10$ km auf $V = 400$ m/sec für $h = 60$ km erst ein wenig langsamer, dann ziemlich linear ansteigt. Die Entstehung der Brennlinie in etwa 200 km Distanz und das Auftreten von zwei nach mehreren Sekunden sich folgenden Wellen in deren Nähe ergab sich beim Berechnen der Laufzeiten ganz von selbst dadurch, daß bei sehr flachen Einfallswinkeln das in der Troposphäre zurückgelegte Stück der Schallbahn zuerst schneller abnahm, als die Zunahme in der Stratosphäre erfolgt, während sich von etwa $i = 82^\circ$ ab das Verhältnis umkehrt (vgl. Tabelle 3 und Fig. 1). Auch die übrigen von A. Wegener (l. c.) zusammengestellten Tatsachen finden eine einfache Erklärung: Da am Innenrand der anormalen Schallzone die Einfallswinkel sehr groß sind, genügt es schon, wenn über oder an dem Beobachtungsort die Temperatur um 8 bis 10° höher ist als an der Schallquelle, um die Schallwellen ohne Erreichen der Erde umzubiegen und in die Atmosphäre zurückzuleiten. Hohe Tempe-

raturen am Beobachtungsort begünstigen das Ausbleiben der anormalen Zone (wobei der Wind noch mitwirkt), so daß bei uns die anormale Zone im Sommer (Temperaturgefälle nach Nordwesten) sich leichter im Westen, im Winter im Osten der Schallquelle ausbildet, wie A. Wegener (l. c.) in der Praxis fand.

Im Winter ist das Temperaturgefälle nach oben kleiner, daher i_{ST} größer als im Mittel, im Sommer umgekehrt. Die Werte \mathcal{A}_T werden dadurch wenig beeinflusst, wohl aber \mathcal{A}_S , das im Winter kleiner, im Sommer merklich größer wird als im Mittel, so daß sich die Brennlinie im Winter näher, im Sommer weiter von der Schallquelle befindet. A. Wegener fand im Winter nach den Beobachtungen bis $\mathcal{A} = 125$ km, im Sommer bis $\mathcal{A} = 230$ km, wobei noch die Windwirkung mitspielt. Jedenfalls ist qualitativ Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung vorhanden. Das gleiche gilt für die Schallbeobachtungen bei Meteorfällen. Rückt die Schallquelle in die Höhe, so nähern sich normale und anormale Zone einander (Meteor von Treysa). Bei mittleren Verhältnissen verschmelzen beide Laufzeitkurven für $h = 25$ km, doch bleibt eine Zone größter Intensität bis zu $h = 32$ km bestehen in $\mathcal{A} = 100$ bis 120 km. (Meteor von Obernburg nach den Auswertungen von Dr. Schütte und Dr. Boda, Sternwarte Frankfurt a. M. laut mündlicher Mitteilung. Der Schall war an der Grenze der Zone der Hörbarkeit in $\mathcal{A} = 40$ bis 125 km in verschiedenen Richtungen [Windwirkung?] besonders stark, in näheren Distanzen schwächer, vereinzelt unhörbar und erst nahe der Schallquelle wieder stark.) Bei noch größerer Höhe gibt es nur eine normale Zone (vgl. A. Wegener, l. c.).

II.

Gleichzeitig mit dem Verf. veranstaltete und veröffentlichte E. Wiechert (vgl. Fußnote 1 zu I) Untersuchungen über das Problem der anormalen Schallzone. Er machte eine größere Reihe von Annahmen über die Schallgeschwindigkeit in der Atmosphäre, berechnete die Laufzeitkurven und verglich diese mit den Beobachtungen. Nach seinem Vortrage kam er zu dem Ergebnis, daß die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtungen am besten war, wenn er annahm, daß die Schallgeschwindigkeit bis zu 30 km Höhe konstant bleibt, dann schnell ansteigt, bis 38 km Höhe abermals konstant ist und dann anwächst. Die erste Schicht mit konstanter Geschwindigkeit soll erreichen, daß das späte Eintreffen der Schallwellen erklärt wird, während die zweite Unstetigkeit die Bildung der Brennlinie erklären soll.

Im folgenden soll kurz gezeigt werden, daß man in den untersten Schichten der Stratosphäre konstante Schallgeschwindigkeit annehmen kann, dann schnelleren Anstieg, auf den etwa lineares Weiterwachsen erfolgt, also keine zweite Unstetigkeit, ohne daß die in Teil I vom Verf. angegebenen Verhältnisse qualitativ irgend eine Änderung erfahren. Ist die Schallgeschwindigkeit in den untersten Teilen der Stratosphäre konstant, so beginnt die Laufzeitkurve für die Stratosphäre entgegen unseren einfachen Annahmen in Teil I nicht im Nullpunkt. Man teilt dann die Atmosphäre für die Rechnung vorteilhaft nicht in Troposphäre und Stratosphäre wie in Teil I, sondern man verlegt die Grenze nunmehr in die Höhe, bis zu welcher man Konstanz der Schallgeschwindigkeit voraussetzt. Es zeigt sich, daß zur Erklärung der Beobachtungen diese Höhe höchstens etwa 40 km

betragen kann, da andernfalls das angenommene Stück der Laufzeitkurve über das beobachtungsfreie Stück der Laufzeitkurve, über das wir verfügen können (vgl. I), hinausreicht. Wir wenden nun die in I beschriebene Methode genau wie vorher an, setzen nur an Stelle der Troposphäre die unterhalb der Schichtgrenze gelegene Schicht (Index unten), an Stelle der Stratosphäre die darüberliegende Schicht (oben.)

Tabelle 1. Berechnung der Laufzeitkurve und der $\sin i(\Delta)$ -Kurve für die obere Schicht unter der Voraussetzung, daß V zwischen $h = 10$ km und $h = 35$ km konstant gleich 394 m/sec ist.

Δ		t	i_0	$\sin i_{35}$	$2 \Delta_{\text{unten}}$	$2 t_{\text{unten}}$	Δ_{oben}	t_{oben}
nach den Beobachtungen				nach Gl. (3)	nach Gl. (4)	nach Gl. (5)	nach Gl. (1)	
km	sec	Grad		km	sec	km	km	sec
200	700	76	0.846	125	481	75	75	219
250	860	64	0.784	96	395	154	154	465
300	1000	54	0.706	74	337	226	226	663

Wie in Teil I

Tabelle 2. Schallgeschwindigkeit V (abgerundet).

Höhe in km	0	5	10—35	40	50	60	70	80
V in m/sec	337	315	294	340	360	380	400	(429)

Tabelle 3. Berechnung der Laufzeitkurve (abgerundet).

i_0	$\sin i_{35}$	$2 \Delta_{\text{unten}}$	Δ_{oben}	Δ	$2 t_{\text{unten}}$	t_{oben}	t
Grad		km	km	km	sec	sec	sec
90	0,872	(170)	45	(215)	(600)	136	(736)
86	0,870	156	46	202	555	140	695
84	0,868	150	48	198	540	145	685
82	0,864	143	50	193	525	155	680
80	0,858	137	55	192	510	170	680
78	0,853	130	65	195	500	190	690
76	0,846	125	75	200	480	225	705
70	0,819	110	115	225	440	350	790
64	0,784	96	154	250	395	465	860
54	0,706	74	226	300	337	663	1000

Für die Rechnung, die sich nach der angegebenen Methode unter Benutzung des Rechenschiebers in einigen Stunden für jede derartige Annahme durchführen läßt, wurde als obere Grenze der Schicht mit konstanter Schallgeschwindigkeit $h = 35$ km gesetzt, im übrigen wurden die gleichen Annahmen wie in I gemacht. Die Tabelle 1, 2 und 3 geben die wichtigsten Zahlenangaben. Alle Tabellen sowie auch die übrigen Folgerungen unterscheiden sich nur qualitativ von den Ergebnissen des Teiles I. Die berechneten Laufzeiten liegen nunmehr vermutlich etwas zu hoch; genauere Ergebnisse lassen sich erst erzielen, wenn wesentlich mehr Beobachtungsmaterial vorliegt. Man wird dann auch versuchen müssen, die tatsächlichen Temperaturen in der Troposphäre zu benutzen. Die wirkliche Geschwindigkeit der Schallwellen bleibt zunächst vermutlich konstant und wächst dann erst langsamer, dann in 30 bis 40 km Höhe schneller an, um dann etwa linear weiter zu wachsen. In Entfernungen über 300 km scheint der direkte anormale Schall nach den wenigen Beobachtungen selten zu gelangen. man könnte

daraus schließen, daß in größeren Höhen (über 80 km?) die Zunahme der Schallgeschwindigkeit nachläßt oder aufhört. Dagegen zeigen sowohl einzelne Beobachtungen wie auch Registrierungen (z. B. die von F. Linke vorgenommenen und von W. Milch ausgewerteten Aufzeichnungen der Sprengungen in Jüterbog auf dem Feldberg i. Taunus) in der doppelten Entfernung der Brennlinie von der Schallquelle Einsätze mit der doppelten Laufzeit wie an jener, die bereits von A. Wegener als an der Erdoberfläche reflektierte Schallwellen gedeutet wurden. Die Schallbahnen wurden nach den obigen Ergebnissen in Fig. 1 zusammengestellt; diese gibt naturgemäß nur ein qualitatives Bild, das auch für die Annahmen in Teil I gilt und mit diesem veröffentlicht wurde. Die Einzelheiten, z. B. der niedrigste Scheitelpunkt, hängen stark von meteorologischen Verhältnissen ab.

Die eurasiatischen Kettengebirgsgürtel.

Ein Beitrag zur Erörterung
des Problems der tangentialen Krustenverlagerung.

Von F. Kossmat in Leipzig. — (Mit einer Abbildung.)

Im Bau der Kontinente der östlichen Halbkugel tritt der Gegensatz zwischen der von Faltegebirgen durchzogenen und von solchen großenteils umrandeten eurasiatischen Region und dem von eckigen Bruchkonturen umgrenzten Schollengebiet von Indoafrika auffällig hervor. Seitdem Eduard Suess diesen Gegensatz in den Vordergrund seiner Betrachtung des tektonischen Erdbildes stellte, hat die Erörterung der damit zusammenhängenden Probleme immer von neuem die Geologen beschäftigt.

In zeitlicher Beziehung zeigen die eurasiatischen Faltungen von Anfang an ein Fortschreiten von den alten Kontinentalrümpfen Ostasiens nach Süden und Osten, derart, daß die jüngsten Kettengebirge einerseits an den indoafrikanischen Nordrand, andererseits an den Pazifik grenzen.

Die engen Raffungen der Falten in Hochasien, gerade nördlich des aufragenden starren Blocks der indischen Halbinsel, ferner das bogenförmige Vorwärtsspringen der Ketten gegenüber den Tiefseebecken sind Erscheinungen, die von E. Suess als „Abfließen“ Asiens, von anderen Forschern, wie W. H. Hobbs und Bailey Willis, als Ausdruck einer von der indoafrikanischen und pazifischen Region ausgehenden Pressung, also einer Unterfassung der eurasiatischen Faltegebiete, gedeutet wurden.

Sehr wichtig erscheint dem Vortragenden die Tatsache, daß die jungen eurasiatischen Kettengebirge im indoafrikanischen Bereich unmittelbar an den dortigen präkambrischen Rumpf grenzen (vgl. die Skizze). Weiter östlich kommen zuerst die silur-devonischen, dann die karbonischen Falten Nordost- und Ostaustraliens zum Vorschein (Reed, *Geology of the British Empire*, London 1921), und zwar in der Form, daß sich der junge Kettengürtel von Eurasien her um sie herum gegen Neuseeland zieht. Auch im Nordwestafrika überschneidet der

junge Faltenzug (Atlas) nacheinander die silurischen und karbonischen Strukturzüge der westlichen Sahara.

Es wurde offenbar gegenüber dem Gebiet der enormen tibetischen Faltenraffung der südliche Kontinentalblock am meisten hereingedrückt*). In diesem Abschnitt werden seine paläozoischen Faltenzüge überschritten und die tertiären Kettengebirge treffen mit dem präkambrischen Kerngebiet Indoafrikas zusammen. Man kann sagen, daß hier ein großer Randteil der ehemaligen Südkontinente gewissermaßen umgeprägt ist zu jungen eurasiatischen Falten. Da diese Erscheinung gerade dort eintritt, wo die südliche Rumpfreion am weitesten nach Norden

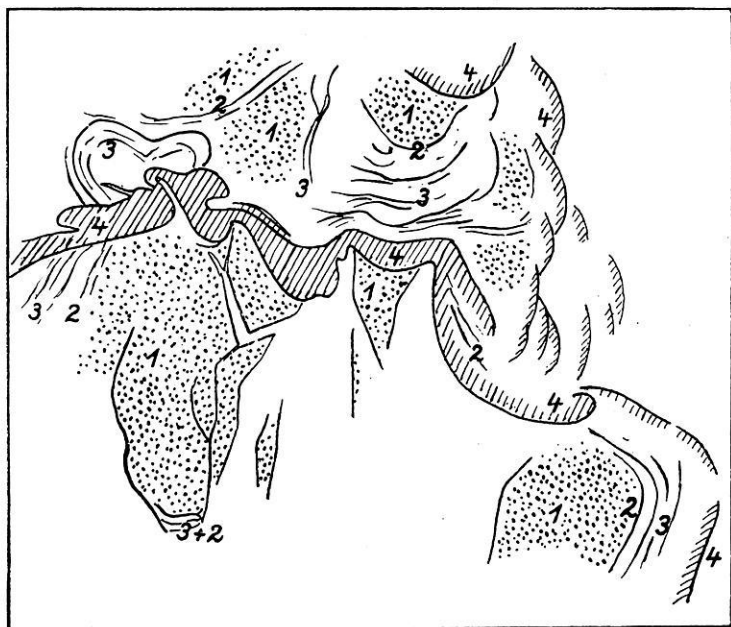


Fig. 1.

reicht, ist sie nicht durch eine südgerichtete Ausbreitung Asiens, sondern durch ein nordgerichtetes Hereindringen Indoafrikas zu erklären. Auch die Anlage der gewaltigen Bruchsysteme in der letztgenannten Region spricht deutlich für eine derartige Gesamtbewegung in diesem Erdabschnitt. (Vgl. Kossmat, Die mediterranen Kettengebirge in ihrer Beziehung zum Gleichgewichtszustand der Erdrinde. Abhandl. d. Sächs. Akad. d. Wiss., math.-phys. Klasse, XXXVIII, 2, S. 39, Leipzig 1921.)

*) Ein bemerkenswerter Beleg für die starke Einschnürung Zentralasiens ist folgender: Zwischen dem präkambrischen Rumpf von Ostsibirien im Norden und der indischen Halbinsel im Süden gibt es nur Faltenland von vorwiegend jungpaläozoischem bis tertiärem Alter. Weiter östlich hingegen schalten sich in China zwischen diese Falten merkwürdige Rumpfe mit teilweise unversehrtem präkambrischen Bau ein (vgl. Kartenskizze). Sie sind der späteren Umprägung entgangen, weil offenbar hier die Pressung nicht so stark war wie im zentralasiatischen Abschnitt.

Da auch die Nordverlagerung der vorquartären Klimagürtel in der antipazifischen Erdregion damit in Einklang steht, vereinigen sich so gewichtige Argumente miteinander im gleichen Sinne, daß eine tektonische Erklärung des Bildes der Erdoberfläche darüber nicht hinweggehen darf. Damit ist noch lange nicht eine Kontraktion der Erde ausgeschaltet, aber es müssen sich dabei die geodätischen Koordinaten der Kruste gegenüber denen des Erdkernes in hohem Grade und in verschiedenem Ausmaß verschoben haben.

Man muß daran denken, daß die gesamte Magmaschale der Erde samt der auf ihr liegenden Kruste in langsam strömenden Bewegungen begriffen ist — Bewegungen, die übrigens schon bei den karbonischen und silur-devonischen Gebirgsbildungen in ähnlichem Sinne vor sich gegangen sein müssen, denn die Faltungen dieser Zeiten haben in Eurasien manche wichtige Züge in der Anordnung gemeinsam mit denen der Tertiärzeit. Man kann vermuten, daß diese Strömungen thermisch veranlaßt*) oder beeinflußt sind, da durch die mit den Krustenbewegungen verbundenen Verlagerungen und Eruptionen des Magmas eine starke Unregelmäßigkeit in der räumlichen Verteilung des Abkühlungsprozesses der Erde bewirkt wird. Auch die Einwirkungen der Erdrotation und der Erdzeiten auf die in ihrer Massenverteilung ständig durch magmatische und tektonische Veränderungen gestörten äußeren Erdschalen müssen eine richtunggebende Rolle spielen.

Auf eine Erörterung der verschiedenen möglichen Formen einer Rindentrift, vor allem auf die Frage der Stellung zur Theorie von Wegener, konnte im Rahmen des Vortrages nicht eingegangen werden. Es wurde nur betont, daß unter der Annahme von subkrustalen Strömungen die von Wegener gelegnete Möglichkeit der Umwandlung kontinentaler Krustenteile in ozeanische und umgekehrt doch gegeben ist. Enorme Teile Eurasiens haben sich aus Tiefgebieten in Hochgebiete verwandelt. Dabei sind, entsprechend den Forderungen des regionalen Krustengleichgewichts, gewaltige Massen schweren Magmas aus ihrem Untergrund subkrustal in andere Regionen abgewandert, wo sie Überschwere und damit Sinken veranlaßten. Die Bildung des Indischen Ozeans scheint dem Vortragenden in erster Linie ein derartiges Korrelat zur Emporfaltung Hochasiens zu sein. Im kleineren Stil haben sich ähnliche Erscheinungen innerhalb des europäischen Mediterrangebiets, und zwar in dem tyrrhenischen, ägäischen, pontischen und pannonischen Senkungsraum abgespielt.

Zur Weiterentwicklung der Drehwage.

Von O. Meisser.

Die gesamte Entwicklung der Drehwage seit und während Eötvös liegt hauptsächlich auf technischem Gebiete. Es ist das Bestreben vorherrschend, ein brauchbares Feldinstrument zu schaffen, das allen Anforderungen der Praxis gerecht wird.

*) R. Schwinner: Vulkanismus und Gebirgsbildung. Zeitschr. f. Vulkanologie V. Berlin 1920.

Einen breiten Raum in der neueren Literatur nimmt die Empfindlichkeitsfrage für die verschiedenen Drehwagen ein. Ihre Empfindlichkeit ist bekanntlich einmal durch die Dimensionen des Gehänges und die des Aufhängefadens gegeben. Abweichend von der Mehrzahl der vorhandenen Konstruktionen ist O. Hecker*) bei einem mittleren Typus der Eötvösschen Modelle geblieben, um die Handlichkeit des Instrumentes nicht zu beeinträchtigen. Der bequemste Weg zur Steigerung der Empfindlichkeit liegt in einer Verringerung des Drahtradius, da ja der Torsionsmodul eines Drahtes der vierten Potenz und die Tragfähigkeit nur der zweiten Potenz seines Radius proportional ist. Dazu möchte ich noch kurz auf die bekannte Verwendung von Bändern hinweisen, deren sich schon Brillouin**) bei seinem Krümmungsvariometer bediente. Die Direktionskraft eines Drahtes von der Länge 1 mit kreisförmigem Querschnitt ist

$$\mathfrak{D}_k = \Phi \cdot \frac{q^2}{2\pi},$$

wobei q der Drahtquerschnitt und Φ eine Konstante ist. Für einen rechteckigen Querschnitt mit den Seiten a und b ($a > b$) kann man näherungsweise analog setzen

$$\mathfrak{D}_R = \Phi \cdot q^2 \cdot \frac{b}{3a}.$$

Aus dem Verhältnis

$$\frac{\mathfrak{D}_R}{\mathfrak{D}_k} = \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{b}{a}$$

sieht man, daß es durch den Gebrauch von Bändern ohne weiteres möglich ist, bei gleicher Tragfähigkeit — d. h. ja q ist in beiden Fällen gleich — gegenüber Drähten mit kreisförmigem Querschnitt die Direktionskraft zu verkleinern.

Bei einer neuen Konstruktion des Heckersmodells***) ist man den „mechanischen Weg“ gegangen, um die Empfindlichkeit zu steigern; d. h. die Dimensionen der Gehänge sind vergrößert worden, um nicht durch eine weitere Verringerung des Drahtradius die Konstanz und Temperaturunempfindlichkeit der Wage herabzusetzen. Die neuen Dimensionen sind so gewählt, daß das jetzige Instrument annähernd die doppelte Empfindlichkeit gegenüber dem älteren aufweist.

Ein weiteres Problem für die Drehwage, das als Forderung aus der Praxis gestellt werden muß, ist die Beobachtungszeit abzukürzen. Ein prinzipieller Weg ist von O. Hecker†) angegeben, indem er vier Gehänge in einer Drehwage vereinigt. Bei diesem Modell spart man eine Azimutstellung, so daß man eine Station ohne Kontrolle mit zwei Stellungen erledigen kann.

Eine andere Möglichkeit, die Beobachtungszeit herabzusetzen, besteht darin, die Dämpfung zu verändern. Eine Ausführung — sie ist bei Nikiforoff††) beschrieben — benutzt die fortlaufende Registrierung der Gehägebewegung, um aus den wenig (!) gedämpften Gehängeschwingungen die jeweilige Ruhelage

*) O. Hecker: *Gebrauchsanw. für die kleine reg. Eötvös-Drehwage*, Jena 1922. (Als Manuskript gedr.)

**) M. Brillouin: *Mémoire sur l'ellipticité du géoïde dans le tunnel du Simplon*.

***) Die Herstellung wird von der Ges. f. prakt. Geophysik in Freiburg i. Br. ausgeführt.

†) O. Hecker: *Eine Viergehängewage*. *Zeitschr. f. Geophysik* 1926.

††) Nikiforoff: *Bulletin of the Institute of practical Geophysics* 1925, Nr. 1, S. 153.

mittels der Umkehrpunkte zu bestimmen. Eine wesentliche Verkürzung der Beobachtungszeit unter die der jetzigen Instrumente dürfte man damit wohl nicht erreichen. Die andere Ausführung besteht darin, die Dämpfung fast aperiodisch zu gestalten. Rechnet man den Fall durch, daß die Gehägebewegung auf $\frac{1}{1000}$ der Maximalamplitude abgeklungen ist, so könnte man theoretisch auf eine annähernde Beobachtungszeit von $\sim 1.3 T$ gelangen, wenn T die ungedämpfte volle Eigenschwingung des Systems bezeichnet. Selbst wenn man den Einfluß des tieferhängenden Gewichts auf die Beobachtungszeit mit in Betracht zieht, so ist doch immerhin die Möglichkeit gegeben, die jetzige Dauer einer Azimutstellung mit künstlicher Dämpfung noch etwas herunterzusetzen, ohne dabei die Empfindlichkeit zu vermindern. Bis jetzt beträgt die übliche Beobachtungszeit bei der Heckerschen Drehwage für eine Stellung etwa 45 Minuten.

Technisch ist bei dem neuen Hecker-Modell noch zu bemerken, daß die automatische Bewegung sowohl der Wage als auch der Kassette jetzt rein mechanisch durchgebildet ist, so daß der Gebrauch von Trockenelementen bzw. Akkumulatoren bis auf eine kleine Taschenlampenbatterie für die Registrierlampen vollkommen entbehrlich wird, ein Umstand, der sich bei Feldmessungen als sehr wünschenswert gezeigt hatte.

Jena, Reichsanstalt f. Erdbebenforschung.

Absolute Inklinationsmessungen im Gelände.

Von O. Meisser.

Bei Inklinationsmessungen mittels Rotationsinklinatoriums*) nach Wild benutzt man gewöhnlich als Nullinstrument ein Nadelgalvanometer. Für Feldmessungen, wo es neben einer leichten Handhabung des Galvanometers auch auf eine schnelle und sichere Ausführung der Messungen ankommt, eignet sich das Nadelgalvanometer weniger. Seine Justierung benötigt gewisse Zeit und Geschicklichkeit, die Schwingungsdauer ist relativ lang, die Dämpfung läßt sich nicht immer bequem aperiodisch einstellen, schließlich ist das Gehäuse meistens nicht genügend dicht, so daß bei windigem Wetter das Arbeiten im Gelände wenig angenehm ist. Vom Jenaer Institut aus sollten im Zusammenhang mit anderen magnetischen Messungen gleichzeitig Inklinationsmessungen vorgenommen werden. Für diese Aufgabe wurde ein Zeissches Schleifengalvanometer**) gewählt.

Bei diesem Instrument wird die Ablenkung einer feinen stromdurchflossenen Schleife gemessen, die sich in einem Magnetfelde befindet. Die Streuung der magnetischen Kraftlinien ist durch die symmetrische Anordnung der beiden Magnete stark verringert. Was die Justierung und Transportsicherheit des

*) Literatur bei Ad. Schmidt: Erdmagnetismus, Encyclop. d. math. Wiss. VI₁, Nr. 10, S. 325.

**) Mechau: Zeitschr. f. techn. Physik 1923.

Schleifengalvanometers angeht, so sind hier die Anforderungen weitestgehend erfüllt, die man an ein Feldinstrument stellen kann. Dazu kommt noch, daß die Schleife einen geringen Ohmschen Widerstand hat; ihre Eigenschwingung ist kurz und die Dämpfung aperiodisch.

Untersucht man den Einfluß des Magnetsystems auf die Inklinationsmessungen selbst, so ergibt sich für ein Galvanometer mit einigermaßen gleichen Magneten bei einem Abstand Inklinatorium-Galvanometer von 1.8 bis 2.0 m eine maximale Inklinationsänderung von höchstens 0.2 Minuten. Will man die Genauigkeit weiter treiben, so wird man am einfachsten das Galvanometer in größerer Entfernung vom Inklinatorium aufstellen.

Die mit dem Schleifengalvanometer bei dem obigen Abstand erzielte Sicherheit von 0.2 Minuten war für die geplanten Messungen vollkommen hinreichend, da 0.2 Minuten in unserer Gegend ungefähr 6γ für die Vertikalintensität ausmachen.

Jena, Reichsanstalt f. Erdbebenforschung.

Bemerkung zur „akustischen Ortsbestimmung ...“.

Von C. Mainka in Göttingen.

Hinweis auf Ähnliches in der Aerologie, auf Anwendung in der Seismik und in der angewandten Geophysik.

Im 1. Heft des 2. Jahrganges dieser Zeitschrift, S. 35 ff., habe ich ein Verfahren angegeben, mittels dessen im Raume befindliche Schallquellen örtlich, in einfacher zeichnerischer, der darstellenden Geometrie entnommenen Weise, bestimmt werden können.

Vor einigen Tagen fand ich in der Zeitschrift „Die Naturwissenschaften“ 1922, S. 357, im Bericht über „Die internationale Erforschung der oberen Luftschichten“ der 7. Versammlung der Internationalen Kommission zur Erforschung der höheren Luftschichten in Bergen Juli 1921 einen ähnlichen Hinweis: „Schereschewsky (Paris) erläuterte eine Methode der Ortung von Pilotballons im Nebel. Die Ballons sind mit Knallpetarden versehen, die in regelmäßigen Zeitabständen explodieren. Die Schallwellen werden durch ein System von registrierenden Mikrophenen aufgenommen.“ 1917 habe ich auf die von mir angegebene Ortsfestlegung an in Betracht kommender Stelle hingewiesen. Ich möchte aber nicht verfehlen, auf diesen unabhängig auftretenden ähnlichen Gedankengang hinzuweisen; der Ort seiner näheren Behandlung ist mir zurzeit unbekannt. Die Anwendung von Pilotballonen als Träger von Sprengkörpern gäbe Gelegenheit, etwas über die Genauigkeit des Verfahrens zu erfahren, in dem derartige Versuche bei Luft mit guter Sicht bei gleichzeitigem Anvisieren von mindestens drei Punkten unternommen werden können. Durch die Veränderung des Traggewichtes der Ballone ist die Aufstiegeschwindigkeit veränderlich.

Einfache Verhältnisse vorausgesetzt, kann die von mir angegebene Arbeitsweise auch der Seismik nutzbar gemacht werden, wenn auch mit einiger Beschränkung, worauf in Kürze hingewiesen sei. Liegt in nicht allzu großer Tiefe

in der Erdkruste eine Störungsquelle, Ausgangsort elastischer Wellen, so läßt sich deren Herdtiefe auf obige Weise bestimmen. Die gegenseitige Lage der Beobachtungsorte und deren Lage zum Störungsort beeinflußt auch die Genauigkeit.

Vor allem kommen Bergwerksgebiete in Frage, wo z. B. unter anderem Bergschläge auftreten können. Es ist notwendig, über die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen in der obersten Erdkruste eine Annahme zu machen. Es besteht aber die Möglichkeit, die Richtigkeit der Annahme zu prüfen und entsprechend zu ändern, wenn Sprengungen, Schlagwetterexplosionen, die untertags der Lage nach bekannt sind, beobachtet werden. Im geologisch bekannten Gelände wird sich auch, unter Umständen unter Heranziehung zweier oder mehrerer Beobachtungssysteme, der Einfluß der verschiedenen Struktur ermitteln oder schließlich umgekehrt diese erkennen lassen. Die „Ortung“ von Übertagsprengungen durch Untertagsmessungen in obiger Art dürfte auch zu erwähnen sein. Die Brauchbarkeit der Herdtiefenbestimmung bei lokalen oder Nahbeben wird sich durch Vergleich mit anderen unabhängigen Arbeitsweisen beurteilen lassen.

Ist die Geologie des betreffenden Gebietes bis zu einer gewissen Tiefe bekannt, so könnte daran gewacht werden, die obige räumliche Ortsbestimmung auch zur Überwachung der senkrechten Führung einer vor sich gehenden Bohrung zu benutzen, da das Aufschlagen des Bohrers bis zu einer gewissen Tiefe übertags instrumentell beobachtet werden kann. Ob es möglich wäre, in gewissen Tiefenabschnitten zweckentsprechende kleine Sprengungen vorzunehmen, entzieht sich meiner Kenntnis.

Seinerzeit hatte ich die Absicht, für obige akustische Ortung auch einen Ballonbeobachter in etwa 600 m Höhe heranzuziehen, was aber aus anderen Gründen plötzlich unterbleiben mußte. Es fand sich nämlich zeitweilig, daß geringe Höhenunterschiede die Hörbarkeit beeinflußten, während sich zur gleichen Zeit am Boden eine Veränderung der Hörbarkeit innerhalb größerer Entfernungen (einiger Kilometer) nicht zeigte. Sollte bei Schallbeobachtungen die Gelegenheit gegeben sein, Fesselballonbeobachter (auch unter Umständen Freiballonbeobachter) — Beobachter in freier Luft — heranzuziehen, so sollte sie benutzt werden.

Referat.

Lehmann, R.: Die Gestaltung der Erdoberfläche. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1925. 240 S. mit 37 Abb., geh. *M* 12.50, geb. *M* 15.—

Das Buch bildet den ersten Teil einer „Physischen Erdkunde“ und soll in erster Linie Studierende der Geographie in das Verständnis der Vorgänge einführen. Es werden behandelt: 1. Die Erdrinde und ihre Zusammensetzung; 2. Die Hauptvorgänge der Gestaltung der Erdoberfläche (vertikale und horizontale Verschiebungen, Erdbeben, Vulkanismus, Korallenriffe. — Verwitterung, Abtragung, Erosion, Gletscher, Eiszeiten); 3. Die Hauptreliefformen der Erdoberfläche. — Die Darstellung ist durchaus dem Zwecke des Buches entsprechend, leider ist vielfach völlig veraltete Literatur benutzt und angegeben. Besonders gilt das für die Seismometrie; die zweiten Vorläufer werden durch Wellen erklärt, die in Herdnähe an der Erdoberfläche reflektiert worden sind. Gutenberg.

Über Erdbeben und tektonische Umgestaltungen der Erdoberfläche durch die Polhöenschwankungen.

Von R. Spitaler.

Es werden die im Jahre 1913 erschienene Arbeit über die Achsenschwankungen der Erde als Ursache der Auslösung von Erdbeben mit den in Gerlands Beiträgen zur Geophysik gemachten Verbesserungen in Erinnerung gebracht und für mehrere größere Erdbeben die Druckrichtungen und elastischen Spannungen angeführt, nachdem Sieberg auch statistisch den Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen nachgewiesen hat. Da in früheren Erdperioden bedeutend größere Polschwankungen als gegenwärtig möglich waren, können dadurch in jenen Zeiten bedeutende tektonische Umgestaltungen hervorgerufen worden sein.

Im Jahre 1913 habe ich eine Arbeit veröffentlicht: „Die Achsenschwankungen der Erde als Ursache der Auslösung von Erdbeben“*), gegen welche W. Schweydar**) den richtigen Einwand erhob, daß ich infolge Übersehens der zweiten Komponente der Flugkräfte, welche durch die Achsenschwankung der Erde wachgerufen werden, für die Erde als Kugel betrachtet zu einem unrichtigen Ergebnisse gelangt sei. Meine Erwiderung darauf***) scheint aber nicht mehr weiter beachtet worden zu sein, in der ich nachwies, daß die von mir errechneten Drehkräfte bei der abgeplatteten Erde aber doch vorhanden seien, allerdings in einem viel kleineren Ausmaße, nämlich im Verhältnis der Abplattung der Erde, und ich sprach schon damals die Ansicht aus, daß das infolgedessen zwar bedeutend verkleinerte Drehmoment der Erde trotzdem zur Erklärung von tektonischen Erdbeben ausreichend sein dürfte.

Erst A. Sieberg ist in seiner „Geologische, physikalische und angewandte Erdbebenkunde“ auf diese Untersuchung wieder zurückgekommen, nachdem ein allgemeiner Zusammenhang zwischen den Polhöenschwankungen und Erdbeben nicht vorhanden zu sein schien. I. Milne fand nämlich aus Erdbebenaufzeichnungen und der Größe der Polwanderung für 1895 bis 1899, die dann A. Cancani bis 1902 vervollständigte, daß heftige Erdbeben immer dann zahlreich auftreten, wenn die Polwanderungen verhältnismäßig groß waren. Nach den dann sich anschließenden Untersuchungen von A. Sieberg für den Zeitabschnitt 1903 bis 1908 gestaltete sich die Beziehung ganz anders. „Der bisherige parallele Verlauf von totaler Polverschiebung auf der einen, von Groß- und Weltbeben auf der anderen Seite kehrt sich nun in das Gegenteil um.“ Es ergab sich also, daß „die seismische Tätigkeit nicht von der Größe der Polwanderung ab-

*) Sitzungsber. d. Kaiserl. Akad. d. Wissensch. in Wien, Math.-naturw. Klasse; 122, Abt. IIa, März 1913.

**) Gerlands Beitr. zur Geophysik 13, Kl. Mitteil. IV, S. 53—55.

***) Ebenda, Kl. Mitteil. XII, S. 137—138.

hängt. Sobald man aber das seismische Verhalten der einzelnen Polbahnabschnitte prüft, kommt man zu einem Ergebnis, das die mathematisch begründete Ansicht von R. Spitaler bestätigt; die Polschwankungen sind nicht nur instande Bodenverschiebungen auszulösen, die Erdbeben zur Folge haben, sondern sogar die gesamte seismische Tätigkeit der Erde merklich zu beeinflussen.“

Auf Grund des untersuchten Beobachtungsmaterials kam A. Sieberg zu folgendem Ergebnis:

1. Bei gestreckter Polbahn bleibt die seismische Tätigkeit unter der normalen.
2. Bei starker Richtungsänderung, die langsam erfolgt, wird der Normalwert der seismischen Tätigkeit erreicht und überschritten.
3. Die größte, überrnormale seismische Regsamkeit tritt dann auf, wenn die Polbahn während eines längeren Jahresabschnittes beträchtliche und gleichmäßige Krümmungen aufweist.

Es dürfte daher nicht ohne Interesse sein, die in der oben genannten Arbeit abgeleitete, aber für die abgeplattete Erde verbesserte Formel für das Auftreten von horizontalen Druckkräften oder elastischen Spannungen in Erinnerung zu bringen und daran einige weitere Bemerkungen zu knüpfen, die vielleicht für weitere Forschungen als Arbeitshypothese dienen können.

Die durch die Beobachtungen des internationalen Breitendienstes sich ergebende Bahn des Pols setzt sich zusammen aus der beiläufig 430tägigen Chandlerschen Periode, welche aber selbst zwischen 422 bis 456 Tagen schwankt, und einem jährlichen Gliede, welches hauptsächlich durch die jährlichen Luftmassenverschiebungen hervorgebracht wird. Die vielen Unregelmäßigkeiten in der Polbahn rühren hauptsächlich vom letzteren Gliede her, weil die Verschiebung der Luftmassen, so wie es bei den meisten anderen meteorologischen Elementen der Fall ist, nicht streng gesetzmäßig erfolgt; dadurch werden aber wieder auch Unregelmäßigkeiten in der Chandlerschen Periode verursacht.

Durch diese Massenumlagerungen auf der Erdoberfläche, die von einer äußeren Kraft, der Sonnenstrahlung, herrühren, wird die Haupt- oder Symmetrieachse gegen die Rotationsachse verschoben und in dieser neuen Lage festgehalten, so lange die Massenverteilung sich nicht neuerdings ändert, was aber im Laufe des Jahres der Fall ist. Durch die Verlegung der Symmetrieachse gegen die Rotationsachse werden aber Flugkräfte wachgerufen, welche das Bestreben haben, die Erde wieder zur Rotationsachse zurückzudrehen, was aber nicht möglich ist, weil sie durch die Umlagerung von Massen infolge einer äußeren Kraft in der neuen Lage festgehalten wird. Nur die beweglichen Teile der Erdoberfläche, Luft und Wasser, können sich der neuen Abplattung anpassen, nicht aber die ganze feste Erde. Dieselbe verhält sich nämlich gegenüber allen kurzperiodischen Einflüssen, zu welchen auch die Polbewegung gerechnet werden muß, wie ein vollkommen elastischer Körper; nur gegenüber säkularen Kräften erscheint sie plastisch. Durch das Drehbestreben der Erde werden daher in den festen Teilen der Erdkruste horizontal gerichtete, elastische Spannungen eintreten, die als potentielle Energien sich auch in kinetische Energien umsetzen können, die sich in Erdbeben und Krustenverschiebungen kundtun.

Betreffs der Durchführung der Berechnung dieser Kräfte und ihrer Richtungen kann auf meine oben zitierten Abhandlungen verwiesen werden. Es ergibt sich für die abgeplattete Erde das durch die Flugkräfte infolge der Polverschiebung $\Delta \varphi$ wachgerufene Drehmoment (D), welches die Erde wieder in die alte Lage der Rotationsachse zu bringen versucht, zu

$$D = \frac{2 a_0^3 \pi^4}{3 t^2} M \alpha \Delta \varphi,$$

worin a_0 die große Halbachse, t die Umdrehungszeit, M die Masse und α die Abplattung der Erde bezeichnen.

Nun ist aber die Winkelbeschleunigung (ϑ) einer drehenden Bewegung gleich dem Drehmomente dividiert durch das Trägheitsmoment (T) des Körpers, also $\vartheta = \frac{D}{T}$. Das Trägheitsmoment des Erdsphäroids, dasselbe homogen angenommen, ist

$$T = \frac{1}{5} (a_0^2 + b^2) M,$$

während es für eine Kugel von demselben Kubikinhalte wie dem des Sphäroids, also $a = \sqrt[3]{a_0^2 b}$,

$$T = \frac{2}{5} a^2 M$$

ist.

Für die weiteren Zwecke kann aber, ohne der Genauigkeit der Untersuchungen wesentlich Abbruch zu tun, die Erde als Kugel angenommen werden, denn es ist das Trägheitsmoment des Sphäroids in bezug auf seine Drehungsachse nur etwas kleiner als das der Kugel, so daß $\vartheta = \frac{D}{T}$ nur noch etwas größer wird.

Da aber die Erde nicht eine homogene Kugel ist, indem sie im Innern dichter als an der Oberfläche ist, muß der Faktor $\frac{2}{5} = 0.4$ kleiner angenommen werden.

Helmert gibt ihn zu 0.3321 an, und es ergibt sich damit statt $\vartheta = \frac{5 a \pi^4}{3 t^2} \alpha \Delta \varphi$, der Wirklichkeit näherkommend:

$$\vartheta = \frac{2 a \pi^4}{t^2} \alpha \Delta \varphi.$$

Es erlangt also die Erde das Bestreben, sich um eine in der Äquatorebene gelegene Achse zu drehen, deren Pole vom Meridian der Polverschiebung, der mit λ_0 bezeichnet sein möge, 90° nach beiden Seiten hin abliegen.

Da die lineare Oberflächenbeschleunigung (γ) $\gamma = r \vartheta$ ist, wenn r den Abstand eines Oberflächenpunktes der Kugel von der Drehungsachse bezeichnet, so ist dieselbe im Meridian der Polverschiebung (γ_0), wo $r = a$ ist:

$$\gamma_0 = \frac{2 a^2 \pi^4}{t^2} \alpha \Delta \varphi.$$

Für einen Ort außerhalb des Meridians der Polverschiebung (λ_0) in der geographischen Breite φ und Länge L (östl. v. Gr.), also im Längenabstand $\lambda = L - \lambda_0$, ist der Abstand r von der Drehungsachse, wie in der zitierten Abhandlung gezeigt wurde,

$$r = a \sqrt{1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \lambda},$$

und es ist daher für diesen Ort die lineare Oberflächenbeschleunigung:

$$\gamma = r \vartheta = \frac{2 a \pi^4}{t^2} \alpha \Delta \varphi \cdot a \sqrt{1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \lambda} = \frac{2 a^2 \pi^4}{t^2} \alpha \Delta \varphi \sqrt{1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \lambda}$$

oder $\Delta \varphi$, wie üblich in Bogensekunden ausgedrückt:

$$\gamma = \frac{2 a^2 \pi^4}{t^2} \alpha \sin 1'' \Delta \varphi'' \sqrt{1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \lambda}.$$

Setzt man für $a = 6\,370\,283$ m, $t = 86\,164$ Sek. und $\alpha = \frac{1}{298}$ ein, so erhält man:

$$\gamma = 172 \Delta \varphi'' \sqrt{1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \lambda} \text{ cm/sec}^{-2}.$$

Es ist also im Meridian der Polverschiebung und bei einem Betrage von $\Delta \varphi = 0.1''$ die Oberflächenbeschleunigung:

$$\gamma = 17.2 \text{ cm/sec}^{-2},$$

das ist also, da die Schwerebeschleunigung $g = 980 \text{ cm/sec}^{-2}$ ist, 0.018 (0.01755) der Schwerebeschleunigung, oder die Schwerkraft ist 57 mal größer als diese horizontale Beschleunigung bei $\Delta \varphi = 0.1''$. Oder man kann auch sagen, ein horizontaler Steinzylinder von 57 m Länge erlangt bei $\Delta \varphi = 0.1''$ auf seiner Stirnseite denselben Druck, wie ihn ein vertikaler Steinzylinder von 1 m Länge an seiner Unterseite besitzt. Bei einer Polverschiebung von $0.3''$ würde schon ein Steinzylinder von 19 m Länge denselben Druck ausüben, bzw. diese elastische Spannung erlangen.

Diese potentiellen Energien oder elastischen Spannungen können sehr beträchtlich werden, wenn sie durch eine größere Erdscholle aufgespeichert werden. Eine oberflächliche Erdscholle von 1 km Länge und 1 qcm Querschnitt vom spez. Gew. 3 hat eine Masse $m = 300\,000$ g, und es beträgt daher der Druck an ihrer Stirnseite bei $\Delta \varphi = 1''$ unter den günstigsten Verhältnissen

$$p = m \gamma = 300\,000 \times 172 = 51.6 \cdot 10^6 \text{ Dyn} \div 51.6 \text{ Kraftkg}$$

(1 Megadyn = 10^6 Dyn ist ungefähr gleich 1 Kraftkg). Da die horizontale Beschleunigung infolge einer Polverschiebung von $1''$ 0.1755 der Schwerebeschleunigung ist, so ist dies derselbe Gesteinsdruck wie der, welcher auch in einer Tiefe von 175.5 m herrscht. Eine 100 km lange Erdscholle übt bereits einen Druck von 5160 kg aus, und da der Gesteinsdruck bei Faltung zu 7000 bis 8000 kg angenommen werden kann, wäre dieser Druck schon nicht mehr weit vom Faltungsdruck entfernt.

Für die beim kalifornischen Erdbeben am 18. April 1906 aufgespeichert gewesene potentielle Energie nahm H. F. Reid als wirksame elastische Kraft

10^8 Dyn = 100 Kraftkg für ein Quadratcentimeter Querschnitt an. Wie weiter unten gezeigt werden wird, war damals $\angle \varphi = 0.12''$ und $\gamma = 12.3 \text{ cm/sec}^{-2}$, daher der Druck für eine Schollenlänge von 1 km 3.69 kg, so daß eine Schollenlänge von 27 km bereits den Druck von 100 kg lieferte.

Besitzt eine Erdscholle auf der einen Seite eine starre, mit der ganzen Erde fest verbundene Vorlage, so wird ihre durch eine Polverschiebung erlangte elastische Spannung nur in der entgegengesetzten Richtung zur Auswirkung gelangen. Vergrößert oder vermindert sich der Druck oder die elastische Spannung der Erdscholle, so kann es auf ihrer nicht festgeklebten Seite zu Verschiebungen, Brüchen und sogar zu Faltungen der vorgelagerten Erdschichten kommen.

Die Größe des Druckes hängt ganz von der Ausdehnung der Scholle ab, geradeso wie der Druck in einer gewissen Tiefe von der Größe der darüberlagernden Schicht abhängig ist.

Von der Wirkung dieser horizontalen Druckspannungen kann man sich auch ein Bild auf folgende Weise machen: Eine mehr oder weniger tiefe Erdscholle unterliegt infolge der Schwere in ihren Schichten bestimmten Drucken, so daß in denselben elastische Spannungen vorhanden sind, die sich auch häufig bei Bloßlegung derselben in Bergwerken und Tunnels oder Steinbrüchen als sogenannte Bergschläge äußern. Würde sich nun die Schwerebeschleunigung rasch verkleinern, so würden diese Druckspannungen sich hauptsächlich nach oben auswirken, weil sie unten eine festere Unterlage haben, und es würden daher vor allem die oberflächlichen Teile emporgeschleudert und verschoben werden. Aber auch in der Scholle selbst müßten, wo sie plastisch oder leichter nachgiebig ist, Faltungen und Verbiegungen eintreten. Bei rascherer Zunahme der Schwere wären die elastischen Auswirkungen an der Oberfläche kaum vorhanden, und auch am Grunde der Scholle wären sie nicht von besonderer Bedeutung, anders aber bei der horizontalen Kraft, weil hier nicht feste Erdschichten vorgelagert sind, sondern Bruchgestein, so daß es zu tektonischen Vorgängen kommen muß. So rütteln die durch die Polverschiebungen wachgerufenen Kräfte bald in dieser, bald in jener Richtung an dem Schollengefüge der Erdkruste, bis es bald da, bald dort zu Erschütterungen und Brüchen kommt.

Bezüglich der Bestimmung der Richtung der Kräfte kann ebenfalls auf meine erste Abhandlung verwiesen werden. Der Winkel v , welchen die Kraftichtung gegen den Ortsmeridian hat, und zwar auf der Nordhemisphäre von Süd über West, auf der Südhemisphäre von Süd über Ost gezählt, ist gegeben durch:

$$\cos v = \frac{\cos(L - \lambda_0)}{\sqrt{1 - \cos^2 \varphi \sin^2(L - \lambda_0)}}$$

wozu nur zu bemerken ist, daß v immer in demselben Quadranten wie $L - \lambda_0$ liegt.

Im Meridian der Polverschiebung ist die Kraftichtung meridional von Nord nach Süd bzw. von Süd nach Nord gerichtet, ebenso überall am Äquator. Je weiter man aber außerhalb des Meridians der Polverschiebung und polwärts geht, unter desto größerem Winkel durchschneiden die Kraftlinien die Meridiane,

und im größten Kreise, welcher durch die Pole der Drehungsachse und die Erdpole geht, verlaufen sie direkt im Breitenkreise von Ost nach West bzw. von West nach Ost.

Tabelle 1. Verlauf des v bei verschiedenen $L - \lambda_0$.

(Auf der nördlichen Hemisphäre von Süd über West, auf der südlichen Hemisphäre von Süd über Ost gezählt.)

$\varphi/L - \lambda_0$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90	0.0	10.0	20.0	30.0	40.0	50.0	60.0	70.0	80.0	90.0
80	0.0	9.8	19.7	29.6	39.6	49.6	59.6	69.7	79.8	90.0
70	0.0	9.4	18.9	28.5	38.3	48.2	58.4	68.8	79.4	90.0
60	0.0	8.7	17.5	26.6	36.0	45.9	56.3	67.2	78.5	90.0
50	0.0	7.7	15.6	23.9	32.7	42.4	53.0	64.6	77.0	90.0
40	0.0	6.4	13.2	20.4	28.3	37.5	48.1	60.5	74.6	90.0
30	0.0	5.1	10.3	16.1	22.8	30.8	40.9	53.9	70.6	90.0
20	0.0	3.5	7.1	11.2	16.0	22.2	30.7	43.2	62.7	90.0
10	0.0	1.7	3.5	5.8	8.2	11.6	16.7	25.4	44.4	90.0
0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	

$\varphi/L - \lambda_0$	100°	110°	120°	130°	140°	150°	160°	170°	180°
90	100.0	110.0	120.0	130.0	140.0	150.0	160.0	170.0	180.0
80	100.2	110.3	120.4	130.4	140.4	150.4	160.3	170.2	180.0
70	100.6	111.2	121.6	131.8	141.7	151.5	161.1	170.6	180.0
60	101.5	112.8	123.7	134.1	144.0	153.4	162.5	171.3	180.0
50	103.0	115.4	127.0	137.6	147.3	156.1	164.4	172.3	180.0
40	105.4	119.5	131.9	142.5	151.7	159.6	166.8	173.6	180.0
30	109.4	126.1	139.1	149.2	157.2	163.9	169.7	174.9	180.0
20	117.3	136.8	149.3	157.8	164.0	168.8	172.9	176.5	180.0
10	135.6	154.6	163.3	168.4	171.8	174.2	176.5	178.3	180.0
0	180.0	180.0	180.0	180.0	180.0	180.0	180.0	180.0	180.0

Die Tabelle 1 gibt die Kraftrichtungen für jeden 10. Breitenkreis für verschiedene Abstände ($L - \lambda_0$) des Ortsmeridians vom Meridian der Polverschiebung, und zwar für die nördliche Hemisphäre von Süd über West, für die südliche Hemisphäre von Süd über Ost gezählt. Sie läßt sich leicht für $L - \lambda_0$ über 180° fortsetzen bzw. benutzen, indem man zu dem Winkel am Kopfe und in der Tabelle 180° addiert.

Tabelle 2. Horizontale Beschleunigung bei verschiedenen v für $\Delta\varphi = 1''$.

$$(\gamma = 172 \Delta\varphi'' \sqrt{1 - \sin^2(L - \lambda_0) \cos^2 \varphi} \text{ cm/sec}^{-2}).$$

$\varphi/L - \lambda_0$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
90	172.0	172.0	172.0	172.0	172.0	172.0	172.0	172.0	172.0	172.0
80	172.0	171.9	171.7	171.4	170.9	170.5	170.1	169.7	169.5	169.4
70	172.0	171.7	170.8	169.5	167.8	166.0	164.3	162.9	161.9	161.6
60	172.0	171.4	169.5	168.5	162.9	158.9	155.0	151.8	149.7	148.9
50	172.0	170.9	167.8	162.9	156.6	149.7	142.9	137.1	133.1	131.8
40	172.0	170.5	166.0	158.9	149.7	139.3	128.7	119.4	112.9	110.5
30	172.0	170.1	164.3	155.0	142.9	128.7	113.8	100.0	89.8	86.0
20	172.0	169.7	162.9	151.8	137.1	119.4	100.0	80.7	65.1	58.8
10	172.0	169.5	161.9	149.7	133.1	112.9	89.8	65.1	41.8	29.8
0	172.0	169.4	161.6	148.9	131.8	110.5	86.0	58.8	29.8	0.0

Die Tabelle 2 gibt die Größe der Beschleunigungen γ für $\Delta\varphi = 1''$ bei den verschiedenen $\lambda = (L - \lambda_0)$ und für jeden 10. Breitenkreis. Man sieht, daß sie selbst in den um 90° abstehenden Meridianen der Polverschiebung, wo sie parallel

zu den Breitenkreisen, also westöstlich oder ostwestlich auftreten, noch recht bedeutend sein können. Es werden daher mit Ausnahme des Äquators, wo nur nordsüdliche bzw. südnördliche Richtungen auftreten, horizontale Kräfte in allen Richtungen wachgerufen. Zu beachten ist, daß am Äquator in der Nähe von $L - \lambda_0 = 90^\circ$ die Kraftrichtung in die entgegengesetzte Richtung umspringt, allerdings ist für $L - \lambda_0 = 90^\circ$ die Kraft Null, aber schon in nicht gar großem Abstände besitzt sie wieder größere Beträge.

Im folgenden möchte ich an einigen Beispielen von Erdbeben die Anwendung unserer Formeln zeigen. Die Lage des Momentanpols zur Zeit des Erdbebens wurde aus den x und y , wie sie im 5. Bande der Resultate des internationalen Breitendienstes S. 195—196 und in den Astronom. Nachrichten Nr. 5314 ff. *) ohne das Glied z veröffentlicht sind, bestimmt. Dasselbst sind x und y die rechtwinkligen Koordinaten des Momentanpols bezogen auf ein Koordinatensystem, dessen Koordinatenanfang einer mittleren Lage des Pols entspricht und dessen positive X -Achse nach Greenwich hin gerichtet ist, während die positive Y -Achse einer westlichen Länge von 90° entspricht. Es ist daher die Größe ($\Delta\varphi$) und Richtung (α) des Polausschlages gegeben durch

$$x = \Delta\varphi \sin \alpha \quad \text{und} \quad y = \Delta\varphi \cos \alpha$$

und daher $\tan \alpha = \frac{x}{y}$, und zwar α von 270° über Süd östlich von Greenwich gezählt. Es ist daher $\lambda_0 = \alpha + 270^\circ$ östlich von Greenwich. Gleichzeitig ergibt sich daraus auch das $\Delta\varphi$. Wenn bei einigen Erdbeben, welche bereits in meiner ersten Abhandlung angeführt sind, kleine Unterschiede in den λ_0 und $\Delta\varphi$ vorkommen, so rührt das daher, daß ich damals diese Daten nur den provisorischen Ergebnissen der Polhöhenbeobachtungen entnehmen konnte.

Es sind bei allen untersuchten Erdbeben die Pollagen (λ_0 und $\Delta\varphi$) auch für einige Zehnteljahre vor dem Eintritt des Bebens angeführt, damit ersehen werden kann, wie sich die Kraftrichtung und die Größe der Kraft allmählich geändert haben. Es dürfte dies für die weitere Untersuchung zwischen unseren Druckkräften und der Auslösung des Erdbebens von Interesse sein. Denn es braucht eine bereits vorhandene und durch die Polverschiebung allmählich vergrößerte Spannung nicht erst ausgelöst zu werden, wenn die gesamte Kraft eine bestimmte Richtung erreicht hat, sondern es wird vielmehr oft schon genügen, wenn nur die entsprechende Komponente groß genug geworden ist. Auch nicht gerade immer Zunahme des Druckes muß ein Beben auslösen, sondern im Gegenteil kann ebenso eine rasche Verminderung der Spannung die Ursache von Bodenerschütterungen sein. Besonders im Äquatorialgebiete kann die Kraftrichtung in kürzester Zeit gerade in die entgegengesetzte Richtung umschlagen, wie beispielsweise bei den weiter unten angeführten Erdbeben von Ceram, Esmeraldas und Costa Rica. Erst genauere Untersuchungen über den geologischen Bau des Epizentralgebietes können hierüber nähere Aufschlüsse geben, welche ich aber den bezüglichen Fachleuten überlassen muß.

*) Resultate des internationalen Breitendienstes, Bd. 5, von B. Wanach. (Zentralbureau der internationalen Erdmessung. N. F. Nr. 30, Berlin 1916.)

Es seien nun die von mir untersuchten Erdbeben im folgenden zusammengestellt. Dieselben sind zumeist Siebergs Erdbebenkunde entnommen. Die geographischen Koordinaten der Epizentren habe ich so genähert, wie es mir beim Mangel der notwendigen Literatur möglich war, angegeben. Kleine Änderungen aber derselben beeinflussen nicht wesentlich die berechneten Kraftrichtungen (v) und Beschleunigungen (γ). Bei allen Erdbeben ist auch der Druck in Kilogrammen an der Stirnseite einer 1 km langen Erdscholle vom spez. Gew. 3 pro Quadratcentimeter angegeben (D); er beträgt 0.3γ . Auch sei nochmals erinnert, daß die Krafrichtungen auf der nördlichen Hemisphäre von Süd über West und auf der südlichen von Süd über Ost zu zählen sind. Ebenso sei bei den einzelnen Erdbeben auf die Änderung von v und γ vor der Auslösung des Bebens aufmerksam gemacht.

Zur Bequemlichkeit bei der Vergleichung von v und γ vor dem Erdbeben möge die kleine Tabelle dienen, welche das Datum der Jahreszehntel gibt.

Jahreszehntel	Jahrestag	Datum
0.0	0.0	1. Januar
0.1	36.5	5. Februar
0.2	73.0	14. März
0.3	109.5	19. April
0.4	146.0	26. Mai
0.5	182.5	1. Juli
0.6	219.0	7. August
0.7	255.5	12. September
0.8	292.0	19. Oktober
0.9	328.5	24. November

Verzeichnis der untersuchten Erdbeben.

Nr.	Ort und Land	Zeit	Epizentrum	
			Länge östl. Gr.	Breite
1	Mino-Owari, Japan	28. Oktober 1891	136.0	35.5 N
2	Nördl. Honshu, Japan	31. August 1896	141	40 N
3	Kagoshima, Japan	12. Januar 1914	130.5	31.5 N
4	Yokohama, Japan	1. September 1923	140	35 N
5	San Franzisko, Kalifornien	30. März 1898	237.6	37.8 N
6	San Franzisko, Kalifornien	18. April 1906	237.6	37.8 N
7	Ceram, Hinterind. Arch.	30. September 1899	129	3 S
8	Esmeraldas, Ecuador	31. Januar 1906	280	1 N
9	Ocós, Guatemala	18. April 1902	267.8	14.6 N
10	Costa Rica	4. Mai 1910	27.6	10 N
11	San Salvador	7. September 1915	271	13 N
12	Mollendo, Peru	28. Juni 1913	287.0	17.1 S
13	Vallemar, Atacama, Chile	10. November 1922	289.7	28.5 S
14	Copiapó, Chile	4. Dezember 1918	289.6	27.2 S
15	Messina, Italien	28. Dezember 1908	15.6	38.2 N
16	Avezzano, Italien	13. Januar 1915	13.5	42 N
17	Kristianiafjord, Skandinavien	23. Oktober 1904	11	59 N
18	Schemacha, SE-Kaukasus	20. Februar 1902	48.6	40.7 N
19	Andidshan, Turkestan	16. Dezember 1902	72.5	41 N
20	Shillong-Plateau, Ostindien	12. Juni 1897	92	25.5 N
21	W. v. Hekla, Südisland	6. Mai 1912	340	64 N
22	Mitteuropäisches Beben	16. November 1911	9.0	48.3 N
23	Mitteuropäisches Beben	20. Juli 1913	9.0	48.3 N
24	Hoher Venn, Rhein-Preuß.	7. November 1910	6.1	50.5 N

Die Ergebnisse der untersuchten Erdbeben.

$(\gamma$ cm/sec⁻², D kg pro Quadratcentimeter für eine Gesteinsäule von 1 km Länge.)

1. Mino-Owari. 1891.83.

Zeit	1891.5	1891.6	1891.7	1891.8	1891.83
λ_0	297.7 ⁰	348.9 ⁰	19.4 ⁰	31.1 ⁰	33.8 ⁰
$L - \lambda_0$	198.3	147.1	116.6	104.9	102.2
$\Delta \varphi''$	0.19	0.21	0.28	0.31	0.29
v	190.9	159.4	130.8	114.6	110.2
γ	32.1	31.9	33.0	32.5	30.5
D	9.63	9.57	9.90	9.75	9.15

2. Nördl. Honshu. 1896.67.

Zeit	1896.3	1896.4	1896.5	1896.6	1896.67
λ_0	255.5	289.7	322.1	355.7	15.7
$L - \lambda_0$	245.5	211.3	178.9	145.3	125.3
$\Delta \varphi''$	0.16	0.15	0.18	0.19	0.18
v	234.7	201.4	180.0	156.0	132.2
γ	19.2	23.8	31.4	29.2	24.8
D	5.76	7.14	9.42	8.76	7.44

3. Kagoshima. 1914.04.

Zeit	1913.7	1913.8	1913.9	1914.0	1914.04
λ_0	119.7	161.6	204.0	237.5	251.1
$L - \lambda_0$	10.8	328.9	286.5	253.0	239.4
$\Delta \varphi''$	0.08	0.09	0.10	0.13	0.14
v	5.8	342.5	299.5	239.7	221.5
γ	13.7	14.7	9.8	13.0	16.6
D	4.11	4.41	2.94	3.90	4.98

4. Yokohama. 1923.67.

Zeit	1923.2	1923.3	1923.4	1923.5	1923.6	1923.67
λ_0	201.8	243.4	265.0	286.3	310.8	322.0
$L - \lambda_0$	298.2	256.6	235.0	213.7	189.2	178.0
$\Delta \varphi''$	0.11	0.18	0.23	0.25	0.29	0.29
v	313.1	247.5	230.7	200.9	185.3	178.3
γ	12.8	18.6	29.4	38.3	49.6	50.2
D	3.84	5.58	8.82	11.49	14.88	15.06

5. San Franzisko. 1898.24.

Zeit	1897.9	1898.0	1898.1	1898.2	1898.24
λ_0	41.3	70.2	121.3	162.3	171.0
$L - \lambda_0$	196.3	167.4	116.3	75.3	66.6
$\Delta \varphi''$	0.20	0.16	0.13	0.18	0.19
v	190.2	172.2	128.9	66.8	54.3
γ	33.5	27.1	15.8	20.0	22.5
D	10.05	8.13	4.74	6.00	6.75

6. San Franzisko. 1906.30.

Zeit	1906.0	1906.1	1906.2	1906.3
λ_0	33.0	81.9	114.9	142.3
$L - \lambda_0$	204.6	155.7	122.7	95.3
$\Delta \varphi''$	0.11	0.10	0.11	0.12
v	195.7	164.5	136.3	98.6
γ	17.6	16.1	14.0	12.3
D	5.28	4.83	4.20	3.69

7. Ceram. 1899.75.

Zeit	1899.4	1899.5	1899.6	1899.7	1899.75
λ_0	192.6	203.4	236.1	262.9	281.8
$L - \lambda_0$	296.4	285.6	252.9	226.1	207.7
$\Delta\varphi''$	0.08	0.11	0.14	0.14	0.13
v	354.1	349.5	189.3	183.0	181.7
γ	6.4	5.3	7.3	16.4	19.7
D	1.92	1.59	2.19	4.92	5.91

8. Esmeraldas. 1906.08.

Zeit	1905.8	1905.9	1906.0	1906.08
λ_0	320.3	351.6	33.0	72.1
$L - \lambda_0$	319.7	288.4	247.0	207.9
$\Delta\varphi''$	0.15	0.13	0.11	0.09
v	0.0	356.5	183.0	180.0
γ	19.9	7.1	7.3	14.4
D	5.97	2.13	2.19	4.32

9. Ocós. 1902.30.

Zeit	1901.9	1902.0	1902.1	1902.2	1902.3
λ_0	127.7	154.7	197.2	245.1	278.9
$L - \lambda_0$	140.1	113.1	70.6	22.7	348.9
$\Delta\varphi''$	0.14	0.12	0.10	0.12	0.16
v	168.1	149.4	35.6	6.0	357.0
γ	18.8	9.5	7.4	19.3	27.2
D	5.64	2.85	2.22	5.79	8.16

10. Costa Rica. 1910.34.

Zeit	1910.0	1910.1	1910.2	1910.3	1910.34
λ_0	123.8	153.7	172.3	221.4	234.1
$L - \lambda_0$	152.2	122.3	103.7	54.6	41.9
$\Delta\varphi''$	0.33	0.29	0.30	0.32	0.30
v	174.6	164.7	144.7	13.7	8.8
γ	50.2	27.5	15.0	32.6	38.9
D	15.06	8.25	4.50	9.78	11.67

11. San Salvador. 1915.68.

Zeit	1915.3	1915.4	1915.5	1915.6	1915.68
λ_0	267.1	286.2	315.0	335.2	354.4
$L - \lambda_0$	3.9	344.8	316.0	295.8	276.6
$\Delta\varphi''$	0.40	0.32	0.31	0.29	0.25
r	0.0	356.3	347.7	335.0	297.2
γ	68.7	53.7	39.4	23.7	10.6
D	20.61	16.11	11.82	7.11	3.18

12. Mollendo. 1913.49.

Zeit	1913.2	1913.3	1913.4	1913.5
λ_0	351.9	17.1	33.7	45.0
$L - \lambda_0$	295.1	269.9	253.3	242.0
$\Delta\varphi''$	0.14	0.14	0.14	0.13
v	327.9	269.7	224.4	209.0
γ	12.2	6.9	10.0	11.7
D	3.66	2.07	3.00	3.51

13. Vallemar, Atacama. 1922.86.

Zeit	1922.5	1922.6	1922.7	1922.8	1922.86
λ_0	325.6	349.5	4.2	23.2	36.3
$L - \lambda_0$	324.1	300.2	285.5	266.5	253.4
$\Delta\varphi''$	0.23	0.27	0.27	0.23	0.19
v	340.9	320.7	300.2	262.7	238.0
γ	33.9	30.7	24.8	18.9	17.2
D	10.17	9.21	7.44	5.67	5.16

14. Copiapó. 1918.93.

Zeit	1918.6	1918.7	1918.8	1918.9	1918.93
λ_0	273.6	296.6	318.8	322.1	319.8
$L - \lambda_0$	16.0	353.0	330.8	327.5	329.8
$\Delta\varphi''$	0.16	0.13	0.11	0.11	0.12
v	7.6	357.0	345.7	343.7	345.1
γ	26.7	22.9	16.5	17.2	15.4
D	8.01	6.87	4.95	5.16	4.62

15. Messina. 1908.99.

Zeit	1908.7	1908.8	1908.9	1909.0
λ_0	76.0	124.5	156.6	186.5
$L - \lambda_0$	299.6	251.1	219.0	189.1
$\Delta\varphi''$	0.16	0.19	0.23	0.26
v	312.6	241.0	206.6	185.8
γ	20.6	21.4	34.2	43.5
D	6.18	6.42	10.26	13.05

16. Avezzano. 1915.04.

Zeit	1914.7	1914.8	1914.9	1915.0	1915.04
λ_0	61.9	96.0	129.8	180.0	200.2
$L - \lambda_0$	311.6	277.5	243.7	193.5	173.3
$\Delta\varphi''$	0.17	0.19	0.16	0.17	0.19
v	323.0	281.1	233.5	189.2	175.4
γ	24.3	22.2	20.0	28.8	31.8
D	7.29	6.66	6.00	8.64	9.54

17. Kristianiafjord. 1904.81.

Zeit	1904.5	1904.6	1904.7	1904.8	1904.81
λ_0	269.1	301.7	329.8	354.7	357.1
$L - \lambda_0$	101.9	69.3	41.2	18.3	13.9
$\Delta\varphi''$	0.18	0.18	0.17	0.16	0.16
v	103.8	66.2	36.9	14.1	12.0
γ	26.9	26.4	27.3	27.7	27.3
D	8.07	7.92	8.19	8.31	8.19

18. Schemach'a. 1902.14.

Zeit	1901.8	1901.9	1902.0	1902.1	1902.14
λ_0	104.8	127.7	154.7	197.2	218.2
$L - \lambda_0$	303.8	280.9	253.9	211.4	190.4
$\Delta\varphi''$	0.15	0.14	0.12	0.10	0.10
v	315.7	286.5	246.1	201.7	186.8
γ	20.4	16.0	14.3	16.5	17.4
D	6.12	4.80	4.29	4.95	5.22

19. Andidshan. 1902.96.

Zeit	1902.7	1902.8	1902.9	1902.96
λ_0	37.8	76.3	113.7	135.0
$L - \lambda_0$	34.7	356.2	318.8	297.5
$\Delta\varphi''$	0.17	0.16	0.16	0.17
v	24.5	357.3	328.7	308.4
γ	26.3	28.3	24.5	21.3
D	7.89	8.49	7.35	6.39

20. Shillong-Plateau. 1897.45.

Zeit	1897.1	1897.2	1897.3	1897.4	1897.45
λ_0	173.3	201.0	218.9	247.0	265.8
$L - \lambda_0$	278.7	251.0	233.1	205.0	186.2
$\Delta\varphi''$	0.19	0.23	0.23	0.20	0.18
v	289.6	231.3	209.8	191.4	182.7
γ	14.5	20.7	27.1	31.3	30.2
D	4.35	6.21	8.13	9.39	9.06

21. W. v. Hekla. 1912.35.

Zeit	1912.1	1912.2	1912.3	1912.35
λ_0	54.2	86.8	124.7	139.1
$L - \lambda_0$	285.8	253.2	215.3	200.9
$\Delta\varphi''$	0.22	0.18	0.16	0.14
v	287.5	251.4	212.5	198.9
γ	34.6	28.2	26.8	23.6
D	10.38	8.46	7.89	7.08

22. Mitteleuropäisches Erdbeben I. 1911.88.

Zeit	1911.6	1911.7	1911.8	1911.88
λ_0	279.8	301.5	327.8	354.1
$L - \lambda_0$	89.2	67.5	41.2	14.9
$\Delta\varphi''$	0.85	0.34	0.30	0.29
v	88.9	61.1	33.2	11.3
γ	44.7	45.6	45.9	49.1
D	13.41	13.68	13.77	14.73

23. Mitteleuropäisches Erdbeben II. 1913.55.

Zeit	1913.2	1913.3	1913.4	1913.5	1913.55
λ_0	351.9	17.1	33.7	45.0	56.3
$L - \lambda_0$	17.1	351.9	335.3	324.0	312.7
$\Delta\varphi''$	0.14	0.14	0.14	0.13	0.11
v	13.0	353.9	341.0	331.5	320.9
γ	23.9	23.3	23.8	20.2	16.2
D	7.17	6.99	7.14	6.06	4.86

24. Hoher Venn. 1910.85.

Zeit	1910.5	1910.6	1910.7	1910.8	1910.85
λ_0	290.6	318.8	349.6	23.5	37.1
$L - \lambda_0$	75.5	47.3	16.5	342.6	329.0
$\Delta\varphi''$	0.33	0.38	0.34	0.33	0.32
v	71.5	39.9	12.9	346.4	335.1
γ	45.0	57.2	57.1	56.0	52.0
D	13.50	17.16	17.13	16.80	15.60

Die vorstehenden Untersuchungen haben meines Dafürhaltens auch eine größere Tragweite für die gesamte Tektonik der Erde, wozu nur das Folgende bemerkt werden möge.

Polhöschwankungen müssen schon von der Zeit an bestanden haben, als sich auf der Erde Land und Meer bildeten, indem auf der ursprünglich gleichmäßigen Erdkruste die Wassermassen die tiefsten Stellen einnahmen. Der ungleichen Verteilung von Land und Meer mußte auch gleichzeitig eine ungleiche Verteilung des Luftdruckes parallel gehen, die aber mit den Jahreszeiten (Sommer und Winter) sich ändert. Die jahreszeitliche Verschiebung der Luftmassen verursacht aber mehr oder weniger große Polschwankungen, indem die Hauptträgheitsachse der Erde infolge derselben ihre Lage im Erdkörper ändert. Für die Größe dieser Massenverschiebungen ist die Verteilung von Land und Meer von großem Einfluß. Der größte Ausschlag der Trägheitsachse tritt ein, wenn sich eine Masse in demselben Meridian von 45° nördlicher Breite nach 45° südlicher Breite oder umgekehrt an demselben Parallelkreise um 180° Länge verschiebt. Verlagert sich aber die Masse von 45° nördlicher Breite nach 45° südlicher Breite in den um 180° abliegenden Meridian, so tritt keine Verschiebung der Trägheits-

achse ein. Liegt also ungefähr unter demselben Meridian ein großer Kontinent auf der Nordhemisphäre und ein solcher ebenfalls auf der Südhemisphäre, so wandert eine große Masse Luft, die sich im Winter auf dem Nordkontinent angesammelt hatte, bei Heranrücken des Sommers auf den Südkontinent⁴ hinüber, wo der Winter beginnt. Dieser Vorgang wird noch weiter verstärkt, wenn in dem um 180° abliegenden Meridian beider Hemisphären sich Meer befindet, indem ein Teil der Luftmassen vom Winter zum Sommer vom Land auf das Meer bzw. vom Sommer zum Winter vom Meer auf das Land abwandert.

Wie ich aber in meinem Buche „Das Klima des Eiszeitalters“ eingehender zahlenmäßig dargelegt habe, wechseln im Laufe der Zeit infolge der Periodizität der Erdbahnelemente die Gegensätze zwischen der Sommer- und Wintertemperatur beträchtlich, so daß auf heiße Sommer strenge Winter folgen können. Dadurch wird die Größe der Luftdruckunterschiede zwischen Sommer und Winter bzw. der Luftmassentransport vermehrt und infolgedessen die Verschiebung der Trägheitsachse vergrößert. Andererseits aber werden wieder in gewissen Zeiten die jahreszeitlichen Temperaturgegensätze gemildert und daher auch der Luftmassenaustausch verkleinert, so daß die Größe der Polschwankungen vermindert wird. Da aber größere Polhöhenchwankungen zu größeren tektonischen Bewegungen Anlaß geben, werden auch diese langperiodisch veränderlich sein und es können auf Ruhepausen in der Orogenese wieder neue Umgestaltungen folgen.

Als die ersten Polverschiebungen auf der Erde aufzutreten begannen, wurde die Gleichmäßigkeit der Erdkruste durch auftretende Spannungen und deren zeitweilige Auslösungen gestört, die Oberfläche begann allmählich zu zertrümmern und es traten Faltungen ein, die aber nach allen Richtungen erfolgen konnten. „Die ältesten Ablagerungen, welche wir kennen, sind überall Gneise und damit eng verschweißte Granite. Die Gneise zeigen allenthalben intensive Faltung, jedoch nicht so sehr die Anordnung zu weithin streichenden Faltenzonen, sondern eine vielfach wechselnde Streichrichtung, wie sie etwa einem mehrfachen Hin- und Herschieben entspricht“^{*}).

Um in diesen Vorgängen klarer zu sehen, ist es empfehlenswert, sich ein verkleinertes Bild der Erde und ihrer Oberflächengestaltung vor Augen zu halten. Der äußere Gesteinsmantel der Erde hat eine Dicke von 1200 km und besteht aus der oberflächlichen dünnen Lithosphäre von 120 km Mächtigkeit und der darunter lagernden Barysphäre. Der oberste Teil der Lithosphäre ist die Bruchzone von 50 bis 60 km Mächtigkeit und besteht aus Felsgestein von zerbrechbarer Beschaffenheit, es herrscht ein bunter Wechsel von Material, Aggregatzustand, geologischem Alter, Lagerungsform, Dichte, Elastizität usw.; auch Nester von flüssiger Lava finden sich darin eingebettet. Die ganze Zone ist in größere und kleinere Schollen zertrümmert, die durch Bruchspalten begrenzt sind. Dislokationsbeben sind die physikalischen Folgeerscheinungen jeder geologischen Weiterbildung einer Störung (Dislokation) des Schichtbaues (Tektonik) in der spröden Erdhaut infolge von überreifen Spannungszuständen^{**}).

^{*}) O. Ampferer: Über Kontinentverschiebungen. Die Naturwiss. 1925, S. 672.

^{**}) A. Sieberg: Veröff. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. in Jena. 3. Heft, S. 17.

Auf einem Erdglobus von 1 m Durchmesser würde also das Schollengebiet (50 bis 60 km) eine Dicke von 3.9 bis 4.7 mm haben, und die höchsten Gebirge würden nur $\frac{3}{4}$ mm über dieses Niveau hervorragten. Es stellt somit die Bruchzone nur eine dickere oberflächliche Haut der Erde dar, auf der sich die durch Polverschiebungen wacherufenen Spannungen auswirken. Sie werden dieselbe falten, zerreißen und umformen, es werden wiederholt Adaptionen eintreten und es gestaltet sich die Oberfläche je nach der Größe der Polverschiebung fortwährend bald im kleinen, bald im großen Ruck für Ruck um.

Zur Verwertung der Schwerstörungen für die tektonische Geologie.

Von R. Schwinner in Graz.

Die Anomalien $g''-\gamma_0$, die man nach der Bouguerschen Reduktion erhält, sind für geologische Diskussion ohne Wert, sie geben in unebenem Terrain fast nur ein Negativ der Oberfläche, zudem stark durch Randstörungen gefälscht. Nötig ist die isostatische Reduktion, die aber nicht mechanisch durchgeführt werden darf, sondern unter Ägide der Geologie, das ist der Annahme, daß die tektonisch wohl definierten Schollen jede für sich im Gleichgewicht schwimmen. Schollen, die unterbelastet und daher säkular im Steigen sind, zeigen negative isostatische Anomalie, überbelastet sinkende positive. Dies wird auch bei der Berechnung von Normalschwere und Ausgleichstiefe zu berücksichtigen sein.

Daß die Schwerstörungen mit dem Gebirgsbau zusammenhängen, weiß man seit 200 Jahren, aber erst jetzt beginnt man diesen Beziehungen im einzelnen nachzugehen. Auf diesem Gebiet ist alles noch im Fluß, daher wird es vielleicht von Nutzen sein, einiges auch hier zur Besprechung zu stellen.

Die Reduktion der Schwermessungen muß — für geologische Zwecke — in erster Linie auf die Isostasie Rücksicht nehmen. Abgesehen von aller Hypothese ist das die Beobachtungstatsache, daß die Unregelmäßigkeiten der sichtbaren Massenverteilung an der Oberfläche durch andere etwa entgegengesetzte im Untergrund zum allergrößten Teile kompensiert werden. Schafft man nun — wie durch die sogenannte Bouguersche Reduktion geschieht — die Anziehung aller über dem Meeresspiegel gelegenen Massen weg, so ist damit wenig gewonnen, die g'' -Werte enthalten nunmehr, und zwar unkompensiert, die Störungen durch jene unterirdischen Massen, deren Betrag fürs erste allerdings nicht bestimmt werden kann. Aber wenn man Unwahrscheinlichkeiten meidet, muß man jedes Paar (+ und —) ziemlich nahe zusammenlegen, das ist unmittelbar unter eine Massenanhäufung der Oberfläche einen etwa gleich großen Massendefekt im Untergrund, und umgekehrt. Daß derart jede plausible Hypothese der Isostasie zu der Annahme führt, daß in gewisser Tiefe unter der Erdoberfläche hydrostatisches Gleichgewicht herrscht, ist ein geophysikalisch höchst erwünschtes Nebenprodukt.

Eine augenfällige Demonstration, daß tatsächlich die Kompensation sozusagen an Ort und Stelle statthat, ergibt eine Karte eines einigermaßen gebirgigen Landes, in die man die Linien gleicher Bouguerscher Anomalie ($g''-\gamma_0$), die sogenannten Isogammen, eingetragen hat¹⁾. Wären die Isogammen als Höhenlinien anzusehen, so wäre dies Bild eine Art Negativ der Gebirgs-oberfläche: wo das Gebirge am höchsten ansteigt, liegen die extremen Minuswerte von $g''-\gamma_0$, den Senken dagegen entsprechen größere Werte. (Auf der Karte der Schweiz ist z. B. das Knie der Isogammen über dem Genfer See so zu erklären.) Daß diese Oberfläche gegenüber der wirklichen stark geglättet und generalisiert ist, begründet sich in der geringen Dichte der Messungen (z. B. fällt selbst in der Schweiz, die das dichteste Netz hat, der Kettenjura durch das Netz durch — die von Heim aufgeworfene Frage nach seiner Wurzellosigkeit kann aus dem vorliegenden Material nicht entschieden werden) und darin, daß die Anziehung der tiefliegenden Kompensationsmassen nicht nur lotrecht aufwärts, sondern auch nach der Seite wirkt, wodurch eine gewisse Verwischung der Gegensätze eintritt. (Auf das führe ich zurück, daß die Rhein-Rhonefurche im Isogammenbild nicht erscheint und die Gebirgsmassen nördlich und südlich davon zusammenzufießen scheinen.)

Natürlich in Gegenden von geringem Relief ist dieser Einfluß weniger störend, aber die sind wieder für die geologische Auswertung ungünstiger. Auf den großen Aufschüttungsebenen ist trotz Bohrungen und dergleichen der Bau des Untergrundes schlecht bekannt. In den Rumpfgebirgen, an denen die natürliche Abtragung eine Art Bouguersche Reduktion in natura vorgenommen hat, sind währenddem auch die unterirdischen Kompensationsgebirge durch langsamen Ausgleich zerflossen, und die heutigen Anomalien haben wenig Beziehungen zur alten Struktur, eher zu jungen epirogenetischen Bewegungen, abgesehen von jenen Schwereanomalien, die in den Dichteunterschieden von — verhältnismäßig — kleinen und oberflächennahen Gesteinskörpern ihren Grund haben und fast ebenso kaleidoskopartig wechseln, wie die gleichartig zu begründenden Anomalien der Vulkangebiete²⁾. Ausgangspunkt für das Studium der Beziehung zwischen Schwereanomalien und Gebirgsbau können also nur die jungen orogenen Formen sein, bei denen Gebirgsbau, Oberflächenform und Massenverteilung im Untergrund nach gleichem Plan einheitlich gemodelt worden sind. Bei diesen ist natürlich das Relief hoch, das Bild der $g''-\gamma_0$ läßt wenig mehr als das Negativ der Oberfläche erkennen; denn die Massen, welche das sichtbare Gebirge kompensieren, sind so groß, daß Feinheiten des inneren Baues nicht erkannt werden können. Außerdem wird das Bild — und zwar gerade an den geologisch wichtigsten Stellen — durch die Randstörung gefälscht. Zur Ergänzung der allbekanntesten Deduktion³⁾ ein konkretes Beispiel: In den Schweizer Alpen erreichen die $g''-\gamma_0$ im Süden des Aarmassivs ihre kleinsten Werte (etwa $-0,130 \text{ cm sec}^{-2}$) und nehmen vom Gneiswall der Jungfrau-kette über das Molasse-mittelland gegen Norden fast gleichmäßig zu, um am Fuße des Schwarzwaldes ± 0 zu erreichen. Aus diesem Bilde, das übrigens für den Nordalpenrand typisch ist, hat Kossmat⁴⁾ geschlossen: die Randsenken sind ein bei der Faltung (sc. passiv) hinabgezogener Teil der starren Einfassung der Faltungs-

region und zeigen Massendefizit. Aber in der isostatischen Reduktion, von der Niethammer⁵⁾ ein vorläufiges Bild gegeben hat, zeigt das Hochgebirge einen schmalen Streifen negativer Anomalie ($g - \gamma_i < \theta$), die Randsenke hat aber fast überall Überschwere ($g - \gamma_i > \theta$), mit einem deutlichen sekundären Maximum auf der Linie Simmental-Grindelwald. Die Ziffern sind — besonders dem Absolutwert nach — sehr vom Rechnungsvorgang abhängig, bei einer anderen Reduktion als der von Niethammer gewählten (s. später) würden sie sich einigermaßen ändern, aber wie man die betreffende Arbeitshypothese wählen mag, unter die ungeheure Bergmasse des Berner Oberlandes wird man eine starke negative Kompensationsmasse legen müssen, bzw. unter die tiefe Furche der Vorlandseen eine positive (je nach dem gewählten Null), und wenn man die von diesen tiefliegenden Massen seitlich ausgeübte Anziehung von den Bouguerschen Werten abrechnet, wird das Bild immer ähnlich ausfallen wie bei Niethammer. Übrigens, daß die Überschwere in der Randtiefe nicht ein bloß fiktives Rechnungsergebnis, sondern real ist, dafür spricht das Bild der Lotabweichungen, die nördlich vom Mittelland sämtlich nach Süden, im Süden vom Mittelland — am Alpenrand! — nach Norden zielen⁶⁾, und die geomorphologische Tatsache, daß dies eine Zone jüngster Einsenkungen, die der Randseen ist. Der Schluß, den man nach Kenntnis der isostatischen Reduktionswerte ziehen muß, ist somit genau das Gegenteil dessen, den man aus dem Bilde der Bouguerschen Anomalien ziehen würde, nämlich: die Randsenke hat nicht Schweredefizit, sondern Überschwere; sie ist nicht passiv durch das auflastende Gewicht des Alpenkörpers herabgedrückt worden, sondern ist ein Kraftzentrum der aktiven Senkung⁷⁾.

Was die Methode betrifft, nach der die isostatische Reduktion berechnet werden sollte, so ist die Geodäsie bis jetzt nicht auf dem richtigen Wege gewesen. Es tut nicht eine formale Rechenvorschrift not, es sind vielmehr die Schollen, aus denen sich die Kruste aufbaut, in ihrer geologisch gegebenen Form und Begrenzung in Rechnung zu stellen, so wie sie sich einzeln im idealen Falle ins hydrostatische Gleichgewicht einstellen würden. Die Durchschnittsgröße der Schollen, denen man die Fähigkeit selbständiger isostatischer Einstellung zuschreiben muß, und die daher einzeln in Rechnung zu ziehen sind, hat man vielleicht früher überschätzt. Im Faltengebirge mag die Stationsdichte der Schweiz — das dichteste Vermessungsnetz, das existiert — gerade noch langen; selbst da verschmilzt das Innerschweizer Hochgebirge zu einer fast ungliederten Masse⁸⁾. Trotzdem müßte man hier Aar-, Gotthard-, Tessiner Massiv als getrennte, einzeln für sich ausbalancierte Schollen in Rechnung ziehen, ja man sollte versuchen, die schmale Rhein-Rhonesenke als selbständiges tektonisches Element einzuführen. Weitere Schollen wären: der Untergrund der nördlichen Saumtiefe (östliche und westliche Hälfte), die Kalkalpenketten, das Mittelland, die Innensenke im Unterengadin (sogenanntes „Fenster“) usw. Im ganzen zerfiel die Schweiz derart in etwa ein Dutzend Schollen, deren Abgrenzung nur an wenigen Stellen schwierig oder strittig wäre. (Bedenklicher ist der Umstand, daß in den Längstalfuchten die Grenzen meist verdeckt sind; dadurch kommt in die Reduktion der Stationen, die dort ohne-

dem recht unglücklich auf der Kante der Schollen liegen, eine beträchtliche Unsicherheit; leider liegen gerade dort, an den Verkehrswegen, ziemlich viel Stationen.)

Außerhalb der Faltengebirge scheinen die isostatischen Einheiten größer zu sein, sowohl der kanadische als der skandinavische Schild sind z. B. im Quartär als Ganzes recht einheitlich bewegt worden. Aber bei der Weitmächtigkeits des Beobachtungsnetzes muß man mit dem Urteil noch zurückhalten. Vielleicht ist die ungleichmäßige Emporwölbung Skandinaviens in Bewegungen getrennter Schollen aufzulösen? Ein einheitlicher Schild ist diese Landmasse nicht; die Bruchregion Mittelschweden—Finnischer Busen ist nicht nur in der Tektonik ausgezeichnet, sie weicht auch in den Schwerewerten ab und hat in der Geschichte der quartären Krustenbewegungen eine eigenartige Rolle gespielt. Die Angabe der skandinavischen Geologen, daß die Isanabasen dieses Senkungsgebiet ganz ungebrochen durchlaufen sollen, hat mich immer gewundert

Die Dichte kann man in einer solchen Scholle wohl als konstant annehmen, auch in den tiefsten Grundgebirgsaufschlüssen sieht man Granit, Gneis, basische Gesteine usw. wie an der Oberfläche; eine regelmäßige Dichtezunahme ist bis zu diesen Tiefen nicht nachweisbar. Die Einstellung der Schollen aufs isostatische Gleichgewicht erfolgt durch mehr oder weniger tiefes Eintauchen. Das würde also der Airyschen Annahme besser entsprechen als der Hayfordschen, welche letztere die Kompensationsmasse gleichmäßig auf die ganze Säule von 120 km aufteilt. Wie bekannt, führt die Airysche Annahme zu geringerer Tiefe der Ausgleichsfläche als die Hayfordsche. Mit Rücksicht auf die neuen Ergebnisse von Gutenberg⁹⁾ kann das als sehr erwünscht bezeichnet werden. Danach wäre der Tiefgang der Schollen mit 50 bis 60 km zu veranschlagen, doch wird man bei der Dürftigkeit des Beobachtungsmaterials sich besser noch nicht endgültig auf die Ziffer festlegen.

Jede Rechenregel der isostatischen Reduktion muß annehmen, daß störende Masse oben, und kompensierende unten auf dem gleichen Lote liegen: das ist die einzige allgemein eindeutige Zuordnung. In der geologischen Wirklichkeit braucht das nicht zuzutreffen, die Bedingung hydrostatischen Gleichgewichtes führt nicht zu solcher punktweisen Zuordnung. Eine Scholle kann unregelmäßig begrenzt sein, Partien von abnormer Dichte einschließen; sie stellt sich beim Schwimmen so ein, daß Last und Auftrieb in Summe sich die Wage halten. In einzelnen nach dem Lote herausgegriffenen Säulen wird kaum je Gleichgewicht herrschen, es ist die Festigkeit der Scholle, welche alles zu einem Gleichgewichtssystem zusammenfaßt. Auch benachbarte Schollen werden einander in gewissem Maße mechanisch beeinflussen, die Reibung kann starke Impulse übertragen, gelegentlich (in Faltengebirgen z. B.) sind die Schollen nicht bloß aneinander, sondern übereinander gepreßt, wie bei einer Eispressung. Bei der Reduktionsrechnung wird man all das nur im größten in Rechnung ziehen können; schon das tektonische Bild wird Unsicherheiten enthalten, ganz unbekannt ist aber, wie die betreffenden mechanischen Beziehungen in Rechnung zu stellen wären (Reibung, Elastizität, Festigkeit usw.).

Den Rechnungsvorgang zur Ermittlung der isostatischen Anomalie ($g-\gamma_i$) stelle ich mir folgendermaßen vor: die reduzierte Normal-schwere ist

$$\gamma_i = \gamma_0 + \Delta_h + (\Delta_n + \Delta_f) + \Delta_i,$$

darin ist Δ_h die gewöhnliche Höhenreduktion, $(\Delta_n + \Delta_f)$ sei die Vertikal-komponente der Attraktion der an der Oberfläche bekannten störenden Massen. Dazu gehören alle Massen über dem Meeresniveau und Störungen unter demselben, die genau bekannt sind: Hohlformen der Meere und dergleichen (den Magnetitquarzit von Kursk z. B. müßte man da gleich in Rechnung stellen), und zwar rührt Δ_n von der Anziehung der stationsnahen Gebirgs-teile her. Deren Masse ist wie bei der topographischen Reduktion gebräuchlich, aus der Höhenschichtenkarte — mit Berücksichtigung der aus der geologischen Karte zu entnehmenden Gesteinsdichte — zu ermitteln, die Attraktion nach der bekannten Formel für Zylindersektoren zu berechnen. Außerhalb eines Kreises, dessen Radius mit höherem Relief größer zu wählen ist, kann man das Terrain mehr generalisieren. Die Berechnung der Anziehung dieser fernen Massen Δ_f kann man mit der von Δ_i zu einer Operation vereinigen. Für unsere Zwecke unterläßt man das besser, um eine reinliche Abtrennung der von Hypothese freien Δ_h , Δ_n , Δ_f , und klare Übersicht des Einflusses verschiedener Annahmen auf Δ_i zu erhalten.

Bei Berechnung von Δ_i schlage ich für den ersten Schritt eine starke Vereinfachung vor: man grenze auf der Karte die tektonisch gegebenen Schollen ab, bestimme für jede die mittlere Meereshöhe (mit entsprechender Korrektur, wenn Massen von abnormer Dichte darin bekannt sind) und berechne die dieser entsprechende mittlere Tauchungstiefe, wobei fürs erste (nach Gutenberg, diese Zeitschrift 1, 107) bei Kontinentalschollen genommen werde: als normale Tauchungstiefe bei Meereshöhe θ : $T = 60$ km und als Verhältnis der Dichten

unten und oben $\tau = \frac{2.8}{3.2} = \frac{7}{8}$. Was die Scholle über T taucht, ist negative

Störungsmasse von der Dichte $3.2 - 2.8 = 0.4$, was sie hinter T zurückbleibt, positive, und wird wieder nach der Formel der Zylindersektoren in Rechnung gestellt. Auch hier ist ein engerer Kreis abzugrenzen, der nach der Detailtektonik zu bearbeiten ist, und ein weiterer, für den Berücksichtigung der Großformen genügt. Hier ist die vorgeschlagene Rechnungsweise einfacher als die bisherige. Man braucht für Δ_i nicht mehr jeden Zylindersektor in der topographischen Karte einzeln zu planieren; fällt er als Ganzes innerhalb von Schollengrenzen, so liest man die Tauchungstiefe aus der geologischen Schollenkarte einfach ab, sonst bestimmt man sie schnell nach der Regel detri (etwa: ein Viertel auf Scholle mit 60 km, drei Viertel auf Scholle mit 61 km, gibt mittlere Tauchungstiefe 60.75, womit man in die Tabelle geht), was kürzer als bisher ist. Das fällt ins Gewicht, weil man Δ_i nach verschiedenen Annahmen wird rechnen müssen, verschieden nicht nur nach T und τ , was ja nur den Nebeneinandergebrauch von mehreren Tabellen verlangen würde, sondern auch in bezug auf die geologische Gliederung.

Welchen Nutzen verspricht das vorgeschlagene Verfahren? Bei Beantwortung dieser Frage müssen wir ziemlich weit ausholen. Die Theorie

der Isostasie verknüpft zwei recht heterogene Begriffe: Attraktion und hydrostatischen Auftrieb, zwischen denen eine Beziehung nur dadurch vermittelt wird, daß beide von der Massenverteilung in der Erdkruste abhängen. Daher können drei Probleme gestellt werden:

1. Gegeben ist die Massenverteilung: dann ist Attraktion und Auftrieb eindeutig bestimmt und leicht zu rechnen.

2. Gegeben ist der Auftrieb: mit Hilfe der geologischen Daten kann man daraus die Massenverteilung ableiten, was auch gleich die Attraktion gibt.

3. Gegeben ist die an der Erdoberfläche gemessene Attraktion: dann gibt es noch unendlich viele Massenverteilungen im Erdinnern, die der Angabe gleich gut genügen. Die Aufgabe wäre erst bestimmt, wenn wir eine weitere Funktionsbeziehung angeben könnten. An Stelle einer solchen müssen wir geophysikalische und geologische Postulate benutzen, und ausprobieren, welche Massenverteilung diesen entspricht und gleichzeitig die gemessenen Schwerewerte gibt. Wir werden unsere Annahmen über Massenverteilung so formulieren, daß sie jenen Bedingungen genügen. Die daraus berechneten γ stimmen nicht mit den gemessenen g , es bleiben „Anomalien“. Nun formulieren wir ein zusätzliches Massensystem, das die Anomalien erster Ordnung erklärt und ebenfalls von vornherein jenen Bedingungen genügend gewählt wird; ebenso weiter mit den nunmehr verbleibenden Anomalien zweiter Ordnung usf. Gelingt es, diese Rechnung so zu führen, daß die sukzessiven Zusatzglieder immer kleiner werden, so kann das als Surrogat einer konvergenten Reihenentwicklung gelten.

Die erste Bedingung, der wir genügen wollen, ist geophysikalisch, nämlich, daß die Erdkruste soweit als möglich im hydrostatischen Gleichgewicht sein soll. Erster Schritt: es wird für die ganze Erde ein γ_0 festgelegt, das einer möglichen Gleichgewichtsfigur¹⁰⁾ entspricht; das rechtfertigt sich durch die Beobachtung von Hecker-Helmert, daß die verbleibenden Anomalien erster Ordnung sich über Meer und Land gleichmäßig verteilen. Der zweite Schritt ist die Hypothese der Isostasie. Auch sie rechtfertigt sich dadurch, daß sie die verbleibenden Anomalien zweiter Ordnung stark herabdrückt. Diese, die isostatischen Anomalien, sind geologisch zu erklären, darum muß man die Rechnung so anlegen, daß die Geologie hier anschließen kann!

A. Die Ursache der verbliebenen Unstimmigkeit sei, daß die wirkliche Massenverteilung von jenem vereinfachten Bilde abweicht, das der isostatischen Reduktionsrechnung zugrunde gelegt war; aus dem Vergleich des letzteren mit dem geologischen wären also die kompensierenden Massen zu ermitteln. Wollte man von dem durch die bisherigen Methoden nach Hayford, Niethammer u. a. definierten Massenverteilungen zu dem geologischen Bilde der schwimmenden Schollen übergehen, so würde das eine mühsame Umrechnung bedingen. Daher schlage ich vor, gleich den Ansatz der isostatischen Reduktion auf ein vereinfachtes geologisches Bild zu begründen; dann ist es leicht, aus den geologischen Daten jene Zusatzkompensationsmassen zu ermitteln, welche die isostatischen Anomalien erklären sollen.

B. Daß nach der isostatischen Reduktion noch Anomalien verbleiben, kann aber auch daran liegen, daß die Grundbedingung (hydrostatisches Gleichgewicht) nicht erfüllt war. Das führt zu jener Aufgabe, die oben unter 2 angegeben war (Auftrieb gegeben). In einem Schollenmosaik, das völlig im Gleichgewicht schwimmt, müßte nach isostatischer Reduktion (abgesehen von kleinen Lokalunregelmäßigkeiten) die Schwereanomalie überall verschwinden. Überwiegt bei einer (großen) Scholle der Auftrieb, d. h. ist sie für ihre Lage zu leicht, so wird über ihr nach der isostatischen Reduktion eine negative Anomalie erscheinen; ebenso bei überwiegender Last eine positive. Wir dürfen also zwar nicht aus negativer Anomalie auf Überwiegen des Auftriebes schließen, wohl aber umgekehrt. Das paßt recht gut zu den Beobachtungen. Wir dürfen wohl annehmen, daß die in säkularer Hebung begriffenen Gebiete (kanadischer, fennoskandischer Schild usf.) eben durch den isostatischen Auftrieb gehoben werden. Das sind alles auch Gebiete mit negativer Anomalie, gerade wo die Senke anschließt (Neuenglandküste, Lofoten), erscheint positive Anomalie¹¹).

Es ist nicht zu leugnen, daß durch die Konkurrenz der zwei Ursachen A und B eine gewisse Unsicherheit in das weitere Verfahren gebracht wird. Ich glaube, daß nach der isostatischen Reduktion zuerst B in Rechnung gestellt werden soll, wenigstens bei großen Massen wie z. B. Skandinavien; denn die Massendefekte, die solche heben können, dürften weit größer sein als die Störungen der Lokaltektonek. Ebenso müssen aber auch die von ihnen herrührenden fiktiven Anomalien (Randstörungen) größer sein und sollten daher zuerst aus dem Bilde der Schwereverteilung eliminiert werden. Die Rechnung wäre so durchzuführen, daß man zuerst feststellt, welche Teile der Erde in säkularer Hebung, welche in Senkung sich befinden — und dabei die verhältnismäßigen Geschwindigkeiten zu schätzen versucht. Wo geodätische Daten fehlen (das ist meistens), muß die Morphologie aushelfen. Mittelwertbildung über die einzelnen Areale für sich, und Vergleichung derselben untereinander würde die lokalen Unregelmäßigkeiten zurücktreten lassen, ein Kompromiß zwischen Geschwindigkeitsschätzung und Mittelwert der isostatischen Anomalie ergäbe eine ungefähre Ziffer für den Massendefekt (-überschuß), der das Steigen (Sinken) verursacht. Diesen legt man wie früher als störende Masse von der Dichte 0.4 an die Unterseite der betreffenden Scholle und rechnet daraus die Korrektur, die an γ ; deswegen angebracht werden muß ($\Delta\delta$). Wegen Unsicherheit der Grundlagen wird man das für verschiedene Annahmen rechnen müssen und dann diskutieren, welches Ergebnis den geologischen Beobachtungen am besten zu entsprechen scheint. Die Anomalien, die nach dieser Korrektur noch verbleiben, müssen aus den lokalen geologischen Verhältnissen erklärt werden (wie oben unter A angegeben).

Bisher haben wir die der isostatischen Reduktion zugrunde liegenden Werte T und τ als gegeben angesehen (etwa von den Seismologen übernommen). Diese grundlegenden Ziffern müssen aber aus dem Material der Schweremessung selbst nachgeprüft werden. Auch hier ist wieder festzustellen, daß die Geodäten nicht ganz auf dem rechten Wege waren, wenn sie derartige Ausgleichsrechnungen daraufhin anlegten, daß jene Annahme als die beste zu gelten hätte, bei der „die übrig bleibenden Schwereanomalien kleiner sind als bei irgend einer

anderen“¹²⁾). Ein Gebiet säkularer Hebung z. B. soll negative Anomalie haben! Auch wird man den Wert von T besser nicht aus Schweremessungen in einem jungen Hochgebirge¹³⁾ ableiten; denn dort dürften die negativen Anomalien überwiegen, andere Teile [Randseenzone¹⁴⁾ z. B.] können mit Fug und Recht positive beanspruchen; es ist gar nicht zu übersehen, wie diese Extremwerte das Mittel beeinflussen werden. Von rein lokalen Unregelmäßigkeiten kann man hoffen, daß sie sich im Mittel wegheben, die $\Delta\sigma$ aber haben regionalen, das ist systematischen Charakter und müssen daher unbedingt eliminiert sein, bevor man an die Untersuchung geht, welche Werte von T und τ das plausibelste System der Δ_i geben.

Es ist nicht einmal auszuschließen, daß systematische Fehler aus dieser Quelle sogar bei Bestimmung der Normalschwere γ_0 zu fürchten sind. Das vorliegende Material an Schweremessungen dürfte in den hohen Nordbreiten wegen Überwiegen von Hebungsgebieten (kanadischer, skandinavischer Schild) durchschnittlich zu kleine g -Werte haben, in mittleren Nordbreiten überwiegen die Senken, das sind die Alluvialebenen der Kulturländer mit der Überzahl der Schwerestationen, in exotischen Ländern dagegen die Küstenstationen, die auch der Senkung verdächtig sind. Ein Übersehen hier kann gerade Sorgfalt zum Schaden ausschlagen lassen; wenn Berroth¹⁵⁾ einen besonders guten Wert von γ_0 dadurch erzielen will, daß er Stationen mit kleinem isostatischen Reduktionsbetrag auswählte, so ist zu vermuten, daß das meist Orte auf sinkendem Boden waren (Liste ist leider nicht dabei) und daß also dieser γ_0 -Wert gerade wegen der Sorgfalt zu groß ausgefallen sein wird. Es ist dies der zweite Grund, warum ich gegen die Mode bin, höhere Glieder der Kugelfunktionsentwicklung in γ_0 mitzunehmen; gerade bei diesen können die angezogenen systematischen Fehler zum Ausdruck kommen, während sie in der alten kurzen Formel für γ_0 sich so ziemlich herausheben müssen.

Literatur.

¹⁾ Für die Schweiz, auf die noch mehrmals zurückzukommen sein wird, findet man dies: in Astronomisch-geodätische Arbeiten in der Schweiz (herausgegeben von der Schweiz. geodätischen Kommission), Bd. XVI, Bern 1921; in Alb. Heims Publ.: Vierteljahrsschr. d. Naturf. Ges., Zürich 1915, Jahrb. Schweiz. Alpenklubs 1919, Geologie der Schweiz, Bd. II, S. 52, Taf. I und bei Th. Niethammer: Verh. Schweiz. Naturf. Ges. (102. Jahresvers.) 1921; für die Vereinigten Staaten in G. K. Gilbert: Interpretation of anomalies of gravity, U. S. geol. survey, Prof. Paper 85—c, 1913.

²⁾ Vgl. dazu R. v. Sterneck in: Resultate d. wissensch. Unters. des Balaton Bd. I, I. Teil, Geophys. Anhang I.

³⁾ Vgl. F. R. Helmert: Die Tiefe der Ausgleichsfläche bei der Prattischen Hypothese für das Gleichgewicht der Erdkruste usw. Sitzber. Akad. Berlin 1909, S. 1192. Es ist leicht einzusehen, daß eine andere Hypothese wohl andere Ziffern geben würde, daß aber der Sinn der Störung am Steilrand im Wesen der Isostasie begründet ist.

⁴⁾ Die mediterranen Kettengebirge in ihrer Beziehung zum Gleichgewichtszustand der Erdrinde. Abh. Sächs. Akad. d. Wiss., math.-phys. Kl., 88, Nr. 11, Leipzig 1921.

⁵⁾ l. c., S. 54, Taf. 11.

⁶⁾ Siehe Riggensbach: Astronomisch-geodät. Arb. in der Schweiz, Bd. X, 1908.

⁷⁾ Dies habe ich aus theoretischen Gründen schon lange vermutet. Siehe Vulkanismus und Gebirgsbildung. Zeitschr. f. Vulkanol., Bd. V, 1920. Da die Bouguerschen Anomalien derart ein völlig verkehrtes Bild geben können, ist die Auffassung von

Ansel (diese Zeitschr. 1, 167), der ihre Verwertung „praktisch“ findet, wenn sie auch „nicht völlig streng“ seien, einigermaßen verfehlt.

8) In gewissem Grade mag das in dem Rechnungsvorgang begründet sein, den Niethammer angewendet hat. Siehe: Zur Theorie der isostatischen Reduktion der Schwerebestimmung, Verh. Naturf. Ges. Basel 28, II. Teil, 206 (1917). Es muß hervorgehoben werden, daß Niethammers Methode trotzdem einen wesentlichen Fortschritt darstellt.

9) Siehe Gutenberg: Der Aufbau der Erdkruste auf Grund geophysikalischer Beobachtungen, diese Zeitschr. 1, 94.

10) Darum bin ich gegen die Mode des Längengliedes nach 2λ als sinnwidrig. Die Bemerkungen Ansel's (diese Zeitschr. 1, 37, 167) zeigen übrigens, daß damit nur Mißverständnisse hervorgerufen werden.

11) Als ich gelegentlich einem Geophysiker gegenüber meiner Befriedigung Ausdruck gab über diese Bestätigung der Theorie, bekam ich die erstaunte Antwort: „Aber das ist ja selbstverständlich!“ Was zur Beleuchtung der verschiedenen Standpunkte mitgeteilt wird. Für die beobachtende (induktive) Naturwissenschaft muß eine Deduktion „selbstverständlich“ durch direkte Beobachtung verifiziert werden.

12) Vgl. Heiskanen: Diese Zeitschr. 1, 226.

13) Niethammer, Verh. Schweiz. Naturf. Ges., 102. Jahrg., S. 62, (1921).

14) Deswegen ist es unrichtig, wenn Heiskanen (Veröffentl. d. Finnischen geodät. Inst., Nr. 4, Helsingfors 1924) sich bemüht, diese Überschwere der Randsenke durch superlativische Annahmen bei der isostatischen Reduktion wegzuschaffen.

15) A. Berroth: Gerlands Beitr. z. Geophys. 14, Heft 3 u. 4 (1916—1918).

Die gleichmäßig gedrehte Drehwage.

Von **Karl Kilchling** in Freiburg i. B. — (Mit einer Abbildung.)

Kurzer Bericht über das Prinzip einer gleichmäßig gedrehten Drehwage; an einer berechneten Kurve der Ablenkungen über den ganzen Azimutbereich von 0 bis 360° ist gezeigt, wie die Auswertung der Aufnahme sich gestaltet.

Die gleichmäßig gedrehte Drehwage besteht aus einer Eötvös-*wage*, welche durch ein Uhrwerk in kontinuierliche, langsame, erschütterungsfreie, gleichmäßige Drehung versetzt wird. Während der Drehung kann die Ablenkung des Gehänges entweder okular oder photographisch beobachtet werden. Bei der photographischen Registrierung entsteht, sofern die Beleuchtung des Spiegels dauernd erfolgt, eine zusammenhängende Kurve. Die ursprünglich vorhandenen Schwierigkeiten bei der Erzeugung einer gleichförmigen Drehbewegung können jetzt als überwunden gelten ¹⁾.

Unter dem Einfluß des Schwerfeldes wird das Gehänge gegenüber dem Gehäuse vorlaufen oder zurückbleiben. Gemessen wird also die Winkelgeschwindigkeit des Gehänges oder besser der Zuwachs dieser Geschwindigkeit, die Winkelbeschleunigung. Im letzteren Falle ist die zu jedem Azimut gehörige Beschleunigung direkt gleich dem Winkel ϑ , um welchen die Stellung des Gehänges gegen die des Gehäuses in der Zeiteinheit differiert.

Um die Theorie in den Grundzügen klarzumachen, ist im folgenden eine Diskussion einer durch eine gewöhnliche Eötvös-*wage* aufgenommenen Messung

durchgeführt²⁾. Eigene Messungen mit der gleichmäßig gedrehten Wage werden in nächster Zeit an gleicher Stelle veröffentlicht werden.

Die Eötvössche Formel

$$n - n_0 = 2D \cdot \left\{ \frac{1}{2} \cdot \frac{k}{\tau} \cdot \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) \cdot \sin 2\alpha \right. \\ \left. + \frac{k}{\tau} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \cdot \cos 2\alpha - \frac{m \cdot h \cdot l}{\tau} \cdot \left[\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \cdot \sin \alpha - \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \cdot \cos \alpha \right] \right\}$$

hat die Form

$$n - n_0 = a_2 \cdot \sin 2\alpha + b_2 \cdot \cos 2\alpha + a_1 \cdot \sin \alpha + b_1 \cdot \cos \alpha.$$

Darin bedeutet

$$a_1 \cdot \sin \alpha + b_1 \cdot \cos \alpha = g(\alpha)$$

den Anteil des Gradienten und

$$a_2 \cdot \sin(2\alpha) + b_2 \cdot \cos(2\alpha) = h(\alpha)$$

den der horizontalen Richtkräfte. Aus den von Eötvös gegebenen Daten für

$$D, k, \tau, m, h, l, \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}, \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z}$$

ergibt sich

$$a_1 = -3.7, \quad b_1 = 1.01, \quad a_2 = 0.49 \quad \text{und} \quad b_2 = -1.8.$$

Man erhält damit für $n - n_0$ die in der Fig. 1 abgebildete Kurve. Die Azimute sind als Abszissen, die Werte $n - n_0$ als Ordinaten abgetragen, Ordinateneinheit = 57.296°. Die ausgezogene Kurve setzt sich zusammen aus der Gradienten- und der Richtkraftkurve. Die erstere ist gestrichelt, die zweite punktiert. Die Periode der Gradientenkurve ist 2π , die der Richtkraftkurve π .

Die Gesamtkurve hat die Periode 2π und ist im übrigen nicht symmetrisch gebaut, d. h. der negative Teil ist anders geformt als der positive. Für die Auswertung nach einem halb graphischen Verfahren sind brauchbar diejenigen Azimute, in welchen die Gradientenkurve die Abszissenachse schneidet, und jene, in welchen sie ein Maximum oder ein Minimum hat.

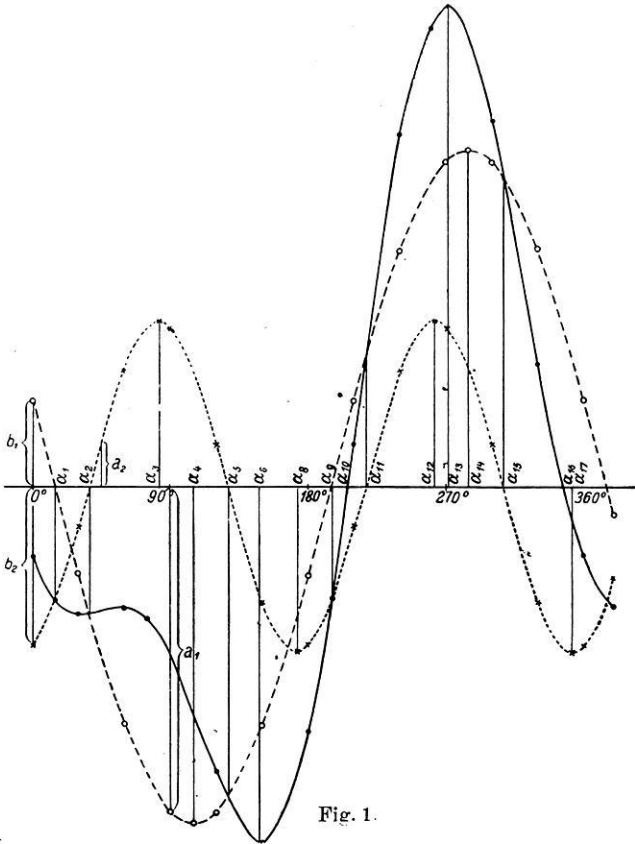
Azimut $\alpha_1 = 15^\circ$: die Gradientenkurve schneidet die Abszissenachse, $g(\alpha_1) = 0$; die Richtkraftkurve $h(\alpha)$ und die Gesamtkurve $y(\alpha)$ haben an dieser Stelle dieselbe Ordinate, $y(\alpha_1) = h(\alpha_1)$.

Azimut $\alpha_2 = \alpha_1 + 180^\circ = 195^\circ$: zweiter Schnittpunkt der Gradientenkurve mit der Abszissenachse, $g(\alpha_2) = 0$, also auch hier $y(\alpha_2) = h(\alpha_2)$. Da die Funktion $h(\alpha)$ die Periode 2π hat, so ist $y(\alpha_2) = h(\alpha_2) = h(\alpha_1) = y(\alpha_1)$. In diesen beiden Azimuten ist also die Wirkung des Gradienten auf das Gehänge gleich Null, das Gehänge zeigt in der Richtung des Gradienten; das Azimut des Gradienten ist 15° . Welches der beiden Azimute, 15° oder 195° , die Gradientenrichtung ist, ergibt sich bei der gleichmäßig gedrehten Drehwage aus der Drehungsrichtung und aus der weiteren Diskussion der Gesamtkurve.

Für die Praxis ergibt sich daraus folgende Vorschrift: Nimm die Strecke π in den Zirkel oder verwende ein Lineal von der Länge π , führe den einen Endpunkt dieser Strecke auf der y -Kurve entlang (dabei bleibe die Strecke selbst

parallel zur Abszissenachse) so lange, bis der andere Endpunkt der Strecke ebenfalls auf der y -Kurve liegt. Die zu diesen beiden gleichen Ordinatenwerten gehörigen Azimute sind die Richtung bzw. Gegenrichtung des Gradienten.

Azimut α_4 : Minimum von $g(\alpha)$; $g'(\alpha_4) = 0$; $y'(\alpha_4) = h'(\alpha_4)$, d. h. die Tangente an die Gesamtkurve hat dieselbe Steigung wie die Tangente an die Richtkraftkurve. Dabei ist $\alpha_4 = \alpha_1 + 90^\circ = 105^\circ$.



Azimut $\alpha_{14} = 285^\circ$: Maximum von $g(\alpha)$; $g'(\alpha_{14}) = 0$; $y'(\alpha_{14}) = h'(\alpha_{14})$. Die Tangente an die Gesamtkurve bildet wieder mit der Abszissenachse denselben Winkel wie die Tangente an die Richtkraftkurve. Das ist derselbe Winkel, den die Tangente an die Richtkraftkurve im Punkte α_4 mit der Abszissenachse bildet. Es ist $y'(\alpha_{14}) = y'(\alpha_4)$. Dabei ist $\alpha_{14} = \alpha_4 + 180^\circ = \alpha_1 + 270^\circ$. Diese Verhältnisse gestatten ohne weiteres eine Prüfung der für den Gradienten gefundenen Richtung.

Für die Punkte α_1 und α_9 ergibt sich aus $g(\alpha_1) = 0$ oder $a_1 \cdot \sin \alpha_1 + b_1 \cdot \cos \alpha_1 = 0$ der Wert $\operatorname{tg} \alpha_1 = -\frac{b_1}{a_1}$.

Alle diese Beziehungen sind aus der Gradientenkurve abgeleitet. Ähnliche liefert die Richtkraftkurve. Sie sind im folgenden zusammengestellt:

$$\begin{aligned} y(\alpha_2) &= -y(\alpha_{11}); & \alpha_{11} &= \alpha_2 + 180^\circ, \\ y(\alpha_5) &= -y(\alpha_{15}); & \alpha_{15} &= \alpha_5 + 180^\circ = \alpha_2 + 270^\circ = \alpha_{11} + 90^\circ, \\ y'(\alpha_3) &= -y'(\alpha_{12}); & \alpha_{12} &= \alpha_3 + 180^\circ = \alpha_2 + 225^\circ, \\ y'(\alpha_8) &= -y'(\alpha_{17}); & \alpha_{17} &= \alpha_8 + 180^\circ = \alpha_2 + 315^\circ. \end{aligned}$$

Für die Schnittpunkte mit der Abszissenachse ist $h(\alpha) = 0$, z. B.

$$h(\alpha_2) = a_2 \cdot \sin(2\alpha_2) + b_2 \cdot \cos(2\alpha_2) = 0; \text{ daraus } \operatorname{tg}(2\alpha_2) = -\frac{b_2}{a_2}.$$

Weitere Beziehungen liefert die Gesamtkurve; die hier nicht weiter erwähnt sein sollen.

Bemerkenswert sind folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} g(0^\circ) &= a_1 \cdot \sin 0^\circ + b_1 \cdot \cos 0^\circ = b_1, \\ h(0^\circ) &= a_2 \cdot \sin 0^\circ + b_2 \cdot \cos 0^\circ = b_2, \\ g(90^\circ) &= a_1 \cdot \sin 90^\circ + b_1 \cdot \cos 90^\circ = a_1, \\ h(45^\circ) &= a_2 \cdot \sin 90^\circ + b_2 \cdot \cos 90^\circ = a_2. \end{aligned}$$

Im allgemeinen ist die Aufnahme der Gesamtkurve über die ganze Periode 2π nicht notwendig. Jedes Teilstück der Kurve enthält alle Bestimmungsstücke oder Koeffizienten der Eötvösschen Gleichung. In der Praxis liegen die Verhältnisse für die gewöhnlichen Drehwagen gegenwärtig so, daß man für eine Station drei Stunden Meßzeit rechnet. Dann sind aber keine Kontrollmessungen gemacht. Ein Meßfehler in einem der sechs Azimute fälscht die ganze Berechnung, und es müssen korrekterweise alle sechs Azimute repetiert werden. Aus dem von der gleichmäßig gedrehten Drehwage direkt aufgezeichneten Kurvenzug kann aber eine beliebig große Zahl von Stichproben entnommen werden. Selbstverständlich ist auch hier die Sicherheit der Messung um so größer, je größer der Azimutbereich ist, über den die Messung sich erstreckt. Ein Fehler in einem Teile der Kurve ist daran zu erkennen, daß die Berechnung auf Widersprüche bei den Koeffizienten führt. Die Messung als Ganzes braucht aber dann noch nicht wertlos zu sein, da ein anderer Teil der Kurve richtig, d. h. in sich widerspruchlos sein kann. Wenn die ganze Kurve aufgenommen ist, so kann sie auch nach den Methoden der Fourierschen Reihenanalyse zerlegt werden, insbesondere kann ein graphisches Verfahren oder ein mechanischer Analysator die Koeffizienten in kürzester Frist abzulesen gestatten. Vorarbeiten dafür sind im Gange.

Literatur.

1) Die gleichmäßig gedrehte Drehwage ist im In- und Auslande zum Patent angemeldet.

2) Die Niveauflächen und die Gradienten der Schwerkraft am Balatonsee, von Eötvös (Station 4 vom Jahre 1901).

Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 7. bis 9. Dezember 1925 in Göttingen.

Über einige Beziehungen zwischen Magmenaufstieg und Tektonik *).

Von **R. Brinkmann** in Göttingen.

Auf Grund des geologischen Tatsachenmaterials werden die zeitlichen Beziehungen zwischen Tiefenintensionen und orogenen Phasen einerseits, zwischen Oberflächenenergüssen und epirogenen Intervallen andererseits untersucht und Deutungsmöglichkeiten für deren genetischen Zusammenhang erörtert.

Die Geologie der magmatischen Erscheinungen hat sich die Aufgabe gestellt, die Bedingungen für den Aufstieg der ehemals glutflüssigen Eruptivgesteine zu erforschen und die Räume zu umgrenzen, in denen die erstarrten Massen in den uns zugänglichen Teilen der Erdkruste auftreten. Die Geologie des Magmas grenzt eng an die Geophysik, der sie eine ganze Reihe von Fragen zur Beantwortung überlassen muß, die mit ihren Beobachtungsmitteln nicht lösbar sind, wie die nach der Herkunft und den Ursachen der Aufwärtsbewegung der Laven und manche andern Probleme, auf die bereits früher hingewiesen wurde **).

Die ganze Gruppe der Eruptiva läßt sich im wesentlichen in zwei stofflich idente Reihen zerlegen, die jedoch unter abweichenden Bedingungen erstarrt und deshalb strukturell verschieden sind: einmal die Tiefengesteine, die sich unter einer mächtigen Hülle von Deckgebirge abkühlten, zweitens die Ergußgesteine, die sich auf oder nahe der Erdoberfläche verfestigten. Angesichts dieser Zweiteilung drängt sich die Frage nach dem Stärkeverhältnis zwischen Erdkruste und Magma auf. Wie ist es denkbar, daß einmal ein glatter Durchbruch in Gestalt der Vulkanschlote erfolgen konnte, während doch in anderen Fällen die Intrusivmassen wenige Kilometer unter der Erdoberfläche stecken blieben. Hier vermag die zeitliche Analyse der Vorgänge vielleicht etwas weiter zu führen. Wir schließen uns dabei der von Stille ***) vertretenen Vorstellung an, daß die Erdgeschichte in relativ kurze orogene, durch Gebirgsbildung ausgezeichnete Phasen und dazwischenliegende lange Zeiten der Epirogenese, während der nur sanftwellige Verbiegungen stattfanden, gegliedert ist, und fragen nun, zu welchen Zeiten bildeten sich Tiefengesteine, wann Ergußgesteine?

Eine eingehende Sichtung des Tatsachenmaterials ergibt, daß die Intrusionen jeweils in die gleichen Zeitintervalle einengbar sind wie die Faltung des betreffenden Gebietes, sofern überhaupt die Möglichkeit zu einer genauen Fest-

*) Eine ausführliche Arbeit über dies Thema erscheint in der Geologischen Rundschau, 17. Bd., 1926.

**) R. Brinkmann: Über petrographisch-geophysikalische Grenzfragen. Diese Zeitschrift, 1. Jahrg., 1925, S. 143.

***) H. Stille: Grundfragen der vergleichenden Tektonik. Berlin 1925.

legung gegeben ist. Dagegen findet der Ausfluß von Ergußgesteinen in den epirogenen Zeiten der Erdgeschichte statt, ja scheint völlig auf sie beschränkt zu sein. Mit Sicherheit läßt sich jedenfalls sagen, daß die Orogenese niemals zu einer maximalen Entfaltung effusiver Tätigkeit, sondern im Gegenteil mit dem Minimum, wenn nicht dem Erlöschen zusammenfällt. Wir werden zu der eigenartigen Anschauung geführt, daß auf der Erde ein Alternieren zwischen Plutonismus und Vulkanismus stattfand, in dem jeweils nur eine Art der Magmaförderung wirksam war. Ja diese Vorstellung ist eigentlich paradox, wenn man bedenkt, daß die Aufblähung durch die Intrusiva gerade in den orogenen Phasen stattfand, also in den Zeiten, in denen der verstärkte tangentielle Druck zur schärfsten Einengung drängte, während doch in der epirogenen, fast spannungslosen Kruste die Möglichkeit dazu viel eher gegeben sein sollte, aber nicht ausgenutzt wurde.

Wollen wir an eine Deutung des Problems herantreten, so werden wir von dem Satze ausgehen dürfen, daß das Magma die Räume einzunehmen bestrebt ist, zu deren Gewinnung es die geringste Arbeit zu leisten braucht, und von diesem Gesichtspunkt aus die Formen der Eruptivgesteinskörper betrachten. Die der Ergußgesteine (Ströme, Decken, Schlotfüllungen, Lagergänge und Gänge) sind genügend bekannt. Dagegen hat sich erst neuerdings durch die Arbeiten von H. Cloos, V. M. Goldschmidt und anderen Forschern ergeben, daß die Tiefengesteinsmassive häufig als Lakkolithe ausgebildet sind, d. h. als horizontale oder flachgeneigte etwa plattenförmige Körper, deren flächenhafte Ausdehnung ihre Dicke um das Vielfache übertrifft. Das leichtbewegliche Magma fand also in orogenen Phasen innerhalb der Erdkruste eine Niveaufläche minimalen Druckes vor, auf der es sich ausdehnen konnte. Nach der Tiefe nahm der Druck zu, deshalb das Aufsteigen der glutflüssigen Massen, aber im Dache des Lakkolithen bestand ein sekundäres Maximum, das den Durchbruch nach oben verhinderte. In epirogenen Zeiten jedoch muß ein allmählicher Druckabfall von großer Tiefe bis an die Erdoberfläche herrschen, der ein ungestörtes Ausfließen ermöglicht. Orogene und epirogene Epochen in der Erdgeschichte wären demnach durch eine verschiedene Spannungsverteilung gekennzeichnet, die ihrerseits die magmatische Stoffwirtschaft und -verteilung regelt.

Hierüber ließe sich folgende Vorstellung entwickeln: Als Normaltypus müssen wir die epirogene Druckkurve mit ihrem allmählichen Abfall betrachten, die zeitweilig durch den orogenen Zusatzdruck überlagert wird, der durch die episodisch gesteigerte Schrumpfung hervorgerufen ist. Da die Kontraktion im Erdkern beginnt, so entsteht darüber eine Dilatationsschicht, der ihrerseits eine Kompressionszone folgt, welche den Gewölbedruck aufzunehmen hat, der durch das Nachsinken innerhalb der Dilatationsschale bedingt wird. Durch die Summation von generellem Druckabfall mit der orogenen Dilatations-Kompressionswelle, die allmählich nach oben wandert, entsteht ein sekundäres Minimum, die Zone der Intrusion, wie wir sie oben forderten, und darüber ein sekundäres Druckmaximum, die Zone der Faltung, in der die starke tangentielle Spannung das Dach der Tiefengesteinsmassive abdichtet und ein Entweichen des Magmas an die Erdoberfläche verhindert.

Auf diese Weise besteht die Möglichkeit, durch Heranziehen der Kontraktionstheorie eine Deutung der Erscheinungen und eine Lösung des Widerspruchs zwischen der Raumvergrößerung durch Intrusiva und der Einengung durch Faltung zu geben. Beide Erscheinungen sind gleichzeitig, vollziehen sich aber nicht neben-, sondern übereinander in zwei Stockwerken, dem unteren der Intrusion, dem oberen der Faltung, die innerhalb der orogenen Phase nach oben wandern, so daß sich schließlich wieder die normalen epirogenen Verhältnisse einstellen. Man könnte demnach sagen: die Kruste allein vermag dem Magma nicht genügend Widerstand zu leisten und ist erst im Verein mit einem starken tangentialen Drucke dazu fähig, der aber nur zeitweise in den orogenen Phasen auftritt. Dieser Wechsel im Stärkeverhältnis würde das Alternieren zwischen Tiefenintrusionen und Oberflächenergüssen bedingen.

Über einige neuere geophysikalisch-instrumentelle Arbeiten.

Von C. Mainka in Göttingen.

In Kürze wird berichtet über vom Verf. veranlaßte Verbesserungen oder Neuanfertigungen von: Drehachsen, Verbindungsgelenken, Flüssigkeits- und elektromagnetischer Dämpfung, hochperiodischem Vertikalseismometer, Schreibwerkanordnung, Flächenrauhheitsmesser, Höchstbeschleunigungsmesser und Geophon.

Die instrumentelle Geophysik braucht hochempfindliche und vor allem zuverlässige Meßgeräte, die die Unterlagen für die verschiedenen Theorien liefern sollen. Seit 1900 sind solche Bemühungen besonders in den Vordergrund getreten.

In der Seismometrie kommen schreibstift- und lichtpunktschreibende Apparate in Anwendung. Werden nur zeitliche Meßergebnisse in Betracht gezogen, so sind beide Instrumentengruppen, gleich eingestellte Empfindlichkeit vorausgesetzt, als gleichwertig anzusehen, wie mir Vergleichen in Straßburg i. E. gezeigt haben. Auch ergab sich, daß schreibstiftschreibende Seismographen der verschiedenen Bauarten, wenn sie alle gleich empfindlich eingestellt sind, sich in bezug auf die Festlegung zeitlicher Daten praktisch voneinander nicht unterscheiden, wofern sie alle mit Dämpfung versehen und sonst einwandfrei waren.

Die Vorliebe für die Schreibstiftschreiber ist vor allem im billigen und einfachen Betrieb zu suchen. Erfahrungsgemäß bin ich ferner der Ansicht, daß beide Gruppen seismischer Meßgeräte auch in bezug auf die Ermittlung der wahren Bodenbewegung periodischer Natur einander praktisch gleichwertig sind, wiederum gleiche Empfindlichkeit und Vorhandensein nicht zu schwacher Dämpfung angenommen. Unter gleicher Voraussetzung habe ich seinerzeit die Diagramme der schreibstiftschreibenden Seismographen der verschiedenen Bauarten in bezug auf das Aussehen der einleitenden Wellenzüge miteinander verglichen und wenig Abweichungen voneinander gefunden.

Bei den letztgenannten Apparaten ist vor allem auf die einwandfreie Anfertigung der Drehachsen der Hebelarme und der Verbindungsgelenke zu achten.

Die Schwingungsgleichung in ihrem üblichen Ansatz fordert, daß die Abklingungsfigur solcher ungedämpfter Apparate exponentiell geschieht. Hieraus ergibt sich aber wiederum, daß, abgesehen von der Reibung an der Schreibspitze, vorhandene Reibungsquellen elastischer Art (innere Reibung) sein müssen, oder daß wenigstens die andere Reibungsquelle (äußere Reibung z. B. gleitende) ein Minimum ist. Bei sehr kleinen Amplituden scheint es mir nicht möglich zu sein, sichere Angaben zu machen.

Die obigen Erwägungen gelten auch entsprechend für die Erschütterungsmesser, die gerade in den letzten Jahren mehr beachtet werden. An ihrer Verbesserung für quantitative Messungen hatte ich insofern verstärktes Interesse, als ich in Richtung der Amplitudenmessung die elastischen Arbeitsweisen zur wirtschaftlichen Erkundung der obersten Erdkruste erweitert sehen wollte, was ich seinerzeit den Umständen gemäß nur durch zwei entsprechende Patentanmeldungen tun konnte. Die erste von ihnen ist eingereicht am 21. Nov. 1921, die zweite am 12. Dez. 1921 *).

Beide decken mit ihren Ansprüchen all das, was außerhalb der Laufzeitkurve liegt.

Bei der Verbindung der Hebelarme untereinander oder mit dem Pendelkörper muß stets darauf gesehen werden, daß jeder Teil auf die nämliche Periode eingestellt ist und durch die Wirkung der Rückstellkräfte der Verbindungsgelenke ein Herabdrücken der Periode nicht eintritt. Rein elastische Drehachsen von zweckentsprechendem Durchmesser machen, wie ich aus der Erfahrung weiß, in dieser Hinsicht keine Schwierigkeiten, leider gilt dies aber nicht von den rein elastischen Gelenken, wenn es sich um Eigenperioden von 8 bis 15 und mehr Sekunden handelt.

Eine Ausnahme macht folgende meines Wissens noch nicht benutzte rein elastische Kopplung: die beiden zu verbindenden Teile werden durch einen etwa 15 mm langen Seidenfaden miteinander verbunden und durch eine auf Druck beanspruchte Feder auseinandergedrückt, soweit es der Faden gestattet. Da diese Gelenkart aber mit gewisser Vorsicht zu behandeln ist, so bin ich auch nach manch anderen Erwägungen zu dem schon seit jeher von mir benutzen Spitze-Pfannengelenk mit herumgelegter Feder zurückgekehrt. Von den rein elastischen Drehachsen zeigte sich am geeignetsten folgende Anordnung, die vor allem sehr einfach ist: ein leichter Stab mit dünnen Drahtenden oder Enden aus geölter Seide (10 bis 15 mm lang) an geeigneter Haltevorrichtung an dem einen Ende durch eine Bandfeder gespannt. Stets zeigt letzten Endes das Studium der ungedämpften Eigenschwingungsfigur, ob Gelenk und Achse einwandfrei sind.

Bei dem Bemühen, eine möglichst einfache und doch einwandfreie Dämpfungsanordnung zu finden, fand ich schließlich folgende zwei Typen, wenn wiederum schreibstiftschreibende Seismographen mit schweren Pendelkörpern von mehreren 100 kg in Betracht kommen, als geeignet: 1. eine Flüssigkeitsdämpfung und 2. eine elektromagnetische Dämpfung.

*) Die entsprechenden Patentaktenzeichen sind: E 27 359 IX/421 und E 27 455 IX/42 k.

Die erstere, im Prinzip bereits früher von mir angedeutet, habe ich gemäß Versuchen noch verbessert, obwohl ich sie auch so nicht für starke Dämpfungen empfehlen möchte. An einer Achse ist senkrecht zu ihr an einer Seite ein System von etwa 20 leichten quadratischen (10 cm^2) Platten in Zwischenräumen von etwa 4 bis 8 mm befestigt; auf der anderen Seite ist mit der Achse, in ihrer Mitte, in Verlängerung der Mittellinie der mittleren Platte ein Arm mit einstellbarem Gewicht fest verbunden. An den Achsenenden sind dünne Bandgelenke mit kleinem freien Feld angebracht, mittels deren das Plattensystem an den Wänden eines Gefäßes gelenkig befestigt wird, so daß die Platten im Gefäß hin und her schwingen können. Im Gefäß selbst ist ein festes System von Platten so aufgestellt, daß sich zwischen je zwei Platten des beweglichen Systems eine feste befindet, ohne daß Berührung zwischen beiden stattfindet. Das Gewicht dient zur Periodeneinstellung. Das Weitere ist ersichtlich und es sei nur noch erwähnt, daß diese Dämpfungsanordnung mit dem ersten Hebelarm gelenkig verbunden wird, was von anderen noch vorhandenen Möglichkeiten das Einfachste und Beste ist.

Die elektromagnetische Dämpfung greift am Schreibarm in dessen rückwärtiger Verlängerung an, die etwa 25 cm lang ist und am Ende eine Kupferplatte ($60 \times 30 \times 1 \text{ mm}$) trägt, die natürlich, wenn Platz vorhanden, auch am Schreibarm selbst angebracht sein kann.

Die Kupferplatte ragt in das Feld eines am Gestell gegen den aus runden Eisenplatten bestehenden, geeignet abgeschirmten Pendelkörper befestigten Elektromagneten (Eisenkern 18 mm dick, 7 kg Draht, 0.4 mm dick). Bei einer Eigenperiode des bifilaren Kegelpendels ($P = 725 \text{ kg}$ für eine Komponente) von 12 Sek. konnte bei Benutzung des Lichtstromes (Gleichstrom 250 Volt) aperiodische Dämpfung erhalten werden, die durch Einschalten von Widerstand geeignet abgeschwächt werden konnte*).

Über die Vorteile der elektromagnetischen Dämpfung, die meines Wissens bei Schreibstiftschreibern mit schweren Pendelkörpern noch nicht angewendet worden ist, ist wohl nichts zu sagen. Ich hoffe, daß es doch gelingt, diese Dämpfung am ersten Hebelarm wirken zu lassen.

Mein weiteres Ziel war, ein Vertikalseismometer anfertigen zu lassen, das als Schreibstiftschreiber sich auf eine Eigenperiode von 10 und mehr Sekunden einstellen läßt, so daß es möglich ist, auch schreibstiftschreibende Seismographen für die drei Komponenten in gleicher und vor allem höherer Eigenperiode zu besitzen, was bisher nicht der Fall ist. Die Aufhängung des Pendelgewichtes geschieht nach dem Vorschlag von Ewing (1881), nur mit dem nicht ganz nebensächlichen Unterschied, daß die in Betracht kommenden, aus Sonderstahl bei Krupp A.-G. hergestellten Zylinderfedern (Drahtdicke = 18 mm, Federdurchmesser = 270 mm und fünf freie Gänge) auf Druck beansprucht sind. Für die im vorliegenden Falle in Betracht kommenden etwa 300 kg Pendelgewicht genügen drei solcher Federn, die durch die Hebelarmübersetzung mit rund 1200 kg

*) Die für diese Dämpfung notwendige kleine Kupferplatte kann bei allen schreibstiftschreibenden Apparaten bequem auch nachträglich am Schreibarm angebracht und die vorhandene Dämpfung anderer Art entfernt werden.

beansprucht werden. Nach einem vorläufig angestellten Modellversuch scheint es mir, daß es auch möglich ist, unter Anwendung entsprechend eingebauter Bandfedern hohe Periodeneinstellung zu erlangen.

Bei einer für Vertikalseismographen mit schwerem Pendelgewicht verhältnismäßig hohen Eigenperiode, wie 10 bis 12 bis 15 Sek., ist es schwierig, die Einflüsse der Temperatur in einfacher Weise auszugleichen. Abgesehen von den üblichen Anordnungen, die bekanntlich auch nicht immer zufriedenstellend arbeiten, scheint es mir am vorteilhaftesten zu sein, wenn der elastische Teil des Apparates für sich allein etwa 1 m tief in der Erde untergebracht und entsprechend gegen die Temperaturwirkungen von außen (in Öl eingebettet) geschützt wird. Der Pendelgewichtsarm, der sich mit dem Hebelsystem und dem Schreibwerk über Tage befindet, ist dann durch einen kräftigen Verbindungsarm mit den Federn gelenkig verbunden. Geeignet getroffene Vorkehrungen schützen gegen Luftströmungen. Die übrigen Teile des Instrumentes entsprechen denen des Horizontalseismographen.

Das eingehende Studium der Reibungsfigur, soweit es die größeren Ausschläge betrifft, weist darauf hin, daß der Durchmesser der üblichen Schreibtrommeln zu klein ist, da dann für solche Ausschläge in der Nähe der Umkehrpunkte ein Herabsteigen und Heraufklettern der Schreibfeder in Betracht kommt. Zylinder mit großen Durchmessern haben andere Nachteile. Es ist meines Erachtens vorteilhafter, zwei Schreibtrommeln von je 10 cm Durchmesser zu benutzen, die ein in sich geschlossenes Papierband horizontal gespannt halten, so daß die Schreibfeder auf horizontaler Schreibfläche gleitet. Wie die Erfahrung zeigt, ist die Herstellung auch nicht schwieriger.

Aus einem noch anzugebenden Grunde halte ich es für vorteilhaft, wenn die Schreibtrommel eines Schreibwerkes eine periodische Bewegung in vertikaler Richtung hat. Ich habe ein derartiges Schreibwerk vorgesehen. Es ist einleuchtend, daß in solchem Falle die einmal für die horizontale Lage eingestellte Schreibnadel die Schreibfläche nur nach bestimmten Zeiten und dann nur kurz berührt, ihre Spur einzeichnet und damit die Lage des zugehörigen Pendelkörpers in bezug auf eine gleichzeitig eingezeichnete Nulllinie kennzeichnet. Auf diese Weise wird der Apparat nur zu bestimmten Zeitpunkten, dann auch praktisch ohne Schaden, in seiner Lage beeinflußt. Verwendbar ist ein solches Schreibwerk, und das ist der Grund, für den Plan, für hochperiodische, 30 bis 60 Sek. schreibstiftschreibende Horizontalpendel für die Deformationsbeobachtungen der Erdrinde unter dem Einfluß von Sonne und Mond. Lichtpunktschreiber sind also auch in diesem Falle nicht nötig.

Bisweilen ist es nötig, wie die Praxis gezeigt hat, die Glätte von Papiersorten gegeneinander oder gegen eine Vergleichsfläche oder überhaupt die Rauheit von sonst ebenen Flächen irgendwelcher Art festzulegen. Meines Erachtens ist dies am einfachsten durch Anwendung eines kleinen Horizontalpendels, an dessen Gewicht (einige Kilogramm) ein etwa 0.75 m langer horizontaler Arm mit Schreibfeder befestigt ist. Die Vergleichung der verschiedenen Reibungsfiguren gibt die verlangten Daten für den Vergleich. Da die zu vergleichenden Flächen naturgemäß nicht beruht sein dürfen, so hat mittels eines in der Drehachse befindlichen Spiegels die Beobachtung der Umkehrpunkte mit Hilfe von Fernrohr und Skala

zu erfolgen. Die größte Schwierigkeit ist das einwandfreie Arbeiten der Schreibfeder*).

Schon oft wurde ich nach einfachen Apparaten gefragt, die es gestatteten, in einfacher, unter Umständen auch visueller Weise Erschütterungen irgendwelcher Art zu beobachten und auch deren Stärke zu messen. Mit Rücksicht auf verschiedene Umstände und unter Anlehnung an den Grundgedanken der Grunmach-Weidertschen Apparatur, aber bei Ablehnung der Anwendung von einzustellenden Federn, ließ ich vor einiger Zeit folgende Anordnung bauen: Die Gewichte von etwa vier bis sechs, auch mehr Hämmern, deren Stiele gleich lang, beispielsweise horizontal gelagert und um Bandgelenke in der vertikalen Ebene drehbar sind, ruhen entsprechend der Größe der Gewichte mit verschiedenen Auflagedrücken in der Ruhelage auf Unterlagen auf. Die Gewichte, die selbst oder ihre Entfernungen von den Drehachsen der Stiele geändert werden können, liegen in der Nähe ihrer Schwerpunkte auf. Ist die Stärke einer Erschütterung (Lokal- oder sehr nahe Beben kommen auch in Betracht) kleiner oder gleich den Drucken, mit denen die Gewichte verschiedener Einzelhämmer aufliegen, so bleiben die Gewichte liegen, übertrifft die Intensität der Erschütterung den Auflagedruck nur um ein Weniges, so lösen sich die entsprechenden Gewichte von ihren Unterlagen. Es ist möglich, den Auflagedruck jedes der Hammergewichte so abzustimmen, daß die Differenz der Drucke aufeinanderfolgender Hämmer konstant und sehr klein ist. Somit werden auch sehr kleine Störungen innerhalb zweier wenig voneinander abweichender Grenzwerte in einfacher Weise eingemessen werden können.

Handelt es sich um die Bestimmung der Stärke von Vibrationen, so kann das Gewicht eines Hammers so lange verstellt werden, bis eben Loslösung von der Unterlage eintritt. Die Periode solcher Störungen erhält man am besten mit Hilfe des Frahm'schen Frequenzmessers. Das Sichtbarmachen des Augenblicks der Loslösung kann auf optischem oder elektromagnetischem Wege geschehen. Registrierung kann auf Wunsch auch vorgesehen werden, indem ein Relais betätigt wird, das den als Schreibarm ausgebildeten Anker eines Elektromagneten in Bewegung setzt.

Bekanntlich kann ein leises Bodengeräusch unmittelbar mit dem Ohr abgehört werden. Die Empfindlichkeit solcher Beobachtung kann mit Hilfe eines zuerst in Amerika gebauten Instrumentes „Geophon“ erhöht werden, das aber, wie ich fand, einfacher und empfindlicher hergestellt werden kann. Es ergab sich schließlich folgende Konstruktion: Im Innern eines im äußeren Durchmesser etwa 15 cm messenden, etwa 8 cm hohen Hohlgefäßes ist eine elastische, mit entsprechendem Gewicht belastete Scheibe gespannt, wodurch der Hohlraum in zwei voneinander abgetrennte Abschnitte geteilt wird. Der Deckel des Gefäßes hat einen Schlauchansatz für den etwa 1.5 m langen Abhorchschlauch. Um die Frequenz der Scheibe in die Resonanzlage zum Bodengeräusch zu bringen, können passende Ringe eingesetzt werden, wodurch der Durchmesser der Membran und damit deren Frequenz geändert wird. Der Mantel des Bodenteiles hat einige Schraubenzüge, wodurch ein Anschrauben dieses Gerätes an eine größere Platte

*) Fleiss-Graz hat eine nur für seismische Zwecke in Betracht kommende Arbeit ähnlicher Art ausgeführt. Phys. Zeitschr. 1911.

möglich ist; in manchen Fällen ist dies vorteilhaft. Mit Hilfe zweier solcher Geräte kann die Richtung, aus der das Geräusch kommt, bestimmt werden, und schließlich auch die Lage. Die angestellten Versuche ergaben, daß das Auffallen eines 7.5-kg-Gewichtes aus 0.75 m Höhe auf trockenem Grasboden noch in 80 bis 90 m gehört werden konnte. Im Bergwerk ist die Empfindlichkeit bedeutend größer. In einem Gartengelände konnte eine kleine Bruchstelle, die sich nur durch den Wasserverlust an der Wasseruhr bemerkbar machte, eines Bleirohres, das etwa $1\frac{1}{3}$ m tief eingebettet war, örtlich genau festgelegt werden.

Bei einiger Änderung kann auch elektrische Fernbeobachtung ermöglicht werden, die sich aber bisher nicht so empfindlich zeigte.

Erwähnen möchte ich noch, daß ich eine elektromagnetisch-schreibstiftschreibende Schreibweise, ähnlich der bekannten elektromagnetisch-lichtpunkt-schreibenden, für Seismographen und Erschütterungsmesser versucht habe, da mir eine solche sehr viele Vorteile zu bieten scheint. Die bisherigen, freilich nicht ausgedehnten Versuche haben einen Erfolg nicht gebracht, aber sie lassen hoffen, daß eine Registrierung dieser Art wohl doch noch verwirklicht wird*).

Literatur.

Mit obigen Zeilen stehen folgende Veröffentlichungen von mir in gewisser Verbindung:

Emergenzwinkel von Erdbebenstrahlen und Poissonsche Konstante in der obersten Erdschicht Phys. Zeitschr. 1919, S. 574—579.

Instrumente für die Beobachtung von Erschütterungen. Zeitschr. f. techn. Physik 1922, Nr. 5 u. 7.

Zur Untersuchung von Seismographen und Erschütterungsmessern. „Feinmechanik“ 1922, Nr. 7.

Über Isostasie.

Von W. Schweydar. — (Mit einer Abbildung.)

Der Verlauf der Schwerkraft im Küstengebiet wird auf Grund der Hypothese von Airy berechnet zum Vergleich der analogen Untersuchung von Helmert auf Grund der Prattischen Hypothese. Das Ergebnis weicht von dem Helmerischen namentlich über dem Küstenfuß stark ab. Die durchschnittliche Dicke der Kontinente wird zu etwa 200 km berechnet. Die Airy-Hypothese erklärt besser die Schwerkraft auf den kleinen ozeanischen Inseln. Die Erde ist noch nicht im hydrostatischen Gleichgewicht; das Streben nach dem letzteren bedingt horizontale Kräfte, welche die Grundlage zur Erklärung der Faltungen geben können. Die beobachteten geringen Störungen der Schwere in Gebirgen können durch Kompressionen und Dilatationen infolge von elastischen Deformationen erklärt werden.

Die folgende Untersuchung ist bereits vor einer Reihe von Jahren ausgeführt, aber nicht ganz abgeschlossen worden. Immerhin liegen einige wesentliche Ergebnisse vor, die, wie ich hoffe, umso mehr Interesse haben

*) Über obige Gegenstände habe ich in der Göttinger Tagung d. Deutsch. Geophys. Ges. am 9. Dez. 1925 in Kürze berichtet. In einem der folgenden Hefte der „Zeitschr. f. Feinmechanik u. Präzision“, herausgeg. von Prof. Dr. G. Berndt-Dresden, werden die einzelnen Teile der obigen Mitteilung unter Zuhilfenahme von Figuren eingehender besprochen.

werden, als durch die kürzlich erschienenen Arbeiten von Heiskanen die Frage aufgeworfen wurde, ob die Airysche oder die Prattische Hypothese für die Erklärung der Variation der Schwerkraft vorzuziehen ist.

Auf Grund der geringen Störungen der Schwerkraft durch die Gestaltung der Erdoberfläche kam man zu der Vorstellung, daß die Massenanhäufung der Kontinente durch weniger dichte Massen in der Tiefe kompensiert sein muß. Es sind hauptsächlich zwei Hypothesen diskutiert worden, die von Pratt und Airy. Die Prattische Hypothese ist durch ihre Bevorzugung seitens Helmert und Hayford fast allgemein angenommen und vielfach in populären Schriften als eine bewiesene Tatsache hingestellt worden. Man hat hierbei vergessen, daß der Schluß von der Variation der Schwerkraft auf die Massenverteilung in der Erde vieldeutig ist.

Helmerts Auffassung geht dahin, daß im normalen Zustande, d. h. vor der Bildung der kontinentalen Erhebung, die Massen der Erdkrinde durch zwei Niveauflächen begrenzt waren. Durch Erhebung eines Teiles der Massen sind die Kontinente aus den normal geschichteten Massen herausgewachsen, wobei gleichzeitig eine Dichteverminderung eintrat. Die Massen sind überall dieselben geblieben. Hiernach muß es eine Ausgleichsfläche geben, auf der überall dieselbe Druck herrscht. Die Tiefe dieser Fläche ist von Helmert und Hayford zu etwa 120 km berechnet worden. Es sei gleich hier erwähnt, daß die Übereinstimmung in dem Ergebnis von Helmert und Hayford für die Tiefe der Ausgleichsfläche nicht als ein Beweis für die Richtigkeit angesehen werden darf. Die Erhebungen der Massen auf den Kontinenten in Form von Gebirgen und Hochplateaus denkt man sich in ähnlicher Weise aus den Kontinenten herausgewachsen bei weiterer Dichteverminderung unterhalb.

Airy beschäftigt sich hauptsächlich mit der Isostasie der Kontinente und denkt sich diese wie Schollen auf den dichteren Schichten schwimmend. Helmert lehnte die letztere Hypothese ab, weil die Erklärung der Kompensation der Gebirge von diesem Gesichtspunkt aus schwierig wird. Helmert kann sich offenbar die Gebirge nicht als eingesunkene Massen denken, deren Dichte geringer ist als ihre Umgebung. Im Gegensatz hierzu setzt Heiskanen auch für die Gebirge die Airysche Hypothese voraus. Diese Vorstellung erscheint mir sehr schwierig und muß hauptsächlich vom Standpunkt der Geologie aus diskutiert werden.

Während Heiskanen die Airysche Hypothese für praktische Reduktion der Schwermessungen benutzt, habe ich diese mehr vom geologisch-physikalischen Standpunkt aus betrachtet und möchte die Ergebnisse kurz mitteilen.

Gegen die Prattische Vorstellung scheinen mir folgende Bedenken vorzuliegen:

1. Helmert hat die Tiefe der Ausgleichsfläche aus drei Mittelwerten der Schwerestörung in Küstengebieten abgeleitet. Meißner untersuchte dagegen die Küsten gesondert und fand eine große Schwankung in der Tiefe der Ausgleichsfläche. Dies erscheint mir ein Widerspruch, da die Ausgleichsfläche eine Niveaufläche sein muß und wir wissen, daß die Niveauflächen in der Nähe der Erdoberfläche nur sehr geringe Abweichungen (± 100 m) gegen ein Rotations-

ellipsoid haben. Daher dürfte die Tiefe der Ausgleichsfläche auch nur geringe Tiefenschwankungen aufweisen.

2. Die Prattische Hypothese kann die Schwerkraft auf den kleinen ozeanischen Inseln nicht erklären. Helmert meint, daß die Inseln nur zu etwa zwei Drittel kompensiert sind, daß also nur ein Teil der Inselmasse aus der Erdkruste herausgewachsen ist. Diese Erklärung ist nicht befriedigend.

Die Schwierigkeiten treten nicht auf, wenn man die Airysche Vorstellung zugrunde legt. Unter dieser Annahme habe ich die Schwerkraft von Küstenpunkten berechnet. Unter normaler Schwerkraft verstehe ich die Schwerkraft auf der Oberfläche einer idealen Erde, bei welcher alle Schichten gleicher Dichte konzentrisch angeordnet sind und die Dichte von innen nach außen abnimmt. Man kann sich vorstellen, daß die Massen, welche die Kontinente bilden, aus der Tiefe aufgestiegen sind und nicht ganz die Oberfläche ausfüllen konnten. Sie schwimmen auf der Oberfläche des Sima. Die Inseln sind kleine schwimmende Blöcke. Rechnerisch erhält man angenähert den normalen Wert, wenn man die Massen der Kontinente gleichmäßig über die Erdoberfläche verteilt. Um einen Vergleich der Prattischen mit der Airyschen Vorstellung zu erhalten, habe ich den Verlauf der Schwerkraft in der Nähe der Küste unter derselben Annahme über die Form des Kontinents und der Küste berechnet, die Helmert*) zwecks Berechnung der Ausgleichstiefe aus den Schwerkraftswerten in der Nähe der Küste, also unter Vernachlässigung der mittleren Festlandshöhe über dem Meer, gemacht hat. Von der Krümmung der Erdoberfläche wird abgesehen und die Küste als geradlinig betrachtet. Bezeichnet s_0 die Dichte des Sima, s die Dichte des Kontinents, t die mittlere Tiefe des Meeres und $T + t$ die Dicke des Kontinents, so ist $T(s_0 - s) = t(s - 1.03)$, wobei die Dichte des Meeres zu 1.03 angenommen ist. Für die Berechnung der Änderung der Schwerkraft durch diesen Kontinent habe ich wie Helmert $t = 4$ km und $s = 2.73$ angenommen. In großer Entfernung von der Küste auf dem Ozean sowohl wie mitten im Kontinent wird die Schwerkraft nicht geändert. Berücksichtigt man die Krümmung der Erde und gibt dem Kontinent endliche Form, so ergibt sich eine kleine positive Störung mitten im Kontinent. Besonderes Interesse haben die Küstenpunkte. Helmert faßt in der Encyclopädie die beobachteten Schwerewerte in der Nähe der Küste zu fünf Gruppen zusammen und bildet hieraus durch Mittellung drei Gruppen. Bezeichnet a die Entfernung von der Küste, n den Böschungswinkel, Δg die Störung der Schwerkraft, so sind die von Helmert benutzten Werte die folgenden:

Gruppe	a	n	Δg	
	km		beobachtet	berechnet
1	27	2° 3'	+ 0.051	+ 0.051
2	32	0° 35'	+ 0.039	+ 0.030
3	115	1° 6'	+ 0.026	+ 0.026

Die letzte Spalte unter „ Δg berechnet“ gibt die mit Hilfe der Airyschen Hypothese berechneten Werte. Ihre gute Anpassung an die Beobachtung wurde

*) Helmert: Die Schwerkraft und die Massenverteilung der Erde. Encykl. d. math. Wissensch. VI., 1. B., Heft 2, S. 139.

gewonnen durch die Annahme für die Dicke der Kontinente $t + T = 204$ km. Hieraus folgt dann $s_0 - s = 0.034$. Die hier berechnete Dicke der Kontinente muß als roher Mittelwert angesehen werden. Diese Dicke kann von Kontinent zu Kontinent oder auch bei ein und demselben Kontinent verschieden sein, ohne das Gesetz der Isostasie zu stören. Gleichzeitig kann aber die Variation der Dicke die großen Schwankungen der Δg erklären im Gegensatz zu der Pratt'schen Hypothese, wo die Ausgleichsfläche eine Niveaufläche sein muß.

Die folgenden Kurven zeigen den Verlauf der Schwerkraft im Küstengebiet nach den beiden Hypothesen. Während Helmert über dem Küstenfuß für Δg nur -0.047 mit der Pratt'schen Hypothese erhält, ergibt die Airysche Hypothese -0.143 . Diese große Differenz mag zuerst befremden, aber sie ist ganz erklärlich, wenn man genauer den Gang der Rechnung bei Helmert

(Encyklop., S. 138) verfolgt. Nach Helmer's Vorstellung ist der über die Simaoberfläche herausragende Teil des Kontinents aus den darunterliegenden Teilen emporgestiegen, so daß in jeder Säule gleicher Grundfläche über der Ausgleichsfläche dieselbe Masse ist. Da die Höhe der Säulen unter der Küstenböschung variiert, so variiert auch die Dichte in horizontaler Richtung, während im Rahmen der

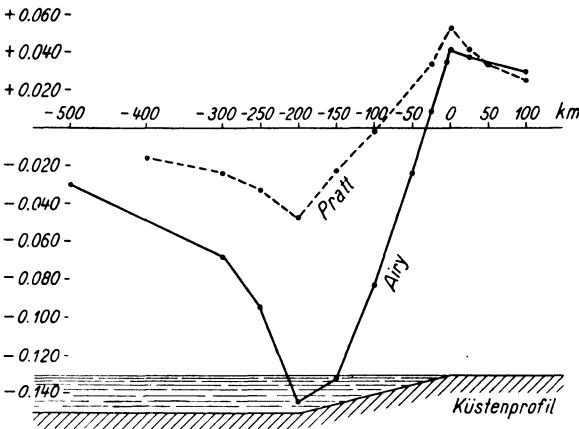


Fig. 1.

Airyschen Theorie der schwimmende Block überall gleiche Dichte hat. Die Konsequenz der Pratt'schen Hypothese, die zu einer horizontalen Variation der Dichte im Küstengebiet führt, erscheint nicht befriedigend.

Aus dem Obigen geht hervor, daß Messungen der Schwerkraft auf dem Meere und zwar hauptsächlich über dem Küstenfuß von größter geophysikalischer Bedeutung sind. Es ist zu hoffen, daß das neue Verfahren von Vening-Meinesz uns recht bald das Beobachtungsmaterial verschafft, das für die Diskussion der vorliegenden Probleme notwendig ist. Aus den Beobachtungen von Hecker hat Schiötz über dem Küstenfuß den Wert $\Delta g = -0.060$ abgeleitet, der sich mehr dem Helmer'schen Wert nähert als dem von mir berechneten. Doch ist der Schiötz'sche Wert sehr unsicher, so daß man nicht berechtigt ist, ihn zu einer Entscheidung zu verwerten. Wenn man für den Augenblick aus Mangel an anderen Beobachtungswerten annimmt, daß der Schiötz'sche Wert von dem wahren Wert nicht allzusehr abweicht, so würde nach meinen Berechnungen auf Grund der Airyschen Hypothese folgen, daß die Form der Kontinente von der oben schematisch angenommenen stark ab-

weicht. Die Kontinente müssen an ihren Rändern bedeutend schwächer sein als in den mittleren Teilen. Ich habe auch die Berechnung der Schwerestörungen unter der Annahme durchgeführt, daß die Dichte im Kontinentalblock mit der Tiefe zunimmt und zwar nach einem Gesetz, das dem Gesetz von Roche entspricht. Eine solche Annahme kann die Differenz zwischen dem Wert von Schiötz und dem hier berechneten nicht erklären.

Die Inselschwerkräfte faßte Helmert in drei Gruppen zusammen (Encyklop., S. 129 ff). Für die erste Gruppe ist der Mittelwert für die Pfeilerhöhe 3.7 km, für den Böschungswinkel $3^{\circ} 50'$ und die beobachtete Schwereänderung $+ 0.252$ CGS. Für die Dichte des Inselpfeilers nimmt Helmert 2.83 an. Faßt man im Sinne der Airyschen Vorstellung die Insel als einen kleinen auf der Simaoberfläche schwimmenden Block auf, so bietet die Erklärung der Schwerestörung keine Schwierigkeiten. Für die Berechnung der Schwerkraft habe ich dieselbe einfache Form der Insel angenommen wie Helmert, einen zylindrischen Sockel, auf dem ein Kegel ruht, dessen Spitze im Meeresniveau liegt. Den für die Gruppe 1 von Helmert ermittelten Wert der Schwerestörung von $+ 0.252$ erhält man genau, wenn man für die Höhe des Sockels 100 km und die Dichte der Insel 3.05 nimmt.

Die Hypothese von Airy scheint mir mit Rücksicht auf die eingangs erwähnten Mängel der Prattischen Hypothese besser für die Erklärung des Baues der Inseln und Kontinente geeignet zu sein.

Auch bei den großen Gebirgen werden nur kleine Störungen der Schwerkraft beobachtet. Die Werte sind aber so wenig einheitlich, daß auch deshalb Bedenken gegen die Annahme der Pratt-Helmertschen Ausgleichsfläche entstehen. Im Rahmen der Airyschen Theorie müßte man annehmen, daß auch die Gebirge leichtere Massen darstellen, welche auf einer dichteren Unterlage schwimmen. Es ist zweifelhaft, ob eine solche Annahme vom geologischen Standpunkt berechtigt ist. Die Gebirge kann man sich durch horizontal wirkende Kräfte entstanden denken, wenigstens rein hypothetisch. Ich lasse es dahingestellt, wie diese horizontalen Kräfte zu erklären sind. Jedenfalls liegen elastische Deformationen vor, die immer mit Kompressionen und Dilatationen, also mit Dichteänderungen, verknüpft sind, in der Weise, daß eine neutrale Schicht vorhanden ist, in welcher keine Dichteänderung auftritt. Mit diesen Dichteänderungen sind kleine Änderungen der Schwerkraft verknüpft, weil Dichtevergrößerungen und -verminderungen auftreten. Die resultierenden Schwerestörungen können in den verschiedenen Gebirgen ganz verschieden sein. Entsprechend den Beobachtungen wird man ein Gesetz, das für alle Gebirge gemeinsam gültig ist, nicht aufstellen können. Eine Überschlagsrechnung ergibt Werte Δg , wie sie beobachtet werden.

Helmert fand aus der Verteilung der Schwerkraft auf der Erdoberfläche, daß der Äquator elliptisch ist. Die große Achse liegt etwa im Meridian von Ferro, d. i. 17° westl. Länge v. Gr., die kleine Achse im Meridian 73° östl. Länge v. Gr. (Vorderindien). Die Differenz der Längen der Achsen beträgt 230 m. Bezeichnen A, B, C die Hauptträgheitsmomente der Erde (B, A die Momente um die Äquatorachsen), so findet Helmert $B - A = 1_{46} (C - A)$.

Heiskanen*) hat eine ähnliche Untersuchung ausgeführt und gefunden, daß die längere Äquatorachse 18° östl. v. Gr. und die kleinere 72° westl. v. Gr. liegt. Der Längenunterschied der Achsen ist 690 m. Im großen und ganzen wird also hierdurch das Resultat von Helmert bestätigt, doch darf man nicht vergessen, daß die Verteilung der Beobachtungen der Schwerkraft für eine solche Untersuchung nicht sehr günstig ist, und daß das von Heiskanen benutzte Material keine wesentliche Verbesserung gegenüber dem von Helmert benutzten darstellt. Ich habe früher vorgeschlagen, die Elliptizität des Erdäquators zu untersuchen aus der Form der Bahnkurven der Rotationspole**). Diese prinzipiell bessere Methode wurde praktisch von Lambert***) durchgeführt auf Grund des umfangreichen Materials des internationalen Breitendienstes. Wenn auch die Ergebnisse aus den verschiedenen Beobachtungsabschnitten stark abweichen, so geben doch die Resultate im Mittel eine Bestätigung der Helmert'schen Werte. Die Beobachtungen von 1900 bis 1911 an allen sechs Breitenstationen ergaben für die Richtung der kleinen Äquatorachse etwa 10° östl. v. Gr.; die Zusammenfassung der Beobachtungen von 1900 bis 1917 ergab für dieselbe Richtung 20° westl. v. Gr. Das Mittel entspricht sehr nahe dem Mittel aus den Ergebnissen von Helmert und Heiskanen. Hiernach scheint die Erde ein dreiachsiges Ellipsoid zu sein. Nach der Theorie der Gleichgewichtsfiguren ist eine solche Gestalt der Erde wegen der Beträge der Abplattung und Rotationsgeschwindigkeit nicht denkbar. Ich habe nun im Lichte der Airyschen Hypothese berechnet, um wieviel die Kontinente die Trägheitsmomente der Erde ändern und die Niveaufläche deformieren. Die Rechnung ergibt, daß $B - A$ nur etwa $\frac{1}{1000}$ von $C - A$ ist und daß die große Achse etwa dort liegt, wo die obigen Methoden die kleine Achse angeben. Die Elliptizität des Äquators kann also unter der Vorstellung des hydrostatischen Aufbaus der gesamten Erde nicht erklärt werden.

Ich nehme an, daß die Kontinente zum Teil noch nicht die hydrostatische Lage erreicht haben. Dort, wo die kleine Achse bestimmt wird, muß ein Defizit an Masse sein und hauptsächlich in einem Bezirk in der Nähe des Äquators. Es wäre theoretisch möglich, daß ein größerer Kontinent im Aufsteigen begriffen ist, also z. B. im Gebiet des Indischen Ozeans. Wenn die Kontinente noch nicht hydrostatisch gelagert sind, so müssen sie in einer Bewegung begriffen sein, um die Gleichgewichtslage zu erreichen. Wenn zu irgend einer Zeit der Schwerpunkt der verdrängten Simamasse und der Schwerpunkt des Kontinents nicht in einer Vertikalen gelegen haben oder augenblicklich noch nicht liegen, so entsteht ein Drehmoment, welches den Kontinentalblock zu drehen bestrebt ist, um die beiden Schwerpunkte vertikal übereinander zu bringen. Es sind also horizontal wirkende Schwerkkräfte vorhanden, die große Beträge haben können und geeignet sind, die großen Faltungen der Erde zu erklären.

*) W. Heiskanen: Untersuchung über Schwerkraft und Isostasie. Veröff. d. Finnischen Geodät. Institut. Nr. 4, 1924.

**) W. Schweydar: Die Bewegung der Drehachse der elastischen Erde im Erdkörper und im Raume. A. N. Bd. 203, S. 109, 1916.

***) W. D. Lambert: An investigation of the latitude of Ukiah, Calif. and of the motion of the pole. U. S. Coast and Geod. Survey., 1922.

Eine neue Form der Drehwaage.

Von W. Schweydar. (Mit einer Abbildung.)

Die Form des Wagebalkens wird so abgeändert, daß ein Belastungsgewicht oberhalb, das andere unterhalb angebracht ist. Hierdurch wird der Schwerpunkt in den Wagebalken verlegt und das Instrument kann viel niedriger werden, ohne an Empfindlichkeit wesentlich einzubüßen. Auf diese Weise wird die Schwierigkeit der Verwendung von sehr dünnen Drähten bei Verkleinerung der Dimensionen des Instruments vermieden. Die Schwingungen beruhigen sich so schnell, daß in Intervallen von 40 Minuten beobachtet werden kann.

Eötvös änderte die Drehwaage von Cavendish in der bekannten Weise ab, daß er eines der zwei Belastungsgewichte des Wagebalkens an diesem mittels eines etwa 60 cm langen Fadens aufhänge. Da der Torsionsdraht von 0.04 mm Stärke, der den Wagebalken trägt, zwecks genügender Empfindlichkeit 56 cm lang ist, so erhält das Instrument eine größere Höhendimension. Die Länge des Wagebalkens selbst ist 40 cm. Diese Dimensionen des Gehänges, die ich als normal bezeichnen möchte, sind auch bei späteren Konstruktionen vielfach beibehalten worden. Das große Modell der Drehwaage der Firma Bamberg hat eine Gesamthöhe von 184 cm. Die photographische Registriereinrichtung ist oberhalb der Torsionsköpfe angebracht, so daß die Breite des Instruments nur etwa 45 cm beträgt während das Eötvössche Modell wegen der seitlichen Skalen- und Fernrohrträger sehr viel breiter ist.

Schon Eötvös hat versucht, ein viel niedrigeres Instrument herzustellen. Bezeichnet m das Gewicht eines Belastungskörpers des Wagebalkens, l die halbe Länge des letzteren, h den Abstand des Schwerpunktes des hängenden Gewichts vom Wagebalken, τ den Torsionskoeffizienten des Drahtes und K das Trägheitsmoment des Wagebalkens, so ist die Empfindlichkeit des Instruments für Gradienten $\frac{m l h}{\tau}$ und für Krümmungen $\frac{K}{\tau}$. Diese Ausdrücke zeigen ohne weiteres, daß bei Verringerung der Werte h und l und bei Verkürzung des Torsionsdrahtes die Empfindlichkeit des Instruments stark abnimmt, da τ bei derselben Drahtstärke in demselben Maße zunimmt als die Drahtlänge abnimmt. Rechnerisch kann die Empfindlichkeit dadurch wieder heraufgesetzt werden, daß man einen viel dünneren Torsionsdraht wählt, wodurch der Wert von τ stark verkleinert wird, da τ mit der vierten Potenz des Radius des zylindrischen Drahtes abnimmt. Wenn die Drähte jedoch wesentlich dünner als 0.04 mm sein müssen, um eine genügende Empfindlichkeit des Instruments zu erreichen, so entstehen in der Praxis hauptsächlich zwei Schwierigkeiten: sehr dünne Drähte mit genügender Konstanz der elastischen Eigenschaften lassen sich viel schwerer herstellen, so daß man Mühe hat, genügend Drähte für ein Instrument zu erhalten und überdies brechen sie sehr leicht. Noch schwerwiegender ist der Umstand, daß mit der Schwächung des Drahtes auch der Widerstand gegen Konvektionsströmungen abnimmt und somit die Wirkung dieser Fehlerquelle

gegenüber dem normalen Instrument erhöht wird. Dem letzteren Umstand möchte ich es zuschreiben, daß die Versuche von Eöt vös, ein kleines Instrument zu konstruieren, mißlungen sind.

Die von mir vorgeschlagene Konstruktion umgeht die Schwierigkeit der sehr dünnen Drähte in der Weise, daß ein Belastungsgewicht unterhalb, das andere oberhalb des Wagebalkens angebracht wird. Hierdurch wird der Wert von h nicht verkleinert und der Schwerpunkt des ganzen Gehänges wird in den Wagebalken verlegt.

Die Belastungsgewichte, auch das untere, sind mit dem Wagebalken starr verbunden, so daß die Form des letzteren einem liegenden Z gleicht. Die Verlegung des Schwerpunktes in den Wagebalken hat den Vorteil, daß das Instrument sehr viel niedriger sein kann als das große Modell. Wird die Länge des Wagebalkens von 40 cm beibehalten und die Länge des Torsionsdrahtes nur 28 cm gewählt, so brauchen nur unwesentlich dünnere Torsionsdrähte genommen werden, um eine genügende Empfindlichkeit des Instruments zu erreichen. Diese Konstruktion ist von der Firma Bamberg in Berlin-Friedenau in mustergültiger Weise durchgeführt worden. Das Instrument hat eine Gesamthöhe von 120 cm, die Höhe des Schwerpunktes des Gehänges über dem Erdboden ist 70 cm, also genau so groß wie bei dem großen Modell. Zu diesem Instrument gehört ein sehr leichtes Stativ in Dreifußform, das gestattet, in drei verschiedenen Höhen des Schwerpunktes des Gehänges zu messen. Hierdurch ist die Möglichkeit gegeben, aus Messungen in verschiedener Höhe die Oberflächendichte unmittelbar zu bestimmen.

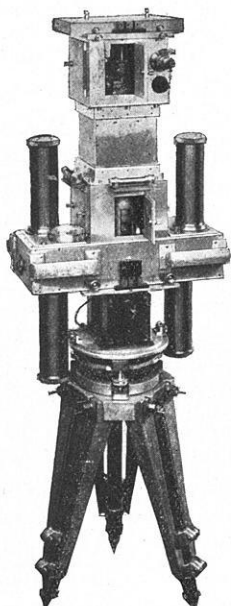


Fig. 1. Kleine Drehwaage mit Z-Balken, mit automatischer Drehung, photographischer Registrierung und hilfevisueller Ablesung auf zerlegbarem Stativ für die Höhe 70 über Grundplatte.

Die Stärke des Torsionsdrahtes beträgt 0.034 mm und seine Länge 28 cm. Die Belastungsgewichte betragen etwa 21.5 g, der Abstand des unteren Belastungsgewichts vom Wagebalken ist 18, der des oberen 22.3 cm, so daß der Schwerpunkt ein wenig oberhalb des Wagebalkens liegt. Das Trägheitsmoment des Wagebalkens ist etwa 19800. Die photographische Registriereinrichtung ist wie bei dem großen Modell oberhalb der Torsionsköpfe angebracht. Da der Lichtweg sehr viel kürzer ist wie bei dem großen Instrument, so ist eine doppelte Spiegelung an den Wagespiegeln geschaffen, so daß die Vergrößerung der Ausschläge der Wage noch um 20 Proz. größer ist als bei dem großen Modell. Die Empfindlichkeit des Instruments ist für Gradienten etwa 70 Proz. von der des großen Modells, dagegen ist die Empfindlichkeit für die Krümmungen ein wenig größer als bei dem großen Modell. Im allgemeinen ist die Empfindlichkeit des großen Modells, welche bei günstigen Umständen die Gradienten von $1 E$ zu messen gestattet, für praktische Zwecke nicht erforderlich, weil im allgemeinen die Geländekorrektion mit dieser Genauigkeit nicht bestimmt werden kann.

Die Schwingungen des Wagebalkens des kleinen Instruments beruhigen sich in etwa 35 Minuten, so daß alle 40 Minuten die Ruhelage des Instruments gemessen und eine vollständige Beobachtung in zwei Stunden gewonnen wird. Dies bedeutet eine Zeitersparnis von einer Stunde gegenüber dem großen Modell. In je kürzeren Zeitintervallen die Ruhelage gemessen werden kann, desto mehr kann eine mit der Zeit proportionale Änderung der Temperaturverhältnisse im Instrument und infolgedessen eine größere Sicherheit der Messungen erwartet werden. Das kleine Instrument hat bei Prüfung im Laboratorium bei künstlicher Bestrahlung gute Resultate gegeben, bei Messungen im Freien hat sich gezeigt, daß es auch am Tage mit Nutzen verwendet werden kann.

Berichte und Referate.

Die durchdringende Höhenstrahlung [Heßsche Strahlung*].

Arbeiten seit 1924. Von K. Büttner.

Nach der langen Pause im Kriege bringen Physiker aller Länder dem Problem der Höhenstrahlung ein außerordentliches Interesse entgegen. Fragen der kosmischen und der Geophysik wie auch der reinen Physik sind mit der Lösung dieses Problems verknüpft.

Unter Bestätigung der alten Ergebnisse sind die Existenzfrage, die Hypothesen über die Herkunft und die Beziehungen zu anderen Erscheinungen neu bearbeitet; hinzugekommen sind Betrachtungen über Absorption und Streuung, während die Fundamentalfrage nach der Natur der Höhenstrahlung noch ganz ungelöst ist.

I. Die Existenzbeweise. Zu einem negativen Ergebnis kommt hier Hoffmann⁵⁾. Durch sehr feine Ionisationsmessungen sucht er zu entscheiden, ob eine Strahlung der Stärke und Härte im Meeresniveau vorhanden ist, wie wir sie aus den Höhenversuchen annehmen. Die Ausschaltung der α -Strahlenwirkung der Gefäßwände brachte die Reststrahlung unter $1 J$ (d. h. ein Ionenpaar erzeugt pro Kubikzentimeter und Sekunde) herunter. Mit dem empfindlichen Quadrantenelektrometer sind Ströme von 10^{-19} Amp. noch nachweisbar. Wurden Ionisationskammer und Elektrometer allseitig mit Bleischichten von 0, 3, 12, 32 cm Dicke umgeben, so ergab sich eine Strahlung von 4,70, 1,56, 1,00, 0,96 J . Bei einer Intensität der DDH im Meeresniveau von 1,4 J und einem Massenabsorptionskoeffizienten von $\mu/\rho = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ müßte der Effekt durch Panzererhöhung von 12 auf 32 cm Dicke (hierzu kommt noch ein Bleiäquivalent der Institutsdecken von 7 cm) von 1 J auf 0,47 J sinken. Hoffmann fand eine Abnahme auf 0,96 J ! Da die gewöhnliche Ra-Strahlung schon nach 12 cm Blei im wesentlichen verschwindet, so schließt er, daß eine der DDH an Härte entsprechende Strahlung im Meeresniveau nicht existiert, oder jedenfalls viel schwächer, als wir bisher annahmen, ist (weniger als 0,2 J). Das Ansetzen der verschiedenen gemessenen μ/ρ -Werte (s. Tab.) ändert hieran nichts. Das an sich radioaktive Blei hat sich hier als durchaus brauchbar erwiesen, aus dem Resteffekt von 0,96 J ergibt sich eine Aktivität kleiner als $3,2 \cdot 10^{-13} \frac{\text{g Ra}}{\text{g Pb}}$. Bestätigt werden Hoffmanns Messungen durch Behoûnek¹⁷⁾, der in Joachimstal

*) Zusammenfassende Arbeiten erschienen von Wigand¹⁾, Kolhörster²⁾ und Meyer und v. Schweidler³⁾, über die neueste Entwicklung von Wright²⁰⁾ und Kolhörster²⁹⁾.

(740 m hoch) einen Kolhörsterapparat der zweitneuesten Type mit verschiedenen dicken Bleischichten umgab. Durch die ersten 10 cm waren die RaC-Strahlen der Umgebung abgeschirmt. Die Panzererhöhung bis auf 20 cm ergab keine Verringerung der Strahlung mehr. — Auf die Existenz einer besonderen Höhenstrahlung im Meeresniveau schloß man bisher entweder aus den Ionisationsbilanzen auf der Erde und im absorbierenden Wasser oder besser aus dem Verhalten der Strahlung in der Höhe, da bei der Kleinheit der Effekte und der möglichen Aktivität des Wassers die Tauchversuche leicht gestört werden können. Gegen die Berechnungen von Heß¹²⁾, der 1913 aus solchen Messungen im Meeresniveau auf die DDH schloß, führt Hoffmann (l. c.) an, daß die in Wasser und Luft relativ starke Comptonstreuung die Annahme einfacher Exponentialgesetze für die Absorption der γ -Strahlen nicht erlaubt: da die Intensitätsabnahme schwächer sein muß als angenommen, so wäre die Radioaktivität in Luft, Erde und Wasser allein für die Heßschen Ergebnisse verantwortlich zu machen*).

Zur Sicherstellung der Existenz und der Härte machte Kolhörster eine Reihe von Abschirmungsversuchen im Wasser und Gletschereis. In hoch gelegenen (3550 und 1530 m), von Schneewasser gespeisten Seen wiederholte Millikan⁶⁾ 6a) diese Versuche mit dem gleichen positiven Ergebnis. Das Wasser erwies sich als nicht radioaktiv. Bis 20 m Tiefe wurden die Apparate versenkt, bis 15 m herunter nahm die Ionisationsstärke noch ab, wobei der Absorptionskoeffizient mit wachsender Schichtdicke abnahm von 3 auf $1.8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Die Gesamtstrahlung verminderte sich dabei von 13.9 auf 3.8 J , d. h. auf ein Viertel, bei Kolhörster⁷⁾ bei gleicher Seehöhe und ebenfalls 20 m Wasserschicht (Gletschereis) nur von 15.8 auf 12.0 (Mittel von vier Apparaten). Ob Aktivität des Eises bei Kolhörster oder die besondere Bauart des Millikanschen Apparates diese Differenz erklären, ist fraglich; der Absolutwert der Höhenstrahlung in 3500 m Höhe ist:

10 J (Millikan), 3.8 J (Kolhörster), 6 J (nach den Flugzeugmessungen).

Der Vergleich der Werte für die beiden Seen ergab für Luft als Absorber dieselben Werte wie für Wasser. Dies, ebenso wie die Härtung der DDH [²⁾, S. 59], fand schon Kolhörster. L. Myssowski und L. Tuwim bestätigen im Onegasee (Meeresniveau!) die vorigen Ergebnisse. Das Versenken eines Kolhörsterstrahlers in 10 m Wassertiefe ergab sicher die Existenz der DDH. Der Absorptionskoeffizient $3.6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ist etwas größer als der sonst gemessene. Vielleicht spielt hier eine kleine Aktivität des Wassers, wie sie Millikan^{6a)} in Pasadena fand, mit. Existenz und Härte bei Wasser und Luft als Schirmsubstanzen erscheinen also als gesicherte Tatsachen**).

Seehöhe in Meter	$\mu/Q \cdot 10^3$	Schirmsubstanz	Beob.
40	2.0	Wasser	Kolhörster ²⁾ [s. auch ³⁰⁾]
2300	1.6	Eis	
3550	2.7	"	
2300—3550	2.6	Luft	
3500—9000	5.5	"	Millikan ^{6a)}
1550 u. 3550	3 bis 1.8	Wasser u. Luft	
0	3.6	Wasser	Myssowski u. Tuwim ¹⁹⁾
359	107	Blei	Gish ¹⁸⁾ (s. unten)
1857	72	"	
4308	40	"	

*) Heß²⁷⁾ konnte inzwischen experimentell beweisen, daß im Gegensatz zu Hoffmanns Vermutungen die Abweichung von den einfachen Exponentialgesetzen und dem Gesetz $\mu/Q = \text{const.}$ auch für Stoffe kleiner Ordnungszahl (Sand) gering ist (für Ra-Strahlen).

**) Daß auch im Eisen als Absorber die DDH existiert, konnte Verf. in Göttingen nachweisen: Die Strahlung betrug (nach Abzug der im Bergwerk gemessenen Eigenstrahlung von 2.5 J) im Freien 3.9 J , im 7 cm dicken Eisenpanzer noch 1.9 J . Da die härtesten Ra-Strahlen durch 7 cm Fe auf 7 Proz. sinken, muß eine viel härtere Komponente von etwa 1.5 J Stärke existieren.

Nach Bestätigung der Kolhörsterschen Flugzeugmessungen ist es Millikan gelungen, die DDH durch Pilotballons bis 15 km Höhe zu erforschen. Die Apparatur — Barometer, Thermometer, Ionisationskammer, Elektrometer und photographischer Registrierapparat — wog nur 180 g. Die Kammer enthielt nur 300 cm³. Sie war aus Stahl und mit Luft unter Druck gefüllt zur Erhöhung der Ionisation. Die Strahlung nahm auch oberhalb der bisher erreichten 9 km Höhe noch zu, jedoch nur um ein Viertel von dem, was man nach den Kolhörsterschen Kurven erwarten mußte. Da alle Zahlenangaben (absichtlich?) vermieden werden, ist eine Diskussion dieses Ergebnisses schlecht möglich.

II. Absorption und Streuung. Vor der theoretischen Behandlung der Frage nach dem Verhalten der DDH beim Durchlaufen von Materie müßte eigentlich erst entschieden werden, ob eine Korpuskel- oder Wellenstrahlung vorliegt, oder beides. Die harten γ -Strahlen werden ja entsprechend harte β -Strahlen im Gefolge haben. Ihre Energie müßte nach Millikan^{6a)} 12 bis 30, nach Kolhörster³⁰⁾ 6 Millionen Volt entsprechen; sie würden die durchschlagene Luft nicht mehr ionisieren können und zur Erklärung mancher Rätsel bei den Störungen des inneren (Bauersche Ringintegrale) und äußeren Magnetfeldes und den Polarlichtern, ebenso wie bei dem Elektrizitätshaushalt der Erde, dienen. Kolhörster²⁾ glaubte auf eine γ -Strahlung bei der DDH schließen zu können, da die Ionisationszahlen zweier Apparate bei Bestrahlung mit Ra und mit DDH dasselbe Verhältnis zeigten. Das ließ sich nicht bestätigen⁷⁾. Daß eine Wellenstrahlung vorliegt, ist also zwar sehr wahrscheinlich, aber unbewiesen. Über ihr Wesen kann uns abgesehen von der Stärke nur noch der Absorptionskoeffizient Auskunft geben. Er beträgt ja 5 bis 1.6 · 10⁻³ cm⁻¹. Mit der oben beschriebenen Apparatur fand Hoffmann⁴⁾ für die härtesten Komponenten des Ra

$$\mu_{\text{Pb}} = 0.18 \text{ cm}^{-1}, \text{ d. h. } \frac{\mu}{\rho} = 16.10^{-3} \text{ cm}^{-1}.$$

Diese Strahlen sind immer noch drei- bis zehnmal weicher! Weiterführen kann hier die Betrachtung der Wellenlängen. Die uns beim Ra bekannten reichen nach Messungen des zugehörigen β -Strahlspektrums von Ellis¹⁰⁾ herunter bis $\lambda = 5 \cdot 10^{-11}$ cm. Der Vorgang der Absorption harter Wellenstrahlung wird sehr verwickelt durch die hinzukommende Streuung. Die „scheinbare“, wirklich gemessene Absorption setzt sich zusammen aus der „wahren“ (true absorption), d. h. dem Verbrauch des $h \cdot \nu$ zur Photoelektronenemission, und der Comptonstreuung (scattering absorption), d. h. der Umwandlung zum Teil in Elektronenenergie, zum Teil in ein Lichtquant größerer Wellenlänge. Es bedeute:

- $\frac{\mu}{\rho}$ den „scheinbaren“ Massenabsorptionskoeffizienten,
- $N = 6 \cdot 10^{23}$ die Avogadro'sche Zahl,
- $A = 2.42 \cdot 10^{-10}$ cm die „Compton-Wellenlänge“,
- $\sigma_0 = 6.64 \cdot 10^{-26}$ cm⁻¹ den klassischen Streukoeffizienten,
- Z, A Ordnungszahl und Atomgewicht der durchstrahlten Materie,
- λ die Wellenlänge der einfallenden Strahlung,
- $C = 2.29 \cdot 10^{-2}$ nach den Messungen¹³⁾.

Nach der extrem quantentheoretischen Theorie von Compton*), die sich den Experimenten mit Röntgen- und γ -Strahlen am besten anschließt, ergibt sich für die scheinbare Absorption in einem begrenzten Stück Materie:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N \cdot \sigma_0}{1 + \frac{A}{\lambda}} + C \cdot \lambda^3 \cdot \frac{Z^4}{A}.$$

Der erste Ausdruck rechts ist der Streukoeffizient, der zweite der der wahren Absorption. Voraussetzung für die Gültigkeit der Formel ist, daß das $\frac{\mu}{\rho}$ den wirklich aus dem Strahlen-

*) Über die Theorien des Comptoneffektes schrieb z. B. Gr. Wentzel¹⁶⁾.

bündel im Zentimeter verschwindenden Energieanteil darstellt, d. h., daß einmal gestreute Strahlen nicht mehr zum Meßort gelangen. Der Streukoeffizient ist für jedes Material etwa derselbe ($\frac{Z}{A} = 0.5$ für O; $\frac{Z}{A} = 0.4$ für Pb), der der wahren Absorption aber ist für Blei etwa tausendmal größer als für Sauerstoff ($\frac{Z^4}{A} = 256$ für O; $\frac{Z^4}{A} = 2.2 \cdot 10^6$ für Pb).

Nach den Angaben von Ahmad und Stoner¹³⁾ für γ -Strahlen berechnet Hoffmann⁴⁾ das Verhältnis der wahren Absorption zur Streuung bei Blei zu 0.46, bei Sauerstoff zu $0.43 \cdot 10^{-3}$. Daß bei diesem Überwiegen der Streuung in Luft und Wasser u. a. die scheinbaren Absorptionskurven wesentlich von $N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$ abweichen, ist sehr wahrscheinlich. Vgl. jedoch die Messung von Heß²⁷⁾, s. oben.

Unter Anwendung obiger Formel gibt Millikan⁶⁾ die Wellenlänge der Höhenstrahlung zu 4 bis $6.7 \cdot 10^{-12}$ cm an*), also etwa zehnmal kürzer als die der bekannten härtesten beim Ra. Die Absorptionsmessungen sind jedoch nicht mit begrenzten Bündeln gemacht, sondern so, daß einmal gestreute Strahlen durch nochmalige Streuung doch zur Meßstelle gelangen konnten. Die wahre Absorption in Luft und Wasser ist ja auch für die Sekundärstrahlen größerer Wellenlänge noch klein. Wenn durch Streuung in dieser Meßanordnung wenig Energie verlorengeht, wenn also die scheinbare Absorption wesentlich proportional λ^3 ist, so liegen die durch Extrapolation aus dem γ -Strahlengebiet gefundenen Wellenlängen durchaus im Gebiet der Ra-Strahlen.

Nach Millikan⁶⁾ ist der Anteil der durch die extrem harten Initialstrahlen im Comptoneffekt ausgelösten weichen Sekundärstrahlen auf die Ionisation im Gefäß beträchtlich. Es zeigten sich nämlich, auf dem Pike's Peak (4220 m) in doppelter Stärke wie in Pasadena, Strahlen normaler, durch Wasser oder Blei absorbierbarer Durchdringungsfähigkeit. Falls es sich hierbei nicht einfach um eine Erhöhung der Gesteinsaktivität, d. h. um Ra-Strahlen handelt, so heißt dies, daß die oben doppelt so starke Initialstrahlung die doppelte Menge an Sekundärstrahlung auslöst. Eine 10 proz. Strahlungsverminderung bei einem Schneesturm auf dem Pike's Peak wird auf die Absorption der weichen Sekundärstrahlen geschoben. Da sie sich auch in einer Kammer mit 5 cm Bleimantel zeigte, schloß Millikan 1924, daß die DDH nicht existiere. Jetzt hat er ja selbst das Gegenteil bewiesen. Verfasser konnte bei Schneefällen in Göttingen und bei einem Schneesturm auf dem Brocken (1100 m) nie eine Strahlungsverminderung, vielmehr zumeist eine Erhöhung, auf dem Brocken um $0.5 J$, feststellen; erst die Schneedecke wirkt strahlungsmindernd.

Wie ist nun der negative Ausfall der Bleiabsorptionsversuche von Hoffmann⁴⁾⁵⁾ und Behoûnek¹⁷⁾ zu erklären? Aus der harten Initialstrahlung bildet Blei etwa ebensoviel Sekundärstrahlen durch den Comptoneffekt wie Luft und Wasser. Wegen des hohen Z werden diese aber sofort wieder absorbiert. Bei den ersten Zentimetern Panzer werden die überall erzeugten Sekundärstrahlen abgedrosselt, ihre Wellenlängen liegen ja zwischen $2A$ und der der Initialstrahlung¹⁶⁾, ihre Absorptionskoeffizienten also im Gebiete der harten Ra-Strahlen. Dies ist von Millikan gefunden worden und schon früher von O. H. Gish¹⁸⁾, der bei Bleimessungen in verschiedenen Höhen Härten analog denen bei Ra erhielt (s. Tab.). Alle diese Versuche sind auf Gestein ausgeführt, lassen sich also immer noch aus der Radioaktivität der Umgebung erklären. Auf Firneis fällt dies fort, Bleiversuche dort müßten also die Entscheidung bringen. Dies ist von Göttingen aus geplant. Wenn die ersten Bleischichten die Sekundärstrahlen der Umgebung verschluckt haben, bleibt als Ionisator die Initialstrahlung, deren Wirkung natürlich beträchtlich kleiner ist, jedenfalls kleiner als $0.3 J$ im Meeresniveau. Falls nämlich bei Hoffmann die Abnahme um $0.04 J$ bei Panzererhöhung von 12 auf 32 cm,

*) Kolhörster berechnet mit seinen Absorptionskoeffizienten nach einer analogen Formel von Bothe

$$\lambda = 2 \cdot 10^{-11} \text{ cm }^{30)}.$$

die wegen der Bleiaktivität auf $0.06 J$ zu erhöhen wäre, durch Höhenstrahlung ($\frac{\mu}{\rho} = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) verursacht ist, so hat diese außerhalb des Bleies die Stärke $0.3 J$. Hoffmann schiebt diese Änderung auf die sehr harten Ra-Strahlen ($\mu_{\text{Pb}} = 0.18 \text{ cm}^{-1}$).

III. Die Quelle. Für eine Wellenlänge $\lambda < 7.10 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^6$) erscheinen unsere bekannten Radioelemente als Urheber der DDH ausgeschlossen. Ganz andere Energieumsetzungen muß man in Betracht ziehen; etwa die Bildung von Helium aus Wasserstoff, die eine Wellenlänge von $\lambda = 4.10 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$ ergibt^{6) 23)} und im ganzen Universum vor sich gehen müßte, oder wie es die moderne Astrophysik fordert, die in den Sternen vor sich gehende Umsetzung von Materie in Strahlung¹⁴⁾. Nimmt man diese als quantenhaft an und verlangt bei dem Elementarakt Erhaltung von Energie, Moment und Ladung, Umkehrbarkeit des Prozesses und Nichtüberschreitung der Lichtgeschwindigkeit, so muß man²²⁾ die Vereinigung eines Protons mit zwei Elektronen zu einem Elektron und einem Lichtquant von $2.6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ Wellenlänge annehmen. Aus der Energiebilanz des Andromedanebels als eines jungen Gebildes schließt Jeans²¹⁾, daß nur $\frac{1}{3000}$ der erzeugten Strahlung dem sichtbaren Gebiet angehört, d. h., daß von der aus dem Materiezerfall stammenden Initialstrahlung nur dieser Bruchteil innerhalb des Nebels bis auf die Wellenlänge des Lichtes heruntertransformiert wird. Der übrige Anteil würde stark genug sein, um etwa die Hälfte der gesamten Ionisation in der Atmosphäre zu erzeugen. Die Nachprüfung der Voraussetzungen dieser so sehr überzeugenden Rechnung muß man den Astrophysikern überlassen. Junge Sterngebilde als Quelle der DDH zog ja schon 1912 Nernst heran, da dort die Rückbildung schwerer Atome aus der Nullpunktsenergie des Äthers am ehesten zu erwarten ist. Nach der Jeansschen wie der Nernstschen Theorie muß also die DDH von der Gegend der Milchstraße kommen. Kolhörsters⁷⁾ Messungen der täglichen Periode auf dem Jungfraugletscher (Juli 1923 und 1924) scheinen dies zu bestätigen. Die DDH betrug oben etwa $4 J$ mit einer periodischen Schwankung von 15 Proz. dieses Wertes, die alle fünf Apparate zeigten. Die Maxima lagen, je durch ein sekundäres Minimum unterbrochen, morgens um 5^{h} und 8^{h} , abends um 17^{h} und 21^{h} , das Mittagsminimum um 13^{h} . Die Maxima entsprechen den Zeiten, in denen die Milchstraße kulminiert. In 20 m Eistiefe fehlt jede Schwankung. 1924 waren die Apparate mit den neuen temperaturunempfindlichen Elektrometern versehen, die aus zwei freitragenden platinieren Quarfäden bestehen^{24) 25)}. Eine Wo-Einlage von 0.03 cm Dicke, die die Strahlungssetzung erhöhen sollte, bewährte sich nur bei Ra-Strahlen; für die DDH war sie offenbar zu dünn. Zur gleichen Zeit registrierte Hoffmann^{5) 7)} in Königsberg mit seiner Apparatur mit 12 cm Bleipanzer; dabei war die Genauigkeit beträchtlich größer als bei Kolhörster, eine 15 proz. tägliche Periode also sicher nachweisbar. Sie blieb aus! Ebenso fand Behoûnek¹⁷⁾ in 20 cm Pb zeitliche Konstanz der Strahlung*). Der Grund kann vielleicht auch hier in der hohen Ordnungszahl des Bleies liegen. Nimmt man auch im Meeresniveau Existenz und tägliche Periode als richtig an, so müßten die $0.3 J$ harter Initialstrahlung (s. oben) eine Schwankung von $0.03 J$ geben. Die gemessene betrug etwa $0.05 J$ (Maximum 1.025, Minimum 0.973), ihre tägliche Variation hat eine gewisse Ähnlichkeit mit der bei Kolhörster: Mittagsminimum um 14^{h} , morgens und abends Maxima.

Zur Annahme eines mehr terrestrischen bzw. solaren Ursprungs führen einige neuere Ergebnisse. Die von Ellis und von Thibaut²⁶⁾ gefundenen sehr kurzwelligen Ra-Strahlen und die Härtung der DDH nach unten hin deuten auf gewöhnliche Radioelemente als Quelle, wobei eben nur die sehr harten Strahlenkomponenten nach unten durchdringen. Vielleicht deutet die verminderte Strahlungszunahme oberhalb 10 km Höhe (s. oben) auf den Beginn einer aktiven Schicht. Bongards sucht in einer Reihe von Messungen des aktiven Niederschlags in großen Höhen¹¹⁾ die kosmische Herkunft der Emanationen zu beweisen. Man könnte an Rückstoßatome von der Sonne

*) Heß²⁷⁾ weist auf die recht ungünstigen Verhältnisse bei Behoûneks Messungen hin. Nach Hoffmann⁵⁾ ist Bleiaktivität wohl nicht so zu fürchten. Bei 15 Jahre altem Pb konnte Verf. bei Versuchen im Ra-freien Salzbergwerk keine γ -Strahlung finden.

denken, die dann, wie beobachtet, besonders im Gefolge von Flecken auftreten müßten; dem widersprechen aber direkte Emanationsmessungen im Flugzeug³¹⁾ und Messungen auf den Ozeanen⁹⁾ 32).

Einen Zusammenhang von DDH und Polarlichtern, eine alte Vermutung¹⁾, fordert Akiyama⁸⁾, da nach seinen Beobachtungen über α -Strahlen in Luft aus der Richtungsabweichung der α -Strahlen gegen die Rückstoßatome hierbei eine sehr harte γ -Strahlung entstehen muß. Dies wäre also auch bei den Polarlichtern der Fall und so ein Zusammenhang mit Sonnenflecken und magnetischen Störungen denkbar. Nodon¹⁵⁾ glaubt einen parallelen bzw. inversen Gang dieser Erscheinungen gefunden zu haben. Doch scheint es sich bei seiner „Ultraradiation“ gar nicht, wie Akiyama meint, um DDH zu handeln. Leider ist keine einzige Messung bei Polarlicht bekannt, auch nicht bei den langen Meßreihen der „Carnegie“³²⁾.

Von den vielen der Aufklärung harrenden Fragen springt besonders die Diskrepanz zwischen den Messungen von Kolhörster und Hoffmann ins Auge. Genaues theoretisches und experimentelles Studium des Streuvorganges, Messungen auf Hochgebirgsgletschern und im Flugzeug in anderen Monaten als dem Juli sind nötig; ebenso in den Tropen und der Arktik.

Zusammenfassung: I. Absorptionsversuche mit Blei sprechen gegen, solche mit Wasser, Eis und Luft für die Existenz einer Strahlung, die von oben kommt und innen nach unten hin abnehmenden Absorptionskoeffizientenn von etwa

$$\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

hat. Sie ist bis 15 km Höhe erforscht.

II. Betrachtung des Comptoneffektes ergibt den starken Einfluß der Streuung auf die Meßergebnisse und vermag vielleicht die Differenzen zwischen den Blei- und Wasser- versuchen zu erklären. Die Wellenlänge der Höhenstrahlung ist größer oder gleich $5 \cdot 10^{-12}$ cm.

III. Als Quelle werden der Kosmos oder junge Nebelsterne bezeichnet; ein „Zerstrahlen“ von Materie oder andere Energieumsetzungen liefern derartig harte Strahlen. Messungen der täglichen Periode scheinen hierfür zu sprechen. Mehr terrestrisch-solarer Ursprung ist aber auch möglich.

Literatur.

- 1) A. Wigand: Phys. Zeitschr. **25**, 445 (1924).
- 2) W. Kolhörster: „Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre“. Hamburg 1924.
- 3) St. Meyer u. E. v. Schweidler: „Radioaktivität“. Leipzig-Berlin 1916.
- 4) G. Hoffmann: Phys. Zeitschr. **26**, 669 (1925).
- 5) Derselbe: Ebenda **26**, 40 (1925).
- 6) R. A. Millikan: Nature **116**, 861 (1925) und Science **62**, 445 (1925).
- 6a) Derselbe: Proc. Nat. Ac. Sc. **12**, 48 (1926). Kritik hierzu s. 39).
- 7) W. Kolhörster: Berl. Ber. **7**, 120 (1925).
- 8) M. Akiyama: Jap. Journ. Astr. Geoph. **3**, 1 (1925).
- 9) S. J. Mauchly: Terr. Magn. 1924, S. 187.
- 10) L. Meitner: Naturw. **12**, 1146 (1924).
- 11) H. Bongards: Phys. Zeitschr. **25**, 679 (1925).
- 12) V. F. Heß: Ebenda **14**, 610 (1913).
- 13) N. Ahmad bzw. N. Ahmad u. E. C. Stoner: Proc. Roy. Soc. **105**, 507; **106**, 8; **109**, 25.
- 14) J. H. Jeans: Nature **117**, 18 (1926).
- 15) Nodon: C. R. **173**, 722 (1921).
- 16) G. Wentzel: Phys. Zeitschr. **26**, 436 (1925).
- 17) F. Behounek: Ebenda **27**, 8 (1926).
- 18) O. H. Gish: Phys. Rev. **13**, 155 (1919).
- 19) L. Myssowski u. L. Tuwim: Zeitschr. f. Phys. **25**, 299 (1925).

- 20) C. S. Wright: *Nature* **117**, 54 (1926).
- 21) J. H. Jeans: *Ebenda* **116**, 861 (1925).
- 22) A. Ll. Hughes u. G. E. M. Jaucey: *Ebenda* **117**, 193 (1926).
- 23) M. Home: *Ebenda* **117**, 194 (1926).
- 24) W. Kolhörster: *Zeitschr. f. Instr. Kunde* **44**, 333 (1924).
- 25) Derselbe: *Phys. Zeitschr.* **27**, 62 (1926).
- 26) J. Thibaut: *C.R.* **179**, 167 (1924).
- 27) V. F. Heß: *Phys. Zeitschr.* **27**, 159 (1926).
- 28) W. Kolhörster: *Naturw.* **14**, 290 u. 313 (1926).
- 29) Derselbe: *Ebenda* S. 371.
- 30) Derselbe: *Zeitschr. f. Phys.* **36**, 147 (1926).
- 31) A. Wigand: *Luftelektrische Beobachtungen bei Flugzeugaufstiegen*. Berlin 1925.
- 32) *Ocean magnetic and electric observations 1915—1921*. Vol. V. Carnegie Institution of Washington 1926.

Göttingen, 1. März 1926.

MICROSÉISMES ET DÉFERLEMENT DES VAGUES SUR LES CÔTES.

Gherzi, E. (S. J. Obs. de Zi-ka-wei).

A la suite de la récession toujours si instructive que Mr. le Dr. B. Gutenberg à faite dans le Numéro IV de l'année 1924/25 qu'on me permette de faire remarquer que les deux extraits de mes graphiques, donnés à la page 166, ont dû être confondus par mégarde.

En effet ces deux lignes sont tirées ... j'oserais dire, en dehors du contexte qui les explique. La courte ligne de microsésismes du 7 Août 1922, représente l'inscription obtenue quelques heures après que le centre typhonique à pénétré sur terre. On n'y retrouve aucun des groupes réguliers qui s'inscrivaient juste avant ce moment dans la marche du cyclone. Ors puisque les vagues continuaient de se briser sur nos côtes voisines, nous concluons que ces groupes réguliers de microsésismes de la Ire classe (cf notre Étude) ne peuvent pas être attribués au brisement des vagues sur la côte. Et c'est cela le résultat principal que nous avons osé présenter au public.

Si donc ces enregistrements, que le Dr. B. Gutenberg à obligeamment reproduits, se ressemblent, cela indique que les microsésismes des vents de mousson *) (ou si l'on veut, des vagues qui déferlent par vent de mousson) et les microsésismes enregistrés DÈS QUE LE CENTRE TYPHONIQUE ou CYCLONIQUE N'EST PLUS SUR MER sont dûs, au moins partiellement, au brisement des vagues (chose que nous n'avions pas niée; cf *Microsésismes de la IIe classe*) et ainsi il resterait encore plus clair que les autres microsésismes à groupes réguliers SONT DÛS À UNE AUTRE CAUSE QUE LE DÉFERLEMENT VOISIN OU PROCHE DES VAGUES AGITÉES.

C'est toujours cette conclusion que nous avions proposée et que l'analyse sympathique du Dr. B. Gutenberg nous permet de reproduire ici même. Nous comptons d'ailleurs dans un prochain avenir donner une nouvelle ÉTUDE sur ce sujet avec des observations de la houle sur les mers de la Chine et l'Océan Pacifique nord.

Willp, J.: Eine Bemerkung zum Vortrage des Herrn W. Stekloff: „Über die Wiederherstellung des Netzes seismischer Stationen von USSR usw.“ *Zeitschr. f. Geophys.* 1926, Heft 1, S. 12—17, II. Jahrgang.

Mit Interesse habe ich den Vortrag des Vertreters der Akademie der Wissenschaften von USSR gelesen, besonders, da ich in dieser kurzen Mitteilung gerade nicht an der

*) Le 24 Nov. 1922.

letzten Stelle erwähnt worden bin. Ich muß doch immerhin daraus schließen, daß man auch in gewisser Weise meine Verdienste bei der Begründung der modernen Seismometrie Rußlands vor dem Kriege eingeschätzt hat.

Es ist mit Freuden zu begrüßen, daß auf den Ruinen, die der Weltkrieg zurückgelassen, wiederum neue Tätigkeit sich entfaltet und energisch zur Bereicherung dieses jungen Wissenszweiges der Geophysik beigetragen wird, wie dieses aus den Schlußworten des Artikels herausklingt.

Immerhin möchte ich aber auf etwas, meiner Meinung nach sehr Wichtiges hinweisen.

Gewiß kann man die Bedeutung Wladiwostoks als einer erstklassigen seismischen Station nicht abstreiten, wo bereits vor dem Kriege ein Teil der Apparate für diese Station in Bereitschaft war.

Es fragt sich hier, ob es heutzutage sich lohnt, ohne weiteres in dieser Frage kurz zu entscheiden. Wie steht es dort mit der Nähe des Meeres und Stärke der lästigen Pulsationen, die durch die Meereswellen bedingt sind?

Kaum dürfte es bei der gegenwärtigen Entwicklungsstufe der Seismologie am Platze sein, daß man an Punkten der Erde empfindliche Seismographen in Anwendung bringt, die den größten Teil des Jahres durch mikroseismische Bewegungen maskierte Aufzeichnungen von Fernbeben liefern würden.

Es könnte ja zutreffen, daß Wladiwostok in einer sogenannten neutralen Zone liegt. Es steht aber Rußland ein kolossales Gebiet zwischen Wladiwostok und dem Ural zur Verfügung, wo man zunächst zur Zeit der stärksten Zyklone mit Hilfe einer sogenannten wandernden seismischen Station, zu der ein einziger Seismograph ohne genaue Zeitmarkierung genügt, das Gebiet abforschte, um Schlüsse darüber ziehen zu können, wo die vorteilhaftesten Stellen zur Gründung solcher Stationen sich befinden.

Bekanntlich ist bis jetzt Irkutsk die einzige seismische Station ersten Ranges in Rußland, die das runde Jahr hindurch einwandfreie Aufzeichnungen ermöglicht.

Würde man in Sibirien etwa fünf Stationen ersten Ranges gründen, könnte Rußland mit diesen fünf Stationen für die seismologische Wissenschaft enorm große Dienste leisten.

Es wäre zu wünschen, daß die Sowjetregierung die fundamentale Bedeutung dieser Sache einsieht und die geringen Kredite zur Lösung dieser Frage nicht verweigert, besonders, wo zurzeit eine energische Kraft, wie Prof. P. Nikiforov, zur Verfügung steht, an dessen wissenschaftlichem Können man nicht zu zweifeln braucht, der zudem noch die Tugenden eines tüchtigen Administrators und seltenen Patrioten in sich vereinigt.

Dorpat, Phys. Institut d. Universität, Febr. 1926.

Neuaufnahmen.

150. HAARMANN, Prof. Dr., Berlin-Halensee, Küstrinerstraße 11.
151. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien XIX, Hohe Warte 38.
152. Fysikaliska Laboratoriet, Helsingfors, Brombergsterrassen, Finnland.
153. Bayerische Landeswetterwarte, München, Gabelsbergerstraße 55.
154. Badische Geologische Landesanstalt, Freiburg i. Br.

Veränderte Anschrift:

- *62. MACK, CARL, Prof. Dr., Hohenheim bei Stuttgart.
140. HAALK, H., Dr., Berlin-Steglitz, Albrechtstraße 38 p.

Ein Beitrag zur Frage der Kontinentalverschiebung.

Von B. Wanach in Potsdam. — (Mit einer Abbildung.)

Mehrjährige Beobachtungen der Längendifferenzen zwischen zwei europäischen und zwei amerikanischen Stationen haben bisher keine sichere Andeutung einer Kontinentalverschiebung ergeben.

Seit April 1921 werden die Zeitsignale von Annapolis (NSS) und seit März 1922 auch die von Bordeaux-Lafayette (LY) regelmäßig im Geodätischen Institut in Potsdam und gleichzeitig auf dem Dominion Observatory in Ottawa auf-

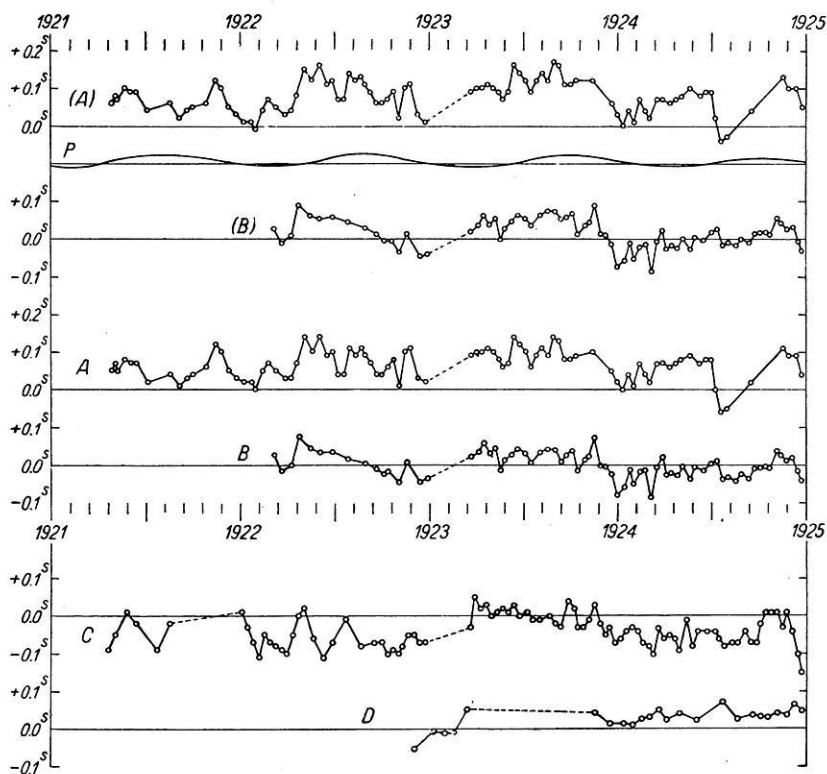


Fig. 1.

genommen und an die laufenden Zeitbestimmungen angeschlossen. Die ersten Ergebnisse von Ottawa (bis Juli 1922) verdanke ich handschriftlichen Mitteilungen der Herren Dr. O. Klotz und R. M. Stewart; die weiteren (bis Ende 1924)

sind veröffentlicht im Journ. of the R. Astr. Soc. of Canada, 1923 bis 1925; die Werte von 1925 sind mir noch nicht bekannt. Die Ergebnisse der Vergleichung mit den Potsdamer Aufnahmen sind aber interessant genug, um schon jetzt eine kurze Mitteilung zu rechtfertigen.

In der Figur ist unter (*A*) der zeitliche Verlauf der beobachteten Verbesserungen der angenommenen Längendifferenz Potsdam—Ottawa, abgeleitet aus den NSS-Signalen, dargestellt, unter (*B*) das Ergebnis der LY-Signale; die kleinen Kreise entsprechen Mittelwerten aus je zehn aufeinander folgenden Einzelbeobachtungen. Beide Reihen zeigen einen konstanten Unterschied von im Mittel 0.065 sec; durch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen (= Lichtgeschwindigkeit) wären nur 0.034 sec erklärbar, die übrigen 0.031 sec müssen einstweilen als systematische Fehler der Signalaufnahmen gedeutet werden. In guter Übereinstimmung untereinander zeigen die Reihen (*A*) und (*B*) starke Wellen, die wiederum nur zum kleinen Teil auf dem Einfluß der Polbewegung auf die Längendifferenz beruhen, die durch die Kurve *P* dargestellt ist. Die Reihen $A = (A) - P$ und $B = (B) - P$ stellen also den vom Einfluß der Polbewegung befreiten Verlauf der beobachteten Längendifferenz Potsdam—Ottawa dar, ferner *C* und *D* den Verlauf der Längendifferenz Paris—Ottawa und Potsdam—Washington. Daraus, daß der steile Abfall von *A*, *B* und *C* am Ende des Jahres 1924 sich in *D* nicht zeigt, könnte man schließen, daß für ihn die Signalaufnahmen oder die Zeitbestimmungen in Ottawa verantwortlich zu machen sind, es wird aber gut sein, noch den weiteren Verlauf der Reihen im Jahre 1925 abzuwarten.

Um eine Entscheidung für oder wider die Wegenersche Annahme einer Kontinentalverschiebung zu fällen, reichen diese Beobachtungsreihen offenbar noch nicht aus. Die Ausgleichung der vier Reihen ergibt folgende Werte für die jährliche Zunahme der Längendifferenz.

Potsdam—Ottawa aus NSS . .	<i>A</i> : + 0.0002 ± 0.0041 sec,
Potsdam—Ottawa aus LY . .	<i>B</i> : — 0.0125 ± 0.0047 sec,
Paris—Ottawa aus LY . . .	<i>C</i> : + 0.0030 ± 0.0044 sec,
Potsdam—Washington aus LY	<i>D</i> : + 0.0290 ± 0.0062 sec.

Einer Zeitsekunde in Länge entspricht unter der Breite von Ottawa eine Strecke von 326 m, unter der Breite von Washington 361 m, also erhält man aus den vier Reihen, wenn man Europa als festliegend betrachtet, folgende Beträge für eine westlich gerichtete jährliche Drift Amerikas:

<i>A</i> +	6 ± 134 cm,
<i>B</i> —	408 ± 158 cm,
<i>C</i> +	98 ± 144 cm,
<i>D</i> +	1047 ± 224 cm.

Man sieht, wie gefährlich es wäre, Schlüsse aus einer einzigen, zu kurze Zeit umfassenden Beobachtungsreihe zu ziehen; läge nur die Reihe *D* vor, so könnte man sie als glänzende Bestätigung der Wegenerschen Annahme an-

sprechen. Vereinigt man aber alle vier Endergebnisse unter Berücksichtigung der ihren mittleren Fehlern entsprechenden relativen Gewichte, so ergibt sich eine jährliche Drift von

$$+ 59 \pm 241 \text{ cm.}$$

Setzt man dagegen die Gewichte gleich den Koeffizienten in den reduzierten Normalgleichungen, so wird das Mittel

$$- 16 \pm 180 \text{ cm.}$$

Einstweilen läßt sich also nichts weiter sagen, als daß eine etwaige Verschiebung Amerikas gegen Europa im Betrage von wesentlich mehr als 1 m jährlich sehr unwahrscheinlich ist.

Erdbeben und Ausbruch des Katmai im Jahre 1912.

Von E. Tams.

Nunmehr liegt auch von zuständiger amerikanischer Seite eine ausführliche Untersuchung über die bemerkenswerten seismischen Ereignisse vor, welche sich im Sommer 1912 in Verbindung mit dem großen Ausbruch des Katmai in der Region von Alaska abgespielt haben, nämlich: Cl. N. Fenner, *Earth Movements accompanying the Katmai Eruption*. (*Journ. of Geology* XXXIII, Nr. 2 und 3, 1925, S. 116 bis 139 und 193 bis 223.) Ich selbst behandelte diese Frage bereits in einer wie oben betitelten Arbeit in der *Zeitschr. f. Vulkanologie* VIII, 1924/25, S. 137 bis 149, und es erscheint mir wegen der prinzipiellen Bedeutung für die Auffassung der Abwicklung endogen dynamischer Prozesse der Hinweis nicht unwichtig, daß der von mir dort geführte Nachweis des Zusammenfallens mikroseismisch weit reichender, zum Teil recht beachtlicher Erdbeben mit dieser Eruption hiermit ganz unabhängig von einer Seite bestätigt worden ist, welche ihre diesbezüglichen Studien noch durch wiederholte eigene Begehung (1919 und 1923) des in Rede stehenden Gebietes stützen konnte.

Wie die Feldbeobachtungen zeigen, sind in der Nähe des Katmai nur Erdstöße von mäßiger Stärke aufgetreten, so daß die in größerer Entfernung (bis zu rund 300 km) gefühlten Beben nicht als unmittelbare Wirkung rein vulkanischer Vorgänge aufgefaßt werden können, sondern als mit tektonischen Prozessen zusammenhängend erklärt werden müssen. Der ganze große eruptive Vorgang war also von tektonischen Bewegungen begleitet, was in Übereinstimmung mit meinem Standpunkt steht, indem ich auch auf nicht unbeträchtliche Schollenbewegungen im Epizentralgebiet schloß. Bezüglich des örtlichen Gebundenseins dieser der Zeit nach eng (closely) mit der Eruption assoziierten Beben an den Katmai-Bezirk möchte Fenner jedoch nur sagen, daß es als ziemlich eng (rather closely) zu bezeichnen sei, wie denn auch insbesondere keine der mikroseismischen Fernregistrierungen auf den Vorgang der Bruchbildung im „Tal der zehntausend Dämpfe“ hart nordwestlich vom Katmai zurückzuführen

sein soll, obwohl derselbe auch nach ihm anfänglich ziemlich heftig und zweifellos von nicht unbedeutenden Erdbewegungen begleitet war. Fenner betont aber, daß die Brüche zur Hauptsache auf den Talboden beschränkt waren; immerhin betrafen sie z. B. in der Gegend des Novarupta auch das angrenzende höhere Gebiet.

Es erscheint zwar nunmehr nach den vorliegenden Feldbeobachtungen unabweisbar, daß diese Bruchbildung schon früh am Morgen des 6. Juni (Zeit des 150. Meridians westl. Gr.) einsetzte, doch damit dürfte jetzt auch sicherer als bisher die Herkunft für einige der Züge langer Oberflächenwellen (mit Ausnahme einer Aufzeichnung, die vielleicht auf ein Beben in der Nähe von Samoa zurückzuführen ist) festgestellt sein, welche nach den instrumentellen Beobachtungen in Jena von etwa 3^h ab (150° westl. Gr.) ziemlich ununterbrochen den ganzen Tag über anhalten und so zu den auch von mir bereits näher identifizierten Seismogrammen um Mitternacht und an den folgenden Tagen hinführen. Analoge Beobachtungen liegen aus Hamburg und Pulkovo vor. Gerade der Umstand, daß es sich bei diesen Fernregistrierungen nur um schwache Oberflächenwellen handelt, ist durchaus vereinbar mit der von Fenner vertretenen Auffassung, daß die Brüche nach dem Befunde im Felde nur durch lokale, aus vergleichsweise geringer Tiefe wirksam gewesene Kräfte erzeugt wurden, indem allerdings, in einem größeren Rahmen gesehen, eben diese speziellen, mehr örtlichen, sich wahrscheinlich in Verbindung mit einer Magmaintrusion geäußert habenden Kräfte mit regionalen Spannungen zusammengehangen haben dürften, denen nach den übrigen seismischen Äußerungen zweifellos in diesen Tagen der ganze nördliche Teil der Halbinsel Alaska samt Umgebung bis zur Kenai-Halbinsel und Insel Kadiak unterworfen war. Auch am Morgen des 6. Juni wurden Erdbeben in Seldovia (rund 240 km nordöstlich vom Katmai und in Nushagak, 210 km nordwestlich) wahrgenommen, zu denen vermutlich ebenfalls einige der soeben erwähnten Züge von Oberflächenwellen in den Fernseismogrammen in Beziehung stehen.

Auch der endogene Prozeß, der dann in Verbindung mit dem in Cold Bai (60 bis 70 km südwestlich) gefühlten Erdbeben zu dem ersten großen Paroxysmus des Katmai am 6. Juni um etwa 13^h führte, dürfte, wie bereits in meiner früheren Arbeit bemerkt, schon Fernregistrierungen veranlaßt haben, indem auf ihn die in Jena um 13^h 52^m (150° westl. Gr.) einsetzenden „langen Wellen“ zurückzuführen sein werden. Daß noch weiter einige der nachfolgenden Erdbeben mit beachtenswerteren Fernregistrierungen (6. bis 11. Juni) speziell auf Vorgängen im Bezirk des „Tales der zehntausend Dämpfe“ beruht haben, muß allerdings nach den neuesten Darlegungen von Fenner über diese Vorgänge als wenig wahrscheinlich gelten, zumal das Niedergehen des Talbodens — nachdem ein Teil des die Hebung vermutlich bewirkt habenden intrudierten Magmas eruptiv durch Spalten entwichen war — nach den darüber vorliegenden nachträglichen Feststellungen im Felde nur allmählich vor sich gegangen sein dürfte. Doch ist wohl zu beachten, daß noch zwei große Ausbrüche des Katmai gleichzeitig von Beben begleitet waren, die deutlich auch in Europa aufgezeichnet wurden; und obgleich Fenner bezüglich des „Tales der zehntausend Dämpfe“

die Hypothese der Magmaintrusion aus ziemlich geringer Tiefe für die zufriedenstellendste halten möchte, betont er aber doch auch wieder, daß sie natürlich nicht eigentlich beweisbar sei, und daß sich daher das Einnehmen eines dogmatischen Standpunktes in dieser Beziehung nicht rechtfertige.

Wie aber schon weiter oben angeführt wurde, braucht diese Hypothese nicht im Widerspruch mit den seismischen Erscheinungen zu stehen, wenn man sich nur den ganzen Komplex der Intrusions- und Eruptionsvorgänge mit regionalen Spannungen tektonischen Charakters im tieferen Untergrunde gekoppelt denkt. In der Tat dürften ja wenigstens die ersten Ereignisse im Tale auch mikroseismisch in die Ferne ausgestrahlt sein, und andererseits handelt es sich auch bei den nachfolgenden stärkeren Beben, nach ihren Seismogrammen zu urteilen, keineswegs um tektonische Großbeben. Es erscheint aber außerdem für die prinzipielle Beurteilung des ganzen Ereignisses unerheblich, ob noch eines oder das andere dieser späteren Beben gerade aus dem Bezirke des Tales oder seiner näheren Umgebung stammt, oder ob es mit den übrigen ein weiter abliegendes Epizentrum gehabt hat. Wesentlich ist die Übereinstimmung in der Auffassung, daß sich jedenfalls alle hier in Betracht kommenden seismischen und vulkanischen Ereignisse in einer verhältnismäßig schmalen Zone struktureller Instabilität ereigneten. Und wenn Fenner am Schluß des ersten Teils seiner Abhandlung bemerkt, daß im weiteren Sinne das seismische und das vulkanische Phänomen ihrem Grunde nach miteinander verbunden sind, und es daher nicht überraschen kann, wenn sich gelegentlich beide gleichzeitig äußern, so möchte Verf. dem ganz beipflichten, indem er nur noch auch hier wieder hinzufügt, daß vulkanische Vorgänge größten Stils, wie eben die Katmai-Eruption, stets mehr oder weniger mit tektonischen Vorgängen verknüpft sein werden, und daß dabei die tektonischen Kräfte letzthin wohl die primäre Rolle spielen.

Hamburg, Hauptstation f. Erdbebenforschung.

Zur Frage nach der täglichen Periode der Erdbeben.

Von **Otto Meissner**, Potsdam.

Die tägliche Periode gefühlter Beben ist wahrscheinlich nur durch den Unterschied der Tag- und Nachtbeobachtungen vorgetäuscht. Denn innerhalb jeder dieser Beobachtungsgruppen ist die Verteilung wesentlich zufällig.

Herrn Tams' Ausführungen über die Frage nach der Periodizität der Erdbeben¹⁾ veranlassen mich, auf eine frühere Arbeit von mir²⁾ zurückzugreifen, die, weil in einer mathematischen Zeitschrift erschienen, vermutlich den Seismologen ziemlich unbekannt geblieben ist. Damals wollte ich an einem praktischen Beispiel zeigen, daß man bei der Diskussion einer Konstanten, die aber plötzlich auf einen anderen Wert springt, eine starke Vermutung systematischer

bzw. periodischer Ursachen erhält, wenn die Sprungstelle in die Beobachtungsreihe fällt, während im anderen Falle natürlich nichts davon zu merken ist.

Es handelt sich I. um 585 in der Schweiz von 1880 bis 1891, II. um 1085 in Italien und den Alpen in der Zeit vom Oktober 1900 bis Juli 1905 gefühlte Beben. Die stündliche Verteilung findet sich in der Tabelle.

	Stundenhäufigkeit I. Schweiz	Gefühltes Beben II. Italien		Stundenhäufigkeit I. Schweiz	Gefühltes Beben II. Italien
0 ^h	43	56	12 ^h	10	41
1	39	54	13	10	41
2	44	75	14	11	40
3	48	59	15	9	32
4	46	54	16	11	32
5	41	57	17	20	34
6	27	44	18	15	27
7	21	39	19	13	38
8	11	41	20	19	49
9	10	45	21	37	36
10	11	47	22	33	52
11	19	36	23	37	56

Leider kann ich jetzt nicht mehr feststellen, ob die Angaben in Ortszeit gemacht sind. Es kommt für die vorliegende Untersuchung zum Glück nicht zu sehr darauf an.

Berechnet man für beide Reihen das eintägige Sonnenglied — daß ein halbtägiges nicht reell ist, sieht man auch ohne Rechnung — so erhält man folgende Resultate:

	I. Schweiz	II. Italien
Mittel (M)	24.4	45.2
Amplitude (A)	19.1	11.7
Phase (φ)	30.1 ⁰	35.5 ⁰
Relative Amplitude (a)	0.77	0.26
Exspektanz (ε)	0.073	0.054
Verhältnis ($a : \varepsilon$)	10.5	4.8

Aus dem Verhältnis der relativen Amplitude zur Exspektanz, $a : \varepsilon$, müßte mit Sicherheit auf die Realität einer sonnentäglichen Periode geschlossen werden, denn selbst bei den italienischen Beben ist die Amplitude immer noch fünfmal so groß, als es nach den Zufallsgesetzen zu erwarten wäre.

Wendet man das Abbe-Helmertsche Kriterium auf die beiden Reihen an, so erhält man zunächst auch Anzeichen für stark merkliche systematische Ursachen. Bezeichnet man die Quadratsumme der Abweichungen vom Mittel mit A (was wohl nicht mit der oben vorübergehend gleichfalls mit A bezeichneten Amplitude verwechselt werden wird), die Summe der Quadrate der Abweichungen jeder Stunde von der nächsten mit B , so muß nach den Zufallsgesetzen der Quotient $Q = 2A/B = 1 \pm 1/\sqrt{n}$ sein, wenn n die Zahl der Beobachtungen (hier der Stunden!) bezeichnet. Das ist nicht annähernd der Fall, Q ist 6 bzw. 3, und auch hiernach wäre die Periodizität gesichert. Ganz anders wird es aber, wenn man das Material teilt und die Tages- und Nachtstunden für sich behandelt! In den einzelnen Teilen findet sich kein Anzeichen von systema-

tischen Abweichungen, die Abweichungen der Quotienten von 1 sind fast alle kleiner als ihre Unsicherheiten (vgl. die folgende Übersicht):

	I. Schweiz	II. Italien
0 ^h —23 ^h	$Q = 2 A/B = 6.36 \pm 0.21$	$Q = 2 A/B = 2.97 \pm 0.21$
6 — 20	1.09 ± 0.28	1.33 ± 0.27
21 — 5	1.78 ± 0.35	0.96 ± 0.38

(Für Italien hatte ich 20^{1/2}^h statt 20^h als Wechsellpunkt angenommen.) In der Tat sieht man auch bei genauerer Betrachtung der Stundenwerte, daß der Sprung von den höheren Nacht- zu den niedrigeren Tageswerten und umgekehrt ziemlich plötzlich erfolgt. Wenn aber, wie das Abbe-Helmertsche Kriterium beweist, Tages- und Nachtwerte einzeln keine Periodizität zeigen, so kann das auch bei ihrer Vereinigung nicht der Fall sein. Ich halte demnach wenigstens für die gefühlten Beben die von Montessus de Ballore gegebene psychologisch-physiologische Erklärung für richtig. Daß überhaupt keine tägliche Periode der Beben existiere, möchte ich freilich nicht behaupten. Um so weniger, als nach Tams sich auch für die stärkeren Stöße, für die die Montessussche Erklärung schwerlich noch zureicht, eine analoge Periodizität ergibt. Daß sie aber durch physiologische Einflüsse stark vergrößert wird, scheint mir nach dem Vorstehenden unwiderleglich.

Die halbtägige Welle, um ihr noch ein paar Worte zu widmen, beträgt für die Schweizer Beben 4.7 (absolute Amplitude) und das Maximum fällt auf 2^h. Bei den italienischen Beben ist die Amplitude 5.7 und das Maximum um 0^{1/2}^h. Wer die Realität einer ganztägigen Welle für erwiesen hält, wird hiernach die Existenz einer halbtägigen — bei der man ja von vornherein auf eine kleinere Amplitude zu rechnen hat — wenigstens nicht für ausgeschlossen halten dürfen. Mit der halbtägigen Luftdruckwelle aber dürfte diese an sich höchst fragliche halbtägige Erdbebenperiode jedenfalls nichts zu tun haben. Schon die Phasendifferenz ist viel zu groß.

Über eine Bebenperiode von Mondtaglänge habe ich keine Untersuchung angestellt. Ein Versuch, eine Periode von der Länge des synodischen oder des siderischen Monats zu finden³⁾, war negativ sowohl für (in Potsdam) registrierte wie für (in Italien) gefühlte Beben, wenn sich auch schwache Spuren einer 1/2-mondmonatlichen Periode zeigten⁴⁾, die aber nicht deutlich genug waren, um die Realität zu verbürgen.

Literatur.

- 1) E. Tams: Zeitschr. f. Geophys. 2, 27—24.
- 2) O. Meissner: Zeitschr. f. reine u. angew. Math. 56, 269—272.
- 3) Derselbe: Einfluß des Mondes auf die Erdbebenhäufigkeit, Himmel und Erde 18, 278—279.
- 4) Derselbe: Mond und Erdbeben. Gaa 1908, Heft 5.

Zur Frage des Schemas zur Auswertung von Seismogrammen.

Von V. Conrad (Wien).

Herr G. Krumbach hat in dieser Zeitschrift I, Heft 8, S. 361 im ersten Teile einer sehr verdienstvollen Arbeit das vorhandene Laufzeitkurvenmaterial, soweit es sich auf die direkten und reflektierten ersten Vorläufer bezieht, zu mittleren Laufzeitkurven in kritischer Weise zusammengefaßt und ist damit einem starken Bedürfnis der praktischen Seismometrie entgegengekommen.

Der im zweiten Teile gemachte Vorschlag, für die Einsätze der longitudinalen und transversalen Wellen, bei beiden Arten, kleine und große Buchstaben zur genaueren Charakterisierung der Phase zu verwenden, dürfte ebenfalls sehr begrüßenswert sein. Dagegen möchte ich zu dem dort gegebenen Schema: für die Zusammenstellung des Stationsmaterials, für den Stationsdienst und auch für Sammelberichte, Stellung nehmen. Herr Krumbach hatte die Freundlichkeit, mich brieflich dahin aufzuklären, daß das Schema eigentlich nur für Sammelberichte gemeint ist, was aber aus der oben angeführten Stilisierung nicht hervorgeht.

Wer die Entwicklung der Seismometrie innerhalb der letzten 20 Jahre praktisch miterlebt hat, weiß, daß das Krumbachsche Schema einen Rückschritt bedeuten würde. Das gebundene Schema, das den Bearbeiter der Seismogramme in eine Schablone zwängte, wurde dann durch das von Wiechert und seinen Mitarbeitern geschaffene freie „Göttinger Schema“ abgelöst, das jedem praktisch Arbeitenden als großer Fortschritt erscheinen mußte.

Die Bindung an bestimmte Phasen legt eine gewisse Verpflichtung auf, sie im Diagramm wirklich zu finden und auszumessen. Jedes Diagramm aber ist ein Individuum. Auch bei Beben zwischen 3000 und 10000 km Herddistanz ist es nicht die absolute Regel, daß die vorgeschriebenen Phasen ohne weiteres bestimmt werden können. Bei vielen Beben werden z. B. *P*, *PP* oder *PPP*, dann *PS* deutlich hervortreten und eventuell die ganze Hauptphase nahezu unkenntlich sein. In allen solchen Fällen, die vielleicht gerade besonders interessant sind, wird das gebundene Schema versagen oder zu einer falschen Diagnose verleiten. Aus dem Züricher internationalen Bulletin (herausgegeben von De Quervain) kann man manchmal mit ziemlicher Sicherheit die Stationen, die mit gebundenem Schema arbeiten, von den anderen unterscheiden. Der Erfolg spricht für die letzteren.

Das größte Interesse beanspruchen heute zwei Arten von Beben: die mit sehr kleinen Herddistanzen ($\angle < 20^\circ$) und die mit sehr großen ($\angle > 115^\circ$). Die ersteren geben uns Aufschluß über die Konstitution der Rinde, die letzteren über die der tiefen Schichten. Für beide Arten von Diagrammen ist das gebundene Schema nicht sehr tauglich. Bei Nahbeben ist die *S*-Welle meistens durch die *S*-Welle (A. Mohorovičić) ersetzt, die mit der *iL*-Welle identisch zu sein scheint.

Bei Beben mit großen Distanzen fehlt nach den Gutenbergschen Laufzeitkurven der *S*-Einsatz überhaupt. Bei sehr fernen Beben wird nach Angenheister *P* durch *P'* ersetzt. Die Hauptphase fehlt bei mechanisch registrieren-

den Instrumenten häufig gänzlich. Es bleibt somit kein einziger Einsatz von den im gebundenen Schema vorgesehenen P , S , L , M_1 , M_2 , C übrig.

So zeigt es sich, daß das fixe Schema gerade auf Grund der neueren Forschungsergebnisse nicht zweckmäßig erscheint. Ganz anders verhält es sich mit dem ungebundenen Schema, das dem Bearbeiter völlige Freiheit läßt, ohne eine willkürliche Hypothese seiner Analyse zugrunde zu legen. Dem Benutzer einer solchen freien Analyse stehen aber eine ganze Reihe von Einsätzen zur Verfügung, die er dann auf Grund der Gesamtbearbeitung zur Laufzeitkurvenkonstruktion nach Gutdünken verwenden kann. Falsche Auffassungen des Diagramms werden sich richtigstellen lassen, und es wird nicht nötig sein, eine Reihe von Daten zu verwerfen. Die Analyse auf Grund einer Laufzeitkurvenschar wird aber immer zur Notwendigkeit, wenn man zu einem halbwegs sicheren Urteil kommen will, ob man es z. B. mit einer S -, PS - oder SPS -Welle zu tun hat. Die Arbeit wird also ohnehin gemacht und dann durch das gebundene Schema eliminiert.

Es bleibt noch der Einwand der Unübersichtlichkeit und der hohen Druckkosten gegen die freie Analyse bestehen. Wenn man nur die wohlausgebildeten Diagramme jedes Jahr in die Sammelberichte aufnimmt, wird das wenige Gebotene durch seinen Inhaltsreichtum und seine Verwendbarkeit einem umfassenden Bericht mit gebundenem Schema vorzuziehen sein. Die einige Zeit von O. Hecker herausgegebenen Jenaer Sammelberichte haben gezeigt, daß auch mit dem freien Schema eine genügende Übersichtlichkeit zu erzielen ist.

Nach Ansicht des Verfassers dieser Zeilen ist die Frage des Schemas eine sehr wesentliche, und das Ziel dieser Mitteilung wäre erreicht, wenn sie zu einer zweckmäßigen Ausgestaltung des Publikationsschemas führen würde.

Veränderung des Erdfeldes durch Einlagerungen von abnormaler Suszeptibilität in der Erdkruste.

Von J. Koenigsberger.

Das magnetische Potential wird aus dem Differentialquotienten des Gravitationspotentials exakt ermittelt, wenn der betreffende Körper von einer Fläche zweiten oder niederen Grades begrenzt ist, aber nicht, wenn die begrenzenden Oberflächen aus Stücken von solchen Flächen oder aus Flächen höheren Grades besteht. — Zur Berechnung der Induktionswirkungen in der Natur bleibt der praktisch meist ausreichende Weg die Einlagerungen, deren Suszeptibilität von der ihrer Umgebung abweicht, als Ellipsoide (speziell Rotationsellipsoide), Zylinder oder als Summe von solchen aufzufassen. — Die Permeabilität der Gesteine ist nur soweit merklich von Null verschieden, als in ihnen stark eisenhaltige Mineralkörner, vor allem von Magnetit, vorkommen. Diese Körner haben häufig einen remanenten Magnetismus beim Erstarren erhalten und nicht verloren; die Induktionswirkung lagert sich darüber. Ob ihr remanenter Magnetismus sich nach außen geltend macht oder ob er sich im Mittel aufhebt, hängt von der geologischen Geschichte des Gesteins ab.

Herr L. Steiner (Terrestrial Magnetism, Sept. 1921) und neuerdings Herr H. Haalck [Zeitschr. f. Geophys. 2, 1, (1926)] haben Formeln abgeleitet, wie Ein-

lagerungen von anderer Suszeptibilität als die mittlere der umgebenden Gesteinsschichten das Erdfeld verändern.

Diesen Ableitungen liegt der Satz von Poisson zugrunde, wonach das Potential eines gleichmäßig magnetisierten Körpers aus dem Differentialquotienten des Gravitationspotentials für denselben Körper erhalten werden kann. Der Satz von Poisson ist nur richtig für gleichmäßig magnetisierte Körper. Letztere Annahme hebt Herr H. Haalck ausdrücklich hervor. Gleichmäßige Magnetisierung ist aber auch bei durchaus gleicher Suszeptibilität des ganzen Körpers, soweit bis jetzt bekannt, nur möglich bei Körpern, die durch eine Fläche zweiten oder niederen Grades begrenzt sind. Hierzu gehören Ellipsoid, Kugel und der unendlich ausgedehnte Zylinder von kreisförmigem oder elliptischem Querschnitt. Handlich sind die Formeln für die Kugel, das abgeplattete und das verlängerte Rotationsellipsoid und den unendlich langen Zylinder. Die Formeln für das abgeplattete Rotationsellipsoid hat auf meine Veranlassung Herr R. Griesser*) veröffentlicht und die Anomalien der Horizontalintensität und Deklination bei verschiedenen Lagen des Ellipsoids graphisch dargestellt. Für anders begrenzte Körper stimmen die Formeln, die man mit Hilfe des Satzes von Poisson ableitet, nur insoweit, als die Körper sich der Form eines Ellipsoids usw. nähern. Die Formeln für den begrenzten Kreiszyylinder sind in der Technik verwandt worden; sie gelten streng, insoweit der Aufpunkt sich von dem Ende des als sehr lang angenommenen Zylinders in einem Abstand befindet, der erheblich größer ist als dessen Durchmesser. Sonst muß man Korrektionsgrößen einführen, die sich nur annähernd abschätzen lassen**).

Dagegen läßt sich nicht übersehen, ob die Formeln für rechtwinklige Parallelepipede, die auf Grund des Satzes von Poisson abgeleitet wurden, zutreffen. Sicher ist, daß in der Nähe der Kanten und Ecken die Formeln nicht exakt sind. Inwieweit sie in größerem Abstand angenähert gelten, dafür fehlen noch theoretische und experimentelle Unterlagen.

Eine weitere interessante Frage ist die, ob die Grundannahme, daß die Schichten durch Induktion magnetisiert sind, in der Natur zutrifft. Sie ist jedenfalls richtig, wenn der Magnetit, oder andere Eisenverbindungen mit größerer Koerzitivkraft, nach ihrer primären Magnetisierung ungeordnet in das Gestein gelangt sind, wie das z. B. in Sedimenten und metamorphen Sedimenten geschieht.

*) R. Griesser: Inaugural-Dissertation, Freiburg i. B. 1921.

***) Für das gestreckte Ellipsoid und den elliptischen Zylinder hat V. Carlheim-Gyllensköld (Brief account of a magnetic survey of the iron field of Kirunavaara. Stockholm 1910) kurz die Grundformeln veröffentlicht.

Numerische Daten für die Vertikalintensität bei Einlagerungen von der Form des abgeplatteten Rotationsellipsoids mit schwacher Suszeptibilität hat für praktisch wichtige Fälle der Verfasser gegeben. [Petroleum 20, 227 (1924).] Dort finden sich auch schon Sätze über die Verschiebung der positiven und negativen Maxima der Vertikalintensität durch die Inklination. Nebenbei bemerkt zeigt die Durchrechnung, daß das Streichen d. h. beim Rotationsellipsoid der Winkel der horizontal liegenden Achse mit dem Meridian, oder was dasselbe, die Lage der Ebene Fallrichtung—Horizontale gegen die Meridianebene von Einfluß auf Lage und Größe der Maxima ist. — Eine Zahlenangabe findet sich auch bei A. Nippoldt [Geol. Archiv 3, 114, (1924)].

Die Unordnung wird auch erreicht, wenn ein Eruptivgestein mit remanent magnetisiertem und somit ursprünglich magnetisch geordnetem Magnetit nachträglich mechanisch stark gestört wird, entweder gleich vor und während der Erstarrung durch Strömungen, oder später durch tektonische Vorgänge. Es tritt dann im großen nur die Induktionswirkung des jetzigen Erdfeldes in Erscheinung. Im kleinen können dabei die einzelnen Magnetitkörner sogar stark remanent magnetisiert sein, ohne daß dies sich anders als etwa in einer Herabsetzung der Magnetisierungskonstante bei der Induktion durch das Erdfeld geltend machen könnte. Auf diese Vernichtung der Wirkung des remanenten Magnetismus durch Unordnung weisen die Ergebnisse der qualitativen Feldmessungen von W. O. Hotchkiss*) und vielen anderen Autoren hin.

Die Daten lassen sich für die meisten Gebiete anormalen Erdfeldes gut durch die oben erwähnte Annahme von gleichmäßig, infolge Induktion durch das jetzige Erdfeld, magnetisierten Schichten als Rotationsellipsoiden erklären.

Der remanente Magnetismus bedingt auch noch dann keine anderen Werte als die aus der Induktionstheorie berechneten, wenn das Gestein seine Lage beibehalten, die es zur Zeit der Durchschreitung der Temperaturgrenze für die Magnetisierung hatte. Das dürfte z. B. für Lappland und Kirunavaara nach den Messungen von Carlheim-Gyllensköld zutreffen. Dagegen lassen sich die Ergebnisse von T. M. Broderick**) am Gabbro von Duluth nur zum kleinen Teil in einige Übereinstimmung mit der Theorie für induzierten Magnetismus bringen. Aus nicht veröffentlichten Rechnungen von Herrn Dr. Griesser folgen für den Fall eines gestreckten, stark paramagnetischen Rotationsellipsoids, dessen Längsachse unter 5° bis 20° nach Süden einfällt, große negative Werte der zusätzlichen Vertikalintensität. Diese folgerte schon Broderick aus einfachen Versuchen an magnetischen Stäben. Daneben müßten aber nach der Induktionstheorie, durch dasselbe Ellipsoid verursacht, zum Teil fast ebenso große oder nur wenig kleinere positive Maximalwerte auf größeren Flächen bemerklich sein. Diese fehlen zumeist in der Karte von Broderick. Daher muß man annehmen, daß dort die stark magnetisierenden Gesteine anders remanent magnetisiert wurden, als es der heutigen Lage und Größe des erdmagnetischen Feldes entspricht. Ein derartiger anormaler Magnetismus ist an Basalten früher mehrfach festgestellt worden. Deshalb sollte dieser Fall bei Aufsuchung magnetitreicher Gesteine und Erze vorsichtshalber in Betracht gezogen werden. Die permanente Magnetisierung mit zwei Polen entspricht etwa den theoretischen Betrachtungen, die H. L. Smyth***) angestellt hat. Die exakte Prüfung dieser Theorie an Hand des Experimentes ist aber nicht leicht möglich, weil zu viele Unbekannte vorhanden sind, nämlich die Größe und Richtung des Erdfeldes, die Magnetisierungskonstante zur Zeit als der remanente Magnetismus angenommen wurde, und die seitherige Umlagerung der Gesteinsmassen.

Math.-physik. Inst. d. Universität Freiburg i. B., März 1926.

*) W. O. Hotchkiss: Wisconsin Geol. Survey Bull. **44** (1915).

) T. M. Broderick: Economic geology **13, 1, 1918.

***) H. L. Smyth: U. S. A. Geolog. Survey Monographs **36**, 326, 1899. Washington.

Über die Radioaktivität der Quellen und Seen der Ukraine, Grusiens, Abchasiens und des Kubaner Gebietes nach Messungen aus den Jahren 1910 bis 1925.

Von E. Burkser in Odessa.

Mehrere Quellen und Seen der Ukraine, Grusiens, Abchasiens, des Kubaner Gebietes und Besarabiens wurden unterworfen radiologischen und physikalisch-chemischen Untersuchungen. Es wurde festgestellt eine Abhängigkeit der Radioaktivität des Wassers in den Seen von der Salzkonzentration derselben und der Radioaktivität des Schlammes in den Seen von der die Seen umgebenden Gebirgsart.

Im Laufe von 15 Jahren sind von uns neun wissenschaftliche Expeditionen zur Erforschung der Verbreitung der Radiumelemente in den Gewässern der Meere, Seen, Quellen, den Gebirgsarten und in der Luft unternommen worden *). Besonders genauen Prüfungen wurden hauptsächlich die Gewässer und Schlämme der an der Küste des Schwarzen und Asowschen Meeres gelegenen Salz- und Bitterseen unterzogen. Die Zahl der erforschten Seen, einschließlich des Sees Elton im Astrachanschen Gouvernement, einer Reihe von Seen in Besarabien und der in der Nähe von Tiflis gelegenen Awlabarer Seen beträgt 50. Neben den radioaktiven Messungen wurden gleichzeitig sowohl hydrologische Beobachtungen gemacht, als auch chemische Analysen der Gewässer und Schlämme ausgeführt. Die Radioaktivität des Wassers wurde mit einem Fontaktoskop, welches mit Hilfe einer Radiumnormallösung geeicht war, ermittelt. Die Normallösung war im Jahre 1912 durch die Firma Spindler & Hoyer von Prof. H. W. Schmidt bezogen worden; diese Normallösung enthielt nach einer Vergleichsmessung mit der Radiumeichlösung des Radiumlaboratoriums der Russischen Akademie der Wissenschaften $2.184 \cdot 10^{-9}$ g Radium, an Stelle des Nominalwertes von $2.22 \cdot 10^{-9}$. Die im Januar dieses Jahres ausgeführte Überprüfung der Radiumeichlösungen mit einer von der Deutschen Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bezogenen Lösung (Nr. 1187 mit einem Gehalt von $4 \cdot 10^{-9}$ g Radium) ergab für die von H. W. Schmidt bezogene Lösung einen Gehalt von $2.186 \cdot 10^{-9}$ g Radium, was mit der oben angegebenen Zahl gut übereinstimmt.

Die Überführung der Radiumemanation aus der Radiumnormallösung in das 10-Liter-Fontaktoskop wurde nach der Zirkulationsmethode ausgeführt. Dieselben Bedingungen wie bei der Ausführung der Versuche mit Normallösungen ohne den Gebrauch der Zirkulationsmethode wurden auch bei dem zu untersuchenden Wasser eingehalten. Die Ablesungen wurden 10 Minuten nach dem Schütteln (bzw. nach der Einführung der Emanation) vorgenommen.

*) „Trudy Laboratorii chimitsch. i radiologitscheskoj Russkowo Technitscheskowo obtschestwa Odessa 1911—1914“. Burkser. *Gidrologitscheskii westnik*, Nr. 2, 1916, Petrograd. Burkser. *Journal Nautschno-issledowatel'skikh kafedr*, Bd. I, Nr. 8—9, 1924, Odessa. Burkser. Übersetzt: Bericht d. chem. u. radiolog. Labor. d. Russ. Techn. Vereins. *Hydrolog. Nachrichten, Journal [wissenschaftl. forschender Lehrstühle] der Lehrstühle für wissenschaftliche Forschungen.*

Nach Ablauf von 10 Minuten verschwand die nach dem Schütteln zu beobachtende schädliche Ionisation und ebenfalls der mögliche Einfluß von Thorium.

Das Elektrometer stand vor der Ablesung längere Zeit aufgeladen. Die Ablesung des Spannungsabfalles erfolgte von der 10. bis zur 25. Minute. Die Bestimmung des Normalverlustes erfolgte unter analogen Bedingungen mit destilliertem Wasser.

In Anbetracht dessen, daß alle zur Messung angewandten Apparate geeicht waren, lassen sich die gefundenen Resultate leicht in „Eman“ ausdrücken.

Von besonders großem Einfluß auf die Meßresultate der Radioaktivität des Seewassers ist die Art und Weise der Wasserentnahme. Als beste Methode, bei der ein Verlust an Emanation während der Wasserentnahme aus der gewünschten Tiefe vermieden wird, kann die Methode bezeichnet werden, nach der man das Wasser mit Hilfe eines sich bei einer bestimmten Tiefe selbständig öffnenden speziellen Barometers entnimmt. Die Volumenbestimmung der angewandten Flüssigkeit erfolgte stets erst nach der Ermittlung ihrer Radioaktivität. Die Menge der bei den verschiedenen Versuchen angewandten Flüssigkeit schwankte zwischen 800 und 1100 ccm.

In umstehender Tabelle 1 sind die Resultate der radioaktiven Messungen der Seen angegeben, wobei die Meßresultate in der Reihenfolge der steigenden Salzkonzentration, welche in Grad Bé ausgedrückt ist, angeführt sind.

Am wenigsten radioaktiv sind die Gewässer der Flußlimane und der salzarmen Seen. Den höchsten Grad an Radioaktivität weisen größtenteils die Wässer der Seen mit hoher Salzkonzentration auf. Auf Grund einer Reihe von Einzelversuchen, die die Ermittlung der Abnahme an Radioaktivität der Gewässer der Emanation sich nicht mit dem darin gelösten Radium im Gleichgewicht befindet, sondern daß ein Teil der Emanation aus den Schlammablagerungen am Boden der Seen entammt. Hierdurch ist erklärlich, daß die Radioaktivität des Wassers je nach den Entnahmestellen verschieden und ebenfalls durch meteorologische Faktoren beeinflusst ist.

Die im Laufe der Sommer in den Jahren 1919 und 1920 vorgenommenen systematischen Messungen der Radioaktivität des Wassers der Odessaer Limane, die genau um dieselbe Zeit und an derselben Stelle ausgeführt wurden, führten uns zu der Überzeugung, daß es einen Zusammenhang lediglich zwischen der Temperatur und der Radioaktivität des Wasser gibt.

Nach den Meßergebnissen von den Jahren 1922, 1924 und 1925 zeichnet sich der See Repnoje in Slawjansk durch eine konstante Radioaktivität der Salzsole aus.

Der Radiumgehalt der Schlammablagerungen wurde sowohl mittels des Fontaktoskops als auch auf dem Wege direkter quantitativer Bestimmung des Radiums ermittelt.

Bei der ersten Versuchsreihe wurde einmal der flüssige Schlamm, in einer Menge von 200 g, auf einen Teller vom Radius 9 cm ausgebreitet und in die Ionisationskammer des Apparates von Engler und Sieveking gebracht; das andere Mal wurde der getrocknete und pulverisierte Schlamm nach einer drei-

Tabelle 1. Radioaktivität der Gewässer und Schlammablagerungen der Seen.

Benennung	Salzkonzentration in Grad Bé	Radioaktivität des Wassers in Eman	Radioaktivität des flüssigen Schlammes in 10 ⁻³ ESE	Radioaktivität d. getrockneten Schlammes in 10 ⁻³ ESE	Radiumgehalt in 1 g getrockneten Schlammes	Radium-Emanation, Quantität, welche 1 g des flüss. Schlammes bei 1000 abgibt
Liman des Fl. Berda	0	0.27				
Dnestrowsky-Liman	0	0.15—0.27				
Anapasee	0		0.07			
Bessarabsky Bugassee	0.2	0.84	0.03	0.11		
Asowskoje-See	1.2	0—0.84				
Schwarzes Meer	1.5	0—0.38				
„ „ Kosaken „ „ Bucht			0.07	0.09	0.11 · 10 ⁻¹²	0.034 · 10 ⁻¹²
Sebastopol, Balaklawa				0.03		0.02 · 10 ⁻¹²
Golubitskysee, Kub. Geb.	1.7	0.19—0.68	0.09	0.16	0.85 · 10 ⁻¹²	0.15 · 10 ⁻¹²
Babinojesee, Kub. Geb.	2	0.81				
Bugassee, Kubaner Geb.	2	0.57				
Nagaiskojesee	2	0.46—0.80	0.04—0.07	0.13		0.13 · 10 ⁻¹²
Suchoi-Liman, Odessa	2			0.04		
Repnojesee, Slawjansk	2.3—2.6	0.15—0.99	0			
Tiligulsky-Liman	1—3			0.08		
Schabolotskojesee, Beßarabien	2.3—2.6	0.27—0.87	0.02—0.03	0.05	0.30 · 10 ⁻¹²	0.04 · 10 ⁻¹²
Sasiksee, Beßarabien	2.5		0.11			
Primorsko-Achtarskojesee, Kubaner Gebiet	2.6	Mittel 1.48	0.04	0.04		
Berdjanskojesee B.	3.5	0.53—0.76	0.04	0.04		
Chanskojesee, Kub. Geb.	4	0.38—1.14	0.05			
Primorsko-Achtarskojesee, Kubaner Geb. I	4.1	Mittel 1.71	0.01	0.06		
Maloje Ubeschenskojesee, Kubaner Gebiet	4.5	0.30—0.84				
Berdjanskojesee II	5	0.68				
Chadschibeisky-Liman, Odessa	5.1—5.2	0.23—1.44	0	0.08—0.12	0.89 · 10 ⁻¹²	0.10 · 10 ⁻¹²
Soljonojesee, Nogaisk	5.5	0.30—0.46	0			
Berdjanskojesee A	5.7	0.30—1.10	0			
Weisowojeese, Slawjansk	6—7	0.15—0.53	0			
Slepnojesee, „ Kujalnitky Liman, Odessa	7—8 7—7.2	0.30—0.42 0.30—2.55	0 0.04	0.13	0.54 · 10 ⁻¹²	0.30 · 10 ⁻¹²
Krasnojesee, Berdjansk	10.5	0.34—1.60	0.04	0.08	0.30 · 10 ⁻¹²	0.15 · 10 ⁻¹²
Schaganskojesee, Beßarabien	11	1.56	0.03			
Burnassee, Beßarabien	11	0.42	0.16			
Bolschoje Ubeschenskojesee, Kub. Geb.	12.3	1.56				
Alibeisee, Beßarabien	14		0.11			
Bolschoje Batalpaschinkojesee, Kub. Geb.	16	0.49	0.05	0.11	0.30 · 10 ⁻¹²	0.34 · 10 ⁻¹²
Krugojesee, Kub. Geb.	18	0.34—1.86	0.04			
Sakskojesee, Krim	20.5	0.30—1.52	0.02—0.07	0.09—0.15		
Gruskojesee, Kub. Geb.	23	0.80	0.09	0.16	0.53 · 10 ⁻¹²	0.28 · 10 ⁻¹²
Malojesee, Berdjansk	24.5	1.94		0.12		
Werchneje Awlabarskojesee, Tiflis	25			0.16		
Eltonsee	25	0.57—0.95	0.04	0.10—0.13		0.08—0.12—10
Bugassee, Kub. Geb.	26	2.66		0.12	0.43 · 10 ⁻¹²	0.34 · 10 ⁻¹²
Malojesee, Berdjansk	29	1.14				
„ Batalpaschinkojesee, Kub. Geb.	29	1.60		0.11	0.39 · 10 ⁻¹²	0.36 · 10 ⁻¹²
Moinakojesee, Krim				0.07		
Golopristsankojesee, Cherson				0.12		
Siwaschsee, Sergejewka				0.15		

Radioaktivität der Wässer und Schlämme der Schlammvulkane (Kubaner Gebiet).

Gnilaja Gora, Temrjuk	1	1.03—3.2	0.09	0.08	1.08 · 10 ⁻¹²	0.32 · 10 ⁻¹²
Sinjaja Balka		0.72				
Schugo	1.5	0.75—1.52				

wöchigen Lagerung in einer Menge von 125 g auf die Oberfläche von 380 qcm in der Ionisationskammer ausgebreitet.

Die relative Radioaktivität eines untersuchten Schlammes oder einer Gebirgsart wurde durch den in 10^{-3} ESE gemessenen Ionisationsstrom ausgedrückt.

Unter Berücksichtigung der Versuchsbedingungen: des Volumen der Ionisationskammer und einer Entfernung des Zestreungsstabes vom Boden der Kammer von 13 cm kommen als Hauptionisationsfaktoren nur die Beta- und Gammastrahlen in Frage*).

In der zweiten Versuchsreihe wurde der zu untersuchende Schlamm mit Alkalien aufgeschlossen. In den beiden bei der Auflösung der Schmelze entstandenen sauren und alkalischen Lösungen wurde das Radium nach der Emanationsmethode bestimmt.

Bei der dritten Versuchsordnung sollte ermittelt werden, welche Emanationsmengen der flüssige Schlamm bei der Erwärmung mittels Wasserdampfes bis auf 100°C abgibt.

Die Ergebnisse der ersten Versuchsreihe zeigten, daß die Radioaktivität der Seeschlämme gering und derselben Größenordnung wie die Radioaktivität der Gebirgsarten ist. In einer analogen Meßanordnung rufen 125 g KCl einen Ionisationsstrom von $0.28 \cdot 10^{-3}$ ESE hervor.

Ein Vergleich der gefundenen Resultate der Radioaktivität der genannten Seen mit den Meßresultaten der die Seen umgebenden Gebirgsarten zeigt stets eine direkte Abhängigkeit der Radioaktivität des Schlammes von der Radioaktivität der den Seen umgebenden Gebirgsarten. Am meisten aktiv ist der Lehm, fast gar nicht oder überhaupt nicht aktiv sind die Sande und Kalksteine. Hierbei sind die Schlämme stets weniger aktiv als der sich an dem betreffenden See befindliche Lehm.

Im flüssigen Zustand rufen die Schlämme gewöhnlich einen ganz unbedeutenden Ionisationsstrom hervor. Der Radiumgehalt der Schlämme ist von derselben Größenordnung wie der der Sedimentgesteine. Bei den elf untersuchten Schlämmen schwankt der Radiumgehalt zwischen 0.11 und $1.08 \cdot 10^{-12}$ g pro Gramm trockenen Schlammes; denselben Radiumgehalt weisen auch die dem Schlammvulkan in Temrjuk entstammenden Schlämme auf.

Die Menge der bei der Erwärmung von 1 kg des Schlammes auf 100°C abgegebenen Emanation beträgt 13 bis 95 Proz. der gesamten in ihm enthaltenen mit dem gelösten Radium im Gleichgewicht sich befindenden Emanation. Hierbei sind die abweichenden Meßergebnisse, die sich bei der Untersuchung des Schlammes der Batalpaschinskischen Seen und des Bugasksees ergaben, nicht berücksichtigt worden, da ihr hoher Gehalt an Sulfaten einer genauen Bestimmung ihres Radiumgehaltes hinderlich war. Aller Wahrscheinlichkeit nach adsorbieren bei vielen Schlämmen mineralische Kolloide das Radium, welches dann bei geringer Erwärmung seine Emanation leicht abgibt.

*) Trudy radiewoj expedicii Ross. Akademii Nauk, Nr. 7. Burksers. Übersetzt: Tätigkeitsbericht der Radiumexpedition, veranstaltet durch die Russ. Akademie der Wissenschaften.

Tabelle 2. Mineralquellen des Kubaner Gebietes.

Name der Quelle	Zeit der Erforschung	Radioaktivität in Eman	Temperatur	Fester Rest	Chemischer Charakter der Quelle	Radiumgehalt in Gramm auf 1 Liter	
Schwefel, alkalisch . . .	Juli 1915	0.84	33 ⁰		} siehe die Benennung		
" " . . .	" 1915	0.76	33				
" " . . .	" 1915	0.53	32.7				
" " klein . . .	" 1915	2.24	27				
" " " " " " . . .	" 1915	2.13	26.2				
" alk. b. Fl. Psekups . . .	" 1915	2.17	23.5				
" " " " " " " " . . .	" 1915	1.98	22.5				
Quelle d. runden Bades . . .	" 1915	3.34	39		schweflig		
Weite Quelle d. Malsewsp. . .	" 1915	5.05	13	0.3855	Eisen		
Nahe " " " " " " " " . . .	" 1915	3.34	12		"		
Salze, Spalte, Quelle N 1 . . .	" 1915	2.09	17	35.884	salzig		
" " " " " " " " N 2 . . .	" 1915	2.09	21.7	33.344	"		
Gesamter Strom heißer Schwefelquellen . . .						0.046 · 10 ⁻⁹	
Jubiläumsquelle						0	
Babitschefquelle					schweflig	0.034 · 10 ⁻⁹	
Kadkissquelle					"	0.037 · 10 ⁻⁹	
Iwerquelle					"	0.027 · 10 ⁻⁹	
Jodobromquelle					"	0.067 · 10 ⁻⁹	
Wasser a. Schlammvulkan unweit d. Bugassees . . .		1.44	25		Salz, alkal.		
Semigorje- (Siebenbürgen-) Quelle . . .							
St. Woldemarquelle . . .	August 1915	{ 1.18 1.48	14.9 14.9			0.04 · 10 ⁻⁹	
Saporodjemineralquelle . . .							
N 1	" 1915	0.87	14.3			0.034 · 10 ⁻⁹	
N 1	" 1915	1.48	14.3				
N 2	" 1915	2.28	14.3	2.0813	Salz, alkal. mit Inh. H ₂ S u. J	0.114 · 10 ⁻⁹	
N 3	" 1915	3.42	12.2	2.3069	Salz, alkal.	0	
N 4	" 1915	0.91	13.2		"	0	
N 5	" 1915	1.06	12.8	2.1857	"	0.042 · 10 ⁻⁹	
N 6	" 1915	1.98	12.0	1.1705	alkalisch	0.064 · 10 ⁻⁹	
Ilskgquelle							
N 1	Juli 1916	7.11	16.0	2.3200	schweflig		
N 2	" 1916	4.22	17.0	0.5920	"		
Krasnogorquelle	Sommer 1916						
N 5		4.37	12.4	3.6245	} Kohlensäure-Salzkalkwasser	0.078 · 10 ⁻⁹	
N 3		3.84	10.5				
N 2		3.12	11				
Spasso-Preobradgenquelle a. d. Fl. Teberda, l. Ufer	August 1915	1.98	13	1.524	Eisenkalkw.		
Quelle in d. Schlucht d. Teberdas, recht. Ufer	" 1915	4.29					
Quellen der Schlucht des Indisch	" 1915	5.70					
Quelle des Oberlaufs des Flusses Tschekups	Sommer 1916						
N 1		1.86	19	15.42	} Salz, alkal. mit Jodinhalt		
N 2		2.55	19	15.712			
N 3		4.26	21	15.260			
N 5		4.26	21	14.190			

Tabelle 2. Mineralquellen des Kubaner Gebietes. (Fortsetzung.)

Name der Quelle	Zeit der Erforschung	Radioaktivität in Emanation	Temperatur	Fester Rest	Chemischer Charakter der Quelle	Radiumgehalt in Gramm auf 1 Liter
Schwefelquelle, Dorf Warenikowska A	August 1916	14.63	11 ⁰	2.214	schweflig	
Quelle in "der Nähe der "Festung"		4.56	12.5	1.61	"	
Derbentsche Salzquelle	August 1916	4.29		43.096	Salzquelle	
Neue Schwefelquelle	" 1916	5.97	17.5	0.52	schweflig	
Quelle a. l. Ufer d. Fl. Il						
N 1	Sommer 1916	3.38	21.5		"	
N 2	" 1916	7.83	20.5		"	
N 3	" 1916	7.87	20.6		"	
N 5	" 1916	7.03	19.5		"	
N 6	" 1916	3.88	20.2		"	
Asofquelle	" 1916	2.74	17.0	3.3244	Salz, " alkal.	
Quelle des Kirchdorfs Kaladschinskaja.						
Schwefelquelle	" 1916	1.82	13.8	1.3748	schweflig	
Quelle beim Bad	" 1916	1.82	14.3	1.1640		
Quelle Diatlowski	" 1916	0.68	14.0	1.3092		
Macharquelle						
N 1	" 1916	51.72	6.0	0.1226	Radioaktiv	
N 2	" 1916	18.85	7.5	1.3080	Kohlens. mit	
N 3	" 1916	12.31	7.5	1.1320	Eisengehalt	
Elbrusquellen.						
Usden-Ulu Chursuk N 13	" 1916	17.37	8.0	1.2520		
R. Ufer d. Fl. Bitjuk-Tjube						
N 1	" 1916	17.33	11.0	0.9160	Kohlensäure alkalisch	
N 3	" 1916	1.03	15.0	1.9225		
Linkes Ufer						
N 3	" 1916	1.63	19.0	2.5416		
N 5	" 1916	9.12	12	1.0680		

Ihrer chemischen Zusammensetzung nach unterscheiden sich die untersuchten Seen durch Mannigfaltigkeit an Gehalt von gelösten Salzen bedeutend. Unter diesen trifft man außer solchen, deren Wasserzusammensetzung dem des Meerwassers sehr ähnlich ist, auch bittere, an Chlormagnesium reiche und sulfitarmer Seen an. Die den Schlammvulkanen entstammenden Gewässer sind wegen ihres Gehaltes an Jod — bis 0.1 g pro Liter — interessant. Auf ihren Thorgehalt sind die Salzsolen nicht systematisch untersucht worden. Rohe Versuche ergaben für die Salzsolen der Odessaer Limane einen Thorgehalt von 0.5 bis 1.0.10⁻³g im Liter.

Einer besonders genauen Untersuchung auf ihre Radioaktivität und ihre chemische Zusammensetzung wurden die Mineralquellen des Kubaner Gebietes unterzogen (Tabelle 2).

Das mit Naturreichtümern gesegnete Kubaner Gebiet zeichnet sich durch äußerste Verschiedenheit der chemischen Zusammensetzung und der Temperatur

Tabelle 3. Radioaktivität der Mineralquellen in Grusien.

Name des Bades und der Quelle	Zeit der Erforschung	Radioaktivität in Eman	Temperatur	Fester Rest	Chemischer Charakter der Quellen
Borschom.					
Katerininsky	1912	2.66	28.1 ⁰	4.1590	Kohlens., alkal.
Eugenjewsky	1912	2.09	23	4.2445	" "
Sadgersky N 1	1912	6.42	24		" schweflig "
" N 2	1912	4.33	23		" "
Zagwersky	1912	2.81	9	4.7801	Eisenkalkwasser
Libansky	1912	0.61	23.7	3.9950	" "
Zichis-Dschwarsky	1912	4.64	32.1	0.1150	schweflig
" N 2	1912	3.76	32.1	0.1200	" "
" N 3	1912	3.61	31.6	0.1200	" "
Zchra-Zcharsky N 5	1912	3.23	2.9		" "
" N 6	1912	0.57			" "
Unter dem Tal	1912	0.76	3.1		" "
Beri-Zcharo	1912	3.15	6		schweflig
Neue Quellen des Parks in Borschom.					
Westquelle N 1	Juni 1913	2.39—2.74	19.0	3.8882	Kohlens., alkal.
Südostquelle N 2	" 1913	4.56—6.57	17.0	2.2554	" "
Ostquelle N 3	" 1913	1.14—1.98	18.0	2.3980	" "
Nordwestquelle N 4	" 1913	5.93—9.50	17.0	2.2365	" "
Kleine Dwirskyquelle	1913	2.62	27.2		" "
Große " "	1913	3.04	27.8		" "
Quelle N 9 in Zagwer	1913	1.56	9—10		Eisenkalkwasser
Kadianquelle	1912	1.60			schweflig
Mardschazchalsky	1912	1.48			" "
Quelle beim Suramer Tunnel	{ 1912	0.38			" "
	{ 1912	6.31	12.5	0.7400	" "
Quelle in der Mitte	{ 1912	0.99			" "
Abas-Tuman.					
Riesenquelle	1912	3.38	48.5	0.4739	indifferent
Schlangenquelle	1912	3.50	43.0	0.4000	" "
Scrophulösquelle	1912	3.12	41.0	0.4333	" "
Tiflis.					
Warme Bäderquellen Orbeliani	1912	10.53	24		schweflig
Heiße " " "	1912	2.58	39.3		" "
" Bäd.ArgutinskyDolhoarukoff	1912	4.29	42.0	0.275	" "
Heiße Bäder Bebutoff	1912	1.06	46.0		" "
Sumbatoff N 1	1912	1.06	42.0		" "
" N 2	1912	0.65	39.3	0.230	" "
Iraklia N 2	1912	0.18	42.0		" "
Schachgawusi-Abteil	1912	2.28	44.0		" "
Mirsoew-Bäderquelle	1912	1.67	47.0		" "
" " kleine	1912	0.91	46.0		" "
Bäderquelle Fantasie	1912	4.71	37.0		" "
" Zowianof N 1	1912	5.31	27.0		" "
" " N 2	1912	0.23	42.0		" "
Im Hofe Tagief	1912	1.43	33.0		" "
Agalarof-Bäderquelle	1912	3.84	31.0		" "
Quelle Gogilo	1912	1.25	34.0		" "
" i.d.Schacht a.d.Achmenstr.	1912	4.67	32.0		" "
Machindschauri.					
Quelle a. d. Gut Panzer (Batum)	1912	6.08	20.3	0.2020	" "

seiner Mineralquellen aus. In den Jahren 1915 und 1916 haben unsere Expeditionen im ganzen 53 Quellen untersucht; darunter auch eine Reihe im Gebiet von Elbrus in einer Höhe von 3000 m gelegener kohlenaurer Alkaliquellen. Die letzteren wiesen einen erheblichen Gehalt an Lithium auf.

Die Mineralquellen des Kubaner Gebietes zeichnen sich nicht durch starke Radioaktivität aus. Die höchste Radioaktivität von 51.72 Eman besaß eine Süßquelle in der Umgebung von Elbrus.

Ebenfalls schwach radioaktiv sind die von uns in den Jahren 1912 und 1913 untersuchten Quellen Grusiens (Tabelle 3), hierunter auch die berühmten Borschomer Quellen und die allgemein bekannten heißen Schwefelquellen von Tiflis. Einer genauen quantitativen Untersuchung auf ihren Radium- und Thor- gehalt haben wir die Bodenablagerungen der Katerinen- und Eugenienquelle in Borschom unterzogen*). Wiederholt konnten wir feststellen, daß sich in den eisenhaltigen Ablagerungen sehr schwach radioaktiver Gewässer radioaktive Sub- stenzen in leicht feststellbaren Mengen anreichern.

Diese natürliche Konzentration des Radiums in Schlammablagerungen erreicht die 250 fache Konzentration bezogen auf die gleiche Gewichtseinheit von Wasser.

Tabelle 4. Radioaktivität der Quellen in Abchasien.

Name der Quellen und unterirdischen Flüsse	Zeit der Er- forschung	Radio- aktivität in Eman	Tempe- ratur	Fester Rest	Chem. Charakter der Quelle	Be- merkung
Quelle d. Flusses Cholodnaja	Juni 1913	1.39	9.0 ⁰		Süßwasser	Gagri
" " " Podzem- naja (unterirdisch) . . .	" 1913	1.71	9.0		"	"
Quelle Schuekwar (unter- irdischer Fluß)	" 1913	0.00	15.0		"	"
Quelle Eugenjewsky	" 1913	4.71	15.0		"	"
" d. Schlucht Gagripsch	" 1913	2.85	11.0		"	"
" des 3. Wasserbehälters	" 1913	2.58	10.0		"	"
" " Brunnens N 17 . . .	" 1913	2.77	11.0		"	"
" " Waldbezirks N 52	" 1913	5.42	7.0		"	"
" Oberolginsky	" 1913	2.36	10.0		"	"
" Olginsky	" 1913	2.51	12.0		"	"
" Meierei Scherwaschidse	" 1913	2.85	14.0		"	"
" in Suchum	" 1913	9.54	27.8		schweflig	Suchum
" Mazestinsky N 1 . . .		5.24	22	10.7480	"	} Tal des Flusses Mazesta
" " N 2 . . .		3.80	21.5	7.7432	"	
" " N 5 . . .		6.92	24.5	9.9820	"	
" " N 6 . . .		9.54	25.0	10.8080	"	
" " N 8 . . .		7.60	20.0	8.1320	"	

In Abchasien (Tabelle 4) fehlen ebenfalls stark radioaktive Gewässer. Interessant sind allerdings die Untersuchungsergebnisse einer Reihe unter- irdischer Flüsse im Gebiet von Gagri, deren Gewässer sich besonders durch eine tiefe Temperatur auszeichnen. Die Radioaktivität dieser Gewässer, ebenfalls die der Gebirgsarten im Gebiet von Gagri ist sehr gering.

*) Journal Russkowo Fisiko-Chimitsch. Owa. Chemisches Heft 47, 1915, Burkser. Übersetzt: Journ. der Russ. Chem. Phys. Gesellschaft.

Die höchste Radioaktivität besitzen in Abchasien die warmen, an Schwefelwasserstoff und Kohlensäure reichen Mazestiner Quellen.

Tabelle 5. Radioaktivität der Mineralquellen der Ukraine.

Name des Bades und der Quelle	Zeit der Erforschung	Radioaktivität in Eman	Temperatur	Fester Rest	Chem. Charakt. der Quelle
Odessa.					
Kujalnikquelle (Artes. Br.)					
N 1	April 1915	0.46— 0 61	13.6—14.2°	1.786	
N 2	" 1915	10.22—10.77	17.2	13 791	Kochsalzw
	Juli—Aug. 1919	4.56—12.73			
	Im Mittel:	9.39			
	53. Messung				
Quelle in Lermontow					
(Kurort)	Sept. 1922	2.09	13		
Quelle zwischen v. Waltuch und kleine Fontäne . .					
	" 1922	3.27	13		
Mineralbrunnen Chadschibei (Gut v. Below) . .					
	März 1915	4.64	9.2	2.704	Alkalienerde
Mirgorod.					
Mineralquelle (Artesischer Brunnen 674 m tief) {					
	Jan. 1916	1.3—1.6	21.2	3.1840	Schwaches
	Aug. 1922	1.6	21.1	3.0760	Kochsalzw.
	Juni 1925	1.6—1.9	21.1	3.0946	
Konstantinograd.					
Swjatschena Balka (Alt.Br.)					
Brunnen der Seitenkluft .	" 1917	6.67	11.6	5.821	Bitterwasser
" " Säule N 2 .	" 1917	7.98	17	0.5736	Süßwasser
" " " N 3 .	" 1917	7.98	10.6	4.9985	Bitterwasser
	" 1917	12.39	9.8	5.6615	"
Slawjansk.					
Städtischer Artes. Br. . .					
Fabr. „Wakuum“ (Art.Br.)	Juli 1922	0.76	21	309.6488	Kochsalzw.: Starkes
Fabr. Golberg (Art. Br.) .	" 1922	2.51	12	83.8979	Schwaches
	" 1922	0.34	12	56.1985	"

Die Mineralquellen der Ukraine (Tabelle 5) sind bis heute noch sehr wenig erforscht. Allerdings werden seit kurzer Zeit einige von ihnen zu Heilzwecken ausgenutzt.

Die im Jahre 1925 in das Gebiet von Melitopol von uns unternommenen Expeditionen haben sehr interessante, aus artesischen Brunnen stammende schwefelige und alkalische Salzwasser ermittelt. In radiologischer Hinsicht sind diese noch nicht genügend erforscht, was jedoch im Jahre 1926 erfolgen soll.

Die wenigen von ihnen, die bis heute bereits untersucht worden sind, entstammen aus artesischen Brunnen und sind sehr wenig aktiv.

Stark radioaktive Quellen sind bis heute in S. S. S. R. ermittelt: in Transbaikalien-Molokowka 990 Eman und Jamkun 784.8 Eman, im Kaukasus in Pjatigorsk-Geploserny 179.6 Eman, und neuerdings durch Forschungen, welche vom Wohlfahrtsvolkskommissariat Grusiens im Jahre 1923 veranlaßt und vom Chemiker R. D. Kupziz ausgeführt wurden, in Kadys-Chali mit einer Radioaktivität in Höhe bis zu 167 Eman pro Liter.

Odessa, 20. Mai 1926.

Bestimmung des Radium-Emanationsgehaltes von Erd- und Quellengasen in Bad Brambach.

Von H. Witte. — (Mit drei Abbildungen.)

Die mit Hilfe eines von E. Lorenser konstruierten, zur Messung von Radium-Emanationen dienenden Apparates in Bad Brambach ausgeführten Erd- und Quellengasuntersuchungen werden mitgeteilt. Die Gase sind sehr aktiv.

In einer früheren Mitteilung*) war über die Bestimmung des Emanationsgehaltes der Bodenluft in der Nähe der wichtigsten radioaktiven Quellen von Bad Brambach berichtet worden. Es handelte sich um relative Messungen. Inzwischen sind im März und April 1926 weitere Untersuchungen ausgeführt worden, die in Fortsetzung der früheren die Ermittlung des Emanationsgehaltes von Erd- und Quellengasen in Curie/Liter zum Ziele hatten.

Bereits 1909/10 hatten Weidig und Friedrich**) mit einem Fontoskop Luftmessungen an Orten, an denen stark aktive Wasser auftreten, vorgenommen, um Aufschluß über den Ursprung des Emanationsgehaltes der Wasser zu erhalten. So fanden sie bei ihren Untersuchungen in Oberschlema, daß die Stollenluft, die an den Verspünden des „Jung König Davider Flügels“ des Max-Semmler-Stollens mit dem dort stark aktiven Wasser aus den Gebirgsrissen und -klüften hervorströmt, einen Emanationsgehalt bis zu 380 M.-E./Liter besitzt. Hieraus und aus den vorliegenden geologischen Verhältnissen folgerten sie, daß die hohe Aktivität der Grubenwasser im Max-Semmler-Stollen erklärt werden kann dadurch, daß das Wasser in dem dort sehr zerklüfteten Gebirge in innige Berührung mit der aus aktivem Gestein stammenden Radium-Emanation tritt und sich infolge der hohen Löslichkeit derselben stark anreichert.

In Brambach hatten bislang derartige Luftmessungen noch nicht stattgefunden, obwohl feststand, daß hier von dem Erdboden Gase in erhöhtem Maße abgegeben werden. Nicht nur, daß die Hauptwasser stark gas- insbesondere kohlen säurehaltig sind, auch sonst entsteigen, wie schon 1912 Weidig***) angibt, dem Moore im Röthenbachtal an verschiedenen Stellen Kohlen säurebläschen. Es erschien daher geboten, zur Klärung der Sachlage die Aktivitätsbestimmung der dort aus der Erde entweichenden Luft als Ergänzung der bislang vorliegenden radioaktiven Messungen vorzunehmen.

Diesem Zwecke hatten schon die obenerwähnten Bodenluftuntersuchungen gedient. Sie hatten gezeigt, daß die Luft, die namentlich dem verwitterten Granit entsteigt, erheblich aktiv ist. Jedoch ließen sich infolge der Beschaffenheit des benutzten Lorenser-Apparates †) nur Messungen über trockenem Ge-

*) P. Ludewig und H. Witte: Zeitschr. f. Geophys. 2, 70 (1926).

**) E. Schiffner, M. Weidig und R. Friedrich: Radioaktive Wässer in Sachsen 3, 162/63 (1911).

***) M. Weidig: Radioaktive Wässer in Sachsen 4, 294 (1912).

†) Von demselben ist eine Beschreibung in der Patentschrift D. R. P. Nr. 420 511 erschienen.

lände ausführen. Es kam aber darauf an, auch in der nächsten Nähe der aktiven Quellen, die in sumpfigem Gelände liegen, zu messen, vor allem die Quellgase selbst zur Untersuchung zu bringen.

Folgender Weg wurde eingeschlagen: Statt der hier unbrauchbaren Sonden wurde ein abschließbarer Glaskolben (siehe Fig. 1) benutzt, in welchem die aus der Erde kommenden und das Wasser durchsetzenden Gase aufgefangen wurden, ohne daß eine Vermischung derselben mit inaktiver Außenluft eintrat. Aus dem Kolben wurden die Gase in den Ionisationsraum des Lorenser-Apparates gebracht. Derselbe war durch Vergleich mit einem durch Normlösungen selbst wieder geeichten Apparate, der im Freiburger Radium-Institut zur Messung von Wasseraktivitäten benutzt wird*), so geeicht worden, daß der Absolutgehalt der aufgefundenen Gase an Radium-Emanation in Curie/Liter angegeben werden konnte.

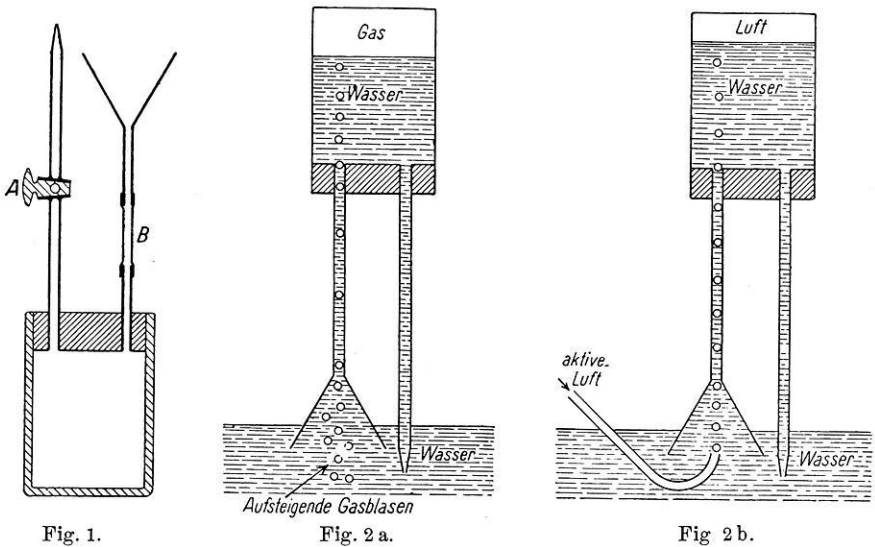


Fig. 1.

Fig. 2 a.

Fig 2 b.

Die Einfüllung der Gase in den Glaskolben und ihre Überführung in den Ionisationsraum vollzog sich folgendermaßen:

Der in Fig. 1 skizzierte Glaskolben (von bekanntem Volumen v), die beiden Röhren und der vermittelst eines Gummischlauches aufgesetzte Trichter werden, mit inaktivem Wasser gefüllt, so umgekippt in das Wasser gehalten, durch das die zu untersuchenden Gase emporsteigen, daß dieselben unter den Trichter gelangen und nach Öffnung des Hahnes A und eines bei B angebrachten Quetschhahnes in den Kolben einströmen (siehe Fig. 2 a). Nach Verdrängung des Wassers werden die Hähne geschlossen, wird der Trichter entfernt und der Glaskolben bei B an den Schlauch des Emanometers angeschlossen. Jetzt wird das Gas nach Öffnung des Hahnes B in den Ionisationsraum des Emanometers durch Anziehen des Kolbens hinübergesaugt. Gleichzeitig wird auch Hahn A geöffnet,

*) P. Ludewig: Zeitschr. f. d. gesamte phys. Therapie **29**, 100 (1924).

durch den so lange inaktive Luft nachströmt, bis im Ionisationsraum wieder Atmosphärendruck herrscht.

An die Überführung des Gases schloß sich unmittelbar die Messung des durch die Ionisierung verursachten Spannungsabfalles an; und zwar wurde derjenige Spannungsabfall, angebar in Volt/Stunde (Δv), ermittelt, der sich vier Minuten nach der Einführung des Gases in den Ionisationsraum einstellte. Alsdann ist der Gehalt an Radium-Emanation (E) des in dem Kolben aufgefangenen Gases bestimmt durch die Gleichung

$$E = f \cdot \Delta v \text{ Curie,}$$

in der f die Eichkonstante des Apparates bedeutet.

Dieselbe wurde im hiesigen Institut auf folgendem Wege ermittelt.

Derselbe Glaskolben, der bei der Messung der Gase benutzt wird, wurde in der oben beschriebenen Weise jetzt mit frisch aktiv gemachter, einem Sammelbehälter entnommener Luft bei bekanntem Barometerstand p und bekannter Temperatur t gefüllt (siehe Fig. 2b), alsdann sein Inhalt dem Ionisationsraum des bereits erwähnten Normallösungsapparates zugeführt und mit demselben in der üblichen Weise*) der Radium-Emanationsgehalt der Luft in Curie-Einheiten bestimmt. Nunmehr wurde derselbe Glaskolben wieder mit aktiver Luft aus demselben Sammelbehälter bei demselben Barometerstand und derselben Temperatur gefüllt. Jetzt erfolgte die Überführung der Luft in das Emanometer. Dort wurde der durch die Ionisierung verursachte Spannungsabfall, der sich wieder vier Minuten nach Einleitung des Gases einstellte, beobachtet. Auf diese Weise wurde eine Beziehung geschaffen zwischen der Emanationsmenge, die in der Luft enthalten ist, welche in ein bekanntes Volumen v bei bekanntem Barometerstand p und bekannter Temperatur t eingefüllt wurde, und dem Spannungsabfall, den dieselbe Emanationsmenge im Emanometer hervorrief. Es ist auf diese Weise die Eichkonstante $f = \frac{\text{Emanationsmenge}}{\text{Spannungsabfall}}$ in Curie pro Volt/Stunde bestimmt worden.

Aus der Emanationsmenge E und dem Volumen v bestimmt sich der Emanationsgehalt des Gases pro Liter zu $\mathfrak{E} = \frac{1000}{v} \cdot E \text{ Curie.}$

Will man wissen, welchen Gehalt das Gas bei normaler Temperatur $t_0 = 0^\circ \text{C}$ und normalem Barometerstand $p_0 = 760 \text{ mm}$ aufgefangen besitzen würde, so braucht man nur das für diese Daten reduzierte Volumen v_0 nach der Gleichung $v_0 = v \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T}$ auszurechnen, in der $T = 273 + t^\circ \text{C}$ ist.

Alsdann ist der Emanationsgehalt pro Liter $\mathfrak{E}_0 = \frac{1000}{v_0} \cdot E \text{ Curie.}$

Die beschriebene Meßmethode hat den Vorteil, daß bei der Eichung und bei den Gasmessungen dasselbe Glas benutzt wird, und daß das Einfüllen der Gase sich ganz analog vollzieht.

*) P. Ludwig: Zeitschr. f. d. gesamte phys. Therapie **29**, 100 (1924).

Tabelle 1. Gasmessungen in Bad Brambach.

Bezeichnung im Lageplan (vgl. Fig. 3)	Spannungsabfall am Emanometer $\Delta\vartheta$ (beob.)	Vollst. Volt/Std.	Emanationsmenge im aufgefängenen Gasvolumen $E' = f \cdot \Delta\vartheta$ $f = 0.0155$ $1 \cdot 10^{-10}$ Curie†)	Emanationsgehalt pro Liter $\mathcal{E} = \frac{1000}{\text{Vol.}} \cdot E$		M.-E./Liter	Wasseruntersuchung
				für die Untersuchungsdaten Druck p und Temperatur t	für die Normaldaten $p_0 = 760$ mm $t_0 = 0^\circ\text{C}$		
Punkt Nr.			$1 \cdot 10^{-10}$ Curie/ℓ	$1 \cdot 10^{-10}$ Curie/ℓ			
5 075	78.7	578	159	628	172.5		
8 255	128.0	927.5	255	1026	282	100.6	April 1925
17 900	277.5	1983	545	2189	602	484.0	12. " 1926
10 650	165.0	1178	324	1278	351.5	133.0	" 1925
1	34 500	535	3240	890	3420	940	
2	12 500	194	1328	365	1471	404	
	23 050	357	2588	711.5	2878	790	
3	19 900	309	2248	618	2453	674.5	
4	33 400	518	3808	1047.5	4270	1172.5	
5	7 000	108.5	780	214	878	241	
	7 500	116.4	838	230.5	927.5	255	

A. Quellengase.

1. Ungefasste Wiesenquelle im Zankbachtal, an sumpfiger Stelle*)
2. Tiefbohrquelle
3. Grenzquelle
4. Eisenquelle

B. Erdgase.

- Neues Bachbett in der Nähe der Wetzquelle†)
- Neues Bachbett, unterer Teil, bei den Erlen
1. Messung*)
 2. Messung
- Neues Bachbett, oberer Teil in der Nähe der Eisenquelle.
- Wiese zwischen Teich und Schillerquelle
- Altes Bachbett, oberer Teil in der Nähe der Eisenquelle.
1. Messung
 2. Messung

*) Bei den mit einem * bezeichneten Stellen war an den Untersuchungstagen der Wasserdruk so groß, daß erst ein leichtes Umrühren mit einem Stocke oder ein Anheben von Steinen die Gase zum Aufsteigen und Entweichen brachte.

†) Die Untersuchung hatte bereits im Dezember 1925 stattgefunden

Zur Messung gelangten sowohl Erd- wie Quellgase. Die in der ersten Mitteilung*) angegebenen Quellen: 1. Wetzinquelle, 2. Schillerquelle, 3. Eisenquelle, 4. Grenzquelle, 5. Tiefbohrquelle, sind neben ihrem Mineralgehalt durch das Auftreten von Gasen**) gekennzeichnet. Es sind mehr oder weniger unruhige, stoßende Quellen, die vor allem Kohlensäure abgeben. Die mit dem Wasser der Quellen 3 bis 5 hochkommenden Gase wurden in der oben beschriebenen Weise aufgefangen und gemessen. Leider entzog sich die Wetzinquelle der Untersuchung infolge der Art der Anbringung und Beschaffenheit einer Gasometerglocke, in der die Gase gesammelt und aus der sie in bestimmten Zeiträumen in die Emanationshalle hinübergedrückt werden. Auch die Schillerquelle ließ sich nicht messen, da infolge Umbauten der normale Ablauf der Quelle gestört war und man nicht mit dem Glaskolben an das Standrohr heranreichen konnte.

Das Meßergebnis (Tabelle 1, A) zeigt, daß die Quellgase stärker aktiv sind als die Wasser selbst. Mit Rücksicht auf die gleich zu besprechenden Meßergebnisse der Gruppe B in Tabelle 1 ist hieraus zu entnehmen, daß die Aktivität der Gase das Primäre ist. In Anbetracht dessen, daß diese eine dicke Wasserschicht zu durchsetzen gezwungen sind, und daß das Absorptionsvermögen von Radium-Emanation durch Wasser sehr groß ist, muß aus den gleichwohl noch hohen Endaktivitätswerten der Quellgase auf einen außerordentlich hohen Anfangsgehalt derselben an Radium-Emanation geschlossen werden.

Auch Erdgase, die an verschiedenen Stellen des Geländes dem feuchten Untergrunde entsteigen, gelangten zur Messung. Infolge Umbauten des Bades war für den Röthenbach ein neues Bett hergestellt worden (siehe Fig. 3), in welchem sich Wasserlachen bildeten; ferner war in der Nähe der Eisen- und Schillerquelle das Gelände teilweise, infolge Umbauten eines Teiches, überschwemmt worden. Einige Zeit später wurde der Bach in sein neues Bett geleitet, und im alten Bett bildeten sich jetzt stillstehende Wasserflächen aus. Hier wie an der Teichwiese und im neuen Bachbett ließen sich Stellen — in dem Lageplan durch numerierte Sterne gekennzeichnet — ausfindig machen, an denen mehr oder weniger regelmäßige und mehr oder weniger starke Gasblasenbildung auftrat. Die Gase wurden aufgefangen und zeigten den in Tabelle 1, B in der letzten Kolonne angeführten Radium-Emanationsgehalt, dessen Größe sehr beachtenswert erscheint. Leider ließen sich in dem Gelände um die Hauptquellen herum nicht mehr Gasstellen auffinden, da dasselbe zum Teil bebaut, zum Teil eingeebnet und festgestampft, zum großen Teil auch neu aufgeschüttet worden ist. Es hätte auch einer künstlichen Überschwemmung wie bei der Teichwiese in den Parkanlagen in größerem Maße bedurft, was die Badeverwaltung, zurzeit wenigstens, in der Ausführung ihrer umfangreichen Bau- und Verlegungsarbeiten empfindlich gestört hätte. Es muß daher geeigneteren Zeitumständen der Zukunft überlassen bleiben, die Daten der Erdgasmessungen zu vermehren.

*) P. Ludewig und H. Witte: Zeitschr. f. Geophys. 1, 244/45 (1925).

**) Eine chemische Analyse der Gase hat noch nicht stattgefunden, ist aber vorgehen.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß auch weiter entfernt von der Wetzinquelle zwischen den Quellen 16 und 17*) in der Nähe von 17 im Grunde des hier sehr sumpfigen Zankbachtals bei einer Wiesenquelle eine Gasmessung vorgenommen wurde. Hier trat auch lebhaft Gasblasenbildung auf. Auch hier noch ein beachtenswerter Emanationsgehalt.

Die Untersuchungen wurden ausgeführt auf Veranlassung von Herrn Prof. Dr. Ludewig, Leiter des Radium-Institutes in Freiberg i. S., mit den Hilfsmitteln des Institutes. Ich möchte Herrn Prof. Ludewig für die Förderung der Arbeit meinen ergebensten Dank aussprechen; ferner auch an dieser Stelle der Brambacher Sprudelgesellschaft G. m. b. H. in Brambach und ihrem derzeitigen Direktor, Herrn A. Hayer, für das freundliche Entgegenkommen und die gewährte Hilfe herzlich danken.

Freiberg i. S., 21. Mai 1926.

Versuche über die durchdringende Strahlung.

(Erste vorläufige Mitteilung.)

Von **Konrad Büttner**. — (Mit sechs Abbildungen.)

I. Angaben über die benutzten Apparate. — II. Die Eigenstrahlung der Instrumente erweist sich als von der Spannung abhängig. Sie wird wesentlich von α -Strahlen erzeugt. — III. Die Abnahme der Erdstrahlung mit der Höhe stimmt mit der theoretisch, unter Vernachlässigung der Streuung berechneten überein. — IV. Die Existenz und der Betrag der Höhenstrahlung im Meeresniveau wird mit Eisen- und Bleipanzern und auf einem See untersucht. Der Absorptionsvorgang im Wasser wird mit einem bleigepanzerten Instrument untersucht. — V. Die tägliche Periode der Höhenstrahlung im Meeresniveau wird in zwei Monaten gemessen. Dies bestätigt Kolhörsters Messungen.

I. Die Apparate. Für die folgenden Versuche wurden zwei Strahlungsapparate nach Kolhörster¹⁾ verwandt: Apparat A hat ein Zweifadenelektrometer nach Wulf mit Temperaturkompensation nach Kolhörster; Apparat B ein Quarzfadenelektrometer nach Kolhörster. Bei beiden umgeben Zn-Wände von 3 mm Stärke ein Luft- bzw. CO₂-Volumen von 4 Litern; die Kapazität der Elektrometer beträgt 0.95 bzw. 0.82 cm. Die Strahlungsangaben beider Instrumente sind praktisch unabhängig von der Temperatur und der seitlichen Neigung. Die Skalenempfindlichkeit erwies sich als zeitlich unveränderlich, bei A durch vier Jahre. Die Evesche Zahl K , die die Wirkung von Ra- γ -Strahlen auf die Apparate darstellt, wurde nach der Methode von Heß²⁾ mit einigen Milligramm Radium gemessen. Es ergab sich:

$$K_A = 4.7 \cdot 10^9 \text{ Ionenpaare cm}^{-1} \text{ g}^{-1} \text{ sec}^{-1},$$

$$K_B = 5.5 \cdot 10^9,$$

und nach Auskleidung mit einer dünnen Papierschicht innen:

$$K_B = 3.5 \cdot 10^9.$$

*) Siehe P. Ludewig und H. Witte: Zeitschr. f. Geophys. 1, 246 (1925), Fig. 1.

Da sich im Steinsalzbergwerk in 500 m Tiefe bei Eichung mit Radium dieselben Zahlen ergaben, kann auch die Höhenstrahlung keinen Einfluß auf den radioaktiven Zerfall haben, wie ihn Perrin vermutet³⁾.

II. Die Eigenstrahlung. Als wesentliche Ursache der nach Abschirmung aller äußeren Strahlung im Gefäß beobachteten Restionisierung hat man die von den Wänden ausgehenden α -Strahlen betrachtet. Untersuchungen über die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Feldstärke, d. h. der gemessenen

Strahlung in J von der Elektrometerspannung, sprechen für diese Annahme. Nach den Messungen mit Ra herrscht oberhalb von 40 bzw. 100 Volt für γ -Strahlen Sättigungsstrom. Trotzdem zeigte sich in längeren Meßreihen deutlich ein Sinken des Stromes mit sinkender Spannung. Bei den Beobachtungsreihen 1 und 2 (300 Einzelwerte) waren durch Panzer die Schwankungen der Erdstrahlung beseitigt und die der Höhenstrahlung aus den Messungen der täglichen Periode bekannt und eliminierbar; bei Reihe 4 (30 Einzelwerte) lag nur Eigenstrahlung vor. Fig. 1 und 2 zeigt die Abhängigkeit von Strom und Spannung für die beiden Instrumente. Die äußere Strahlung ist dabei abgezogen. Zur Erklärung diene folgendes:

a) Infolge der Säulenionisation bei α -Strahlen tritt erst bei Feldern von 3000 Volt/cm Sättigungsstrom ein, für 10 Volt/cm werden 72 Proz., für 30 Volt/cm 80 Proz. der erzeugten Ionen vor der Rekombination an die Elektroden gezogen [nach M. Moulin⁴⁾]. Es ist also für dies Gebiet, in dem die

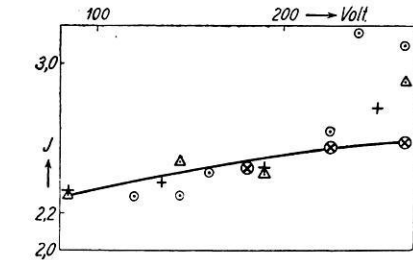


Fig. 1. Eigenstrahlung. Apparat A.

1. Δ Beobachtung. in Dorfmark, Geldschrank.
2. \odot " " Göttingen, Fe Panzer.
3. $+$ Mittel aus 1. und 2.
4. \otimes Beobachtungen im Steinsalz.

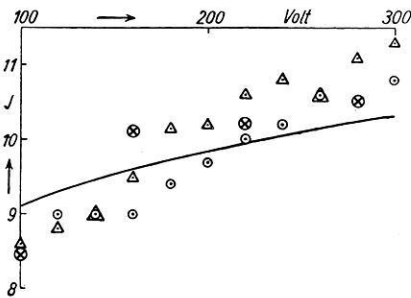


Fig. 2. Eigenstrahlung. Apparat B.

Bezeichnungen siehe Fig. 1.

obigen Messungen liegen — 100 bis 300 Volt Spannung und 10 cm Abstand der Elektroden —, eine 11 proz. Änderung des Stromes zu erwarten.

b) Es fließt ein Ohmscher Strom über den Isolator.

c) Nach der Neuaufladung des Elektrometers treten Nachwirkungen auf, die eine scheinbare Strahlungserhöhung bewirken. Da meist auf hohe Spannungen aufgeladen wurde, ist dort am ehesten diese Erhöhung zu erwarten.

Die ausgezogenen Kurven in Fig. 1 und 2 stellen die Strahlungsänderung dar für den Fall, daß reiner α -Strahlenstrom parallel dem Felde vorliegt. Für Apparat A (Fig. 1) scheint Fall a) und c), für Apparat B a) und b) vorzuliegen. Bei Apparat B ergäbe sich ein Isolatorwiderstand von $2 \cdot 10^{17}$ Ohm.

Bei Apparat B wurde neuerdings die Eigenstrahlung durch Innenauskleidung der Wände mit Papier auf 3.5 J herabgesetzt. Im folgenden ist bei allen Angaben die Eigenstrahlung, der Spannung entsprechend abgezogen.

III. Die Erdstrahlung. Nach Hoffmann müßte in Luft (kleine Ordnungszahl) für Erdstrahlung starke Streuung auftreten. Die Abnahme der Erdstrahlung mit der Höhe könnte danach nicht nach einem einfachen Exponentialgesetz erfolgen. Messungen über die Abnahme der Erdstrahlung mit der Höhe bis 240 m auf dem Funkenturm in Königswusterhausen ergaben jedoch, daß mit einem einfachen Exponentialgesetz gerechnet werden kann. Strahlend wirkte außer der Höhenstrahlung (2.0 J , s. u.) fast nur die Erdoberfläche, die hier mit genügender Genauigkeit als unendliche Ebene angesehen werden kann. Man muß dann bei Gültigkeit reiner Exponentialgesetze eine Abnahme der Strahlung $J(x)$ mit der Höhe x erwarten nach der Formel*)

$$J(x) = J(0) \left[e^{-\mu x} - \mu x \int_{\mu x}^{\infty} y^{-1} \cdot e^{-y} \cdot dy \right].$$

Setzt man den Absorptionskoeffizienten der γ -Strahlen in Luft nach Heß⁴⁾

$$\mu = 4.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1},$$

so ergibt (Fig. 3) die berechnete ausgezogene Kurve eine befriedigende Übereinstimmung mit den Meßergebnissen. Die Höhenstrahlung wurde abgezogen. Die Form des Turmes bringt Abweichungen für kleine x .

IV. Existenz und Absorption der Höhenstrahlung. An der Existenz der Höhenstrahlung im Meeresniveau kann nicht mehr gezweifelt werden. Die folgenden Abschirmversuche mit einem 7-cm-Eisen- und einem 5-cm-Bleipanzer sind ein weiterer Beleg. (Das Blei ist nach Messungen im Steinsalzbergwerk γ -strahlenfrei!) Es ergab sich in Göttingen für Apparat A:

Strahlung ohne Panzer	3.9 J ,
„ mit 7 cm Fe	1.9 J ,
„ „ 5 „ Pb	1.4 J .

Da Ra- γ -Strahlen durch die Panzer auf 5 Proz. abgeschwächt werden, ergibt sich die Höhenstrahlung außerhalb der Panzer zu 2 J (s. u.) und eine Abnahme um 88 Proz. bzw. 65 Proz. für Fe und Pb, was einem Massenabsorptionskoeffizienten von $\mu/\rho = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ für Fe und $\mu/\rho = 26 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ für Pb entspricht.

*) Die Formel stellt mathematisch die Strahlungsintensität, d. h. die Energieabnahme pro Wegelement dar in einem Punkte, der sich im Abstand x von der unendlichen Grenzfläche zweier unendlicher Medien befindet. Das eine davon (die Erde) ist gleichmäßig mit strahlender und absorbierender Masse erfüllt, das andere absorbiert gleichmäßig mit dem Koeffizienten μ . Eine Ableitung der Formel findet sich in ⁴⁾.

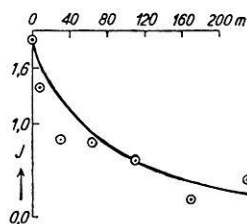


Fig. 3. Abnahme der Erdstrahlung mit der Höhe. Apparat A.

Die Absorption im Stoffe hoher Ordnungszahl ist also viel stärker. — Auf der Oberfläche eines Sees bei Potsdam ergab sich:

Apparat A 2.0 J,
 " B 2.0 J

und mit 5-cm-Pb-Panzer:

Apparat B 1.3 J.

5 cm Blei bringen die Strahlung wieder auf 65 Proz. herunter. Instrumente verschiedener γ -Strahlenempfindlichkeit (4.7 und $3.5 \cdot 10^9$) zeigen hier gleiche Werte für Höhenstrahlung an. Die hier ionisierend wirkenden Elektronen müssen so hart sein, daß sie im Papier des Apparats B kaum gebremst werden.

Versenkversuche mit beiden Instrumenten bis 850 cm Wassertiefe ergaben eine exponentielle Abnahme der Strahlung mit einem Massenabsorptionskoeffizienten

$$\mu/\rho = (2.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \text{ (Fig. 4).}$$

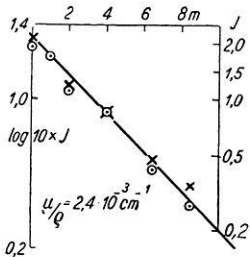


Fig. 4. Absorption der DDH im Wasser.

⊙ Apparat A. × Apparat B.

Man könnte nach Hoffmann eine starke Beeinträchtigung der Messungen durch die Streuung im Wasser erwarten. Ich wiederholte deshalb die Absorptionsmessungen im Wasser mit dem 5-cm-Bleipanzer, um alle weicheren Strahlen abzdrosseln. Die Strahlungsabnahme (Fig. 5) hat jetzt ein ganz anderes Aussehen, etwa nach dem Gesetz

$$J(x) = J_0 (1 - a \cdot x).$$

Zum Vergleich sind die bei ungepanzertem Instrument gewonnenen Werte mit eingezeichnet. Der Bleipanzer wurde in Fig. 5 mit einem Wasseräquivalent von 60 cm angesetzt. — Die mittlere Schwankung der über je etwa 2 bis 3 Stunden

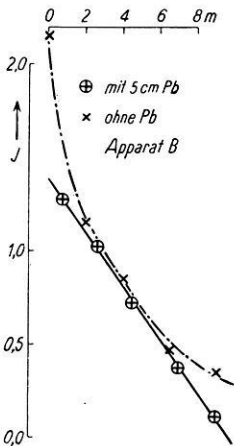


Fig. 5. Absorption der DDH im Wasser mit und ohne Bleipanzer (5 cm).

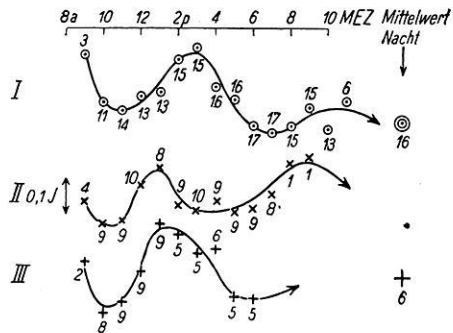


Fig. 6. Tägliche Periode der DDH.

I: 25. III. bis 7. IV. 1926, Dorfmark, Geldschrank.
 II: 13. IV. „ 23. IV. 1926, Göttingen, Eisenpanzer.
 III: 25. IV. „ 5. V. 1926, „ „

Die angeschriebenen Zahlen geben die Zahl der Einzelmessungen an.

erstreckten Einzelmessung betrug 0.1 *J*. Ob es sich hierbei um Ablesefehler oder um statistische Schwankungen der Eigenstrahlung (s. II.) handelt, kann nicht entschieden werden, da beide Effekte rechnungsgemäß etwa gleich groß sind. — Die Weiterführung der Versuche im Flugzeug und im Hochgebirge ist geplant.

V. Die tägliche Periode. Wenn nach Kolhörster der Betrag der Höhenstrahlung mit dem Stande der Milchstraße um 15 Proz. schwankt, so muß diese Änderung — etwa 0.2 bis 0.3 *J* — auch in Meereshöhe nachweisbar sein. Beobachtungen in Göttingen und in Dorfmark in Hann. ergeben eine tägliche Periode der erwarteten Form und Größe (Fig. 6), bei der sich eine zweistündige Verschiebung von Monat zu Monat zeigt. Schwankungen der Erdstrahlung waren durch Panzer eliminiert.

Über Messungen der Höhenstrahlung im Flugzeug bis zu 6770 m Höhe, die eine gute Bestätigung der Kolhörsterschen Beobachtungen von 1914 brachten, wird später berichtet.

Für die Unterstützung der Arbeit habe ich sehr zu danken den Herren Bergassessor a. D. Albrecht (Kaliwerk Wittekind-Volpriehausen), Direktor Gerlach (Funkenturm Königswusterhausen) und Regierungsrat Schumacher (Preuß. Wasserbauamt Potsdam).

Die vorliegende Arbeit entstand auf Anregung und unter Leitung von Herrn Prof. Dr. Angenheister. Meinem verehrten Lehrer spreche ich auch hier meinen Dank aus.

Literatur.

1) W. Kolhörster: Zeitschr. f. Instrumentenkde. **44**, 333 (1924) und „Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre“. Hamburg 1924.

2) V. Hess: Phys. Zeitschr. **14**, 610 (1913).

3) C. S. Wright: Nature **117**, 54 (1926).

4) St. Meyer und E. v. Schweidler: „Radioaktivität“. Leipzig-Berlin 1916.

Literaturangaben über Höhenstrahlung: K. Büttner: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 153 (1926).

Göttingen, Geophys. Institut d. Universität, 6. Juli 1926.

Polschwankungen und Geotektonik.

Von **R. Spitaler**. — (Mit drei Abbildungen.)

Da durch längere Zeit im selben Sinne anhaltende Massenverschiebungen, wie beispielsweise durch die Eisablagerung während der letzten Eiszeit, die Entfernung des Rotationspols vom Symmetriepol größere Beträge annehmen kann, ist die Möglichkeit vorhanden, daß dadurch ganz bedeutende tektonische Kräfte ausgelöst werden. — Die durch die Polbewegung ausgelösten Kräfte können auch die Fließzone beeinflussen und dadurch zu epirogenetischen Bewegungen Anlaß geben. — In den Polbewegungen dürfte auch die Ursache des großen Zyklus der geologischen Umgestaltungen der Erde liegen.

Auf die am Schlusse meiner Arbeit über Erdbeben und tektonische Umgestaltungen der Erdoberfläche durch die Polhöenschwankungen *) gemachten

*) Zeitschr. f. Geophys. **2**, 113.

kurzen Bemerkungen möchte ich in großen Zügen doch noch etwas ausführlicher eingehen, weil sie vielleicht Anregungen zu weiteren Untersuchungen geben. Ich beschränke mich aber nur auf geophysikalische Betrachtungen, ihre Anwendungen auf die tatsächlichen Verhältnisse müssen den Geologen überlassen werden.

Während in der ersten Abhandlung zwischen der Hauptträgheitsachse und der mathematischen Symmetrieachse des Rotationsellipsoids kein Unterschied gemacht wurde, ist ein solcher trotz des regelmäßigen Baues der Erde doch möglich. Fiele beispielsweise ein großer Eisenmeteorit auf die Erde nieder, so würde durch diesen Massenzuwachs an einer bestimmten Stelle die Lage der Trägheitsachse sich verschieben und Trägheitspol und Symmetriepol fielen nicht mehr zusammen. Aber auch Umlagerungen von Massen auf der Erde durch geologische, hydrologische und meteorologische Vorgänge verschieben, wie bereits bekannt, die Trägheitsachse gegen die Symmetrieachse. Wir haben aber bisher nur die jährliche Verschiebung derselben infolge von Luftmassenumlagerungen betrachtet. Der Trägheitspol kann sich aber auch durch andauernde gleichsinnige Massenverlagerungen auf der Erde in einer bestimmten Richtung vom Symmetriepol weiter verschieben. In einer Abhandlung über „Die Eiszeiten und Polschwankungen der Erde“ *) habe ich gezeigt, daß durch die Eisanhäufung in der Quartärzeit sich der Trägheitspol um $4.3'$ (7964 m) nach 115° östl. v. Gr verschieben mußte.

B. Wanach **) hat nun bewiesen und dafür die Formeln abgeleitet, daß sich mit dem Trägheitspol auch der Rotationspol in zyklodischer Bahn mitbewegt. Da aber während dieser Zeit die jährliche periodische Bewegung des Trägheitspoles nicht unterbrochen ist, wird der Rotationspol gleichzeitig beide Bewegungen ausführen. Die Bahn läßt sich nach den Formeln von Wanach bestimmen.

Wenn also auch Trägheitspol und Rotationspol trotz der progressiven Bewegung des ersteren sich nicht weit voneinander entfernen, so kann aber wohl der Rotationspol vom Symmetriepol größere Entfernungen annehmen. Infolge ihrer Starrheit wird die Erde als Ganzes sich nicht sogleich der neuen jeweiligen Rotationsachse anpassen, so daß der Rotationspol auch zum Symmetriepol würde, wohl aber wird dies bei den leichtbeweglichen Wassermassen und der Luft der Fall sein.

Infolge einer Massenansammlung (Eisablagerung während der Eiszeit) in m (Fig. 1) verschiebt sich der Trägheitspol von seiner ursprünglichen Lage in S , wo er gleichzeitig Symmetriepol war, nach T und der Rotationspol wird sich in seiner Nähe befinden. Die Wassermassen der Erde werden sich jetzt zur neuen Rotationsachse zurechtlegen und die in der Figur punktierte Lage einnehmen. Wo daher die punktierte Linie über der alten zu liegen kommt, werden Transgressionen, wo sie unter die alte Lage kommt, Regressionen des Meeres eintreten. Bei der unregelmäßigen Verteilung von Land und Wasser und der verschiedenen

*) Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien, mathem.-naturw. Klasse, **121**, Abt. II a, Nov. 1912. (Man beachte dort die Anmerkung am Schlusse.)

**) Die Chandlersche und die Newcombsche Periode der Polbewegung. Zentralbureau der internationalen Erdmessung. N. F. d. Veröff. Nr. 34, Berlin 1919.

Höhe des ufernahen Landes werden sich diese Trans- und Regressionen in verschiedener Ausdehnung und Höhe auswirken, wobei auch die geographische Breite eine große Rolle spielt, indem die Höhe von derselben abhängig ist. Wie aus der Zeichnung ersichtlich, muß im Quadranten, wo die Eisablagerung erfolgte, auch ein Zufluß von Wasser, eine Transgression, stattgefunden haben. Ist nun das Wasser in demselben Meridian aus der Südhemisphäre oder aus den um 180° abliegenden Meridianen von der Nordhemisphäre herbeigeflossen, so mußte sich infolge dieser sekundären Massenverschiebung der Trägheitspol noch weiter vom Symmetriepol entfernen, als wir eingangs angegeben haben. Es sammeln sich aber auch in dem um 180° abliegenden Meridian der Südhemisphäre Wassermassen an, die die weitere Verschiebung der Trägheitsachse kompensieren. Es hängt also ganz von der Verteilung von Land und Wasser auf der Erde ab, ob in einem bestimmten Falle die Wasserverschiebungen auch eine weitere Verschiebung des Trägheitspoles und somit auch des Rotationspoles herbeiführen oder nicht, oder sogar die Massenauflagerung mehr oder weniger kompensieren. Darüber kann nur die in der betreffenden geologischen Zeit vorhanden gewesene Land- und Wasserverteilung Aufschluß geben. Ich habe in der zitierten Abhandlung die Berechnung

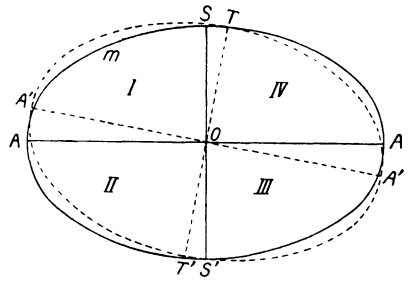


Fig. 1.

für die gegenwärtige Land- und Wasserverteilung durchgeführt und als Gesamtverschiebung $4.3'$ erhalten, da ja die Land- und Wasserverteilung zur Eiszeit nicht wesentlich von der heutigen verschieden war.

Für die Höhe der Niveaushiftung des Wassers (Δq) bei einer bestimmten Verschiebung des Rotationspoles vom Symmetriepol ($\Delta \varphi$) ergibt sich die Formel

$$\Delta q = 10.35 \cdot \sin 2 \varphi \cdot \Delta \varphi'' \text{ cm}^*,$$

daher für $\Delta \varphi = 4.3' = 258''$ eine Niveaushiftung von $2670 \text{ cm} = 26.7 \text{ m}$ in $\varphi = 45^\circ$ (Max.).

Zur Bildung der Eisablagerung in der Quartärzeit in Europa und Nordamerika wurde das Wasser den Meeren der ganzen Erde entnommen, und ich fand**), daß dadurch das Niveau der Meere um 72 m gesunken sein muß. Berücksichtigt man aber auch noch die gleichzeitigen Eisablagerungen in den anderen Gebieten der Erde, so kommt man wohl auf einen Betrag von 100 m. Zu demselben Ergebnis sind auch andere, wie Penck (1881) 71 m, Drygalski 150 m, Nansen (1904) 200 m, Daly zwischen 23 und 129 m, Penck (1922) 40 m, Nansen (1922) 130 m, durch Schätzungen gelangt***).

*) l. c. S. 1859 (Sonderabdruck S. 35).

**) l. c. S. 1830 (Sonderabdruck S. 6).

***) Nach W. Ramsay, On relations between crustal movements and variations of sea-level during the late Quaternary Time especially in Fennoscandia. Bull. de la Commission Géol. de Finlande, Nr. 66, 1924.

Es hat daher in der Quartärzeit in den Quadranten II und IV das Niveau der Meere im Maximum um $100 + 27 = 127$ m tiefer gestanden als gegenwärtig, während es in den Quadranten I und III nur um $100 - 27 = 73$ m tiefer stand. Im allgemeinen war also während der quartären Eiszeit eine allgemeine Regression des Meeres vorhanden. Daß durch die Eisbelastung Europas und Nordamerikas das isostatische Gleichgewicht gestört wurde und infolgedessen isostatische Ausgleichsbewegungen in der Erdkruste eintreten mußten, ist ja vielfach schon von anderer Seite beleuchtet worden.

Während die Wassermassen sich sehr rasch der neuen Lage des Rotationspols anpassen, ist dies für die feste Erdoberfläche nicht der Fall und es treten auf derselben die von uns angeführten horizontalen Druckkräfte auf, welche den Symmetriepol der Erde zum Rotationspol drängen. Dieselben wirken im Meridian der Verschiebung des Trägheits- und Rotationspols, das ist im Falle der quartären Vergletscherung 115° östl. v. Gr., von Nord nach Süd und in dem um 180° abliegenden Meridian, wo die Vergletscherung stattfand, das ist 65° westl. v. Gr., von Süd nach Nord; in den dazwischen liegenden Meridianen konnten aber nach unserer Formel auch westöstliche und ostwestliche Drucke auftreten, und zwar erstere auf der atlantischen, letztere auf der pazifischen Seite. Es konnte daher in diesen Richtungen bei der allmählichen Vergrößerung der Entfernung des Rotationspols vom Symmetriepol zu Gebirgsfaltungen, Überschiebungen und sogar zu Verschiebungen ganzer Erdschollen kommen, so daß letztere damit auch ihre Lage zum Pole (geographische Breite) veränderten. Da diese Kräfte mit zunehmender Vereisung sich immer mehr und mehr steigerten und während der ganzen Eiszeit anhielten, können vielleicht ganz bedeutende Schollenverschiebungen zustande gekommen sein. Also nicht der Rotationspol hat im Erdkörper seine Lage um bedeutende Beträge verändert, sondern nur einzelne Erdschollen haben ihre geographische Breite und Länge verändert. Wir kommen darauf noch zu sprechen.

Nachdem die Quartäreiszeit ihren Höhepunkt erreicht hatte, das Eis wieder abzuschmelzen begann und das Wasser den Meeren zurückgegeben wurde, stieg wieder allmählich das Meeresniveau, und die Wirkung der Massenverlagerung nahm den entgegengesetzten Verlauf in bezug auf die Verschiebung der Hauptträgheitsachse, soweit nicht durch inzwischen eingetretene Veränderungen in der Verteilung von Wasser und Land und vorsichgegangene Adaptionen derselbe modifiziert wurde.

Inwieweit die vorhin genannten Adaptionsvorgänge den Trägheitspol dem Symmetriepol wieder näher gebracht haben, läßt sich nicht sagen, auch ist wohl kein Zweifel, daß die Flugkräfte die ganze Erde, die ja gegen säkulare Kräfte nachgiebig ist, der neuen Rotationsachse angepaßt haben, so daß der neue Symmetriepol dem Trägheitspol nahe kam, aber jedenfalls dürfte mit dem Ausklingen der Eiszeit wieder eine ruhigere Zeit für Adaptionsvorgänge und Schollenverschiebungen gekommen sein, die auch jetzt noch anhält, und erst mit dem Herannahen einer neuen Eiszeit können wiederum die Kräfte der Umgestaltung der Erdoberfläche aufs neue erwachen.

Ich möchte daher glauben, daß klimatische Veränderungen auf der Erde das Primäre einer Eiszeit sind, und nicht, wie von ein paar Seiten angenommen

wird, Gebirgsbildung und Erhebung der Kontinente. Die Gründe für ein periodisches Auftreten von Vereisungen habe ich ja in meiner Abhandlung „Das Klima des Eiszeitalters“ dargelegt. Aus allem geht aber wohl unzweifelhaft hervor, daß der Rotationspol sich im Erdkörper im Laufe der geologischen Perioden nicht weit aus seiner mittleren Lage entfernt hat. Ich möchte als obere Grenze der Verschiebung nicht über einen Grad hinausgehen und werde dies noch später begründen. Wenn aber pflanzliche und tierische Relikte unzweifelhaft auf eine einst größere Polnähe als heute hinweisen und andere Erklärungen weniger wahrscheinlich sind, so können dieselben nur besagen, daß auf die betreffende Erdscholle einmal auf ihrer Wanderung der Pol zu liegen gekommen ist, oder analog bei tropischen Relikten in jetzt polnaher Lage, daß die betreffende Scholle einst dem Äquator näher gelegen war.

Über Schollenverschiebungen. Da durch die von uns aufgezeigten horizontalen Druckkräfte, wie schon früher bemerkt, auch Schollenverschiebungen möglich sind, diese Massenverschiebungen aber wieder Polverschiebungen verursachen, welche die ursprüngliche Polverschiebung kompensieren, aber auch vergrößern können, muß darauf etwas näher eingegangen werden.

Für die Größe (θ) und Richtung (ω) der Polverschiebung durch solche Massenverschiebungen hat F. Tisserand die Formeln abgeleitet*). Wird die Masse m aus ihrer geographischen Lage λ , φ entfernt (Fig. 2), so schlägt der Pol P nach P_1 aus; wird sie wieder in λ' , φ' aufgelegt, so schlägt der Pol nach P_2 aus. Die Verschiebung der Masse von der einen Lage in die andere verschiebt daher den Pol in die Resultierende beider Ausschläge, das

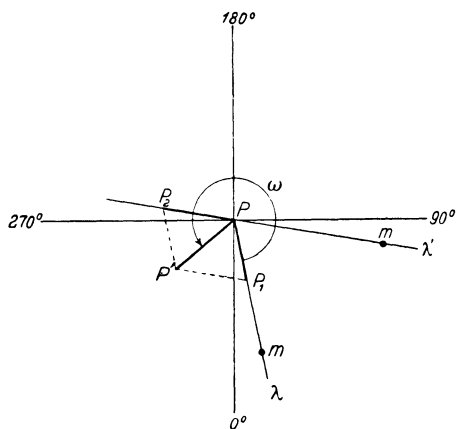


Fig. 2.

ist nach P' . Die Größe des Ausschlags θ und die Richtung ω (so wie λ bis 360 über Ost v. Gr. gezählt) sind gegeben durch die Gleichungen:

$$\theta \sin \omega = 460 \frac{m}{M} (\sin 2 \varphi \sin \lambda - \sin 2 \varphi' \sin \lambda'),$$

$$\theta \cos \omega = 460 \frac{m}{M} (\sin 2 \varphi \cos \lambda - \sin 2 \varphi' \cos \lambda'),$$

daher

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{\sin 2 \varphi \sin \lambda - \sin 2 \varphi' \sin \lambda'}{\sin 2 \varphi \cos \lambda - \sin 2 \varphi' \cos \lambda'}$$

und

$$\theta = 460 \frac{m}{M} \sqrt{\sin^2 2 \varphi + \sin^2 2 \varphi' - 2 \sin 2 \varphi \sin 2 \varphi' \cos (\lambda - \lambda')}.$$

*) *Traité de mécanique céleste* II, S. 487.

θ ist in Teilen des Erdradius oder durch $\theta : \sin 1''$ in Bogensekunden ausgedrückt. Es ist daher $\theta \cdot R$ die lineare Verschiebung des Poles, wenn R den Halbmesser der Erde bedeutet. Die Masse der Erde ist $M = 6 \cdot 10^{24}$ kg. Die Koordinaten λ und φ beziehen sich immer auf den Schwerpunkt der Masse.

Für die Verschiebung einer Masse auf demselben Meridian ist $\lambda = \lambda'$ und daher

$$\theta \sin \omega = 460 \frac{m}{M} \sin \lambda (\sin 2 \varphi - \sin 2 \varphi'),$$

$$\theta \cos \omega = 460 \frac{m}{M} \cos \lambda (\sin 2 \varphi - \sin 2 \varphi'),$$

$$\theta = 460 \frac{m}{M} (\sin 2 \varphi - \sin 2 \varphi').$$

Daraus ergibt sich $\operatorname{tg} \omega = \operatorname{tg} \lambda$ und daher $\omega = \lambda$. Es ist aber hier wohl zu beachten, daß je nachdem $\sin 2 \varphi - \sin 2 \varphi'$ positiv oder negativ, also $\sin 2 \varphi \geq \sin 2 \varphi'$ ist, $\theta \cdot \sin \omega$ und $\theta \cdot \cos \omega$ beide das positive bzw. das negative Vorzeichen haben. Nur im ersteren Falle ist $\omega = \lambda$, im zweiten Falle ist aber $\omega = \lambda + 180^\circ$, d. h. der Pol verschiebt sich, wenn $\sin 2 \varphi > \sin 2 \varphi'$ ist, gegen die bewegte Masse, im Falle von $\sin 2 \varphi < \sin 2 \varphi'$ aber von der bewegten Masse weg.

Man ersieht aber auch, ob $\omega = \lambda$ oder $\omega = \lambda + 180^\circ$ ist, aus der Gleichung für

$$\theta = 460 \frac{m}{M} (\sin 2 \varphi - \sin 2 \varphi') = 2 \cdot 460 \frac{m}{M} \cos(\varphi + \varphi') \sin(\varphi - \varphi').$$

Ergibt sich θ negativ, so heißt das, daß der Pol in die entgegengesetzte Richtung, also nach $\lambda + 180^\circ$ ausschlägt.

Verschiebt sich also eine Masse zwischen den Breiten von 45° S und 45° N, also auch über den Äquator hinweg, so ergibt sich θ negativ, d. h. der Pol verschiebt sich nach $\lambda + 180^\circ$, er weicht ihr also aus oder wandert in ihrer Richtung weiter. Das gleiche gilt, wenn sich die Masse in dem um 180° abliegenden Meridian von 45° N gegen 45° S, auch gegebenenfalls über den Äquator hinweg, verschiebt. Es bewegt sich dann der Pol in derselben Richtung wie die bewegte Masse. Die größte Verschiebung des Poles, $\theta = 2 \cdot 460 \frac{m}{M}$, tritt ein, wenn sich eine Masse von 45° S nach 45° N oder umgekehrt verschiebt. Für die südliche Hemisphäre ist φ negativ zu nehmen, und das Resultat der Richtung bezieht sich dann auf den Nordpol. Verschiebt sich eine Masse gleichweit von der einen Seite auf die andere Seite von 45° , so tritt überhaupt keine Verschiebung des Poles ein, z. B. eine Verschiebung einer Masse von 30° N nach 60° N oder vom Äquator zum Pol oder umgekehrt ergibt keine Verschiebung des Poles, oder vielmehr richtiger gesagt, die eine Verschiebung bis zu 45° wird wieder durch die andere von 45° weg aufgehoben. Eine Verschiebung von der einen Seite des Äquators auf die andere innerhalb $\pm 45^\circ$ führt immer zu einer Verschiebung des Poles, und sie ist am größten von 45° N bis 45° S oder umgekehrt.

Verschiebt sich eine Masse über den Pol hinweg, also aus der Länge λ in die Länge $\lambda + 180^\circ$, so ergibt sich aus der allgemeinen Formel

$$\theta \sin \omega = 460 \frac{m}{M} \sin \lambda (\sin 2 \varphi + \sin 2 \varphi')$$

$$\theta \cos \omega = 460 \frac{m}{M} \cos \lambda (\sin 2 \varphi + \sin 2 \varphi')$$

$$\theta = 460 \frac{m}{M} (\sin 2 \varphi + \sin 2 \varphi')$$

und $\omega = \lambda$, d. h. solange sich die Masse dem Pole nähert, rückt ihr der Pol entgegen, sobald sich aber dieselbe wieder vom Pol entfernt, bewegt sich der Pol von ihr weg. Die größte Verschiebung $\theta = 2.460 \frac{m}{M}$ tritt wieder ein, wenn sich eine Masse von 45° nach 45° in den 180° abliegenden Meridian verschiebt.

Eine volle Ringscholle, um einen ganzen Meridian um die Erde gelegt und bewegt, würde die Lage des Poles nicht verändern. Eine 90° umfassende bewegte Scholle aber würde den Pol je nach der Lage ihres Schwerpunktes gegen sie oder von ihr weg bewegen. Diese Verhältnisse werden am besten durch die Fig. 3 übersichtlich dargestellt. Die Pfeile geben die Richtung der bewegten Masse bzw. des Nordpoles an. In den mit + bezeichneten Abschnitten bewegt sich der Pol in der Richtung des +-Pfeiles, in den mit - bezeichneten aber in der Richtung des --Pfeiles.

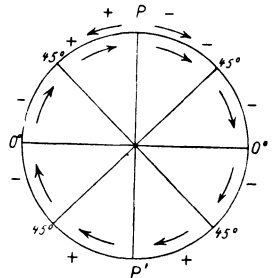


Fig. 3.

Für Massenverschiebungen auf demselben Breitenkreise, also $\varphi = \varphi'$ ist die Richtung gegeben durch

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{\sin \lambda - \sin \lambda'}{\cos \lambda - \cos \lambda'} = -\operatorname{ctg} \frac{\lambda + \lambda'}{2}$$

und

$$\theta = 460 \frac{m}{M} \sqrt{2 \sin^2 2 \varphi [1 - \cos (\lambda - \lambda')] } = 2.460 \frac{m}{M} \sin 2 \varphi \cdot \sin \frac{\lambda - \lambda'}{2}.$$

Nach unserer Formel für die Richtung der Druckkräfte (v) kommen aber Verschiebungen im Breitenkreise, das sind rein ostwestliche bzw. westöstliche, nur in den genau um 90° vom Meridian der Polverschiebung abliegenden Meridianen vor, wo also für nur kleine Beträge von $\lambda - \lambda'$ auch θ sehr klein bleibt, so daß sich darüber weitere Betrachtungen erübrigen. Die Verschiebungen in allen anderen Richtungen müssen mit der allgemeinen Formel berechnet werden. Diese Umstände sind also wichtig bei der Beurteilung, ob infolge einer Polverschiebung (z. B. quartären Eiszeit) bewegte Schollen die Polverschiebung wieder kompensieren oder im Gegenteil sogar noch vergrößern. Im letzteren Falle würden die Drehkräfte sich noch weiter vergrößern und damit die Bewegung der Scholle beschleunigen. Aber das ginge doch nicht ins Endlose weiter um die Erde herum. Denn sobald für den Schwerpunkt der Scholle durch die Verschiebung

$2\varphi < 2\varphi'$ wird, tritt die entgegengesetzte Bewegung des Poles ein und der früher erlangte Vorsprung wird rückgängig gemacht, so daß der Pol wieder an seine Ausgangsstelle gelangt. Wir wollen dies an einem Beispiel näher ausführen.

Wie groß wäre die Verschiebung des Trägheitspoles, wenn sich die Scholle Grönland, die gegenwärtig zwischen den Breiten 60 bis 80°N liegt und vor der Quartärzeit in der Breite von 50 bis 70°N gewesen wäre, von der früheren in die gegenwärtige Lage verschoben hätte? Grönland ist ein großer Gebirgshorst, der in Verbindung mit dem kanadischen und skandinavischen Grundgebirge gebildet, später von diesen getrennt wurde. Die Fläche beträgt 2.14 Mill. km^2 , wovon 1.85 Mill. km^2 mit Inlandeis bedeckt sind. Nehmen wir den Schwerpunkt der Scholle vor der Verschiebung in 64°N und nach der Verschiebung in 74°N an, und betrachten wir die Scholle bis zur Fließzone in 50 km Tiefe mit einer durchschnittlichen Dichte von 2.8 , so ist ihre Masse $m \doteq 3 \cdot 10^{20}$ kg, daher

$$\frac{m}{M} = \frac{1}{2 \cdot 10^4} \text{ (Masse der Erde } M = 6 \cdot 10^{24} \text{ kg)}. \text{ Nehmen wir an, daß die Verschiebung Grönlands genau in meridionaler Richtung erfolgte, so ergibt sich als Verschiebung des Poles } 20' 24.5'', \text{ und zwar der Scholle entgegen.}$$

Während also vor der Verschiebung der Polabstand des Schwerpunktes der Scholle $90^\circ - 64^\circ = 26^\circ$ betrug, ist er nach der Verschiebung $90^\circ - 74^\circ = 20.4' = 15^\circ 39.6'$. Oder es hätte sich, wenn man die Verschiebung der Scholle nicht bemerkt hätte, der Pol um $10^\circ - 20.4' = 9^\circ 39.6'$ nach Süden verschoben, während tatsächlich die Scholle sich um 10° nach Norden und der Pol um $20.4'$ nach Süden bewegt haben.

Um $20.4'$ hätte sich aber der Pol gegen Grönland hin überhaupt nicht verschieben können, weil er ja nur $4.3'$ von seiner Ruhelage entfernt war, und nachdem dieselbe erreicht war, erloschen auch die Kräfte, welche Grönland verschoben. Der Schwerpunkt der Scholle hätte also um 10° überhaupt nicht verschoben werden können, sondern schon eine Verschiebung Grönlands um 2.4° nach Norden hätte den Pol wieder in seine Ruhelage zurückgebracht und die Drehkräfte wären erloschen, so daß keine Kräfte mehr für die Weiterbewegung vorhanden gewesen wären. Wie diese Verschiebung ganz kompensiert oder verstärkt hätte werden können, ergibt sich aus der Betrachtung der Fig. 3.

Die von uns angeführten Drehkräfte versuchen die ganze Erde in die Pol-lage hineinzudrehen, sie können sich aber nur in oberflächlichen Spannungen und Verschiebungen einzelner Teile auswirken. Ein Teil der oberflächlichen Massenverschiebungen bringt durch Verschiebung des Trägheitspoles denselben der alten Lage wieder näher, ein anderer Teil aber vergrößert durch die Massenverlagerung sogar die Entfernung des Trägheitspoles vom Symmetriepol und verstärkt dadurch weiter die Drehkräfte. Es sind aber die Schollen, welche bewegt werden können, sehr ungleich auf der Erde verteilt und auch ihre Beweglichkeit ist jedenfalls sehr ungleich groß, so daß nicht angegeben werden kann, wie und in welchem Ausmaße die Adaption erreicht wird.

Wie wir bei der Verschiebung von Grönland gesehen haben, kann infolge von Schollenbewegungen der Trägheitspol innerhalb gewisser Grenzen sich verschieben. Die Größe dieser Pendelung des Poles ist von der Masse der bewegten

Scholle und ihrem Wege auf der Erde abhängig. Der größte Betrag würde erreicht werden, wenn eine Scholle sich beispielsweise von 45° S nach 45° N, also um 90° verschieben würde. Es wäre dann $\theta = 2.460 \frac{m}{M}$.

Eine Scholle von der Größe Australiens (8 Mill. km², 50 km Tiefe, $s = 2.8$) hätte eine Masse $m = 11.2 \cdot 10^{20}$ kg, daher $\frac{m}{M} \doteq \frac{1}{5 \cdot 10^3}$, und würde von 45° S nach 45° N verschoben, den Pol um 10.5° in den entgegengesetzten Meridian, also nach $\omega = \lambda + 180^\circ$ verschieben.

Wenn sie sich aber über 45° hinaus weiter nach Norden bewegt, tritt wieder Rückwärtsbewegung des Poles ein, bis er wieder in seine Ausgangslage gelangt ist. So große Schollenverschiebungen aber, wie hier angenommen, um 90° (!), sind wohl nicht denkbar und die durch solche Polverschiebungen wachgerufenen Kräfte würden geradezu katastrophal wirken. Auch ist wohl zu beachten, daß vorerst durch eine primäre Polverschiebung erst die Kräfte zur Schollenbewegung gegeben sein müßten, und es ist wohl kein Zweifel darüber, daß, bevor es zu Schollenverschiebungen auf so weiten Strecken kommt, zuvor andere Adaptionsvorgänge eine zu weite Verschiebung des Poles von seiner Normallage verhindern würden. Ich habe daher oben als äußerste Grenze der Polverschiebung 1° angenommen. Auch würden gleichzeitig ebenfalls mögliche Schollenverschiebungen von 45° über die beiden Pole hinweg nach 45° in den um 180° abliegenden Meridian kompensierend wirken, nur eine Schollenverschiebung in den um 180° abliegenden Meridian von 45° N nach 45° S würde verstärkend wirken. Von Wirkungen eventueller Schollen außerhalb des Hauptmeridians wollen wir nicht sprechen.

Vertikale Verschiebungen von Massen sind gegenüber den horizontalen Verschiebungen in bezug auf die Größe der Polverschiebung von geringer Bedeutung. Eine vertikale Verschiebung einer Masse aus dem Abstände r vom Erdmittelpunkt nach r' (r und r' in Einheiten des Erdhalbmessers) ergibt eine Verschiebung der Poles

$$\theta = 460 \frac{m}{M} (r - r') \sin 2\varphi,$$

und zwar eine Erhebung nach $\omega = \lambda + 180^\circ$ und eine Senkung nach $\omega = \lambda$. Würde beispielsweise der mittlere Teil von Europa ohne Inseln und Halbinseln (etwa 6 Mill. km², Dicke 50 km, $s = 2.8$) sich um 1 km heben oder senken, so wäre

$$m = 8.4 \cdot 10^{20} \text{ kg}, \quad \frac{m}{M} \doteq \frac{1}{7 \cdot 10^3}, \quad r - r' = \frac{1}{6370}, \quad \varphi = 45^\circ$$

und gäbe einen Ausschlag des Poles von nur $2.1''$.

Einfluß der Druckkräfte auf die Fließzone. Die wiederholt genannten horizontalen Druckkräfte rufen sicherlich nicht allein in den obersten Erdschichten Spannungen und tektonische Verschiebungen hervor, sondern es wird auch die Fließzone von ihnen beeinflußt, indem Hebungen und Senkungen der Erdkruste verursacht werden können.

Durch den Belastungsdruck der darüber gelagerten Schichten wird in einer gewissen Tiefe die Festigkeitsgrenze der Gesteine überschritten und sie gehen in plastischen Zustand über. Die Tiefe dieser „Fließzone“ liegt in 50 bis 60 km und sie ist der Überträger der isostatischen Ausgleichsbewegungen. Ihre Dichte kann zu 2.9 bis 3.0 angenommen werden. Es finden sich Übergänge der verschiedenen Gesteinsarten in vertikaler und horizontaler Richtung und auch Nester lebenden Magmas sind darin vorhanden, die untereinander und mit höher gelegenen in Verbindung stehen dürften. Erhöhung des Druckes in der Fließzone bewirkt, weil eine Kompression derselben nicht weiter möglich ist, Ausweichen der plastischen Massen, die letzten Endes in der Vertikalen erfolgen müssen, weil nur nach dieser Richtung hin infolge der Schollenzerstückelung genügend Nachgiebigkeit besteht*).

Infolge von Polverschiebungen werden wie beim Wasser die ausgleichenden Kräfte sofort auch in der ganzen Fließzone wirksam. Da der Rotationspol aber im Laufe des Jahres seinen Ort auf der Erdoberfläche ändert, ändern sich dadurch auch die Richtungen der in der Fließzone wachgerufenen Drucke, die sich in erster Linie, wie soeben erwähnt, nach oben zu in das Schollengefüge auswirken und tektonische Erdbeben auslösen können. Daß durch diese Drucke auch vulkanische Feuerherde gepreßt und dadurch die Vulkane zur Tätigkeit angeregt werden, ist wohl selbstverständlich.

Von diesem Gesichtspunkte aus und mit diesen horizontalen Drucken betrachtet, erlangt die von O. Ampferer aufgestellte und von K. Andréé weiter ausgebauta Unterströmungshypothese für die tektonischen Vorgänge eine bedeutende Stütze, indem durch Polverschiebungen Druckkräfte hervorgerufen werden können, die, wie in meiner ersten Abhandlung gezeigt wurde, Faltungen zu erzeugen im Stande sind**).

Von noch größerer Bedeutung scheinen mir aber die durch Polverschiebungen in der Fließzone hervorgerufenen Drucke für die Erklärung der epirogenetischen Bewegungen zu sein.

Bewegt sich der Rotationspol, wie wir es bei der quartären Vereisung gezeigt haben, dauernd in einer Richtung weiter, so kommt es in dem Meridian, wohin der Pol wandert, auf der Nordhemisphäre langsam zu einem Weiterpressen und Abfließen der plastischen Massen gegen die Südhemisphäre und in dem um 180° abliegenden Meridian zum Weiterpressen oder einem Abfließen der Massen von der Südhemisphäre gegen die Nordhemisphäre (vgl. Fig. 1). Dazwischen sind die Pressungen mehr oder weniger den Breitenkreisen parallel, genau aber nur in dem um 90° abliegenden Meridian.

Wo die Massen der Fließzone weggepreßt werden, ausweichen und abfließen, wird die darüber lagernde Erdstelle einsinken, es wird zur Bildung von Geosynklinalen und Transgressionen der Meere kommen, wo sie aber hingepreßt werden und hinfließen, dort werden die darüber liegenden Erdschollen gehoben und es

*) Nach A. Sieberg: Geolog., physikal. und angewandte Erdbebenkunde. S. 27 und 256.

**) Vgl. F. Nölke: Geotektonische Hypothesen. S. 43 ff.

kommt zu Aufwölbungen und Regressionen des Meeres. Es dürfte sich aber die Druckzunahme und -abnahme unter den Tiefseeböden etwas anders auswirken als über den in Schollen zertrümmerten Festländern, wo in einzelnen Gebirgsauffaltungen den Drucken Luft gemacht wird, was aber lokal sehr verschieden sein kann, je nach der Stärke und dem Bau der darüberliegenden Erdkruste, während die Tiefseeböden in ihrer ganzen Ausdehnung emporgewölbt werden.

Zyklen der Erdentwicklung und Gebirgsfaltung. In der Erdentwicklung scheint nach allgemeiner Ansicht der Geologen ein zyklischer Gang vorhanden zu sein, indem auf eine längere Ruheperiode mit Transgressionen eine lebhaftere Störungsperiode mit Gebirgsfaltungen und vulkanischen Eruptionen folgt, die dann mit einer Eiszeit abschließen, worauf der Zyklus wieder aufs neue beginnt. So hatte der jüngste Zyklus folgenden Verlauf: Mit Erlöschen der permischen Eiszeit trat eine wärmere Ruheperiode (Trias, Jura, Kreide) mit großen Transgressionen ein, hierauf folgte die alpine Faltung mit abnehmender Wärme, die dann allmählich in die quartäre Eiszeit übergang.

Wenn auch nach dem Vorhergesagten ebenso mit der letzten zunehmenden Vergletscherung wie mit ihrer Abnahme tektonische Kräfte ausgelöst wurden, die auch zu Gebirgsstörungen führen konnten, so hat die alpine Faltung doch schon bald nach der Ruhepause im Oligozän begonnen und ihre größte Intensität im Miozän erreicht, also bedeutend früher, als die Eiszeit begann.

Die Ursache für das Auftreten von gebirgsbildenden Kräften am Ende der Ruheperiode scheint mir ebenfalls in Verschiebungen der Rotationsachse zu liegen, die diese Kräfte dann wachriefen. Darüber kann ich aber nur ein allgemeines Bild geben, ohne eingehende Beweise vorzubringen, da das dazu erforderliche Beweismaterial wohl kaum aufzubringen ist.

Durch die exogenen Kräfte, chemische und mechanische Wirkung der Sonnenstrahlung, durch Luft, Wasser, Eis und Schnee wird Material der Gebirge aufgelockert und in tiefere Lagen transportiert, Denudation, Erosion, Deflation und Abrasion sind ja auch noch heute die Faktoren, welche Umgestaltungen und Massenverschiebungen auf der Erde hervorrufen. Freilich sind die Größen dieser Massentransporte sehr schwer abzuschätzen und anzugeben. Es ist aber kein Zweifel, daß sie durch entsprechende Verteilung des Landes auf der Erde in ihrer Gesamtheit derart wirken können, daß dadurch der Trägheitspol in eine bestimmte Richtung verschoben wird, wie ja auch durch die Vergletscherung von Nordamerika und Europa der Pol in eine bestimmte Richtung gewandert ist und durch die jährlichen Luftmassenverschiebungen nach verschiedenen Richtungen doch eine Verschiebung der Trägheitsachse resultiert.

In Amerika und Asien erfolgt der Geschiebetransport der Hauptsache nach nach Osten. Nach Brückner lagert die Reuß jährlich 150 000 m³ Geschiebe in ihrem Delta ab, die Kander im Thuner See 300 000 m³, die Aare im Bieler See 450 000 m³. Durch Sedimentablagerung wird der Genfer See in 30 000 Jahren, der Vierwaldstätter See in 20 000 Jahren verschüttet sein. Noch bedeutender ist der Geschiebetransport durch große Flüsse. Nach Uhlig lagert der Mississippi in seinem Delta jährlich 28 Mil. m³ Schlamm ab, ähnlich des Ganges-Brahma-

putra. Rechnet man die Massenverschiebungen auf die ganze Fläche des betreffenden Gebietes um, so erhält man die mittlere Dicke der abgetragenen Schicht. Nach Reade ist sie jährlich bei der Elbe 0.012, beim Nil 0.013, bei der Donau 0.056, beim Ganges 0.31 und bei der Rhone 0.44 mm. Für ganz England ergeben sich jährlich 0.018 mm und für die ganze Erde 0.012 mm Abtragungshöhe.

Eine beiläufige Überschlagsrechnung zeigte, daß durch solche Massentransporte während längerer Zeit der Pol so beträchtlich verschoben werden kann, daß dadurch bedeutende horizontale Druckkräfte wachgerufen werden, welche Anlaß zu Gebirgsfaltungen geben können.

Da wir aber die Land- und Wasserverteilung in der großen Ruhepause vor der alpinen Faltung nur beiläufig kennen und über den Verlauf der damaligen Flüsse überhaupt keine Kenntnis haben, ist es nicht möglich, auch nur beiläufig zu ermitteln, ob durch die Massentransporte der Flüsse eine Verlagerung der Trägheitsachse bewirkt wurde, die dann die Kräfte zur alpinen Faltung geliefert hätte.

Wir können aber einen solchen Versuch bei der heutigen Landverteilung und ihren Flüssen machen. Zu diesem Zwecke wurden 25 der größten Flüsse der Erde ausgewählt, nämlich jene, die ein Stromgebiet von über oder nahezu 1 Mill. km² besitzen. Die geographischen Koordinaten des beiläufig geschätzten Zentrums des Stromgebietes (λ, φ) und der Mündung des Flusses (λ', φ'), also der Stellen, woher die abgetragenen Massen kommen und wo sie abgelagert werden, wurden nur auf Grade genau einem Atlas entnommen. Als jährliche Abtragung im Stromgebiet nahm ich durchwegs 0.1 mm und als Dichte des abgetragenen Materials $s = 2$ an, womit sich dann die Massen m für die 25 Flüsse ergeben. Die Masse der Erde wurde wieder $M = 6 \cdot 10^{24}$ kg gesetzt.

Die Grundlagen der Rechnung sind in der Tabelle 1 zusammengestellt, an die am Schlusse die Ergebnisse der Polverschiebung in einer Million von Jahren angefügt ist. Kleine Verbesserungen in den Größen der Stromgebiete und den Annahmen der Mittelpunkte derselben würden das Gesamtergebnis nicht wesentlich verändern.

Auf den ersten Blick wird also der Trägheitspol durch die Massentransporte der Flüsse nach allen Richtungen verschoben, so daß man meinen könnte, sie heben sich gegenseitig auf. Das ist aber nicht der Fall. Um die resultierende Richtung und Größe der Verschiebung zu erhalten, wurden die angeführten Beträge in rechtwinklige Koordinaten (positive x -Achse nach 0° Gr., positive y -Achse nach 90° östl. v. Gr. gerichtet) umgerechnet: $x = \theta \cos \omega$, $y = \theta \sin \omega$. Das Ergebnis enthält nach den vier Quadranten geordnet die Tabelle 2. Die Summierung der x und y ergibt:

$$y = \theta \sin \omega = 9.10''$$

$$x = \theta \cos \omega = -3.85$$

und daher

$$\omega = 112.9^\circ \text{ östl. v. Gr.}, \quad \theta = 9.88''$$

oder rund

$$\omega = 113^\circ, \quad \theta = 10''.$$

Tabelle 1. Grundlagen der Berechnung und Ergebnis.

Flüsse	Strom- gebiet Mill. km ²	Mittelpunkt d. Stromgeb.		Mündung		Abgetra- gene Masse im Jahre kg	$\frac{M}{m}$	Verschiebung des Poles	
		λ	φ	λ'	φ'			ω	θ
1. Amazonas	7.00	300 ⁰	10 ⁰ S	310 ⁰	0 ⁰	14.00 · 10 ¹¹	4.3 · 10 ¹²	120.0 ⁰	7.57''
2. Ob	3.52	75	58 N	71	66 N	7.04 · 10 ¹¹	8.5 · 10 ¹²	93.2	1.86
3. Mississippi	3.30	265	40 N	270	30 N	6.6 · 10 ¹¹	9.1 · 10 ¹²	233.3	1.50
4. Kongo	3.20	22	2 S	12	6 S	6.4 · 10 ¹¹	9.4 · 10 ¹²	7.0	1.41
5. La Plata	3.00	302	25 S	302	35 S	6.0 · 10 ¹¹	1.0 · 10 ¹³	302.0	1.65
6. Jenissei	2.81	95	60 N	82	71 N	5.62 · 10 ¹¹	1.07 · 10 ¹³	122.5	2.66
7. Nil	2.81	32	15 N	32	32 N	5.62 · 10 ¹¹	1.07 · 10 ¹³	212.0	3.54
8. Lena	2.50	125	61 N	127	72 N	5.0 · 10 ¹¹	1.2 · 10 ¹³	120.5	2.07
9. Niger	2.10	3	13 N	6	4 N	4.2 · 10 ¹¹	1.4 · 10 ¹³	1.6	2.03
10. Amur	2.09	125	50 N	140	53 N	4.18 · 10 ¹¹	1.44 · 10 ¹³	47.8	1.69
11. Jangtsekiang	1.87	105	30 N	120	31 N	3.74 · 10 ¹¹	1.61 · 10 ¹³	18.3	1.33
12. Ganges-Brahma- putra	1.73	87	27 N	90	23 N	3.46 · 10 ¹¹	1.7 · 10 ¹³	64.5	0.55
13. Wolga	1.65	48	57 N	48	46 N	3.3 · 10 ¹¹	1.8 · 10 ¹³	228.0	0.46
14. Mackenzie	1.50	240	62 N	225	68 N	3.0 · 10 ¹¹	2.0 · 10 ¹³	288.7	1.14
15. Sambesi	1.33	27	16 S	36	19 S	2.66 · 10 ¹¹	2.3 · 10 ¹³	77.9	0.51
16. St. Lorenz	1.32	278	45 N	289	47 N	2.64 · 10 ¹¹	2.3 · 10 ¹³	194.2	0.79
17. Saskatschewan- Nelson	1.15	257	54 N	267	57 N	2.3 · 10 ¹¹	2.6 · 10 ¹³	185.0	0.61
18. Hoangho	1.00	110	35 N	118	38 N	2.0 · 10 ¹¹	3.0 · 10 ¹³	11.1	0.43
19. Indus	0.96	72	32 N	68	24 N	1.92 · 10 ¹¹	3.1 · 10 ¹³	90.2	0.51
20. Oranje	0.96	23	29 S	16	28 S	1.92 · 10 ¹¹	3.1 · 10 ¹³	279.0	0.32
21. Orinoco	0.94	293	7 N	299	9 N	1.88 · 10 ¹¹	3.2 · 10 ¹³	139.3	0.22
22. Murray-Darling	0.91	145	33 S	139	35 S	1.82 · 10 ¹¹	3.3 · 10 ¹³	247.1	0.29
23. Yukon	0.85	215	65 N	196	63 N	1.70 · 10 ¹¹	3.5 · 10 ¹³	304.7	0.71
24. Donau	0.817	20	48 N	30	45 N	1.63 · 10 ¹¹	3.68 · 10 ¹³	293.2	0.45
25. Mekong	0.81	102	20 N	107	10 N	1.62 · 10 ¹¹	3.7 · 10 ¹³	96.4	0.78

Tabelle 2. Ergebnis aus den 25 Hauptflüssen der Erde.
Ausschläge des Trägheitspols in den vier Quadranten.

I. Quadrant (0—90 ⁰ östl. v. Gr.).		II. Quadrant (90—180 ⁰ östl. v. Gr.).	
Kongo	$x = 1.40''$ $y = 0.17''$	Amazonas	$x = -3.79''$ $y = 6.56''$
Niger	2.03 0.06	Ob	-0.10 1.85
Amur	1.13 1.25	Jenissei	-1.43 2.24
Jangtsekiang	1.26 0.42	Lena	-1.05 1.78
Ganges-Brahmaputra	0.24 0.50	Indus	-0.00 0.51
Sambesi	0.11 0.50	Orinoco	-0.16 0.14
Hoangho	0.42 0.08	Mekong	-0.09 0.77
Summe $x = 6.59$ $y = 2.98$		Summe $x = -6.62$ $y = 13.85$	
III. Quadrant (180—270 ⁰ östl. v. Gr.).		IV. Quadrant (270—360 ⁰ östl. v. Gr.).	
Mississippi	$x = -0.90''$ $y = -1.21$	La Plata	$x = 0.88''$ $y = -1.40''$
Nil	-3.00 -1.87	Mackenzie	0.36 -1.08
Wolga	-0.31 -0.34	Oranje	0.05 -0.32
St. Lorenz	-0.77 -0.19	Yukon	0.41 -0.59
Saskatschewan- Nelson	-0.61 -0.05	Donau	0.18 -0.41
Murray-Darling	-0.11 -0.27	Summe $x = 1.88$ $y = -3.80$	
Summe $x = -5.70$ $y = -3.93$			

Es wird somit in einer Million Jahren durch den Geschiebetransport der heutigen Flüsse der Pol allmählich um $10''$ nach 113° östl. v. Gr. verschoben und es werden die im Laufe der Zeit im Meridian von 113° östl. v. Gr. immer stärker werdenden, von Norden nach Süden gerichteten, im Meridian von 67° westl. v. Gr. von Süden nach Norden gerichteten Druckkräfte, dazwischen sind sie auch mehr oder weniger gegen die Breitenkreise gerichtet, bald früher, bald später, bald hier, bald dort zu tektonischen Umgestaltungen der Erdoberfläche führen.

Bei noch länger als eine Million Jahre andauernder Tätigkeit derselben Flüsse, etwa nach 50 Millionen Jahren, würde die Polverschiebung schon $500'' = 8.3'$ erreichen, wenn nicht durch Adaptionvorgänge, Schollenverschiebungen, Gebirgsfaltungen, Trans- und Regressionen der Meere die Bewegung des Poles gehemmt oder rückgängig gemacht wird.

So kann die Einebnung der Erdoberfläche wieder allmählich den Impuls zu großen Polverschiebungen und damit zum Erwachen tektonischer Kräfte führen, womit ein Kreislauf in der zyklischen Erdentwicklung abschließt.

Die vorgebrachten Darlegungen sollen nur in großen Umrissen Fingerzeige geben, wie vielleicht auf bisher noch nicht begangenen Wege dem Problem der Erdentwicklung auf geophysikalischer Grundlage nähergetreten werden könnte.

Berichte und Referate.

Die Westdrift der Erdoberfläche.

In der kürzlich erschienenen Nr. 65 der Circulare des Union-Observatoriums von Johannesburg veröffentlicht Innes eine Untersuchung aller Beobachtungen der Vorübergänge des Merkur vor der Sonne von 1677 bis 1924. Er greift damit die Arbeiten vor allem von Newcomb und ferner von Glauert (Month. Not. 75) wieder auf. Das Resultat dieser Untersuchungen läßt sich etwa folgendermaßen aussprechen: Für den Mond, Merkur, Venus, Erde und die Jupitermonde I und II stimmen die beobachteten Orte nicht überein mit den vorausberechneten. Die Abweichungen sind zwar für einige dieser Körper an der Grenze der Meßgenauigkeit, übersteigen aber bei anderen diese Grenze bedeutend. Es ist bisher nicht gelungen, mit Hilfe der Gravitationsgesetze allein für diese Himmelskörper Bahnelemente zu berechnen, die die beobachteten Differenzen für längere Zeiträume zum Verschwinden brächten. Legt man die Differenzen zwischen Beobachtung und Rechnung nicht den berechneten Bahnen, sondern unseren Beobachtungszeiten zur Last, so finden wir die überraschende Tatsache, daß die aus den Beobachtungen der verschiedenen voneinander ganz unabhängigen Himmelskörper abgeleiteten Korrekturen an unsere Zeit nach Vorzeichen und Größenordnung auffallend übereinstimmen. Es ist daher wohl kaum mehr daran zu zweifeln, daß unser Zeitmaß, die Umdrehung der Erde, nicht konstant ist, sondern Schwankungen erleidet. Gegenüber einer mit gleichmäßiger Geschwindigkeit rotierenden Erde dreht sich die wirkliche Erde einmal nach Osten, dann wieder nach Westen. 1700 z. B. befand sich jeder Punkt der Erdoberfläche etwa 15 sec östlich, 1800 etwa ebensoviel westlich, 1900 etwa 10 sec östlich und 1924 über 20 sec westlich des ihm auf einer gleichmäßig rotierenden Erde zukommenden Ortes. Da es ausgeschlossen ist, daß die Erde als ganze derartige Schwan-

kungen ausführt, sehe ich in diesen einen Beweis dafür, daß der Erdmantel gegenüber dem Kerne eine Westdrift besitzt. Bekanntlich greifen in den Gezeitenreibungen Kräfte an die Erde, vor allem an die Erdoberfläche, an, welche die Erdumdrehung bremsen. Ist die Reibung zwischen Mantel und Kern konstant, so ist es auch die Westdrift, wächst die Reibung, so wird die Westdrift geringer, gegenüber der hypothetischen mit gleichmäßiger Geschwindigkeit rotierenden Erde bewegt sich die Erdoberfläche nach Osten. Nimmt die Reibung ab, so bewegt sich umgekehrt die Erdoberfläche gegenüber der hypothetischen Erde nach Westen, wie z. B. in den letzten 25 Jahren, in denen die jährliche Bewegung über eine Zeitsekunde (1 sec am Äquator = 450 m) beträgt. Abgesehen von der außerordentlichen Bedeutung, welche die Schwankungen des Zeitmaßes für die Astronomie besitzen, müssen die Westdrift des Erdmantels und die Ursachen der Schwankungen dieser Bewegung für die Geophysik von großer Bedeutung sein.

Die Größe der Westdrift selbst läßt sich vielleicht aus den periodischen Veränderungen des erdmagnetischen Feldes ableiten oder aus dem Wandern von Unregelmäßigkeiten der Form des Erdkernes nach Osten, wenn es gelingt, solche Unregelmäßigkeiten mit Sicherheit festzustellen und für längere Zeit zu verfolgen. Aus meiner Annahme werden sich weitgehende Vermutungen folgern lassen. Treten z. B. starke Bremsungen zwischen Kern und Mantel auf in hohen Breiten und unsymmetrisch zur Rotationsachse der Erde, so verlagert sich die Driftachse zur Rotationsachse und es treten Kräfte auf, welche Breitenänderungen hervorrufen. Eiszeitspuren in niederen Breiten und die Verlagerung der Magnetpole gegen die Rotationspole fänden dadurch vielleicht ihre Erklärung. Ob starke Bremsung an einer engbegrenzten Stelle, die dann die ganze Flutreibung abzufangen hätte, zu geologisch wichtigen Änderungen der Erdoberfläche führen kann, ob Bremsung an nur der einen oder anderen Kontinentalscholle zu Spannungen zwischen diesen Schollen und damit zu Driften, wie die von Wegener vermutete Amerikadrift, führen kann, wäre zu untersuchen. Auf alle Fälle schließt eine Westdrift des Erdmantels und Schwankungen in derselben eine große Zahl geophysikalischer Probleme ein.

B. Meyermann.

Chart showing the Change of the Depth of the Sea in Sagami Nada and its Vicinity after the great Earthquake of 1st September 1923. Aus Sinsai Yobō Tyōsakwai Hōkoku (Reports of the Imp. Earthq. Investig. Committee in Japan. Sprache) No. 100, B, Tokyo 1925.

Während die textlichen Ausführungen, welche — wie dem englischen Inhaltsverzeichnis zu entnehmen ist — namentlich die geologischen und physiographischen Verhältnisse bei diesem großen Erdbeben und die Ausbreitung der mit ihm verbundenen Flutwellen behandeln, im allgemeinen den nicht japanischen Kreisen verschlossen sein werden, dürfte diese bathymetrische Karte des Epizentralgebietes auch weiter hinaus Beachtung beanspruchen können; denn alle die recht eingehenden Angaben auf derselben sind außer in japanischer noch in englischer Sprache gemacht. Die Karte ist bereits im März 1924 von der hydrographischen Abteilung der Kaiserl. Japanischen Flotte herausgegeben und in dem ansehnlichen Maßstab von rund 1:160000 entworfen, leider aber nicht mit einem Gradnetz versehen.

Auf Grund einer eingehenden Vermessung des Bodens der Sagamibucht und ihrer Umrandung gleich nach dem Beben bis Mitte Januar 1924 und eines Vergleichs der Resultate mit denjenigen früherer Vermessungen, die meist nach 1912 ausgeführt waren, sind Linien gleicher Hebung bzw. Senkung für je 50 m in Rot bzw. Blau eingezeichnet. In den gleichen Farben sind an den vermessenen Stellen die Beträge der Hebung bzw. Senkung, abgerundet auf Zehner von Metern, und in schwarzer Farbe die hier früher geloteten Tiefen in Metern eingetragen. Hiernach stehen sowohl hinsichtlich des eingenommenen Areal als auch betreffs der Beträge selbst die Senkungen durchaus im Vordergrund. Senkungen über 100 m sind vielfach angegeben, an vier zum Teil durch Hebungsgebiete getrennten Stellen auch solche von mindestens 200 m (200, 210, 300

und 400 m). Doch auch die Hebungen haben mehrfach den Betrag von 100 m überschritten und belaufen sich an drei Stellen auf mehr als 200 m (230, 250, 250 m).

Dem Referenten erscheinen namentlich die angegebenen Maximalbeträge auffallend hoch. Merkwürdig ist besonders die Stelle 15 km südsüdwestlich von Misaki, wo eine Hebung von 230 m auf nur rund 2 km Entfernung mit einer Senkung von 400 m wechselt. Allerdings lag hier vormdem der tiefer gewordene Bezirk mit 577 m Tiefe um 834 m höher als der flacher gewordene mit einer früheren Tiefe von 1411 m, so daß, wie schon K. Suda (On the great Japanese Earthquake usw. Memoirs Imp. Marine Observatory Kobe, I, 1922 bis 1924, S. 137 ff.) bemerkte, ein großer Erdbeben vor sich gegangen sein könnte, der den Tiefenunterschied um etwa 630 m auf rund 200 m gemildert hätte. Es ist aber zu bedenken, daß, abgesehen von den unvermeidlichen Fehlern, welche Tiefseelotungen an sich schon anhaften, namentlich bei steilem Relief eine Ungenauigkeit in der Identifizierung früherer Lotungspunkte leicht größere Fehler bewirken kann. Soweit die ermittelten Hebungen und Senkungen wirklich ihrem ganzen Betrage nach reell sind, wird man es aber wohl dahingestellt sein lassen müssen, ob sie ausschließlich auf das letzte große Erdbeben von 1923 zurückzuführen sind.

An den angrenzenden Küsten sind ebenfalls die Hebung- und Senkungsgebiete bezeichnet. Die ganze nördliche und östliche Umrandung der Bucht erwies sich danach auch bei der Vermessung als noch gehoben und zwar sicher an einer Stelle mit 2.3 m um mehr als 2 m. An der westlichen Umrandung wurde im wesentlichen Senkung festgestellt, die jedoch nicht mehr als 0.5 m betrug. Nur bei Ito bzw. in der Höhe der Insel Hasima, die selbst eine Hebung um 0.9 m erfuhr, wird die Senkung auf kurze Erstreckung durch eine Hebung bis zu 0.5 m bzw. durch Unverändertheit der Lage der Strandlinie unterbrochen. Hervorgehoben mag auch noch werden, daß in Hafu an der Südspitze der Insel Osima, vor dem Eingang in die Sagamibucht, zur Zeit der Vermessung eine Höhenänderung der Uferlinie nicht ermittelt worden ist. Es ist hierbei nndessen zu beachten, daß diese Zahlen die Verhältnisse an den Küsten angeben, nachdem mancherorts bereits wieder eine gewisse Angleichung an den Zustand vor dem Erdbeben stattgefunden hatte. Im Augenblick des Bebens selbst sind nach der Darstellung von Suda lokale Hebungen von 3.9 m bis 7.6 m vorgekommen. Der größte Betrag von 7.6 m wurde drei Tage hindurch bei Misaki, an der Südspitze der Halbinsel Miura, beobachtet; dann trat wieder eine Senkung ein, die bis zum 26. September die Hebung auf etwa 1.4 m reduzierte. Küstensenkungen in unmittelbarer Verbindung mit dem Erdbeben oder gleich danach (bis Ende September) sind demgegenüber nur sehr gering gewesen.

Suda, der die hier angezeigte Karte in einem auf gut die Hälfte verkleinerten Maßstab zum Schluß noch seiner oben zitierten Arbeit anfügen konnte, tritt in einer Ergänzungsnote (a. a. O. S. 236 ff.), obwohl er irrtümlicherweise sogar mit Faden anstatt mit Metern rechnet, im ganzen für die Realität auch der die Sagamibucht selbst betreffenden Messungsergebnisse ein und ist der Ansicht, daß die so im Großen zu erschließenden Reliefänderungen ihres Bodens allein auf das Beben von 1923 zurückzuführen sind. Was jedoch die absoluten Ausmaße der Senkungen und Hebungen betrifft, so hält auch er, besonders im Hinblick auf die hohen Maximalbeträge, beträchtliche Fehler nicht für ausgeschlossen.

Teilt man das ganze Gebiet diagonal durch eine Gerade, welche von Odawara aus in nordwestlich-südöstlicher Richtung quer über die Bucht etwa nach Mera an der Südspitze der Halbinsel Boso verläuft, so liegt das Gebiet mit Hebung ganz wesentlich nordöstlich derselben und das Gebiet mit Senkung südwestlich davon. Man gewinnt den Eindruck, daß dem mittleren Abschnitt dieser Scheidelinie oder Grenzzone für die Entstehung des Bebens eine besondere Bedeutung zuzuschreiben ist. Suda möchte außerdem noch eine zweite, die Bucht in wesentlich nordsüdlicher Richtung querende und zwischen der Halbinsel Izu und der Insel Osima hindurchführende Hauptlinie als eine Diskontinuitätslinie der elastischen Spannung ansprechen, doch erscheint die Annahme einer solchen Linie nach dem Gesamtbild der in den Tiefenverhältnissen eingetretenen Änderungen nicht so zwingend. Im Abstand von rund 30 km von der erst genannten

Diagonale läuft schließlich parallel zu dieser eine dritte, sekundäre Zone durch schmale Hebungsgebiete und den Nordrand der in ihrer Höhenlage unverändert gebliebenen Insel Osima als südwestliche Begrenzung des großen zusammenhängenden Hauptsenkungsgebietes.

Es drängt sich die Vorstellung auf, daß man hier kaum von einem eigentlichen Epizentrum sprechen kann, sondern einen weiten Teil der Sagamibucht als Epizentralfläche in Anspruch nehmen muß; wie denn auch die Ausgangsstellen der Nachstöße, schon soweit sie dem hier in Rede stehenden Gebiet angehören, eine beträchtliche Streuung zeigen und auch Suda entsprechend der Orientierung jener beiden Hauptlinien, obwohl zum Teil sehr hypothetisch, wenigstens zwei sich kreuzende, 50 km lange und 10 km breite Epizentralzonen annehmen möchte.

E. Tams.

Tams, Ernst: Die Frage der Periodizität der Erdbeben; eine Darstellung des gegenwärtigen Standes der einschlägigen Untersuchungen. Berlin 1926. Verlag von Gebrüder Bornträger. Preis: G.-M. 9.60. (Nr. 5 der „Sammlung geophysikalischer Schriften“.)

Die Arbeit bringt in ihrem ersten Teile einige theoretische Betrachtungen über die Methoden, die zur Untersuchung über das Vorhandensein von Periodizitäten im Auftreten von Erdbeben bzw. Erdbebenstößen angewandt werden. An einer größeren Zahl von numerischen und graphischen Beispielen werden diese Methoden dem Verständnis des Lesers nähergebracht. Im zweiten weitaus umfangreicheren Teil werden die verschiedenen Arbeiten, die sich mit dem Vorhandensein bzw. Nichtvorhandensein von Erdbebenperiodizitäten beschäftigen, nach den verschiedenen in Frage kommenden Perioden getrennt aufgeführt, dem Inhalte nach wiedergegeben und gesichtet. Man erkennt an der Tatsache, daß es wohl für jede der betrachteten Perioden (ganz-, halb-, drittel- und vierteltägige, monatliche, jährliche u. a.) sowohl Arbeiten gibt, die ihr Vorhandensein nachzuweisen scheinen, als auch solche, die es ablehnen, daß der ganze Fragenkomplex noch ungeklärt ist. Und unwillkürlich wird man zu der Überzeugung geführt, daß hier von den verschiedenen Autoren ein Gebiet bearbeitet wurde, für welches die Grundlagen und die Bearbeitungshilfsmittel noch nicht in zureichendem Maße vorhanden sind. Für diejenigen, die Freude an statistischen Untersuchungen und am Auffinden gesetzmäßiger Zusammenhänge haben, bietet die Arbeit sicher manche Anregung, wenn ich auch von dem zweiten Teile vermuten möchte, daß er viele davon fernhalten wird, zum Gegenstand ihrer statistischen Untersuchungen das Gebiet der Erdbebenhäufigkeit zu wählen, wenigstens solange die zur Bearbeitung vorliegenden Grundlagen noch so wenig einwandfrei sind. Einige indessen werden vielleicht gerade durch die vorliegenden Schwierigkeiten dazu getrieben werden, die Vervollkommnung der Grundlagen sowie der Bearbeitungsmethoden anzustreben und zu erzwingen, und es ist deshalb zu begrüßen, daß die bisher vorliegenden einschlägigen Arbeiten einmal zusammenfassend bearbeitet wurden. Dem Verfasser gebührt für diese sicher nicht leichte Arbeit Dank. — Das Heft bringt zum Schluß noch einen reichen Literaturnachweis von 134 Einzelarbeiten, die mit dem Thema der Abhandlung in gewissem Zusammenhang stehen.

Johannes Picht.

Defant, A: Gezeitenprobleme des Meeres in Landnähe. Probleme der kosmischen Physik 6, 80 S., 17 Abb., Verlag Henry Grand, Hamburg 1925.

Dem Verfasser war es als erstem gelungen, Licht in die seither unentwirrbaren Beobachtungen der Flutstundenlinien im Atlantischen Ozean und in vielen Nebenmeeren zu bringen. Im vorliegenden Buche stellt er nun seine wertvollen theoretischen Untersuchungen, sowie ihre Anwendungen auf eine große Reihe von Nebenmeeren, darunter besonders eingehend die Nordsee, jedoch nicht den Atlantischen Ozean, zusammen. Jede weitere theoretische Untersuchung über Gezeiten, ihre Amplituden, die Gezeitenströme und ähnliche Probleme wird diese Abhandlung von Defant berücksichtigen müssen. Das Hauptergebnis der Untersuchungen läßt sich so zusammenfassen: Die mehr oder minder

abgeschlossenen Wassermassen der Golfe, Neben- und Randmeere schwingen mit den ihnen vom großen Ozean zukommenden Impulsen einfach mit. Die direkte Einwirkung der fluterzeugenden Kräfte ruft auch selbständige Gezeiten hervor, die jedoch meist geringe Bedeutung besitzen. Die Wirkung der Erdrotation und der Reibung verwischen den einfachen Zusammenhang. Die Übereinstimmung zwischen Beobachtungen und Theorie ist so gut, daß weitere Faktoren kaum in Frage kommen. — Das Studium der Abhandlung ist für jeden Geophysiker zweifellos ein Genuß! Gutenberg.

Drecker: Zeitmessung und Sterndeutung in geschichtlicher Darstellung. 186 S. mit 67 Abb. Berlin 1925.

Der Verfasser will das Wissenswerteste aus der geschichtlichen Entwicklung der Zeitmessung und Astrologie zusammenstellen.

Der erste Teil ist der Chronologie gewidmet. Vorausgeschickt ist ein Kapitel über Ortsbestimmung an der Himmelskugel, welches offenbar den Leser mit den astronomischen Grundlagen der Zeitmessung vertraut machen soll; es erscheint aber in dieser Form kaum dazu geeignet. Ein kleines Versehen über Aufgang und Sichtbarkeit des letzten Mondviertels auf S. 22 ist dem Referenten aufgefallen.

Der zweite Teil behandelt die Horologie und gibt eine Beschreibung der im Altertum und Mittelalter zur Zeitmessung dienenden Instrumente. Den größten Raum nimmt die Beschreibung der Sonnenuhren ein. Leider fehlt die Fortführung der geschichtlichen Darstellung bis zu der durch das moderne Verkehrsleben geforderten Verfeinerung der Zeitmessung und Zeitbestimmung; nur eine kurze Erwähnung der Zonenzeit deutet auf diese moderne Entwicklung hin, die in einer geschichtlichen Darstellung doch hätte besprochen werden müssen.

Der dritte Teil gibt einen Einblick in das System der Astrologie. Im Hinblick darauf, daß in der Nachkriegszeit die astrologische Literatur wieder bedenklich angeschwollen ist und der Unfug des Horoskopstellens in den Zeitungen wieder um sich greift, erscheint eine solche Darstellung der Irrlehren der Astrologie ganz nützlich. Sie hat auch ihre Berechtigung, da die Astrologie indirekt oft mit zu den Fortschritten der reinen Astronomie beigetragen und diese durch die dunkle Zeit des frühen Mittelalters gerettet hat.

Trotz der oben erwähnten Mängel kann das Buch allen, die in ihren Mußestunden sich über das Wesentlichste aus der geschichtlichen Entwicklung der Zeitrechnung und der Irrlehren der Astrologie orientieren wollen, von Nutzen sein. Mühlig.

Mitteilungen.

Die diesjährige ordentliche Mitgliederversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft findet im Anschluß an die Tagung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte in Düsseldorf statt, und zwar sind für die Verhandlungen der 23. und 24. September 1926 in Aussicht genommen.

Nachtrag und Berichtigung. In meiner Notiz „Zur Frage der elektrischen Vertikalströme“ (Zeitschr. f. Geophys. 1, 281) ist in der Literaturübersicht die Anführung der folgenden Arbeit von L. A. Bauer vermißt worden: Chief results of a preliminary analysis of the Earth's magnetic field [Terr. Magn. 29, 1 (1923)]. Ich trage hiermit diese Angabe nach, darf aber darauf hinweisen, daß die genannte Notiz keine Monographie des Gegenstandes, sondern nur eine Vervollständigung des bisher veröffentlichten Materials darstellt. Ebenda ist am Schlusse der Literaturangaben die Jahreszahl 1929 durch 1920 zu ersetzen. Ad. S.

Schollengleichgewicht und Schwerestörungen.

Von E. A. Ansel in Freiburg i. B.

Es werden die verschiedenen Kategorien von Schwerestörungen darauf hin verglichen, wie sie sich zur Darstellung von Isostasiestörungen eignen und dann gezeigt, daß die Bevorzugung der sogenannten isostatischen Schwerestörung nicht zu Recht besteht.

Der Aufsatz von Schwinner*) „Zur Verwertung der Schwerestörungen in der tektonischen Geologie“ läßt die Frage aufwerfen, weshalb die isostatischen, nach der Methode von Hayford unter der Annahme der Pratt'schen oder Airy'schen Hypothese berechneten Schwerestörungen zur Kennzeichnung des Gleichgewichtszustandes der Kruste soviel besser geeignet sein sollen, als die totale Schwerestörung oder die daraus abgeleitete nach Bouguer, gegen die ein weit verbreitetes Vorurteil herrscht, von dem auch die oben genannte Veröffentlichung nicht frei ist.

Als triftigster der Gründe für die größere Zuverlässigkeit der isostatischen Störung wird die durchgängige Kleinheit ihrer Werte im Vergleich mit denen der totalen Schwerestörung angeführt und gegen letztere noch der Vorwurf erhoben, daß sie von der Höhe abhängig sei und daher nicht zu einem einheitlichen Bilde der Gleichgewichtsstörung führe. Der dabei im Vordergrund stehende Gesichtspunkt ist offenbar der, die Isostasie zu beweisen, indem man zeigt, daß die Abweichungen davon in den Grenzen sehr geringer Schwankungen bleiben, wo nicht besondere Dichteanomalien eingreifen.

Mit der Beweiskraft dieser Gründe steht es aber nicht zum besten; man übergeht einfach die Tatsache, daß sie in der Theorie keinen Rückhalt haben, da unter den Bedingungen des isostatischen Gleichgewichtes sowohl die isostatische wie auch die totale Schwerestörung verschwinden müssen. Für die tatsächliche Ungleichheit kann auch gar nicht die Auffassung ins Feld geführt werden, daß dies der Erfolg der unterschiedlichen Art der Berechnung sei, weil sich einfache Fälle konstruieren lassen, die der Wirklichkeit sehr nahe kommen, ohne daß — isostatisches Gleichgewicht vorausgesetzt — die totale und die isostatische Schwerestörung merklich verschieden wären. Der Grund der Ungleichheit muß danach wo anders zu suchen sein. Er kann nur darin bestehen, daß Abweichungen vom isostatischen Gleichgewicht in diesen Fällen mit ungleichen Maßstäben gemessen werden; die Maßstäbe sind aber nicht unabhängig voneinander, und es läßt sich zeigen, daß man in einer Reihe von Fällen die isostatische Schwerestörung genähert aus den Werten der totalen oder der Bouguerschen Störung berechnen kann mit dem Erfolg, daß sie in der Größenordnung mit der nach Hayford bestimmten sich ganz wohl vergleichen läßt.

*) Siehe diese Zeitschr., Heft 4, 1926.

Zum Nachweis sei von der Annahme ausgegangen, das wirkliche Gleichgewicht der Schollen unterscheide sich von dem isostatischen Zustand in der Weise, daß durch Aufpressung des tragenden Mittels Schollen gehoben und andere, wo sie fortgeführt ist, abgesunken sind. Diese Veränderung setzt einen Transport von Masse quer zum Radius voraus, wie er z. B. bei Faltungsvorgängen auftritt und zur Folge hat, daß in Prismen gleichen Querschnitts über der Ausgleichsfläche nicht immer gleiche Masse enthalten ist. In derselben Richtung wirkt übrigens auch die äußere Abtragung, wenn die entlasteten und die belasteten Teile bei der früheren Tauchtiefe bleiben.

Für so gelagerte, annähernd ebene Schollen lassen sich die Schwerestörungen durch die Anziehung ebener ausgedehnter Platten darstellen. Danach herrscht über einer abgesunkenen Scholle und in Punkten hinreichend weit vom Rande die totale Schwerestörung:

$$\Delta g'_0 = -2\pi f \rho' d \dots \dots \dots (1)$$

wenn $\rho' d$ pro Querschnittseinheit die verdrängte oder fortgeführte Masse des tragenden dichteren Mittels bedeutet; f bezeichnet die Gravitationskonstante. Die Veränderung, welche die Schwere in dem durch die Scholle fortgesetzten Meeresniveau erfährt, setzt sich aus dem Verlust $-2\pi f \rho' d$ und dem Gewinn $+2\pi f \rho d$ aus dem Nachsinken der weniger dichten Scholle zusammen, weshalb die Gesamtänderung daselbst beträgt:

$$\delta g = -2\pi f(\rho' - \rho)d.$$

Während bei isostatischer Schollenlagerung die totale Schwerestörung verschwindet, erhält die nach Bouguer berechnete Störung den Wert:

$$\Delta g''_0 = -2\pi f \rho H \dots \dots \dots (2)$$

wenn H die diesem Gleichgewicht entsprechende Außenhöhe der Scholle bedeutet. Ist aber das Gleichgewicht gestört, was sich durch einen von 0 verschiedenen Wert der totalen Schwerestörung anzeigt, so ist der Bouguersche Betrag der Störung zu berechnen aus:

$$\Delta g''_0 = +\Delta g'_0 - 2\pi f \rho(H - d) \dots \dots \dots (3)$$

Setzt man darin den Wert für $\Delta g'_0$ ein, so folgt einfach:

$$\Delta g''_0 = -2\pi f(\rho' - \rho)d - 2\pi f \rho H \dots \dots \dots (4)$$

Die Störung ist also die Summe zweier Glieder, deren eines die Veränderung der Schwere im Meeresniveau, das andere die Anziehung der äußeren Scholle von der isostatischen Außenhöhe H mißt.

Um Sinn und Bedeutung der isostatischen Störung zu erkennen, werde die für ihre Berechnung maßgebende Formel zugrunde gelegt:

$$\Delta g_m = g - \{\gamma + \Delta g_e - \Delta g_i\} \dots \dots \dots (5)$$

wo g die Schwere an der Schollenoberfläche, γ die Normalschwere daselbst, weiter mißt Δg_e die Anziehung der Schollenmasse außerhalb des Meeresspiegels; sie wird ausreichend genau dargestellt durch:

$$\Delta g_e = -2\pi f \rho(H - d).$$

Bei der Berechnung von Δg_i , der unterhalb des Meeresniveaus fehlenden Masse, kommt es darauf an, die Dichte ($\rho' - \rho$) dieser Masse richtig in Rechnung

zu stellen. Wenn, um der Einfachheit wegen der Vorstellung von Pratt zu folgen, die innen fehlende Masse durch radiale Dehnung der Kruste nach außen hindurch trat, so ist, wenn T die Tiefe der Ausgleichsfälle bedeutet:

$$\varrho' - \varrho = \varrho \frac{H}{T} \dots \dots \dots (6)$$

Durch Absinken der Scholle um den Betrag d ändert sich an dem Dichteunterschied nichts; nach wie vor ist er daher für die isostatische Höhe H und nicht mit dem Werte h der wirklichen Außenhöhe zu berechnen, was gleichbedeutend damit ist, daß die sogenannte isostatische Schwerestörung nunmehr von der totalen, die Größe d bestimmenden Schwerestörung abhängig wird. Ein überraschendes Ergebnis! Danach ergibt sich die Summe:

$$\Delta g_e - \Delta g_i = -2\pi f \varrho d,$$

andererseits ist $g - \gamma = -2\pi f \varrho' d$, womit nunmehr folgt:

$$\Delta g_m = -2\pi f(\varrho' - \varrho)d \dots \dots \dots (7)$$

als „isostatische“ Schwerestörung für den Fall, daß mit Ausnahme des einen Krustenteils praktisch das isostatische Gleichgewicht überall herrscht. In diesem Falle kommt man mit der „ebenen“ Rechnung aus. Der Vergleich von (1) mit (7) klärt den bisher vorhandenen Widerspruch jetzt auf, der in der starken Ungleichheit der totalen und isostatischen Schwerestörung lag. Die beiden Gleichungen zeigen verschiedene Auswirkungen der Gleichgewichtsstörung auf die Schwere an. Die totale Schwerestörung mißt die Anziehung der je nach dem Vorzeichen von d überschüssigen oder fehlenden Masse, hingegen gibt die (fälschlich) als isostatische Schwerestörung bezeichnete Größe nur die Änderung der Schwere im Meeresniveau oder auch im Niveau h gegen ihren Wert vor der Senkung bzw. vor der Hebung an.

Tabelle 1.

	h_m	Δg_{is}	Δg_m	$[\Delta g_m]$	$\Delta g'_0$	H_m
St. Maurice	419	-0.007	-0.007	-0.007	-0.074	1001
Sitten	514	-0.020	-0.009	-0.008	-0.085	1114
Iselle	630	-0.009	-0.007	-0.007	-0.066	1166
Visp	649	-0.015	-0.006	-0.008	-0.076	1257
Brig	683	-0.016	-0.007	-0.007	-0.069	1235
Gsteig	1185	0.009	0.015	0.001	0.022	1015
Zermatt	1603	0.028	0.003	0.007	0.064	1095
Simpl.-Hosp.	1998	0.000	0.005	0.008	0.077	1310
Sanetsch	2041	0.008	0.012	0.010	0.106	1200
Chanrion	2435	0.031	0.017	0.015	0.158	1171
Gr. St. Bernh.	2478	0.009	0.009	0.013	0.137	1377
Schwarzsee	2582	0.012	0.012	0.018	0.179	1180
Gornergrat	3016	0.020	0.020	0.022	0.222	1232

Hiernach ist zu erwarten, daß die nach Hayfordscher Methode berechneten Schwerestörungen in der Größenordnung mit den Näherungswerten nach Gl. (7) übereinstimmen, die sich weiterhin aus den Werten von $\Delta g'_0$ nach Gl. (4) kontrollieren lassen. Zum Vergleich sind für eine Reihe von Stationen des schweizerischen Schwerenetzes die von Niethammer*) mitgeteilten und nach der Hayford-

*) Verh. d. Naturforsch. Ges. zu Basel 1917.

schen Vorschrift berechneten Störungen Δg_{is} herangezogen, denen in vorstehender Tabelle 1 die nach Gl. (7) bzw. Gl. (4) berechneten Näherungswerte Δg_m in den Spalten 4 und 5 gegenüberstehen. Hinzugefügt wurden die isostatischen Höhen H . Um nicht über ϱ' willkürlich verfügen zu müssen, wurde das Mittel aus den Werten des Verhältnisses

$$\frac{\Delta g_{is}}{\Delta g'_0} \simeq 1 - \frac{\varrho}{\varrho'}$$

gebildet und mit dem plausiblen Wert $\varrho = 2.7$ für die Dichte der Kruste $\varrho' = 3.0$ abgeleitet *).

Die mitgeteilten Beträge der Schwerestörung beziehen sich auf die Schwereformel von 1915.

Die gute Übereinstimmung der Näherungswerte Δg_m mit den direkt berechneten hebt jeden Zweifel über den inneren Zusammenhang dieser Größen und beweist zugleich, daß die Bezeichnung als isostatische Schwerestörungen für die Δg_{is} zu Unrecht besteht. Abweichungen vom isostatischen Gleichgewicht werden besser durch die totale Schwerestörung ausgedrückt, dagegen messen die Δg_{is} Veränderungen der Schwere im Meeresniveau durch die Scholle, welche bei dem Auf- oder Absteigen der Schollen dort zurückbleiben.

Tabelle 2. Verlauf der Fläche H südlich und nördlich des oberen Rhönetales.

Südlich:			Nördlich:		
	h_m	H_m		h_m	H_m
Gr. St. Bernh.	2473	1377	Gsteig	1185	1010
Ferret	1707	1360	Adelboden	1296	1104
Chanrion	2435	1171	Leukerbad	1385	1233
Bourg St. Pierre	1681	1255	Belalp	2132	1356
Betempshütte	2707	1277	Ried (Lötschen)	1496	1208
Gornergrat	3016	1232	Eggishorn	2187	1331
Schwarzsee	2582	1180	Reckingen	1334	1206
Riffelberg	2566	1161	Concordia	2852	1492
Mauvoisin	1830	1246	Oberwald	1370	1386
Zermatt	1603	1095	Gletsch	1755	1355
Mattmark	2111	1119	St. Gotthard	2091	1310
Arpille	2080	1200	Realp	1541	1303
Randa	1407	1151	Furka	2424	1384
Saasgrund	1599	1175	Grimselhosp.	1874	1330

Dazwischen liegen die Stationen im oberen Rhönetal.

	h_m	H_m		h_m	H_m
Villeneuve	376	824	Sider	537	1200
St. Maurice	465	1119	Visp	649	1275
Martigny	422	1135	Brig	683	1235
Sitten	549	1100			

Ein weiterer Beweis, daß Abweichungen von der Isostasie besser durch die totale Schwerestörung ausgedrückt werden, ergibt sich aus der Gleichartigkeit der isostatischen Höhen im Vergleich mit den tatsächlichen Höhen dieser Stationen; während die h zwischen 419 und 3016 m liegen, zeigen die mit der totalen Schwerestörung reduzierten Höhen im äußersten Falle eine Abweichung von

*) Lehrb. d. Geophys., Lief. 1, 1926.

weniger als ± 200 m gegen den Mittelwert. Wenn isostatisch ausgewogen, wäre das umfaßte Gebiet eine Hochebene von etwa 1200 m Höhe; über dieses Niveau erheben sich die herausgepreßten Teile, sie sind ebenso wie die unterhalb desselben liegenden isostatisch nicht kompensiert, d. h. zum Gleichgewicht dieser Masse tragen auch elastische Spannungen bei.

Den Verlauf der isostatischen Höhe H in den Walliser Alpen und im Berner Oberland gibt vorstehende Tabelle 2.

Tal- und Hochstationen haben nahezu dieselbe isostatische Höhe, dies läßt darauf schließen, daß die in der Furche zusammenhängenden Schollen gleiche Tauchtiefe haben und der durch äußere Abtragung erzeugte nicht kompensierte Auftrieb auf die Gleichgewichtslage des Tales ohne Einfluß ist.

Die Charakteristik der Massenlagerung der Schweitzer Tafel erhellt aus dem weiteren Verlauf der Höhen H nach Nordwest und Nord. Gegen den Jura hin fallen sie, wie Tabelle 3 zeigt, rasch ab:

Tabelle 3.

	h	H		h	H
La Dôle	1672	473	St. Brais	969	345
St. Cergues	1040	492	Delsberg	432	336
La Cure	1152	416	Pruntrut	439	271
Chaux de Fonds	1010	620	Burg	447	223
Vallorbe	747	473	Boncourt	371	210
Saignelégier	977	353			

Hiernach liegt die isostatische Höhe durchgängig unterhalb der Geländehöhen, was anzeigt, daß dieses Gebiet als ganzes etwas zu hoch steht im Vergleich mit der isostatischen Lagerung. Das Gegenteil trifft zu für das nördliche Vorland, in dem die Geländehöhen unterhalb der isostatischen Gleichgewichtshöhe liegen, sie bestätigen dadurch, daß dieser Teil des Vorlandes zu tief gestellt ist. Daß es sich hierbei nicht um eine zufällige, sondern um eine typische Erscheinung handelt, welche mit dem Faltungsvorgang aufs engste zusammenhängt, zeigt der parallele Gang der Schwere vom Tiefland zum Bergland in Indien, den nachstehende Tabelle an dem Verlauf der Werte von H erläutert.

Tabelle 4.

Stationen*) in NW-Indien:			Stationen*) in NE-Indien:		
	h	H		h	H
Roorkee	268	1084	Chatra	20	276
Hardwár	289	1249	Kisnapur	34	90
Dehra Ghazi Khan	121	1050	Ramchandpur	40	340
Motan	506	1140	Kesarbari	62	606
Asaori	752	1256	Jalpaiguri	82	1182
Dehra Dun	683	1355	Siliguri	118	1338
Rajpur	1012	1372	Kurseong	1407	1473
Mussooree	2173	1385	Darjeeling	2123	1571
Simla	2147	1387	Sandakphu	3586	1722

Auch in anderer Hinsicht ist die Wertefolge der H bedeutungsvoll, widerlegt sie doch die Behauptung, daß die totale Schwerestörung als Maß der Abweichung von der Isostasie schon deshalb unbrauchbar sei, weil in ihr örtliche

*) Vgl. Bericht von Borrass: Verh. d. 16. Konf. d. Int. Erdm. 1911.

Dichteinhomogenitäten stärker als bei den $\Delta g_{i,s}$ zum Ausdruck kämen. Träfe dies wirklich zu, dann müßten die Schwankungen in H beträchtlicher sein, als sie sich herausgestellt haben. Anders liegen wohl die Verhältnisse im Flachland, wo der allgemeine Gang von H fast ganz verdeckt wird durch die Störungen in der Massenlagerung der oberen Schichten. Es wird da eines weit dichteren Stationsnetzes bedürfen, als wir es bisher für ausreichend hielten, eines Netzes, dessen Maschen noch enger sein müssen als die des Schwerenetzes der Schweiz, wenn die Gesetzmäßigkeiten im Verlauf von H und die Strukturverschiedenheiten des Untergrundes in Zusammenhang gebracht werden sollen.

Über die Gestalt der Erde.

Von Robert Schwinner in Graz.

Es empfiehlt sich nicht, die Gestalt der Erde als dreiachsiges Ellipsoid anzusehen (bzw. in γ_0 ein Längenglied nach 2λ mitzunehmen). Das Rotationsellipsoid dürfte die geodätischen Daten mit ziemlich der gleichen Genauigkeit darstellen, aber bequemer, und es ist stabile Gleichgewichtsfigur; nur eine solche kann aber weiteren geophysikalischen Untersuchungen (Isostasie z. B.) zugrunde gelegt werden.

Neuestens kann man öfter lesen, es wäre aus den Schweremessungen „nachgewiesen worden“, daß die Erde die Gestalt eines dreiachsigen Ellipsoides hätte. Um das diskutieren zu können, müssen wir uns klar machen, was wir unter „Gestalt der Erde“ verstehen wollen. Sicherlich nicht die Oberfläche der Erd feste mit allen ihren Unregelmäßigkeiten. Aber auch die Niveaufäche der Schwere, die durch das Meer unmittelbar gegeben und auch unter den Kontinenten ohne Schwierigkeit definiert werden kann (wenn auch theoretisch mehrere Definitionen möglich sind, die aber ziffernmäßig sehr wenig voneinander abweichen) kann nicht ohne weiteres dafür genommen werden; denn diese, das Geoid, ist kaum weniger unregelmäßig als die physische Erdoberfläche; sind die Amplituden ihrer Wellungen auch geringer, die Zahl der relativen Maxima und Minima kann im wesentlichen nur dieselbe bei beiden sein. Unter Gestalt der Erde versteht man aber stets eine ideale geometrisch definierte Fläche, auf welche man dann die physische Oberfläche oder das Geoid beziehen will. Durch direkte Vermessung ist deren Gestalt nicht zu ermitteln, einfach schon deswegen, weil eben diese Fläche in Praxis bei jeder geodätischen Operation als Basis mit einbezogen worden ist. Zu diesem Zweck kann man die Schweremessungen verwenden, und zwar, weil die Richtungsmessungen (Lotabweichungen) noch nicht in ein erdumspannendes System gebracht worden sind, einzig die Messungen des skalaren Wertes der Schwerebeschleunigung (g). Wie jede über eine kugelförmige Oberfläche verteilte Charakteristik kann man die Werte von g in eine Reihe nach Kugelfunktionen entwickeln, die der Theorie nach stets konvergieren muß. Aber damit ist nicht gesagt, daß man die Reihe nach jedem beliebigen Glied abbrechen kann oder soll*).

*) Untersuchungen über das Restglied kommen hier wohl nie in Betracht.

Zweckmäßig wird man den Schnitt dort legen, wo die Reihe schneller fällt. Das trifft zu für die alte Formel über die Normalschwere (Helmert, 1901), der die Annahme eines abgeplatteten Rotationsellipsoides als Erdgestalt entspricht; denn die Glieder, die nach $\sin^2 \varphi$ kommen, sind wesentlich kleiner, und man kann daher sagen, daß das Ziffernmaterial bei der erreichten Genauigkeitsstufe dieser Annahme besser entspricht als irgend einer anderen. Man scheint nun zu meinen, daß das Mitnehmen weiterer Glieder der Reihenentwicklung auf alle Fälle eine Verbesserung bedeuten müsse, also auch die Hinzufügung eines Längengliedes nach 2λ und der entsprechende Übergang zum dreiachsigen Ellipsoid; allerdings ohne Beweis oder auch nur Untersuchung, ob damit die Genauigkeit wirklich erhöht worden wäre. Ich will nicht so sehr darauf bestehen, daß rein formell das Ergebnis der Rechnung alles eher als imponierend ist. Schon der erste Berechner des fraglichen Längengliedes (Berroth) fand es nötig, angesichts des verhältnismäßig sehr großen mittleren Fehlers zu diskutieren, ob dem Resultat überhaupt Realität zuzusprechen sei. Wichtiger ist folgender, im Wesen des Problems begründeter Einwand: Schon beim oberflächlichen Ansehen fällt auf, daß die Erdgestalt eine Art dreizählige Drehsymmetrie um die Polarachse aufweist (sonst wäre nicht soviel Unsinn über das Erdtetraeder geschrieben worden). Daher ist zu vermuten, daß von den Längengliedern die nach 3λ oder Vielfachen davon größer als die anderen der Reihe sein werden. Möglich wäre schon, daß die isostatische Kompensation das verwischt, aber ohne spezielle Untersuchung wird man das nicht fest behaupten dürfen. Daher ist es eine Selbsttäuschung, zu glauben, daß die Formel mit Längengliedern, ohne Berücksichtigung dieser evidenten Symmetrie berechnet, besser und das dadurch gewonnene Resultat genauer sein sollte als überhaupt ohne jedes Längenglied.

Wir wollen nun von diesen formellen Erwägungen absehen und auch von der an sich nicht von der Hand zu weisenden Erwägung, daß das Rotationsellipsoid die geometrische Berechnung leichter als eine andere Figur gestattet, und die Frage aufwerfen, ob es vom Standpunkt der Geophysik zweckmäßig ist, die Unregelmäßigkeiten der oberflächlichen Massenverteilung in die Formel für γ_0 (die Normalschwere) hineinzuziehen und durch höhere Kugelfunktionen darzustellen. Als Idealfigur der Erde kann geophysikalisch doch nur eine stabile Gleichgewichtsfigur gelten*).

Nun ist das dreiaxige Ellipsoid wohl eine Gleichgewichtsfigur; aber bei der gegebenen Winkelgeschwindigkeit nicht stabil, wohl aber das Rotationsellipsoid, und wir wissen auch, daß das reale Geoid von einem solchen nie viel, gewöhnlich nur wenige Meter abweicht.

Man verstehe recht, die bisherigen Messungen haben ergeben, daß die Massenverteilung an der Erdoberfläche ziemlich so ist, wie sie für den Zweck

*) Die Stabilität der Gleichgewichtsfigur als Ausgangssituation müssen wir fordern, weil wir ja von Abweichungen vom Gleichgewicht und Ausgleichsbewegungen handeln wollen. Bei solchen müßte eine instabile Figur zu allererst in die stabile umspringen. Es ist höchst unwahrscheinlich, daß sich bei dem von so vielen Umwälzungen heimgesuchten Erdkörper eine instabile Gleichgewichtsfigur herausbilden oder längere Zeit würde erhalten können, und jedenfalls kann bei allen Vorgängen dieser Art nur die stabile Gleichgewichtsfigur als Norm und Endziel gelten.

möglichster Anpassung eines hydrostatischen stabilen Gleichgewichts sein müßte. (Geophysikalisch ist das sehr plausibel. Darum drehen wir jetzt den Gedankengang um, betrachten diesen idealen Gleichgewichtszustand: Rotationsellipsoid (-sphäroid) von „Sima“ mit darauf im Gleichgewicht schwimmenden ungleich dicken salischen Krustenschollen als den Normalzustand der Erde und die feststellbaren Abweichungen als Anomalien. Erst das gibt eine mögliche Basis, die rein geodätischen Daten ins Geophysikalische zu übersetzen: Abweichungen von der Gleichgewichtslage liefern Kräfte, und diese verursachen Bewegungen. Es würde den Sachverhalt ganz undurchsichtig machen, wenn man einen Teil jener Anomalien in der Formel für γ_0 versteckt und derart die bewegenden Kräfte einteilt in solche, die ihren Ursprung hätten in der Abweichung der fingierten Erdgestalt von der stabilen Gleichgewichtsfigur, und in solche, die aus den anderen Bewegungsursachen stammen. Beides setzt sich doch immer zu einer Resultierenden zusammen, und die muß genau dieselbe sein, wie sie sich nach unserer Auffassung unmittelbar ergibt.

Die Trägheitsfigur der Erde, die aus astronomischen Daten unabhängig von den Schweremessungen bestimmt werden könnte, darf man hier nicht heranziehen. Eine solche Vermischung heterogener Daten würde nichts nutzen. Beispiel: Eine Kugel aus schwerem Sima, auf dem eine leichtere Salkontinenttafel isostatisch ausbalanciert schwimmt. Denkt man nun die g wie gebräuchlich darauf gemessen und dann isostatisch auf die ursprüngliche Kugeloberfläche reduziert, so verschwinden alle Anomalien. (Gewöhnlich allerdings reduziert man mit der aus Nivellement gewonnenen Meereshöhe, d. h. auf das deformierte Geoid. Aber man kann diesen Vorgang ohne weiteres für den korrekten gelten lassen; denn der Unterschied zwischen beiden Reduktionen pflegt nicht über die Fehlergrenze der g , γ und verschiedenen Δg hinauszugehen.) Für diesen Fall ist die Kugel immer die gegebene Idealfigur. An ihrer Stelle ein aus den Trägheitsmomenten abgeleitetes Ellipsoid zu benutzen, würde nur mühsamere Rechnung, aber keine Verbesserung der physikalischen Darstellung bringen; denn an diesem einfachen Fall ist klar zu sehen, daß wohl die Kugel einen Gleichgewichtsendzustand bedeutet, daß jenes Ellipsoid aber mit dem Gleichgewicht gar nichts zu tun hat*).

Mit einem guten Rechenstift kann man ziemlich viel „nachweisen“; richtiger ausgedrückt die Beschreibung recht verschieden ausgestalten. Vernünftigerweise wird man aber diejenige auswählen, die am einfachsten zu handhaben ist, und diesen Gesichtspunkt der Ökonomie im wissenschaftlichen Denken (Mach) möchte ich auch bei dem Problem der Gestalt der Erde in Erinnerung bringen.

*) Damit erklärt sich leicht, daß Schweydars Berechnung der Trägheitsfigur (diese Zeitschr. Jahrg. II, Heft 4, S. 150) mit der aus den Schweremessungen ermittelten „Elliptizität des Erdäquators“ nicht stimmt. Letztere ist eben ein rein formales Rechenresultat ohne physikalische Realität, was übrigens jemand, der sich durch Paradoxe nicht verblüffen läßt, gleich vermuten wird, wenn die große Achse dieser Ellipse an einem Ende einen Kontinent gerade noch streift, am anderen aber im Stillen Ozean, „wo er am tiefsten ist“, ausläuft. Ich möchte hier nur noch aufmerksam machen, daß Schweydars Annahme, daß ganze Kontinente in hydrostatischen Ausgleichsbewegungen begriffen sind, genau mit meinen Ausführungen (R. Schwinner, Zur Verwertung der Schwerstörungen für die tektonische Geologie, diese Zeitschr. II, S. 132) übereinstimmt; bezüglich weiterer Folgerungen verweise ich auf jenen ersten Aufsatz.

Ein Beitrag zur Frage, ob Sonnenflecken und Mondphase einen auslösenden Einfluß auf Erdbeben haben.

Von O. Myrbach in Wien. — (Mit einer Abbildung.)

Eine Auszählung der in Wien 1906 bis 1925 registrierten Nahbeben nach dem Mondalter zeigt, daß die Verteilung der Beben über den synodischen Monat nicht gleichmäßig ist, sondern Maxima nach dem ersten Viertel, nach Vollmond und zwischen letztem Viertel und Neumond, Minima vor dem ersten Viertel, während des Vollmonds, nach dem letzten Viertel und vor Neumond aufweist. Bei Fleckenreichtum der Sonne ist die Verteilung eine andere (Minimum am Tage vor, Maximum am zweiten Tage nach Neumond) als bei Fleckenarmut (drei Maxima an den Tagen 9, 17 und 26/27).

Tams erwähnt in seinem Buche*): „Die Frage der Periodizität der Erdbeben“ (S. 61) seine eigene Untersuchung über einen Einfluß der Mondphase auf die Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme. Er erhielt folgende Tabelle:

Tabelle 1.

Stoßzahlen der vogtländischen Erdbebenschwärme nach Tams.

Phase	Stoßzahl		Phase	Stoßzahl	
	beobachtet	berechnet		beobachtet	berechnet
Erstes Viertel . . .	1295	(749)	Neumond	657	(749)
Vollmond	620	(681)	Quadraturen	1651	(1498)
Letztes Viertel . . .	356	(749)	Syzygien	1277	(1430)

Aus dieser Tabelle liest Tams folgendes Ergebnis heraus: „Ein Einfluß der Mondphasen dürfte hiernach schwerlich bestanden haben. Andernfalls hätte man erstens ein Überwiegen der Stoßfrequenz zur Zeit der Syzygien erwarten müssen, während welcher die Gezeitenwirksamkeit des Mondes von derjenigen der Sonne unterstützt wird, und zweitens müßte, wenn das Überwiegen von 5,2 Proz. zur Zeit der Quadraturen, während welcher Sonne und Mond einander entgegenwirken, ursächlich mit diesen Phasen zusammenhängen sollte, der Überschuß sich gleichmäßiger auf das erste und das letzte Viertel verteilen. Tatsächlich aber entspricht dem auffallend starken Plus des ersten Viertels ein sehr ausgesprochenes Minus des letzten Viertels. Die so hohe Stoßzahl während des ersten Viertels dürfte lediglich darauf zurückzuführen sein, daß die schon an sich hervortretende stoßreichste Periode der drei Schwärme von 1897, 1903 und 1908 zufällig gerade wesentlich in die Zeit des ersten Viertels fällt. Wir vermögen daher nicht, wozu O. Meissner neigen möchte, Anzeichen einer synodisch monatlichen Periode zu erkennen.“

Die Art der Auszählung nach Mondvierteln und die anschließende Betrachtung zeigt, daß Tams von der Fragestellung ausgegangen ist: Üben die Syzygien durch ihre Gezeitenwirkung einen verstärkenden Einfluß auf die Bebenfrequenz

*) E. Tams: Die Frage der Periodizität der Erdbeben. Sammlung geophys. Schriften von Mainka Nr. 5. Berlin 1926.

aus oder nicht? Das Ergebnis kann tatsächlich im Sinne einer wahrscheinlichen Verneinung dieser Frage gedeutet werden. Es ist aber nicht erlaubt, daraus einen weitergehenden Schluß zu ziehen und auch nur als wahrscheinlich gemacht anzusehen, daß nun die Mondphase überhaupt keinen Einfluß auf die Bebenfrequenz habe.

Obige Tabelle von Tams erinnerte mich sofort an meine Tabelle*) über die Häufigkeit von Temperaturstürzen in Wien zu den einzelnen Tagen des synodischen Monats; denn ich hatte für sonnenfleckenreiche Jahre ein Überwiegen der Temperaturstürze um die Zeit des ersten Viertels gegenüber dem letzten erhalten, das durch den schwächeren, entgegengesetzten Zusammenhang in fleckenarmen Jahren nicht aufgehoben wird, wenn man ohne Rücksicht auf Flecken auszählt. Die Ähnlichkeit der Ergebnisse legte mir den Gedanken nahe, daß das von Tams gefundene starke Überwiegen der Stoßfrequenz beim ersten Viertel gegenüber dem letzten nicht — wie der Autor annimmt — bloß auf Zufall beruhen, sondern, wenigstens zum Teil, reell sein könnte, und ich ging daran, die Frage an anderem Material nachzuprüfen. Schon die triftigen Einwände Meissners**), die Tams in seinem Buche selbst erwähnt, sprechen ja stark gegen die Richtigkeit von dessen Schlußfolgerung.

Die Einteilung des synodischen Monats bloß in vier Gruppen, wie sie Tams vornahm, ist berechtigt, wenn man nur die Frage prüfen will, ob eine Gezeitenwirkung des Mondes in der Bebenhäufigkeit zum Ausdruck kommt. Stellt man aber die allgemeinere Frage, ob sich die Beben gleichmäßig über den ganzen synodischen Monat verteilen oder bei irgendwelchen Mondstellungen häufen (und wenn letzteres der Fall ist, wie die Verteilung aussieht), so darf man keine so großen Gruppen bilden; denn durch Summierung der Häufigkeiten über einen zu großen Zeitraum können gerade wesentliche Züge verwischt werden.

Als Grundlage meiner Untersuchung diente mir eine Zusammenstellung der von den Wiener Seismographen von 1906 bis 1925 verzeichneten Nahbeben (mit einer Herddistanz bis zu 1000 km) von Herrn Prof. Conrad. Für die liebenswürdige Überlassung dieses wertvollen Materials sage ich ihm herzlichen Dank. Alle von Prof. Conrad als Nachbeben bezeichneten Stöße wurden nicht mitgezählt, um die Wirkung des Zufalls, den Tams in seiner Auszählung für das Überwiegen der Frequenz beim ersten Viertel verantwortlich macht, tunlichst auszuschalten. Für jeden Bebenbeginn berechnete ich den zeitlichen Abstand vom vorangehenden Neumond in Minuten. Die Auszählung der Häufigkeiten wurde nach dem Mondalter für die einzelnen Sonnentage des synodischen Monats vorgenommen. Da der synodische Monat $29\frac{1}{2}$ Tage hat, mußten die Häufigkeiten des letzten Halbtages verdoppelt werden, um sie gleichwertig einreihen zu können. Das ist wohl unbedenklich, da es sich nicht um quantitative Zusammen-

*) O. Myrbach: Das Atmen der Atmosphäre unter kosmischen Einflüssen. Ann. d. Hydr. 1926, S. 94 u. 146.

**) O. Meissner: Einige Bemerkungen zu den Aufsätzen des Herrn Tams über den Einfluß von Sonne, Mond und Luftdruck auf die vogtländischen Erdbebenschwärme. Zeitschr. f. Geophys. I., 1924/25, S. 194—196.

hänge, sondern nur um eine erste qualitative Orientierung handelt. Die einzelnen Beben sind von Prof. Conrad nach Stärken klassifiziert: 0 bis 1, 2 und 3, wobei 3 die größte Stärke bedeutet. Bei der Auszählung verwendete ich die Stärkegrade als Gewichte, indem ich die Beben 2. Grades doppelt, die 3. Grades dreifach rechnete.

In Tabelle 2 und Fig. 1 findet sich unter *A* das Ergebnis der Auszählung sämtlicher Beben. Die Kurve verbindet die nach der Formel $a + 2b + c$ ausgeglichenen Werte. Nach den Resultaten meiner Untersuchung über das „Atmen der Atmosphäre unter kosmischen Einflüssen“ war der Verdacht naheliegend, daß der eventuelle Einfluß der Mondphase von der Fleckentätigkeit der Sonne

Tabelle 2.

Häufigkeit der in Wien 1906 bis 1925 registrierten Nahbeben (nach Conrad). (Die Stärke des Bebens ist als Gewicht berücksichtigt; Beben der Stärke 2 sind doppelt, der Stärke 3 dreifach gezählt. Nachbeben sind nicht mitgezählt.)

Mondphase		☾														☀		
Mondalter in Tagen		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
Alle	Anzahl	20	28	21	23	26	14	21	26	35	25	24	36	19	26	22	21	31
	$a + 2b + c$	79	97	93	93	89	75	82	108	121	109	109	115	100	93	91	95	114
Fleckenreich	Anzahl	8	21	7	12	16	3	8	10	11	8	7	11	4	10	6	5	12
	$a + 2b + c$	39	57	47	47	47	30	29	39	40	34	33	33	29	30	27	28	38
Fleckenarm	Anzahl	7	6	13	3	5	9	12	12	19	10	6	15	10	13	9	14	14
	$a + 2b + c$	28	32	35	24	22	35	45	55	60	45	37	46	48	45	45	51	59

Mondphase		☽														☀	
Mondalter in Tagen		18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	Summe	Anzahl ohne Gewicht	
Alle	Anzahl	31	17	26	29	22	21	15	10	35	22	25	14	11	696	543	
	$a + 2b + c$	110	91	98	106	94	79	61	70	102	104	86	64	56			
Fleckenreich	Anzahl	9	5	14	10	3	11	5	5	10	4	7	5	2	249	180	
	$a + 2b + c$	35	33	42	37	27	30	25	25	29	25	23	19	17			
Fleckenarm	Anzahl	17	7	7	14	7	7	7	4	19	16	10	3	8	303	258	
	$a + 2b + c$	55	38	35	42	35	28	25	34	58	61	39	24	26			

abhängen könnte. Um diese Frage zu untersuchen, wäre es richtig, Beben tage mit starker Fleckenbedeckung von solchen mit geringer zu trennen. Leider reicht das Material zu einer so eingehenden Untersuchung nicht aus, und außerdem stehen mir die Sonnenfleckenrelativzahlen der einzelnen Tage nicht zur Verfügung. Ich mußte darum den unangenehmen Ausweg wählen, die Trennung nach Monaten vorzunehmen. Ich unterschied fleckenreiche Monate mit einer mittleren Relativzahl von 50 und darüber und fleckenarme mit einer Relativzahl von 30 und darunter. So wurde die Gruppierung einerseits für fleckenreiche, andererseits für fleckenarme Monate durchgeführt. Die Ergebnisse zeigt Kurve *B* für fleckenreiche und *C* für fleckenarme Monate.

Kurve *B* zeigt ein überragendes Maximum am zweiten Tag nach Neumond und von da an eine langsame Abnahme bis zum Tage vor dem Neumond, gestört durch etwas vermehrte Häufigkeit am 8. und 9. sowie am 17. und 20. Tage.

In fleckenarmen Monaten (*C*) treten drei ungefähr gleich hohe Maxima am 9., 17. und 26./27. Tage auf, deren Lage den weniger ausgesprochenen in *B* entspricht. Ein ganz scharfer Unterschied zwischen fleckenreich und fleckenarm kann ja bei der monatsweisen Trennung nicht erwartet werden, da auch in fleckenreichen Monaten fleckenarme Tage vorkommen und umgekehrt. Für die Auslösung von Beben kann aber natürlich nur der momentane Fleckenzustand in Betracht kommen, nicht der mittlere Charakter des Monats. (Ich vermute, daß gerade solche Tage als kritisch anzusehen sein dürften, an denen große Flecken-

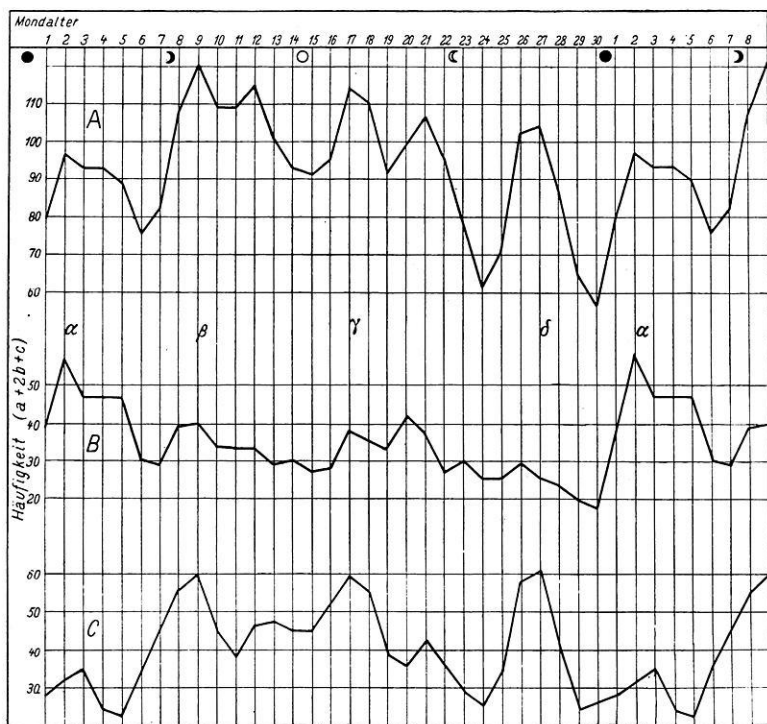


Fig. 1. Häufigkeit der in Wien 1906 bis 1925 registrierten Nahbeben im synodischen Monat (ausgeglichen: $a + 2b + c$).

A: Alle Beben; B: Beben in sonnenfleckereichen, C: Beben in sonnenfleckearmen Monaten.

gruppen durch den Zentralmeridian der Sonne gehen.) Ein Vergleich von *B* mit *C* scheint es wahrscheinlich zu machen, daß die kleinen Maxima β und γ von *B* nicht typisch für Fleckenreichtum, sondern für Fleckenarmut sind und in *B* nur durch die Mitverwendung fleckenarmer Tage entstanden. Typisch für Fleckenreichtum scheint nur die Häufung **nach** dem Neumond (α) und die Abnahme bis **vor** Neumond zu sein. Die Häufung α nach Neumond ist bei Fleckenarmut nur angedeutet, daher sicher nicht typisch. Wohl aber zeichnet sich Fleckenarmut durch eine starke Häufung δ an

den Tagen 26 und 27 aus. Auffallend ist auch die Seltenheit der Beben vor dem ersten und nach dem letzten Viertel. Die Auszählung sämtlicher Beben (*A*) zeigt im Wesen natürlich die Summe von *B* und *C*, dazu aber noch eine Erhöhung der Kurven an den Tagen 10 bis 12 und 22, die demnach vielleicht für die Monate mit mittlerer Fleckenzahl (30 bis 50) charakteristisch ist.

Übereinstimmend mit der Tabelle von Tams finde ich, daß Beben in der Umgebung des ersten Viertels häufiger sind als in der Umgebung des letzten Viertels; freilich entsteht diese Häufung erst während der ersten Quadratur. Hier finden wir starke Zunahme, namentlich bei Fleckenarmut, während der letzten Quadratur aber starke Abnahme. Aus meiner Darstellung wird ersichtlich, wie unzweckmäßig eine Einteilung in zu große Gruppen wie die von Tams in vier Gruppen (nach den vier Vierteln) ist, weil gerade die charakteristischen Erscheinungen dadurch verwischt werden. Auch das negative Ergebnis von Conrad*) ist nicht verwunderlich, da er durch Gruppierung von Viertel zu Viertel immer ein Maximum und ein Minimum zusammenfaßte.

Ich bilde mir nicht ein, einen endgültigen Beweis für die Realität der Häufungen von Beben zu gewissen Mondphasen und ihre Abhängigkeit von der Sonnentätigkeit geliefert zu haben; dazu reicht das verwendete Material noch nicht aus. Ich möchte nur darauf hingewiesen haben:

1. zu welchen Zeiten des synodischen Monats je nach der Fleckenbedeckung der Sonne wahrscheinlich Häufungen von Beben eintreten,
2. nach welcher Methode eine solche Auszählung vorgenommen werden muß, um positive Ergebnisse zeitigen zu können: Trennung nach den einzelnen Tagen des synodischen Monats einerseits und gleichzeitig nach der Fleckenbedeckung der Sonne andererseits.

Ich möchte hierdurch andere Forscher angeregt haben, Auszählungen an anderem Material nach demselben Muster zu versuchen. Ihre zu erwartende Übereinstimmung mit meinen Ergebnissen wird diese erst beweisen.

Meine Ergebnisse stimmen ziemlich gut mit den im Buche von Tams zitierten von J. F. J. Schmidt**) überein. Er fand danach: 1. ein Maximum der Erdbeben um die Zeit des Neumonds; 2. ein anderes Maximum zwei Tage nach dem ersten Viertel; 3. eine Abnahme der Häufigkeit um die Zeit des Vollmonds; 4. die geringste Häufigkeit am Tage des letzten Viertels. Vergleichen wir mit meinem Ergebnis:

1. das Maximum im Neumond ist vorhanden, wenn man die dem Neumond folgenden Tage betrachtet.
2. das Maximum zwei Tage nach dem ersten Viertel findet sich genau übereinstimmend in Kure *A*.

*) V. Conrad: Die zeitliche Verteilung der in den österr. Alpen- und Karstländern gefühlten Erdbeben in den Jahren 1897 bis 1907. Mitt. Erdb. Kom. Ak. Wiss. Wien, N. F. XXXVI, 1909, 23 S.

**) J. F. J. Schmidt: Studien über Vulkane und Erbeben. Leipzig 1881.

3. Ebenso klar ist in A die Abnahme um die Zeit des Vollmonds zu sehen, vorausgesetzt, daß unter Abnahme Senkung der Häufigkeit gemeint ist.
4. Ein ausgesprochenes Minimum ist in A zwar nicht am Tage des letzten Viertels, wohl aber am folgenden und nächstfolgenden Tage.

Negativ im Sinne von Tams dürfen diese Ergebnisse nur im Hinblick auf eine Gezeitenwirkung des Mondes gedeutet werden. Eine solche scheint nach den bisherigen Forschungsergebnissen tatsächlich nicht zu bestehen. Keinesfalls ist es aber gestattet, eine Mondeinwirkung auf die Erdbebenfrequenz überhaupt zu leugnen, weil das Ergebnis der Untersuchungen nicht der vorgefaßten Meinung entspricht, d. h. mit einer Gezeiteneinwirkung nichts zu tun hat.

Wenn meine Resultate durch Verwendung anderen Materials nach derselben Methode bestätigt werden, dann wird es an der Zeit sein, nach einer Erklärungshypothese für diese merkwürdigen Zusammenhänge zu suchen.

Aus einer Bestätigung der vorliegenden Resultate würde sich der Schluß ergeben, daß auch für Erdbeben dasselbe gilt, was ich (a. a. O.) für das Wetter nachgewiesen habe: daß nämlich die Mondphase keinen merkbaren direkten Einfluß auf die Auslösung von Beben hat, wohl aber die Sonnenflecken, und daß die Mondphase nur die Fleckenwirkung modifiziert. Es würde dann Sache der weiteren Forschung sein, zu untersuchen, ob ein unmittelbarer Einfluß der Sonnenflecken auf die Auslösung von Beben anzunehmen ist oder ob noch ein Bindeglied, etwa das Wetter mit seinen Druckschwankungen, herangezogen werden muß.

Perioden verschiedener Ordnung in den Wasserständen der deutschen Ostseeküste.

Von **Otto Meissner** in Potsdam.

Die Haupttiden S_2 und M_2 sind schwach, aber sicher nachweisbar. Mehrmonatige Perioden sind als Rechnungsergebnisse aufzufassen. Die Ganz- und Halbjahresperioden sind bedeutend, obwohl von Jahr zu Jahr stark schwankend. Polflut, Sonnenflecken- und Brückner-Periode sind nicht nachweisbar. Dagegen scheint eine säkulare Periode von roh 100 jähriger Dauer vorhanden zu sein.

§ 1. Einleitung. Über periodische Schwankungen der Wasserstände sind schon früher verschiedentlich Untersuchungen angestellt¹⁾. Hauptsächlich betrafen sie die Gezeiten, die in der Ostsee zwar so klein sind, daß sie dem bloßen Augenschein entgehen, nichtsdestoweniger aber reell sind. Auch die Jahreschwankung der Ostsee ist wiederholt, wenn auch meist mit primitiven mathematischen Hilfsmitteln, behandelt²⁾. Die Haupttiden haben Schweydar und Kühn in einem Werke des Letztgenannten³⁾ behandelt, letzterer auch eingehend die jährige und halbjährige Periode. Diese Untersuchungen hat dann Verfasser aufgenommen, auf weitere Zeiträume ausgedehnt und verschiedene ver-

gleichende Untersuchungen angestellt. Auch hat er die von Musset⁴⁾ aufgestellte Hypothese einer rund 100 jährigen Periode des Ostseemittelwassers näher beleuchtet und die Nordseestationen zum Vergleich herangezogen. Über die genannten neueren Arbeiten soll hier ein kurzer Überblick gegeben werden.

§ 2. Die Haupttiden. Von den Gezeiten sind, wie in der Einleitung bereits erwähnt, die ganz- und halbtägige Sonnenwelle S_1 und S_2 und die halbtägige Mondwelle M_2 als gesichert anzusehen. — Die ganztägige Sonnenwelle S_1 beträgt nach Schweydars Rechnungen für die ganze deutsche Ostseeküste von Travemünde bis Memel, also in wesentlich ostwestlicher Richtung, einige — etwa 5 — Millimeter. In den beiden Jahren 1898 und 1899 weichen die berechneten Phasen nicht unbedeutend, um Beträge bis 100° , voneinander ab (Die halbtägige Welle ist, wenigstens an den westlichen Stationen, größer als die eintägige, wie es ja unter normalen Verhältnissen der Fall sein muß, rund 10 mm.) Die Phase bleibt im Westteil etwa dieselbe, um nach Osten hin sich stark und systematisch zu verschieben: wohl ein Zeichen, daß es sich um eine aus dem Ozean in das Nebenmeer eindringende Welle handelt. Doch ist S_1 auch weiter östlich nicht so klein, wie man nach dem Jahresmittel erwarten sollte: S_1 hat einen starken jährlichen Gang, z. B. in Swinemünde mit Maximis der Amplitude im Februar und August und einem Hauptminimum im April. Diese Halbjahrsperiode wird dadurch erzeugt, daß sich auch die Amplitude im Laufe des Jahres stark verschiebt. Wenn man für Swinemünde nach den von Kühnen a. a. O. gegebenen Werten den jährlichen Gang des sin- und cos-Gliedes der ganztägigen Welle einzeln berechnet, so erhält man ($m = 0$ für Januar usw., $h = 0$ für Mitternacht usw.):

$$\left. \begin{aligned} \text{Koeffizient von } \sin 15h &= + 2.3 \pm 0.7 + (8.4 \pm 1.0) \cos (30m - 217^\circ) \\ \text{„ „ } \cos 15h &= + 4.3 \pm 0.7 + (2.3 \pm 0.9) \cos (30m - 320^\circ) \end{aligned} \right\} \text{ mm.}$$

Also eine bedeutende und nach den angegebenen Unsicherheiten ohne Zweifel reelle jährliche Änderung beider Komponenten der eintägigen Sonnenwelle! Die halbtägige Sonnenwelle S_2 dagegen hat, wenigstens in Swinemünde, keinen sicher nachweisbaren jährlichen Gang. Diese Verschiedenheit ist sehr bemerkenswert und deutet darauf hin, daß beide Tiden verschiedenen Ursprungs sind. Die starke Veränderlichkeit der eintägigen Sonnenwelle S_1 im Laufe des Jahres ist natürlich schon früher nicht unbemerkt geblieben und bewirkt, daß — nicht nur in Swinemünde, sondern auch an den anderen Ostseestationen — die Differenz 12^h-Mittagswert—Tagesmittel gleichfalls einen jährlichen Gang hat. Die Veränderlichkeit des Jahresmittels von S_1 beträgt in der Zeit von 1897 bis 1910 ± 2.3 mm, die Schwankung der Phase etwa 25° (in Swinemünde). Die Hauptmondtide M_2 beträgt in Travemünde noch 40 mm und sinkt in Memel auf 5 mm herab. Ihre Phase steigt nach Osten von 190 auf 380° , also um über 180° . Beides deutliche Zeichen, daß es nicht in der Ostsee selbst entstandene, sondern vom Ozean kommende Tiden sind. — Relativ groß, nämlich im Westteile der Ostsee noch 20 mm, im östlicheren Teile 5 bis 10 mm betragend, sind noch zwei eintägige Tiden, die Lunisolartide K_1 und die Monddeklinationstide O in Darwin-Börgenscher Bezeichnungsweise.

Die Korrelationsfaktoren für die beiden halbtägigen Sonnen- und Mondtiden S_2 und M_2 , die übrigens überall fast dieselbe Phase haben, zur geographischen Länge sind:

	S_2	M_2
Amplitude . . .	- 0.96 \pm 0.11	- 0.92 \pm 0.14
Phase	+ 0.92 \pm 0.14	+ 0.965 \pm 0.10

§ 3. Seiches. Noch kleinere Perioden, bis zu einigen Minuten herunter, treten gelegentlich auf, ja sind eigentlich fast immer vorhanden. Sie sind, auch wo es sich um die längeren Perioden von ein- bis zweistündiger Dauer handelt, ziemlich sicher nicht Gravitationswellen, sondern auf meteorologische Einflüsse = Luftdruckschwankungen zurückzuführende „Seiches“⁵⁾. Es sind mehrknotige Oberschwingungen der südlichen Ostsee oder begrenzter Teile (Buchten) von ihr.

Nicht hierher gehörig, weil nicht periodisch auftretend, sind die „Seebären“, plötzliche, aber seltene und auf bestimmte Örtlichkeiten beschränkte Anschwellungen des Wasserspiegels. Aber auch sie verdanken wie die Seiches ihr Entstehen Luftdruck- (und Wind-) Schwankungen, nur solchen plötzlicher Art [Hinwegziehen geknickter Isobaren mit raschem Windsprung über den Beobachtungsort⁶⁾].

§ 4. Perioden von einigen Monaten. Über die monatliche Mondwelle in der Ostsee ist noch nichts Sicheres bekannt. Bei ihrer vorauszusehenden Kleinheit wird sie wegen der weitaus größeren Störungen des Wasserspiegels durch meteorologische Einflüsse auch nur aus außerordentlich ausgedehnten Beobachtungsreihen zu erhalten sein. Dagegen erhält man bei der Analyse des jährlichen Ganges (vgl. folgenden § 5) Unterperioden von drei und vier Monaten (und auch noch kürzere), die selbst in Jahrzehntemitteln⁷⁾ noch Amplituden von 20 mm, ja in der östlichen Hälfte bis zu 40 mm erreichen können, aber sich, wegen der starken Phasenschwankungen, in noch größeren Zeiträumen allmählich der 0 nähern, also nicht „reell“ sind. Gleichwohl sind auch diese „Pseudoperioden“ von großem Interesse, nämlich bei der Vergleichung der Stationen untereinander. Denn diese in graphischer Darstellung als Zacken der Kurve auftretenden Glieder höherer Ordnung sind in gleichen Zeiträumen bei benachbarten Stationen fast gleich, um sich erst mit größerer Entfernung der Stationen voneinander und dann systematisch zu ändern. Sie nehmen im allgemeinen in der Richtung nach Osten an Amplitude zu: die Jahreskurve wird unregelmäßiger, zackiger.

§ 5. Ganz- und halbjährige Periode. Ohne Zweifel reell sind die ganz- und halbjährigen Perioden des Wasserstandes. Freilich sind auch sie unter dem Einfluß der meteorologischen Verhältnisse noch so großen Schwankungen unterworfen, daß die Phase dem langjährigen Mittel gegenüber um weit über 90° schwanken kann. Aber die Wind- und Luftdruckverhältnisse, die die höheren Glieder der Fourier-Reihe erst erzeugen, können die ganz- und halbjährige Periode nur modifizieren.

Amplitude und Phase der ganzjährigen Welle (als cos-Glied gedacht) nehmen von West nach Ost zu, jene von 40 mm um etwa das Doppelte, letztere um 50°, von 220° auf 270 bis 280°. Auch die Amplitude der halbjährigen Periode nimmt in gleicher Richtung zu. Sie beträgt in Travemünde und den benachbarten

Stationen (Warnemünde, Wismar) rund 25 mm und steigt in Pillau und Memel auf 60 mm, wobei freilich zu beachten ist, daß diese beiden letztgenannten Stationen schon in einer Gegend liegen, wo sich die Ostseeküste mehr nach Nordosten wendet. Die Phase des halbjährigen Gliedes bleibt etwa gleich: 40° .

Die Phasen der beiden Glieder weichen von denen der Nordseestationen im allgemeinen wenig ab. Das von Kühnen und mir benutzte Bremerhaven scheint infolge örtlicher Störungen — auch sein Mittelwasser weicht nach Braudt von dem des benachbarten Geestemünde auffällig ab — zur Vergleichung weniger geeignet zu sein. 35 jährige, von Keller mitgeteilte⁸⁾ Mittel verschiedener Nordseestationen zeigen nach meiner Berechnung fast dieselbe Phase der ganz- und halbjährigen Periode wie die Mittel der Ostseestationen. Zur Bewertung dieser Gleichheit ist aber nicht zu vergessen, daß die Phase der Jahresschwankung in der Ostsee einen starken Gang hat, wie oben gezeigt wurde.

Die Amplitude des ganzjährigen Gliedes ist an der Nordsee größer, die der Halbjahresperiode kleiner als an der Ostsee. Wie schon Kühnen hervorhebt, ist die halbjährige Periode überhaupt örtlichen Einflüssen mehr ausgesetzt als die ganzjährige. Man wird hiernach annehmen müssen, daß beide Perioden in der Ostsee durch die entsprechenden der Nordsee induziert werden, die halbjährige jedoch durch die örtlichen Verhältnisse der Ostsee an Amplitude gesteigert wird. Doch ist auf keinen Fall an die Wirkung von Eisschmelze, regerer Süßwasserzufuhr oder dergleichen zu denken, da gerade das Frühjahr einen besonders tiefen Ostseemittelwasserstand aufweist. Daß die Haffs auf den Gang des Wasserstandes der vor ihnen liegenden Küste keinen merklichen Einfluß ausüben, hat schon Keller gezeigt⁹⁾.

In letzter Instanz sind beide Perioden auf gleich lange des Weltmeeres, d. h. des Atlantischen Ozeans zurückzuführen. Die Luftdruckverhältnisse über beiden Meeren selbst reichen³⁾ zur Erklärung durchaus nicht hin. Daß sie im Ozean auf Luftdruckverlagerungen zurückzuführen sind, ist wohl zweifellos, wenn auch natürlich ein exakter Beweis bei der Unmöglichkeit, auf hoher See relativ so geringe Veränderungen zu messen, noch aussteht.

§ 6. Die Polflut. Van de Sande Bakuyzen glaubte, eine der Chandlerschen Periode der Polhöhlenschwankung von etwa 14 Monaten entsprechende Änderung des Mittelwassers gefunden zu haben. Für die Ostsee trifft das jedenfalls nicht zu^{8), 10)}. Man erhält natürlich bei der Berechnung irgendwelche Amplituden und Phasen, aber letztere stimmen mit den zu erwartenden gar nicht überein, sondern sind um 90 bis 180° verschieden. Da die Polflut, wenn vorhanden, statisch sein müßte, ist dies ein Beweis dafür, daß auch die errechneten Amplituden nicht reell sind, vielmehr nur unausgeglichenen Reste meteorologischer Einflüsse darstellen.

§ 7. Sonnenfleckperiode. In nicht publizierten Studien hat sich Verfasser bemüht, mehrjährige Perioden in der Länge von einigen Jahren bis zur Sonnenfleckperiode hin aufzufinden. Trotz des großen zugrunde liegenden Zeitraumes von etwa 70 Jahren sind die Andeutungen solcher Perioden doch recht unsicher, auch wenn gelegentlich die Amplituden ihre Unsicherheiten etwas übersteigen. Die starken Schwankungen der Jahresperiode, von denen oben ja

die Rede war, machen offenbar die Ermittlung solcher Periodizitäten von wohl geringem Ausmaße völlig illusorisch.

Die formalen Ergebnisse für die Zeit von 1855 an zeigt die folgende Tabelle.

Tabelle.

$$\text{Wasserstand (mm)} = a_1 \sin \frac{360}{n} j + b_1 \cos \frac{360}{n} j + a_2 \sin 2 \cdot \frac{360}{n} j + b_2 \cos 2 \cdot \frac{360}{n} j,$$

$j = \text{Jahr}, \mu_1 = \text{mittleren Fehler.}$

Travemünde.

μ	a_1	b_1	μ_1	a_2	b_2	μ_2
8 ^a + 1/2	— 5 ^{1/2}	± 5 ^{1/2}	— 4 ^{1/2}	+ 9 ^{1/2}	± 4	
9 — 5 ^{1/2}	— 12	4	— 9	+ 2	3	
10 + 12	— 13	6 ^{1/2}	— 16	— 3	3	
11 + 10	0	4	+ 1 ^{1/2}	0	4 ^{1/2}	

Swinemünde.

8 ^a + 1	— 6	± 7 ^{1/2}	— 5	+ 11	± 7
9 — 5	— 10	4	— 5	+ 2	4
10 + 13	— 7	10	— 22	— 7	6 ^{1/2}
11 + 17	+ 4	7	+ 9	+ 4	6

Kolbergermünde.

8 ^a + 2	— 6	± 8	— 6 ^{1/2}	+ 9	± 7
9 — 2	— 5	5	— 3	— 2	5
10 + 8	— 4	10 ^{1/2}	— 26	— 15	6
11 + 3 ^{1/2}	— 6	8	+ 6 ^{1/2}	— 1	8 ^{1/2}

§ 8. Brücknersche Periode. Aus den im vorigen § 7 angegebenen Umständen ist auch kein sicheres Anzeichen der Brücknerschen Periode zu ermitteln gewesen. Zudem macht auch die im Vergleich dazu etwas kurz zu nennende Zeit der Beobachtungsreihen sich geltend. Noch mehr gilt dieser Grund freilich für die im nächsten Paragraphen zu behandelnde rund hundertjährige Periode, die vielleicht als Resultante dreier Brückner-Perioden aufgefaßt werden könnte. Ihre Ermittlung wäre bei der Größe der unregelmäßigen sich über eine Reihe von Jahren erstreckenden Schwankungen der Höhe des Mittelwassers überhaupt hoffnungslos, wenn sie nicht eine verhältnismäßig große Amplitude hätte und ihre bedeutende Länge nicht erlaubte, durch Zusammenfassung von Lustren- oder Jahrzehntemitteln⁴⁾ die unregelmäßigen Schwankungen wenigstens teilweise zu eliminieren.

§ 9. Säkularperiode. Bekanntlich hebt sich die schwedische und finnische Ostseeküste zwar in örtlich recht verschiedenem Maße, aber doch mit Sicherheit feststellbar. Andererseits steht eine Senkung der deutschen Nordseeküste noch in historischen Zeiten außer Zweifel, wenn auch die Katastrophen wie die Entstehung des Dollarts, um die wohl größte zu nennen, dadurch so verheerenden Charakter angenommen haben, daß auch damals schon ein Teil des Hinterlandes unter dem Meeresspiegel lag und somit bei Deichbrüchen sofort in seiner ganzen Ausdehnung unter Wasser gesetzt wurde.

Auch für die deutsche Ostseeküste hatten frühere Forscher eine systematische Änderung des Wasserspiegels annehmen zu müssen geglaubt. Seibt²⁾ wies jedoch nach, daß nach gehöriger Reduktion aller Daten auf einen einheitlichen

Nullpunkt — eine ebenso wichtige wie für weiter zurückliegende Zeiten schwierige Aufgabe — der eine Senkung des Landes (also einen Gegensatz zur schwedischen Gegenküste) andeutende Betrag innerhalb der Grenzen seiner Unsicherheit lag. Immerhin war doch wenigstens der Sinn (das Vorzeichen) bei den verschiedenen Stationen der gleiche, und Baurat Musset⁴⁾ fand, indem er noch vorhandene Beobachtungen, die bis zum Anfang des vorigen Jahrhunderts zurückreichten, mit hinzug, daß es sich um eine bei Zusammenfassung der Wasserstände zu Jahrzehntemitteln relativ deutliche Periodizität zu handeln schien; denn die Wasserstände nahmen vom Anfang bis zur Mitte des 19. Jahrhunderts ab, von da an aber wieder zu, zwar mit selbst durch die starke Ausgleichung noch nicht beseitigten Unregelmäßigkeiten, aber doch in unzweideutiger Weise.

Verfasser¹¹⁾ hat dann besonders die Beobachtungen von 1855 bis zur Gegenwart genauer untersucht und seine Untersuchungen auch auf verschiedene Nordseestationen ausgedehnt — die Zeit vor der Mitte des vorigen Jahrhunderts schien nicht immer einwandfreie Beobachtungen geliefert zu haben, selbst wenn man annimmt, daß man schon damals der Konstanz des Nullpunktes dieselbe Sorgfalt zugewendet hätte wie in der späteren Zeit.

Da nun kaum eine einzige volle Periode zur Verfügung steht, auch unter Zuziehung der Beobachtungen von 1855, und andererseits die Kurve durch un- ausgeglichene Störungen noch beträchtlich entstellt ist, wird man die wahre Länge dieser Periode nur sehr ungenau erhalten. In der Tat sind die Perioden von 80 bis 120 Jahren Länge ziemlich gleich wahrscheinlich. Die ganze Existenz könnte also fraglich erscheinen. Doch spricht viel zu ihren Gunsten. Erstens stimmen die Phasen bei den drei untersuchten Ostseestationen (Travemünde, Swinemünde und Kolbergermünde) bis auf wenige Grade miteinander überein, auch von denen der drei Nordseestationen (Cuxhaven, Wilhelmshaven und Bremerhaven) weichen sie um kaum mehr als 10° ab, was bei der Ungenauigkeit der Berechnung überhaupt als gute Übereinstimmung gelten muß. Woher die Veränderung der Höhe des Mittelwassers auch kommen mag, jedenfalls ist sie also eine gleichmäßige, die ihr Gebiet sogar auch über den östlichen Teil der Nordseeküste Deutschlands erstreckt. Höchstens kann man die Frage aufwerfen, ob es sich statt um eine Periode nicht doch, wie jene früheren Forscher annahmen (Lenz u. a.), um eine gleichsinnige Änderung des Wasserstandes handelte, die dann tatsächlich als Sinken des Landes, d. h. der deutschen Ost- und Nordseeküste anzusprechen wäre. Bei dem Ansteigen von Fennoskandia statt von einem Sinken des Landes von einem Ansteigen der Ostsee reden zu wollen, wäre offenbar absurd, auch wenn nicht die gleiche Änderung des Wasserstandes an der Nordseeküste hinzukäme.

Für die Annahme einer Periode, die man dann als säkulare bezeichnen könnte, spricht doch aber manches, vor allem das Verhalten der Ostseestationen vor 1855. Mögen auch die Beobachtungen, an den heutigen gemessen, recht ungenau sein — auch große systematische Fehler sind nicht ausgeschlossen, wenn z. B. in Swinemünde die Beobachtungen zum Teil vom Fenster der Wachtstube aus erfolgten —, so ist doch kaum anzunehmen, daß dann die Ergebnisse, verhältnismäßig wenigstens, so gut zu den späteren, genaueren stimmen würden. Gegen die Annahme einer rund 100jährigen Periode sprechen sie jedenfalls nicht.

Die Amplitude dieser Bewegung beträgt für die Ostsee rund 30 mm. Für die Nordsee ergibt sie sich etwas größer, zu 40 bis 45 mm. Für die rechnerische Unsicherheit ergibt sich beide Male der geringe Betrag von 7 bis 8 mm. Die Existenz ist also formal gedeckt. Die Annahme, die größere Amplitude an der Nordsee dadurch zu erklären, daß in diesem Werte noch ein unperiodischer Betrag einer noch andauernden Küstensenkung entsprechend stecke, ist, obwohl naheliegend, doch wohl etwas verfrüht.

§ 10. Schluß. Über die meteorologischen Einflüsse, die die Perioden, mit deren Darstellung wir uns beschäftigt haben, so empfindlich stören, vergleiche man die Arbeiten Kühnens³⁾ und des Verfassers¹²⁾. Diese Einflüsse sind teils rein lokal, teils allgemeiner Art. Nicht immer lassen sich beide Arten streng trennen. Braudt ist für Geestemünde eine derartige Trennung recht befriedigend gelungen¹³⁾. Die durch starke auflandige Winde bedingten Anstauungen des Wassers an der Küste fallen im allgemeinen unter die Rubrik der „zufälligen Fehler“, doch auch nicht völlig, da z. B. heftige Stürme im Sommer kaum oder doch viel seltener vorkommen als im Winter.

Literatur.

1) Literatur siehe unter Nr. 2).

2) Grundlegendes Material für die vorliegende Arbeit überhaupt: W. Seibt, Das Mittelwasser der Ostsee bei Swinemünde. I. Mitteilung. Das Mittelwasser der Ostsee bei Travemünde. — Das Mittelwasser der Ostsee bei Swinemünde. II. Mitteilung. Veröff. des Königl. Preuß. Geodät. Inst. — Westphal, Das Mittelwasser der Ostsee usw. von 1882—1897. Ebenda, N. F. Nr. 2. — F. Kühnen, Das Mittelwasser usw. von 1898—1910. Ebenda, N. F. Nr. 70. Von da ab die Jahresberichte des Preuß. Geodät. Inst. — Vgl. u. a. auch: H. Keller, Das Mittelwasser der Ostsee und der Nordsee. Zentralbl. d. Bauverwaltung, 31, 342 f.

3) Kühnen: siehe unter Nr. 2).

4) Das Mittelwasser von Kolbergermünde. Zentralbl. d. Bauverwaltung, 39. Vgl. auch Andersons gleichbetitelt Arbeit.

5) O. Meissner: Seiches der Ostsee. Vorläufige Mitteilung. Phys. Zeitschr. 23, 121—123. — Ann. d. Hydr. 53, 63—67.

6) Derselbe: Zur Frage nach der Entstehung der Seebären. Ann. d. Hydr. 52, 14—15.; 53, 76.

7) Derselbe: Ann. d. Hydr. 54, 135—137 (Jahrzehntemittel von 1882—1919).

8) Keller: letzte unter Nr. 2) aufgeführte Arbeit.

9) A. a. O. — Vgl. auch Kres, Deutsche Küstenflüsse.

10) Przybyłok: Über die sogenannte Polflut in der Nord- und Ostsee. Veröff. d. Preuß. Geodät. Inst. N. F. Nr. 80.

11) O. Meissner: Die Schwankungen des Ostseemittelwassers. Ann. d. Hydr. 49, 133—136. — Säkulare Schwankung des Ostseemittelwassers. Ebenda 52, 121—124. — Die säkulare Schwankung des Wasserstandes der deutschen Nord- und Ostsee. Ebenda, 52, 291—298. Vgl. 54, 134 f. — Eine säkulare Wasserstandsänderung der deutschen Küste. Peterm. Mitt. 72, 23 f.

12) Derselbe: Über den örtlichen Einfluß von Luftdruck und Wind auf den Wasserstand der Ostsee. 3 Mitteilungen. Ann. d. Hydr. 44, 473—477; 45, 227—232; 48, 293—296. — Der Einfluß der Luftdruckverteilung über der Ostsee usw. Ebenda 51, 263—266. — Die Beeinflussung des Wasserstandes der Ostsee durch Luftdruck und Wind. Peterm. Mitt. 66, 157—158.

13) Ferner zu § 5 folgende Arbeiten des Verf.: Der jährliche Gang des Wasserstandes der Ostsee (o. ä.). Ann. d. Hydr. 52, 190—191; 53, 258—261; 53, 387—396. Vgl. auch: Ebenda 52, 29 f. und 54, 135—137.

Über den gegenwärtigen Stand der Frage der Schallausbreitung in der Atmosphäre.

Forschungsarbeit über Sprengungen
mit Unterstützung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft.

Von **Joseph Kölzer**. — (Mit zwei Abbildungen.)

Es werden die Tatsachen zusammengestellt, die unsere derzeitige Kenntnis von der Schallausbreitung in der Atmosphäre begründen. Anschließend werden die verschiedenen Hypothesen zur Erklärung der bei Sprengungen ermittelten Unterschiede relativer Schallgeschwindigkeit diskutiert. Die genannten Hypothesen erweisen sich als nicht ausreichend für alle beobachteten Tatsachen. Verf. gibt daher in Ergänzung seiner früheren Hypothese eine neue Erklärung, die eine Brücke zwischen den verschiedenen Hypothesen schlägt und den Nachdruck auf die Bedeutung des Azimutes der Schallfortpflanzung legt. Ferner wird im Hinblick auf das vorläufige Registrierergebnis der Sprengung vom 26. Juni 1926 betont, daß die auf kurze Entfernungen (innerhalb 70 km) ermittelten niedrigen relativen Schallgeschwindigkeiten keinesfalls auf Schalltransport auch nur in mittelhohen Schichten der Stratosphäre zurückgeführt werden können.

Seitdem mit Unterstützung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft seit etwa zwei Jahren die Erforschung der Frage der Schallfortpflanzung in der Atmosphäre durch Registrieraufnahmen von künstlichen Sprengungen und exakten Bestimmungen der Laufzeit in ausgedehntem Maße systematisch erfolgen konnte, sind an Hand der Beobachtungsergebnisse eine Reihe von Arbeiten erschienen, welche über die Vorgänge Aufschluß gebracht haben, wenn auch die Beobachtungsergebnisse zurzeit noch nicht eindeutig erklärt werden können. Folgende Tatsachen können als Gemeingut betrachtet werden:

Um die Schallquelle herum entstehen zwei Hörbarkeitsgebiete; ein inneres und ein äußeres, die beide durch eine Zone des Schweigens voneinander getrennt sind. Während jedoch die innere Hörbarkeitszone, die bis etwa 150 km Entfernung von der Schallquelle reichen kann, stets beobachtet wurde, kann die äußere Hörbarkeitszone überhaupt fehlen. Falls sie jedoch auftritt, ist sie von der inneren Hörbarkeitszone meist durch eine scharf begrenzte Zone des Schweigens getrennt und mit ihrem inneren Rande im Mittel zwischen 150 bis 230 km von der Schallquelle entfernt. Die innere und äußere Hörbarkeitszone sind ferner dadurch gekennzeichnet, daß in ersterer, auch normale Zone genannt, die mittlere Schallgeschwindigkeit normal ist; d. h. sie entspricht den an der Erdoberfläche gemessenen Temperatur- und Windverhältnissen. In der äußeren Hörbarkeitszone, auch anomale Zone genannt, ist die mittlere Schallgeschwindigkeit, bezogen auf die Entfernung Aufnahmeort bis zur Schallquelle, etwa um 30 bis 50 m/sec geringer, als sie nach den an der Erdoberfläche herrschenden Temperatur- und Windverhältnissen zu erwarten wäre. Ferner haben die Aufnahmen mit Registriergeräten gezeigt, daß das Gebiet normaler Schallgeschwindigkeit erheblich über die Zone der inneren Hörbarkeit hinausreichen kann. Allerdings scheint diese Beobachtung sich hauptsächlich nur in Richtung des Windes zu erstrecken, in

der eine Ausdehnung des Gebietes normaler Schallgeschwindigkeit bis etwa 350 km festgestellt wurde. Man könnte also in solchen Fällen an eine Überdeckung des Gebietes normaler Schallgeschwindigkeit mit dem Gebiet der äußeren Hörbarkeit denken, jedoch ist ein solches Zusammentreffen bisher noch nicht festgestellt worden. Das Gebiet der äußeren Hörbarkeit erstreckt sich ebenfalls im Maximum bis etwa 350 km Entfernung. Nach neueren Beobachtungen scheint in der doppelten mittleren Entfernung des äußeren Hörbarkeitsgebietes, also bei 400 bis 450 km, eine zweite äußere Hörbarkeitszone zu existieren.

Bezüglich des Gebietes der äußeren Hörbarkeit ist zu bemerken, daß auch bei ihm im allgemeinen eine einseitige Ausbildung beobachtet worden ist, jedoch scheint in einzelnen Fällen das Ergebnis der Beobachtungen darauf zu deuten, daß auch nach verschiedenen Azimuten hin äußere Hörbarkeitsgebiete gleichzeitig auftreten können. Als hauptsächlichstes Beispiel hierfür wird die Sprengung vom 15. Mai 1924 bei La Courtine angesehen (siehe auch unter 7).

Während über die Entstehung und die Werte der Schallgeschwindigkeit im inneren Hörbarkeitsgebiet auch die neueren Messungen sich mit den früheren Anschauungen, wie sie am eingehendsten wohl durch Emden dargelegt worden sind, gut in Übereinstimmung bringen lassen, so daß diese Frage heute als geklärt betrachtet werden kann, gehen die Anschauungen über die Entstehung des äußeren Hörbarkeitsgebiets und der hierbei gemessenen relativ niedrigen mittleren Schallgeschwindigkeit zurzeit noch erheblich auseinander.

Folgende Anschauungen lassen sich unterscheiden:

1. Die von der Schallquelle abgehenden Strahlen werden in große Höhen der Atmosphäre, etwa auf 70 bis 80 km emporgetragen, dort infolge des schon beträchtlichen Wasserstoffgehalts der Atmosphäre umgebogen und zur Erde zurückgeleitet (von dem Borne). Diese vor etlichen Jahren bereits als erledigt betrachtete Hypothese wurde neuerdings von A. Wegener¹⁾ u. a. wieder zur Erklärung herangezogen. Auch Gutenberg²⁾ ist der Ansicht, daß diese Hypothese noch nicht widerlegt sei. Allerdings hat die Erklärung neuerdings insofern eine Änderung erfahren, als die Kulminationshöhe des Schallstrahles für das äußere Hörbarkeitsgebiet von A. Wegener³⁾ um etwa 20 km tiefer verlegt wurde, da die Ergebnisse der exakten Laufzeitmessungen mit der von dem Borneschen Hypothese nicht in Übereinstimmung zu bringen waren. Die Laufzeitmessungen haben zur Berechnung der Kulminationshöhe geführt, die zuerst von Angenheister⁴⁾ zu 37 km bestimmt wurde.

2. In Ablehnung der von dem Borneschen Hypothese wurde dargelegt, daß die Erscheinungen der inneren und äußeren Hörbarkeitszone lediglich auf den modifizierenden Einfluß von Temperatur und Wind in der Troposphäre, d. h. etwa bis zur Höhe von 10 km, zurückzuführen seien (de Quervain, Emden, Morf u. a.). Wie bereits oben ausgeführt, behält diese Erklärung für das innere Hörbarkeitsgebiet und für das mit Registriergeräten nachgewiesene erweiterte Gebiet normaler Schallgeschwindigkeit durchaus ihre Gültigkeit. Nach den neueren exakten Messungen der Laufzeit und den daraus abgeleiteten mittleren Schallgeschwindigkeiten zeigt sich allerdings, daß, welche Annahmen man auch über die Temperaturen und Windverteilung in der Troposphäre machen will,

diese keineswegs zur Erklärung der Phänomene des äußeren Hörbarkeitsgebietes ausreichen.

3. Auf Grund der neueren exakten Ergebnisse der Registriergeräte und der Laufzeitmessungen [siehe besonders Angenheister⁴⁾] sowie mit Rücksicht darauf, daß die Schallzeit nicht nach der Hypothese von von dem Borne erklärt werden konnte, wurde vermutet, daß bereits in relativ geringer Höhe in der Atmosphäre ein leichteres Gas in größeren Mengen vorhanden sei, das erst noch entdeckt werden müsse [Wiechert⁵⁾]. Diese Ansicht hat insbesondere auf Grund der schon früher ausgeführten Berechnungen über die Verteilung der verschiedenen Gase in der Atmosphäre (van Everdingen u. a.) in weiten Kreisen der Physiker eine Ablehnung gefunden und wird auch neuerdings vom Autor⁶⁾ selbst wesentlich eingeschränkt.

4. Statt der zu Punkt 3 angeführten Erklärung wurde auf Grund der Untersuchungen von Dobson und Lindemann das Vorhandensein einer Schicht hoher Temperatur zur Erklärung benutzt, die mit ihren Werten sogar wesentlich höher als die Temperatur an der Erdoberfläche liegen soll [Wiechert⁶⁾, Gutenberg²⁾]. Auch diese Hypothese hat zu einer lebhaften Diskussion in Physikerkreisen Anlaß gegeben. Nicht nur widersprechen ihr die bisherigen Annahmen über die Temperaturverteilung in der Atmosphäre, die sich zudem an Registrierergebnisse von Ballonaufstiegen bis zu etwa 30 km Höhe anschließen lassen, sondern auch die Untersuchungen von Vegard¹¹⁾ über die mutmaßliche Temperaturverteilung in der Stickstoffsphäre. Die Hypothese von Lindemann und Dobson wird jedoch auch von Maurain⁷⁾ für möglich gehalten.

5. Unter Fallenlassen der modifizierten Hypothese von von dem Borne nimmt A. Wegener³⁾ in einer neueren Arbeit an, daß die Schallstrahlen immerhin noch auf solche Höhe hinaufgetragen werden, daß dort der durch die Schallwelle erzeugte Überdruck groß werde gegen den Atmosphärendruck, und daß infolgedessen in diesen Höhen die Schallfortpflanzung eine größere sei, als nach der Laplaceschen Formel über die Schallgeschwindigkeit zu erwarten sei. Die also nach dieser Hypothese vermutete Überschallgeschwindigkeit bewirke das Umbiegen und Rückleiten der Schallstrahlen zur Erde. Diese Hypothese, die einen Ausweg bilden würde, wird von Gutenberg²⁾ als noch nicht durchgearbeitet bezeichnet. Auch Rudolf Meyer⁸⁾, der die Hypothese rechnerisch nachgeprüft hat, ist der Ansicht, daß sie sehr gut die auftretenden Schallphänomene in der äußeren Hörbarkeitszone erklären würde. Andererseits wird der Hypothese widersprochen. Hier müssen namentlich die Darlegungen von Wiechert⁶⁾ angeführt werden. Da auch Rudolf Meyer erst in Höhen von 65 bis 70 km an aufwärts das Auftreten der Überschallgeschwindigkeit für möglich hält, was mit den gemessenen Laufzeiten nicht leicht in Übereinstimmung zu bringen sein dürfte, so bleiben auch für diese Hypothese die Schwierigkeiten noch bestehen.

6. In Erweiterung der von Emden u. a. gegebenen Erklärung über den Einfluß der Temperatur- und Windverhältnisse bei der Schallausbreitung in der Troposphäre nehme ich⁹⁾ an, daß auch die Temperatur- und Windverhältnisse der Stratosphäre bis etwa 35 km Höhe zur Erklärung herangezogen werden müssen. In einer großen Zahl von Fällen, insbesondere auch solchen mit ano-

malen mittleren Schallgeschwindigkeiten, konnten auf Grund plausibler Annahmen über die meteorologischen Bedingungen, wie sie aus direkten Messungen und den Lindenberger Ergebnissen bis etwa 16 km Höhe zur Verfügung standen, die Schallbeobachtungen mit der Rechnung gut in Übereinstimmung gebracht werden. Eine wichtige Rolle spielen bei dieser Erklärung die oberen, zwischen 30 und 40 km Höhe vorherrschenden östlichen Luftströmungen, wie sie durch Beobachtungen der Bewegung von aus Vulkanausbrüchen herrührenden Staubwolken bestätigt worden sind. In diesem Zusammenhang kann auch auf die Arbeiten von Kahlke¹⁰⁾ hingewiesen werden.

7. **Schlußfolgerungen.** Es soll nicht verkannt werden, daß auch die letztgenannte Hypothese alle Erscheinungen restlos nicht zu klären vermag. Insbesondere bilden einige anscheinend verbürgte Beobachtungen des Auftretens von Zonen mit anomaler Schallgeschwindigkeit gleichzeitig in entgegengesetzten Richtungen, so z. B. im Falle von La Courtine vom 15. Mai 1924, noch erhebliche Schwierigkeiten. Ich habe daher diesen Fall einer besonderen Untersuchung unterzogen *).

Bemerkenswert ist, daß das Auftreten von Zonen mit anomaler mittlerer Schallgeschwindigkeit gleichzeitig in zwei entgegengesetzten Azimuten zu den größten Seltenheiten gehört und auch bei den Sprengungen bei La Courtine in Frankreich nur an dem einen Tage klar festgestellt werden konnte. Maurain⁷⁾ vermutet, daß allgemein das Gebiet der äußeren Hörbarkeit dadurch zustande komme, daß der Schallstrahl unter großem Erhöhungswinkel (mindestens 60°) rasch in große Höhen emporgetragen werde und dort entweder unter dem Einfluß einer Atmosphäre aus Wasserstoff und Stickstoff oder unter dem Einfluß hoher Temperatur (s. Punkt 4) umgebogen werde und zurück zum Boden gelange. Die auf dieser Basis durchgeführten Rechnungen gaben gute Übereinstimmung mit den beobachteten Werten. Dennoch dürfte die Hypothese in dieser Allgemeinheit keine Gültigkeit haben, vielmehr scheinen mir folgende Tatsachen zu gelten:

- a) Windrichtung und Schallstrahl fallen in der Troposphäre zusammen. Über das Gebiet normaler Hörbarkeit und mit normaler Schallgeschwindigkeit hinaus werden innerhalb der Troposphäre (s. Punkt 2) die Schallstrahlen von der Wellenlänge $\lambda = 60$ bis etwa 300 m (nicht hörbar) bis zu etwa 350 km Entfernung transportiert. Unter günstigen Verhältnissen kann die Zone normaler Schallgeschwindigkeit sich noch weiter ausdehnen.
- b) Westwinde in der Troposphäre, Schallfortpflanzung entgegen diesen Westwinden. Auf ein verhältnismäßig kleines Gebiet innerer Hörbarkeit folgt eine Zone des Schweigens, dann eine Zone äußerer Hörbarkeit (kurze Wellen). Die äußere Zone entsteht dadurch, daß die Schallstrahlen in die untere Stratosphäre emporgetragen werden und in der Höhe zwischen 30 und 40 km wegen der dort herrschenden starken Ostwinde (s. Punkt 6) zur Erde reflektiert werden.

*) In Erwiderung auf eine Fußnote in der Arbeit von Rudolf Meyer⁸⁾ bemerke ich, daß mir der Originalbericht von Maurain⁷⁾ bei der Drucklegung meiner Aufsätze⁹⁾ noch nicht zur Verfügung stand.

c) Schwache Winde aller Richtungen bzw. Ostwinde in der Troposphäre, Schallfortpflanzung nach Osten. Nur der unter großem Erhöhungswinkel (mindestens 60°) emporgetragene Strahl kann zur Erde zurück gelangen. Die Ostwinde von 30 bis 100 m/sec zwischen 30 bis 80 km Höhe wirken verzögernd, der Anteil leichter Gase und der Einfluß der Bestrahlung beschleunigend. Ich habe unter diesen Annahmen die Schallzeiten für das Gebiet östlich von La Courtine berechnet und gute Übereinstimmung mit den beobachteten Werten der scheinbaren horizontalen Schallgeschwindigkeit erhalten. Die Scheitelhöhe der Schallstrahlen beträgt etwa 80 bis 90 km. Da nach den Mitteilungen von Maurain ⁷⁾ die vernommenen Knalle dumpf waren, etwa von der Wellenlänge $\lambda = 15$ bis 20 m, so scheint mir unter der Annahme einer Stickstoff-Wasserstoff-Atmosphäre und nach dem Ergebnis der von mir verbesserten Formel von Schrödinger ⁹⁾ für die Höhe x , in der die Dämpfung wirksam wird, sowie in teilweiser Übereinstimmung mit den Ausführungen von Maurain und Küpper die Möglichkeit des Ankommens von Schallstrahlen aus so großen Höhen gegeben, womit gleichzeitig eine Annäherung an die Hypothese von von dem Borne und die früher von A. Wegener ¹⁾ vertretene Hypothese gegeben wäre. Es muß an dieser Stelle betont werden, daß die Rechnung auf Grund der anderen Hypothese von Wegener ³⁾ und Meyer ⁸⁾, die erst von 65 bis 70 km Höhe an Überschallgeschwindigkeiten zuläßt, keineswegs befriedigende Laufzeiten ergibt, die Annahme eines Diffusionsgleichgewichts der Gase in der Stratosphäre dagegen wohl, wobei noch offen bleiben soll, ob die Änderung in der Luftzusammensetzung mit der Höhe nach den Rechnungen von Wegener oder unter Berücksichtigung der Einwände von Meyer ⁸⁾ langsamer erfolgt. Die von W. Küpper [s. bei Meyer ⁸⁾] nachgewiesene Erhöhung der Schallgeschwindigkeit durch kurzwellige Bestrahlung reicht ihrem Betrage nach zur Erklärung allein nicht aus, wenn ihr auch ein modifizierender Einfluß zugesprochen werden kann. Dagegen scheinen mir die neueren experimentellen Ergebnisse von Vegard ¹²⁾ keine unlösbaren Widersprüche gegen die Annahme einer Wasserstoffosphäre in den für die Schallausbreitung in Frage kommenden Höhen (bis etwa 90 km) zu bieten. Sein Versuch mit Argon zeigt vor allem, daß schon ganz geringe Mengen verfestigten Stickstoffs genügen, um die typischen Linien des Nordlichtspektrums zu erzeugen. Die unter dem Einfluß von positiver Elektrizität in die Höhe der Nordlichtregion, in mehrere 100 km, getriebenen Stickstoffpartikel brauchen nicht das Vorhandensein einer Nur-Stickstoffatmosphäre in tieferen Schichten zur Voraussetzung zu haben. Auch die Hypothese vom Diffusionsgleichgewicht setzt die Anwesenheit von Stickstoff bis in große Höhen voraus. Für die Hypothese von Lindemann und Dobson (s. Punkt 4) bleibt allerdings kein Raum in dieser Erklärung.

8. Die Beobachtungsergebnisse von La Courtine. Die Verhältnisse für das Gebiet anomaler Schallfortpflanzung im Osten von La Courtine sind in

den nachstehenden Fig. 1 und 2 dargestellt; sie sind von Herrn B. Sandmann auf Grund sehr sorgfältiger Rechnungen angefertigt worden. Das Eindringen in den Fall

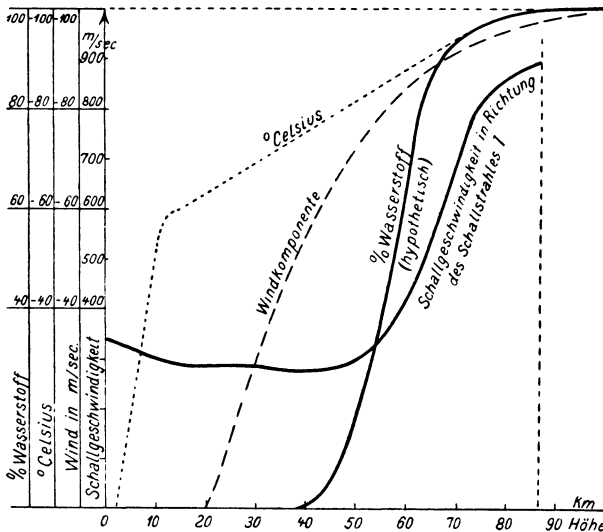


Fig. 1.

zeigte, daß die Möglichkeiten für die Erklärung der Laufzeiten im Hinblick auf die gegebenen Entfernungen und Azimute äußerst eng begrenzt waren, zumal auch die Beobachtungen in den übrigen Azimuten mit Kulminationshöhen bis zu etwa 40 km sich den gewählten Bedingungen einfügen müssen. Besondere Schwierigkeiten bereiteten die gleichzeitigen Ergebnisse von Lyon (I), Entfernung 198 km, Laufzeit 659 sec, relative Schallgeschwindigkeit 300.5 m/sec, und von Unieux (II), Entfernung 160 km, Laufzeit 580 sec, relative Schallgeschwindigkeit 276 m/sec. Diese beiden Orte wurden daher für die Darstellung gewählt.

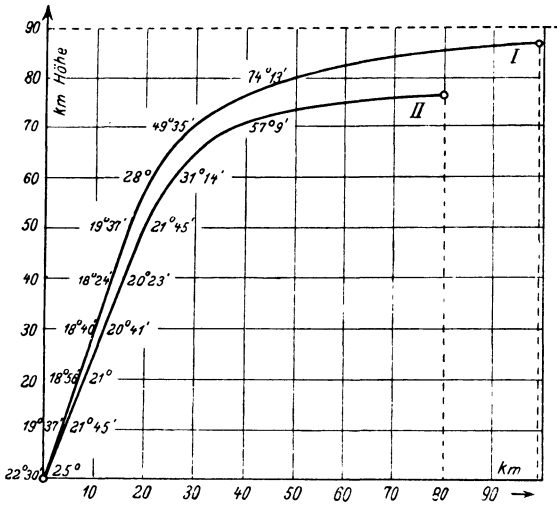


Fig. 2.

In Fig. 1*) ist auf der Abszisse die Höhe in Kilometern abgetragen, auf der Ordinate sind entsprechend den vier Kurven vier Maßstäbe gewählt, nämlich für die Temperaturkurve, die hypothetische Wasserstoffkurve, die Kurven der Windkomponente

und der Schallgeschwindigkeit in Richtung Lyon (I). Die Schallgeschwindigkeitskurve in Richtung II verläuft ähnlich. Der Zusatz hypothetisch bei der Kurve für den Wasserstoffgehalt mit der Höhe soll zum Ausdruck bringen, daß eine

*) Die Kurven für Temperatur und Windkomponente sind nach unten sich fortsetzend zu denken.

derartige Verteilung erforderlich wäre, um die zu erzielende Schallgeschwindigkeit zu bewirken; es soll aber offen bleiben, welche anderen Ursachen der Überschallgeschwindigkeit noch beteiligt sind.

In Fig. 2 ist auf der Ordinate die Höhe in Kilometern abgetragen, auf der Abszisse die Entfernung in Kilometern. Kurve I bezieht sich auf La Courtine-Lyon, Azimut 90°, Kurve II auf La Courtine-Unieux, Azimut 105°. Die Abgangs- bzw. die Brechungswinkel von 10 zu 10 km sind bei den Kurven angeschrieben. Die Kulminationshöhen des Schallstrahls sind für I 87 km, für II 77 km. Die ermittelten Laufzeiten waren: für I 650 sec statt 659 sec beobachtet; für II 598 statt 580 sec beobachtet, also eine hinreichende Übereinstimmung, die unter Berücksichtigung des Strahlungseinflusses auf die Schallgeschwindigkeit noch verbessert werden kann.

Neuere Beobachtungsergebnisse, die diesen Darlegungen widersprechen, sind mir nicht bekannt geworden; jedoch möchte ich mit einigen Worten auf die von Prof. Kühl zur Verfügung gestellten (noch nicht veröffentlichten) Beobachtungsergebnisse der Sprengung in Jüterbog vom 26. Juni 1926 eingehen. In Potsdam (37 km) und Rathenow (72 km) sind außer den Haupteinsätzen Nachläufer registriert worden, die relative Schallgeschwindigkeiten bis herab zu 227 m/sec ergeben. Prüft man die Laufzeiten im Hinblick auf die Entfernungen, so zeigt sich, daß der tatsächliche Umweg der verspätet angekommenen Schallwellen in Potsdam im Mittel 6, im Maximum 15 km beträgt, in Rathenow 16 bzw. 26 km. Die Schallstrahlen können für Potsdam also keinesfalls über 18 bis 20 km hinausgehen. Hierfür können in Anbetracht der kurzen Entfernungen vom Schallherd aber keine den Reflexionsgesetzen entsprechenden Bedingungen für den Transport gefunden werden, vor allem scheiden höhere Schichten der Stratosphäre ganz aus. Für Rathenow könnte nur für die Extremfälle (etwa 30 km Kulminationshöhe) und unter Annahme sehr starker Winde mit östlicher Komponente in den oberen Schichten ein derartiger Schalltransport konstruiert werden. Die Ergebnisse, namentlich für Potsdam, sind daher meines Erachtens auf andere Ursachen (z. B. Echowirkung) zurückzuführen.

Zusammenfassung. Die Möglichkeit der Ausbildung von Zonen der Hörbarkeit mit nomaler und anormaler Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Azimuten von der Schallquelle aus hängt im wesentlichen von den Windverhältnissen der Tropo- und Stratosphäre ab. In besonderen Fällen ist die Zusammensetzung der oberen Stratosphäre beteiligt. Nicht nur die Zonen des Schweigens, auch bestimmte Azimute werden unter dem Einfluß der Wetterlage keine Schallstrahlen registrieren können, da sie keine erhalten. Die Schallphänomene sind daher nicht auf eine einzige Ursache zurückzuführen, sondern im wesentlichen von der Richtung des Schallstrahles bei der herrschenden Witterung abhängig.

Literatur.

¹⁾ A. Wegener: Die äußere Hörbarkeitszone und ihre periodische Verlagerung im Jahresverlauf. Meteorol. Zeitschr. 1925, Heft 7.

²⁾ B. Gutenberg: Über die Ausbreitung des Schalles in der Atmosphäre. Die Naturwissenschaften 1926, Heft 16.

³⁾ A. Wegener: Die äußere Hörbarkeitszone. Zeitschr. f. Geophys. 1925, Heft 7.

4) G. Angenheister: Die Laufzeit des Schalles für große Entfernungen. Zeitschr. f. Geophys. 1925, Heft 7, und 1926, Heft 2/3.

5) E. Wiechert: Erste Mitteilungen über Lufterschütterungen usw. Zeitschr. f. Geophys. 1924, Heft 1.

6) Derselbe: Bemerkungen über anomale Schallausbreitung in der Luft. Nachr. d. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl., 1925 (Dezember).

7) Ch. Maurain: Sur la propagation des ondes aériennes, Annales de Institut du Physique du Globe, Paris 1926.

8) Rudolf Meyer: Die Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone. Zeitschr. f. Geophys. 1926, Heft 2/3.

9) J. Kölzer: Die Schallausbreitung in der Atmosphäre und die äußere Hörbarkeitszone. Meteorol. Zeitschr. 1925, Heft 12, und 1926, Heft 1.

10) J. Kahlke: Meteorschweife und hochatmosphärische Windströmungen. Ann. d. Hydr. 49 (1925).

11) L. Vegard: The auroral spectrum. Phil. Mag. (6) 46, 193 (1923).

12) Derselbe: Das Leuchten verfestigter Gase und seine Beziehungen zu kosmischen Vorgängen. Ann. d. Phys. 4, 79 (1926), Heft 5.

Berlin, den 15. Juli 1926.

Ist die äußere Hörbarkeitszone durch Überschallgeschwindigkeit der Welle in der Stratosphäre zu erklären?

Von Rudolf Meyer in Riga.

Die vom Temperaturgradienten in der Atmosphäre abhängige Brechung der Schallstrahlen ruft eine Zusammendrängung der anfänglichen Halbkugelwelle auf eine verhältnismäßig kleine Kalotte, und damit eine besonders in der äußersten Zone beträchtliche Steigerung der Intensität hervor; doch darf man danach nur auf einer schmalen Zone, zu der bloß ein geringer Bruchteil der gesamten Wellenenergie gehört, größere Überschallgeschwindigkeiten erwarten. Wenn aber in großer Höhe infolge der Abnahme der Luftdichte oder aus anderen Gründen weitere Teile der Welle eine auch nur geringe Frontänderung im Sinne einer Brechung nach unten erfahren, zieht diese ihrerseits eine Zusammendrängung der Wellenoberfläche, eine Erhöhung der Intensität und fortgesetzte Steigerung der Geschwindigkeit nach sich, und damit eine Reflexion größerer Teile der Welle in der Richtung zur Erde.

Die von A. Wegener⁴⁾ ausgesprochene Anregung zu einer Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone durch Überschallgeschwindigkeiten in der dünnen Luft großer Höhen wird von Wiechert⁵⁾ abgelehnt unter Hinweis darauf, daß die relativen Druckschwankungen in rund 45 km Höhe, wo die Reflexion stattfinden sollte, sogar senkrecht über dem Explosionsherd nicht das erforderliche hohe Maß erreichen. Obgleich ich ebenfalls zu dem Ergebnis gekommen bin⁸⁾, daß eine gewöhnliche Kugelwelle erst in viel größerer Höhe zu Überschallgeschwindigkeiten führen kann, habe ich den Versuch dadurch nicht für widerlegt angesehen, und in Kürze zu Wiecherts Schlußfolgerung geäußert, daß die Annahme einfacher Kugelwellen hier zu einem Fehlschluß führen muß; berücksichtigt man die Brechung der Schallstrahlen in der Atmosphäre, so gewinnt das Ergebnis ein wesentlich anderes Aussehen.

Es ist nicht möglich, in allgemeiner Form das Fortschreiten einer Stoßwelle in aller Strenge zu berechnen. Unsere Aufgabe muß sich darauf beschränken, von bekannten Bedingungen ausgehend festzustellen, wo die Schwingungsweite Werte erreicht, die eine Überschallgeschwindigkeit hervorrufen; die weiteren Folgen kann man nur qualitativ prüfen.

I. Unter der Annahme einer planparallelen, horizontalen Schichtung der ruhenden Atmosphäre und einer Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit allein von der Temperatur findet man:

$$\frac{\sin a}{\sin b} = \frac{v_1}{v} = \frac{\sqrt{T_1}}{\sqrt{T}} = k \dots \dots \dots (1)$$

Hier bedeuten a und b die Winkel zwischen der aufwärts gerichteten Senkrechten und dem Schallstrahl (an seinem Ausgangspunkt nahe der Erdoberfläche und in der Höhe), v_1 und v die entsprechenden Schallgeschwindigkeiten, T_1 und T die absoluten Temperaturen der Luft.

Durch Differenzieren erhält man unter der Voraussetzung eines konstanten Verhältnisses der Temperaturen T_1 und T :

$$db = \frac{\cos a}{k \cos b} da \dots \dots \dots (2)$$

Die letztgenannte Voraussetzung ist zulässig, denn die unter den Winkeln a und $a + da$ ausgehenden Schallstrahlen liegen noch dicht beieinander, und ihre Fortsetzungen mit den Neigungen b und $b + db$ sollen von uns im Gebiet der Stratosphäre untersucht werden, wo T als unabhängig von der Höhe gelten kann. Wenn a gleich 90° ist, b aber kleiner als dieses, so wird db zu Null: die Strahlen eines Büschels in vertikaler Ebene, die am Ausgangspunkt eine kleine Streuung (da) besitzen, verlaufen in der untersuchten größeren Höhe einander parallel.

Die Intensität (J) einer Welle ist proportional dem Quadrat der Schwingungsweite (A), der ersten Potenz der Geschwindigkeit (v) und der Dichte (δ) des Mittels. Andererseits ist, wenn man von einer Absorption absehen darf, die Intensität auf dem zu einem bestimmten Schallstrahlenbündel gehörigen Element der Wellenoberfläche (dO) umgekehrt proportional der Größe dieses Elements:

$$\frac{J}{J_1} = \frac{A^2 v \delta}{A_1^2 v_1 \delta_1} = \frac{dO_1}{dO}.$$

Es wird vorausgesetzt, daß die Überschallgeschwindigkeit nicht von der absoluten Größe der Schwingungsweite, sondern vom Verhältnis der Schwingungsweite zur Wellenlänge abhängig ist. Wohl macht die Definition der Länge einer Explosionswelle einige Schwierigkeiten, doch hat das hier nicht viel zu sagen, da diese ganze Voraussetzung keinen entscheidenden Einfluß auf das Ergebnis der weiteren Betrachtungen hat. Da die Wellenlänge ihrerseits (bei gegebener Periode) proportional der Geschwindigkeit v ist, schreiben wir:

$$\left(\frac{A}{v}\right)^2 : \left(\frac{A_1}{v_1}\right)^2 = v_1^3 \delta_1 dO_1 : v^3 \delta dO = k^3 \delta_1 dO_1 : \delta dO \dots \dots (3)$$

Nimmt man an, daß die mit dem Index 1 bezeichneten Werte A_1 , v_1 und O_1 in einer so kleinen horizontalen Entfernung r_1 vom Schallherd gelten, daß die

Brechung der Schallstrahlen noch vernachlässigt werden darf, und die Welle als (obere Hälfte einer) Kugelwelle betrachtet werden kann, so findet man für dO_1 den Ausdruck:

$$dO_1 = \frac{2\pi r_1^2 da}{\sin a} \dots \dots \dots (4)$$

Bezeichnet man ferner mit r die horizontale Entfernung zwischen dem Schallherd und einer solchen Zone der Wellenfläche, die einem konstanten Neigungswinkel (b) der Strahlen entspricht, mit ρ den Krümmungsradius des vertikalen Schnittes der Wellenoberfläche, so wird:

$$dO = 2\pi r \rho db.$$

Bis zu bedeutenden Entfernungen vom Schallherd bleiben die durch die normalen Temperaturverhältnisse bedingten Abweichungen der Wellenoberfläche von der Kugelgestalt sehr gering. Der Krümmungsradius ρ muß also annähernd gleich der Entfernung der Wellenzone von der Schallquelle sein, und man darf in einer Überschlagsrechnung ρ gleich $r/\sin b$ setzen. Schreibt man dann noch statt db den in (2) angegebenen Ausdruck hin, so erhält man:

$$dO = \frac{2\pi r^2 \cos a}{\sin a \cos b} da \dots \dots \dots (5)$$

Die Formel (3) verwandelt sich unter Berücksichtigung der gefundenen Beziehungen (4) und (5) in:

$$\left(\frac{A}{v}\right)^2 : \left(\frac{A_1}{v_1}\right)^2 = k^3 \delta_1 r_1^2 \cos b : \delta r^2 \cos a \dots \dots \dots (6)$$

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle ist offenbar eine stetige Funktion der Schwingungsweite; da die Überschallgeschwindigkeit aber scheinbar unvermittelt erst bei einer bestimmten Schwingungsweite merklich wird, wollen wir die Möglichkeit einer solchen Wahl von r_1 voraussetzen, daß die übernormale Geschwindigkeit der den Explosionsherd umgebenden Welle praktisch gerade in die normale Geschwindigkeit übergeht. Das entspricht einem bestimmten Wert von A_1/v_1 . Die obige Formel zeigt, daß derselbe Grenzwert des Verhältnisses A/v in größerer Entfernung wieder erreicht werden kann, und daß somit die Welle wieder Überschallgeschwindigkeit annehmen kann, wenn:

$$\delta r^2 = \delta_1 r_1^2 k^3 \frac{\cos b}{\cos a}.$$

Wenn a nahe genug bei 90° liegt, kann diese Bedingung bei beliebig großem r und bei beliebigem Wert von δ erfüllt werden. Es könnte demnach bei einem Winkel a gleich 90° auch ohne Dichteänderung der Luft der Grenzwert von A/v nicht nur erreicht, sondern auch überschritten werden, wenn nur überhaupt eine Brechung von der Art stattfindet, wie sie den gewöhnlichen Temperaturverhältnissen entspricht.

Hiermit ist noch keine Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone gegeben. Erstens tritt durch Steigerung der Wellengeschwindigkeit nur dann eine Reflexion nach unten ein, wenn in einem Schallstrahlenbündel die höher gelegenen Strahlen die größere Geschwindigkeit besitzen, während nach unseren Betrachtungen

gerade das Gegenteil statthat. Zweitens bezieht sich die berechnete Steigerung der Schwingungsweite und der Geschwindigkeit nur auf eine äußerst schmale Zone, und es erscheint fraglich, ob ein ausreichend großer Teil der Wellenenergie an diese Zone gebunden ist.

Die primitive Fiktion der Schallstrahlen erweist sich als wenig geeignet zur Lösung unserer Aufgabe. In Wirklichkeit werden ja niemals Strahlen von unendlicher Intensität beobachtet, wie sie einem Ausgangswinkel von 90° entsprechen sollten. Nach dem Huyghensschen Prinzip muß die hohe Intensität einer Wellenzone auf die benachbarten Zonen übergreifen, und an Stelle eines unendlich hohen Randwertes der Schwingungsweite neben einem Raum des Schweigens wird eine wohl hohe, aber endliche, beiderseits allmählich abnehmende Intensität auf einer Zone, die ungefähr dem berechneten b entspricht, vorhanden sein. Es ist demnach zu prüfen, ob die Intensität einer Wellenzone von endlicher Breite so bedeutend wird, daß sie bei geringer Luftdichte zu einer Überschallgeschwindigkeit führen muß, und ob der außerhalb der Linie maximaler Intensität liegende Teil dieser Zone eine genügende Energiemenge enthält, um die äußere Hörbarkeitszone zu speisen.

Die Unzulänglichkeit der obigen Berechnung läßt sich einigermaßen verbessern, wenn man die Ausdrücke (4) und (5) für dO_1 und dO integriert, und zwar von a gleich 90° bis zu einem Wert von a' , der um eine endliche Größe von 90° abweicht. Die Integration macht nicht die geringste Schwierigkeit, wenn man in Berücksichtigung der ohnehin zugelassenen Vereinfachungen $\sin a$ im Nenner von (4) und $\sin a \cos b$ im Nenner von (5) als konstant ansieht, was man unbedenklich tun darf, wenn a sich nicht viel von 90° unterscheidet.

Wählt man z. B. a' gleich $89^\circ 30'$ und berechnet b für Temperaturen T_1 und T gleich 273° und 213° , so erhält man als Verhältnis der Zonen O_1 zu O den Wert $107 r_1^2/r^2$. Ist δ/δ_1 , wie Wiechert voraussetzt, gleich $1/1000$, nimmt man weiter an, daß merkliche Überschallgeschwindigkeiten bloß bis zu Entfernungen von 250 m von der Schallquelle reichen, und daß die Randzone der Welle sich erst in 100 km horizontaler Entfernung von dem Explosionsherd bis zur Höhe von 45 km erhebt, so findet man nach (3), indem man dO_1/dO durch O_1/O ersetzt:

$$\left(\frac{A}{v}\right)^2 : \left(\frac{A_1}{v_1}\right)^2 = 1.$$

Die mittlere Schwingungsweite auf einer Wellenzone, die den unter einem Winkel zwischen $89^\circ 30'$ und 90° ausgehenden Strahlen entspricht, ist an dem Orte, wo die Reflexion zu erwarten ist, fast genau so groß, wie in 250 m Entfernung von der Schallquelle.

Weiter findet man, daß die den angenommenen Winkelgrenzen entsprechende Zone $1/115$ der gesamten Energie der Halbkugelwelle enthält. Nach den obigen Überlegungen kommt aber nur der außerhalb des Intensitätsmaximums belegene Teil dieser Zone, also vielleicht die Hälfte, für die Reflexion in Betracht. Es erscheint zum mindesten fraglich, ob eine genauere theoretische Untersuchung und Messungen der in die äußere Hörbarkeitszone reflektierten Energie eine Erklärung auf dieser Grundlage gestatten werden.

Dagegen kann die durch Beugung entstandene äußerste Zone der Welle, die nach oben durch eine Linie maximaler Intensität begrenzt ist, andere Erscheinungen erklären. In Entfernungen von der Schallquelle, wo weniger intensive Schallstrahlen längst durch Brechung von der Erde nach oben abgelenkt sind, bleiben Explosionswellen noch hörbar, weil die Wellenfläche sich durch Beugung erweitert. Ist diese Annahme richtig, so können unter Umständen die an der Erdoberfläche in dem durch Beugung entstandenen Wellenteil ausgeführten Bestimmungen der Reichweite der Überschallgeschwindigkeit zu Irrtümern Veranlassung geben, und es ist möglich, daß die Überschallgeschwindigkeit in einiger Höhe über dem Erdboden bis zu merklich größeren Entfernungen bestehen bleibt.

II. Betrachtungen anderer Art bieten mehr Aussicht auf eine befriedigende Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone.

Aus den Beobachtungen über die Laufzeit des Schalles sind die Bahnen der Schallstrahlen geometrisch berechnet worden, um dann nachträglich die physikalische Seite des Vorganges zu klären. Die geometrischen Betrachtungen können aber keine von den physikalischen Voraussetzungen unabhängige Geltung beanspruchen. So liegt diesen Berechnungen die Voraussetzung zugrunde, daß die Geschwindigkeit der Welle eine Funktion ausschließlich der Höhe über dem Erdboden ist. Sobald wir die Möglichkeit einer Überschallgeschwindigkeit anerkennen, fällt diese Voraussetzung, und es wird damit den Arbeiten über die Schallbahn in den größten Höhen die Grundlage entzogen. So ist es z. B. möglich, daß der Scheitel der Schallbahn kein Symmetriepunkt ist.

Wir müssen trotzdem, um nicht jeden Anhaltspunkt für weitere Untersuchungen zu verlieren, einstweilen die Bahnen der Schallstrahlen gelten lassen, wie sie z. B. Gutenberg ¹⁾ durch Rechnung gefunden und durch Zeichnung dargestellt hat. Nach der anfänglichen Krümmung der Bahn in einem Sinne (hohle Seite nach oben) wird ein Wendepunkt in 30 bis 35 km Höhe überschritten, und es findet eine Krümmung im umgekehrten Sinne (hohle Seite nach unten) statt. Von zwei benachbarten Strahlen wird hier der obere etwas voreilen, und es wird damit die Lage der Wellenfront ein wenig verändert; zugleich findet eine Verkleinerung der Wellenoberfläche statt. Nach Gutenberg schneiden sich die benachbarten Schallstrahlen schließlich. Aus der Bedingung, daß Strahl und Wellenoberfläche senkrecht aufeinander stehen, läßt sich folgern, daß die Welle auf den verschiedenen Bahnen nicht etwa zu verschiedenen Zeiten den Schnittpunkt erreicht, sondern durchaus gleichzeitig. Der Schnittpunkt auf der Figur ist also der Konvergenzpunkt eines Wellenteiles, oder richtiger, die punktförmige Darstellung einer zur Bildebene senkrechten Konvergenzlinie, und es ist klar, daß bei Annäherung an die Konvergenzstelle eine Erhöhung der Schwingungsweite stattfinden muß. Daraus folgt, daß eine einmal eingeleitete, sei es auch nur geringe Brechung im genannten Sinne von selbst die Bedingungen schafft, die mit der vergrößerten Schwingungsweite auch eine erhöhte Geschwindigkeit geben; dadurch wird die Zusammendrängung der Welle wiederum verstärkt usw.; es bedarf also in den Luftschichten von ganz geringer Dichte nur eines kleinen Anstoßes, um den Vorgang der starken Brechung einzuleiten, der dann von selbst zunimmt, bis die Welle durch Reflexion wieder in dichtere

Luft gerät, wo die Schwingungsweiten kleiner sind, und eine normale Ausbreitung erfolgt. Es ist dabei von wesentlicher Bedeutung, daß in der Stratosphäre die Intensität auf allen Teilen der Wellenoberfläche verhältnismäßig groß ist: schrumpft doch die als Halbkugel ausgehende Welle auf eine Kalotte zusammen, die ungefähr einem Viertel der ganzen Kugeloberfläche entspricht. Nach Formel (6) findet man unter Zugrundelegung derselben Temperaturen wie oben:

a	90°	88°	85°	80°	75°	45°	15°	0°	
$\left(\frac{A}{v}\right)^2 : \left(\frac{A_1}{v_1}\right)^2$	∞	19.5	7.9	4.1	2.9	1.6	1.5	1.5 mal	$\frac{\delta_1 r_1^2}{\delta r^2}$.

Wenn es auch zurzeit nicht möglich ist, ein genaues Bild vom Verlauf der Schallstrahlen im höchsten Teile ihrer Bahn zu gewinnen, so kann es doch keinem Zweifel unterliegen, daß die Ausbreitung der Welle im großen und ganzen so, wie geschildert wurde, vor sich gehen muß. Und dann kann es gar nicht anders sein, als daß die Konvergenz der Schallstrahlen eine Steigerung der Schwingungsweite und eine Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit nach sich zieht. Es ist nur noch eine Frage, ob die Einleitung des beschriebenen Vorganges durch ein Ansteigen der Temperatur oder eine Abnahme des Molekulargewichts geschieht, oder ob eine, an sich verschwindend geringe Steigerung der Schallgeschwindigkeit allein durch die abnehmende Dichte der Luft eintritt; scheinbar belanglos, kann sie ausreichend sein, um auf die angegebene Weise eine starke Brechung der Strahlen hervorzurufen. Allerdings muß man zugeben, daß die Geschwindigkeit der Wellen eine stetige Funktion der Schwingungsweite ist, eine Anschauung, zu der sich Mach bekannte, und deren praktische Bedeutung er durch den Hinweis darauf hervorhob, daß jede Schallwelle mehr oder weniger den Charakter einer Explosionswelle besitze²⁾. Nirgends dürften diese Worte mehr zu beherzigen sein als in der meteorologischen Akustik.

Eine Berechnung in der Art der oben für die Randzone durchgeführten muß noch weniger streng ausfallen als diese, und hat deshalb kaum einen Wert. Überhaupt wird man grundsätzlich feststellen müssen, daß eine geometrische Behandlung des Strahlenganges jetzt vielleicht noch zeitgemäß ist, daß sie aber nur die Vorstufe zur Wellentheorie der äußeren Hörbarkeitszone bilden kann, und daß man von ihr nicht mehr als ein rohes Bild der tatsächlichen Verhältnisse erwarten darf.

Insbesondere sind die Ergebnisse der oben ausgeführten Rechnungen wohl nur der Größenordnung nach sicher. Man wird trotzdem nicht daran zweifeln dürfen, daß infolge der geringen Dichte der Luft in großer Höhe Überschallgeschwindigkeiten vorkommen, und man wird die besten Hoffnungen auf diesen Erklärungsversuch der äußeren Hörbarkeitszone setzen dürfen. Temperatur, Wind und Änderungen des Molekulargewichts kommen sicher als „störende“ Faktoren, vielleicht sogar als notwendige Bedingungen in Betracht.

Literatur.

1) B. Gutenberg: Die Schallgeschwindigkeit in den untersten Schichten der Atmosphäre, Zeitschr. f. Geophys. 2, 101 (1926) und: Über die Ausbreitung des Schalles in der Atmosphäre, Die Naturwissenschaften 14, 338 (1926).

2) E. Mach: Über den Verlauf der Funkenwellen, Sitzungsber. d. math.-nat. Kl. d. Akad. d. Wiss. Wien **77**, II, 837 (1878).

3) R. Meyer: Die Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone, Zeitschr. f. Geophys. **2**, 78 (1926).

4) A. Wegener: Die äußere Hörbarkeitszone, Zeitschr. f. Geophys. **1**, 310 (1925).

5) E. Wiechert: Bemerkungen über die anormale Schallausbreitung in der Luft, Nachr. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, math.-phys. Kl. 1925, S. 67; Über die Schallausbreitung in der Atmosphäre, Meteorol. Zeitschr. **42**, 85 (1926); Die anormale Schallausbreitung als Mittel der Erforschung der Stratosphäre, Zeitschr. f. Geophys. **2**, 99 (1926).

Funkortung.

Referat von **A. Wedemeyer** in Schlachtensee.

Landmesser und Seeschiffer bestimmen ihren Beobachtungsort durch optische Peilungen von Landmarken, wie Baken, Kirchtürme, Leuchttürme, Feuerschiffe, solange sie nicht durch Dunst oder Nebel verdeckt sind. Bei astronomischen Ortungen muß das Gestirn ebenfalls sichtbar sein. Akustische Peilungen in der Luft und im Wasser bieten wegen der schwankenden Dichte des vermittelnden Mediums nur ein unzuverlässiges Hilfsmittel. Nachdem es gelungen war, Funksignale auf weite Entfernungen hörbar zu machen, versuchte man diese Signale, für die der Nebel kein Hindernis bildet, zur Ortung heranzuziehen. Die technische Entwicklung der Peilgeräte beanspruchte längere Zeit. Während es vor Ausbruch des Weltkrieges gelungen war, von einer festen Peilstelle am Lande aus einen fahrenden Sender einzupeilen, ist es erst neuerdings gelungen, Bordpeiler zu bauen, die vom fahrenden Empfänger aus die Funksignale fester Funkbaken sicher einpeilen können. Die bis jetzt erreichte Schärfe der Peilungen läßt vermuten, daß in nicht zu ferner Zeit die irdische optische und die astronomische Ortung in den Hintergrund gedrängt werden. Für den Mathematiker erwächst daraus die Aufgabe, für ungeübte Rechner eine brauchbare sichere Methode der Funkortung auszuarbeiten.

In der Natur vollziehen sich in der Regel die Erscheinungen auf dem kürzesten Wege. Man wird deshalb annehmen, daß die Funkstrahlen auf einem Großkreise (geodätischen Linie) vom Sender zum Empfänger gelangen. Der Empfänger hat zu ermitteln, unter welchem Winkel der ankommende Funkstrahl seine Nord-Süd-Linie schneidet, mit anderen Worten: er hat das Azimut des Senders zu bestimmen. Eine feste Funkstelle am Lande wird die Nord-Süd-Linie durch Miren festlegen, auf die dann die Nulllinie des Richtkreises des Peilapparates eingestellt wird. Das fahrende Schiff muß die Nord-Süd-Linie mit dem Kreisel- oder Magnetkompaß bestimmen. Wenn himmlische Objekte (evtl. durch den Nebel hindurch) sichtbar sind, kann es auch die Azimute dieser Objekte als Nulllinien verwenden. Wie ersichtlich, unterscheiden sich beide Peilmethoden nur durch den Genauigkeitsgrad. Die Auswertung ist jedoch grundverschieden, da im ersten Falle die Standlinie des Schiffes ein Großkreis, im zweiten aber eine Azimutgleiche, d. i. der geometrische Ort aller Punkte auf der

Erde, die die Funkbake in demselben Azimut peilen, ist. Dementsprechend müssen zwei Methoden der Auswertung entwickelt werden. Denjenigen Methoden, die die geringste Arbeit erfordern und nach Möglichkeit die gleichen Rechnungen benutzen, so daß der Rechner nicht mit Formeln überlastet wird, ist der Vorzug zu geben. Im folgenden sollen die bislang vorgeschlagenen Methoden kurz besprochen werden.

1. Ist das Schiff von einer festen Funkstelle gepeilt, so befindet es sich auf einem Großkreis (Vertikalkreis) durch die Funkstelle, der den Meridian der Funkstelle unter dem gepeilten Azimut schneidet. In einer gnomonischen Karte werden alle Großkreise als Gerade dargestellt. Die Reichsmarine hat auf Vorschlag von A. Wedemeyer solche Karten (Funkortungs, Richtungskarten) herstellen lassen. Durch Teilkreise um die Örter der Funkstellen ist der Winkelverzerrung Rechnung getragen. Der Schiffer braucht nur eine Gerade zu ziehen, um seine Standlinie scharf darzustellen. Fallen wegen zu großen Maßstabes die Örter der Funkstellen außerhalb der Karte, so kann die Standlinie trotzdem mit Sicherheit gezogen werden, indem man in der Karte die entsprechenden Teilpunkte der beiden Kreissegmente um die Funkstelle verbindet.

Der holländische Ingenieur P. Nordlohne berechnet trigonometrisch zwei Punkte des Großkreises. Die Verbindung dieser beiden Punkte, die in der Nähe des aus der Logrechnung bekannten (gegißten) Schifforts liegen müssen, betrachtet er als Standlinie des Schiffes. Er wendet demnach die sogenannte Sehnenmethode an. Der Vorteil der Methode besteht darin, daß die Seekarte (Merkatorentwurf mit längentreuem Äquator) unmittelbar zur Ortung verwendet werden kann, während man bei Benutzung der gnomonischen Karte den Schiffsort aus dieser Karte entnehmen und in die Seekarte übertragen muß. Nordlohne fällt vom Pol das Lot auf den Peilstrahl durch die Funkstelle. In dem entstandenen rechtwinkligen Dreieck sind bekannt eine Seite (die Poldistanz der Funkstelle, die man dem „Nautischen Funkdienst“ entnimmt) und das gemessene Azimut bzw. dessen Supplement. Mit diesen beiden Größen tabuliert der Autor den Winkel am Pol und das Lot bzw. den Logarithmus einer trigonometrischen Funktion des Lotes. Die Tabellen nehmen geringen Raum ein. Der Schiffer braucht nur zu den Tafellogarithmen den Logarithmus einer trigonometrischen Funktion des Tafelwinkels plus Längenunterschied zwischen Funkstelle und variablem Meridian zu addieren und erhält sofort die zu dem Meridian gehörige Breite. Das Verfahren ist elegant und einfach; es setzt keine neuen Kenntnisse voraus, da diese Art der Berechnung eines Großkreises den Seeleuten geläufig ist.

H. Maurer berechnet zwei Punkte des Vertikalkreises durch Benutzung des Schnittpunktes von Meridian, Vertikalkreis und Loxodrome. Liegt der Schiffsort nicht weit von der Funkstelle ab (bis 600 Seemeilen = 10°), so kann man den Winkel α , den die Loxodrome mit dem Großkreis einschließt, durch die einfache Formel $\alpha = \frac{\Delta\lambda}{2} \sin \varphi_m$ bestimmen ($\Delta\lambda$ = Längenunterschied zwischen den Meridianen der Funkstelle und des variablen Meridians, φ_m = die Mittelbreite zwischen Funkstelle und gejißtem Schiffsort). Einer kleinen graphischen

Tabelle (im „Nautischen Funkdienst“) entnimmt man α mit $\angle \lambda = 10'$ und φ_m . Ist die Breite des geißten Ortes stark fehlerhaft, so muß die Rechnung mit der gefundenen Breite wiederholt werden. Hierin besteht der Nachteil dieser Methode. Für größere Entfernungen hat Maurer eine farbige graphische Tafel (Nachr. f. Seefahrer 1920) empirisch gezeichnet, die mit zwei Breiten und $\angle \lambda$ einen Faktor a liefert, mit dem α multipliziert werden muß.

A. Wedemeyer berechnet den Winkel α mit Hilfe der Neperschen Analogien. Die eine davon schreibt er: $\operatorname{tg} x \times \cos y = \operatorname{tg} z \sin r$. In eine Tabelle (Nautischer Funkdienst) geht man mit z und r ein und entnimmt den Tafelwert. Mit diesem und $90^\circ - y$ entnimmt man derselben Tafel x . Eine zweite kleine Tafel liefert mit den Argumenten $\angle \lambda$ und vergrößerter Breite eine Größe w , so daß $x + w = \alpha$ wird. Der Vorzug dieser Methode ist, daß sie für die ganze Erde gilt, da sie auf strengen Gleichungen beruht. Man kann so zwei Punkte des Großkreises berechnen und nach der Sehnenmethode die Standlinie ziehen. Oder man berechnet mit $x - w$ den Winkelunterschied zwischen Großkreis und Loxodrome am ersten Punkte und zieht die Tangente an den Großkreis als Standlinie. Da die Seekarte winkeltreu ist, schneidet diese Tangente (als Loxodrome gezeichnet) den Meridian unter demselben Winkel wie auf der Kugel. Der Nachteil dieser Methode ist derselbe, wie bei der von Maurer. In die Neperschen Analogien ist die geißte Schiffsbreite eingeführt worden. Falls sie stark fehlerhaft sein sollte ($\angle \varphi = 1^\circ$), ist die Rechnung zu wiederholen, was allerdings geringe Zeit erfordert.

Ist das Schiff von mehreren Funkstellen gepeilt, so ist der Schiffsort der Schnittpunkt der Standlinien. Schneiden sich drei Standlinien nicht in einem Punkte, so wird man den Mittelpunkt des Inkreises des Fehlerdreiecks als wahrscheinlichsten Schiffsort ansehen (Wedemeyer, Nautische Rundschau 1923). H. Stenzel ermittelt den Ort nach der Methode der kleinsten Quadrate zeichnerisch (Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie 1923).

Praktisch wird diese Ortung meist so durchgeführt, daß drei Funkstellen das Schiff gleichzeitig peilen und die Peilungen einer Zentralstelle drahtlos übermitteln. Die Zentralstelle ermittelt den Schiffsort nach der Ortungskarte und funkt ihn dem Schiffe. Ein Nachteil dieser Ortung ist, daß das Schiff über die Genauigkeit der Ortung keinen Anhalt hat. Im Kriege ist diese Ortung gefährlich, da das Schiff seinen Standort durch das abgegebene Funksignal verrät.

2. Hat das Schiff eine Funkbake gepeilt, so steht es auf einer Azimutgleiche. Diese Gleiche ist auf der Kugel und in einer stereographischen Karte, eine Cassinische Linie, deren Mittelpunkt der Pol des Meridians der Funkbake ist (A. Wedemeyer, Ann. d. Hydr. 1910 und Astronom. Nachr. 1910). Schaubilder dieser Gleichen von $A = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ usw. für eine Funkbake auf 20° N-Breite sind im „Nautischen Funkdienst“ abgedruckt. Diese Kurven kann der Seefahrer mit Bordmitteln nicht zeichnen. Er muß das kleine Stück Azimutgleiche, das in der Nähe seines geißten Schifforts liegt, durch eine Gerade in der Seekarte ersetzen, die entweder Tangente oder Sehne ist. Darauf sind die folgenden Methoden aufgebaut. Um die Tangente ziehen zu können, muß ihre Richtung ermittelt werden. A. Wedemeyer berechnet die Richtung durch den Differential-

quotienten $\cos \varphi \frac{d\lambda}{d\varphi}$ oder $\cos h \frac{dA'}{dh}$ (Ann. d. Hydr. 1910 und Astronom. Nachr. 1910). Er findet, daß die Richtung nur eine Funktion des Kurvenpunktes (φ, λ oder h, A') ist, h ist der Abstand vom Horizont der Funkbake, A' der Winkel, den der Peilstrahl mit dem Meridian der Funkbake bildet. Unter dem Winkel r , definiert durch $\operatorname{tgr} = \cosh \frac{dA'}{dh} = \operatorname{tg} \lambda \sin \varphi$, schneidet die Gleiche den Peilstrahl. Zur Auflösung der Gleichung dient die schon unter 1. erwähnte Tafel. In „Nautische Rundschau“ 1925, Heft 1 gibt Wedemeyer eine geometrische Ableitung des Tangentenwinkels mit Hilfe einer gnomonischen Karte. Er ersetzt ein kleines Kurvenstück durch einen Kleinkreis, den Umkreis des Kartendreiecks, und führt dadurch die Aufgabe auf die ähnliche in der Ebene zurück: Welches ist der Ort für die Spitzen aller Dreiecke mit konstanter Basis und konstantem Winkel an der Spitze? Ersetzt man das Kurvenstück durch einen Großkreis, so kann man den Tangentenwinkel unmittelbar nach dem Kotangentensatze anschreiben. V. Kobbe und C. de Hart (de Zee, 1926, Augustheft, S. 540) zerlegen das kleine Dreieck in zwei rechtwinklige. Coldewey glaubt eine noch einfachere geometrische Ableitung gefunden zu haben (Ann. d. Hydr. 1926).

A. Wedemeyer führt, ähnlich wie Gauß, den Rückwärtseinschnitt auf der Kugel auf einen Vorwärtseinschnitt zurück, indem er mit den schon erwähnten Tafeln den Winkel A' bei der Funkbake ermittelt. Damit ist 2. durch 1. gelöst. Da die Seekarte winkeltreu ist, kann man die Tangente unter dem Winkel $A + r$ im Kurvenpunkt an den Meridian antragen. Oder man ermittelt zwei Kurvenpunkte und zieht die Standlinie als Sehne. (Nautischer Funkdienst 1926, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, Bd. 25, Heft 6, 1925, Marine-Rundschau 1924, Telefunken-Zeitschrift, Nr. 39, 1925.) Jeder Rechnung ist man enthoben durch Benutzung von Wedemeyer, Tafeln zur Funkortung, worin für eine Anzahl Funkbaken die Örter der Azimutgleichen zusammengestellt sind.

E. Wendt ermittelt zwei Kurvenpunkte interpolatorisch aus den Azimutafeln (Ann. d. Hydr. 1925). Da die Tafeln der deutschen Nautischen Tafeln zu ungenau sind, schlägt er den Gebrauch von Leckys General Utility Tables vor.

W. Immler zerlegt das Poldreieck durch das Lot vom geißten Ort auf den Meridian der Funkbake in zwei rechtwinklige Dreiecke, deren Teile aus einer Tafel gefunden werden. Der eine Teil ist der Winkel, unter dem die Gleichennormale den Meridian des geißten Schiffsorts schneidet. Auf der Normalen wird ein Kurvenpunkt (Leitpunkt) der wahren Azimutgleiche bestimmt und durch ihn senkrecht zur Normalen die Standlinie gezogen (Ann. d. Hydr. 1925; W. Immler, Azimutafeln zur Bestimmung der Azimutgleichen, 1926, Hamburg, Eckardt & Meßtorf). Immler setzt voraus, daß die Tangente im Leitpunkt mit der wahren Azimutgleiche denselben Winkel bildet wie die Tangente im geißten Ort an die errechnete Azimutgleiche. Diese Voraussetzung ist nur in wenigen Fällen erfüllt. Darin besteht ein Nachteil dieser Methode. Ein anderer ist die verwickelte Benutzung der Hilfstafel.

S. v. Kobbe fällt das Lot von der Funkbake auf den Meridian des geeigneten Ortes. Zwei Hilfsgrößen für jede Funkbake lassen sich leicht in kleine Tabellen bringen. Der Seefahrer hat nur zwei Logarithmen aufzuschlagen und erhält (ähnlich wie bei Nordlohne) die Breite des Leitpunktes (Ann. d. Hydr. 1925). Diese Methode zeichnet sich durch Einfachheit und Eleganz aus. Man kann sie als Sehnen- oder Tangentenmethode anwenden. H. Gadow hat in den Veröff. d. Marine-Observatoriums Wilhelmshaven, 1926, derartige Hilfstabellen zur Funkortung für die nordeuropäischen Gewässer veröffentlicht. A. Wedemeyer und H. Gadow haben für Amundsens Nordpolfahrt solche Tabellen für 63 Funkbaken zusammengestellt.

Die Methoden unter 2. sind ausführlich entwickelt und mit Beispielen versehen in „Leib und Nitzsche, Funkpeilungen, Mittler & Sohn, Berlin 1926“.

Der Schnittpunkt mehrerer Standlinien liefert den Schiffsort. Damit ist der Rückwärtseinschnitt auf der Kugel in einfacher Weise gelöst. Als ein fester Punkt ist dabei der Erdpol angenommen worden. Die strenge Auflösung führt auf Gleichungen 4. Grades. (A. Wedemeyer, Das Pothenotsche Problem auf der Kugel, Ann. d. Hydr. 1910; Astronom. Nachr., Bd. 185.) S. v. Kobbe (Ann. d. Hydr. 1910), Wilkens (Astronom. Nachr., Bd. 191, Über die Verallgemeinerung des Gaußschen Dreihöhenproblems), Harzer (Astronom. Nachr. Bd. 193), W. Immler (Ann. d. Hydr. 1917) erweitern das Problem, indem sie (ähnlich wie in der Ebene) drei beliebige feste Örter annehmen und zugleich den Schiffsort im geographischen Koordinatennetz bestimmen. Es zeigt sich, daß diese Lösungen, sowohl die direkten als auch die indirekten, für die Praxis unbrauchbar sind. A. Wedemeyer bestimmt erst den Schiffsort relativ zu den drei Funkbaken direkt unter Anwendung einer gnomonischen Karte (Gl. 2. Grades) und daran erst den Ort in geographischen Koordinaten (Mitt. a. d. deutschen Schutzgebieten, Ergänzungsheft 4, 1910).

Den Rückwärtseinschnitt behandelt in origineller Weise A. v. Triulzi in „De Zee“, März 1926, S. 203. Er stellt eine Plattkarte (rechtwinkliges kartesisches Koordinatensystem) her mit den beiden gemessenen Azimuten und trägt als Funktion Breiten- und Längengleichen ein. Für Flächen geringer Ausdehnung ist die Karte recht brauchbar. Sind mehr als zwei Azimute gemessen, so wird man aus den Karten die entsprechenden Schiffsorter entnehmen, in eine Seekarte eintragen und aus dem Fehlerpolygon den wahrscheinlichsten Schiffsort ermitteln.

Beim Rückwärtseinschnitt wird stillschweigend vorausgesetzt, daß die Azimute gleichzeitig gemessen sind. Diese Forderung kann selten erfüllt werden, deshalb kommen für die Praxis nur die Lösungen mittels Standlinien in Frage.

Die Berücksichtigung des Erdellipsoids ist bei manchen der entwickelten Methoden einfach. Um auf einfachste Weise den Unterschied Geodätisches — Kugelazimut zu berücksichtigen, empfiehlt Wedemeyer die Benutzung der Mollweideschen Projektion des Ellipsoids auf die Kugel und dann in die Ebene nach Merkators Entwurf. Diese Projektion liegt den Seekarten zugrunde. Sie ist nicht streng winkeltreu; der größte Winkelunterschied beträgt etwa 4". Man kann nun annehmen, was bei der geringen Exzentrizität gestattet sein wird, daß

die Unterschiede der Winkel Loxodrome-Großkreis und Loxodrome des Ellipsoids — Geodätische Linie einander gleich sind. Dann braucht man nur den Winkelunterschied der beiden Loxodromen zu berechnen. Dieser Unterschied beträgt im Höchstfall 12' und tritt nur ein am Äquator bei 45° Azimut, S. v. Kobbe gibt (Ann. d. Hydr. 1925) strenge Formeln für die winkeltreue Abbildung des Ellipsoids. Es ist leicht zu zeigen, daß es genügt, statt der Kugelbreiten der Funkbake und des geißten Ortes nur die Ellipsoidbreiten zu verwenden. Am umständlichsten wird die Berücksichtigung bei Anwendung der Methode von Immler.

Voraussetzung bei allen Peilungen ist, daß man wahre Peilungen verwendet. An Bord werden durch die Einflüsse des Schiffes die Funkstrahlen örtlich abgelenkt. Die Funkstrahlen eines nahen (7 bis 10 km) Senders darf man als von atmosphärischen Störungen frei ansehen. Man bestimmt dann die Funkbeschickung auf äquidistanten Peilungen und kann sie durch eine Fouriersche Reihe darstellen, ähnlich der Deviation des Magnetkompasses. Da die Koeffizienten der Reihe ziemlich große Beträge erreichen, wodurch die Berechnung der Funkbeschickungen unsicher wird (steile Kurven), hat H. Maurer eine mechanische Elimination dieser Fehler vorgeschlagen. Von H. Maurer und F. Fischer ist auch die physikalische Kompensation mittels Drahtschleifen erfunden und angewandt worden (Ann. d. Hydr. 1925). Die Literatur über Funkortung ist von P. Andresen (Nautische Rundschau 1926) zusammengestellt.

Einige allgemeine Bemerkungen zur systematischen Anwendung geophysikalischer Aufschlußarbeiten in der Praxis.

(Vortrag, gehalten in der Sektion für Geophysik des XIV. internationalen Geologen-Kongresses in Madrid 1926.)

Von **B. Ambronn.**

Die Vieldeutigkeit der Ergebnisse einer einzelnen auf Fernwirkungen der im Boden gesuchten Stoffe beruhenden geophysikalischen Aufschlußmethode wird aufgewiesen und es wird an einigen Beispielen gezeigt, welche technischen und wirtschaftlichen Vorteile die Kombination von mehreren Verfahren mit sich bringt, welche verschiedene physikalische Wirkungen ausnutzen.

Zahlreiche Vorträge, welche während der Tagung dieses Kongresses aus dem Gebiete der angewandten Geophysik bereits gehalten wurden, haben gezeigt, wie weit einige der modernen Methoden und Instrumente der angewandten Geophysik bereits methodisch und experimentell gefördert worden sind. Es soll daher nicht meine Aufgabe sein, weitere Beiträge zur Kenntnis einzelner Methoden zu geben, sondern ich möchte mir erlauben, auf einige Punkte hinzuweisen, welche für eine wissenschaftlich kritische Auswahl der zur Lösung einer bestimmten, vorgegebenen geologischen und lagerstättenkundlichen Aufgabe geeignetsten Methode oder einer zweckmäßigen Kombination mehrerer Methoden mir von besonderer Bedeutung zu sein scheinen.

Für die Praxis der angewandten Geophysik sind ja nicht die geophysikalischen Methoden an sich das Primäre, sondern es liegen zunächst — seien es geologische, seien es lagerstättenkundliche — Aufgaben vor, deren Lösung durch die Anwendung geophysikalischer Verfahren erleichtert und verbilligt werden soll, ja oft sogar erst möglich gemacht wird. Die angewandte Geophysik ist also — insbesondere wirtschaftlich — nur als eine Hilfswissenschaft der praktischen Geologie, der Tektonik, der Lagerstättenkunde, — überhaupt des kartierenden Geologen — anzusehen. Diesen Rücksichten gemäß muß auch in jedem Falle die kritische Prüfung einer vorgelegten praktischen Aufgabe erfolgen. Man darf also nicht fragen, wie wende ich eine bestimmte geophysikalische Methode in möglichst breitem Umfange an, sondern die richtige Fragestellung muß lauten: Mittels welcher geophysikalischer Methoden läßt sich eine von der Praxis vorgegebene Aufgabe wissenschaftlich und wirtschaftlich am günstigsten ihrer Lösung zuführen?

Diese Fragestellung enthält für den Bergmann und Geologen, der die Beobachtungsdaten für solche Vorprüfungen liefern soll, ganz neue Anforderungen, die er nur durch enge Vertrautheit mit der Durchführung geophysikalischer Arbeiten erfüllen kann. Der Geophysiker aber muß natürlich mit den wissenschaftlichen Grundlagen der verschiedenen Methoden und mit der Eigenart geophysikalischer Feldarbeit vollkommen vertraut sein, um die mannigfachen Schwierigkeiten überhaupt erkennen zu können, welche die Vielgestaltigkeit des geologischen Baues der Erdrinde mit sich bringt.

Einen Körper, den man sozusagen in der Hand halten kann, vermag man nach Form und Stoff mittels der gewohnten chemischen und physikalischen Methoden, also durch chemische Analyse, kristallographisch-optisch, röntgenspektroskopisch, mit dem Massenspektrographen oder allgemein spektralanalytisch eindeutig zu bestimmen.

Die Körper im Erdinnern aber müssen mittels ihrer physikalischen Fernwirkungen charakterisiert werden, und zwar ist natürlich das zu erstrebende Ziel eine möglichst eindeutige Charakterisierung nach Lage und Stoff, wobei aber selbstverständlich nicht nur die Geophysik, sondern auch alle anderen Wissenschaften, wie z. B. die Geologie, heranzuziehen sind. Eine einzelne geophysikalische Methode ist für eine solche möglichst eindeutige Charakterisierung im allgemeinen aber schon aus rein mathematischen Gründen unzureichend. Nach dem Gaußschen Satz kann man alle räumlichen Verteilungen einer physikalischen Eigenschaft, deren Fernwirkung durch ein Newtonsches Potential darstellbar sind, bezüglich ihrer Wirkungen im Außenraum vollkommen ersetzen durch eine flächenhafte Verteilung auf irgend einer Fläche, welche die wirkenden Massen gegenüber dem auszumessenden Raume umschließt. Eine solche Fläche bildet bei geophysikalischen Aufgaben z. B. die Erdoberfläche. Dagegen entsprechen jeder denkbaren flächenhaften Verteilung auf einer solchen Fläche und also dem gleichen Felde in dem vermessenen Außenraume, wie schon aus reinen Dimensionsbetrachtungen erfolgt, unendlich viele räumliche Verteilungen der betreffenden physikalischen Eigenschaft in dem von dieser Fläche umschlossenen Raume. Nur die Methoden der Seismik sind in diesem Sinne vielleicht etwas günstiger

gestellt. Für alle anderen geophysikalischen Methoden gelten diese Überlegungen unmittelbar oder mit praktisch unbedeutenden Abweichungen.

Eine Einschränkung erfährt diese Vieldeutigkeit der Lösungen einer Reihe von Messungsergebnissen erst durch die Kombination mehrerer, auf verschiedenen Fernwirkungen beruhender Methoden, durch geologische Erwägungen und durch die Begrenztheit in der Variation der physikalischen Eigenschaften der in der Erdkruste erfahrungsgemäß nur vorkommenden Stoffe. So kann z. B. die Dichte der die Erdkrinde bildenden Mineralien den Wert von 20 gr/cm^3 nur unwesentlich überschreiten, negative Dichten kommen überhaupt nicht vor; die magnetische Permeabilität der Gesteine kann nicht größer werden als diejenige des Eisens selbst usw.

Der Vorgang bei der geophysikalischen Analyse der obersten Bodenschichten ist in vieler Hinsicht dem der chemischen Analyse ähnlich. Bei der chemischen Analyse sucht man zunächst mittels eines Reagens eine Gruppe chemischer Körper aus, der der zu bestimmende Stoff angehört. Mittels weiterer, anders wirkender Reagenzien teilt man ihn dann der Reihe nach immer kleineren Untergruppen der vorangehenden Stufe zu, bis man zu einer Untergruppe mit der Gliedzahl 1, d. h. zur eindeutigen Bestimmung gelangt ist.

Es ist aus diesem Analogiebeispiel aber auch ohne weiteres klar, daß — wenn nicht der Erfolg — so doch die Geschwindigkeit, mit der man ihn erzielen wird, d. h. also die Wirtschaftlichkeit eines solchen analytischen Verfahrens, in allererster Linie von der zweckmäßigen Auswahl der Reagenzien und der Reihenfolge ihrer Anwendung abhängig ist. In genau dem gleichen, ja sogar in Anbetracht der viel größeren Variabilität der Aufgaben noch beträchtlich verstärktem Ausmaße, hängt die Wirtschaftlichkeit der Analyse des Baues des Untergrundes mittels geophysikalischer Methoden von der wissenschaftlich strengen, systematisch-kritischen Arbeit bei der Ausarbeitung des Untersuchungsprogrammes für geophysikalische Aufschlußarbeiten ab.

Bei der kritischen Vorprüfung einer geologisch-geophysikalischen Aufgabe spielen natürlich die Annahmen über die quantitativen Werte der physikalischen Eigenschaften der Bodenelemente eine sehr wichtige Rolle. Es ist dabei aber insbesondere zu beobachten, daß Bestimmungen an dem Boden entnommenen Handstücken unter den, gegenüber ihrer natürlichen Lagerung im Boden, meist vollständig veränderten Laboratoriumsbedingungen höchstens qualitativen Wert besitzen. Literaturangaben über einzelne Gesteinsarten und Minerale sind meist unverwertbar, da die Bezeichnungen der Gesteine vorzugsweise nach petrographisch-chemischen Gesichtspunkten, nicht aber nach ihren geophysikalisch gerade wichtigen Eigenschaften gewählt sind. Die räumliche Anordnung größerer oder kleinerer, in sich physikalisch homogener Gebirgselemente mit an sich sogar als völlig bekannt anzusehenden physikalischen Eigenschaften gegeneinander, kann für die physikalische Wirkung einer Lagerstätte als Ganzes bei den geophysikalischen Untersuchungen von ausschlaggebender Bedeutung sein. In diesem Sinne ist ganz besonders große Vorsicht bei der Beurteilung elektrischer und seismischer Untersuchungsmöglichkeiten erforderlich.

Nur unter streng kritischer Berücksichtigung derartiger Erwägungen ist es möglich, festzustellen, bezüglich welcher physikalischen Eigenschaft oder

noch besser, bezüglich welcher physikalischer Eigenschaften sich die tatsächlich gesuchten Stoffe von ihrer Umgebung so scharf und möglichst eindeutig unterscheiden, daß man auf solche Differenzen ein geophysikalisches Aufschlußverfahren gründen darf.

Besondere Aufmerksamkeit erheischt bei dieser Prüfung aber auch die Frage, ob nicht etwa an sich bestehende Differenzen des gesuchten Stoffes gegen seine Umgebung durch ganz überwiegende gleichartige Wirkungen benachbarter Einlagerungen überschattet werden. In diesem Sinne ist z. B. die Frage zu prüfen, ob kleine elektrische Leitfähigkeitsunterschiede zwischen verschiedenen an sich sämtlich schlecht leitenden Stoffen, z. B. öldurchtränkte Schichten neben trockenem Gebirge und Steinsalz, von denen die wirtschaftlich wertlosen noch dazu in der überwiegenden Mehrzahl sind, nicht durch die weit übergeordnete elektrische Leitfähigkeit anderer Schichten, z. B. von Salzwassern, die zu den besten Leitern im Untergrunde gehören, die wir kennen, derartig übertönt werden, daß eine sichere Differenzierung zwischen den verschiedenen schlechten Leitern unmöglich wird. Diese Frage bedarf sorgsamster Prüfung, insbesondere an Hand von möglichst umfangreichen, direkten Leitfähigkeitsmessungen von Ölsanden auf ihrer natürlichen Lagerstätte oder unter Versuchsbedingungen, die den natürlichen Verhältnissen möglichst nahe kommen. Solange solche Messungsreihen nicht vorliegen, sind Deutungen von elektrischen Bildern in Erdölgebieten, welche diese Frage nicht sorgfältigst prüfen oder die Wirkungen der wohl stets vorhandenen — oft sogar in überaus komplizierten räumlichen Lagerungsverhältnissen angeordneten — vorzüglich leitenden Salzwasserhorizonte gar nicht berücksichtigen, als unkritisch und äußerst bedenklich zu bezeichnen.

Vollkommene Eindeutigkeit der Ergebnisse geophysikalischer Untersuchungen nach Lage und stofflicher Beschaffenheit der gesuchten Körper ist natürlich in Anbetracht der überaus großen Komplikation geologischer Aufgaben überhaupt, selbst bei Anwendung aller denkbaren Methoden, nur als Ideal zu erstreben, aber nie zu erreichen; die angewandte Geophysik, als im Dienste der Wirtschaft stehend, muß ja auch wirtschaftliche Gesichtspunkte berücksichtigen. Es wird an sie daher auch die Aufgabe gestellt, zu entscheiden, wie weit sie in der zeitlichen Ausdehnung ihrer Arbeiten jeweils gehen darf, um bei einem Minimum an Kosten ein Maximum an neuen und wichtigen Gesichtspunkten für die wirtschaftliche Erschließung einer Lagerstätte zu liefern. Dabei darf — leider zum Nachteil der Wirtschaftlichkeit der geophysikalischen Methoden — nicht unberücksichtigt bleiben, daß die physikalischen Eigenschaften z. B. eines Minerals durchaus nicht immer den hüttenmännisch wichtigen oder den den momentanen Marktverhältnissen günstigen Eigenschaften parallel gehen, so daß dem Unternehmer immer noch das Risiko bleibt, daß die geophysikalisch einwandfrei nachgewiesenen Stoffe aus bergbaulichen, hüttenmännischen oder wirtschaftspolitischen Gründen zurzeit oder dauernd unverwertbar sind.

Noch auf eine weitere besondere Eigenart der physikalisch-geophysikalischen Aufschlußarbeiten sei mir gestattet hinzuweisen.

Bei der physikalischen und chemischen Arbeit im Laboratorium hat man die Möglichkeit des Experimentes. Man kann die Bedingungen, unter denen man

eine bestimmte zu analysierende Eigenschaft oder Wirkung untersuchen will, im Laboratorium möglichst günstig auswählen. Es charakterisiert gerade den tüchtigen Forscher, daß er — vielfach rein intuitiv — diejenigen Bedingungen zu schaffen weiß, unter denen sich die gesuchten Gesetzmäßigkeiten möglichst rein und klar erkennen und ausmessen lassen. Diese Freiheit fehlt bei den geophysikalischen Arbeiten draußen im Felde. In dieser Hinsicht berührt sich unsere Arbeit zur Erforschung des Baues des Erdinnern mit der räumlich entgegengesetzten Blickrichtung des Astronomen, der die Fernen des Weltalls zu entschleiern sucht und dabei auf das Objekt seiner Forschungen nicht den geringsten willkürlichen Einfluß auszuüben vermag.

Auch im Untergrunde müssen wir die Verhältnisse hinnehmen, wie sie nun einmal im Verlaufe der geologischen Zeiträume sich ausgebildet haben. Der praktische Geophysiker muß daher — ebenso wie der Astronom — die Variabilität der Arbeitsweise in die Methodik seiner Messungen verlegen und durch geschickte Auswahl und spezifische Ausbildung der jeweils anzuwendenden und zu kombinierenden Messungsverfahren die Nachteile und besonderen Schwierigkeiten zu überwinden versuchen, die ihm Starrheit und Unbeeinflußbarkeit der zu klärenden Verhältnisse in den Weg legen.

Es bietet z. B. oft große praktische Vorteile, wenn es gelingt, die beiden Teilaufgaben der Bestimmung der geometrischen räumlichen Lage und der stofflichen Beschaffenheit eines gesuchten Körpers voneinander zu trennen und für beide Teilaufgaben je eine dazu besonders geeignete Methode auszuwählen. Noch größere Vereinfachung der Problemstellung bedeutet es, wenn die stoffliche Natur der Komponenten des Untergrundes bereits genau bekannt ist und nur noch die räumlichen Lagenverhältnisse zu bestimmen sind, wie das z. B. bei der Aufsuchung neuer Salzstöcke in bezüglich ihrer geologischen Bedingungen sonst bekannten Ölgebieten mittels der Drehwage oder seismischer Verfahren der Fall ist. Das gleiche gilt für den allerdings praktisch selteneren umgekehrten Fall, in dem die geometrische Lage eines Objektes bekannt ist, seine stoffliche Natur aber auf geophysikalischem Wege erschlossen werden soll.

Diese meine Ausführungen dürften somit einige weitere Unterlagen zur Begründung meiner seit vielen Jahren — oft gegenüber mancherlei Widerständen — vertretenen Auffassung beigebracht haben, daß nur durch eine systematische, auf strengster wissenschaftlicher Kritik beruhende Zusammenfassung aller Methoden der angewandten Geophysik bei der Bearbeitung praktischer Fragen die dauernde Anerkennung dieser Hilfswissenschaft der praktischen Geologie errungen und gesichert werden kann. Die zu erstrebende wissenschaftliche Vertiefung und breite wirtschaftliche Verwertung dieser modernen Verfahren kann — wenn man von der wirtschaftlichen Ausnutzung einzelner zufälliger Konjunkturerscheinungen absieht — nur aus einer systematischen Bearbeitung des Gesamtgebietes der angewandten Geophysik erwachsen.

Bericht

über die XIV. Tagung des Internationalen Geologenkongresses, Abteilung X: Geophysik, in Madrid, vom 24. bis 31. Mai 1926.

Von G. Angenheister.

Das fortschreitende Interesse, das die Geologie an der Entwicklung der Geophysik nimmt, kam auf dem Internationalen Geologenkongreß in Madrid, Ende Mai dieses Jahres, sehr deutlich zum Ausdruck.

Die Organisation des Kongresses hatte eine besondere Abteilung für angewandte Geophysik eingerichtet. Es war das erste Mal, daß die Geophysik selbständig bei den internationalen Geologentagungen auftrat. Es wurden in acht Sitzungen dieser Abteilung 20 Vorträge gehalten. Die Mehrzahl dieser Vorträge beschäftigte sich mit der Anwendung geophysikalischer Methoden auf geologische Probleme, und zwar sowohl auf die großen Probleme der Geologie, Massenerlagerung, Isostasie und Gebirgsbildung, wie auch auf die speziellen Probleme der Erschließung nutzbarer Lagerstätten. Instrumentelle Fragen, geophysikalische Meßmethoden, Meßergebnisse und ihre geologischen Deutungen kamen zur Diskussion. Eine gegenseitige Orientierung und die Anbahnung einer Zusammenarbeit von Geophysik und Geologie wurde allseits angestrebt. Ergänzt wurden diese Verhandlungen durch eine Ausstellung geophysikalischer Instrumente. Deutsche Firmen hatten die neuesten Typen gravimetrischer, magnetischer, elektrischer Instrumente gesandt. Das geographische Institut in Madrid zeigt seine geophysikalischen Instrumente (deutschen Ursprungs). Die Russen brachten eine neue Form der Drehwage und einen neuen Seismographen.

Die Spanier lieferten Kartendarstellungen der gravimetrischen und magnetischen Vermessung ihres Landes. Aus den Vereinigten Staaten, Ungarn und Rußland wurden gravimetrische Spezialvermessungen wichtiger Lagerstättengebiete gezeigt.

Die Aussprache zwischen Geophysikern und Geologen der verschiedenen Länder über ihre gemeinsamen Probleme führte zur Gründung eines „Ständigen Büros für angewandte Geophysik beim Internationalen Geologenkongreß“, in dem die interessierten Staaten vertreten sind, darunter Deutschland, Frankreich, Holland, Polen, Rumänien, Rußland, Schweden, Spanien, Ungarn.

Der Zweck des Büros ist, die Anwendung der Geophysik auf die großen Probleme der Geologie zu fördern; insbesondere da, wo die Aufgabe über die Grenzen des einzelnen Landes hinausgreift und eine gemeinsame Arbeit erforderlich wird.

Die Einladungen, Programme usw. des Kongresses waren auch in deutscher Sprache gedruckt. Die Verhandlungen und Vorträge geschahen in spanisch, deutsch, französisch und englisch. Die Zahl der Teilnehmer belief sich auf über 1000, darunter über 100 Deutsche. 52 Staaten waren vertreten. Schon beim

Beginn des Kongresses wurde eine gedruckte Sammlung der Referate von Vorträgen verteilt, die in den Sitzungen gehalten werden sollten. Die Referate waren in spanisch, deutsch, englisch und französisch gedruckt.

Vorträge auf dem Internationalen Geologenkongreß in Madrid.
Sektion X: Geophysik.

Sitzung am **Montag**, den 24. Mai 1926:

1. Axel Gavelin, Direktor der Geolog. Landesaufnahme von Schweden: Geophysical prospecting in Sweden.
2. Kossmat, Prof. an der Universität Leipzig: Geologische Erläuterungen zur Frage der isostatischen Reduktion.
3. Nikiforov, Prof. an der Universität Leningrad, Vorsteher d. seism. Abt. d. phys.-math. Inst. d. Akad. U. R. S. S.: Observations de gravité en Russie.

Dienstag, den 25. Mai.

1. Reinicke, Direktor, Askania-Werke, Friedenau: Eine neue Form der phot. registr. Drehwage.
2. Mouchketoff, Prof., Direktor d. Instituts f. angew. Geophysik d. Bergbauinstituts Leningrad:
 - a) Organisations des explorations géologiques minières, géophysiques et des fouilles en Russie.
 - b) Travaux de l'institut de la géophysique appliquée dans la domaine de la gravimétrie, électrométrie (du moyen des courants permanents et alternatifs ou des flots de radio).
3. Artowsky, H., Prof. Dr., Institut Geophysik Universität Lwow: Resultat d'observation géothermique dans puits de Petrol de Borplan.
4. Quirke, Prof., „Illinois State Academy of Science“. Géophysical studies: their applications to geology; on the subject to the deformation of the crust of a shrinking sphere.
5. Krahmann, Dr. ing., Dipl. Berg-Ing.: Die geologisch-lagerstättenkundliche Anwendbarkeit des elektromagnetischen, erdmagnetischen und elektrischen Untersuchungsverfahrens der angewandten Geophysik. (Allgemeine Sitzung.)

Mittwoch, den 26. Mai.

1. Sans Huelin, Commandante de Artillerie Ingeniero Géografo Madrid: Compensacion isostatica en Espana.
2. Nikiforov; Un nouveau type sismograph portatif pour les observations dans la campagne.
3. Navarro Neumann, S. J., Direktor der seismischen Station von Cartuja, Granada, Spanien: Sur quelques contributions de la Géologie à la Sismologie.
4. Haarman, Prof. Dr., Universität Berlin: Die Oszillationstheorie, eine Erklärung der Gebirgsbildung.
5. Weinzierl, Consulting Geologist with the North American Exploration Company: Application of the torsion balance in N. America.

Donnerstag, den 27. Mai.

1. Nikiforov: Sur un nouveau type de variometre de gravité à court periode.
2. Manuel Barandica y Javier Milans del Bosch:
 - a) Investigationen geophysicas en la cuenca potasica de Cataluna.
 - b) Relaciones entre las anomalias de la gravedad y la constitucion geologica de España.
3. Federico des Chaves y Perez del Pulger: Una hipotesis fisica de la discontinuidad geológica.
4. Kindelán de la Torre, Director Interno del Instituto Geologico de España: Es de gran interes y sera util el estudio e investigacion por procedimientos geofisicos devlos terrenos miocenes y azufreros del S. E. de España.
5. Rinne, Prof. Dr., Universität Leipzig: Druckbeanspruchungen in festem Material, Druckstauungen, Wirbelbildungen und ihre Bedeutung für die Gebirgsbildung.
6. Ambrohn, Dr., Direktor der „Prospektion“: Einige Bemerkungen zur Kritik geophysikalischer Aufschlußmethoden.
7. Salfeld, Prof. a. d. Universität Göttingen: Geologische Grundlagen geophysikalischer Aufschlußmethoden.

Sonnabend, den 29. Mai.

Sitzung der Geophysikalischen Kommission.

Aus Sektion IX (Vulkanismus) und aus Sektion XI (Verschiedenes).

Benjamin Poliakov: Opinion provisoire concernant une dépendance possible des phénomènes volcaniques de la dilatation thermique des roches.

Vincente Inglada Ors, Prof. Escuela Superior de Guerra, Madrid: El Sismo del bajo Segura de 10. septiembre de 1919.

Th. Reinhold: Stratameters, instruments for securing geologic data in boreholes.

Axel Hamberg: Die Bodentemperaturen der Gletscher und Inlandeise.

Versuche über die durchdringende Strahlung.

(Zweite vorläufige Mitteilung.)

Messung der durchdringenden Höhenstrahlung im Flugzeug.

Von **Konrad Büttner**. — (Mit zwei Abbildungen.)

Messungen der durchdringenden Strahlung in freier Luft in größeren Höhen sind seit 1914 nicht mehr gemacht worden. Die Flugzeugaufstiege von Millikan und Bowen, die ja trotz anfänglicher Ablehnung der Existenz der Höhenkomponente im ganzen die deutschen Arbeiten bestätigten, forderten zur Wiederholung auch in Europa auf. Die Amerikaner fanden nämlich für die Höhenstrahlung viel kleinere Beträge als Kolhörster und andere in Deutschland. Allerdings ist ihr Instrumentarium neu und offenbar mit den Standard-

instrumenten nicht verglichen worden. Es kann also der kleinere Betrag (25 Proz.) der Strahlung auch von der Apparatur vorgetäuscht sein.

Als ich Mitte des Jahres im Tiefen See bei Potsdam auf Anregung von Herrn Prof. Angenheister Absorptionsversuche der Höhenstrahlung machte, bekam

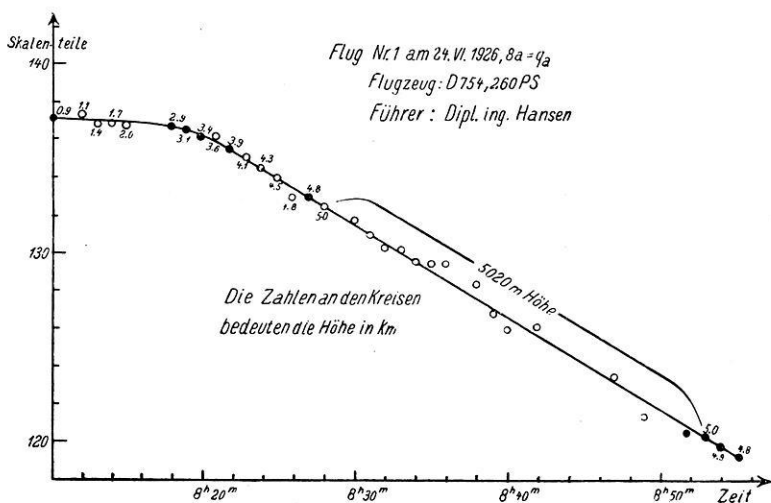


Fig. 1.

ich durch seine und Herrn Dr. Kolhörsters Vermittlung von Herrn Geheimrat Hergesell freundlicherweise die Erlaubnis, mit dem Flugzeug des Aeronautischen Observatoriums von Staaken aus Aufstiege zu machen. Hierüber soll im folgenden berichtet werden.

Die starken mechanischen Erschütterungen im Flugzeug bilden die Hauptschwierigkeit bei der Messung. Fällt die Schwingungszeit der Elektrometerfäden, was mehrfach vorkam, in Resonanz mit dem Motor, so ist eine Ablesung fast unmöglich. Gleichzeitig ist die Zerreißgefahr für die Fäden sehr groß.

Trotz dieser Schwierigkeiten gelang es, befriedigende Ergebnisse zu erhalten.

Die Instrumente wurden im Beobachtersitz des Flugzeugs mit Spiralfedern und Gummiseilen aufgehängt und zur Ablesung mit einer Glühlampe beleuchtet. Die Mitnahme beider Instrumente beim zweiten Flug brachte einen Mißerfolg, da sie aus Platzmangel aneinandergelängt werden mußten und so sehr stark

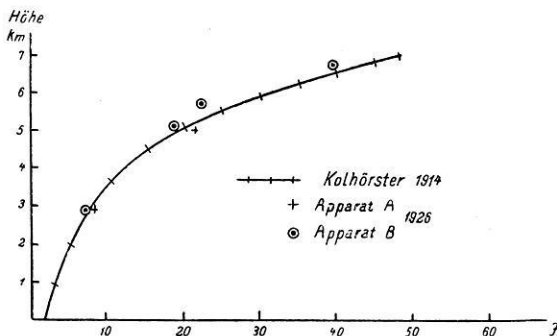


Fig. 2

vibrierten. Bei den Flügen wurde das sehr steigfähige Flugzeug schnell auf die gewünschte Höhe gebracht und dort vom Führer, Herrn Dipl.-Ing. Hansen, etwa 20 Minuten lang außerordentlich gleichmäßig gehalten. In dieser Zeit wurde der Abstand der Elektrometerfäden alle 1 bis 2 Minuten abgelesen. Zur Beurteilung der Meßgenauigkeit sind in Fig. 1 die Angaben des ersten Fluges gezeichnet. Die Neigung der Kurve gibt die Stärke der Strahlung an. Das Ergebnis der drei Flüge ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Fig. 2 zeigt die gute Überstimmung

Höhenverlauf der Höhenstrahlung.

Druck in mm	Höhe m	Strahlung in J nach Abzug der Eigenstrahlung			
		Datum:	24. Juni	29. Juni	30. Juni 1926
		Apparat:	A	B	B
[760	0		2.0 *)	2.0 *)	2.0 *)]
530	2980		—	—	6.9
520	3020		8.4	—	—
520	3130		—	etwa 9 J	—
405	5020		21.4	—	—
410	5040		—	—	17.6
380	5630		—	22.0	—
330	6770		—	—	39.0

*) Aus Messungen auf einem See.

dieser Ergebnisse mit den von Kolhörster 1914 gewonnenen. Der eine Apparat (B) zeigt kleinere Zahlen als der andere. Er hat auch eine kleinere Empfindlichkeit für Radiumstrahlen. Die Angaben über die Höhe wurden dem Flugzeugmeteorogramm, das Herr Dr. Loewe mir freundlicherweise zur Verfügung stellte, entnommen.

Allen denen, die diese Arbeit unterstützt haben, möchte ich auch an dieser Stelle danken.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, den 15. Juli 1926.

Referate.

von Seidlitz, Wilfried: Entstehen und Vergehen der Alpen. 267 S., mit 15 Tafeln, 122 Abb. im Text, einer Alpenkarte und einer Tabelle der Entwicklungsgeschichte der Erde. Stuttgart, Ferdinand Enke, 1926. Preis \mathcal{M} 11.50 brosch.

Das allgemein verständlich und fesselnd geschriebene Buch des Geologieprofessors in Jena ist zwar in erster Linie für Bergsteiger und Alpenfreunde gedacht, wird aber zweifellos auch von jüngeren Fachgenossen gern zur ersten Einführung in das schwierige Gebiet alpinen Deckenbaues benutzt werden. Seit den Arbeiten von Marcel Bertrand 1884 ist die neuartige Deutung der Alpengeologie für die Westalpen durch Albert Heims Monumentalwerk zu einem gewissen Abschluß gebracht worden, aber hinsichtlich der Ostalpen bestehen noch Meinungsverschiedenheiten von grundlegender Bedeutung. Deshalb ist es besonders wertvoll, daß ein Mitkämpfer, der namentlich im Übergangsbereich von West- und Ostalpen gearbeitet sowie zahlreiche akademische Vorlesungen über die Probleme gehalten hat, den Versuch unternimmt, beide Gebirgshälften unter möglichst einheitlichen Gesichtspunkten darzustellen. Entsprechend dem Charakter des Buches werden alle zum Verständnis erforderlichen Begriffe entwickelt und zum Schluß in einer Sammlung geologischer Fachausdrücke nochmals kurz erklärt. Sehr zahlreiche und gute Abbildungen, darunter viele Originale des Verfassers, erleichtern das Verständnis. Erwähnt seien noch das Literaturverzeichnis sowie das Sach- und Ortsregister. A. Sieberg.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Abteilungsvorsteher am Preuß. Geodät. Inst. Potsdam.

Über Nullageveränderungen bei geophysikalischen Apparaten mit Metalldrahtaufhängung, z. B. bei der Drehwage von R. Eötvös.

Von J. Koenigsberger. — (Mit einer Abbildung.)

Nullagenveränderung in Apparaten, die Metalldrähte zur Aufhängung des Gehänges verwenden müssen, werden bei Temperaturänderungen und bei Aushängen der Drähte beobachtet. Ursache sind dauernde Torsionsspannungen in den Drähten, die sehr leicht schon bei ganz schwacher Knickung entstehen. Die Nullageverlegung ist z. B. bei Wolfram reversibel für Temperaturänderungen zwischen Null und 100° . Daher kann man von einem Temperaturkoeffizienten der Nullage des Drahtes sprechen, der bei vorsichtiger Behandlung der Drähte ziemlich konstant bleibt. Bei dünnen Drähten unter 0.030 mm, die sehr leicht knickbar sind, empfiehlt es sich aber in der Apparatur selbst zu temporn, wofür eine einfache Vorrichtung angegeben wird.

Die Veränderungen der Nullage eines an Fäden aufgehängten Gehänges bei hochempfindlichen Apparaten, besonders bei Torsionswagen und auch bei der Drehwage von Eötvös, sind bekannt. — Die Zahl der Veröffentlichungen darüber, von denen diejenigen von D. Pekar*) und von M. Matsuyama**) hervorgehoben seien, ist aber klein. Die Erscheinung beruht, wie man weiß, auf zwei Ursachen: 1. auf Störungen durch Temperaturänderung, 2. auf langsam sich ausgleichenden Spannungserscheinungen im Aufhänge draht infolge der Entarretierung des Gehänges und der dadurch verursachten Belastung des Aufhängefadens.

Bei hochempfindlichen Apparaten mit Fadenaufhängung macht sich auch im Laboratorium die Notwendigkeit eines guten Schutzes gegen Temperaturänderungen geltend. — Die im Freien verwandten hochempfindlichen geophysikalischen Apparate sind naturgemäß Temperaturschwankungen und daher auch Störungen noch viel mehr ausgesetzt.

Deshalb wurden, dem Beispiel von R. Eötvös folgend, auch die neuesten Drehwagenkonstruktionen von O. Hecker und von E. Schweydar mit einem Wärmeschutz versehen, der aus drei durch Luft oder Isolationsmaterial voneinander getrennten Metallkästen besteht. Man setzt die so geschützte Drehwage noch in ein Zelt, das doppelte Wände und ein besonderes Sonnendach hat.

Desgleichen hat, um ein anderes Beispiel zu erwähnen, R. Tomaschek***) bei seinen Versuchen zur Auffindung elektrodynamischer Wirkungen der Erdbewegung in großen Höhen (die letzten Endes die Folgerungen von A. Einstein bestätigt haben) als Wärmeschutz zwei Zinkzylinder mit Watte als Zwischenmittel ineinandergestellt.

*) D. Pekar: Különlönyomat a Matematikai es Termeszettudományi Ertesítő XXXIII. kötetéből Budapest 1915.

**) M. Matsuyama: Japan. Journ. of Astr. and geophysics 2, Nr. 2, 1921 (engl.).

***) R. Tomaschek: Ann. d. Phys. 78, 743 (1925).

Die Störungen durch Temperaturänderungen beruhen hauptsächlich auf zwei Faktoren: 1. Einfluß der ungleich temperierten Luft auf das Gehänge und 2. Änderung der Nullage des Aufhängefadens mit der Temperatur. Letztere Erscheinung, die Gegenstand dieser Notiz ist, fehlt bei Quarzfäden fast völlig und ist bei Metalldrähten am stärksten. Metalldrähte müssen aber verwandt werden, entweder wenn elektrische Zuleitungen erforderlich sind, oder wenn der Effekt in erster Näherung der Masse*) proportional ist und ein natürliches, gegebenes, nicht zu änderndes Kraftfeld ausgemessen werden soll, weil in letzterem Falle bei Verkleinerung der Dimensionen die Empfindlichkeit sinkt. Quarzfäden sind den Metallfäden nur überlegen, wenn sie in geringer Dicke (≤ 0.02 mm) und mäßiger Länge (≤ 10 cm) anwendbar sind, wie das a. a. O. gezeigt werden soll. Die Änderung der Nullage eines Metalldrahtes mit der Temperatur ist durch temperaturveränderliche Torsionsspannungen verursacht, und zwar an den Stellen, die eine Knickung oder eine stärkere, teilweise zurückgebliebene Verbiegung oder Verdrehung erfahren haben.

Bei Drähten von etwa 0.030 mm Durchmesser und darüber lassen sich Verbiegungen, die solch störende Spannungsstellen verursachen, durch Vorsicht vermeiden. Bei Drähten geringerer Dicke, auch aus den üblichen harten Materialien z. B. Pt-Jr, Wo, Mo, Stahl usw., entstehen sie aber schon deshalb, weil die an den Drahtenden befestigten Einspannplättchen ein relativ zur Steifigkeit des Drahtes großes Gewicht haben. Beim Einziehen in den Apparat werden die mit den Plättchen versehenen Drähte, auch wenn das vorsichtig geschieht, an den Befestigungsstellen fast stets etwas verbogen.

Die dadurch entstehenden Spannungsstellen verschwinden durch Tempern der Drähte. Und zwar genügt für die hier untersuchten Wolframdrähte Erhitzung während 10 Min. auf 360° , oder etwa 40 Min. lang auf 320° , oder etwa zwei bis drei Stunden auf 280° . Je tiefer die Temperatur, um so länger währt exponential ansteigend die zum völligen Tempern nötige Zeit. Bei einem gut ausgetemperten Drahte verschwinden Nullageveränderungen fast ganz. Die Untersuchungen geschahen in einer Apparatur, in der die schädlichen Luftstörungen bei Temperaturänderung ausgeschaltet waren, so daß nur die Nullpunktsverlegungen des Drahtes gemessen wurden.

Die Drähte, welche große Temperaturkoeffizienten der Nullage haben, zeigen meist auch starken Nullagegang durch Aushängen unter Belastung bei konstanter Temperatur. — Eine einfache Erhitzungsvorrichtung im Torsionsrohr [vgl. Fig. 1]**) erlaubte, den Draht in dem Apparat, in dem er gebraucht wurde, jederzeit zu tempern, ohne daß das Gehänge sich dabei erwärmte. Durch kleine Quarzwischstücke in der Aufhängung und durch Blenden wird die Übertragung

*) Wirkungen der Gravitation, des magnetischen Momentes usw.

***) In der nebenstehenden Figur bedeutet d den zu tempernden Draht, welcher das Gehänge des Apparates trägt. Durch kleine Zwischenstücke i von Porzellan oder Quarzglas wird für allseitige Wärmeisolation gesorgt. A ist das Temperrohr; über ein Aluminiumrohr wurde auf Asbest Erhitzungsdraht gewickelt, der dann wieder mit Asbest überdeckt ist. Das Temperrohr und seine Wärmeisolation geben gleichzeitig einen guten Temperaturschutz für den Aufhängedraht.

der Wärme bei der Temperung praktisch verhindert. Man tempert kurz: 15 Min. Temperatursteigerung, bis 360° erreicht sind. Dann wird gleich der Heizstrom abgestellt, und es kühlt sich das Rohr sehr langsam ab.

Im folgenden sind einige Zahlen ausführlich wiedergegeben, um zu zeigen, wie weit die Versuche reproduzierbar und genau sind. Ein eingehängter sehr gut getemperter Draht von multikristallinem Wolfram von 0.030 mm Durchmesser, der seit einen und einem halben Jahr zu Versuchen diente und dessen Temperaturkoeffizient α' der Nullage (s. unten) $+ 0.008$ Sk. pro $+ 1^{\circ}$ betragen hatte, war beim Anschrauben von neuen Gewichten am Gehänge, ohne daß der Draht entfernt worden war, am Plättchen unter Zug abgebogen worden.

1 Skalenteil (Sk.) war $= 10'$. Danach war die Nullage OL in Apparat A: 48,1; sie wanderte in 5 Stdn. nach 80.

Der Draht wurde getempert, auf 350° während 10 Min. erhitzt: Nach der Abkühlung war die OL : 97. — Darauf wurde der Torsionskopf gedreht, so daß die OL : 56.30 wurde. Nach 10 Stdn. war die OL : 59.80. — Nach weiteren 50 Stdn. 57.70. — Nach weiteren 24 Stdn. 59.75.

Bei 102° (1 Stde. lang) 60.50; nach 5 Stdn. Abkühlung, bei 20° 59.65. Also

0.85 Sk. für 82° oder Temperaturkoeffizient α' der Nullage rund $+ 0.010$ ($+$ nach gr. Z. gezählt) für $+ 1^{\circ}C$. — Derselbe Draht im Apparat B OL bei 20° 48.15; bei 99° 49.4; nach 2 Stdn. Abkühlung bei 20° 48.25. Also $+ 1.2$ Sk. für 79° oder $+ 0.015$ für $+ 1^{\circ}C$. Die geringe Änderung des kleinen Temperaturkoeffizienten beruht auf Verbiegungen beim Einbringen in den Apparat B.

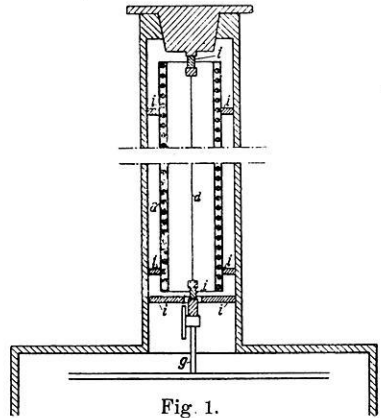
Der Draht wird jetzt wieder im Apparat B getempert. Danach ist die OL bei 18° 53.30; bei 102° 52.25; nach 10 Stdn. bei 19° 53.05; also ist der Temperaturkoeffizient α' : im Mittel $53.17 - 52.25 = -0.92$ für 84° oder -0.011 für $+ 1^{\circ}$; also klein negativ.

Die Temperaturkoeffizienten waren stets klein und für die meisten Messungen zu vernachlässigen. Man sieht aber, was bei ganz genauen Messungen zu beachten ist, daß die Temperaturkoeffizienten der Nullage durch das Einbringen der Drähte in den Apparat geändert sind, also vorher nicht einwandfrei bestimmt werden können. Viel stärker ist der Effekt bei dünneren Drähten:

Wo-Draht von 0.025 mm im Apparat B; OL am 29. Juli 53.25, frei ausgehängt bis 11. Sept. 53.70. — OL : Verschiebung von $+ 1.2$ Sk. für $+ 80^{\circ}$; also Temperaturkoeffizient der Nullage $\alpha' = + 0.015$ für $+ 1^{\circ}C$.

Der Draht wurde vorsichtig in Apparat A gebracht, ohne ihn horizontal zu legen: Neue OL 45.5; nach 16 Stdn. 45.0.

Im Apparat getempert, nach Abkühlen war die OL verlegt nach 90° . Torsionskopf gedreht bis OL auf 44.85 bei 20° ; bei 105° 70.3; bei 20° 45.6; also $+ 24.7$ für 85° oder α' etwa $= + 0.3$.



Im Apparat nochmals getempert; dann OL bei 19° 57.9; bei 104° 77.0; also $+20.9$ für 85° ; $\alpha' = +0.25$.

Nochmals öfters im Apparat getempert; dann OL bei 19° 47.0; OL bei 109° 49.1; bei 19° 46.8; $\alpha' = +2.2:80 = +0.027$.

Nochmals getempert; dann bei 18° 46.1; OL bei 120° 44.3; bei 19° 46.2; $\alpha' = -1.85:101 = -0.018$.

Nach drei Tagen α' wieder bestimmt bei 190 44.5; bei 102° 42.95; bei 21° 44.6; $\alpha' = -1.6:83 = -0.019$.

Nochmals getempert OL : 43.9 bei 19° ; 42.0 bei 98° ; 44.0 bei 28° ; $\alpha' = -1.9:79 = -0.024$. Tempern ändert jetzt praktisch nur noch wenig*).

Man sieht aus diesen Versuchen, daß schon die vorsichtige Übertragung eines dünnen Drahtes mit seinen Endplättchen von einem Apparat in den anderen dessen Nullpunkteigenschaften völlig und ungünstig verändert. Die Anwendung dünner Drähte erweist sich aber als notwendig, wenn man die Beobachtungszeit herabsetzen will, und als möglich, wenn man dabei die Temperaturstörungen durch Luft vermeiden kann. Wie das am besten geschieht, soll a. a. O. dargelegt werden.

Dünne Drähte muß man daher stets, und dicke Drähte bei genauen Messungen, im Apparat selbst tempern, während die Drähte das Gehäuse tragen.

Nullagen-Temperaturkoeffizienten gelten genau nur, solange der Draht keine Verbiegung erfährt und im Apparat und in der Anordnung geblieben ist, für die der Koeffizient bestimmt wurde. — Die vorliegende Arbeit ist Teil einer größeren Untersuchung, die teilweise mit Mitteln ausgeführt wird, die der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu verdanken sind.

Mathem.-physik. Institut der Universität Freiburg i. B., Oktober 1926.

Vorträge, gehalten auf der 5. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft im Anschluß an die Düsseldorfer Naturforscher-Versammlung

vom 22. bis 24. September 1926.

Die Entstehung der anormalen Schallzonen bei Explosionen.

Von **B. Gutenberg** in Frankfurt a. M. — (Mit zwei Abbildungen.)

Es wird eine Übersicht über die verschiedenen Erklärungsversuche der anormalen Schallzonen gegeben und gezeigt, daß man zu einem in etwa 35 km Höhe beginnenden Temperaturanstieg kommt, der in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Lindemann und Dobson von 50 bis 60 km Höhe an zu Temperaturen über 300° absolut führt.

Bei Explosionen werden zweierlei Gebiete mit Schallempfang festgestellt: Zonen normaler Hörbarkeit, nach denen sich der Schall mit einer „scheinbaren“ Geschwindigkeit C' von etwa 335 m sec ($C' = \text{etwa } 20 \sqrt{T}$) fortpflanzt, und

*) Worauf der kleine übrigbleibende Temperaturkoeffizient beruht, konnte nicht festgestellt werden.

Zonen anormaler Hörbarkeit, nach denen die scheinbare Geschwindigkeit im allgemeinen 300 m/sec nicht übersteigt. Beide Zonen können aus mehreren nicht zusammenhängenden Teilen bestehen, die von der um die Schallquelle liegenden normalen Zone durch Zonen des Schweigens getrennt sein können [vgl. Fig. 1, nähere Angaben z. B. bei A. Wegener¹⁾]. Während die Theorie der normalen Schallausbreitung, die nur durch die Troposphäre erfolgt, durch die Untersuchungen von S. Fujiwhara, A. de Quervain, R. Emden, H. Morf u. a. [Literatur vgl. 1)] sowie G. Angenheister²⁾ ziemlich geklärt ist, bestehen über die Entstehung der anormalen Zonen noch recht verschiedene Ansichten. Im folgenden wollen wir von lokalen anormalen Schallbeobachtungen [vgl. 1^{a)}, S. 235] und von längeren, nicht hörbaren Druckwellen, die oft sehr spät registriert werden, absehen.

Auf Grund der beobachteten Laufzeiten berechnet zunächst G. Angenheister²⁾ für einen bestimmten Strahl angenähert eine Scheitelhöhe von 37 km und eine Scheitelgeschwindigkeit von 350 m/sec, E. Wiechert³⁾ fand dann auf Grund von Durchprobieren mehrerer Annahmen, daß die Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre bis etwa 30 km Höhe ziemlich konstant 295 m/sec bleibt, dann ziemlich stark zunimmt bis 40 km Höhe, wo die Schallgeschwindigkeit am Boden überschritten wird. Gleichzeitig versuchte B. Gutenberg⁴⁾, die Schallgeschwindigkeit *C* zu berechnen und kam dabei etwa zu folgenden Werten:

Höhe	0	10—25	30	40	50	60	70 km
<i>C</i>	335	295	300	340	370	390	410 m/sec

Die verschiedenen Ergebnisse stimmen gut zueinander, die Unsicherheit der Werte für die Stratosphäre dürfte unter 10 Proz. betragen. Gutenberg⁴⁾ stellte weiter fest, daß Schallwellen, die über 70 bis 80 km Höhe emporgedrungen waren, bisher nicht beobachtet worden sind.

Zur Erklärung dieser Ergebnisse wurden zwei Gruppen von Theorien aufgestellt: Die eine nahm an, daß das Gesetz für die Schallfortpflanzung in ruhender Luft nicht anwendbar sei, die zweite setzte dessen Anwendbarkeit voraus.

Zur ersten Gruppe gehört zunächst der Erklärungsversuch von A. Wegener¹⁾, daß das Verhältnis des durch die Schallwelle erzeugten Überdruckes zum Drucke selbst so groß werde, daß sich der Schall, ähnlich wie in der Nähe von Explosionsstellen, anormal schnell fortpflanzt. E. Wiechert³⁾ zeigte jedoch unter Voraussetzung von Kugelwellen, daß dies in 45 km Höhe nicht der Fall ist, und R. Meyer⁵⁾ fand unter etwas allgemeineren Bedingungen, daß diese Erscheinung bei den senkrecht nach oben gehenden Wellen erst in 65 bis 70 km Höhe be-

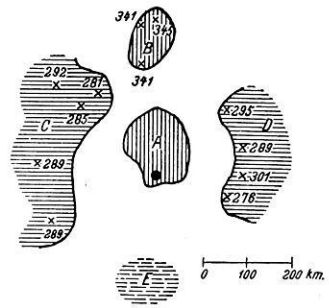


Fig. 1.

Schallbeobachtungen bei der künstlichen Explosion bei La Courtine am 15. Mai 1924 nach Maurin¹⁾. Die angegebenen Zahlen sind die beobachteten scheinbaren Schallgeschwindigkeiten (meist Mittel aus mehreren Beobachtungen). A und B sind Zonen normaler Hörbarkeit, C, D und E (unsicher) Zonen anormaler Hörbarkeit. Die Schallquelle ist durch den Kreis in A gekennzeichnet.

ginnen dürfte. Gerade in diesen Höhen fängt aber auch die Absorption der Wellen an, wirksam zu werden. E. Schrödinger⁶⁾ berechnete, daß in 60 km Höhe etwa 1 Proz., in 70 km Höhe etwa 10 Proz. der Schallenergie pro Kilometer Weglänge absorbiert werden. Bei den großen Weglängen, die in der Scheitelnähe in diesen Schichten zurückgelegt werden, gelangt also in Übereinstimmung mit den Beobachtungen keine Energie von Schallwellen zum Erdboden zurück, welche über etwa 70 km Höhe emporgelaufen sind. Durch andere Voraussetzungen über den Aufbau der Atmosphäre ändern sich diese Werte nur wenig²⁰⁾. Auch auf Grund der von B. Gutenberg⁴⁾ konstruierten Schallbahnen

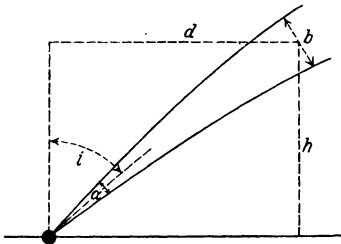


Fig. 2.

ergibt sich, daß in diesem Falle auf den in Frage kommenden Schallbahnen bis 70 km Höhe das Verhältnis der Druckänderung Δp zum Drucke p kleiner ist als in 1 km Entfernung von der Schallquelle am Erdboden. Es ist, falls $\delta =$ Dichte, $\alpha =$ Winkel an der Schallquelle, zwischen zwei Strahlen mit dem mittleren Einfallswinkel i , welche in der Höhe h einen Ring von der Breite b in der Distanz d (in Kilometern) vom Lot in der Schallquelle ausschneiden (Fig. 2), angenähert

$$\left(\frac{\Delta p_h}{p_h}\right)^2 = \frac{0.00128}{\delta_h} \cdot \frac{\sin \alpha \sin i}{b_h d_h} \cdot \left(\frac{\Delta p_1}{p_1}\right)^2$$

$$\left[\text{allgemein: die Energie ist proportional } \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 \cdot \delta \cdot \text{Fläche} \right]$$

unter der Voraussetzung, daß sich die Periode und die Schallgeschwindigkeit der Welle nicht wesentlich ändern. Bei kugelförmiger Strahlausbreitung wäre $\sin \alpha \sin i : b_h d_h = 1 : r^2 = \cos^2 i : h^2$. Die Extinktion bewirkt übrigens, daß Δp kleiner wird, als die Rechnung ergibt. Lokale Beeinflussung der Schallbahnen durch Überschallgeschwindigkeit ist allerdings nicht ausgeschlossen. R. Meyer²¹⁾ hat unter Hinweis auf Fig. 1, S. 103 in Bd. 2 dieser Zeitschrift mit der Möglichkeit gerechnet, daß Überschallgeschwindigkeit einen großen Einfluß gewinnen könnte, wenn die Schallbahnen durch eine andere Ursache (z. B. Luftzusammensetzung, Temperatur) zusammengedrängt werden. In der Tat ergeben sich Stellen, an denen in der Nähe von Überkreuzungen von Schallstrahlen größere Amplituden zu erwarten sind. Eine solche ist z. B. an der inneren Begrenzung der anormalen Schallzone am Erdboden, doch wurden hier, besonders infolge der Extinktion, nirgends Amplituden der Schallwellen beobachtet, welche die Möglichkeit von Überschallgeschwindigkeit in greifbare Nähe rücken. Bei den Überkreuzungen in größeren Höhen könnte dies eher der Fall sein, würde sich jedoch nur auf ein enges Gebiet und auf Wellen beschränken, die zur inneren Grenze der anormalen Zone laufen, wie die erwähnte Fig. 1, S. 103 zeigt. Ein wesentlicher Einfluß der Überschallgeschwindigkeit auf die Erscheinung müßte im übrigen, wie schon wiederholt [u. a. auch von R. Meyer⁶⁾ selbst] betont wurde, zur Folge haben, daß der Radius der anormalen Schallzone recht stark von der Intensität der Schallquelle abhängt. Aber selbst bei den stärksten Explosionen [Oppau u. a.,

vgl. 1)] wurden die gleichen Dimensionen der Zonen festgestellt wie bei den schwächsten künstlichen Explosionen. Sowohl die innere wie die äußere Begrenzung ist in allen Fällen innerhalb der normalen Unterschiede unabhängig von der Intensität der Schallquelle gewesen. Theoretisch können ja, wie oben erwähnt, Schallwellen mit großer Amplitude nicht wesentlich höher empordringen als solche mit kleiner, so daß die äußere Begrenzung in allen Fällen fast gleich sein muß, während die innere Begrenzung theoretisch von den Amplituden völlig unabhängig sein muß.

Der zweite Einwand gegen die Anwendung der Schallformel geht von dem großen Einfluß des Windes aus. Zuverlässige Pilotmessungen reichen selten über 30 km Höhe. Wie G. M. B. Dobson ⁷⁾ zeigte, änderte sich im allgemeinen bis zur höchsten erreichten Höhe die Windrichtung, von den Bodenschichten abgesehen, nicht wesentlich, während die Windstärke bis etwa zur Stratosphären-grenze meist relativ stark zu-, darüber etwa im gleichen Maße wieder abnimmt. Einige Pilotvisierungen auf dem Hochobir ¹⁹⁾ zeigten ebenfalls bis 40 km Höhe keine wesentliche Änderung der Windrichtung. In einem Falle ergaben sich bis 37 km Höhe östliche Winde, in zwei Fällen, bis etwa 40 km Höhe, westliche Winde. Auf vorwiegende Ostwinde weisen dagegen die Staubwolken hin, welche bei dem Ausbruch des Krakatau in die Stratosphäre geschleudert wurden und sich dort in mit der Zeit abnehmenden Höhen vorwiegend westwärts, und zwar mit einer Geschwindigkeit von etwa 40 m/sec, bewegten ¹⁸⁾. Auch die Beobachtung des Rauches, welcher von den Meteoren erzeugt wird und bei Tage beobachtet werden kann, ergab nach J. Kahlke ⁸⁾ vorwiegend Ostwind für Höhen zwischen 80 und 30 km, und zwar in 11 von 16 Fällen (Westwind nur zweimal). Schließlich zeigten auch die leuchtenden Nachtwolken in 80 km Höhe nach Jesse ⁹⁾ Ostwind mit einer Stärke von etwa 100 m/sec an. Daß in größeren Höhen nach den Beobachtungen von Leuchtschweifern bei Meteoren sowie des Krakataudunstes wieder Westwinde häufiger zu sein scheinen als Ostwinde ⁸⁾, kommt für uns nicht mehr in Betracht. Zweifellos werden die Schallbahnen durch die vorübergehende Zunahme der Windgeschwindigkeit an der Stratosphären-grenze sowie durch Windrichtungswechsel in der Stratosphäre stark beeinflußt, und neben der Temperatur am Boden ⁴⁾ wird zweifellos der Wind in erster Linie die Ursache für die verschiedenartige Ausbildung der Zonen sein. Der Einfluß des Windes, der wohl von allen Forschern anerkannt wurde, ist jedoch sicher nicht die alleinige Ursache der Rückbiegung der Schallstrahlen zur Erde, und insbesondere in den Fällen, in denen die anormale Schallzone vermutlich größere Sektoren umfaßte [vgl. z. B. die Zusammenstellung von E. Wiechert ¹⁰⁾], dürfte der Einfluß des Windes gering gewesen sein. In einem von den drei Fällen, in dem bis jetzt genaue Zeitmessungen aus verschiedenen Seiten der Schallquelle vorliegen, bei der von Ch. Maurin ¹¹⁾ bearbeiteten künstlichen Explosion bei La Courtine am 15. Mai 1924 (vgl. Fig. 1), wurden zweifellos zwei etwa 90° umfassende, einander gegenüberliegende Sektoren mit anormaler Schallgeschwindigkeit festgestellt. Hieraus folgt, daß der Wind allein nicht die Ursache der untersuchten Erscheinung sein kann. Andererseits spricht die Regelmäßigkeit der ganzen Erscheinung, die Tatsache, daß ein Übergang

zwischen normaler und anormaler Schallgeschwindigkeit fehlt, dafür, daß immer dieselbe Ursache in etwa gleicher Höhe vorhanden ist, und daß der Wind nur wesentliche Modifikationen, nicht aber die Erscheinung selbst hervorbringt. Auch J. Kölzer¹²⁾, welcher die Wirkung des Windes an erster Stelle vermutet, ist neuerdings diesem Gedanken nähergetreten. Vielleicht hängt auch die jährliche Periode der Erscheinung^{1) 4)} zum Teil mit den Windverhältnissen in der Stratosphäre zusammen. Erfreulicherweise rührt das Beobachtungsmaterial, auf Grund dessen die Laufzeitkurven^{2) 4)} für den anormalen Schall konstruiert wurden, im wesentlichen von Tagen mit relativ geringen Windstärken her. Durch Benutzung von verschiedenen Explosionen sowie von Material aus verschiedenen Seiten der Schallquelle hebt sich im übrigen der Einfluß des Windes in erster Annäherung heraus, so daß wir annehmen können, daß die oben angegebenen Werte für die Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre in erster Annäherung frei von Windeinflüssen sind, d. h. daß die festgestellten Geschwindigkeiten C des Schalles gegeben sind durch

$$C = \sqrt{101.32 \frac{c_p}{c_v} \frac{\alpha T}{\delta_0}}$$

Der Wert von $c_p : c_v = 1.41$ hängt nur wenig von der Art des in Frage kommenden Gases, von der Temperatur (oberhalb -70°) und vom Druck ab¹³⁾. Etwas größeren Schwankungen unterliegt α , das mit abnehmendem Druck zunimmt. Für Luft und Wasserstoff wurden folgende Werte gefunden (nach Landolt-Börnstein, Physikalische Tabellen, und Winkelmann, Handbuch der Physik):

Luft	$\left\{ \begin{array}{l} p \quad 752 \quad 170 \quad 51 \quad 29 \quad 13 \quad 6,6 \text{ mm Hg} \\ \alpha \quad 0.00367 \quad 366 \quad 367 \quad 3685 \quad 372 \quad 376 \end{array} \right.$
Wasserstoff	$\left\{ \begin{array}{l} p \quad 765 \quad \quad \quad 48 \quad \quad \quad 20 \quad \quad \quad 9 \text{ mm Hg} \\ \alpha \quad 0.00365 \quad \quad \quad 366 \quad \quad \quad 367 \quad \quad \quad 370 \end{array} \right.$

Bei kleineren Drucken ist also mit höheren Werten zu rechnen, die zu extrapolieren sind. δ_0 , die normale Dichte des Gases an der Stelle, für die C berechnet wird, ändert sich ebenfalls ein wenig in den in Frage kommenden Höhen. B. Gutenberg¹⁴⁾ hat versucht, die beobachteten Schallgeschwindigkeiten zur Berechnung der Partialdrucke der Gase in den verschiedenen Höhen zu benutzen. Es gilt, unter Vernachlässigung der Schwereänderung, die Beziehung

$$\log \frac{p_0}{p} = \frac{143}{k} \int \frac{dh}{\delta_0 C^2},$$

k = barometrische Höhenkonstante. δ_0 muß zunächst angenommen und dann approximiert werden. Die nachfolgende Tabelle wurde so gefunden. Daß die Änderung der Zusammensetzung der Luft mit der Höhe entgegen dem Diffusionsgleichgewicht so groß sein sollte, daß hierdurch die Zunahme der Schallgeschwindigkeit hervorgerufen wird [Literatur vgl. 1)], ist zurzeit nicht denkbar, denn die Atmosphäre müßte dann z. B. schon in 40 km Höhe zu $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{3}$ aus Wasserstoff bestehen. Umgekehrt erscheint es viel wahrscheinlicher, daß sich infolge der Durchmischung die Zusammensetzung der Atmosphäre in den

untersten Schichten überhaupt nicht ändert, so daß der prozentuale Anteil an Helium und Wasserstoff erst in noch größerer Höhe ins Gewicht fällt, als sich aus der Tabelle ergibt.

Zusammensetzung und Temperatur T der Stratosphäre unter Voraussetzung von 0.0004 Vol.-Proz. Helium und 0.0001 Proz. Wasserstoff an der Erdoberfläche sowie Diffusionsgleichgewicht vom Boden an.

Höhe km	Druck mm Hg	δ_0 0.00...	δ	Volumenanteil in Proz.				T
				Stick- stoff	Sauer- stoff	Helium	Wasser- stoff	
30	7.5	127	$1.6 \cdot 10^{-5}$	89	11	—	—	220
40	1.9	126	$3 \cdot 10^{-6}$	91	9	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{3}$	270
50	0.6	124	$9 \cdot 10^{-7}$	91	8	$\frac{1}{2}$	1	290
60	0.2	122	$3 \cdot 10^{-7}$	90	7	1	2	310
70	0.1	116	$1 \cdot 10^{-7}$	86	6	2	6	(330)
80	0.04	107	$\frac{1}{2} \cdot 10^{-7}$	79	4	4	13	} aus extra- polierten Werten! sehr unsicher
90	0.01	088	$1 \cdot 10^{-8}$	65	3	8	24	
100	0.005	059	$\frac{1}{2} \cdot 10^{-8}$	40	2	13	45	

Die Werte von T , die sich nun aus der Schallgeschwindigkeit berechnen lassen, sind ebenfalls in der Tabelle angegeben. Man sieht, daß man starke Temperaturzunahme in der Stratosphäre voraussetzen muß, um die Zunahme der Schallgeschwindigkeit zu erhalten. Dieses Ergebnis stimmt nun aber vorzüglich mit dem einzigen Resultat überein, das über die Temperatur der höheren Atmosphärenschichten vorliegt: Lindemann und Dobson¹⁵⁾ hatten aus dem Aufleuchten der Sternschnuppen geschlossen, daß in den hohen Stratosphärenschichten die Temperatur über 300° liegen müsse, und sie vermuteten aus dem besonders in 55 km Höhe eintretenden Erlöschen von kleinen Sternschnuppen, daß etwa in dieser Höhe die Temperatur unter 300° sinken müsse. Es ist nun in Anbetracht der Unsicherheit der Grundlagen sehr erfreulich, daß unsere Tabelle hier die gleichen Werte liefert. Die Ergebnisse von Dobson und Lindemann regten sofort F. J. W. Whipple¹⁶⁾ zu der Vermutung an, daß sich die anormalen Schallbahnen aus der Temperaturzunahme erklärten, und auch E. Wichert⁸⁾ schloß sich dieser Annahme an. Die Vegardsche Polarlichttheorie wäre hiernach nicht zutreffend, dagegen sind die Voraussetzungen für die Entstehung des Nordlichtspektrums und insbesondere der Nordlichtlinie nach den Untersuchungen von Mc. Lennan und Shrum¹⁷⁾ gegeben.

Literatur.

- 1) A. Wegener: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 297 (1925).
- 2) G. Angenheister: Ebenda S. 314.
- 3) E. Wichert: Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. Göttingen 1925; Zeitschr. f. Geophys. **2**, 92 (1926).
- 4) B. Gutenberg: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 101 (1926); Die Naturwissensch. **14**, 338 (1926).
- 5) R. Meyer: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 78 (1926).
- 6) E. Schrödinger: Phys. Zeitschr. **18**, 445 (1917).
- 7) G. M. B. Dobson: Quarterly Journal of the R. Meteorol. Soc **46**, 54 (1920).
- 8) J. Kahlke: Ann. d. Hydr. **49**, 294 (1921).
- 9) Jesse: Meteorol. Zeitschr. 1891, S. 307.

- ¹⁰⁾ E. Wiechert: Ebenda 1926, S. 81.
¹¹⁾ Ch. Maurin: Ann. de l'Institut de physique du globe, fasc. spécial consacré aux expériences de La Courtine, Paris 1926.
¹²⁾ J. Kölzer: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 229 (1926).
¹³⁾ K. Scheel: Handb. d. Phys. **9**, 346 (1926).
¹⁴⁾ B. Gutenberg: Meteorol. Zeitschr. 1926 (im Druck).
¹⁵⁾ Lindemann und Dobson: Proceed. R. Soc. London (A) **102**, 411 (1923); **103**, 339 (1923); Meteorol. Zeitschr. 1926, S. 102.
¹⁶⁾ F. J. W. Whipple: Nature **111**, 187 (1923).
¹⁷⁾ Mc Lennan und Shrum: Proc. R. Soc. London (A) **108**, 501 (1925).
¹⁸⁾ J. Kissling. Untersuchung über Dämmerungserscheinungen, Hamburg 1888; Pernter: Meteorol. Zeitschr. 1889.
¹⁹⁾ M. Kofler und A. Wagner: Sitzungsber. Akad. Wien, Math.-naturw. Kl., Abt. II A, **132**, 233 (1924).
²⁰⁾ J. Kölzer: Ebenda 1925, S. 457.
²¹⁾ R. Meyer: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 236 (1926).

Einige Bemerkungen über Weltbeben und die sogenannten Wiederkehrwellen.

Von **K. Mack** in Hohenheim. — (Mit einer Abbildung.)

Für die Gesamtheit der erdumkreisenden Oberflächenwellen, d. h. die W_1 -, W_2 -, W_3 - usw. Wellen, wird die zusammenfassende Bezeichnung „circumterrane“ oder „circumtellurische“ Wellen vorgeschlagen. Diese Wellen bieten die Möglichkeit, Durchschnittswerte der Fortpflanzungsgeschwindigkeit längs kontinentaler und ozeanischer Wege für die ganze Erde abzuleiten.

Als Weltbeben bezeichnet man ein Erdbeben, bei welchem die ganze Erdoberfläche in nachweisbare Erschütterung versetzt wird. Letzteres wird immer dann zutreffen, wenn die sogen. W_2 -Wellen oder die W_3 -Wellen im Seismogramm irgend einer Beobachtungsstation festgestellt werden können*). Diese Wellen, die W_2 -, W_3 -, W_4 - usw. Wellen, werden neuerdings als Wiederkehrwellen bezeichnet, und Erdbeben, bei welchen sie auftreten, als Wiederkehrbeben. Jedes Wiederkehrbeben ist also ein Weltbeben.

Die W_1 -Wellen, die die Beobachtungsstation auf dem kürzesten Wege erreichen, können natürlich nicht den Wiederkehrwellen zugerechnet werden, da diejenige Phase, die in den W_2 - und W_3 -Wellen wiederkehrt, in den W_1 -Wellen zum ersten Male an der Station eintrifft.

Wollte man das ganze System der den Erdball umkreisenden Oberflächenwellen, d. h. die W_1 -, W_2 -, W_3 -, W_4 - usw. Wellen, in einer allgemeineren Bezeichnung zusammenfassen, so könnte man sie etwa „circumterrane“ oder „circumtellurische“ Wellen nennen, und sie abkürzend mit *C. T.*-Wellen bezeichnen. Die beiden Fremdworte circumterrane und circumtellurisch bedeuten ja nichts anderes als erdumkreisend; es wäre eine Bezeichnung, die sich auch international anwenden ließe.

*) Vgl. K. Mack: Über Weltbeben und lange Wellen. Phys. Zeitschr. **21**, 7 (1920).

Ich möchte nun — und das soll den Hauptinhalt dieser Mitteilung bilden — auf die Möglichkeit hinweisen, mit Hilfe der Weltbeben und der erdumkreisenden Oberflächenwellen die Verschiedenheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit auf kontinentalen und ozeanischen Wegen zu untersuchen und Mittelwerte dieser Größen für die verschiedensten Teile der Erde zu finden. Ich selbst hatte schon vor Jahren einen diesbezüglichen Versuch unternommen, ausgehend von der Tatsache, daß die Werte für die Zeitdauer einer vollkommenen Umkreisung bei verschiedenen Weltbeben erhebliche Unterschiede aufwiesen, zweifellos zurückzuführen auf die ungleichen Anteile von Meer und Festland, welche auf die betreffenden Großkreise fielen. Ich konnte die Untersuchung aus verschiedenen Gründen damals nicht fortführen; sie ist nun von einem jüngeren Forscher, W. Hiller, auf meine Anregung hin fortgesetzt und einer selbständigen Lösung zugeführt worden*). Die Ergebnisse der Arbeit scheinen mir allgemeineres Interesse zu besitzen, so daß ich sie in möglichster Kürze hier mitteilen möchte.

Wir bezeichnen mit t_1, t_2, t_3 die Zeitpunkte, zu denen die Hauptmaxima der in den erdumkreisenden Oberflächenwellen erhaltenen Rayleighwellen die betreffende Beobachtungsstation passieren. Dann kann man zunächst die Zeitdifferenzen bilden:

$$t_1 - t_0 \text{ und } t_2 - t_0,$$

wo t_0 die Epizentralzeit bedeutet. Im ersten Zeitintervall wird der Weg EB , im zweiten der Weg EE_1B zurückgelegt. (Siehe die Figur, in welcher E das Epizentrum, B die Beobachtungsstation bedeutet.)

Wenn man mit V_m die mittlere Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Wellen auf dem Boden der Tiefsee, mit V_f diese Größe auf festländischen Wegen einschließlich seichterer Meeresteile bezeichnet, so kann man offenbar folgende zwei Gleichungen anschreiben:

$$t_1 - t_0 = \frac{f_1}{V_f} + \frac{m_1}{V_m},$$

$$t_2 - t_0 = \frac{f_2}{V_f} + \frac{m_2}{V_m},$$

wo f_1 den Anteil an Festlandweg, m_1 den Anteil an ozeanischem Wege auf dem Großkreisbogen EB bedeuten, und f_2 und m_2 die entsprechenden Werte auf dem Großkreisbogen EE_1B .

Mit Hilfe dieser zwei Gleichungen lassen sich nun die zwei Unbekannten V_f und V_m bestimmen.

Wird dieses Verfahren angewendet auf eine größere Anzahl von Weltbeben, so lassen sich Mittelwerte für V_f und V_m gewinnen. Aus 41 Beben hat Hiller folgende Zahlen erhalten:

$$\bar{V}_m = 3.66 \frac{\text{km}}{\text{sec}} \quad \bar{V}_f = 2.87 \frac{\text{km}}{\text{sec}} \quad \frac{V_m}{V_f} = 1.27 \text{ bis } 1.28,$$

*) Die Arbeit Hillers wird demnächst in Gerlands Beiträgen zur Geophysik veröffentlicht werden.

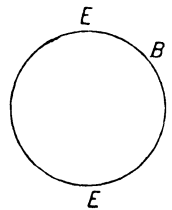


Fig. 1.

wobei die Werte der V_m zwischen den Grenzwerten 3.72 und 3.62 enthalten sind, diejenigen für V_f zwischen den Grenzwerten 2.93 und 2.83.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit auf ozeanischem Wege ergibt sich also um 27 bis 28 Proz. größer als auf festländischem Wege, und zwar ist dieses Resultat abgeleitet aus Wegstrecken, die über die ganze Erde verteilt sind. Eine ähnliche Zahl hat Angenheister*) gefunden, während andere Autoren erheblich kleinere Zahlen erhalten haben.

Die angegebenen Zahlen sind also Mittelwerte für alle Ozeane und alle Festländer der Erde. Es bestehen aber — wie von verschiedenen Seiten gezeigt worden ist — erhebliche Unterschiede im Verhalten namentlich der großen Ozeane, z. B. des Pazifischen und des Atlantischen. Durch geeignete Kombination einzelner Weltbeben lassen sich diese Unterschiede ohne Schwierigkeit mit einiger Annäherung feststellen, wie in der Arbeit Hillers des näheren ausgeführt ist.

Aus seinen Untersuchungen hat sich ein weiteres bemerkenswertes Resultat ergeben.

Bekanntlich hat Pechau**) aus ziemlich umfassendem, aber nicht homogenem Material geschlossen, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der W_1 -Wellen größer als diejenige der W_2 -Wellen und diese wieder größer als diejenige der W_3 -Wellen sei. Hiller hat auf Grund seines kritisch gesichteten Materials nunmehr gefunden, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der drei Wellengruppen nicht von der Zeit abhängt, sondern daß sie, gleiche Periode vorausgesetzt, nur abhängt von der geophysikalischen Beschaffenheit des durchlaufenen Weges, also wesentlich von der Verteilung von Land und Meer; mit anderen Worten, daß das ganze System der erdkreisenden Oberflächenwellen in seinem ganzen Verlauf auf dem Festland die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $V_f = 2.87$ im Mittel, auf dem Meeresboden $V_m = 3.66$ im Mittel besitzt. Daraus folgt, daß auf demselben Großkreis die Dauer einer vollständigen Umkreisung konstant ist, unabhängig vom Ausgangspunkt und unabhängig von der Richtung, in welcher der Großkreis durchlaufen wird. Auf einem anderen Großkreise mit anderer Verteilung von Land und Meer wird die Umkreisungsdauer natürlich eine andere sein.

Von diesen Sätzen möchte ich noch eine kurze Anwendung machen. Für ein bestimmtes Weltbeben und eine bestimmte Beobachtungsstation bilden wir die Zeitdifferenzen:

$$t_3 - t_0, \quad t_2 - t_0 \quad \text{und} \quad t_1 - t_0$$

und schreiben die Gleichung an:

$$t_3 - t_0 = (t_1 - t_0) + (t_2 - t_0) + (t_1 - t_0),$$

deren Richtigkeit man erkennt, wenn man beachtet, daß der Weg BE_1E (s. Fig.) in derselben Zeit zurückgelegt wird, wie derselbe Weg in der umgekehrten Richtung EE_1B .

*) G. Angenheister: Beobachtungen an pazifischen Beben. Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen 1921.

**) W. Pechau: Absorption und Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Hauptbebenwellen. Beitr. z. Geoph. 13, 205 u. 261 (1914).

Aus vorstehender Gleichung erhält man die bekannte Beziehung für die Epizentralzeit:

$$t_0 = t_1 - \frac{t_3 - t_2}{2}.$$

Diese Beziehung habe ich*) schon vor Jahren auf Grund einer anderen Betrachtung abgeleitet unter der Voraussetzung einer homogenen Erdkugel mit konstanter Fortpflanzungsgeschwindigkeit V der Oberflächenwellen. Für eine solche gilt sie in aller Strenge; für die wirkliche Erdkugel mit ihrer unregelmäßigen Verteilung von Land und Meer schien sie damals nur eine rohe Annäherung zu bedeuten. Nun erkennt man, daß die Formel gültig ist auch bei Berücksichtigung dieser ungleichen Verteilung von Land und Meer; und darauf beruht, daß die mit Hilfe der Formel berechneten Werte der Herdzeit eine weitgehende Übereinstimmung mit den auf andere Weise ermittelten Werten zeigen. Ich habe auf diese gute Übereinstimmung schon bei früherer Gelegenheit (bei der Naturforscherversammlung in Leipzig im Jahre 1922) hingewiesen. Damals hatte sie etwas Überraschendes; jetzt sieht man, daß die Genauigkeit der Formel nur abhängig ist von dem Maß an Genauigkeit, mit der die Zeitpunkte t_1 , t_2 und t_3 bestimmt sind, und daß diese Zeitpunkte schon den Einfluß von Land und Meer auf den betreffenden Großkreis in sich schließen.

Zur Registrierung von schnell verlaufenden Vorgängen für geophysikalische Untersuchungen.

Von O. Meisser und H. Martin. (Mit fünf Abbildungen.)

Es wird kurz eine Anordnung von Registrierinstrumenten beschrieben, die es gestattet, auch im Gelände elektrische bzw. elastische Welleneinsätze mit einer Zeitgenauigkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ sec zu bestimmen.

Vorarbeiten für Pendelmessungen und für seismisch-akustische Untersuchungen erforderten eine transportable Feldregistrarapparatur, die es gestattet, das Eintreffen von elektrischen bzw. elastischen Wellen mit einer Zeitgenauigkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ sec festzustellen.

Die gewöhnlichen transportablen Registrarapparate leisten bei genauer Untersuchung kaum mehr als $0.5 \cdot 10^{-2}$ sec, da die $1/5$ - bzw. $1/2$ -Sekundenmarken bei der unregelmäßigen Papiergeschwindigkeit nicht genügen. Für den Bau eines neuen Instrumentes kam nur die Arbeit von Angerer**) in Betracht, der für Schallmeßzwecke eine Apparatur mit der obigen Genauigkeit beschreibt.

Fig. 1 zeigt unseren Registrarapparat in Verbindung mit einem Zeisschen Schleifengalvanometer***). Der Antrieb erfolgt durch ein Laufwerk, das über eine schwere Friktionsscheibe den Papiertransport vermittelt. Das große Trägheitsmoment der Antriebsscheibe und die Lagerung der wichtigsten Achsen

*) K. Mack: Die Ermittlung der Herdentfernung eines Erdbebens mittels Oberflächenwellen. Zeitschr. f. Geophys. 1, 39 (1922).

**) E. v. Angerer: Zeitschr. f. Instrkde. 1922, S. 1.

***) Mechau: Zeitschr. f. techn. Phys. 1923.

auf Kugeln gewährleisten einen sauberen gleichmäßigen Papiertransport. Die Registriergeschwindigkeit läßt sich von 40 bis 200 mm/sec⁻¹ leicht verändern. Für die Zeitmarkierung wird gemäß Angerer eine Stimmgabel (von 50 Schwingungen) benutzt. Diese unterbricht den Primärstrom eines Induktors, dessen

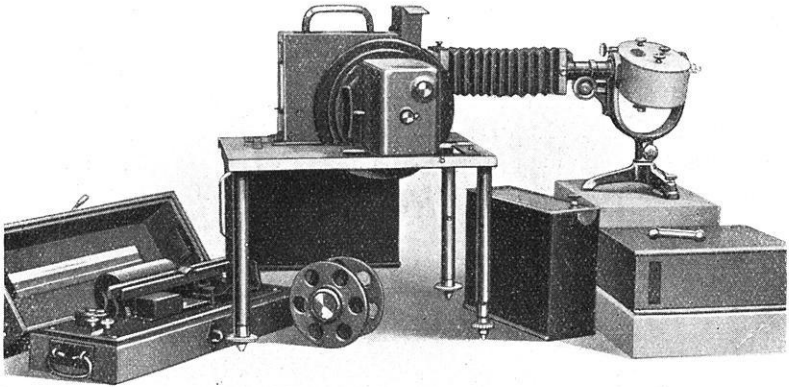


Fig. 1.

Sekundärstrom ein Geisslerrohr im entsprechenden Takte zum Aufleuchten bringt, so daß je nach der Schwingungszahl N der Stimmgabel jede $1/N$ sec ein dunkler Strich auf dem Film entsteht. Um die Gleichmäßigkeit der Intervalle und

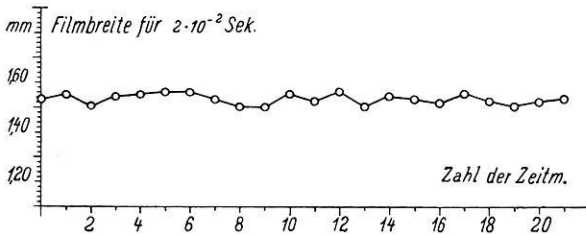


Fig. 2.

somit auch die Zeitgenauigkeit darzutun, sind für einige aufeinanderfolgende Zeitmarken die zugehörigen Strichabstände für 0.02 sec als Ordinaten aufgetragen.

Für Pendelmessungen soll der jeweilige relative Uhgang aus dem Ver-

gleich von drahtlosen Zeichen mit der angegebenen Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ sec bestimmt werden. Als Registrierinstrument für die drahtlosen Signale wurde ein mit zwei Fäden versehenes Saitengalvanometer benutzt, so daß die Sekundenmarken der Uhr und die Zeitzeichen parallaxenfrei nebeneinander auf dem Filme erscheinen. Diese Art der Registrierung hat den Vorteil, keine wesentlich verzögernden Elemente in die Apparatur hineinzubringen und erlaubt, mit sehr geringen Empfangsenergien auszukommen. Fig. 3 zeigt den Anfang des Nauener Koinzidenzsignals und zwei Sekundenmarken der Institutsuhr.

Das genaue Ausmessen der Filme geschieht in einem besonders hierfür von Herrn Geheimrat Hecker konstruierten Komparator.

Eine weitere Verwendung findet der beschriebene Registrierapparat bei seismischen Untersuchungen. Die Zeitgenauigkeit gestattet es, auch bei kurzen

Herdentfernungen künstlicher Erschütterungen die Ausbreitung der elastischen Wellen mit großer Genauigkeit zu untersuchen. Als „Empfänger“ dient ein elektromagnetisches Mikrophon besonderer Konstruktion, das aus theoretischen Gründen

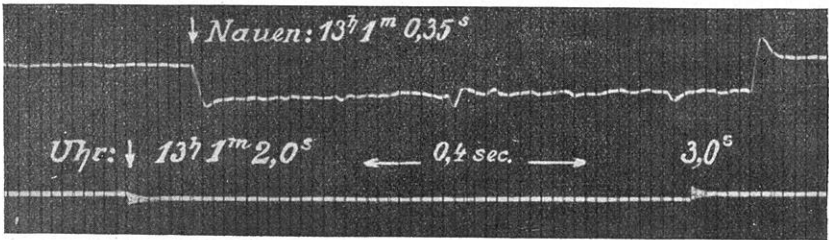


Fig. 3.

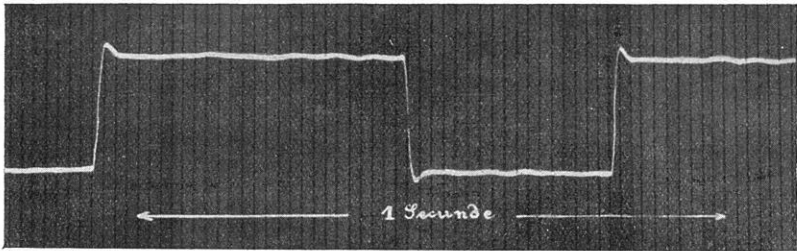


Fig. 4.

durch Wasser als Zwischenmedium mit dem Boden gekoppelt ist. Die direkten oder verstärkten Induktionsströme werden mit einem Zeisschen Schleifengalvanometer registriert. Die Registrierschleife eignet sich besonders hierfür, weil (s. Fig. 4)

sie bei kurzer Einstellzeit immer aperiodisch schwingt, wie in Fig. 4 das Ein- und Ausschalten eines konstanten Stromes erkennen läßt. Fig. 5 zeigt die Registrierung einer Sprengung in 21 m Entfernung vom Empfänger. Die Sprengzeit wird durch das Unterbrechen eines durch das Galvanometer fließenden

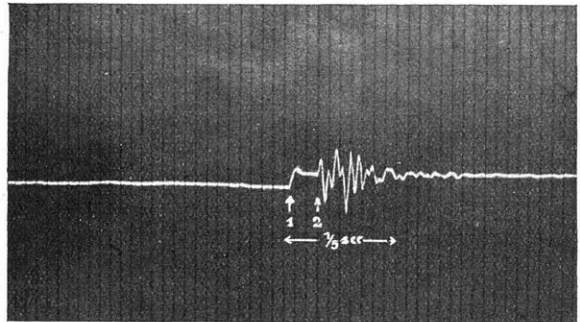


Fig. 5.

Ruhestromes ($\uparrow 1$) bequem und scharf markiert. Die Einsätze von $\uparrow 2$ an sind durch die verschiedenen ankommenden elastischen Wellen verursacht.

Die für den Bau des Registrierapparates erforderlichen Mittel sind von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt worden.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, November 1926.

Magnetische Anomalien des Carbons.

Von H. Reich in Berlin.

Die großen Carbonmulden Mitteleuropas zeichnen sich durch magnetische Minima aus. Es wird der Versuch gemacht, diese merkwürdige Erscheinung zu erklären.

Die Ursachen kräftiger magnetischer Anomalien sind im allgemeinen bekannt. Es sind dies meist basische Eruptiva oder andere mehr oder weniger magnetitreiche Gesteine und Erze. Die Ursachen schwacher magnetischer Anomalien sind weniger gut bekannt und können wohl sehr verschiedener Natur sein. Für manche schwache, mehr lokale negative Anomalien werden nach Schuh¹⁾, Heiland²⁾ u. a. Salz- und Gipslagerstätten, für ebensolche positive Anomalien nach Koenigsberger³⁾ u. a. Brauneisen- und Spateisenlagerstätten in Anspruch genommen. Es mag hinzugefügt werden, daß solche lokale magnetischen Anomalien auch noch eine Menge anderer Ursachen haben können und eigentlich bei jeder Messungsreise angetroffen werden. Je nach der erzielten Meßgenauigkeit steht bisweilen nicht einmal ihre Realität fest, wodurch ihre Deutung noch mehr erschwert wird.

Die Anomalien, von denen hier die Rede sein soll, sind auch nicht besonders kräftig — sie überschreiten selten 100 γ —, unterscheiden sich aber insofern prinzipiell von den eben erwähnten, als es sich um Erscheinungen mehr oder weniger regionaler, nicht lokaler Natur handelt. Sie kommen nicht bei engmaschigen Spezialvermessungen, sondern bei den Landesvermessungen zum Ausdruck, also bei Messungen, die für einen ganzen Landstrich dessen positiven bzw. negativen Charakter zeigen. Es kommen demnach für diese Betrachtungen nur Vermessungen größerer Areale, die an absolute Messungen angeschlossen sind, in Frage.

Bei der geologischen Durcharbeitung solcher magnetischer Landesaufnahmen zeigte es sich, daß die großen Carbonmulden fast stets negativ gestört sind. Reich wurde auf diese Erscheinung bei seinen Messungen in Oberschlesien⁴⁾ aufmerksam und sah dann später, daß es sich um eine anscheinende Gesetzmäßigkeit handelt, die sich in anderen Gebieten noch viel besser zeigen läßt.

Einige Beispiele moderner magnetischer Landesvermessung sollen dazu herangezogen werden. Da ist zuerst die belgische Aufnahme von Hermant⁵⁾, deren Störungswerte für Z (Vertikalkomponente) von Reich⁶⁾ berechnet wurden. Die kräftigsten positiven Anomalien finden sich hier über den alten cambrischen Massiven mit ihren Eruptiven und magnetithaltigen Schiefen: Massiv von Brabant, Störungswerte bis + 400 γ ; Massiv von Stavelot, Störungswerte bis + 200 γ . Dagegen sind negativ gestört die Carbonmulde von Namur mit Werten bis — 130 γ und die Carbonmulde der Campine mit Werten bis — 165 γ . Auch die weniger bedeutende Mulde von Dinant und das Becken von Herve weisen negative Störungswerte auf, die allerdings nur Beträge von — 10 bis — 20 γ erreichen. Im einzelnen bewegen sich die Werte über dem produktiven Carbon

der Mulde von Namur zwischen $+10 \gamma$ (nur eine Station, dort Carbon von älterem Gebirge überschoben) und -115γ , in der Mulde der Campine von ± 0 (relativ mächtiges Deckgebirge) bis -165γ . Ebenfalls negativ gestört sind die Silurgebiete östlich und nördlich des Brabanter Massivs, wodurch das sonst sehr einheitliche Bild etwas beeinträchtigt wird. Mit zunehmender Deckgebirgsmächtigkeit scheint die negative Störung zu verschwinden.

Die magnetische Aufnahme von Frankreich zeigt, daß sich das Minimum der Mulde von Namur weiter bis in die Gegend von Boulogne fortsetzt; ganz entsprechend der tatsächlich nachgewiesenen Verbreitung des Carbons.

Die magnetische Aufnahme von England⁷⁾ gibt eine weitere Bestätigung. Schon 1899 ist es Rücker und Thorpe⁸⁾ aufgefallen, daß trotz der alten Gebirgskerne Wales und Irland gegenüber dem mit jungen Sedimenten bedeckten südöstlichen Teil des Landes (dem Londoner Becken) schwächer, d. h. negativ magnetisiert erscheint. Tatsächlich entsprechen diese Minimagebiete der Hauptverbreitung carbonischer und auch silurischer Schichten. Sie ziehen von der Ostküste bei Newcastle-Sunderland, sich dann der Westküste nähernd, bis in die Umgebung von Cardiff und Bristol und umfassen das Londoner Becken auch von Süden (Carbon bei Dover!). Gewisse Ausnahmen lassen sich zwanglos durch Eruptivvorkommen erklären. So üben die Granite von Cornwall, die Eruptive im Nordwesten von Wales, die Intrusiva im Norden von Nottingham⁹⁾ und die des Unter carbons von Schottland zweifellos ihren Einfluß aus.

Gehen wir nun ostwärts auf deutsches Gebiet über, so kommen wir zunächst ins Aachener Revier. Hier konnte Reich¹⁰⁾ durch eine große Zahl von Variometermessungen das Bild, das die magnetische Landesaufnahme vermittelte, wesentlich ergänzen. Es zeigte sich, daß sowohl Wurm- wie Indemulde negativ gestört sind. Die Indemulde mit Werten von -29 bis -44γ , die Wurm mulde mit Werten von -20 bis -88γ . Die negative Störung dieser letzteren wird mit zunehmender Deckgebirgsmächtigkeit geringer und geht, wenn dieselbe 700 m übersteigt, über $+0$ hinaus.

Ein ganz anderes Verhalten zeigen hier aber die Carbonschollen des Erkel enzer Gebietes, die Störungswerte von mehr als $+200 \gamma$ aufweisen. Sie werden von der Wurm mulde durch den Geilenkirchener Sattel getrennt, in dem man die Fortsetzung des Brabanter Massivs¹¹⁾ vermutet. Es sind also wahr scheinlich im Erkel enzer Gebiet in relativ geringerer Tiefe die magnetitreichen Gesteine des Cambriums vorhanden. Dazu paßt die geringere Mächtigkeit des Hückelhovener Carbons. Die großen Verwerfungen bei diesem Orte bringen neben dem an sich magnetisch negativen Carbon das magnetisch positive Cam brium näher an die Erdoberfläche, wobei die Wirkung des letzteren als die kräf tigere überwiegt. So kommt das magnetische Bild zustande, in dem man sowohl die Wirkung der großen Querverwerfungen wie die des Geilenkirchener Sattels deutlich erkennen kann.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse im Ruhrgebiet. Es stehen hier leider nur die wenigen Messungen der Vermessung erster Ordnung, die von Ad. Schmidt¹²⁾ bearbeitet wurden, zur Verfügung. Doch zeigen diese wenigen Messungen aufs deutlichste wieder den negativen Charakter der Hauptcarbon-

mulde und die Abnahme der negativen Störungswerte sowohl mit abnehmender Carbonmächtigkeit als auch mit zunehmender Deckgebirgsmächtigkeit: bei mehr als 1500 m Deckgebirge werden die Störungswerte positiv. Die über dem ausgehenden produktiven Carbon gemessene Station hat nach der Schmidtschen Karte einen Störungswert von -90γ , ebenso tief ist der an der Lippe gemessene Wert. Das Culmgebiet südlich Soest im Osten des Beckens ist dagegen mit $+10 \gamma$ schwach positiv gestört. Noch höher ist die Störung von Z im südlich anschließenden Devongebiet, nämlich $+70 \gamma$. Die ebenfalls von Schmidt mitgeteilten horizontalen Störungspfeile bestätigen das Bild: sie zeigen überall vom Ruhrbecken weg. Wie die Schollen von Erkelenz, sind auch die von Osnabrück dem Ruhrgebiet gegenüber positiv, wenn auch nicht so stark wie dort, gestört. Da wir hier über den vorcarbonischen Untergrund nichts wissen, ist eine Erklärung dieser Tatsache schwierig. Vielleicht kommen hier die kristallinen Gesteine des alten nordatlantischen Kontinents näher an die Oberfläche. Die dort gemessenen hohen Schwerewerte unterstützen diese Vorstellung.

Weitere Beiträge zu dem angeschnittenen Problem liefert die neue Aufnahme von Hessen durch Schering und Nippoldt¹³⁾. Für uns kommen die sieben am Ostrand des Rheinischen Schiefergebirges liegenden Stationen in Frage, deren Störungswerte und geologische Position die nachfolgende Tabelle zeigt:

	Station	Störungsbetrag in Z	Geologischer Untergrund
von Norden	Wehrshausen bei Marburg	-4γ	Unter Bundsandstein und Zechstein etwa 100 m über Culm = Untercarbon oder Oberdevon
	Staufenberg	-47γ	Unter Bundsandstein und Zechstein etwa 150 m über Culm
	Heuchelheim SW von Gießen	-34γ	Culm unter Alluvium
	Hochweisel SW von Butzbach	-20γ	Unterdevon/Mitteldevon
	Wehrheim bei Usingen	-17γ	Unterdevon
	Kl. Feldberg	-3γ	Altes Unterdevon
nach Süden	Rauenthal	$+29 \gamma$	Vordevonische Phyllite unbek. Alters

Die Werte sind am geringsten über dem Culm (= Untercarbon) und steigen über 0 an auf den kristallinen vordevonischen Schichten.

Ferner sind hier die verschiedenen Aufnahmen des Harzes zu erwähnen, von denen sich die von Eschenhagen¹⁴⁾ leider als ziemlich unzuverlässig erwiesen hat. Immerhin kann man ihr mit einiger Sicherheit das Ergebnis entnehmen, daß der ganze Oberharz, insbesondere die Culmgegend von Clausthal-Zellerfeld, negativ gestört ist.

Nippoldt¹⁵⁾ hat im Südostharz neuere Variometermessungen ausgeführt, die zeigten, daß dieses ganze Gebiet um -108γ gegenüber der norddeutschen Aufnahme gestört ist. Am niedrigsten waren die Werte im Culm-Silurgebiet um Hasselfelde-Stiege. Erst südlich Ifeld waren drei Stationen positiv, die merkwürdigerweise im Gebiet des Zechsteingipses liegen.

Auch in Thüringen zeigen die wenigen Stationen der Vermessung erster Ordnung¹⁶⁾, die auf oder am alten variskischen Gebirgskern angelegt sind, sämt-

lich negative Werte. Am tiefsten sind die drei Stationen, die dem Teuschnitz-Ziegenrücker Culmzug zunächst liegen. Es sind das die Stationen Gefell II mit -20γ , Gräfendorf mit -70γ und Bertelsdorf mit -40γ Störungswert in Z der Schmidtschen Karte.

Hier schließt die engmaschigere Vermessung von Sachsen¹⁷⁾ an. Das Ergebnis dort ist: Kräftige positive und lokal ebenso kräftige negative Störungswerte (polare Wirkung) über Eruptivgesteinen und deren Kontakthöfen (am Eibenstockgranit $+550$ bis -240γ , über dem Lausitzer Granit bis $+300 \gamma$, über Lausitzer Basalten $+1300$ bis -630γ). Große flächenhafte Minima ergeben sich dagegen im Culm-Silur-Cambriumgebiet von Mehleuer (-70 bis -160γ), ferner in der Zwickau-Chemnitzer Carbon- und Rotliegendmulde (-60 bis $+10 \gamma$), im Döhlener Becken (bis -180γ) und im Culm-Silurgebiet nördlich der Lausitzer und Elbtalgranite (-40 bis -150γ). Das Minimum im Elbtal hat wohl andere Ursachen (Abbruch des Granits an einer großen Verwerfungsspalte). Das Zwickau-Chemnitzer Minimum greift auf das Gebiet der wahrscheinlich cambrischen Phyllite und Glimmerschiefer südlich Chemnitz über, also auf ein Gebiet magnetitarmer kristalliner Schiefer.

Als letztes Gebiet sei das oberschlesische Becken gestreift. Folgende kleine Tabelle zeigt die Stationen erster Ordnung¹⁸⁾ und ihre geologische Position.

Station	Störungsbetrag in Z	Geologischer Untergrund
Deutsch Krawarn	-50γ	Ausgehendes Culm
Alt-Gleiwitz	-20γ	Etwa 200 m Deckgebirge über produktivem Carbon
Rudoltowitz	$+10 \gamma$	Etwa 800 m Deckgebirge über produktivem Carbon

Der tiefere Untergrund der anderen oberschlesischen Stationen ist nicht näher bekannt. Sie sind alle positiv gestört und liegen auf Deckschichten von unbekannter Mächtigkeit, wahrscheinlich über paläozoischem Gebirge (Culm?).

Mit diesen Daten ist ein großer Teil des für Mitteleuropa vorliegenden Materials ausgewertet worden. Es soll nun der Versuch gemacht werden, die merkwürdige Erscheinung der Carbonminima zu erklären, die im magnetischen Bilde Mitteleuropas unter den Minimas zweifellos eine sehr große Rolle spielen. Nippoldt¹⁹⁾, der als erster im Südosttharz auf diese Dinge aufmerksam wurde, glaubte mit Rücksicht auf die zahlreichen Eruptiva dieses Gebietes mit einer dem Erdfeld entgegengesetzten Magnetisierung, also mit Eigenmagnetismus dieses Gebirgstalles rechnen zu müssen, und Reich²⁰⁾ hat sich dieser Auffassung anfänglich auch für Oberschlesien bei seinen ersten magnetischen Versuchen angeschlossen. Die Nippoldtsche Anschauung hat für den Südosttharz zweifellos ihre Berechtigung. Bei den anderen behandelten Gebieten macht sie aber Schwierigkeiten und wird dort auch von Nippoldt abgelehnt. Die zahlreichen untersuchten Proben aus dem Carbon ergaben nirgends irgendwie aus dem Rahmen sonstiger Sedimente fallende magnetische Eigenschaften. Nach der heute allgemein herrschenden Auffassung besitzen so schwach magnetische Gesteine die Fähigkeit, mitgeteilten Magnetismus festzuhalten (Remanenz bzw. Koerzitivkraft), nur in ganz geringem Maße, besitzen also praktisch keinen Eigen-

magnetismus. Eine auf das Carbon zurückgehende permanente Magnetisierung ist daher für die Sedimente des Carbons kaum anzunehmen. Am meisten scheint mir aber gegen eine solche Hypothese der Umstand zu sprechen, daß Eruptiva des Carbons, die zweifellos Eigenmagnetismus besitzen, wie etwa die Lausitzer Granite und die basischen Eruptiva im Obercarbon von Nottingham²¹⁾ und im Untercarbon der Gegend von Edinburg-Glasgow²⁹⁾, nicht negativ, sondern positiv magnetisiert sind, also süd magnetisch sind.

Wir müssen uns also nach einer anderen Erklärung, die der magnetischen Induktion durch das heutige Erdfeld Rechnung trägt, umsehen; und da bleibt eigentlich nichts anderes übrig, als für carbonische und andere paläozoische Sedimente eine geringere Suszeptibilität anzunehmen, als sie — abgesehen von Eruptiven — für ältere metamorphe magnetitreiche Gesteine auf der einen und jüngere unveränderte Sedimente auf der anderen Seite zu fordern ist. Soweit der Gegensatz zu den älteren metamorphen Gesteinen in Frage kommt, macht das keine Schwierigkeiten. Soweit sie eisenhaltig sind, finden wir in ihnen meist Magnetit, so z. B. in den magnetitreichen Phylliten der Stufe von Déville (Cambrium) in Belgien. Sind magnetische Eisenverbindungen nur in geringen Mengen da, wie das für die cambrischen Phyllite und Gneise Sachsens angenommen werden muß, so sehen wir die magnetischen Minima nichtkristalliner, paläozoischer Sedimente auf deren Gebiet übergreifen.

Dagegen ist der Gegensatz zu mesozoischen und der besonders starke zu tertiären Sedimenten nicht ohne weiteres verständlich, und doch begegneten wir demselben ständig, indem zunehmende Deckgebirgsmächtigkeit über dem Carbon dessen negative magnetische Störung aufhob. Hier ist vielleicht auf folgendem Wege eine Erklärung möglich, die nicht auf einzelne Vorkommen, sondern nur auf die ganze regionale Erscheinung angewandt werden darf. Alle klastischen Sedimente sind letzten Endes Zerstörungsprodukte von Eruptiven. Die zuerst erstarrte Decke unserer Erde war wohl sicher sehr saurer Natur, also eisen- und magnetitarm. Von dieser ersten Erstarrungsrinde wird nun ein relativ großer Teil in den alten Sedimenten stecken, jedenfalls prozentual mehr als in den jüngeren. Zur Zeit deren Ablagerung waren wohl die basischeren Teile der Erstarrungsrinde in immer größerem Umfang der Zerstörung zugänglich, auch mehrten sich im großen und ganzen die Eruptionen und Intrusionen basischer Gesteine. Ein endgültiges Urteil über die wahren Ursachen der magnetischen Minima des Carbons und anderer paläozoischer Sedimente wird aber erst dann möglich sein, wenn die magnetischen Eigenschaften schwach magnetischer Gesteine näher erforscht sind.

Hier sei noch kurz mit einigen Worten das Verhalten des Devons gestreift: Wo dasselbe mächtig entwickelt ist, wie im Kern des Rheinischen Schiefergebirges und in den Ardennen, scheint es keine Minimagebiete hervorzurufen. Vielleicht ist der lebhafteste Vulkanismus dieser Zeit dafür verantwortlich zu machen. Ich erinnere an die zahlreichen Diabase und Keratophyre des Rheinischen Gebirges, die dieser Formation angehören. Vielleicht auch ist in diesen Gebieten der kristalline Kern näher an der Erdoberfläche als in den benachbarten Carbongebieten. Was hier das Richtige ist, ist nicht mit Sicherheit

zu entscheiden; denn auf der anderen Seite ist es merkwürdig, wie wenig die Deckenergüsse des Devons und Perms im magnetischen Bilde zum Ausdruck kommen: ihre gegenüber Intrusionen geringe Masse und die rasche Erstarrung, die eine volle Auskristallisation der Eisenverbindungen und vielleicht auch eine entsprechende Magnetisierung verhinderte, mag daran schuld sein. Ferner ist zu bemerken, daß der Titangehalt dieser Eruptiva relativ sehr hoch ist, was nach englischen Arbeiten⁹⁾ die Magnetisierbarkeit stark herabsetzt.

Zum Schlusse seien einige Gedanken der Bedeutung der Carbonminima für die geologische Forschung gewidmet. Diese Gesetzmäßigkeit sollte vor allem bei der Erforschung von Gebieten, deren tieferer Untergrund durch junge Bildungen von wechselnder Dicke verhüllt ist, mit herangezogen werden. In erster Linie sind hier natürlich Schweremessungen am Platze. Ergeben sich durch solche Messungen Horstgebiete mit höherer Schwere, so sollte man nicht versäumen, diese auch auf ihr magnetisches Verhalten zu prüfen; und man wird mit einiger Sicherheit sagen können, ob die störenden Massen aus paläozoischen Sedimenten oder aber aus kristallinen bzw. aus eruptiven Gesteinen bestehen. Es braucht nicht betont zu werden, daß gerade für unsere Norddeutsche Tiefebene derartige Anwendungsmöglichkeiten vorliegen. Wie ich hier vorläufig nur andeuten kann, haben sich solche auch bereits ergeben und führen hoffentlich zu dem gewünschten Erfolge.

Literatur.

1) Fr. Schuh: Magnetische Messungen usw. Mitteil. aus d. Mecklenb. Geol. Landesanstalt. Rostock 1920.

2) C. Heiland: Die bisherigen Ergebnisse magnetischer Messungen über norddeutschen Salzhorsten. Zeitschr. d. D. Geol. Ges. **76**, 101—111 (1924). Hier weitere Literatur.

3) J. Koenigsberger: Fortschritte der magnetischen und gravimetrischen Aufschlußverfahren. Glückauf 1923, Nr. 43, S. 992—994.

4) H. Reich: Magnetische Messungen in Oberschlesien. Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanstalt **44**, 329 (1923).

5) A. Hermant: Levé magnétique de la Belgique au 1. Janv. 1913. Bruxelles 1920.

6) Wegen Einzelheiten sehe man H. Reich: Magnetische Messungen im Aachener und Erkelenzer Steinkohlengebiet usw. Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanstalt **47**, 84 ff. Taf. 3 (1926).

7) G. W. Walker: The Magnetic Re-survey of the British Isles for the Epoch Jan. 1, 1915. Phil. Trans. Roy. Soc. of London, Ser. 1, Vol. 219, Juli 1919.

8) Rücker and Thorpe: A Magnetic Survey of the British Isles, Jan. 1, 1886, Phil. Trans. 1890, A.

9) A. H. Cox: A Report on Magnetic Disturbances in Northamptonshire and Leicester hire etc. Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 219, Appendix p. 73—135, July 1919.

10) H. Reich: a. a. O. 6). Hier Karte des Aachener Reviere. Taf. 4.

11) W. Wunstorff und W. Gothan: Ein Beitrag zur Kenntnis des Aachener Obercarbons. Glückauf 1925, Nr. 35, S. 11 des Sonderabdruckes.

12) Ad. Schmidt: Ergebnisse der magnetischen Landesaufnahme erster Ordnung. Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 276, Berlin 1914. Die mitgeteilten Zahlen sind der Störungskarte — nicht den Tabellen — entnommen, da sich deren Werte am besten für geologische Vergleiche eignen.

13) K. Schering und A. Nippoldt: Erdmagnetische Landesaufnahme von Hessen. Darmstadt 1923.

¹⁴) M. Eschenhagen: Magnetische Untersuchungen im Harz. Forsch. z. Deutschen Landes- und Volkskunde **11**, 1—20 (1899).

¹⁵) A. Nippoldt: Magnetische Aufnahme des Südostharzes mittels Ad. Schmidts Feldwage. Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 305, Berlin 1920.

¹⁶) Ad. Schmidt: a. a. O. ¹²).

¹⁷) O. Göllnitz: Die magnetischen Vermessungen des sächsischen Staatsgebietes. Beiheft zum Jahrb. f. d. Berg- u. Hüttenwesen in Sachsen 1919. Freiburg 1919.

¹⁸) Ad. Schmidt: a. a. O. ¹²).

¹⁹) A. Nippoldt: a. a. O. ¹⁵).

²⁰) H. Reich: a. a. O. ⁴).

²¹) A. H. Cox: a. a. O. ⁹).

²²) Rucker und Thorpe: a. a. O. ⁸).

Zur Geologie der Erdbeben im Rheinland.

Von **A. Sieberg** in Jena. — (Mit einer Tafel.)

Die rheinischen Erdbebenherde zeigen ausgesprochene Beziehungen zur neozoischen Bruchtektonik. Die wichtigsten Bebenherde schuf der Einbruch der Niederrheinischen Bucht, der auch den Nordrand des Hohen Venns durch Querbrüche zerstückelte und mindestens auf Abschnitte des gebirgigen Rheintales bestimmend wirkte. Bebenfrei ist das ungebrochene Innere des Rheinischen Schiefergebirges. Die großen Überschiebungen am Nordrand des Gebirges sind seismisch tot. Vulkanische Erdbeben fehlen, Einsturzbeben sind möglich, aber nicht nachgewiesen.

Über Lage, Art und Tätigkeit der geologischen Störungsstellen, die in Deutschland Erdbeben hervorrufen, wissen wir bekanntlich noch sehr wenig. Diesem Mangel läßt sich am leichtesten abhelfen für das Rheinland. Denn einmal haben in diesem alten Kulturgebiet seit mehr als einem Jahrtausend fleißige Chronisten brauchbare Beobachtungen über Erdbeben in großer Zahl aufgezeichnet, wovon ich manches um 1900 herum zu einem umfangreichen handschriftlichen Erdbebenkatalog *) zusammengestellt hatte. Andererseits sind namentlich auch durch den Bergbau und Tiefbohrungen die geologischen und tektonischen Verhältnisse **) bis hinunter zu großen Tiefen unter der heutigen

*) Dieser Katalog, dessen Zustandekommen vor allem der damalige Aachener Stadarchivar Pick gefördert hat, umfaßt rund 600 rheinische Einzelbeben, ungerechnet die Schwarmbeben. Auszüge hieraus mit Literaturnachweisen finden sich in A. Sieberg: „Die Erdbeben und ihre Erforschung unter besonderer Berücksichtigung von Aachen“, Aachen 1902. Derselbe: „Einiges über Erdbeben in Aachen und Umgebung“. Die Erdbebenwarte, II. Jahrg., Laibach 1903. Derselbe: „Erdbeben“, S. 74 ff. in P. Polis: „Nord-Eifel und Venn“, Aachen 1905.

**) Als wichtigste zusammenfassende geologische Literatur (mit Karten und Profilen), die vor allem auch die Schollenbewegungen im tieferen Untergrunde der Niederrheinischen Bucht erst in das richtige Licht rückt, seien genannt: E. Holzapfel: „Die Geologie des Nordabfalls der Eifel mit besonderer Berücksichtigung der Gegend von Aachen“. Abh. d. Preuß. Geol. Landesanstalt, N. F., Heft 66, Berlin 1910. W. Wunstorff und G. Fliegel: „Die Geologie des Niederrheinischen Tieflandes“. Ebenda Heft 67, Berlin 1910. G. Fliegel: „Der Untergrund der Niederrheinischen Bucht“. Ebenda Heft 92, Berlin 1922.

Erdoberfläche weitgehend geklärt worden. Die älteren Versuche, die Erdbeben-tätigkeit im Rheinland genetisch zu erfassen, mußten an der damaligen Unzuläng-lichkeit der angewandten Untersuchungsmethoden*) und der lokalgeologischen Kenntnisse scheitern. Gegenwärtig aber können wir unter günstigeren Bedin-gungen an die Lösung der Aufgabe herantreten. Hierfür wurden im Laufe der Jahre rund 160 Erdbeben rheinischen Ursprunges benutzt, die bis zum Jahre 801 zurückreichen. Soweit es möglich war, wurde das Epizentrum oder wenigstens das pleistoseiste Gebiet sowie die Grenze des makroseismischen Schüttergebiets ermittelt, auch für bereits früher (durch J. Nöggerath, A. v. Lasaulx u. a.) monographisch bearbeitete Beben. So konnte ich nicht nur die Herde der Er-schütterung, sondern auch den Charakter der Erdbeben-tätigkeit jedes Herdes, und beides in der Abhängigkeit von der Tektonik feststellen. Wenn auch diesen Ergebnissen naturgemäß im einzelnen noch Unsicherheiten anhaften, so ent-sprechen doch die Hauptzüge sicherlich den tatsächlichen Verhältnissen. Vor allem zeigt sich ein von den früheren Auffassungen grundverschiedenes Bild, das aber den natürlichen Verhältnissen entspricht.

Bestimmte Teile des Rheinlandes nehmen hinsichtlich der in ihnen ent-stehenden Erdbeben nach Häufigkeit und Stärke eine bevorzugte Stellung in Deutschland ein. Während des letzten Jahrtausends wechselten ruhige Zeiten, die nur hier und dort schwache, örtlich beschränkte Stöße brachten, mit Perioden lebhafter Tätigkeit ab, wobei zerstörende Beben weithin Schrecken verbreiteten; selbst monate- und jahrelang dauernde Schwarmbeben mit Hunderten von Einzel-stößen sind bekannt geworden. Ganz allgemein läßt sich der Grundsatz ableiten, daß die Erdbeben des Rheinlandes nur in jenen Gegenden ihren Ur-sprung nehmen, die im Tertiär und der Folgezeit von Bruch-zerstückelung und Schollenverschiebung betroffen worden sind und deshalb ihre Gleichgewichtslage noch nicht wiedergefunden haben. Dies sei nachstehend im einzelnen gezeigt.

Das Rheinische Schiefergebirge, vorwiegend aus devonischen Gesteinen mit dem kambrischen Kerne des Hohen Venns aufgebaut, wurde samt den Kohlen-becken vor seinem Nordrande in spätkarbonischer Zeit von der varistischen Faltung, die aus SO wirkte, zu SW-NO streichenden Faltenzügen zusamen-gestaucht. Der Nordrand aber, vor allem das bereits durch vordevonische Faltung versteifte Kambrium des Hohen Venns, wälzte sich in Überschiebungen auf das Vorland. Die Hauptüberschiebungen sind in Westfalen Sutan und Satanella, im Rheinland die Venn-Überschiebung als Südgrenze des Steinkohlenbeckens der Indemulde sowie die Aachener und die Burt-scheider Überschiebung als Südgrenze des Steinkohlenbeckens der Wurm-mulde, ferner in Belgien und Nordfrankreich die in einer Länge von 380 km bis Boulogne am Kanal reichende Grande Faille du Midi. Die Überschiebungen bei Aachen mit 800 bis 1000 m seigerer Sprunghöhe und 3 bis 4 km Horizontal-

*) Die von F. de Montessus de Ballore in seiner seismischen Geographie (vgl. Abb. 5, S. 68) angewandte Methode, die als erschüttert gemeldeten Ortschaften in Karten einzuzeichnen und nach der Zahl der Meldungen zu unterscheiden, gibt zwar Auskunft über den Fleiß der Chronisten, nicht aber über die Seismogenese.

Neuwieder Beckens in Zusammenhang. Das zerstörende Beben vom 29. Juli 1846 mit nicht weniger als 300 km Reichweite nahm seinen Ausgang im Rheintal bei St. Goar; die geologische Störungsstelle hierfür ist noch nicht bekannt. Für die Beben an der Mosel kommen Herde in den tertiären Bruchgebieten der Trierer Bucht und des Wittlicher Grabens in Frage, die hier nicht näher untersucht werden sollen. Genannt sei nur das Beben von Juni 1595, das in Alf besonders heftig auftrat, Felsstürze hervorrief und die Thermalquelle von Bertrich geboren haben soll.

Die meisten und wichtigsten Bebenherde des Rheinlandes sind durch die Entstehung der Niederrheinischen Bucht angelegt worden, die sich in der Form eines Dreiecks vom Niederrheinischen Tiefland her zwischen das Hohe Venn und das Bergische Land einschiebt. Noch in der Kreidezeit war diese Gegend das gleiche Hochgebiet wie die heutigen Randgebirge, und erst während des mittleren und oberen Oligozäns entstand durch örtliche tektonische Vorgänge der Einbruch, der einen Meerbusen schuf. Das von W. Wunstorff in den W-O streichenden Horsten von Erkelenz und Krefeld nachgewiesene Karbon zeigt die Zusammengehörigkeit der Kohlenbecken von Aachen und Westfalen. Im Pliozän zog sich G. Fliegel zufolge das Meer weit nach Norden zurück und die Schollenzerstückelung erreichte den Höhepunkt. Es entstand neben den vorgenannten W-O-Störungen des Nordens eine Vielzahl von NW-SO streichenden Gräben, Horsten und gestaffelten Schollen nicht allein im Untergrund der Bucht, sondern auch quer durch den Nordrand des Hohen Venns bis in die Aachener Gegend hinein, wo sie von N nach S an Stärke abnehmen und im Gebirge bald ausklingen. Zu Beginn des Altquartärs setzte nach Fliegel Hebung des Rheinischen Schiefergebirges ein. E. Holzapfel erkannte 1903 als erster, daß in dem gesamten Besprechungsgebiet die altdiluvialen Schollenverschiebungen mit nur geringen Unterbrechungen bis nach der Aufschüttung der Hauptterrasse fort dauerten, so daß viele Verwerfungen trotz der Hunderte von Metern mächtigen Schuttdecke an der Erdoberfläche noch in der Form von Steilrändern deutlich ausgeprägt sind. Daß die Schollenbewegungen auch in der Gegenwart noch nicht aufgehört haben, beweisen die zahlreichen Erdbeben. Selbstverständlich lassen sich nur bei einigen neueren Beben die Herdlagen mit bestimmten Verwerfungen sicher in Zusammenhang bringen. Aber für manche ältere Beben ergeben sich doch Anhaltspunkte, um sie mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit bereits bekannten Herden oder wenigstens bestimmten Gegenden zuzuweisen.

Ein oftmals, aber kräftig nur vereinzelt tätiges Herdgebiet, das die Gegend zwischen Bonn und Remagen zu erschüttern pflegt, liegt in der weitgehend zerstückelten Südspitze der Niederrheinischen Bucht. Dieser Einbruch, der die Vulkane des Siebengebirges gebar, erfolgte im Miozän. Am kräftigsten dürften die Beben vom März und Oktober 1673 mit Reichweiten von fast 100 km gewesen sein; näheres über die dortigen Beben brachte O. Wilckens*). Für vulkanische oder kryptovulkanische Einwirkungen fehlt jegliches Anzeichen.

*) O. Wilckens: „Erdbeben im Allgemeinen und die Bonner Erdbeben im Besondern“. Deutsche Reichs-Zeitung in Bonn vom 7. Januar 1926.

Auf den südwestlichen Randstaffeln des Bergischen Landes bei Siegburg nahm nach O. Kuhn *) das Beben sechsten Grades vom 6. März 1926 mit einer Reichweite von fast 200 km seinen Ursprung. Ein ähnliches Beben war bereits am 17. März 1869 voraufgegangen.

Die häufigen und mitunter zerstörend wirkenden Beben geringer Reichweite, die aus Köln und Umgegend bekannt sind, wie etwa diejenigen vom 11. Januar 1222 und vom 24. Okt. 1841, müssen ihren Herd in nächster Nachbarschaft der Stadt haben. Wenn sich auch seine Lage nicht genauer festlegen läßt, so gehört er doch sicherlich dem Bruchgebiet des Südlichen Rheintalgrabens an. Es sei jedoch hervorgehoben, daß Köln auch mehrfach im Zerstörungsgebiet von Beben anderer Herkunft gelegen hat.

Im nördlichen Abschnitt der Niederrheinischen Bucht scheint der nach W-O umbiegende Horst von Erkelenz einen Lokalbebenherd zu beherbergen, der sich am 14. Sept. 1556 für Erkelenz erheblich bemerkbar machte.

Weiter südlich, im Gebiet der Ruhr-Erft-Schollen, liegen zwei wichtige Bebenherde. Der erste, der in der Gegend des Finkelbaches zu suchen ist, hat mit die größten Beben des Rheinlandes hervorgebracht. Noch heute weisen in Richardshofen und in Oberembt massive Häuser Risse und Spalten auf, die vom Erdbeben **) des 26. August 1878 mit nicht weniger als 350 km Reichweite herühren. Wenn auch Verwerfungen jener Gegend in den geologischen Karten nicht eingezeichnet sind, so muß man doch A. Quaaas ***) zufolge sowohl aus den Oberflächenformen als auch ganz besonders aus den hier zahlreich niedergebrachten Tiefbohrungen mit Sicherheit W-O-Brüche des Untergrundes annehmen; diesen verdanken die Rinnen von Finkel-, Malefink-, Beecker- und Merzbach sowie größere Trockenrinnen ihren Ursprung. Vieles spricht dafür, den gleichen Herd für die zerstörenden Beben vom 24. April 1141 und vom 4. April 1640 mit den großen Reichweiten von 350 bzw. 200 km verantwortlich zu machen. Dagegen hat das Erdbeben vom 17. Nov. 1868 mit etwa 50 km Reichweite sein Epizentrum etwas weiter südöstlich, bei Heppendorf gehabt. Auch hier sind zwar keine Herdverwerfungen bekannt, aber man wird auf ähnliche W-O-Brüche schließen dürfen wie vorher.

Zwei Erdbeben von einer Schwere, die für deutsche Verhältnisse ganz ungewöhnlich ist, brachte der Winter 1755/56. Sie traten während eines vom 26. Dez. 1755 bis zum 30. Sept. 1757 dauernden Erdbebenschwarmes auf, der der Gegend von Aachen und weiter östlich viele Hunderte von Einzelstößen brachte, worüber Aufzeichnungen erhalten geblieben sind. Der erste Hauptstoß mit 160 km Reichweite erfolgte am 27. Dez. 1755 kurz nach Mitternacht. In Aachen wurden mancherlei, wenn auch nicht ernsthafte Gebäudeschäden angerichtet, in

*) O. Kuhn: „Das rheinische Erdbeben vom 6. Januar 1926“. Veröffentl. d. Erdbebenwarte Aachen, 1926.

**) Die von A. v. Lasaulx gemeinsam mit E. Schumacher durchgeführte Bearbeitung dieses Bebens scheint nicht im Druck erschienen zu sein. Nachforschungen nach dem Manuskript und dem Beobachtungsmaterial sind bis jetzt erfolglos geblieben.

***) A. Quaaas: „Zur Geologie des Nordrandes der Eifel und des westlichen Teiles der Niederrheinischen Bucht“. Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanstalt für 1907, Bd. XXVIII, Heft 4, Berlin 1910.

Zülpich erlitt eine Kirche derartige Beschädigungen, daß sie abgebrochen werden mußte. Viel heftiger trat der zweite Hauptstoß vom Morgen des 18. Febr. 1756 auf. Sein Schüttergebiet war sehr groß, es dehnte sich 450 km weit, bis nach Dover, Deal und Ramsgate jenseits des Kanals aus. Allein das Zerstörungsgebiet reichte von Aachen bis Köln. So werden die Schlösser Nideggen, Frenz, Rötgen und Gürzenich, das Kloster Wenau, die Pfarrkirchen zu Eschweiler und Lammersdorf sowie die Karthause in Jülich als beschädigt gemeldet. In Kornelimünster fielen Mauern ein, in Aachen brachen Hunderte von Schornsteinen ab, alte Gebäude und Mauern rissen oder stürzten zusammen, und in Köln waren die Gebäudeschäden nur wenig schwächer. Alle bekanntgewordenen Beobachtungen weisen darauf hin, daß die Herde in der Nähe von Düren zu suchen sind, und zwar der zweite weiter östlich als der erste. Damit käme man auf den Rurtalgraben am Ostabbruch der Nord-Eifel, und es liegt nahe, den als Rursprung bezeichneten Bruchrand des Gebirges für das Beben von 1755 verantwortlich zu machen, den Rurrand für dasjenige von 1756. Der zuletzt genannten Hauptverwerfung, deren Fortleben im Diluvium geologisch nachgewiesen ist, dürfte auch der Herd desjenigen Bebens angehören, das im Jahre 1349 Jülich schwer in Mitleidenschaft gezogen hat. Zülpich, in der südlichen Fortsetzung des Rurtalgrabens gelegen, hatte am 13. Mai 1812 ein Beben mit Gebäudeschäden, dessen Schüttergebiet aber kaum 40 km weit reichte.

Eine bedeutende, gleichfalls nachweisbar im Diluvium fortlebende Verwerfung ist die Sandgewand, die im Norden den Alsdorfer Horst, im Süden den Hastenrather Graben begrenzt. Durch den Bergbau ist sie genau erschlossen. Im Flachland zeigt sie einen bis 20 m hohen Steilrand, in der 600-m-Sohle eine Sprunghöhe von 400 m. Dort bildet sie eine mehr als 100 m breite, mit zerriebenem Schiefer erfüllte Kluft; scharf begrenzt ist nur das Liegende, während das Hangende allmählich in stark und weiterhin in weniger zerrüttetes Gebirge übergeht. Trotz dieser Anzeichen lebhafter Bewegung *) sind bis jetzt nur einige wenige Herde von geringfügigen Lokalbeben mit dieser Störung in Zusammenhang zu bringen: Schaufenberg am 9. Juli 1895, St. Jöris am 19. Sept. 1868 und Eschweiler am 23. April 1841.

Im Gegensatz hierzu und übereinstimmend mit A. v. Lasaulx läßt sich für die bedeutende Verwerfung Feldbiß, die das nördlich von Aachen gelegene Kohlenbecken der Wurmmulde (Kohlscheider Horst) gegen den Herzogenrather Graben abschneidet, mit Sicherheit nachweisen, daß sie der Herd von ansehnlichen Beben gewesen ist. Es handelt sich dabei um die beiden zerstörenden sogenannten Herzogenrather Erdbeben vom 22. Okt. 1873 und vom 24. Juni 1877 mit Reichweiten von 200 bzw. 100 km, die A. v. Lasaulx **) durch seine auch

*) Neuerdings werden die etwaigen tektonischen Bewegungen der Sandgewand durch den Professor für Markscheidkunde und Leiter der Erdbebenwarte an der Technischen Hochschule in Aachen, Herrn Dr. P. Wilski messend verfolgt. Diesen Untersuchungen kommt um so größere Bedeutung zu, als früher an benachbarter Stelle gemessene Bewegungen möglicherweise nicht tektonischen Ursprungs, sondern Folgen des Bergbaus gewesen sind.

**) A. v. Lasaulx: „Das Erdbeben von Herzogenrath am 28. Okt. 1873. Ein Beitrag zur exakten Geologie“, Bonn 1874. Derselbe: „Das Erdbeben von Herzogenrath am

heute noch wertvollen Untersuchungen zum Gemeingut der Erdbebenliteratur gemacht hat. Daß auch die beiden zerstörenden Beben vom 18. Dez. 1690 und vom 18. Sept. 1692 mit Reichweiten von 150 bzw. 110 km der gleichen geologischen Störung entstammen, ist zwar wahrscheinlich. Jedoch läßt sich auch die Möglichkeit nicht ganz von der Hand weisen, daß das Aachener Becken sie hervorgebracht habe, dem eine große Anzahl von Lokalbeben, zum Teil zerstörenden Charakters, ihren Ursprung verdanken. Holzapfel rechnet mit der Möglichkeit, daß es sich hier um einen Kesselbruch handele, wengleich noch nicht alle Randbrüche wegen der Lehmbedeckung festgestellt werden konnten.

Im Nordrande des Hohen Venns liegen mehrere Herde unbedeutender Lokalbeben nachweislich auf Querverwerfungen, die beim Einbruch der Niederrheinischen Bucht entstanden sind. Vor allem gehört unter anderen das Beben zu Zweifall vom 5. Nov. 1818 dem auseinanderführenden Südende des Stolberger Grabens an, dessen Nordabschnitt von der Münsterergewand und der Ewigen Gewand begrenzt wird. Das Beben*) vom 7. Nov. 1910 entstammt der Brandenberger Störung. Diese bedeutende Verwerfung läßt sich im Rotter und Walheimer Walde und dann im Vorland zunächst bis Lichtenbusch verfolgen, wo sie unter den Sanden des Burtscheider Waldes verschwindet, um schließlich bei Steinebrück wieder aufzutauchen. Über die geologischen Störungsstellen der Beben von 1858 und 1911 in der Gegend von Eynatten, Raeren und Eupen ist noch nichts zu sagen. Bevor diese Zusammenhänge mit Querbrüchen bekannt waren, lag selbstverständlich der Gedanke nahe, die Überschiebungen am Nordrande des Hohen Venns als die Bebenerreger anzusehen.

Die vorstehenden Darlegungen haben uns mit einer Reihe von Herden tektonischer Erdbeben bekannt gemacht. Bei den quartären Schollenbewegungen hat es sich in der Aachener Gegend nach Holzapfel um das Wiederaufleben alter Bruchlinien gehandelt, während Fliegel es für die Niederrheinische Bucht wahrscheinlich macht, daß ältere Schollenbewegung vielfach durch entgegengesetzt gerichtete abgelöst wurde. Die gleichen Verhältnisse dürften auch heute noch zutreffen. Bereits früher habe ich mehrfach auf eine auffällige Fernwirkung der Spannungsauslösung im Rheinland hingewiesen. Mir sind nämlich eine Reihe von Fällen bekannt, daß auf Beben des Südwestdeutschen Gebirgssystems am gleichen oder am nächsten Tage solche im Rheinland folgten. Nur ein beredtes Beispiel**) sei hier mitgeteilt. In der Frühe des 6. Sept. 1911 traten ziemlich starke Erdbeben in Württemberg, Hohenzollern und der Nordschweiz auf mit Herden in der Rauhen Alb, Vorbeben zum großen mitteleuropäischen Beben vom 16. Nov. 1911. Am Nachmittage des gleichen Tages folgten zunächst ein ausgebreitetes Beben auf dem Nordrand des Hohen Venns, unmittelbar darauf ein weiteres im

24. Juni 1877. Eine seismologische Studie“, Bonn 1878. Beide Arbeiten enthalten schon bemerkenswerte Erkenntnisse über die Einflüsse der Bodenbeschaffenheit auf die Ausbreitung der seismischen Energie. — Eine Neubearbeitung dieser Beben erfolgte in meinem Praktikum durch cand. P. Müllers aus Odenkirchen.

*) A. Sieberg: „Monatliche Übersicht über die seismische Tätigkeit der Erdrinde nach den der Kaiserl. Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg i. E. zugegangenen Nachrichten, November 1910“.

**) Ebenda., September 1911.

südlichen Rheintalgraben sowie Lokalstöße in den weit voneinander getrennten Kohlenbecken von Gelsenkirchen in Westfalen und Namur in Belgien. An einen bloßen Zufall wird man da schwerlich glauben wollen, zumal ähnliches mehrfach vorgekommen ist. Man wird also annehmen müssen, daß die von süddeutschen Erdbeben ausgelösten Wellen bei ihrem Eintreffen im Rheinland dort halbreife Spannungen antrafen sowie vorzeitig zur Reife und Auslösung bringen konnten.

Ob es auch Einsturzbeben im Zechstein unter der Niederrheinischen Bucht gibt, läßt sich zurzeit nicht entscheiden. Für das Vorkommen von irgendwelchen Beben vulkanischen Ursprungs fehlt jegliches Anzeichen trotz des jugendlichen Vulkanismus in Eifel, Siebengebirge und Westerwald sowie der bis 78° C heißen Quellen in Aachen und Burtscheid. Dies ist um so bemerkenswerter, als es noch vor wenigen Jahrzehnten üblich war, für die Erdbeben des Rheinlandes dem Vulkanismus eine große Bedeutung beizumessen.

Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena, September 1926.

Über Einsturzbeben.

Von A. Sieberg in Jena.

Der sichere Nachweis von Einsturzbeben ist bis jetzt nur vereinzelt gelungen. Einen weiteren Beitrag zu diesem bis jetzt noch wenig geklärten Fragenkomplex bot das Erdbeben im Buntsandsteingebiet Thüringens zwischen Saale und Elster vom 28. Jan. 1926, das am kräftigsten (6. Grad) in Stadtroda wirkte; als makroseismische Reichweite ergab sich 30 bis 40 km, als mikroseismische vielleicht 200 km (Göttingen, Siebzehntonnenpendel). Die zum Teil sehr zerlappten isoseisten Flächen bringen in bemerkenswerter Weise Gesteinsart und Lagerungsform des Untergrundes zum Ausdruck. Schon die allgemeinen makroseismischen Verhältnisse weisen darauf hin, daß der sehr energiearme Herd bei Stadtroda in ganz geringer Tiefe unter der Erdoberfläche gelegen haben muß. Die eingehende Berücksichtigung der geologischen Verhältnisse, die durch Tiefbohrungen bis ins Grundgebirge des Thüringer Beckens hinein genau bekannt sind, ergab folgendes: Zunächst fehlt jeglicher brauchbare Anhalt für die Deutung als Dislokationsbeben; aber alle Vorbedingungen, namentlich die Unterlagerung mit Zechsteinsalzen, sind erfüllt, um ein Einsturzbeben zu ermöglichen. Außerdem hat das vorliegende Beben wohl als erstes Gelegenheit gegeben, die Größenordnung der Herdtiefe mit voller Sicherheit festzulegen, und zwar aus rein geologischen Befunden. Demnach ergibt sich die Herdtiefe zu rund $450 \text{ m} \pm 50 \text{ m}$. Auch für die rechnerische Bestimmung der Herdtiefe lagen die geologischen und damit die makroseismischen Verhältnisse ungewöhnlich günstig, so daß die von G. Krumbach durchgeführte Berechnung eine recht brauchbare Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse ergibt. Die ausführliche, mit Karten und Profilen ausgestattete Untersuchung erscheint als Heft 6 der Institutsveröffentlichungen.

Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena, September 1926.

Bericht über den gegenwärtigen Stand der elektrischen und elektromagnetischen Schürfmethode.

Von Dr. **Max Müller.** — (Mit einer Abbildung.)

(Auszug aus dem Vortrag, gehalten anlässlich der 3. Allgemeinen Versammlung der Geologischen Vereinigung zu Düsseldorf in Verbindung mit der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte.)

Früher waren die geologischen Methoden die einzigen, welche eine zuverlässige Auskunft über das Vorkommen und die Ausbildung nutzbarer Lagerstätten geben konnten. So erstaunenswert auch die Sicherheit ist, mit welcher der Geologe über Lage und Ausdehnung unterirdischer Schichten entscheidet, so bleibt doch noch zu bedenken, daß seine Schlüsse nur Analogieschlüsse sind, die eine gewisse Kontinuität der Lagerungsverhältnisse voraussetzen und von Bekanntem auf Unbekanntes extrapolieren. Deshalb kann sehr leicht der Fall eintreten, daß die angewandten geologischen Analogieschlüsse die lokalen Eigenarten eines Vorkommens nicht genügend erfassen, oder infolge der Diskontinuität der Lagerungsverhältnisse ganz versagen. Inzwischen sind aber durch das Aufblühen der Geophysik eine Reihe von Methoden geschaffen worden, welche den Zweck haben, die physikalischen Eigenschaften des Erdinnern zu ermitteln und die geologischen Methoden von der physikalischen Seite aus zu ergänzen, zu vertiefen und zu befruchten.

Wir können die wichtigsten physikalischen Schürfmethode in vier voneinander prinzipiell verschiedene Gruppen einteilen, nämlich 1. in die gravimetrischen, 2. in die seismischen, 3. in die magnetischen und 4. in die elektrischen Methoden. Wir wollen uns im folgenden darauf beschränken, nur die elektrischen Methoden zu betrachten, und ich möchte mir erlauben, Ihnen über den gegenwärtigen Stand derselben vom physikalischen Standpunkte aus einen kurzen Bericht zu geben.

Den elektrischen Schürfmethode fällt die Aufgabe zu, die elektrischen Eigenschaften des Erdinnern zu ermitteln. Im Prinzip beruhen alle diese Methoden darauf, daß dem Erdboden ein künstlich erzeugter elektrischer Strom zugeführt und daß das entstehende elektrische bzw. elektromagnetische Feld untersucht wird. Die Anwendungsmöglichkeit dieser Methoden ist an die Voraussetzungen geknüpft, 1. daß der Erdboden hinreichend leitfähig ist, 2. daß die Leitfähigkeit des gesuchten Objektes von der des umgebenden Nebengesteins genügend abweicht, und 3. daß das gesuchte Objekt derart im elektrischen Strömungsbereich liegt, daß die verursachte Deformation des erwähnten elektrischen bzw. elektromagnetischen Feldes an der Erdoberfläche nachweisbar ist und durch keine andere Einwirkung von darüberliegenden Schichten überdeckt wird.

Die ersten elektrischen Schürfungen wurden zu Anfang dieses Jahrhunderts von Daft und Williams ausgeführt. Eine größere Bedeutung erlangten sie

jedoch erst im Jahre 1912. Damals hatte Schlumberger ein Verfahren ausgearbeitet, das dadurch charakterisiert ist, daß an der Erdoberfläche Linien gleicher Spannung um zwei punktförmige Elektroden, zwischen denen eine konstante Gleichspannung lag, gemessen und mit den theoretisch für homogenen Untergrund berechneten Potentiallinien verglichen wurden. Die Durchführung dieser Versuche geschah in der Weise, daß bei beliebigem Anfangspunkt die Potentiallinien schrittweise mit Hilfe zweier über ein Anzeigerinstrument verbundener Kontaktelektroden ermittelt und ihre gegenseitige Potentialdifferenz mit einer Wheatstoneschen Brücke gemessen wurde. Dadurch wurde das zu untersuchende Gebiet mit einem System von Linien gleicher Spannung überdeckt und durch eine gleichzeitige geodätische Vermessung des Geländes der gefundene Potentiallinienverlauf kartenmäßig festgelegt. Die entstandene Potentialkarte gibt dann die Schnittlinien der Flächen gleicher Spannungsdifferenz gegen die Elektroden — der sogenannten Potentialflächen — mit der Erdoberfläche wieder. Sind im Strömungsbereich Leitfähigkeitsunterschiede vorhanden, dann werden die Potentialflächen infolge der Verschiedenheiten im Ohmschen Spannungsabfall deformiert und ihre Ausbuchtungen — welche in den Randzonen des gesuchten Objektes am größten sind — spiegeln sich bei zweckmäßiger Lage des Störungskörpers auch in den Deformationen der an der Erdoberfläche gemessenen Potentiallinien wider. Schlumberger gibt an, auch die ungefähre Tiefenlage der störenden Zone ermitteln zu können und schreibt: „Die Äquipotentiallinien von kleinem Radius gehören zu kleinen Kugelflächen, die also verhältnismäßig wenig in den Boden dringen und die deshalb durch tiefliegende Massen nicht beeinflußt werden. Die tiefliegenden Massen beeinflussen nur die Kurven von großem Radius.“ Um die Richtigkeit dieser Angaben zu prüfen, wollen wir den idealisierten Fall eines kugelförmigen gut leitfähigen Störungskörpers annehmen, der sich in einem homogenen elektrischen Strömungsfelde befinden möge. Für die Größe der durch das störende kugelförmige Objekt verursachten Potentialänderung in einem beliebigen Aufpunkt gilt dann die von Maxwell abgeleitete Formel:

$$V_1 - V_0 = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{r_0^3}{r_1^3} V_0.$$

Hierin bedeuten V_1 das im Aufpunkt vorhandene Potential, V_0 das normale Potential (wenn der Störungskörper nicht vorhanden wäre), σ_1 und σ_2 die spezifischen Widerstände innerhalb und außerhalb der Kugel, r_0 den Radius der Kugel und r_1 den Abstand des Aufpunktes vom Kugelmittelpunkt. Wir ersehen aus der Formel, daß die Größe der durch den Störungskörper verursachten Potentialänderung umgekehrt proportional der dritten Potenz der Entfernung des Kugelmittelpunktes vom Aufpunkt ist und außerdem von dem Verhältnis $\frac{r_0}{r_1}$ abhängt. Die Lösung der Aufgabe, aus der Deformation der Potentiallinien die Form und Lage einer störenden Einlagerung zu ermitteln, ist daher unendlich vieldeutig. Es gibt also eine unendliche Mannigfaltigkeit von Lagen und Formen der Potentialflächen, die denselben Potentiallinien an der Erdoberfläche

entsprechen. Das wichtigste Ergebnis der obigen Formel ist aber, daß die Größe der Indikation nicht etwa von den absoluten Widerständen des Störungskörpers und des umgebenden Mediums abhängt, sondern lediglich von ihrem Quotienten. Daraus folgt, daß es unmöglich ist, mit Hilfe von Potentiallinienmessungen aus der Stärke der Indikationen irgendwelche Schlüsse auf die elektrischen Eigenschaften der störenden Einlagerungen ziehen zu wollen. Dazu kommt noch, daß infolge der Oberflächenleitung eine Deformation der Potentialflächen unmittelbar an der Erdoberfläche eintreten kann, daß — wie Königsberger und H. Reich betonen — Erzimprägnationen und Grundwasserschichten von ähnlicher Wirkung sein können wie kompakte Erzmassen, und daß die Leitfähigkeit gewisser Gesteine in verschiedenen Richtungen eine ganz verschiedene ist. Elektrische Schürfungen können deshalb nur dann von Wert sein, wenn es gelingt, auf Grund einer annähernden Kenntnis der geologischen Untergrundverhältnisse die Fülle der Deutungsmöglichkeiten einzuschränken.

Außer der eben beschriebenen Schürfmethode, bei der während des ganzen Meßvorganges der Erdboden dauernd vom elektrischen Strom durchflossen wird, hat Schlumberger auch noch eine „Methode der spontanen Polarisation“ ausgearbeitet. Letztere ist dadurch charakterisiert, daß nach Abschalten der an die stromzuführenden Elektroden gelegten Gleichspannung die durch die Polarisierung von Erzkörpern hervorgerufene Potentialverteilung an der Erdoberfläche gemessen wird. Diese Methode hat dieselben Fehler wie die oben beschriebenen Verfahren.

Zur Vermeidung der bei der Verwendung von Gleichstrom an den Empfänger Elektroden auftretenden Polarisationserscheinungen werden in der elektrischen Schürftechnik Wechselströme mittlerer Frequenz verwandt. Nun gestalten sich die Strömungsverhältnisse aber physikalisch wesentlich komplizierter. Wir müssen in einem Wechselstromfeld zwischen Primär- und Sekundärstrom unterscheiden. Sowohl die primäre als auch die sekundäre Strömung sind nach bekannten Gleichungen mit primären und sekundären magnetischen Wechselfeldern verknüpft. Damit erhebt sich aber die Frage nach dem Einfluß der von den genannten magnetischen Wechselfeldern induzierten elektrischen Kräfte auf den Strömungsverlauf. Zur Kenntnis der Strömung werden wir nur dann gelangen können, wenn wir die Dichte ihrer Quellen und Wirbel ermitteln. Für den idealisierten Fall einer ebenen schlecht leitfähigen und homogenen Schicht hat Abraham (Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 1922) die Quellen- und Wirbel-dichte berechnet. Wenngleich die von Abraham abgeleiteten Formeln für die inhomogenen Medien des Erdinnern keine Gültigkeit haben, ist es lehrreich, seinen Gedankengängen zu folgen, um auf diese Weise zur Kenntnis des Einflusses der Faktoren zu gelangen, welche den wirklichen Strömungsverlauf bestimmen.

Sind \mathcal{E}_0 , \mathcal{H}_0 , \mathcal{E}_1 und \mathcal{H}_1 die elektrischen und magnetischen Komponenten des primären und sekundären elektromagnetischen Feldes, dann ist das Gesamtfeld:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_1, \quad \mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1.$$

Für die Quellendichte hat Abraham die Formeln angegeben:

$$\left. \begin{aligned} D &= -d \left(\sigma + \frac{i \cdot \nu \varepsilon}{4 \pi} \right) \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}, \\ D &= \pm \frac{i \cdot \nu}{2 \pi} \mathfrak{E}_{i z} \text{ für } z = 0. \end{aligned} \right\}$$

Für die Wirbeldichte:

$$\left. \begin{aligned} C &= \pm \frac{c}{2 \pi} \frac{\partial \mathfrak{H}_{i z}}{\partial z} \text{ für } z = 0, \\ C &= -\frac{i \cdot \nu}{2 \pi \alpha} \mathfrak{H}_z. \end{aligned} \right\}$$

In diesen Formeln bedeuten d die Dicke, σ die Leitfähigkeit, ε die Dielektrizitätskonstante der Schicht, ν die Frequenz des Wechselstromes, α ist

$$= \frac{c}{2 \pi d \left(\sigma + \frac{i \cdot \nu \varepsilon}{4 \pi} \right)}. \text{ Die obigen Formeln bestimmen mit den Maxwell'schen}$$

Gleichungen zusammen die vertikalen Komponenten des elektrischen und magnetischen Sekundärfeldes und die Quellen-Wirbeldichten. Abraham hat auch gezeigt, in welcher Weise aus der Quellen- und Wirbeldichte das Strömungsfeld hergeleitet werden kann.

Aus den obigen Formeln ist leicht zu ersehen, daß man bei elektrischen Schürfungen darauf hinzielen muß, eine genaue Analyse des primären und sekundären elektromagnetischen Feldes zu erreichen.

Der erste, der den Verlauf der vertikalen und horizontalen Komponenten des magnetischen Sekundärfeldes zur Lokalisierung von Erzkörpern benutzte, ist der Schwede Karl Sundberg. Er benutzte als Erreger eine stromdurch-

flossene Spule. Wie er die Trennung der primären und sekundären Komponenten des elektromagnetischen Feldes durchführt, hat er nicht angegeben.

Die genaue Durchführung und Deutung von elektrischen Schürfungen erfordert eine exakte Messung der Leitfähigkeit der Gesteine. Im folgenden soll deshalb ein selbstanzeigender Leitfähigkeitsmesser beschrieben werden, welcher eine sehr genaue Messung hoher Gesteinswiderstände ermöglicht. Es beruht im Prinzip darauf, daß der gesuchte Gesteinswiderstand mit einem genau bekannten hochohmigen Widerstand und einer konstanten Gleichstromquelle in Serie geschaltet und daß die sich auf dem Verbindungspunkt zwischen den beiden Widerständen ausbildende Spannung mit einer Elektronenröhre besonderer Bauart gemessen wird. Das Schaltschema zeigt die Figur. Die verwandte Elektronenröhre ist zum Zwecke der Unterdrückung des negativen Ruhestromes

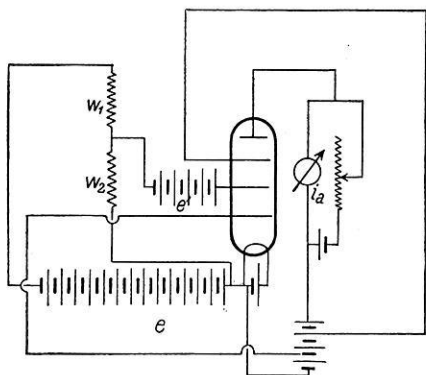


Fig. 1.

für eine sehr niedere Anodenspannung (7 Volt) gebaut. Eine solche Elektronenröhre hat einen sehr hohen negativen inneren Widerstand zwischen Steuergitter und Kathode. Die Steuergitterzuleitung ist zwecks besserer Isolierung an der dem Sockel entgegengesetzten Seite angebracht und wird mit einer besonderen Vorrichtung künstlich trocken gehalten. Dadurch gelingt es, sowohl den inneren als auch den äußeren Widerstand zwischen Steuergitter und Kathode größer zu machen als den zu messenden Gesteinswiderstand. Eine normale im Rundfunk gebräuchliche Verstärkerröhre wäre zur Messung hoher Gesteinswiderstände ungeeignet wegen ihres zu niederen negativen inneren Widerstandes zwischen Gitter und Kathode. Durch Verwendung eines Kompensationskreises zwischen Anode und Kathode läßt sich der Anodenstrom auf 10^{-7} Amp. genau messen.

Zwischen dem Anodenstrom und dem Quotienten $\frac{w_1}{w_2}$ gilt die Beziehung:

$$i_a = S e_g = S \left\{ \frac{e}{1 + \frac{w_1}{w_2}} - e' \right\}.$$

Hierin bedeuten i_a den Anodenstrom, S die Steilheit, e_g die Steuergitterspannung, e die mit den Widerständen w_1 und w_2 in Serie liegende Spannung, e' die Gittervorspannung.

Die oben beschriebene Elektronenröhre läßt sich in mannigfaltiger Weise zur Verfeinerung der Meßverfahren in der elektrischen Schürftechnik verwenden. Als „Röhrenspannungsmesser“ geschaltet, ermöglicht sie eine Präzisionsmessung des Spannungsgefälles zwischen Potentiallinien auch da, wo der Erdwiderstand zwischen den Suchsonden größer als 10^7 Ohm ist, und wo eine Elektronenröhre normaler Bauart versagt. Sie kann aber auch als „Präzisionsröhrenstrommesser“ benutzt werden, weil sie für eine so niedere Anodenspannung gebaut ist, daß der negative Ruhestrom immer noch kleiner ist als die im schlecht leitfähigen Boden fließenden Ströme.

Über die Verwendung der genannten Röhre als „Phasenmesser“ zum Zwecke des Studiums des Einflusses von Induktion und Kapazität bei Potentiallinienmessungen wird der Verfasser später berichten.

Versuche über die durchdringende Strahlung.

(Dritte vorläufige Mitteilung.)

Messung der Höhenstrahlung in den Alpen.

Von **Konrad Büttner**. — (Mit zwei Abbildungen.)

Die Stärke der Höhenstrahlung ist in gleichen Höhen im Gebirge dieselbe wie in freier Luft. Die tägliche Periode zeigt sich mit großer Deutlichkeit. Der Absorptionskoeffizient für Blei nimmt stark ab mit abnehmender Intensität der Strahlung, er beträgt $\mu/\rho = 12$ bis $1 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$.

Nach erneuter Prüfung der Apparatkonstanten — Eigenstrahlung, Volt-empfindlichkeit und Evesche Zahl —, die sich nicht geändert hatten, wurden mit

den früher²⁾ beschrieben Instrumenten und dem 5-cm-Bleipanzern Versuche in den Alpen gemacht. Der Absolutbetrag, die tägliche Periode der Höhenstrahlung und ihre Härte bei Anwendung von Eis- und Bleischirmen wurden im August und September gemessen, zuerst auf dem Guslarferner in Tirol (2800 m), später auf dem Jungfraujoch (3500 m) und dem Eigergletscher (2300 m) im Berner Oberland.

Zwischen den Messungen Kolhörsters und Millikans bestehen Unterschiede bezüglich des Absolutbetrages der Höhenstrahlung, je nachdem die Beobachtungen im Luftfahrzeug oder im Gebirge angestellt wurden¹⁾. — Bei

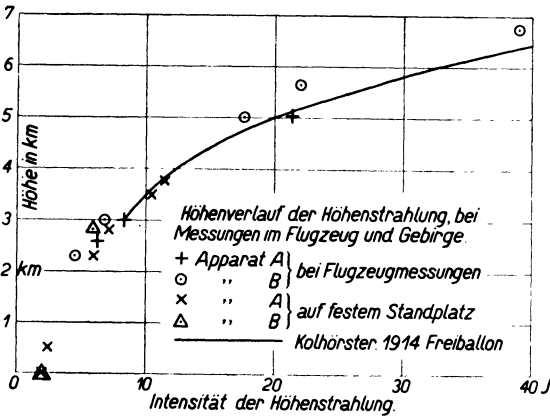


Fig. 1.

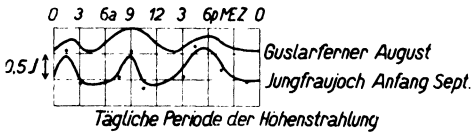


Fig. 2.

meinen Arbeiten im Gebirge fand ich für Höhenstrahlung relativ kleinere Zahlen als im Flugzeug³⁾. Zugleich zeigten aber die Eichungen eine um $\frac{1}{4}$ verringerte Empfindlichkeit der Apparate gegen Ra- γ -Strahlen; anscheinend war ein Teil des inneren Überdruckes ausgelaufen. Bringt man eine entsprechende Korrektur an, so zeigt Fig. 1 volle Übereinstimmung zwischen den im Flugzeug und im Gebirge erhaltenen Werten, auch mit denen Kolhörsters von 1914.

Die tägliche Periode zeigte sich in diesen Höhen Tag für Tag mit verblüffender Deutlichkeit, sowohl in

Tirol als im Jungfraugebiet; dort auch in Bleipanzern verschiedener Stärke. Es herrscht Übereinstimmung zwischen diesen Messungen und den gleichzeitigen Kolhörsters an der Jungfrau. Die Amplitude der Schwankung, etwa 12 Proz. der gesamten Höhenstrahlung, ist weit größer als die Meßfehler. Der ganze Verlauf der Periode läßt sich schon aus einer 24-Stundenreihe sehen. — Die Maxima der Strahlung liegen (Ende August) um 3^a, 9^a, 5^p (Fig. 2). Sie entsprechen nach Kolhörster und Nernst der Kulmination besonders aktiver Teile des Fixsternhimmels (Andromeda-, Orionnebel, Herkules, Milchstraße).

Auf das Fehlen brauchbarer Messungen der Härte der Höhenstrahlung in Bleipanzern und auf die Wichtigkeit dieser Messungen gegenüber den durch Streustrahlung komplizierten Versuchen mit Wasser und Luft wurde schon hingewiesen¹⁾. An den drei Stellen in den Alpen wurden von mir Absorptionsmessungen mit verschiedenen Bleipanzern bis 5 cm Dicke gemacht. Die Erdstrahlung war durch Eis oder Firn völlig beseitigt. Zur Prüfung der Potsdamer

Versenkversuche²⁾ wurde im Eis am Jungfrauoch in zwei Tiefen gearbeitet. So konnte bei Hinzuziehung alter Messungen²⁾ die Härte für Blei bei acht verschiedenen Intensitäten der Höhenstrahlung

Intensität . . .	7,8	5,3	5,0	4,4	2,6	2,0	1,4	1,0	0,5 *)	J
$\frac{\mu}{\rho_{Pb}} \cdot 10^3$. . .	12,4	9,0	7,5	6,3	5,0	8,0	2,9	3,0	1,0 *)	cm^{-1}

(außerhalb des Panzers) bestimmt werden. Die Tabelle zeigt zunächst die Absolutwerte des Massenabsorptionskoeffizienten, der für große Intensitäten weit größer, für kleine geringer ist als der für Wasser. Ferner ist deutlich eine Härtung der Höhenstrahlung, d. h. wohl eine Zusammensetzung aus Strahlen sehr verschiedener Durchdringungskraft, zu erkennen. Durch noch weitergehendes Sinken des μ/ρ kann dann eine Erklärung für die Hoffmannschen Versuche¹⁾ gegeben werden: Die Strahlung wird schließlich so hart, daß sie bei Panzerverstärkung von 12 auf 32 cm Pb nur um nicht ganz 0,1 J abnimmt (von 0,5 auf 0,4 J nach den neuesten Arbeiten). — Wegen weiterer Einzelheiten sei auf die demnächst erscheinende Hauptarbeit verwiesen.

Göttingen, Geophys. Inst., 6. Nov. 1926.

Literatur.

- 1) K. Büttner: Zeitschr. f. Geophys. 2, 153 (1926).
- 2) Derselbe: Ebenda S. 187.
- 3) Derselbe: Ebenda S. 254.

Ein neuer Drehwagetypus.

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

Es wird ein Doppelschwerevariometer beschrieben, bei welchem die beiden Gehänge senkrecht zueinander angeordnet sind. Dadurch wird es ermöglicht, Größe und Richtung des horizontalen Schwerkraftgradienten aus den Ablesungen in nur zwei Azimutstellungen zu ermitteln, während an Punkten, an welchen auch die Kenntnis der Krümmungsgrößen wichtig ist, Ablesungen in drei Azimuten erforderlich sind. Die Form des Wagebalkens ist so abgeändert, daß die beiden Belastungsgewichte mittels seitlicher Träger an einer vertikalen Achse angebracht sind und der Aufhängefaden an einem seitlichen Fortsatz der vertikalen Achse angreift. Dadurch wird es möglich, Aufhängefäden und vertikale Achse in ein und dasselbe Rohr einzuschließen, wodurch die Gesamtdimensionen erheblich verringert werden. Um bei den Messungen im Gelände die Temperaturschutzzelte entbehrlich zu machen, ist ein fester Temperaturschutz angebracht; ein Auseinandernehmen des Instruments beim Transport ist nicht erforderlich.

Die Praxis der Drehwagemessungen stellt für den Bau von Torsionswagen als das erstrebenswerteste Ziel, handlichere, schneller arbeitende und betriebssichere Feldinstrumente herzustellen, ohne dabei die Empfindlichkeit wesentlich zu beeinträchtigen. Dementsprechend sind die Aufgaben:

1. Verkleinerung der Dimensionen des Gehänges und des Aufhängefadens,
2. Herabsetzung der Beobachtungszeit.

*) Nach G. Hoffmann (briefliche Mitteilung).

***) Wissenschaftl. Mitarbeiter der Exploration G. m. b. H.

Die erstere sucht man durch Verwendung von Fäden mit kleineren Torsionskonstanten und entsprechend geringeren Dimensionen des Gehänges (Angenheister), andererseits durch passende Änderung der Gestalt des Gehänges (Schweydar) zu lösen. In der Verfolgung der zweiten Aufgabe sind verschiedene Wege eingeschlagen worden: Eötvös selbst ordnete, um die Messungen im Gelände zu beschleunigen, zwei Gehänge so an, daß sie um 180° im Azimut gegeneinander gestellt sind, so daß sich die Zahl der Messungen in den verschiedenen Azimutstellungen von fünf auf drei verringert, ein Prinzip, welches seitdem stets Anwendung findet. Hecker verfolgte diesen Weg weiter, indem er zwei Doppelgehänge Eötvösscher Anordnung um 60° gegeneinander anordnete, so daß bei dieser Viergehängewage sich die Zahl der Messungen auf zwei reduzierte*). Andere Möglichkeiten, die Beobachtungszeit zu verkürzen, bestehen darin, die Schwingungen des Wagebalkens zu dämpfen, oder aus möglichst ungedämpften Schwingungen die Ruhelage aus Umkehrpunkten zu ermitteln (Nikiforov).

Bei der folgenden Drehwagekonstruktion war, was die Anordnung der Gehänge anbelangt, folgender Gesichtspunkt maßgebend:

Es besteht eine Möglichkeit, die Beobachtungen so auszuführen, daß die Gradienten für sich, also getrennt von den Krümmungsgrößen, gemessen werden können. Betrachten wir ein einzelnes Gehänge, so folgt aus der Grundgleichung der Drehwage:

$$n = n_0 + a U_x \sin 2\alpha + 2a U_{xy} \cos 2\alpha - b U_{xz} \sin \alpha + b U_{yz} \cos \alpha,$$

wenn man zwei Beobachtungen in den Azimuten $\alpha = 0$ (n_1) und $\alpha = 180^\circ$ (n_2) ausführt:

$$U_{yz} = \frac{n_1 - n_2}{2b},$$

d. h. wir erhalten dadurch die Komponente des horizontalen Schwerkraftgradienten, welche senkrecht zu der Messungsebene des Gehänges steht. Daraus ergibt sich folgende wichtige Tatsache:

Ordnet man zwei Gehänge so an, daß sie in einem Winkel von 90° oder nahe 90° zueinander stehen, so genügt die Beobachtung in zwei um 180° verschiedenen Azimutstellungen, um Richtung und Größe der horizontalen Komponente des Schwerkraftgradienten zu bestimmen.

Eine solche Anordnung an Stelle der allgemein üblichen Eötvösschen Anordnung besitzt für die Aufgaben der Praxis wesentliche Vorteile: Sie gibt nämlich die Möglichkeit, in den Fällen, in welchen es — in bezug auf die aus den Messungsergebnissen zu ziehenden praktischen Schlußfolgerungen — als vorteilhafter erscheinen muß, auf die Messung der Krümmungsgrößen zu verzichten und statt dessen die Zahl der Gradientenmessungen zu erhöhen, diese für sich auszuführen und so die Zahl der Stationen zu vergrößern. Solche Fälle sind z. B., wenn es sich um das erste Aufsuchen von lokalen Schwerestörungen handelt (z. B. beim

*) Praktische Erfahrungen mit diesem Instrument sind nicht bekannt geworden.

Aufsuchen von Salzdomen und Antiklinalen in flachen Ebenen, wie Texas, Mexiko usw., bei welchen die Messungen in größeren Punktabständen längs einzelner Profillinien ausgeführt werden) oder bei Schwerstörungen, die nur von sehr kleiner örtlicher Ausdehnung sind (z. B. bei fast allen Erzvorkommen usw.), ebenso stets bei Messungen unter Tage usw.; ferner ist es, da die Unebenheiten des Geländes um ein Vielfaches stärker in die Krümmungsgrößen als in die Gradienten eingehen, besonders auch die entfernter liegenden Unregelmäßigkeiten*), der Fall, wenn die Geländeunebenheiten verhältnismäßig groß sind. Es muß aber betont werden, daß die Krümmungsgrößen an den Punkten, an welchen ihre Kenntnis erforderlich ist, ebenfalls — wie bei den bekannten Drehwagekonstruktionen — gemessen werden können dadurch, daß man in drei Azimuten beobachtet.

Die technische Ausführung der Konstruktion zeigt Fig. 1.

Die Form des Wagebalkens ist eine solche, daß das obere (P_1) und untere Belastungsgewicht (P_2) mittels seitlicher Träger an einer vertikalen Achse befestigt sind und der Aufhängefaden an einem seitlichen Fortsatz angreift (O). Es hat das den Vorteil, daß Aufhängefaden und vertikale Achse von ein und demselben Rohre umschlossen werden können, wodurch die Dimensionen des gesamten Instruments erheblich verringert werden.

Die Lage des Schwerpunktes ist natürlich so ausbalanciert, daß der Wagebalken in der desarretierten Lage frei schwingt. Die Arretierung wird mittels der Schraube L betätigt; die Spitzen des Arretierhebels (S), durch welche das Gehänge gehoben wird, verhindern, daß bei der Desarretierung der Wagebalken gegen den Aufhängefaden schlagen kann.

Die Ablesung ist visuell und geschieht mittels eines Autokollimationsfernrohrs, die Beleuchtung der Strichplatte mit Hilfe eines kleinen elektrischen Lämpchens. Gegen schnelle Temperaturänderungen ist der Apparat geschützt durch eine 10 cm dicke Korkwandung ohne irgendwelche metallischen Verbindungen zwischen Innen- und Außenwand; an den Stellen, an welchen eine starre Verbindung

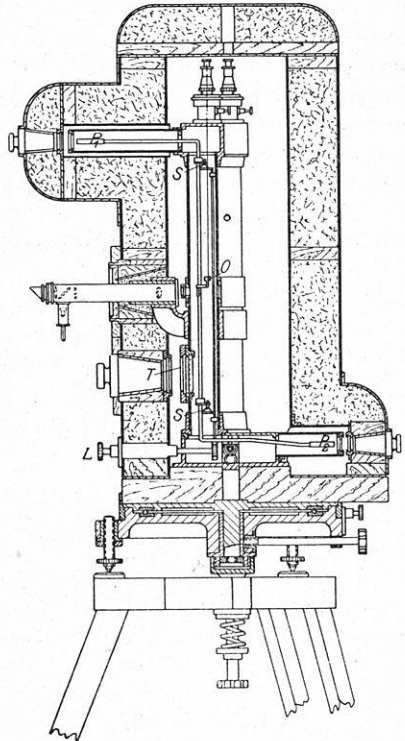


Fig. 1.

*) Deswegen ist in den Schlußfolgerungen auch im allgemeinen bei den Krümmungsgrößen Vorsicht geboten, weil die entfernter liegenden subterranean Störungen viel stärker in diese eingehen als in die Gradienten.

erforderlich ist, ist Edelholz bzw. Marmor (beim Fernrohr) eingesetzt. Das obere und untere Belastungsgewicht sowie die im Innern befindlichen Thermometer (T) können nach Herausnahme des betreffenden Keils von außen beobachtet werden.

Die Dimensionen des Gehänges und des Aufhängefadens sind so bemessen, daß die Empfindlichkeit, wie allgemein, etwa 1 bis 2 Eötvöseinheiten beträgt; die Ablesegenauigkeit beträgt etwas mehr als $\frac{1}{2}$ Eötvöseinheit. Der horizontale bzw. vertikale Abstand der Belastungsgewichte beträgt 38 bzw. 50 cm, die Länge des Aufhängefadens 35 cm, bei einem Durchmesser von 0,04 mm. Das Gewicht jedes Belastungsgewichtes ist 30 g. Die Höhe des Schwerpunktes über dem Erdboden ist — wie bei der Schweydarschen Wage — 0,90 m, und zwar, weil die Tabellen für die Geländereduktion für diese Höhe berechnet sind. Die Höhe des gesamten Instruments beträgt 1,20 m, das Gewicht 60 kg*). Um die Beruhigungszeit der Gehänge nach der Desarretierung herabzusetzen, ist eine Vorrichtung angebracht, wie sie Fig. 2 zeigt.

Durch das Gehäuse ist auf jeder Seite der oberen Belastungsgewichte eine Schraube mit sehr geringer Ganghöhe durchgeführt, welche von außen betätigt wird und mit der Spitze gegen

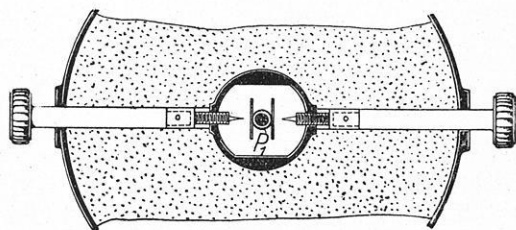


Fig. 2.

die vertikalen Dämpfungsfügel der Wagebalkengewichte gerichtet ist. Nach Desarretierung des Wagebalkens wird mit Hilfe dieser beiden Schrauben die Unruhe, welche das Gehänge unmittelbar nach der Desarretierung besitzt, gedämpft und der Wagebalken in die Ruhelage, welche un-

gefähr bekannt ist, geführt. Sodann werden beide Schrauben vorsichtig etwas zurückgezogen, und das Gehänge geht langsam, ohne noch große Schwingungen auszuführen, in seine wirkliche Gleichgewichtslage. Die Beruhigungszeit beträgt etwa 30 bis 40 Minuten, so daß eine vollständige Gradientenmessung in weniger als $1\frac{1}{2}$ Stunden auszuführen ist. Die Kürze der Beobachtungszeit bedeutet außer der Zeitersparnis noch insofern einen Vorteil, als um so mehr eine mit der Zeit proportionale Änderung der Temperaturverhältnisse im Instrument und infolgedessen eine größere Sicherheit der Messungen erwartet werden muß. Das Temperaturschutzgehäuse hat sich besonders gut bewährt, so daß besondere Temperaturschutzzelte nicht erforderlich sind.

Bei den Messungen im Gelände kann der Apparat ohne irgendwelche Zerlegung von Station zu Station ganz einfach umgesetzt werden, so daß der Umbau der Stationen nur ganz kurze Zeit in Anspruch nimmt. Da die Messungen so schnell vor sich gehen, daß der Beobachter sich während der Beruhigung des

*) Bei den neuen, zurzeit im Bau befindlichen Instrumenten sind die Dimensionen etwas herabgesetzt worden.

Wagebalkens nach der Entarretierung nicht weit vom Instrument entfernt, und besonders aus Gründen der Betriebssicherheit ist auf jede automatische Registrierung verzichtet. Das erste Modell wurde in der Werkstatt der Exploration G. m. b. H. nach meinen Angaben von den Herren Zöpke und Kuse gebaut*). Das Instrument hat bei den Messungen auf dem Prüfstand im Gelände bei Potsdam gute Resultate ergeben.

Literatur.

Angenheister: Zeitschr. f. Geophys. 1926, Heft 1.

Schweydar: Ebenda, Heft 4.

Meisser: Ebenda, Heft 2/3.

Nikiforov: Bull. of the Inst. of pract. Geophys. 1925, Nr. 1, S. 153.

Referate.

Gutenberg, B.: Der Aufbau der Erde. Berlin, Gebr. Bornträger, 1925.

Das verdienstvolle Werk des Verfassers füllt eine empfindliche Lücke in der geophysikalischen Literatur aus; fehlte es doch bisher an einer dem jetzigen Stande der Geophysik angepaßten knappen und doch umfassenden Zusammenstellung unserer Kenntnisse über das Erdinnere, die in den letzten zwei Jahrzehnten sehr große Fortschritte gemacht haben. In großen Zügen sind die Ergebnisse der neuen Forschungsmethoden zusammengestellt.

Einen beträchtlichen Raum nehmen schon wegen ihrer Bedeutung die Methoden und Resultate der Seismometrie ein, nicht zum wenigsten wohl auch, weil es sich um das Spezialgebiet des Verfassers handelt. Nach einigen einleitenden Bemerkungen über die grundlegenden Begriffe der Seismometrie werden übersichtlich und klar die Ergebnisse aus den Beobachtungen an den Erdbebenvorläufern dargestellt, die zu der bekannten Dreiteilung des Erdinnern führen. Anschließend beschäftigen sich die nächsten Kapitel mit der Erddichte und der Schwerkraft. Die Reduktionsmethoden der Schwere-messungen sind leider etwas sehr kurz behandelt. Weiter werden die Druck- und Temperaturverhältnisse sowie die Righeit des Erdinnern untersucht. Bei der Behandlung des Aufbaues der Erdkruste zeigt Gutenberg die umfassende Arbeitsweise der heutigen Geophysik. Es werden die verschiedenen Verfahren und Methoden angegeben und mit reichhaltigem Material belegt; das zusammenfassende Ergebnis ist dann, daß „in Eurasien, Amerika, im Atlantik und in der Arktis eine Scholle von verschiedener Dicke über anderem Material liegt, das erheblich riger und weniger kompressibel ist, und daß letzteres im pazifischen Ozean bis dicht an den vermutlich durch Sedimente gebildeten Meeresboden heranreicht und diesen vielleicht stellenweise direkt bildet“. Schließlich werden für die Erforschung der allerobersten Erdschichten auch die neuen geophysikalischen Aufschlußmethoden aufgezählt, wobei man die Wünschelrute wohl gern jetzt noch missen würde. Einige weitere Abschnitte befassen sich mit den neueren mineralogischen und chemischen Arbeiten über die Stoffe im Erdinnern und deren Aggregatzuständen. Auch dem Aufbau der Atmosphäre widmet der Verfasser ein Kapitel.

*) Die fabrikmäßige Herstellung des Instruments mit weiterer technischer Vervollkommnung ist von der Exploration G. m. b. H. in Angriff genommen worden.

Der Verfasser hat sich nicht mit der Aufzählung der einzelnen Tatsachen begnügt, sondern auch den glücklichen Versuch unternommen, die einzelnen Ergebnisse verschiedener Methoden zu einem einheitlichen Bilde zu vereinen. — Äußerlich zu bemerken wäre wohl noch, daß neben dem sehr reichhaltigen Literaturverzeichnis ein alphabetisches Sachverzeichnis nicht überflüssig gewesen wäre.

O. Meisser.

Kober, L.: Gestaltungsgeschichte der Erde. Mit 60 Figuren im Text und einer Übersichtskarte. Bd. 7 der Sammlung Bornträger. Berlin, Verlag von Gebr. Bornträger, 1925. Preis geb. *M* 7.50.

Das schmale, reich und zweckmäßig illustrierte Bändchen bietet auf 200 Seiten weit mehr als der Titel ahnen läßt. Es ist eine Fundgrube für jeden, der schnell einen Überblick über die brennenden Fragen heutiger geologischer Forschung gewinnen möchte. So werden auf geschichtlicher Grundlage die wichtigsten Probleme besprochen samt den Versuchen zu ihrer Lösung. Genannt seien u. a. folgende: Die großen Störungszonen — Eigenbewegungen der Erdrinde — Änderungen der Pollage — Deformationen des Erdkörpers — Verschiebungstheorie — Gestaltungstheorien der Ozeane — Permanenztheorie — Brückenkontinenttheorie — Geosynklinal- und Orogentheorie — Gebirgsbildung — Kontraktion — Plutonische Theorie — Isostasie — Schwereanomalien und ihre Beziehungen zur Tektonik — Gestaltungsgeschichte der Gesteine — Genetische Einheiten — Gesteinstämme — Vulkanismus — Gliederung des Erdkörpers. Weiter behandelt der Abschnitt über Evolutionen und Revolutionen u. a. die Umwandlungen von Danas Geosynklinaltheorie durch Haugh, Stille und Kober. Die großen Ereignisse der Erdgeschichte berücksichtigen neben der Entwicklung der Tier- und Pflanzenwelt in erster Linie die paläogeographischen Umwandlungen der Erdrinde, während der Abschnitt über die Gestaltungsgeschichte der Kontinente und Ozeane einen guten Überblick über die Grundzüge im tektonischen Aufbau der Erde gibt. Daß im Hauptabschnitt auch die eigenen Gedankengänge des Verfassers, die in der Fachwelt weitgehende Beachtung gefunden haben, zur Sprache kommen, steigert den Wert des Buches. Manchem Leser wird das reichhaltige Literaturverzeichnis willkommen sein.

A. Sieberg.

Ambrohn, Rich., Dr.: Methoden der angewandten Geophysik (Bd. 15 der „Wissenschaftl. Forschungsberichte“, herausg. von Dr. R. E. Liesegang, Frankfurt a. M.) XII, 258 S., 84 Abb., 8^o. 1926. Dresden, Th. Steinkopff. Brosch. *M* 15.—, geb. *M* 16.50.

Der Verfasser, dessen Erfahrung auf dem von ihm behandelten Gebiet ja bekannt ist, hat es als erster unternommen, in einem Buche die Grundlagen der verschiedenen geophysikalischen Aufschlußmethoden zu behandeln. Leider „lag es nicht in seiner Absicht, ein Lehrbuch für die Ausführung geophysikalischer Untersuchungen zu geben“, so daß gerade diejenigen Probleme des Gebietes, welche den Fachmann am meisten interessieren, nur sehr kurz behandelt werden. Es ist hieran wohl zum Teil die Tatsache schuld, daß die praktischen Ausführungen der Methoden meist überhaupt nicht veröffentlicht wurden. Um so eingehender werden die Grundlagen und die historischen Entwicklungen der Methoden behandelt. Das Inhaltsverzeichnis weist folgende Hauptabschnitte auf: Einfluß des Untergrundes auf die Beschaffenheit des Schwerfeldes an der Erdoberfläche — Magnetische Aufschlußmethoden — Die Verwendung radioaktiver und luftelektrischer Messungen für geophysikalische Aufschlußarbeiten — Elektrische Erdforschungsmethoden — Die Untersuchung des Aufbaues des Untergrundes mittels elastischer (seismischer) Wellen (hier werden vorwiegend die Erdbeben behandelt) — Die Temperaturverteilung im Erdinnern und die Verwertung von Temperaturmessungen in der angewandten Geophysik — Literaturverzeichnis (etwa 1700 Arbeiten, meist die Grundlagen betreffend) — Sachverzeichnis. — Das Buch ist vor allem zur Orientierung über die Grundlagen der Methoden besonders geeignet, doch geben auch die Angaben über die Anwendungsmöglichkeiten der Methoden sowie vor allem 23 Tabellen, die manches schwer auffindbare Material enthalten, dem Fachmann vielfach wertvollen Aufschluß.

Gutenberg.

P. Gruner: Beiträge zur Kenntnis der Dämmerungserscheinungen und des Alpenglühens. I. Historisch-chronologische Übersicht der schweizerischen Beobachtungen und Veröffentlichungen über Dämmerungsfärbungen und Alpenglühens. (Denkschr. d. Schweiz. Naturforsch. Ges. 57, XI u. 245 S., 1921, 4^o.) II. Historisch-chronologische Übersicht der außerschweizerischen Beobachtungen und Veröffentlichungen über Dämmerungen, atmosphärisch-optische Störungen und andere damit verwandte Erscheinungen. (Ebenda 62, Abh. 1, VIII u. 190 S., 1925, 4^o.)

Etwas abseits, aber doch nahe verbunden mit seinen bewegten Nachbarn Physik und Meteorologie, liegt das scheinbar stille Gebiet der atmosphärischen Optik. Und doch hat die überirdische Schönheit seiner Erscheinungen hin und wieder einen Forscher mit geradezu leidenschaftlicher Hingebung erfüllt, wie wir es etwa an den Werken von Kiessling, Dorno oder Jensen spüren können. Nicht anders ist der Eindruck von diesem Buche des Berner theoretischen Physikers Gruner, der uns hier von eigenen experimentellen und theoretischen Dämmerungsstudien aus mit bewundernswertem Fleiß und peinlicher Sorgfalt eine kritisch gesichtete, wohl nahezu vollständige Aufstellung der 150-jährigen Untersuchungen über die Dämmerungserscheinungen und, was damit zusammenhängt, gegeben hat. Diese chronologische Aufzählung und Inhaltsangabe, sowie die Systematisierung der gewaltigen Zahl von Arbeiten ist eine höchst verdienstvolle Tat zum Besten der Weiterentwicklung dieser Forschung.

Der erste Teil behandelt nur die schweizerischen Beobachtungen über Dämmerungsfärbungen und Alpenglühens. Im zweiten Teile schließen sich dann die außerschweizerischen Arbeiten aus diesem Gebiet an, nach den verschiedenen atmosphärisch-optischen Störungsperioden geordnet. Der Gesichtskreis ist so weit gezogen, daß er auch verwandte Erscheinungen, wie Sonnen- und Himmelsstrahlung, Himmelspolarisation, Lufttrübung und Sicht umfaßt. Jeder, der sich mit solchen Problemen der atmosphärischen Optik beschäftigt, wird immer dankbar das Grunersche Werk benutzen. A. Wigand.

Mitteilungen.

Bericht über die fünfte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft im Anschluß an die 89. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte Düsseldorf 1926.

Sitzungsraum: Physiksaal der Oberrealschule (Lessingschule),
Ellertstraße 84/92.

Mittwoch, den 22. September 1926, 2 $\frac{1}{2}$ Uhr nachmittags. Vorsitz: Conrad.

Thema: **Allgemeine Geophysik.**

1. Sterneck-Graz: Die Zerlegungs- und die Kanaltheorie der Gezeiten.
2. Dahns-Hamburg: Die Ursache der Ebbe und Flut.
3. Schlomka-Halle: Zur Theorie des elektrischen Feldes der Erde.
4. Haalck-Berlin: Ein neuer Drehwagentypus.

Donnerstag, den 23. September 1926, 9 Uhr vormittags. Vorsitz: Hecker.

Geschäftssitzung der Mitgliederversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

10¹/₂ Uhr vormittags. Vorsitz: Mack.

Thema: **Allgemeine Meteorologie und Klimatologie.**

1. Perlewitz-Hamburg: Windforschung, Überseeluftverkehr und Luftfahrzeugindustrie.
2. Polis-Aachen: Meteorologische Ursachen der Hochwasserkatastrophe des Rheinstromgebietes 1925/26.
3. Weickmann-Leipzig: Symmetriepunkte im zeitlichen Ablauf meteorologischer Elemente.
4. Wenzel-Pollack-Prag: Einige Periodogramme.
5. Meisser und Martin-Jena: Zur Registrierung von schnell verlaufenden Vorgängen für geophysikalische Untersuchungen.
6. Gutenberg-Darmstadt: Schallausbreitung in der Atmosphäre.

2¹/₂ Uhr nachmittags. Vorsitz: Angenheister.

Thema: **Strahlung der Atmosphäre.**

1. Gutenberg-Darmstadt: Fortsetzung.
2. Büttner-Göttingen: Über durchdringende Strahlen.
3. Linke-Frankfurt: Über Filter für Aktinometer.
4. Hoelper-Aachen: Über das ultraviolette Ende des Sonnenspektrums.

Freitag, den 24. September 1926, 9 Uhr vormittags. Vorsitz: Weickmann.

Thema: **Seismologie.**

1. Conrad-Wien: Über die Möglichkeit einer merkwürdigen Kompensationserscheinung bei der seismischen Aktivität verschiedener Faltungsgebiete.
2. Mack-Hohenheim: Einige Bemerkungen über Weltbeben und die sogenannten Wiederkehrwellen.
3. Wiechert-Göttingen: Untersuchung der Erdrinde mit Hilfe von Sprengungen.
4. Mothes-Göttingen: Seismische Untersuchungen am Gletscher.
5. Angenheister-Potsdam: Seismische Beobachtungen bei Sprengungen.
6. Kühn-Berlin: Über Geophysik und ihre Anwendungsmöglichkeiten auf die Geologie und Bergwirtschaft.

2¹/₂ Uhr nachmittags. Gemeinsame Sitzung: **Geologie und Geophysik.**

1. Born-Charlottenburg: Die Anordnung der Druckschieferung im variszischen Faltengebirge.
 2. Wiechert-Göttingen: Untersuchung der Erdrinde mit Hilfe von Sprengungen.
 3. Mothes-Göttingen: Seismische Untersuchungen am Gletscher.
 4. Müller-Köln: Bericht über den gegenwärtigen Stand der elektrischen und elektromagnetischen Schürfmethode.
 5. Reich-Berlin: Über magnetische Anomalien des Carbons.
 6. v. Maltzahn-München: Der gegenwärtige Stand der Wünschelrutenfrage.
-

Mitgliederversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

am 23. September 1926 zu Düsseldorf.

Der Vorsitzende, Geheimrat Hecker, eröffnete um 9 $\frac{1}{4}$ Uhr die fünfte Mitgliederversammlung mit einem historischen Rückblick:

In diesem Jahre ist ein Viertel Jahrhundert verflossen, seit dem Tage, an dem die Erste Internationale Seismologische Konferenz in Straßburg zusammentrat.

Mit diesem Zeitpunkt etwa beginnt der Zusammenschluß der seismologischen Stationen zu gemeinsamer Arbeit. Es ist daher wohl angebracht, die Vorgänge in der damaligen Zeit, die für die Entwicklung unserer Wissenschaft so bedeutungsvoll geworden sind, kurz in die Erinnerung zurückzurufen.

Schon im zweiten Bande der Beiträge zur Geophysik, der 1895 erschienen ist, schlug v. Rebeur-Paschwitz in seiner Arbeit „Horizontalpendelbeobachtungen auf der Universitätssternwarte zu Straßburg 1892/94“ vor, eine internationale Kooperation bei den Erdbebenbeobachtungen anzustreben, in der Weise, daß an einigen geeignet ausgewählten Punkten der ganzen Erde während eines bestimmten Zeitraumes korrespondierende Registrierbeobachtungen mittelst des Horizontalpendels angestellt und daß zugleich alle Nachrichten über stärkere Erdbeben auf das Sorgfältigste gesammelt, bearbeitet und darauf mit jenen Aufzeichnungen verglichen werden sollten. Ein solches Unternehmen würde, abgesehen von seiner Bedeutung für die Erdbebenkunde, auch einen neuen Weg eröffnen, auf welchem wir Aufschlüsse über das Erdinnere erwarten können. Wir werden imstande sein, fügt er hinzu, besonders bei großen Erdbeben, die Ausbreitung der Wellen durch den ganzen Erdkörper hindurch zu verfolgen, und daraus die Grundlagen für eine neue Theorie gewinnen, die uns auf indirektem Wege allmählich zur Kenntnis der Beschaffenheit des Erdinnern selbst führen wird.

Am Schlusse desselben Bandes der „Beiträge“ findet sich dann eine weitere Arbeit „Vorschläge zur Errichtung eines internationalen Systems von Erdbebenstationen“. Er leitet hier aus dem sehr geringen, ihm zur Verfügung stehenden Material bereits ab, daß bei weit entfernten Erdbebenherden die ersten auf dem Registrierstreifen verzeichneten Bewegungen mit einer Geschwindigkeit von 10 km in d-r Sekunde ihren Weg mitten durch die Erde nehmen, während die großen, mit einer erheblich längeren Periode, sich mit etwa 2.8 km Geschwindigkeit über die Erdoberfläche fortpflanzen. Er stellt dann folgenden Plan auf.

„Wir wollen in erster Linie die Gründung eines internationalen Netzes von Erdbebenstationen in Anregung bringen, dessen Aufgabe es sein soll, die Ausbreitung der von großen Erdbebenzentren ausgehenden Bewegungen auf der Erdoberfläche und durch den Erdkörper hindurch in systematischer Weise zu beobachten.“

v. Rebeur-Paschwitz erläutert dann in eingehendster Weise, wo zweckmäßig die neuen Erdbebenstationen zu begründen und wie sie instrumentell auszugestalten sein würden.

Leider verhinderte ein allzufrüher Tod den begabten jungen Gelehrten seinem Plane selbst zur Durchführung zu verhelfen; er wurde von Gerland aufgenommen und mit großer Umsicht in die Tat umgesetzt. Auf Gerlands Anregung hin wurde eine internationale Seismologische Konferenz nach Straßburg einberufen, die vom 11. bis 13. April 1901 dort zusammentrat und an der eine Reihe hervorragender Gelehrter des In- und Auslandes teilnahm. Auf dieser Konferenz

wurde der Plan festgelegt, der die seismologischen Institute und die Regierungen der zivilisierten Staaten der ganzen Erde zu gemeinsamer Tätigkeit auf dem Gebiet der Erdbebenforschung vereinigen sollte.

Auf einer weiteren seismologischen Konferenz in Straßburg 1903 erfolgte dann die definitive Gründung der Intern. Seismol. Assoziation, die 1918 ein Opfer des Weltkrieges wurde.

Wenn wir auf die Arbeit der verflossenen 25 Jahre zurückblicken, so können wir mit vollem Rechte befriedigt sein. Was in diesen 2½ Dezennien geleistet ist, wissen wir alle. Nicht nur in der Seismologie, die ja nur einen kleineren Teil der Geophysik ausmacht, sondern im ganzen Gebiet der Geophysik sind in dieser verhältnismäßig kurzen Zeitspanne bewundernswerte Fortschritte gemacht worden. Es erübrigt sich, das im einzelnen auszuführen, ein Blick in die Fachzeitschriften zeigt das sofort.

Besonders erfreulich für uns ist es, daß ein großer Teil dieser Fortschritte deutschen Gelehrten zu verdanken ist; sie haben stets in hervorragendem Maße am Ausbau der Geophysik mit gewirkt und zwar nicht nur vor dem Kriege, sondern soweit es überhaupt möglich war, auch während desselben. Gleich nach Schluß setzte dann trotz der außerordentlichen wirtschaftlichen Nöte ein neues Aufblühen der geophysikalischen Forschung ein, ein Zeichen dafür, daß die deutschen Geophysiker ebenso wie ihre Kollegen von den anderen Fakultäten ihre geistige Spannkraft nicht verloren hatten, trotz aller Versuche von deutschfeindlicher Seite, die deutsche Wissenschaft zu isolieren, sie an die Wand zu drücken und sie zu erdrücken. Das wird niemals gelingen.

Geheimrat Wiechert richtet ebenfalls begrüßende Worte an die Erschienenen:

Meine Herren! Vor einem Jahre waren Sie in Göttingen, wo die Universität vorherrscht. Jetzt zeigt uns Düsseldorf überall die Beziehungen zur Industrie, also zur praktischen Arbeit. Aber auch die Kunst hat hier eine berühmte Stätte. Die Ausstellung richtet ihre Aufmerksamkeit auf die Pflege des Körpers. Jetzt tagt hier die Naturforscherversammlung. So sehen wir vor uns ein weitumfassendes Bild des Lebens. — Es ist mir immer ein lieber Gedanke, daß die Wissenschaft, und speziell unsere Geophysik, Beziehungen zu den verschiedensten Lebensäußerungen des Menschen hat. Wir finden den Kampf um die reine Erkenntnis der Welt, der wir angehören. Wir finden aber auch die Betätigung in der Praxis. Es geben z. B. Erdmessung, Seismik der Erdtiefe, Erdmagnetismus, Luftelektrizität, Meteorologie der hohen Atmosphäre eine Fülle der Anregung für reine Erkenntnis. Andererseits sehen wir im Vermessungswesen, dessen Grundlage die Erdmessung ist, in der Seismik der Erdrinde, in magnetischen Arbeiten, in der Wettervorhersage unmittelbar die praktische Betätigung. So hat denn die Geophysik und ihre Vertreter die Aufgabe, dem Menschen die hohen Ziele seiner auf Erkenntnis gerichteten Forschung zu zeigen und ihm im praktischen Leben dienstbar zu sein. — Blicke ich in diese Versammlung, so darf ich der Zuversicht sein, daß auf unserer Tagung beide Seiten der Geophysik durch schönes Zusammenwirken der Teilnehmer in erfreulicher Weise zur Geltung kommen werden.

Geheimrat Hecker erstattet einen kurzen Geschäftsbericht. Die Zahl der Mitglieder ist auf 153 gestiegen. Verstorben ist das Mitglied Prof. Stekloff, Vizepräsident der Akademie der USSR.

Vorstandswahlen. Die satzungsgemäße Auslosung ergab, daß der 1. Vorsitzende, Geheimrat Hecker, der 2. Vorsitzende, Prof. Linke, sowie der Beisitzer, Prof. Schweydar, auszuschneiden haben. Gewählt werden als 1. Vorsitzender Geheimrat Ad. Schmidt-Potsdam, 2. Vorsitzender Geheimrat Kohlschütter-Potsdam und als Beisitzer Prof. Meinardus-Göttingen.

Der Vorstand der Gesellschaft besteht somit aus:

Vorsitzende: H. Hergesell, E. Kohlschütter, Ad. Schmidt.

Schatzmeister: R. Schütt.

Schriftleiter der von der Gesellschaft herausgegebenen Zeitschrift für Geophysik: G. Angenheister.

Beisitzende: A. Defant, Fr. Kossmat, C. W. Lutz, W. Meinardus, L. Weickmann, A. Wigand.

Zeitschrift. Der Schriftleiter der Zeitschrift, Prof Angenheister, berichtet: Die Zahl der zahlenden Bezieher der Zeitschrift ist seit der letzten Versammlung im Dez. 1925 von 236 auf 295 gestiegen. Es wurde für den zweiten Jahrgang der Zeitschrift (1926) das Literaturverzeichnis auf den Umfang von drei Bogen erweitert, die auf besonders paginierten Bogen gedruckt werden. Zwei Bogen davon sind bereits erschienen; der dritte folgt in Heft 8. Vom dritten Jahrgang (1927) an soll als besondere Beilage das auf unser Betreiben neu eingerichtete Kap. VIII (Geophysik) der physikalischen Berichte der Zeitschrift für Geophysik beigelegt werden. Es wird voraussichtlich einen Umfang von etwa fünf bis sechs Bogen haben.

Es wird der Wunsch ausgesprochen, daß der 1. Vorsitzende nochmals mit der Firma Vieweg wegen der Tragung, wenigstens der Hälfte, der Versandkosten in Verbindung tritt. (Ist geschehen und von der Firma Vieweg zugesagt.)

Schatzmeister.

Abrechnung über die Einnahmen und Ausgaben
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für das Geschäftsjahr 1925/26.

Abgeschlossen am 17. September 1926.

Einnahmen	RM	§	Ausgaben	RM	§
Bestand	459	94	Verwaltungskosten	43	50
Restbeiträge für 1924/25	216	—	Portoauslagen	50	14
Beiträge 1925/26	3173	93	Drucksachen	55	20
Vorausbezahlte Beiträge für 1926/27	55	—	An Friedr. Vieweg & Sohn, A-G. f. d. 2. Jahrg. d. Zeitschr. f. Geophys.	2860	—
Geschenke	17	21	Für Hilfe bei der Zusammen- stellung d. Literaturberichts des 1. Bandes	220	—
Zurückgezahlte Portoauslagen .	2	85	Übertrag auf 1926/27	696	09
	<hr/>			<hr/>	
	3924	93		3924	93

Von obigen 696.09 RM sind

auf der Bank 333.25 RM

auf Postscheckkonto 311.60 „

in der Kasse 51.24 „

696.09 RM

Hamburg, d. 17. September 1926.

Prof. Dr. Schütt,
z. Zt. Schatzmeister.

Richtig befunden

Düsseldorf, d. 23. Sept. 1926.

W. Schweydar. E. Tams.

Der Bericht wird genehmigt und dem Schatzmeister der Dank für seine Mühewaltung ausgesprochen.

Wahl der Revisoren. Zu Revisoren der Kassenführung werden für das nächste Jahr wiedergewählt Prof. Schweydar und Prof. Tams.

Verschiedenes. Die beabsichtigte Herausgabe einer Übersicht über die seismischen Registrierungen hat sich dadurch verzögert, daß einige wichtige deutsche Erdbebenwarten die Zusammenstellung ihrer Registrierungen nicht zur Verfügung gestellt haben. Ihre Leiter werden daher nochmals um baldige Übersendung des Materials gebeten.

Prof. Angenheister wünscht, daß jährlich ein Beben mit allen wichtigen Diagrammen veröffentlicht werde.

Prof. Weickmann schlägt vor, daß die seismologischen Bearbeitungen einheitlich von einer Stelle vorgenommen werden möchten.

Geheimrat Hecker teilt mit, daß die bei der Tagung in Göttingen gefaßte Resolution betr. die Wiederanknüpfung der internationalen wissenschaftlichen Beziehungen vielseitige Zustimmung gefunden hat.

Als Ort für die nächstjährige Mitgliederversammlung wird Frankfurt a. M. gewählt.

Verschiedenes.

Vom 5. bis 8. September fand in Clausthal die 15. Tagung des deutschen Markscheider-Vereins statt.

In den Kreisen der Markscheider besteht ein weitgehendes Interesse für die Anwendung der Geophysik. Ihr Bestreben geht dahin, die Geophysik in den Studienplan für Studierende der Markscheidekunde einzugliedern.

Mit der Tagung war eine Ausstellung geodätischer und geophysikalischer Instrumente verbunden. Die meisten Vorträge waren geologischen und geodätischen Inhalts; folgende aus dem Gebiet der angewandten Geophysik:

1. Prof. Dr. G. Angenheister, Potsdam: „Die Fortentwicklung der geophysikalischen Aufschlußmethoden in den letzten Jahren“.

2. Direktor Markscheider Dr. Lehmann, Duisburg: „Der Vermessungskreisel“ mit Lichtbildern und Vorführungen.

3. Markscheider Seelis, Bochum: „Die Anwendung der geophysikalischen Aufschlußverfahren im Markscheidewesen“.

4. Markscheider Löhr, Bochum: „Über Beobachtungen der durch Industrie- und Straßenverkehr hervorgerufenen Erschütterungen“ mit Lichtbildern.

Während der Tagung war Gelegenheit zur Besichtigung der Sammlungen der Bergakademie und zu Grubenfahrten gegeben.

Neuaufnahmen.

155. KÖLZER, JOSEPH, Dr. Reg.-Rat, Referent im Reichswehrministerium, Berlin W. 30, Nollendorfstraße 29/30.

156. NØRLUND, N. E., Prof. Direktor d. Dänischen Gradmessung Kopenhagen, Universität.

157. KRAHMANN, RUDOLF, Dr. ing., Dipl. Berg.-Ing., Berlin-Kladow, Havelufer.

158. MARTIN, J. Dr., Jena, Saalbahnhofstraße 16 III.

159. SCHLOMKA, T., Dr., Halle a. S., Zietenstraße 6.

58. Verzogen nach Feldbergstraße 47.

5. Verzogen nach Burgunderstraße 30.

Berichtigung. Zeile 5/6, S. 244, muß lauten: die mit den Breiten der Funkstelle und des Schifforts einen Faktor k liefert, der mit $\lambda\lambda$ multipliziert α ergibt.

Zur Frage der Laufzeitkurven.

Von **B. Gutenberg** in Frankfurt a. M.

Es wird gezeigt, daß die meisten älteren Laufzeitkurven und somit auch die aus diesen abgeleitete mittlere Kurve von Krumbach einen gemeinsamen systematischen Fehler besitzen, und daß die Laufzeitkurven von A. Mohorovičić zurzeit wohl die besten Werte für die direkten Vorläufer bis etwa 90^0 Herddistanz enthalten. Diese Laufzeiten, sowie solche von anderen Wellen nach Gutenberg werden angegeben.

In Heft 8, S. 360 des ersten Jahrganges dieser Zeitschrift, hat G. Krumbach den dankenswerten Versuch unternommen, aus den zahlreichen Laufzeitkurven „mittlere Laufzeitkurven“ abzuleiten. Er kam dabei zu dem Ergebnis, daß für die *P*-Wellen, mit denen wir uns zunächst beschäftigen wollen, die Zeiten bei allen Autoren später liegen als bei A. Mohorovičić¹⁾, und führte diese Unterschiede auf die Verwendung verschiedener Einsätze zurück. Nun zeigte sich aber bei der Bearbeitung²⁾ des Japanbebens vom 1. September 1923, dessen Beobachtungsmaterial das bei allen früheren Beben vorhandene an Umfang und Genauigkeit übertrifft, eine vorzügliche Übereinstimmung der beobachteten Einsätze in Europa mit den unter Benutzung der Laufzeiten von Mohorovičić berechneten Werten, so daß Zweifel auftauchen müssen, ob die systematische Abweichung der anderen Kurven keine bestimmten Gründe hat. Da Krumbach die Laufzeitkurven von Wiechert-Zöppritz, Geiger-Gutenberg, O. Hecker und S. W. Visser zum Vergleich herangezogen hat (Literatur von Krumbach zitiert), wollen wir uns auch auf diese Kurven beschränken.

Die Laufzeitkurven von Wiechert-Zöppritz sind seither immer wieder als Grundlage für Laufzeituntersuchungen herangezogen worden. Leider ist der Vorschlag des Verfassers³⁾, alle Abweichungen bei neuen Kurven auf die Wiechert-Zöppritzschen als Ausgangskurven zu beziehen, nicht durchgedrungen. Diese Kurven beruhen auf Registrierungen des calabrischen Bebens vom 8. Sept. 1905 an 13 Stationen, des indischen Bebens vom 4. April 1905 an 11 Stationen und des San-Francisco-Bebens vom 18. April 1905 an 13 Stationen. Alle Messungen der *P*-Laufzeiten sind zunächst relativ zu einem unbekanntem Nullpunkt. Als solcher wird vielfach die Herdzeit angenommen, während abweichend hiervon, worauf zur Vermeidung von Irrtümern ausdrücklich hingewiesen sei, A. Mohorovičić den Beginn des Bebens im Epizentrum wählte. Will man also aus den Kurven des letzteren den wahren Beginn des Bebens erhalten, so ist zu den Laufzeitkurven für *P* die Steigzeit Herd-Epizentrum zuzuzählen, die für die von Mohorovičić für seine Kurven angenommene Herdtiefe von 25 km etwa $4\frac{1}{2}$ sec beträgt.

Zöppritz sah mangels geeigneter Unterlagen von der Berücksichtigung der Herdtiefe ganz ab und nahm an, daß bei dem calabrischen Beben die P Welle 12 sec gebraucht habe, um vom Herd nach Messina (80 km) zu gelangen. Dieser Wert hängt von der Herdtiefe ab, vermutlich ist er zu groß. Um den Fehler a_1 dieses Wertes sind nun alle Laufzeitangaben des Bebens falsch. Weiter hängen sie aber von dem Fehler a_2 der Einsatzzeit in Messina ab; daß dieser mehrere Sekunden betragen kann, wird jeder zugeben, der die Zeitgenauigkeit der Angaben der älteren Aufzeichnungen (1905) kennt. Somit sind alle Laufzeiten dieses Bebens mit einem systematischen Fehler von $a = a_1 + a_2$ sec behaftet. Bei dem indischen Beben entnahm Zöppritz die Laufzeit für P nach Tiflis dem ersten Beben und berechnete hieraus die Herdzeit, d. h. auch alle Punkte dieses Bebens besitzen den gleichen systematischen Fehler a , somit etwa zwei Drittel aller Beobachtungspunkte. Beim letzten Beben endlich bestimmte Zöppritz die Eintrittszeit wieder aus Nahstationen, und zwar nahm er als Laufzeit nach Berkeley (35 km) 5 sec, nach der Licksternwarte (80 km) 11 sec an; hier gilt das oben bei Messina Gesagte sinngemäß, alle Zeitangaben haben neben den variablen Fehlern einen systematischen Fehler b , der wahrscheinlich im gleichen Sinne liegt wie a (d. h., wenn man von der Epizentralzeit ausgeht, wie Mohorovičić, sind alle Laufzeiten zu groß angesetzt; für 45 km Herdtiefe wäre statt 5 sec zu setzen 2 sec und statt 11 bzw. 12 zu setzen 8 sec; bei 25 km Herdtiefe sind die Zahlen 3 bzw. $10\frac{1}{2}$ sec. Die Epizentralzeit wäre um einige Sekunden später, alle Laufzeiten entsprechend kleiner). Wir finden also, daß die Wiechert-Zöppritzsche Laufzeitkurve aus den angegebenen Gründen einen kleinen systematischen Fehler f besitzt.

Geiger und Gutenberg suchten nun diese Kurve unter Benutzung der Zöppritzschen Methode auf Grund von Amplitudenbeobachtungen zu verbessern. Diese Verbesserung erstreckte sich aber nur auf die Richtung der Kurve; für deren Höhe wurde verlangt (a. a. O., S. 187, § 7, 2), daß die Kurve den Wiechert-Zöppritzschen Laufzeitbeobachtungen genügt, mit anderen Worten, sie hat ebenfalls den systematischen Fehler f .

Bei der Kurve von Hecker „wurde mit Hilfe einiger besserer Stationen die Stoßzeit abgeleitet“. Hierbei wurde offenbar die kurz darauf zitierte Wiechert-Zöppritzsche Kurve benutzt bzw. Nahstationen; die Übereinstimmung der Laufzeiten bei kurzen Entfernungen spricht jedenfalls dafür. In diesem Falle wären die Stoßzeiten um f zu früh, die abgeleiteten Laufzeiten hätten wieder den systematischen Fehler f .

Schließlich verwandte Visser zur Bestimmung der Herdzeiten die Laufzeiten von Geiger-Gutenberg (a. a. O. S. 8), so daß auch seine Kurven ungefähr den systematischen Fehler f haben.

Fassen wir nun unsere Ergebnisse zusammen, so finden wir, daß vermutlich alle vier genannten Kurven den gleichen systematischen Fehler f haben, der im wesentlichen von der Laufzeit der \bar{P} -Wellen beim calabrischen Beben nach Messina abhängt, und die Feststellung mutet etwas merkwürdig an, daß ein Irrtum der bei Messina am 8. Sept. 1905 festgestellten Eintrittszeit um einige Sekunden eine ähnliche Änderung aller Laufzeiten der Tabellen und Kurven von

Mittlere Laufzeittabellen für Erdbebenvorläufer,
für 25km Herdtiefe, gerechnet von der Epizentralzeit aus.
P und S nach A. Mohorovičić, die übrigen nach Gutenberg, zum Teil unter Be-
nutzung älterer Tabellen (Literatur bei Krumbach, a. a. O.).

Epizentral- entfernung Δ		Laufzeit (vom Eintreffen der ersten Longitudinalwelle im Epizentrum)										Epizentral- entfernung Δ			
Grad	km	P_n		PP		PPP		S_n		$P'S$		SS		Grad	km
		m	s	m	s	m	s	m	s	m	s	m	s		
10	1110		26	2	27	2	29	4	20		—		4.5	10	1110
12	1330		54		57		59	5	09		—		5.4	12	1330
14	1560	3	21	8	28	3	30		57		—		6.3	14	1560
16	1780		47		58	4	00	6	45		—		7.2	16	1780
18	2000	4	13	4	28		30	7	32		—		8.1	18	2000
20	2220		37		57	5	00	8	16		—		8.9	20	2220
22	2440	5	01	5	26		30		58		—		9.8	22	2440
24	2670		24		54	6	00	9	36		—		10.6	24	2670
26	2890		45	6	21		30	10	13		—		11.4	26	2890
28	3110	6	07		49		59		59		—		12.1	28	3110
30	3330		27	7	16	7	28	11	22		—		12.9	30	3330
32	3560		45		42		56		54		—		13.7	32	3560
34	3780	7	03	8	07	8	23	12	26	12	26		14.5	34	3780
36	4000		20		31		56		57		58		15.2	36	4000
38	4220		35		55	9	16	13	25	13	27		15.9	38	4220
40	4440		50	9	18		42		54		59		16.6	40	4440
42	4670	8	05		41	10	08	14	21	14	28		17.3	42	4670
44	4890		20	10	03		34		48		56		18.0	44	4890
46	5110		34		25	11	00	15	15	15	24		18.7	46	5110
48	5330		49		46		25		43		54		19.3	48	5330
50	5560	9	03	11	07		51	16	09	16	22		20.0	50	5560
52	5780		18		28	12	16		37		51		20.6	52	5780
54	6000		32		48		41	17	08	17	18		21.1	54	6000
56	6220		46	12	07	13	04		30		47		21.7	56	6220
58	6440		59		26		27		56	18	15		22.3	58	6440
60	6670	10	11		44		49	18	21		42		22.8	60	6670
62	6890		23	13	01	14	10		46	19	08		23.3	62	6890
64	7110		35		17		30	19	11		35		23.8	64	7110
66	7330		47		33		50		35	20	00		24.3	66	7330
68	7560		58		48	15	10		59		26		24.8	68	7560
70	7780	11	09	14	03		30	20	23		51		25.3	70	7780
72	8000		21		18		51		47	21	17		25.8	72	8000
74	8220		33		33	16	11	21	10		43		26.3	74	8220
76	8440		45		48		31		33	22	12		26.8	76	8440
78	8670		56	15	03		51		56		38		27.3	78	8670
80	8890	12	07		18	17	11	22	18	23	05		27.7	80	8890
82	9110		18		33		30		39		31		28.2	82	9110
84	9330		30		48		50	23	01		56		28.7	84	9330
86	9560		41	16	03	18	10		22	24	19		29.2	86	9560
88	9780		53		18		30		43		42		29.6	88	9780
90	10000	13	04		33		50	24	02	25	03		30.1	90	10000

Epizentral- entfernung Δ		Laufzeit von										Epizentral- entfernung Δ	
		P_n		P'		PP		$\bar{S}_c P_c \bar{S}$	PPS	$\bar{S}_c P_c \bar{S} P$	SS		
Grad	km	m	s	m	s	m	s	m	m	m	m	Grad	km
92	10 220	13	15	—	—	16	48	23.8	26.0	—	30.6	92	10 220
94	10 440		25	—	—	17	03	24.0	26.4	—	31.1	94	10 440
96	10 670		35	—	—		18	24.2	26.9	—	31.5	96	10 670
98	10 890		45	—	—		33	24.4	27.3	—	32.0	98	10 890
100	11 100		55	17	50		48	24.5	27.7	—	32.5	100	11 100
105	11 670	14	18	18	10	18	25	24.9	28.7	—	33.5	105	11 670
110	12 220		48	—	—	30	19	03	25.3	—	34.6	110	12 220
115	12 780	15	04	—	—	48	40	25.7	30.7	30.1	35.7	115	12 780
120	13 330		27	19	02	20	18	26.0	31.6	30.8	36.8	120	13 330
125	13 890		50	—	—		55	26.2	32.5	31.5	37.8	125	13 890
130	14 440	16	13	—	—	20	21	32	26.4	33.3	32.0	130	14 440
135	15 000		36	—	—	29	22	19	26.6	34.2	32.6	135	15 000
140	15 560		58	—	—	38	44	26.8	35.1	33.1	40.9	140	15 560
145	16 110	17	21	—	—	47	23	26	27.0	36.0	33.6	145	16 110
150	16 670		43	—	—	56	46	27.1	36.9	34.1	42.8	150	16 670
155	17 220	18	06	20	04	24	17	27.2	37.7	34.6	43.8	155	17 220
160	17 780		(29)	—	—	12	47	27.3	38.5	35.1	44.7	160	17 780
165	18 330		(52)	—	—	18	25	17	27.4	—	35.6	165	18 330
170	18 890	19	(15)	—	—	19	46	27.4	—	36.1	46.4	170	18 890
175	19 440		(38)	—	—	20	26	15	27.5	—	36.5	175	19 440
180	20 000	20	(00)	—	—	20	40	27.5	—	37.0	48.0	180	20 000
Δ Grad	135				140		145	150	160	170	180	
$P_c P_c \bar{S}$	23.0				23.3		23.5	23.6	23.7	23.8	23.9	Min.

Wiechert-Zöppritz, Geiger-Gutenberg, O. Hecker und S. W. Visser (vermutlich noch weiterer Kurven, z. B. Klotz, Milne, Zeissig u. a.) zur Folge gehabt hätte.

Die systematische Abweichung dieser Kurven von den Werten, die A. Mohorovičić abgeleitet hat, erscheint nun in etwas anderem Lichte, und aus der Tatsache, daß die mittlere Abweichung bis $\Delta = 6000$ km etwa $+ 4$ sec beträgt, kann man schließen, daß der erwähnte systematische Fehler f etwa diesen Betrag hat. Von $\Delta = 6000$ km ab wird die allgemeine Streuung der Werte größer, zum Teil liegt dies an der Tatsache, daß die P -Wellen dann abnehmen, und insbesondere von $\Delta = 9000$ km ab bei schwächeren Beben und geringerer Instrumentalvergrößerung der eigentliche Beginn nicht registriert wird, sondern eine spätere Welle.

Die Folgerung, die sich für die Praxis ergibt, lautet also, daß die Kurve von A. Mohorovičić, zu deren Aufstellung jedes verwandte Beben für sich untersucht wurde⁴⁾ unter Berücksichtigung der verschiedenen von Mohorovičić gefundenen Einsätze, die allen anderen Bearbeitern von Laufzeitkurven noch unbekannt waren, unbedingt den Vorzug verdient, daß andererseits die „Mittelkurve“ von Krumbach ebenfalls den erwähnten systematischen Fehler f enthält. Auch J. B. Macelwane⁵⁾, der neuerdings Laufzeittabellen zusammengestellt hat, ging für die P -Wellen von der Kurve von Mohorovičić aus.

Komplizierter liegen die Verhältnisse bei der Laufzeitdifferenz $S-P$. Hier fehlt, wie zu erwarten, der systematische Unterschied; die Kurven der anderen Autoren liegen bis etwa $\Delta = 7000$ km über, dann unter der Kurve von Mohorovičić. Bis 4500 km stimmt übrigens die Kurve von Visser, welche das meiste Beobachtungsmaterial enthält, gut zu ersterer, erst bei $\Delta = 7300$ km überschreitet der Unterschied ± 5 sec, was bei S mit seinem vielfach nicht ganz sicher festzulegenden Beginn durchaus innerhalb der Beobachtungsfehler ist. Aus den Berichten läßt sich ja leider in den seltensten Fällen entnehmen, ob der Einsatz von S gut oder schlecht definiert ist.

Von $\Delta =$ etwa 9000 km ab tritt hier eine neue Komplikation auf: Vor der S -Welle liegt mit wachsendem Zeitabstand die Welle $\overline{S_c P_c S}$, die im Mantel transversal, im Kern longitudinal schwingt. Sie wurde rein theoretisch von B. Gutenberg 1912 gefunden⁶⁾, in dem Material von S. W. Visser (a. a. O.) ist sie deutlich zu erkennen, auch bei zahlreichen Beben wurde sie beobachtet (vgl. z. B. die Berichte von Wien von V. Conrad), schließlich stellte H. Turner⁷⁾ ohne Kenntnis der vorhergehenden Arbeiten die Laufzeitkurve dieser Welle fest — er bezeichnete sie zuerst als Y -Welle — und wies dann auf ihre Identität mit der genannten theoretisch gefundenen Welle hin. Wir haben also nur bis etwa $\Delta = 9000$ km S als ersten Einsatz der zweiten Vorläufer, von da ab übernimmt $\overline{S_c P_c S}$ diese Rolle. Analog verdeckt die Welle $\overline{P_c P_c S}$ stellenweise die einmal reflektierten Longitudinalwellen. Es seien daher in diesem Zusammenhange auch die Laufzeiten dieser Wellen gegeben. Die vorstehenden Laufzeittabellen sollen im übrigen lediglich einen Überblick geben; es ist nicht beabsichtigt, sie als „Referenzwerte“ vorzuschlagen, solche können vielmehr erst nach längerer Diskussion der Erfahrungen, welche mit den Kurven gemacht wurden, aufgestellt werden.

Literatur.

- 1) Hodografi . . . , Rad jugoslav. Acad. **226**, 94.
- 2) Gutenberg, Bearbeitung von Aufzeichnungen einiger Weltbeben. Abh. der Senckenberg. naturf. Ges. **40**, 57 (1925).
- 3) Bericht über die Tagung in Jena 1923, S. 5.
- 4) Gerlands Beitr. z. Geophysik, **14**, 199 (1916).
- 5) Table of travel times, 1926, hektographiert.
- 6) Über Erdbebenwellen VII. A, Nachr. d. K. Ges. d. Wissensch., Göttingen 1914.
- 7) Gutenbergs $S_c P_c S$. Seismol. invest., Brit. Assoc., Sect. A, 31. Report, Oxford 1926, S. 4.

Erdbeben, Mondphasen, Sonnenflecken.

Von V. Conrad in Wien.

Die von Herrn O. Myrbach in dieser Zeitschr. **2**, 217—222 gegebenen Häufigkeitszahlen werden in bezug auf ihre Abweichungen vom arithmetischen Mittel untersucht. Die Abweichungen scheinen den Gesetzen zufälliger Fehler zu gehorchen.

Herr O. Myrbach ist in einem Aufsatz „Ein Beitrag zur Frage, ob Sonnenflecken und Mondphase einen auslösenden Einfluß auf Erdbeben haben“ (diese

Zeitschr. 2, Heft 6, S. 217) zu Resultaten gekommen, die nicht ganz unwidersprochen bleiben sollen. Herr Myrbach hat seine Thesen vorsichtig verlausuliert, und sehr richtiger Weise hervorgehoben, daß das Material zu klein ist, um zu bindenden Schlüssen zu führen. Da aber das Material, wie Herr Myrbach liebenswürdig hervorhebt, von mir zusammengestellt und ihm überlassen wurde, glaube ich die Tatsachen anführen zu sollen, die gegen die Folgerungen von Herrn Myrbach sprechen.

In der oben zitierten Abhandlung werden die Häufigkeitszahlen der Beben nach dem Mondalter geordnet. Schon bei der Gewinnung der Zahlen wird eine Verzerrung der Häufigkeitskurve vorgenommen, der nicht recht zugestimmt werden kann. Den Diagrammen von der Intensität 2 und 3 (Göttinger Skala) wird das zwei- bzw. dreifache Gewicht erteilt. Im Einklange mit Herrn E. Tams (briefliche Mitteilung) glaube ich, daß im vorliegenden Falle die verschiedene Gewichtverteilung unbegründet erscheint. Diagramme mit kleinen Amplituden sind hier solchen mit großen gleichwertig. Wenn man z. B. den täglichen Häufigkeitgang*) untersuchen will, so liegt hier ein völlig anderer Fall vor. In den Tagesstunden werden die Wiener Registrierungen durch Straßenverkehr gestört, so daß da schwache Diagramme leichter übersehen werden können als in der Nacht. Hier erschiene also eine höhere Gewichterteilung an die starken Beben wohl eher berechtigt. Solche Überlegungen kommen jedoch im Falle des Mondalters nicht in Frage. Eine Beziehung zwischen Mondalter und Diagrammintensität ist aber von vornherein abzulehnen, schon deshalb, weil bei gleicher Bebenintensität (unter Annahme einer isotropen Erde) nur die Herddistanz in die Diagrammintensität eingeht. Wie weit die Resultate durch die willkürliche Verzerrung infolge der verschiedenen Gewichterteilung beeinflußt werden, kann man schwer beurteilen. Immerhin muß die Einwirkung der verschiedenen Gewichterteilung eine bedeutende sein. Herr Myrbach gibt nämlich in dankenswerter Weise die wahren Häufigkeitssummen und die mit Gewichten an. Die Vermehrung der wahren Häufigkeitssummen beträgt bei den drei mitgeteilten Reihen 28, 38 und 17 Proz.

Es wurde erst das Gesamtmaterial nach dem Mondalter geordnet (I) und dann nach sonnenfleckenreichen (II) und -fleckenarmen Monaten (III) geteilt. Es resultieren so drei Reihen zu je 30 Zahlen. Nach ihren Schwankungen um einen Mittelwert wird der Einfluß der Mondphasen beurteilt. Die folgende kleine Tafel bringt die entsprechenden Reihen von Abweichungen.

Abweichungen der Zahlenreihen I, II, III von ihrem arithmetischen Mittel:

I . .	-3	+ 5	-2	0	+3	-9	-2	+3	+12	+ 2	+ 1	+13	-4	+3	- 1
II . .	0	+13	-1	+4	+8	-5	0	+2	+ 3	0	- 1	+ 3	-4	+2	- 2
III . .	-3	- 4	+3	-7	-5	-1	+2	+2	+ 9	0	- 4	+ 5	0	+3	- 1
I . .	-2	+ 8	+8	-6	+3	+6	-1	-2	- 8	-13	+12	- 1	+2	-9	-12
II . .	-3	+ 4	+1	-3	+6	+2	-5	+3	- 3	- 3	+ 2	- 4	-1	-3	- 6
III . .	+4	+ 4	+7	-3	-3	+4	-3	-3	- 3	- 6	+ 9	+ 6	0	-7	- 2

*) V. Conrad: Schwankungen der seismischen Aktivität in verschiedenen Faltungsgebieten, Mitt. d. Erdb. Komm. Wien. Ak. d. W. N. F. Nr. 63, S. 2.

Das Abbesche Kriterium auf die drei Reihen angewendet, ergibt folgende Resultate für den Ausdruck $2 A/B$:

Reihe I: 1.046; Reihe II: 0.879; Reihe III: 1.146.

Wenn eine Reihe von Abweichungen den Gesetzen der zufälligen Fehler entspricht, so wird sein müssen: $2 A/B = 1 \pm 1/\sqrt{n}$, wobei n die Zahl der Elemente bedeutet. In unserem Falle beträgt der mittlere Fehler: m. F. = $1/\sqrt{30} = \pm 0.183$. Die Werte $2 A/B$ müßten also zwischen den Grenzen 0.817 und 1.183 liegen. Diese Forderung ist, wie man sieht, erfüllt. Nach dem Helmertschen Kriterium soll die Zahl der Zeichenwechsel w gleich der der Zeichenfolgen f sein. Der mittlere Fehler der Differenz $f - w = 0$ ist $\pm \sqrt{n-1} = \pm 5.5$ in unserem Falle. Man erhält nun für die Reihe I: $f - w = -3$; für die Reihe II: $f - w = -5$; für die Reihe III: $f - w = +5$. Auch das Helmertsche Kriterium erscheint daher noch zur Genüge erfüllt.

Aus diesen Kriterien ergibt sich: Die in der eingangs erwähnten Arbeit mitgeteilten Zahlenreihen zeigen Abweichungen vom arithmetischen Mittel, die sehr wohl als zufällige Beobachtungsfehler angesehen werden können, sowohl ihrer zeitlichen Folge als ihrer Größe nach.

Es scheint daher nicht angängig zu sein, aus den aufgezeigten Schwankungen Schlüsse zu ziehen. Daß die beiden Reihen „Sonnenfleckereich“, „Sonnenfleckearm“ Verschiedenheiten aufweisen, verträgt sich vollkommen mit ihrem Zufallscharakter.

Mit dem Vorstehenden soll keineswegs bewiesen werden, daß es keine Beziehung zwischen Erdbeben, Mondphasen und Sonnenflecken gibt, sondern nur, daß die vorliegenden Zahlenreihen keinen Anlaß bieten, solche Beziehungen zu vermuten.

Die Aufdeckung versteckter Periodizitäten ist wohl geeignet, bei der komplexen Natur der geophysikalischen Phänomene die Konstruktion eines physikalischen Bildes zu erleichtern. Aber gerade deshalb ist dabei größte Vorsicht geboten.

Bemerkungen zu dem Aufsatz des Herrn O. Myrbach über den auslösenden Einfluß von Mond und Sonnenflecken auf die Erdbeben.

Von Otto Meissner in Potsdam.

Die Zufallskriterien lassen eine systematische Abhängigkeit der Erdbeben vom Mondalter nicht für ausgeschlossen erscheinen, auch die relative Amplitude ist bedeutend größer als die Exspektanz. Doch ist das Material noch unzureichend, um irgendwelche sicheren Schlüsse zu gestatten.

§ 1. Herr O. Myrbach-Wien findet in seinem Aufsatz¹⁾ eine merkliche, jedoch etwas komplizierte Abhängigkeit der Häufigkeit der in Wien beobachteten Nahbeben (1906 bis 1925) vom Mondalter, die jedoch in sonnenfleckereichen und

-armen Monaten erheblich verschieden ist, weshalb Herr Myrbach die Abhängigkeit vom Monde (d. h., da der synodische Monat zugrunde liegt, von der Phase) als eine indirekte ansieht. Es sei mir gestattet, diese Frage noch etwas näher mit Hilfe der Zufallskriterien zu untersuchen.

§ 2. Zunächst möchte ich für beide Sorten von (synodischen) Mondmonaten die Abweichungen der Bebenhäufigkeit vom Mittel tabellarisch wiedergeben (Tabelle 1). *R* bedeutet: sonnenfleckreiche, *A*: sonnenfleckarme Monate. Herr Myrbach hat sich mit Recht nicht gescheut, den Monat zu vollen 30 Tagen anzunehmen, um den letzten halben Tag also doppeltes Gewicht zu geben. Denn, wie wir gleich sehen werden, ist die Unsicherheit überhaupt noch so groß, daß eine exaktere Berücksichtigung der Monatslänge völlig zwecklos wäre.

Tabelle 1.

Abweichung der Bebenhäufigkeit vom Mittel im synodischen Monat.

Mondalter	<i>R</i>	<i>A</i>	Mondalter	<i>R</i>	<i>A</i>
1	+ 6	- 12	16	- 5	+ 11
2	+ 24	- 8	17	+ 5	+ 19
3	+ 14	- 5	18	+ 2	+ 15
4	+ 14	- 16	19	0	- 2
5	+ 14	- 8	20	+ 9	- 5
6	- 3	- 5	21	+ 4	+ 2
7	- 4	+ 5	22	- 6	- 5
8	+ 6	+ 15	23	- 3	- 12
9	+ 7	+ 20	24	- 8	- 15
10	+ 1	+ 5	25	- 8	- 6
11	0	- 3	26	- 4	+ 18
12	0	+ 6	27	- 8	+ 21
13	- 4	+ 8	28	- 10	- 1
14	- 3	+ 5	29	- 14	- 16
15	- 6	+ 5	30	- 16	- 14
			Summe . . .	994	1212
			Mittel . . .	33.1	40.4

§ 3. Die Werte sind aus den Originalwerten durch Ausgleichung nach der Formel: $a + 2b + c$ entstanden. Für die Anwendung von Zufallskriterien ist dies wichtig. Die Unterlassung einer derartigen Angabe macht die Anwendung der Zufallskriterien völlig illusorisch und kann zu bedenklichen Trugschlüssen über die Sicherheit so errechneter Periodizitäten führen.

Das Abbe-Helmertsche Kriterium benutzt zur Ermittlung der Frage, ob bei einer gegebenen Reihe systematische oder reine Zufallsverteilung stattfindet, die Quadratsumme *A* der Abweichungen vom Mittel und die Quadratsumme *B* der Differenzen je zweier Nachbarwerte. Bei Reihen direkt beobachteter Größen muß der Quotient $2A/B = 1$ sein mit dem mittleren Fehler $\pm 1\sqrt{n}$, unter *n* die Anzahl der Glieder der Reihe (hier 30! nicht die Bebensumme) verstanden. Hier ist es zu modifizieren. Das einzelne Glied von *A* hat die Form: $(a + 2b + c)^2$ — ich weiß nicht, ob die Division mit 4 vorgenommen ist; es kommt im vorliegenden Falle auch gar nicht darauf an. Das Glied von *B* hat die Form:

$$[(a + 2b + c) - (b + 2c + d)]^2 = (a + b - c - d)^2.$$

Nach den Grundsätzen der Ausgleichsrechnung muß also hier $B = A$ sein, oder der Quotient

$$Q = A/B = 1 \pm 0.18.$$

Tatsächlich ergibt sich für die beiden Reihen:

	A	B	Q
R	2422	1772	1.36
A	3804	2782	1.37

Beidemale ist Q um einen Betrag größer als 1, der den mittleren Fehler überschreitet. $Q > 1$ deutet auf eine im Vergleich zur Reihe lange Periode hin, d. h. rein formell wäre danach eine Periode von der (ganzen oder halben) Länge eines synodischen Monats wahrscheinlicher als die Realität der kleinen Zacken, die noch immer unausgeglichene Unregelmäßigkeiten darstellen dürften. Doch darf man nach meinen, wie ich vielleicht sagen darf, ziemlich ausgedehnten Erfahrungen bei solchen Abweichungen der Q von der Einheit, wie sie hier vorkommen, noch keine entscheidenden Schlüsse betr. Periodizität ziehen!

§ 4. Ein sehr einfaches, wenn auch wenig scharfes (beides steht natürlich im Zusammenhang!) Kriterium ist das von Zeichenwechseln W und -folgen F . Bei unausgeglichenen Reihen muß bei Zufallsverteilung

$$W = F \quad \text{oder} \quad W - F = 0 \pm \sqrt{n}$$

sein. Hier ist es anders. Wegen der vorgenommenen Ausgleichung ist hier die Zahl F der Folgen doppelt so groß als die der Wechsel (bei reiner Zufallsverteilung), also, da ja $W + F = 30$ sein muß, theoretisch

$$2W = F = 20, \quad 2W - F = 0 \pm \sqrt{n}.$$

Tatsächlich ergibt sich für

$$R: 2W - F = 2.6 - 20 = -8 \pm 5^{1/2}; \quad A: 2W - F = 2.8 - 22 = -6 \pm 5^{1/2}.$$

Die Anzahl der Folgen ist also beidemale größer, als es bei reiner Zufallsverteilung sein müßte. Und zwar ergibt sich auch hier wieder die Andeutung einer längeren Periode, wie schon beim Abbe-Helmertschen Kriterium.

§ 5. Endlich kann man noch die neuerdings aufgekommene Exspektanz in Rechnung ziehen. Die Exspektanz ε drückt die Erwartung einer rein durch Unausgeglichenheiten vorgetäuschten Periode bei einer Reihe mit tatsächlich bloßer Zufallsverteilung aus, und ist $\varepsilon = \sqrt{\pi/n}$, wenn n die Zahl der Beobachtungen (hier das Beben!) bedeutet. Die relative Amplitude a ist der Quotient der errechneten Amplitude A und des Mittelwertes der Reihe. (Es gibt Größen, bei denen von einem derartigen Mittel, wie es hier erforderlich ist, nicht die Rede sein kann, z. B. Temperaturen u. a. m.) Aus dem Verhältnis a/ε kann man mit einer gewissen Sicherheit Schlüsse über die Realität der Periode ziehen. Hier wird

	A	a	ε	
R	15	0.46	0.056	} statt 1.0.
A	18	0.45	0.038	

A habe ich einfach aus den größten Abweichungen vom Mittel angesetzt. Theoretisch sollte die Ausgleichung hier auf a und ε keinen Einfluß haben, ja eher

noch den, a zu verkleinern. Also auch hiernach sind systematische Einflüsse wahrscheinlich: $q = a/\varepsilon$ ist stets bedeutend größer als 1.

§ 6. Man wird also Herrn O. Myrbach beipflichten müssen, daß unzweifelhaft ein Mondeinfluß vorhanden ist, dessen genauere Art aber einstweilen noch nicht feststellbar ist. Offenbar sind alle uns bisher zur Verfügung stehenden Reihen noch viel zu kurz, um entscheidende Schlüsse über die bloße Tatsache der Einwirkung des Mondes hinaus zu gestatten.

Ein Beispiel, wie lange Zeiten zu einem sicheren Nachweis eines Mondeinflusses nötig sind, gibt unter anderem v. Mädler in einem fast vergessenen Werke²⁾. Aus 425 Jahren findet er, daß die Wahrscheinlichkeit eines guten Weinjahrs mit der Größe der im Jahre möglichen Monddeklinationen (entsprechend dem 18 jährigen Zyklus) von 52 auf 62 Proz., regelmäßig ansteigend, wächst. Nur die allerniedrigsten Deklinationen fallen etwas heraus. Es ist dies ein sehr hübsches Beispiel, sowohl für die Realität einer Mondeinwirkung, wie für die Länge der zu ihrem sicheren Nachweis erforderlichen Zeiträume!

Literatur.

¹⁾ O. Myrbach: Ein Beitrag zur Frage, ob Sonnenflecken und Mondphase einen auslösenden Einfluß auf Erdbeben haben. Zeitschr. f. Geophys. 2, Heft 6, S. 217—222.

²⁾ v. Mädler: Der Himmel. (S. 132.) Hamburg 1871.

Vorträge, gehalten auf der 5. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft im Anschluß an die Düsseldorfer Naturforscher-Versammlung

vom 22. bis 24. September 1926.

Die Möglichkeit einer merkwürdigen Kompensationserscheinung bei der seismischen Aktivität verschiedener Faltungsgebiete.

Von V. Conrad in Wien — (Mit drei Abbildungen.)

Das einfachste und naheliegendste Problem der Periodizität der Erdbeben ist in ihrem täglichen und jährlichen Häufigkeitstang zu suchen.

Soweit es sich um die Statistik gefühlter Beben handelt, haben E. Tams, Cavasino, der Verfasser u. a. die Realität beider Häufigkeitsschwankungen zur Genüge erwiesen.

Bei der Wertung makroseismischen Materials im Hinblick auf die Erschließung von Periodizitäten bestehen bekanntlich bedeutende Schwierigkeiten, die sich auf eine eventuell wechselnde Beobachtungsfähigkeit der Menschen für Bodenverrückungen beziehen. Es sind drei Fälle möglich:

1. Die Reizschwelle ist konstant, die Bebenhäufigkeit unterliegt irgendwelchen reellen Schwankungen. Es liegt der Fall einer objektiven Häufigkeitsstatistik der Beben vor.

2. Die Reizschwelle ist variabel, die Bebenhäufigkeit innerhalb der betrachteten, gleichen Zeitabschnitte konstant. Die Statistik bezieht sich dann einzig und allein auf die Variation der Reizschwelle.

3. Reizschwelle und Bebenhäufigkeit sind periodische Funktionen der betrachteten Zeiten. In diesem Falle werden sich die beiden Schwankungen superponieren.

Um dieser Schwierigkeit der Problemstellung zu entgehen, wurden die in Wien (Zentralanstalt für Meteorologie) registrierten Nahbebendiagramme auf die obengenannten Periodizitäten untersucht. Auch dieses Material ist nicht völlig

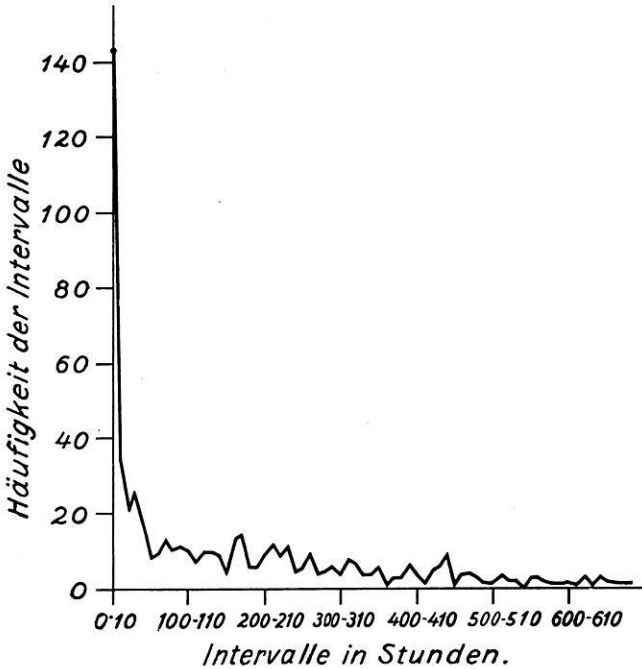


Fig. 1. Die Exponentialkurve.

frei von subjektiven Einflüssen und anderen Fehlerquellen. Während die ersteren durch Auswählen der Diagrammintensität II und III nach der Göttinger Skala so ziemlich eliminiert werden können, bleibt noch als schwerwiegendste Fehlerquelle die Existenz der Nachbeben, die nach Tams (die Frage der Periodizität der Erdbeben) zwar auch eventuell eine von Tages- und Jahreszeit abhängige Häufigkeitsschwankung zeigen, im großen und ganzen jedoch ihrer Häufigkeit nach in einer Abklingungskurve verlaufen müssen.

So wurde vor allem der Versuch gemacht, ein quantitatives Kriterium für die Ausschaltung der Nachbeben zu finden. Es wurden die Zeitdifferenzen zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Nahbebendiagrammen ($\Delta \leq 1000$ km) gebildet. Als Einheit für die Verteilungstafel wurde ein 10 stündiges Zeitinter-

vall genommen. Die Fig. 1 zeigt graphisch die resultierende Verteilung der Häufigkeiten für steigende Zeitintervalle. Von den 658 Nahbeben, die in den 20 Jahren 1906 bis 1925 in Wien registriert wurden, hatten 22 Proz. ein Zeitintervall zwischen 0 und 10 Stunden. Die Häufigkeitskurve fällt dann rasch gegen die Abszissenachse ab, um sich ihr in unregelmäßigen Schwankungen sehr langsam zu nähern. Der erste Teil der Kurve bis zu einem Zeitintervall von 50 bis 60 Stunden läßt sich in genügender Annäherung durch eine Exponentialkurve darstellen. Die übrigbleibende Restkurve könnte vielleicht aussagen, daß bestimmte größere Zeitdifferenzen zwischen zwei Beben bevorzugt sind. Daraus könnte eine gewisse Neigung zum periodischen Ablauf der Erdbebenhäufigkeit vermutet werden, wobei die große Rolle des Zufalls auch hier gewiß nicht übersehen werden darf.

Auf Grund dieser Untersuchung wurde ein Beben dann als Nachbeben angesprochen und als solches eliminiert, wenn es dem vorangehenden binnen rund 50 Stunden oder einer kleineren Zeitspanne nachfolgte. Dazu tritt noch die Bedingung halbwegs gleicher Herdkoordinaten.

Nach Ausschaltung der Nachbeben blieben 418 Diagramme aller Diagrammintensitäten, 120 Diagramme der Intensität II und III übrig.

Dieses Material wurde nach zweistündigen bzw. monatlichen Häufigkeiten geordnet. Während die Details der Untersuchung in dem Heft 63 der Mitteil. d. Erdbeb. Komm. d. Wien. Akad. d. Wiss. publiziert sind, sollen hier nur die hauptsächlichsten Resultate mitgeteilt werden.

Bei der Behandlung der Werte mit Hilfe der harmonischen Analyse ergab sich, was die Amplituden betrifft, sowohl beim täglichen wie beim jährlichen Gang der Häufigkeit eine ungemein langsame Konvergenz der Reihen, was von vornherein die Aufstellung eines physikalischen Bildes nahezu unmöglich macht. Die relativen Amplituden erreichen im Maximum den 1,73fachen Wert der Expektanz. Nach diesem Kriterium zu schließen, würde weder eine Tages- noch eine Jahresschwankung der Häufigkeit bei dem vorliegenden Material existieren. Da dieses Resultat so sehr den Folgerungen widerspricht, die aus dem makroseismischen Beobachtungsmaterial gezogen worden sind, wurde noch das Abbesche Kriterium auf die unausgeglichene Abweichungen von dem Mittel angewendet. Auch dieser Weg läßt den Schluß zu, daß die Abweichungen der zweistündigen und monatlichen Frequenzen vom Mittel als zufällige Fehler betrachtet werden können. Die Anwendung des Abbeschen Kriteriums auf Wertereihen, die auf Periodizitäten untersucht werden sollen, könnte vielleicht vielfach unnütze Arbeit von vornherein ersparen.

Während die Betrachtung der Amplituden, die beim mikroseismischen Material auftreten, zu einem Ziele gelangt, das den Resultaten, die aus dem makroseismischen Material geschöpft wurden, gerade entgegengesetzt ist, zeigen die Phasenzeiten eine weitgehende Übereinstimmung, soweit es sich um die tägliche Häufigkeitsschwankung handelt. Die mittlere Extremzeit der gantzägigen Welle differiert gegen das Material von E. Tams um 19 Zeitminuten, gegen das österreichische makroseismische Material (1897 bis 1907) um 4 Minuten. Die größte Zeitdifferenz beim halbtägigen Glied beträgt 23 Zeitminuten. Eine solche Über-

einstimmung der Phasenzeiten muß als sehr bedeutsamer Umstand hervorgehoben werden. Die Wahrscheinlichkeit einer solchen zufälligen Koinzidenz der Extreme ist eine ausnehmend kleine.

Was die tägliche Häufigkeitsschwankung der Nahbebendiagramme anlangt, muß gesagt werden, daß die Amplitudenbetrachtung gegen, die Phasenbetrachtung für die Existenz einer Realperiode von 24 Stunden spricht. Man wird das dahin deuten müssen, daß doch vielleicht auch beim mikroseismischen Material eine reale Tagesschwankung existiert, daß jedoch auch die Beobachtungen von 20 Jahren nicht hinreichen, um eine Realperiode nachzuweisen.

Was den jährlichen Gang betrifft, so sprechen sowohl Amplituden als Phasenzeiten gegen die Existenz einer Periode in der Länge von 12 Monaten. Dieses negative Resultat ließ den Gedanken aufkommen, daß eine Teilung des Materials nach Herdgebieten vielleicht doch etwas mehr Licht auf das Problem werfen könnte. Von den 658 Bebendiagrammen ließen 169 eine makro- oder mikroseismische Herdbestimmung zu. Dieses an und für sich so stark reduzierte Material mußte nach den Ergebnissen der weiteren Untersuchung nochmals unterteilt werden. Die Beben mit Herden in den Alpen wurden von denen im Apennin und dem dinarischen Faltungsgebiet getrennt. Es ergab sich dabei ein täglicher Gang, der durch Fig. 2 für beide Gebiete dargestellt wird. Die ganztägige Welle erhält jetzt für die nördlichen wie

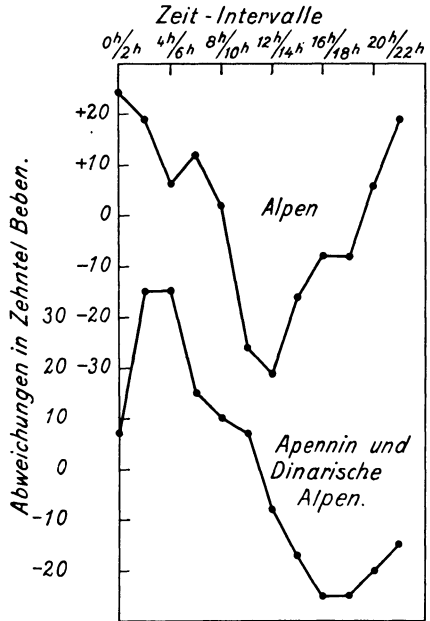


Fig. 2. Die Kurve des täglichen Ganges (gleichlaufende Kurven).

für die südlichen Herde eine ausschlaggebende Rolle, die Konvergenz der Reihen ist eine unverhältnismäßig bessere geworden. Während die Phasenzeiten bei den alpinen Beben sich, soweit es die ganztägige Welle betrifft, in gutem Einklang mit den früheren Untersuchungen befinden, verspäten sich die Extreme der südlichen Herdgebiete um 4 Stunden gegen die Alpen. Die relativen Amplituden lassen auch hier keinen Schluß auf eine Realperiode zu, auch wenn ihr Verhältnis zur Expektanz gegen die frühere Untersuchung gewachsen ist. Es muß noch bemerkt werden, daß das Abbesche Kriterium für das Gebiet der dinarischen Alpen und des Apennins aussagt, daß die zweistündigen Abweichungen der Bebenhäufigkeit nicht mehr recht als zufällige Abweichungen betrachtet werden können.

Einen überraschenden Eindruck bietet Fig. 3, das die jährliche Häufigkeitsschwankung der Beben im alpinen Gebiet einerseits, dem Apennin und den dinarischen Alpen andererseits darstellt. Beide Schwankungen

zeigen eine ausgesprochene halbjährige Welle, die aber mit ziemlich weitgehender Genauigkeit spiegelbildlich verläuft. Die Extreme treten ganz ungefähr zu den Zeiten der Äquinoktien und der Solstitien auf. Die Betrachtung der relativen Amplituden in ihrem Verhältnis zur Expektanz zeigen hier ebenso wie das Abbesche Kriterium, daß ein Schluß auf eine Realperiode nicht zu ziehen ist. Dagegen ist die weitgehende zeitliche Übereinstimmung der Extreme der halbjährigen Welle (26. und 21. April) sehr bemerkenswert. Ein solches rein zufälliges Zusammentreffen hätte denn doch auch eine ausnehmend kleine Wahrscheinlichkeit. Man wird auch hier eher der Ansicht zuneigen müssen, daß es sich

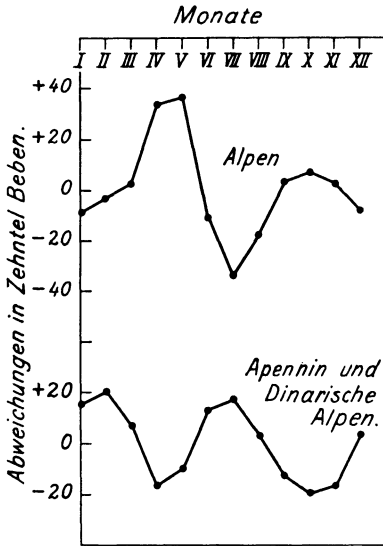


Fig. 3. Jährlicher Gang (spiegelbildliche Kurve).

doch um eine reale Erscheinung handelt, die aber aus dem zu kleinen Umfang des Materials quantitativ nicht verifiziert werden kann. Stellt man sich auf diesen Standpunkt, so kommt man zu der Aussage, daß die jährliche Häufigkeitsschwankung der Beben in den Alpen und den südlichen Faltungsgebieten durch je eine Doppelwelle dargestellt wird, die spiegelbildlich verlaufen. Wenn es auch in Hinsicht auf die Amplitudenbetrachtung wohl verfrüht ist, an die Aufstellung eines physikalischen Bildes zu denken, so mag es doch erlaubt sein, ein nicht unmögliches Modell zu erwähnen. Man könnte sich dabei Kräfte vorstellen, die zur Zeit der Äquinoktien etwa ost-westlich gerichtet wären und stauchend auf die Längsrichtung der alpinen Faltung wirken würden. Zur Zeit der Solstitien müßten die gleichen Kräfte nord-südlich orientiert sein, und so die südlichen Faltungsgebiete affizieren.

Nach R. Schumann und R. Spitaler könnte vielleicht an Kräfte gedacht werden, die von der Bewegung des Rotationspoles der Erde herrühren. Nach W. Schweydar würde die Größenordnung der Kräfte hierzu nicht hinreichen.

Wirft man noch einmal einen Blick auf die reine Statistik, so würde der Zusammenhalt des mikro- und makroseismischen Materials erkennen lassen, daß der eingangs erwähnte dritte Fall, soweit er die Tagesschwankung der Häufigkeit betrifft, realisiert zu sein scheint, daß nämlich Reizschwelle sowohl als auch Häufigkeit einer Tagesschwankung unterworfen sind, die keine zu großen Phasenzzeitdifferenzen aufweisen dürften.

Bei der Jahresschwankung, soweit sie makroseismisch aus einem Material deduziert wird, das nord-südlich streichende und ost-westlich gerichtete Faltungsgebiete einschließt, müßte man beinahe an den Fall denken, in dem nur die Reizschwelle variabel wäre.

Die Zerlegungs- und die Kanaltheorie der Gezeiten.

Von R. Sterneck in Graz. — (Mit zwei Abbildungen.)

Die Zerlegungstheorie und ihre Anwendung auf die Gezeiten der Ozeane und der Nordsee. Die Integration der Differentialgleichungen der Kanaltheorie. Berechnung der Längs- und Querschwingungen. Die Zerlegung der fluterzeugenden Kräfte mit Hilfe der Formeln der Gleichgewichtstheorie. Längs- und Querschwingungen vorgegebener Epochen und ihre Zusammensetzung. Anwendungen auf den Baikalsee und die Adria.

Bei meinen Untersuchungen über die Gezeiten habe ich zwei neue Methoden eingeführt, deren theoretische Grundlagen ich als „Zerlegungs-“ und „Kanaltheorie“ bezeichne. Eine in letzter Zeit zwischen diesen beiden Methoden vollzogene Verbindung setzt uns nunmehr in den Stand, die Gezeiten in schmalen kanalförmigen Meeresteilen beliebiger Länge und Krümmung ohne irgend eine vereinfachende Annahme zu berechnen. Hierüber möchte ich kurz berichten und dann einige der Ergebnisse an der Hand von Figuren erläutern.

Unter „Zerlegungstheorie“ verstehe ich folgendes: Wenn an irgend einer Stelle des Meeres eine periodische Gezeitenbewegung

$$\zeta = \eta \cos(\sigma t - \kappa)$$

beobachtet ist, so können wir diese in zwei Bewegungen derselben Periode, aber mit willkürlich angenommenen Epochen κ_1 und κ_2 zerlegen. Die Zerlegung hat die Form

$$\zeta = \zeta_1 + \zeta_2,$$

wobei

$$\zeta_1 = \eta_1 \cos(\sigma t - \kappa_1) \quad \text{und} \quad \zeta_2 = \eta_2 \cos(\sigma t - \kappa_2)$$

ist. Für η_1 und η_2 findet man, indem man zuerst $\sigma t = 0^\circ$, dann $\sigma t = 90^\circ$ einsetzt, die beiden Relationen

$$\begin{aligned} \eta \cos \kappa &= \eta_1 \cos \kappa_1 + \eta_2 \cos \kappa_2, \\ \eta \sin \kappa &= \eta_1 \sin \kappa_1 + \eta_2 \sin \kappa_2 \end{aligned}$$

und aus diesen die Werte

$$\eta_1 = \eta \frac{\sin(\kappa - \kappa_2)}{\sin(\kappa_1 - \kappa_2)}, \quad \eta_2 = \eta \frac{\sin(\kappa - \kappa_1)}{\sin(\kappa_2 - \kappa_1)},$$

durch deren Einsetzung eine für alle Werte t gültige Identität resultiert.

Die ersten Bestandteile ζ_1 , an sämtlichen Stellen des betreffenden Meeres für sich betrachtet, bilden nichts anderes als eine stehende Welle mit der Epoche κ_1 , die Bestandteile ζ_2 eine solche mit der Epoche κ_2 . Diese beiden stehenden Wellen sind zur Beschreibung des Phänomens vollkommen geeignet und ausreichend. Am einfachsten ist es, $\kappa_2 = \kappa_1 + 90^\circ$, also die beiden Schwingungen orthogonal anzunehmen.

Die tatsächlichen Gezeitenerscheinungen sind durch vier Faktoren bedingt: 1. die Einwirkung der fluterzeugenden Kräfte, 2. das Mitschwingen mit den Nachbargebieten, 3. die Einwirkung der Erdrotation, 4. den Einfluß der Reibung. Das Ergebnis aller dieser Einwirkungen weicht in den Ozeanen, wie Theorie und

Erfahrung zeigen, nicht sehr wesentlich von einer Schwingungsform ab, die unter der bloßen Einwirkung der Schwerkraft hydrodynamisch möglich wäre und der Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right),$$

wo $c = \sqrt{gh}$ ist (h die Tiefe), sowie der Randbedingung $\frac{\partial \xi}{\partial \nu} = 0$ (ν die Normale) genügen würde. Man wird sich also vor allem mit der Integration dieser Differentialgleichung zu beschäftigen haben, wenn man die Ozeangezeiten untersuchen will.

Es ist leicht zu sehen, daß die Einzelschwingungen ξ_1 und ξ_2 , in die wir ξ zerlegt haben, wenn wir sie orthogonal annehmen, auch jede für sich die obige Differentialgleichung, aber nicht mehr die Randbedingung befriedigen müssen. Aus letzterem Grunde werden ξ_1 und ξ_2 nicht als selbständige Schwingungen, sondern nur in ihrer Verbindung möglich sein. Alles aber, was vom Rande unabhängig ist, wird auch von ξ_1 und ξ_2 gelten. So wird z. B. der Abstand der Knotenlinien jeder dieser beiden Schwingungen ebenso groß sein, wie wenn sie als selbständige Schwingungen hydrodynamisch möglich wären.

Diese Knotenlinien von ξ_1 und ξ_2 werden daher entweder je ein System von Parallelkurven bilden oder an einigen Stellen eine Konfiguration dreier gegeneinander konvexer und ungefähr unter einem Winkel von 60° geneigter Kurven, die dann für sich die Knotenlinien einer sogenannten „Dreieckschwingung“ bilden; letzteres dann, wenn die Richtung des schwingenden Meeresteils sich sehr wesentlich ändert.

Bei der Anwendung dieser Zerlegungstheorie auf die Ozeangezeiten habe ich $\kappa_1 = 0^\circ$ und $\kappa_2 = 90^\circ$ (Greenwich) gesetzt. Die Knotenlinien von ξ_1 sind die Stundenlinien für $\kappa = \kappa_2$, jene von ξ_2 die Stundenlinien für $\kappa = \kappa_1$. Von der Annahme ausgehend, daß immer eine der oben genannten Konfigurationen verwirklicht ist, habe ich diese Knotenlinien in eine Weltkarte eingezeichnet und auf ihrer Grundlage zwei neue Isorrhachienkarten hergestellt, eine für die halbtägigen und eine für die ganztägigen Tiden. (Wiener Ber. 1920, 1921; Ann. d. Hydr. 1922.) Diese beruhen also nicht ganz allein auf der Diskussion der Beobachtungen, sondern, wenn man so sagen darf, auf der graphischen Ermittlung zweier partikularer Integrale der die Gezeitenbewegung im Ozean charakterisierenden Differentialgleichung.

Es sei gestattet, hier eine allgemeinere Bemerkung einzufügen, die die Anwendbarkeit der Mathematik auf die Gezeitentheorie betrifft. Die Berechnung der fluterzeugenden Kräfte haben die Mathematiker und Astronomen ja restlos geleistet; ihre Ergebnisse lassen sich heute sozusagen auf einer Druckseite in den Formeln der „Gleichgewichtstheorie“ zusammenfassen, die die jeweilige Lage der Niveaufläche unter dem Einfluß dieser Kräfte darstellen (siehe unten). Der größtenteils noch zu erledigende Teil der Gezeitentheorie betrifft hingegen die Einwirkung dieser Kräfte auf die tatsächlich vorhandenen Meeresräume. Dabei handelt es sich um die Integration der betreffenden hydrodynamischen Differentialgleichungen. Und da ist nun vom Standpunkte des Mathematikers leider zu

sagen, daß es eine alle Einzelheiten treffende Lösung wohl kaum jemals geben wird; die tatsächlichen Verhältnisse sind viel zu verwickelt.

Dies gilt sogar von größeren Nebenmeeren; die notwendige Schematisierung entfernt die mathematische Theorie allzusehr von der Wirklichkeit. So hat z. B. G. J. Taylor (Proc. London Math. Soc. 1920) die Theorie der Gezeiten eines rechteckigen Nebenmeeres in mathematisch vollkommen einwandfreier Weise entwickelt; es zeigte sich jedoch, daß diese Theorie in ihrer Anwendung auf die Nordsee mit den Beobachtungen ganz und gar nicht übereinstimmt. Meine eigenen Untersuchungen (Ann. d. Hydr. 1925) führten mich zu einer vollkommen entgegengesetzten Auffassung, die darin besteht, daß wir in der nördlichen Nordsee die Interferenz zweier aus dem Atlantischen Ozean stammender stehender Wellen beobachten, während die beiden Ansätze, die Hoofden und die Deutsche Bucht, sich wie mitschwingende Meeresbuchten verhalten, daß also gerade die Abweichungen von der rechteckigen Gestalt für das Zustandekommen der Gezeiten in der südlichen Nordsee bestimmend sind.

Eine weitaus präzisere mathematische Behandlung gestatten dagegen die kanalförmigen Meeresteile. Hier habe ich für die numerische Integration der Differentialgleichungen der sogenannten „Kanaltheorie“ eine einfache Methode angegeben (Wiener Ber. 1915), die bereits in zahlreichen Fällen zu einer sehr guten Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten geführt hat.

Voraussetzung dieser Methode ist, daß der in Betracht gezogene Kanal keine anderen als Längs- und Querschwingungen ausführen kann. Ob dies zutrifft, hängt wieder im wesentlichen davon ab, ob die Eigenperiode in der Querrichtung einen im Vergleich zur Schwingungsperiode kleinen Wert hat.

Die Längsschwingungen des Kanals sind mit periodischen Horizontalverschiebungen der Wasserteilchen und mit vertikalen Oberflächenbewegungen verbunden, deren Elongationen in einem bestimmten Querschnitt mit ξ und η bezeichnet sein sollen. Wenn dann in der Längsrichtung eine periodische Kraft einwirkt, so hängen die Längsschwingungen des Kanals von der Bewegungs- und der Kontinuitätsgleichung ab. Diesen beiden Gleichungen konnte ich eine Form geben, die unmittelbar die numerische Integration von Querschnitt zu Querschnitt ermöglicht, nämlich die folgende:

$$\Delta \eta = \frac{4 \pi^2}{g T^2} \Delta x \cdot \xi + \Delta h, \quad \xi = - \frac{1}{S(x)} \int_0^x \eta \cdot b(x) dx.$$

Hierin bedeutet g die Akzeleration der Schwerkraft, T die Periode, $b(x)$ und $S(x)$ die Breite und die Querschnittsfläche des Kanals in der Entfernung x von einem Ende (längs der Mittellinie gemessen) und Δh die längs Δx stattfindende maximale Neigung der Niveaufläche unter dem Einfluß der einwirkenden Kraft.

Die Querschwingungen des Kanals sind von zweierlei Art: Erstens solche, die durch die Einwirkung der fluterzeugenden Kräfte in der Richtung der einzelnen Querschnitte, zweitens solche, die durch die Einwirkung der Erdrotation auf die Längsschwingungen entstehen. Die erstern lassen sich leicht aus den Neigungen der Niveaufläche in der Querrichtung berechnen, wenn man an sie noch einen Faktor multiplikativ anbringt, der von der Trägheit des

Wassers herrührt und den ich daher als „Trägheitsfaktor“ bezeichne; er hat den Wert $\frac{\tan \frac{\pi}{2} \frac{\tau_q}{T}}$, wo τ_q die Eigenperiode des Kanals in der Querrichtung und T die Periode der einwirkenden Kraft bedeutet. Die letzteren berechne ich aus den Horizontalverschiebungen bei der Längsschwingung. Ist ξ ihr Wert an einer bestimmten Stelle, so ist $\frac{4\xi}{T}$ die mittlere und $v = \frac{4\xi}{T} \cdot \frac{\pi}{2}$ die Maximalgeschwindigkeit der Wasserteilchen. Die ablenkende Kraft der Erdrotation bewirkt daher eine Maximalneigung der Niveaufläche in der Querrichtung im Betrage

$$\tan \alpha = \frac{2 \omega \sin \varphi}{g} \cdot v,$$

wo ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde und φ die geographische Breite bezeichnet. (Wiener Ber. 1914.) So lassen sich also beide Arten von Querschwingungen mit vollkommen hinreichender Exaktheit berechnen.

Die eben erwähnte Art der Berechnung der Längsschwingungen hat nun aber zur Voraussetzung, daß die fluterzeugende Kraft in der Richtung der Mittellinie überall synchron einwirkt. Dies wird nur bei kurzen und geraden Kanälen zutreffen. In anderen Fällen können wir die Phase der durch Δh gemessenen Neigungen der Niveaufläche längs der Mittellinie nicht mehr als konstant annehmen.

Hier muß nun wieder die Zerlegungstheorie einsetzen. Wir können nämlich auch die fluterzeugende Kraft, die längs der Mittellinie des Kanals wirkt, in zwei periodische Komponenten mit vorgeschriebenen Epochen zerlegen, z. B. in Komponenten mit den Epochen 0^h und 3^h bezüglich eines fixen Meridians. Jeder dieser beiden Komponenten ist dann eine Längsschwingung zugeordnet, die, weil nun die Kraft an allen Stellen synchron einwirkt, nach der oben erörterten Integrationsmethode berechnet werden kann. Die entsprechenden Größen Δh findet man aus den Formeln der Gleichgewichtstheorie. Diese geben die Erhebung h der Niveaufläche an jeder einzelnen Stelle der Erdoberfläche zu jeder vorgegebenen Zeit an. Sie lauten für die einzelnen wichtigsten Partialtiden:

M_2 ,	$T = 12.42$ Stdn.,	$h = 24.257 \text{ cm} \cdot \cos^2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + 2 \lambda)$,
S_2 ,	$T = 12.00$ „	$h = 11.287 \text{ „} \cdot \cos^2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + 2 \lambda)$,
N_2 ,	$T = 12.66$ „	$h = 4.697 \text{ „} \cdot \cos^2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + 2 \lambda)$,
K_2 ,	$T = 11.97$ „	$h = 3.054 \text{ „} \cdot \cos^2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + 2 \lambda)$,
K_1 ,	$T = 23.93$ „	$h = 14.143 \text{ „} \cdot \sin 2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + \lambda)$,
P ,	$T = 24.07$ „	$h = 4.686 \text{ „} \cdot \sin 2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + \lambda)$,
O ,	$T = 25.82$ „	$h = 10.069 \text{ „} \cdot \sin 2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + \lambda)$.

Dabei muß die Zeit t von der Kulmination des betreffenden Idealgestirns in jenem Meridian gezählt werden, auf welchen sich auch die Längen λ beziehen. σ bedeutet $\frac{2\pi}{T}$, wobei T für die einzelnen Partialtiden die vorstehend angegebenen Werte besitzt.

Will man also z. B. die beiden zur Partialtide M_2 gehörigen Längsschwingungen finden, so berechnet man nach der ersten dieser Formeln zunächst die Erhebungen h um 0^h bezüglich des angenommenen Meridians, also für

$\sigma t = 0^{\circ}$, an den einzelnen Schnittpunkten der Querschnitte mit der Mittellinie, indem man die diesen Punkten entsprechenden Werte φ und λ (letzteres auf den gewählten Meridian bezogen) in die Formel einsetzt. In den Differenzen je zweier Resultate erhält man dabei die Werte Δh , mit deren Hilfe man die der betreffenden Partialtide zugeordnete Längsschwingung mit der Epoche 0^h nach der besprochenen Integrationsmethode berechnen kann. Ebenso wird eine zweite Längsschwingung mit der Epoche 3^h (bei halbtägigen Tiden) berechnet, indem man in die entsprechende Formel zunächst $\sigma t = 90^{\circ}$ einsetzt und dann ganz analog vorgeht. Auch die Querschwingungen mit den Epochen 0^h und 3^h müssen gesondert berechnet werden, ebenso die beiden von der Erdrotation herührenden Querschwingungen dieser Epochen.

An jedem Ende eines Querschnittes erhalten wir dann verschiedene, aus den Längs- und Querschwingungen herstammende Beiträge zu Amplituden, die zu Schwingungen mit der Epoche 0^h und zu solchen, die zur Epoche 3^h gehören. Ihre bezüglichlichen Summen η_0 und η_3 liefern dann an der betrachteten Stelle die resultierende Amplitude $\eta = \sqrt{\eta_0^2 + \eta_3^2}$ und die auf den gewählten Meridian bezogene Eintrittszeit des zugehörigen Hochwassers, bzw. die Kappazahl $\kappa = \arctan \frac{\eta_3}{\eta_0}$, wie sich unmittelbar aus den eingangs erwähnten Zerlegungsformeln ableiten läßt.

Die Eintagskomponenten werden auf ganz dieselbe Art theoretisch untersucht. An die Stelle der Schwingungen mit den Epochen 0^h und 3^h treten diejenigen für 0^h und 6^h (also wieder für $\sigma t = 0^{\circ}$ und 90°). Die Rechenmethoden bleiben genau die gleichen.

Mit dieser Zerlegung in synchrone Schwingungskomponenten und der nachträglichen Zusammensetzung der Einzelresultate ist nun offenbar eine Methode zur Berechnung der Gezeiten in beliebig langen und beliebig geformten Kanälen gefunden, die nicht die geringste Schematisierung der Gestaltverhältnisse zur Voraussetzung hat, und von der wir daher ziemlich genaue, mit den Beobachtungen gut übereinstimmende Resultate erwarten können.

Setzt man bei einem kanalförmigen Nebenmeere $\Delta h = 0$, so erhält man das bloße Mitschwingen mit dem äußeren Meere. Man kann dann aus dem Vergleich mit jenem Rechnungsergebnis, das mit Berücksichtigung der Werte Δh erhalten wurde, einen Schluß darauf ziehen, welcher Einfluß der Wirkung der fluterzeugenden Kräfte innerhalb des betreffenden Nebenmeeres zuzuschreiben ist. Für die Adria habe ich z. B. nach dieser Methode gefunden (Wiener Denkschr. 1919), daß die Halbtagestiden fast nur vom Mitschwingen herrühren, während die Eintagestiden ungefähr zu einem Drittel aus der unmittelbaren Einwirkung der fluterzeugenden Kräfte entstehen.

Dieselbe Frage läßt sich unter gewissen Umständen auch mit Hilfe der Zerlegungstheorie allein beantworten. Wenn wir in einem Gebiete eine auf einen bestimmten Meridian reduzierte Kappazahl κ beobachten und außerdem wissen, daß die dortselbst stattfindende Gezeitenbewegung nur von zwei Einflüssen herrührt, etwa einer selbständigen Gezeit mit der Kappazahl κ_1 und einer Mitschwingungsgezeit mit der Kappazahl κ_2 (beide auf ebendenselben Meridian

reduziert), so können wir aus diesen Daten mit Hilfe der eingangs aufgestellten Formeln bereits das Verhältnis der zugehörigen Amplituden

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{\sin(\kappa - \kappa_2)}{\sin(\kappa_1 - \kappa)}$$

berechnen. Natürlich gilt dies nur für solche Gebiete, die von Querschwingungen ziemlich unbeeinflusst sind.

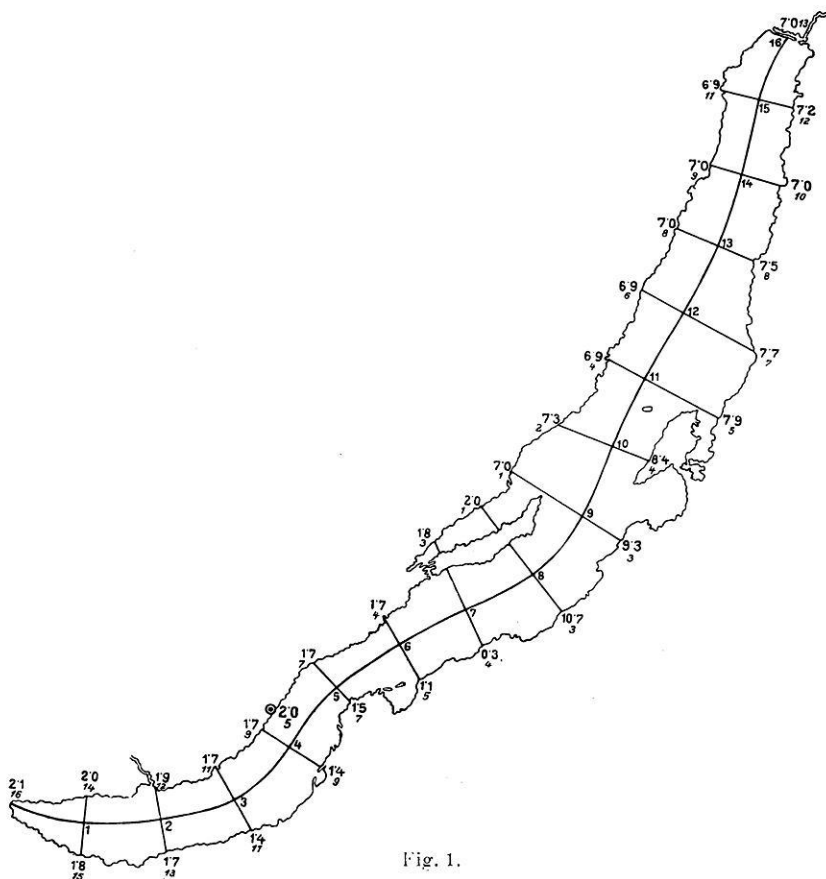


Fig. 1.

Wendet man diese Formel auf das Rote Meer an, aus welchem uns durch die ausgezeichnete Untersuchung Prof. Vercellis*) nunmehr für eine größere Zahl von Stationen die Kappazahlen der einzelnen Partialtiden recht genau bekannt sind, so ergibt sich als Wert des eben genannten Verhältnisses bei den Halbtagestiden ungefähr $\frac{1}{3}$, bei der Eintagestide K_1 aber ungefähr 1. Es ist also jedenfalls unrichtig, wenn die Gezeiten des Roten Meeres in einer kürzlich erschienenen Arbeit**) fast als reine Mitschwingungsgezeiten bezeichnet werden.

*) Campagna idrografico-scientifica nel Mar Rosso. Parte Ia. Genova 1925.

**) A. Defant: Ann. d. Hydr. 1926, S. 185—194.

Als ein Beispiel für die Anwendung meiner kombinierten Methode möchte ich den Baikalsee anführen, über dessen Hauptmondflut in einem kürzlich erschienenen russischen Werke*) ein Beobachtungsdatum mitgeteilt wird. Eine

*Querschnitte der Adria
und
theoretische Amphidromie
zu M_2*

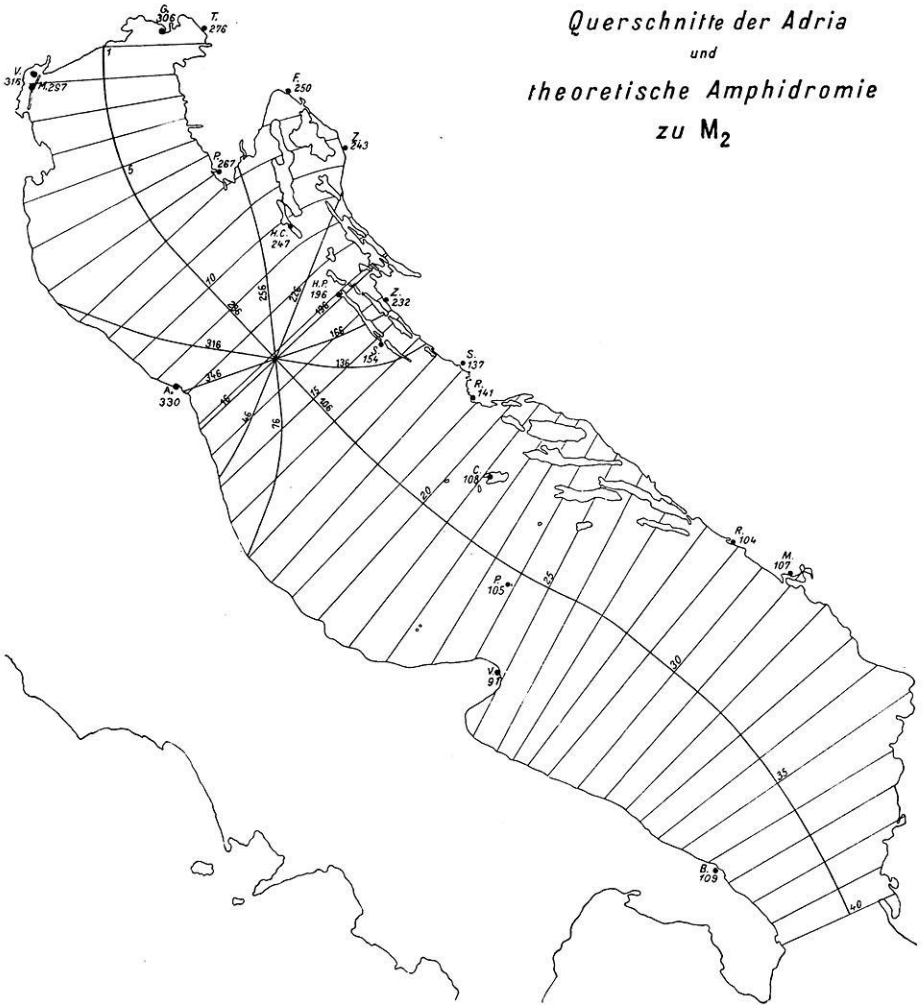


Fig. 2

recht genaue, zur Ausmessung der Querschnitte geeignete Tiefenkarte ist in „Petermanns Mitteilungen“ 1910 enthalten. In Fig. 1 ist an jedem Ende eines Querschnittes die nach der Zerlegungs- und Kanaltheorie berechnete Hochwasserzeit von M_2 , auf den mittleren Meridian bezogen, in Mondstunden und darunter die

*) Der Baikalsee. Herausgegeben von W. B. Schostakowitsch, Irkutsk 1926.

theoretische Amplitude in Millimetern angegeben; ferner ist auch das einzige vorliegende Beobachtungsdatum eingesetzt, das aus der Analyse einjähriger Beobachtungen an der durch den eingeringelten Punkt bezeichneten Stelle gewonnen wurde. Es zeigt sich, wie man der Figur entnimmt, theoretisch ein Umlauf des zu M_2 gehörigen Hochwassers um den Baikalsee im Sinne des Uhrzeigers, aber mit außerordentlich raschen Übergängen in der Mitte. Die theoretische Amplitude an der Beobachtungsstelle ist etwas größer als die beobachtete, die Eintrittszeit stimmt fast ganz genau. Ferner ist bemerkenswert, daß der Unterschied zwischen den theoretischen Hochwasserzeiten an den beiden Enden des Sees nicht sechs, sondern bloß fünf Mondstunden beträgt, ein Resultat, das sich aus der einfachen Kanaltheorie unter keinen Umständen ergeben könnte.

Fig. 2 bezieht sich auf die Adria. Die Mittellinie dieses Meeres ist nicht besonders lang und erstreckt sich im Gegensatz zu der des Baikalsees nahezu in konstanter Richtung. Unter diesen Umständen führte auch die einfache Kanaltheorie bereits zu sehr genauen Ergebnissen. Die Figur zeigt die zu M_2 gehörige theoretische Amphidromie. Die an den Kurven und an den Beobachtungsstationen angeschriebenen Kappazahlen sind auf den 15. Meridian reduziert. Als ich die Theorie der Adriagezeiten entwickelte (Wiener Denkschr. 1919), standen mir zu ihrer Prüfung bloß die Daten von der Ostküste des Meeres zur Verfügung. Nun werden in einer soeben vom Bureau Hydrographique International in Monaco herausgegebenen Tabelle*) auch die harmonischen Konstanten veröffentlicht, die Herr Prof. Crestani in Padua für einige Stationen an der Westküste der Adria berechnet hat. Die neuen reduzierten Kappazahlen von M_2 sind gleichfalls in Fig. 2 eingetragen und bestätigen vollauf die früheren theoretischen Ergebnisse. Insbesondere fügen sich Ancona und Vieste mit aller Exaktheit der nach der Kanaltheorie berechneten Amphidromie ein.

Im Vortrage wurde auch noch erwähnt, wie man mit Hilfe der kombinierten Theorie den strengen Nachweis führen kann, daß es im Atlantischen Ozean keine einheitlichen Längsschwingungen geben kann (Ann. d. Hydr. 1926); ferner wurden auch die auf das Schwarze Meer bezüglichen Ergebnisse (Ann. d. Hydr. 1926) erläutert.

Einige Periodogramme.

Von Leo Wenzel Pollak in Prag.

Es werden die Ergebnisse von Periodogrammanalysen umfangreichen meteorologischen Materiales mitgeteilt, welche lehren, daß bisher keine einzige mehrtägige Periode dem Schusterschen Kriterium Genüge leistet. Als Ursache hierfür muß, falls solche Perioden vorhanden sind, ihre geringe Persistenz angesehen werden. Die Resultate werden den Periodogrammen ausgewählter fiktiver Zahlenreihen und der Polbewegungen unserer Erde gegenübergestellt.

Bisher ist es meines Wissens nur viermal gelungen, für eine vermutete oder behauptete Per.ode eine Amplitude nachzuweisen, die den von Schuster ge-

*) Publication Nr. 12, Tables. 1926.

forderten vierfachen Betrag der Expektanz erreicht oder übertrifft. Und zwar hat A. Schuster bzw. H. Turner bei der 11- bis 14-jährigen Periode der Sonnenflecken $\alpha = 5.41$ gefunden, V. Conrad für den ganzsonnentägigen und jährlichen Gang der Erdbebenhäufigkeit der österreichischen Alpen- und Karstländer Beträge zwischen 5.46 und 12.2, E. Tams beim ganzsonnentägigen Gang der Vogtländischen Erdstöße 8.9 und ich für die Bewegung des Rotationspoles der Erde ein α , das zwischen 5.11 und 10.67 liegt.

Sieht man von der täglichen und jährlichen Periode der meteorologischen Elemente, deren physikalische Realität auf der Hand liegt, ab, so ist insbesondere auf meteorologischem Gebiete bisher in keinem einzigen Falle dem Schusterschen Kriterium voll genügt worden. Die Tatsache, daß in den bisher untersuchten meteorologischen Erscheinungen die Periodogrammanalyse für mehrjährige Perioden nur Amplituden ergeben hat, welche die Expektanz nicht genügend übertreffen, hat F. Baur zu der Meinung veranlaßt, daß in den meteorologischen Erscheinungen offenbar mehrere Perioden übereinandergelagert sind und es wenigstens bei der Aufsuchung mehrjähriger Perioden wegen der Kürze der zur Verfügung stehenden Beobachtungsreihen nicht möglich ist, für irgend eine Periode eine Amplitude zu erhalten, die den von Schuster geforderten vierfachen Betrag des Mittelwertes erreicht. Baur*) erhofft für die Trennung der realen Perioden von der Analyse möglichst großer Zeiträume sehr viel. Daß damit der von Schuster geforderte vierfache Wert der Expektanz erreicht werden wird, muß ich sehr bezweifeln. Zu dieser Behauptung glaube ich mich durch einen Analogieschluß berechtigt, der sich auf die Ergebnisse der Untersuchung mehrtägiger Perioden stützt. Die Zerlegung umfangreichen argentinischen und europäischen meteorologischen Materials nach der Schusterschen Methode lieferte selbst aus 10-jährigem Luftdruckmaterial, das nicht weniger als 222 mal die längste analysierte Welle umfaßte, für keine der mehrtägigen Versuchswellen eine Amplitude, die auch nur das dreifache der Expektanz erreichen würde. Die Mehrzahl der erwähnten 11 Periodogramme sind zwischen 4 bis 26 Tagen berechnet worden. Zählt man die durchschnittliche Häufigkeit aller Maxima in den Periodogrammen aus, so erfährt man, daß die Wellenlängen von 6, 8, 10, 12, 16, 18, 22 Tagen am häufigsten vorkommen. Defant fand etwa 6, 9, 13, 24 bis 25, Weickmann 6, 8, 10 bis 12, 20 bis 24 Tage.

Wie wenig kohärent oder persistent die mehrtägigen Wellen im Luftmeer sind, kann auch erkannt werden, wenn eine Reihe fiktiver, wirklich periodischer Werte analysiert wird. Man ist erstaunt, mit welcher Sicherheit und Genauigkeit die in einem verhältnismäßig kurzen Material enthaltenen periodischen Komponenten durch die Periodogrammanalyse herausgeschält werden können. Mit meinen Hilfsmitteln zur rascheren Periodogrammanalyse ist es mir möglich gewesen, eine große Anzahl fiktiver Wertereihen zu zerlegen und das Verhalten derselben bei der Analyse zu studieren. Ich bespreche hier nur sieben Periodogramme. Weitere, auch theoretische Ergänzungen bringt ein demnächst in

*) Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 12, 29 (1925).

„Gerlands Beiträgen zur Geophysik“ erscheinender umfangreicher Aufsatz: „Das Periodogramm der Polbewegung“.

Einer von V. Conrad, Wien, gebrachten Anregung*) folgend, habe ich 342 hintereinander gefallene Augensummen zweier Spielwürfel, also reine Zufallszahlen, analysiert und finde, wie es sein muß, daß keine Amplitude den zweifachen Wert der Expektanz überschreitet. Weiter wurde das Periodogramm von 648 bloßen Häufigkeitszahlen, der Folge von Eintrittszeiten eines experimentell erzeugten Ereignisses (akustische Rhythmen gleicher Intensität) berechnet. Die dem Experimentator bekannten Perioden können wirklich aufgedeckt werden. Aber man ist, der Kürze des Materials wegen, nur imstande, die zwei kürzeren von den drei vorhandenen Wellen mit der vom Schusterschen Kriterium geforderten Wahrscheinlichkeit als vorhanden zu erweisen. — Es wurde ferner die Summe zweier recht nahe aneinander liegender einfacher harmonischer Funktionen, deren Amplituden im Verhältnis von etwa 2 : 1 stehen, analysiert:

$$10.04988 \sin\left(\frac{360^\circ}{10} x + 84.3^\circ\right) + 5.00000 \sin\left(\frac{360^\circ}{12} x + 323.1^\circ\right).$$

Die drei ersten Periodogramme verwenden 60 äquidistante Funktionswerte, und zwar bezieht sich das erste Periodogramm auf die ersten 60 Funktionswerte ($x = 0$ bis 59), das zweite auf die für $x = 29$ bis 89, das dritte auf jene für $x = 39$ bis 99 sich ergebenden Ordinaten. Die zwei letzten Periodogramme sind aus den ersten 240 bzw. 480 Funktionswerten berechnet. Eine nähere Betrachtung der Ergebnisse lehrt zunächst, daß 60 Werte der Funktion zur Trennung und Sicherstellung der beiden recht nahe aneinander liegenden Perioden unzulänglich sind, weiter aber auch 240 Daten für den Nachweis der längeren Welle noch nicht genügen, und erst 480 Funktionswerte auch die längere Periode mit dem vom Schusterschen Kriterium geforderten vierfachen Werte der Expektanz darzutun gestatten. Man bemerkt aber, daß die 60 Funktionswerte nicht gleichwertig sind. Verwendet man, wie dies im ersten Falle geschieht, die ersten 60 Funktionswerte, so weist das Periodogramm nur ein einziges Maximum bei der Versuchsperiode 10 auf. Die auflösende Kraft von nur 60 Werten in der getroffenen Auswahl ist zu klein, um die Doppellinie zu trennen. Das für die zweite harmonische Funktion zu erwartende zweite Maximum fehlt. Dabei läßt sich aber Amplitude und Phasenwinkel der im Zahlenmaterial enthaltenen beiden harmonischen Funktionen selbst bei nur 60 gegebenen Funktionswerten sehr genau berechnen, nur kann die längere und überdies schwächere Welle, weil im Periodogramm bei dieser Versuchsperiode ein Maximum fehlt, nicht erkannt werden. Etwas günstiger liegen die Verhältnisse, wenn man bei auch nur 60 verwendeten Funktionswerten einen anderen Ausschnitt des ganzen Zahlenmaterials der Analyse unterwirft. Wählt man statt der ersten 60 Funktionswerte 60 andere, welche mit der 30. oder 40. Ordinate beginnen, so lassen die Periodogramme bei den Versuchsperioden 10 und 12 (bzw. 13) deutliche Maxima erkennen. Die beiden

*) Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 299 ff.

Komponenten der Zahlenreihen verraten jetzt schon ihre Anwesenheit, und bei der kürzeren Komponente wird sogar bereits dem Schusterschen Kriterium Genüge geleistet. Bei Vermehrung des Beobachtungsmaterials können die beiden im fiktiven Beobachtungsmaterial enthaltenen Schwingungen mit fortschreitender Sicherheit festgestellt werden. Bei 240 Funktionswerten kann die Welle 10 mit großer Wahrscheinlichkeit ($\alpha = 7$) als reell bezeichnet werden.

Man könnte nun einwenden, daß eine so präzise Sicherstellung der Schwingungskomponenten nur bei fiktivem (exakt periodischem) Zahlenmaterial möglich ist. Es war daher für mich besonders interessant, die Polbewegung nach dem Schusterschen Verfahren zu analysieren. Diese geophysikalische Periode hängt bekanntlich von den Luftmassenverschiebungen auf der Erde ab, und diese sind eine Funktion der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Von den 7 berechneten Periodogrammen der Polbewegung, welche die geographische Breite von Pulkowa, den Abstand des momentanen Rotationspoles vom mittleren, sowie seine x - und y -Koordinaten in verschiedenen Epochen behandeln, führe ich nur die der x - und y -Koordinate in den Jahren 1890.0 bis 1924.1 auszuweise vor.

Zehntel Jahre	x (ohne z)	y (ohne z)	Zehntel Jahre	x (ohne z)	y (ohne z)
3	$17 \cdot 10^{-5}$	$80 \cdot 10^{-5}$	10	9640 $\cdot 10^{-5}$	8049 $\cdot 10^{-5}$
4	255	253	11	2957	2007
5	34	509	12	14514	14347
6	550	326	13	1445	1673
7	566	348	14	183	424
8	627	1165	15	1279	1179
9	535	722	16	468	1436

Als Hauptergebnis dieser Analysen, welche 36 zwischen 3 bis 38 Zehntel Jahren liegende Versuchsperioden umfassen, ist einerseits die zweifellose Sicherstellung der Chandlerschen und jährlichen Periode mit Werten von α zwischen 5 und 11, andererseits die unumgängliche Ablehnung aller anderen mitunter in der Polbewegung vermuteter Perioden zu bezeichnen (Expektanz x : $1360 \cdot 10^{-5}$, y : $1469 \cdot 10^{-5}$).

Zusammenfassend können wir also sagen: Die Ansicht einzelner Meteorologen, daß die Kürze der Beobachtungsreihen allein Schuld an der Unmöglichkeit trage, daß bis jetzt keine mehrjährigen Perioden als reell nachgewiesen werden konnten, gaben Anlaß, mehrtägige Perioden mit dem Schusterschen Verfahren zu untersuchen. Es scheint der Beweis gelungen, daß nicht die Kürze des Beobachtungsmaterials die Ursache für das Versagen der Schusterschen Methode bildet, sondern der Umstand, daß ihre Voraussetzungen nicht erfüllt sind. Aus der Tatsache, daß selbst bei 10jährigem meteorologischen Material keine der mehrtägigen Perioden dem Schusterschen Kriterium für eine reelle Periode genügt, muß wohl geschlossen werden, daß die Persistenz der „Wellen im Luftmeer“ eine recht geringe ist. Diese Ansicht wird besonders gestützt durch die Analyse fiktiver, wirklich periodischer Werte und durch das Periodogramm der Polbewegung, einer geophysikalischen Periode, die zwar von stark wechselnden meteorologischen Erscheinungen abhängig, aber derart persi-

stent ist, daß die Realität der jährlichen und Chandlerschen Periode über jeden Zweifel sichergestellt werden kann.

Trotzdem also nach der Schusterschen Methode und durch sein Kriterium keine der aufgezeigten mehrtägigen Perioden als reell nachgewiesen bezeichnet werden kann, verpflichten die immerhin auffallende Übereinstimmung der Ergebnisse der nun in großer Zahl vorliegenden Analysen und die Erfolge neuerer Untersuchungen (L. Weickmanns Symmetriepunkte), die Frage intensiv weiter zu verfolgen. Leicht zu handhabende und Vertrauen erweckende Methoden der (individuellen) Analyse quasiperiodischer Erscheinungen und Kriterien zum Nachweis der Realität der so gefundenen Komponenten fehlen aber noch.

Zur Theorie des elektrischen Feldes der Erde.

Von Teodor Schlomka.

Nach allgemeinem Dafürhalten besitzt die Erde eine negative Eigenladung. Solange jedoch keine genauen Werte des Potentialgefälles aus den Polargebieten vorliegen, gibt es noch eine andere Möglichkeit, nämlich die, daß die Erdoberfläche im ganzen keine elektrische Eigenladung besitzt, sondern daß die negative Oberflächenladung der bisher untersuchten Gebiete nur eine Influenzladung ist. Die influenzierende positive Ladung müßte dann die Erde in Gestalt einer Kugelzone umgeben.

Vom Vortragenden ist diese zunächst ziemlich unwahrscheinliche Annahme eingehend durchgerechnet worden. Bezeichnet man mit e die elektrische Ladungsdichte der influenzierenden Kugelzone, mit c ihren Radius, mit χ ihren freien Öffnungswinkel und mit a den Erddurchmesser, so läßt sich die auf der Erdoberfläche influenzierte Dichte k für die verschiedenen Polabstände ϑ berechnen aus der Gleichung

$$k = e \cdot \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{a}{c}\right)^{2m-1} \cdot P_{2m}(\cos \vartheta) \cdot \left[P_{2m-1}(\cos \chi) - P_{2m+1}(\cos \chi) \right],$$

in der die P die bekannten einfachen Kugelfunktionen bedeuten.

Diese Gleichung ist für $\frac{a}{c} < \frac{3}{4}$ leicht numerisch auszuwerten. Für den

in der Wirklichkeit aber in Frage kommenden Fall ist $\frac{a}{c}$ fast gleich 1, und hierfür konvergiert die Reihe sehr schlecht. Durch ein halb rechnerisches, halb graphisches Verfahren kann man jedoch auch in diesem Falle mit etwa 10 Proz. Genauigkeit den Wert von k ermitteln. [Inzwischen ist es dem Vortragenden unter Benutzung eines 1881 von C. Neumann angegebenen Theorems gelungen, die Reihe für $\frac{a}{c} = 1$ auf einen einfachen endlichen Wert zurückzuführen, so daß auch für diesen Fall k genau angegeben werden kann.]

Diese Berechnungen sind auch für ähnliche luftelektrische Fragen von Nutzen. Man kann an Hand derselben feststellen, in welchem Maße der die Erde in etwa

10⁷ km umgebende Elektronenringstrom das elektrische Erdfeld beeinflusst; man kann angeben, wie groß die Wirkung der von Vegard angenommenen positiv geladenen Staubatmosphäre auf das Potentialgefälle am Erdboden ist; schließlich lassen sich die Berechnungen auch verwenden zur zahlenmäßigen Festlegung der 1924 von Angenheister angegebenen und vom Vortragenden etwas umgeänderten Erklärung der nach Weltzeit verlaufenden täglichen Schwankung des Potentialgefälles.

Die Rechnungen sollen noch weitergeführt werden unter Berücksichtigung der großen Leitfähigkeit der höheren atmosphärischen Schichten und werden dann ausführlich veröffentlicht werden.

Ladungsmessungen an natürlichem Nebel*).

Von **A. Wigand** in Hohenheim-Stuttgart.

Die bisher zwar vermutete, aber nicht gemessene hohe elektrische Ladung der Nebeltröpfchen ist vom Vortragenden gemeinsam mit J. Wittenbecher direkt bestimmt worden. Zur Ladungsmessung diente ein Plattenkondensator mit hoher Feldstärke und empfindlichem Elektrometer. Zur gleichzeitigen Bestimmung der Tropfenzahl wurde die entladene Nebelwassermenge gewogen und der Tropfenradius aus Beugungsringen ermittelt. Das luftelektrische Spannungsgefälle und die meteorologischen Eigenschaften des betreffenden Nebels sind gleichzeitig mit der Nebelladung bestimmt worden.

Es ergab sich, daß im Bodennebel Teilchen mit sehr hoher positiver Aufladung bis zu mindestens 1719 Elementarladungen pro Tröpfchen vorhanden sind. Im zyklonalen Mischungsnebel kommen Werte zwischen 58 und 308, im antizyklonalen Strahlungsnebel zwischen 346 und 1719 vor. Im Strahlungsnebel überwiegt häufig die positive Ladung, es wurde jedoch in Strahlungsnebel von vielstündigem Alter auch einmal negativer Ladungsüberschuß mit der hohen negativen Aufladung auf mindestens 2222 Elementarladungen pro Tröpfchen gemessen. Im Mischungsnebel kommen sowohl positive wie auch negative hoch geladene Teilchen vor, indem schwadenweise bald das eine, bald das andere Vorzeichen überwiegt. Das Spannungsgefälle im Nebel zeigt gleichsinnigen Gang mit der Höhe der positiven Tröpfchenladung und ist übernormal, bei negativer Tröpfchenladung unternormal.

Die gefundenen hohen Zahlenwerte der Tröpfchenladung sind in Übereinstimmung mit solchen, die man durch Überschlagsrechnungen aus anderen physikalischen Beziehungen ableiten kann und haben Interesse für die Erklärung mehrerer luftelektrischer und meteorologischer Tatsachen, wie etwa der Stabilität des Nebels und der Wolken; denn daß sich die Tröpfchen oft lange Zeit nicht zum Ausregnen vereinigen, kann man (in Analogie zum Verhalten von Kolloiden) durch ihre gleichsinnige Aufladung und damit Abstoßung deuten.

*) Ausführlicher in der Physik. Zeitschr. 1926. Vortrag bei der Düsseldorfer Naturforschertagung, Abt. Physik, am 20. Sept. 1926 und bei der Karlsruher Meteorologentagung am 6. Okt. 1926.

Über Symmetriepunkte im Luftdruckgang.

Von L. Weickmann. — (Mit drei Abbildungen.)

Es wurden die Luftdruckkurven von mehr als 800 Beobachtungsorten der Nordhemisphäre während des Winters 1923/24 für den durch das Symmetriegesetz beherrschten Zeitraum vom 10. Dezember 1923 bis 20. Februar 1924 der harmonischen Analyse unterworfen. Die 24 tägige Welle erwies sich als besonders groß. Sie stellt eine Pulsation der Polarluftmasse dar.

Weitere Untersuchungen über die Frage der Symmetriepunkte im Luftdruckverlauf von Stationen mittlerer Breiten haben ergeben, daß an der Existenz

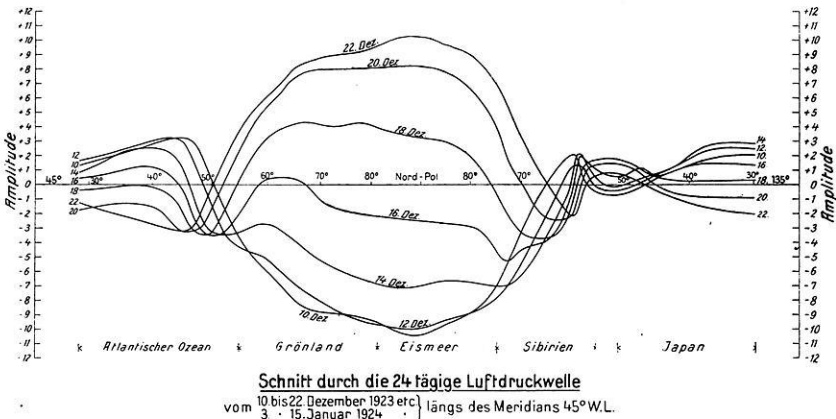


Fig. 1.

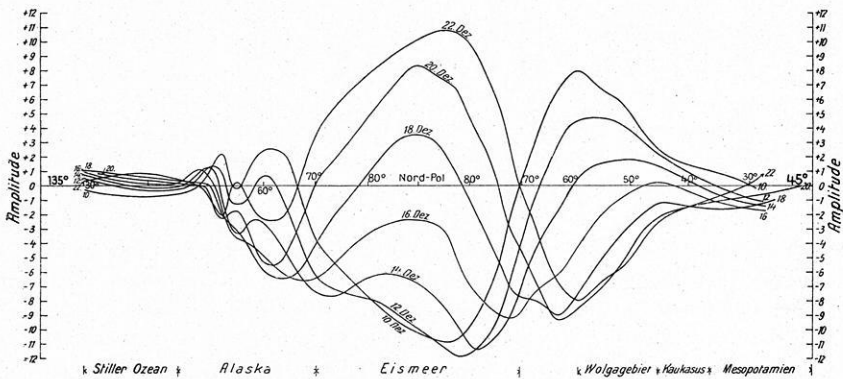
von Symmetriepunkten nicht mehr zu zweifeln ist. Sie bilden eine Jahr für Jahr auftretende, ziemlich regelmäßige Erscheinung, die bei der harmonischen Analyse des Druckverlaufs auch bei beliebiger Variation des Analysenintervalls immer wieder durch die Koinzidenz der Extreme der einzelnen Konstituenten sich verrät.

Ein gut ausgebildeter Symmetriepunkt ist z. B. der 17. August 1926 in Mitteldeutschland (Fig. 1).

Der wesentliche Vorteil, den die Existenz eines Symmetriepunkts für die Anwendung der harmonischen Analyse auf Druckkurven bietet, liegt im dem Umstand, daß während eines durch den Symmetriepunkt beherrschten Zeitraumes mit der Konstanz der Periode der einzelnen Konstituenten gerechnet werden kann. Die Annahme, daß diese Konstanz während anderer Zeitintervalle, insbesondere sogar während vieler Jahre bestehe, wie in verschiedenen Untersuchungen bei Anwendung des Verfahrens der sukzessiven Ausschaltung von versteckten Periodizitäten vorausgesetzt ist (Methode der übergreifenden Mittelbildung von Clayton u. a.), ist bedenklich und kaum zulässig.

Für den Symmetriepunkt vom 15. Januar 1924*) wurde für die gesamte Nordhemisphäre (mehr als 800 Stationen) der Luftdruckverlauf für ein Intervall von 72 Tagen, 36 vor und 36 nach dem Symmetriepunkte, der harmonischen Analyse unterworfen. Dabei zeigte sich, daß die 24 tägige Welle mit besonders hoher Amplitude auftrat, und zwar sowohl bei der Auswahl des 72 tägigen als auch bei Annahme eines 90 tägigen Intervalls, das vom 25. November 1923 bis 22. Februar 1924 reicht. Es wurde daher diese 24 tägige Welle in ihrem regionalen Verlauf über der Nordhemisphäre gesondert untersucht.

Der Winter 1923/24 war in der fraglichen Zeit mittelstreng bis streng. Es zeigt sich nun, daß Luftdruckgang und Witterung wesentlich bestimmt wurden durch die 24 tägige Welle, die sich herausstellte als sehr gut ausgebildete Pul-



Schnitt durch die 24 tägige Luftdruckwelle
vom 10. bis 22. Dezember 1923 etc. | längs des Meridians 45° E.L.
3. - 15. Januar 1924.

Fig. 2.

sation der Polarluftkalotte. Trägt man in eine Karte der Nordhalbkugel für jede Beobachtungsstation Anfangsphase φ und Amplitude a der Formel für den Druck p ein,

$$p = a \sin \left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi \right),$$

und verbindet die Orte gleicher Phase und die Orte gleicher Amplitude, so erhält man eine Darstellung der Welle durch Isophasen und Isamplituden ($\varphi = \text{const}$ und $a = \text{const}$).

Die Isophasen der 24 tägigen Welle sind geschlossene den Pol umgebende Linien mit Ausbuchtungen über den Bereichen geringeren Widerstandes (Pazifischer Ozean; Atlantischer Ozean, Sibirien). Die Welle nimmt ihren Ausgang von Grönland und breitet sich im Verlaufe von 24 Tagen über die ganze Nordhemisphäre aus. Das erkennt man besonders deutlich, wenn man die Felder

*) L. Weickmann: Wellen im Luftmeer. Abh. Sächs. Ak. Wiss. **39**, 2, 32.

der Isophasen und der Isamplituden für äquidistante Zeiten t_1, t_2, t_3 usw. kombiniert und den wirklichen Verlauf der Welle konstruiert. Die Amplituden $a = \text{const}$ haben ihre maximalen Werte über Spitzbergen; bei der Darstellung des wirklichen Verlaufs in Intervallen von zwei zu zwei Tagen sieht man jedoch, wie dieser Maximalwert allmählich von Grönland über Spitzbergen und die Novaja Semlja nach Innerrußland hineinwandert.

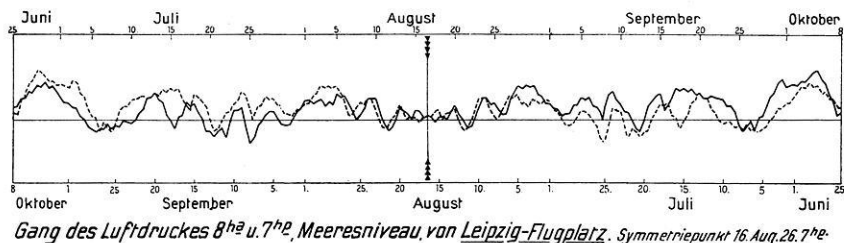


Fig. 3.

Eine ungefähre Vorstellung des Schwingungsvorgangs geben die Schnitte durch die Welle (Fig. 2), die durch die Meridiane 45° westl. und 45° östl. Länge von zwei zu zwei Tagen geführt sind. Sie umfassen je eine halbe Welle. Man sieht, wie der erste Schnitt, der im wesentlichen, von Grönland und dem äußersten Sibirien abgesehen, über die Meere führt, eine sehr gleichmäßige Schwingung der polaren Luftmasse enthüllt, während der zweite über Rußland das Gegenspiel der innerrussischen Kaltluftmasse verrät. Außer der polaren war auch noch die maritim-kontinentale Welle in dem Winter 1923/24 mit einer Periode von 36 Tagen stark ausgebildet, worüber an anderer Stelle näher berichtet werden wird.

Über die Extinktion der langwelligen und der kurzwelligen Sonnenstrahlung in der Atmosphäre.

Von W. Milch.

Rotstrahlungsmessungen auf dem Taunusobservatorium sowie die Differenzen zwischen Rotstrahlung und Gesamtstrahlung werden auf die Ursache ihrer Extinktion und deren Zusammenhänge mit atmosphärischen Zuständen und Vorgängen untersucht.

Der von F. Linke für Gesamtstrahlung vorgeschlagene Trübungsfaktor läßt sich auch auf beliebige Teilstrahlungen (mit Filtern oder Photozellen gemessen) übertragen, falls man die Extinktion der reinen, trockenen Luft für das Teilstrahlungsgebiet kennt. Für diese gilt die Formel:

$$a_{sm} = \frac{1}{m} \int_0^m \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} a_\lambda \cdot \frac{J_\lambda \cdot q_\lambda}{S_m} \cdot d\lambda \cdot dm,$$

wobei λ die Wellenlänge, a_λ der Extinktionskoeffizient für reine Luft und monochromatische Strahlung der Wellenlänge λ , J_λ die Intensität als Funktion von λ , q_λ als Funktion von λ der Bruchteil der Sonnenstrahlungsintensität J_λ , den das Filter oder die Zelle herausgreift, m die Schichtdicke und S_m die Teilstrahlung:

$$S_m = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_{\lambda m} \cdot q_\lambda \cdot d\lambda; \quad J_{\lambda m} = J_{\lambda 0} \cdot e^{-m \cdot a_\lambda}.$$

Kennt man die Energieverteilung im extraterrestrischen Sonnenspektrum $J_{\lambda 0}$, ferner a_λ und q_λ als Funktionen von λ , dann läßt sich a_{Sm} als Funktion von m berechnen. Hat man diesen Extinktionskoeffizienten für reine Atmosphäre, dann kann man den Trübungsfaktor T_S für die betrachtete Teilstrahlung berechnen nach der Formel:

$$S_m = S_0 \cdot e^{-m \cdot a_{Sm} \cdot T_S}.$$

Ist eines der obigen Bestimmungsstücke nicht bekannt, dann führt folgende Formel zum Ziel:

$$S_m : J_m = (S_0 : J_0) \cdot e^{-m(a_{Sm} \cdot T_S - a_{Gm} \cdot T_G)},$$

wo J die Gesamtstrahlung ist und der Index G sich ebenfalls auf Gesamtstrahlung bezieht. Da mit $\lim T_G \rightarrow 1$ auch $\lim T_S \rightarrow 1$ gehen muß, da nämlich für die Teilstrahlung S keine Trübung mehr vorhanden sein kann, wenn die Luft für Gesamtstrahlung rein ist, so ist:

$$m \cdot a_{Sm} = \ln \left\{ \frac{S_0}{J_0} : \lim_{T_G \rightarrow 1} \frac{S_m}{J_m} \right\} + m \cdot a_{Gm}.$$

Hat man genügend gleichzeitige Messungen von J und S für alle möglichen m und T_G (T_S ist zunächst noch unbekannt), so kann man S/J als Funktion von m und T_G feststellen und daraus (am besten graphisch) den gewünschten

$$\lim_{T_G \rightarrow 1} (S_m : J_m) \quad \text{und} \quad S_0 : J_0.$$

Nach dieser Methode wurden die a_{Rm} für Rotstrahlung (Filter Schott F 4512; 4 mm Dicke) und für eine kurzwellige Strahlung K_m berechnet, wo K_m definiert ist als:

$$K_m = J_m - R_m,$$

also im wesentlichen die Strahlung unter $650 \mu\mu$ umfaßt. Dann wurden nach zwei graphischen Methoden die T_R und T_K für alle Einzelmessungen eines Jahres berechnet und diese Werte zu den meteorologischen Elementen in Beziehung gesetzt. Es ergaben sich Näherungsformeln, die natürlich zu-

nächst nur für die zugrunde gelegten Messungen am Taunusobservatorium gelten:

	T_R	T_K
f = absolute Feuchtigkeit am Erdboden (Taunusobservatorium) .	$T_R = 1.70 + 0.29 \cdot f$	$T_K = 1.51 + 0.07 \cdot f$
b = Bewölkung in Zehnteln des Himmels (als Maß für den Kondensationszustand d. Atmosphäre)	$T_R = 3.60 + 0.05 \cdot b$ (schlechte Näherung)	$T_K = 1.80 + 0.15 \cdot b$
R_b = Relative Feuchtigkeit am Boden	$T_R = 5.80 - 0.31 \cdot R_b$	$T_K = 2.00 \pm 0.0 \cdot R_b$
Dunst:	T_R	T_K
Kein Dunst	3.78	1.90
∞^0	3.68	1.86
∞^1	3.49	2.03
∞^2	4.62	2.66

Daß mit wachsendem Dunstgrad T_R zunächst abnimmt, findet vielleicht ebenso wie die negative Abhängigkeit zwischen T_R und R_b seine Erklärung darin, daß durch Randbeugung die sonnennahe Himmelsstrahlung, die von dem Instrument fälschlich als Sonnenstrahlung mitgemessen wird, wächst. Dieser Fehler, der T verkleinert, wächst mit wachsender Teilchenzahl und -größe. Nimmt man diese Erklärung an, so kann man schließen, daß die direkte trübende Wirkung des Dunstes auf kurzwellige Strahlung (wo der Randbeugungseffekt nicht die Kraft hat, die direkte Trübungswirkung überzukompensieren) bedeutend größer sein muß als auf die langwellige. Das bestätigt die Abhängigkeit von b , die zeigt, daß T_K viel stärker auf erhöhte Kondensation reagiert als T_R . Von der absoluten Feuchtigkeit f hängt (wegen der Absorptionsbänder im langwelligen Gebiet) natürlich T_R stärker ab als T_K . Die Zusammenhänge zwischen T_R und T_K und der Wetterlage sind stark ausgeprägt, was nach den erwähnten Einzelabhängigkeiten leicht verständlich ist.

Faßt man die beiden wesentlichsten Abhängigkeiten: Absorption und Extinktion durch größere Teilchen zusammen in die Gleichungen:

$$T_R = 1 + 1.21 \cdot F + 0.05 \cdot b,$$

$$T_K = 1 + 0.29 \cdot F + 0.15 \cdot b,$$

wobei F der Gesamtwassergehalt in „Zentimeter Niederschlag“ ist ($F = 0.24 \cdot f$), so ist:

$$\mathfrak{K} = 4.17 (T_K - 1) - (T_R - 1) = 0.42 \cdot b,$$

d. h. von der absoluten Feuchtigkeit unabhängig. Das Glied \mathfrak{K} repräsentiert also ein Maß für die extinguierende Wirkung der Kondensations- und Dunstpartikeln. Auch dieses \mathfrak{K} -Glied zeigt interessante Zusammenhänge mit der Wetterlage.

Aus $R/J = R : (R + K)$ kann man nach folgender Formel den Einfluß der Variablen m , F und b auf die Energieverschiebung im Sonnenspektrum finden:

$$\frac{R}{J} = 1 : \left(1 + \frac{K_0}{R_0} \cdot e^{-m [a_K m (1 + 0.29 F + 0.15 b) - a_R m (1 + 1.21 F + 0.05 b)]} \right).$$

Daraus ergibt sich, daß Dunst und Kondensationspartikeln im gleichen Sinne, Wasserdampf im entgegengesetzten Sinne auf die Energieverschiebung im Sonnenspektrum wirken wie reine, trockene Luft.

Die Untersuchung beabsichtigt, zu zeigen, daß durch Betrachtung von Teilstrahlungen sich wesentlich bessere Einblicke in das Wesen der Extinktion der Sonnenstrahlung gewinnen lassen, als durch Messung der Gesamtstrahlung allein. Schon ein einziges, günstig gewähltes Filter, z. B. das benutzte Rotfilter bedeutet hier einen Schritt näher zu dem Ziel, das in der spektrographischen Untersuchung der Sonnenstrahlung zum Zweck der Diagnose atmosphärischer Zustände und Vorgänge zu sehen ist.

(Genauere Einzelheiten in einem Aufsatz, der voraussichtlich im Januarheft 1927 von „Gerlands Beiträgen zur Geophysik“ erscheinen wird.)

Über das ultraviolette Ende des Sonnenspektrums.

Von Dr. Otto Hoelper, Uerdingen-Aachen.

Das Sonnenspektrum bricht bei einer nach der Tages- und Jahreszeit schwankenden Grenze, die bei $300 \mu\mu$ liegt, ab. Die Ursache des jähen Abbruchs im ultravioletten Spektrum liegt in der irdischen Atmosphäre. Man hat bereits früher die Vermutung ausgesprochen, daß es sich hier um eine Absorptionswirkung des atmosphärischen Ozons handelt. Fabry und Buisson haben diese Hypothese auch quantitativ geprüft; sie kamen dabei auf die Annahme einer Ozonmenge, die, auf die gesamte Atmosphäre verteilt, den an der Oberfläche der Erde gemessenen Betrag um das 50fache übersteigen würde. Sie waren somit gezwungen, das vermutete Ozon in größeren Höhen zu suchen, wo sich unter dem Einfluß kurzweiliger Strahlung ein Gleichgewichtszustand sich bildenden und zerfallenden Ozons einstellt. Durch Einzelbeobachtung unter Ausnahmeverhältnissen dürfte jedoch eine Entscheidung dieser Fragen sich nicht erbringen lassen, da die ultraviolette Strahlung sehr weitgehend von meteorologischen Faktoren abhängig ist. In dem Bereich unterhalb $320 \mu\mu$ nimmt die Absorption besonders stark zu. Von einer Untersuchung dieses Bereichs sind weitgehende Aufschlüsse über die Konstitution der Atmosphäre zu erwarten. Es wurde daher ein Spektrograph zur Untersuchung dieses Bereichs gebaut von genügend großer Dispersion, um die einzelnen Spektrallinien zu verfolgen, der andererseits hinreichend kompensiös ist, um schnelle und zuverlässige Messungen zu gestatten.

Es zeigt sich, daß die Intensität des ultravioletten Spektrums stoßweise sinkt. Die relativen Intensitäten der einzelnen Teilbereiche stimmen vollkommen überein, wenn die verglichenen Spektren bis zu derselben Endwellenlänge hinabreichen. Dagegen sind die absoluten Intensitäten dieser Teilbereiche sehr verschieden, sie schwanken von Tag zu Tag. Mit weiter sich ausdehnendem Spektrum wird das Intensitätsverhältnis zweier Spektrallinien, die verschiedenen Teilbereichen angehören, gesetzmäßig kleiner. Diese Gesetzmäßigkeit wird überdeckt

durch die Wirkung atmosphärischer Trübungen. Die Trübung der unteren Atmosphärenschichten wirkt im gleichen Sinne wie eine Vermehrung der Luftmasse. Das Übersteigen der Herbstintensitäten über die Frühjahrswerte gleicher Sonnenhöhe, die weitere Ausdehnung des Spektrums im Herbst, ferner die schon von Elster und Geitel beobachtete Steigerung der ultravioletten Strahlung bei Gewitterschwüle finden möglicherweise so ihre Erklärung in Vorgängen innerhalb der unteren Schichten der Atmosphäre unter Wirkung der sommerlichen Wärmestrahlung. (Ausführliche Veröffentlichung erfolgt an anderer Stelle.)

Die Bedeutung der Windforschung für Überseeluftverkehr und Luftfahrzeugindustrie.

Von Dr. Paul Perlewitz.

Die richtige horizontale und vertikale Ausnutzung der verschiedenen Windrichtungen und -stärken hat im Fernluftverkehr große wirtschaftliche und industrielle Bedeutung. Daher werden meteorologische Beobachtungen, auch demnächst in der Höhe (Windmessungen), von der Schifffahrt überall angestellt und sofort durch Funkpruch verbreitet. Als Zentrale für diesen meteorologischen Beratungsdienst des deutschen Weltluftverkehrs kann, entsprechend der nautisch-wissenschaftlichen Deutschen Seewarte, die sich für die deutsche Weltschifffahrt bewährt hat, eine aeronautisch-wissenschaftliche Deutsche Luftwarte dienen, die gleichzeitig die Geophysik der Lufthülle fördert.

Vor dem Kriege diente das Luftfahrzeug Versuchs- und Sportzwecken. Während desselben wurde es ein Kampf- und Kriegsverkehrsmittel und nach dem Kriege ein öffentliches Verkehrsmittel. Nach diesen jeweiligen Zwecken richtete sich auch Bau und Industrie der Luftfahrzeuge.

In Deutschland hat sich trotz und gegen Versailler und Londoner Luftfahrtbedingungen der Luftverkehr von 1919 bis 1926 mit eiserner Gewalt, sich neue wirtschaftliche Wege suchend, durchgesetzt. Zu seiner Sicherung und Förderung brauchte er aber notwendig die Meteorologie. Heute ist während der Sommermonate, der Hauptflugzeit, bereits etwa die Hälfte aller Meteorologen im Luftverkehrsdienst, d. h. für Handel und Industrie tätig. Die andere Hälfte setzt sich zusammen wie vor 1914 einerseits aus Forschern und Lehrern, andererseits aus Praktikern, die der Landwirtschaft und sonstigen Industrie ohne Luftfahrwesen, namentlich der Schifffahrt und der Fischerei dienen. Wir kommen somit zu dem Ergebnis, daß heute 60 bis 75 Proz. aller Meteorologen für die Industrie, einschließlich Landwirtschaft, Schifffahrt und Verkehr, beschäftigt sind. Rückwirkend spornt eine starke und wachsende Nachfrage aus der Praxis eine Wissenschaft an, immer tiefer zu forschen und leistungsfähiger zu werden. Das Ziel für die Meteorologie ist die volle Erkenntnis der Geophysik der Lufthülle. So sehen wir klar die gegenseitigen Beziehungen und Förderungen zwischen der wissenschaftlichen Meteorologie und Windforschung, wie wir noch näher beweisen werden, einerseits und dem praktischen Luftverkehr und der Luftfahrzeugindustrie andererseits.

Wie sich in den letzten Jahrzehnten vor dem Kriege die deutsche Schifffahrt einen ersten Platz in der Weltschifffahrt, insbesondere durch Zusammenarbeit von Nautikern und Wissenschaftlern, einschließlich Technikern, erobert hat, so streben wir heute in der Luftfahrt nach dem ersten Platz. Damals wurde als Verbindungsinstitut von Nautik und Wissenschaft die Deutsche Seewarte gegründet, heute brauchen wir entsprechend eine Deutsche Luftwarte. Und eine solche ist um so notwendiger, weil das Luftfahrzeug in seiner Wirtschaftlichkeit, einschließlich Sicherheit, noch weit abhängiger von den Naturerscheinungen, von Wind und Wetter, ist als das Seeschiff. Am einflußreichsten auf den Luftverkehr sind Sichtigkeit und Luftbewegung. Zur Sicht gehören Wolkenhöhe, Nebel und Dunst, zur Luftbewegung sowohl Vertikalströme, insbesondere Böen und Gewitter, als auch Horizontalströme, d. h. der Wind.

Bis um die letzte Jahrhundertwende sind Windbeobachtungen nur an der Erdoberfläche gemacht worden, auf Kontinent und Meer, wo unter anderem die Segelschifffahrt ein lebensnotwendiges Interesse daran hat. Um den Wind oben im freien Luftmeer zu messen, hatte man zunächst nur die Wolken und den Freiballon. Die Wolkenmessungen waren aber deshalb sehr ungenau, weil man die Höhen der Wolken nicht messen, sondern nur schätzen konnte, und der Freiballon war nur gelegentlich zu verwenden. Erst der mit Theodolit verfolgte kleine Pilotballon, der mit bekannter Aufstiegs geschwindigkeit steigt, und der mit Instrumenten emporgesandte Drachen brachten genauere Messungen von oben herab.

Die Organisation der Windbeobachtungen auf dem Festlande geschah zusammen mit der Einrichtung der meteorologischen Stationen und Netze in den verschiedenen Kulturländern. Anders ist es auf dem inselreichen Ozean, wo nur Schiffe Windbeobachtungen anstellen können. Der Beobachtungsort ist hier jedoch stets zufällig und richtet sich nach dem Schiffskurs. Feste Schiffstationen an meteorologisch wichtigen Punkten, wie auf dem Lande, einzurichten, ist zu kostspielig. Nur ausnahmsweise kann dies auf Expeditionen geschehen. Wir müssen daher darauf bedacht sein, die Beobachtungen nicht nur von möglichst vielen Schiffen, sondern auch vor allem von möglichst verschiedenen Schiffswegen, Reedereien und Fischdampfern zu bekommen. Große Meeresgebiete, selbst in den Tropen und gemäßigten, vorwiegend aber in den polaren Zonen, fallen trotzdem leider ganz aus. Von allen Meeresteilen, wo Schiffe verkehren, Windbeobachtungen heranzuschaffen, ist heute eine Hauptaufgabe der maritimen Meteorologie. Die Deutsche Seewarte hat Anweisungen für Wind- und Wetterbeobachtungen im Herbst 1926 neu herausgegeben. Es wird das Netz der meteorologischen Schiffsbeobachtungen einerseits erweitert, andererseits dichter gestaltet, und drittens wird die Übermittlung der Beobachtungen, damit diese nicht an Wert verlieren, beschleunigt.

Die Schiffe, die ihre Wege durch den Atlantischen Ozean nehmen, erhalten See-Obs-Schlüssel und See-Obs-Tagebücher, damit sie hiernach ihre Beobachtungen in einheitlicher Form machen und sofort drahtlos abgeben können. Treffen diese an den Wetterzentralen ein, so werden dort danach von den betreffenden Meeresteilen oder Ozeanen Wetter- und Windkarten gezeichnet, die durch Bild-

funk funkwendend wieder zurückgehen müssen, um von der Schifffahrt und dem bald einsetzenden Ozeanluftverkehr zur Navigation verwendet werden zu können. Versuche, Schiffen auf dem Ozean die Wetterkarte durch Bildfunk nach Dieckmann zu geben, sind im Mai 1926 von der Deutschen Seewarte mit Erfolg durchgeführt. Die Methode wird jedoch noch verfeinert.

Ein Flugzeugführer braucht stets eine Windkarte von dem Gebiet zwischen Start- und Landeplatz. Das ist die Forderung des Luftverkehrs an den Meteorologen, die unter allen Umständen erfüllt werden muß, besonders für den Ozean. Davon hängt nicht nur die Sicherheit des Luftfahrzeugs ab, sondern auch seine Wirtschaftlichkeit.

Die Wetterkarte des Meteorologen betrachtet der Luftfahrer in der Hauptsache als Windkarte. Er sieht daraus, welche Richtung der Wind zu seinem Luftkurs hat und welche Stärke. Fliegt er kurze Strecken bis 300 km auf kürzestem Wege, so rechnet er zwei Stunden bei Mitwind von einer mittleren Stärke in 500 m Flughöhe von 7 m/sec. Der gleichzeitige Gegenflieger berechnet drei Stunden für seinen Flug. An diesem normalen Beispiel erkennen wir eine wirtschaftliche Wirkung des Windes von 2:3. Bei sehr kurzen Strecken ist durch Umwege die Flugzeit wenig zu verbessern, eher durch Höherfliegen, also durch Anwendung der meteorologischen Vertikal-Navigation. Bei langen Strecken spielt aber die Ausnutzung der verschiedenen Windrichtungen in der Horizontalen, die meteorologische Horizontal-Navigation, eine bedeutende Rolle. Ich erinnere an den Vergleich mit der Segelschifffahrt.

Aus der Windkarte, die wir nach den Beobachtungen der Schiffe über Ozeane und Polarmeere zeichnen, können wir zunächst theoretisch die günstigsten Fahrwege für Luftfahrzeuge bestimmen. Es sind dies die Wege der ständigen Westwinde um die Erde in den Breiten der Südspitzen der drei Kontinente und in umgekehrter Richtung um die Erde, allerdings mit Unterbrechungen, die Wege im Passat. Praktisch wird sich die Wahl der Hauptluftstrecken aber in erster Linie nach den Bedürfnissen richten. Wirtschaftliche, geographische, politische und militärische Verhältnisse geben den Hauptausschlag, die Windrichtung bleibt aber ein wirtschaftlicher Nebenfaktor, der, sobald Konkurrenzen entstehen, zum entscheidenden Faktor wird.

Drahtlos bekommt der Luftfahrer alle paar Stunden sein Windbild von dem Gebiet, das vor ihm liegt. Er entscheidet danach mit seinem Meteorologen oder selbst als Meteorologe, welcher Kurs der günstigste ist, damit er mit dem geringsten Brennstoffverbrauch Gefahrzonen wie Böen-, Gewitter-, Orkan- und Nebelgebiete vermeidet und durch richtiges Ausweichen und Umfahren der Tief- und Hochdruckgebiete am schnellsten zum Ziele kommt. Gleichzeitig muß er die jeweilige vertikale Änderung des Windes ausnutzen, damit er möglichst wenig Gegenwind und möglichst viel Mitwind hat. Im Welt- und Ozeanluftverkehr muß er die Winde in der Höhe über den Ozeanen kennen, z. B. die charakteristischen Windstillen und Windänderungen über dem Passat usw.

Die Höhenwinde auf See zu messen, ist nicht so einfach, es kann dies zurzeit noch nicht von jedem Dampfer gemacht werden; angestrebt wird es aber, nachdem bereits vor mehr als zwanzig Jahren zuerst Hergesell und dann

die Deutsche Seewarte diese Höhenwindbeobachtungen über den Ozeanen vorgenommen haben.

Die Organisation des deutschen Wetterdienstes im kommenden Übersee-Luftverkehr ist Aufgabe der Deutschen Seewarte. Die Beobachtungen wissenschaftlich zu verarbeiten und für die Praxis in brauchbare, nutzbringende Form zu bringen, ist Aufgabe der geophysikalischen, insbesondere meteorologischen Forschungsinstitute. Anweisungen müssen herausgegeben werden, in denen die im Luftozan gewonnenen Ergebnisse, die aerodynamischen und aeronautischen Regeln und Gesetze zusammengestellt sind. Sowohl klimatische Mittelwerte für die Höhen sind zu geben, als auch die vorkommenden zeitlichen und örtlichen Abweichungen.

Gerade die wirtschaftlichsten Luftfahrwege auf der Erde werden stets über See und nicht über Land führen, im Kleinen wie im Großen, abgesehen davon, daß auch in einzelnen unwirtschaftlichen Landesgegenden der Nutzen groß sein kann. Im europäischen Kleinluftverkehr sind die wirtschaftlichsten Strecken die über den Kanal, die Ostsee und Teile des Mittelmeeres, denn der Zeitgewinn gegenüber dem Schiff ist erheblich größer als gegenüber der Eisenbahn. Außerdem besteht der Vorteil, daß über See die Luft stabiler ist, die Winde stetiger sind, die Stürme in regelmäßigeren Bahnen laufen, die Temperaturschwankungen geringer sind als über Land und daß keine Gebirge überflogen werden brauchen.

Schließlich ist für Schnellverkehr auf der Erde das Schiff das denkbar ungünstigste, weil unwirtschaftlichste Fahrzeug, da es sich durch Wasser, ein dichtes Medium, wühlen und dabei ungeheure Massen in tote Bewegung versetzen muß, während der Verkehr durch die Luft nur die 800- und mehrmal dünneren Luftmassen bewegt und dadurch viel weniger unnütze Arbeit leistet. Dies ist einer der entscheidendsten Faktoren für die Gewißheit auch der Verbilligung des Luftverkehrs. Zum Schnellverkehr eignet sich allein die Luft, und zwar in der Höhe, weil es dort keine Hindernisse gibt, an denen das Schnellfahrzeug, wenn es außer Kurs kommt, zerschellt.

Die Zusammenarbeit der Luftfahrer und Meteorologen hat bereits ihren Teil dazu beigetragen, daß die Unfälle, denen jedes Verkehrsmittel ausgesetzt ist, beim Flugzeug nicht größer sind als bei den anderen Fahrzeugen.

Wir sehen, welch große Bedeutung die Windforschung im besonderen und die Geophysik der Lufthülle im allgemeinen für den Weltluftverkehr, für dessen Wachsen, dessen Wirtschaftlichkeit und damit auch für die ganze Luftfahrzeugindustrie hat. In Wien sagte Dr. Eckener kürzlich, als er u. a. die Polarwege als Luftschiffwege empfahl, „die deutsche Luftfahrzeugindustrie könnte dadurch auf Jahrzehnte hinaus Aufträge erhalten“. Sorgen wir also weiter durch Ausbau und Zusammenarbeit, insbesondere mit der Seeschifffahrt, daß wir das Beste auch im Ozeanluftverkehr leisten.

Die Bedeutung der geophysikalischen Methoden für Geologie und Bergwirtschaft.

Von B. Kühn.

Bis in dieses Jahrhundert hinein trug, von Meteorologie und Erdmagnetismus abgesehen, die physikalische Erforschung unseres Erdballes einen rein wissenschaftlichen Charakter. In den letzten beiden Jahrzehnten jedoch hat sich mit überraschender Schnelligkeit eine angewandte Geophysik ausgebildet, die es unternimmt, mit ihren rein physikalischen Methoden Fragen zu lösen und Aufgaben technischer und wirtschaftlicher Natur zu dienen, die bisher ausschließlich dem Geologen zufielen, und es haben sich sehr weitgehende Erwartungen an diesen neuen Zweig der Geophysik geknüpft. Wenn ich in nachstehendem den Versuch unternehme, die Bedeutung dieser physikalischen Methoden für die geologische Erforschung der Erdoberfläche und ihren Wert für Technik und Bergwirtschaft genauer zu bestimmen, so will ich nicht eine kritische Betrachtung des bereits ziemlich reichhaltigen Materials einschlägiger Untersuchungen anstellen, zumal aus hier nicht näher zu erörternden Gründen die Nachrichten darüber sehr lückenhaft und einseitig sind, sondern ich will von allgemeinen Gesichtspunkten ausgehen.

Man hat den Unterschied zwischen der geologischen und den geophysikalischen Methoden und eine gewisse Überlegenheit dieser über jene darin zu finden geglaubt, daß erstere zunächst lediglich punktförmige Feststellungen liefere, während letztere Zusammensetzung und Aufbau eines größeren Gebietes gleich im ganzen erkennen lassen. Dies ist jedoch nur sehr bedingt richtig. Es trifft nur auf die eine Klasse geophysikalischer Methoden zu, die wie die seismische und elektrodynamische in der Erdrinde eine Wellenbewegung erregen und aus den Angaben der Empfangsapparate einen Schluß auf die Beschaffenheit des Zwischengeländes zwischen Erschütterungspunkt und Seismometer oder Sender und Empfänger ziehen; es gilt streng genommen schon nicht für die Verwendung elektrischer Ströme, da Verlauf und Eigenheiten des künstlich erzeugten Strömungsfeldes nur durch Einzelmessungen an zahlreichen Punkten festgestellt werden können, und es gilt vollends nicht von der anderen Gruppe der physikalischen Methoden, die unmittelbare Fernwirkungen der die Erdrinde zusammensetzenden Massen messend verfolgen. Wenn der Geophysiker die Größe der Schwerkraft bestimmt oder die magnetische Vertikalintensität mißt, so sind das genau so punktförmige Feststellungen, wie wenn der Geologe irgendwo das Anstehende beobachtet, und wie sich das geologische Bild eines kleineren oder größeren Bezirks aus solchen punktförmigen Beobachtungen zusammensetzt, ebenso sein Schwere- und magnetisches Bild.

Wenn wir somit in dieser Hinsicht eine prinzipielle Überlegenheit der geophysikalischen Methoden über die geologische nicht anzuerkennen vermögen, so mag es doch als ein Vorzug der ersteren erscheinen, daß sie die Erdrinde selbst

zum Gegenstande des Experimentes zu machen in der Lage sind oder, soweit dies nicht möglich ist, doch die in ihr wirksamen und von ihrer Zusammensetzung beeinflussten Naturkräfte exakten Messungen unterwerfen können, und wir werden besonders geneigt sein, diesen Vorzug hoch anzuschlagen, wenn wir des unschätzbaren Wertes gedenken, den eine andere rein physikalische Methode für einen wichtigen Zweig der Geologie besitzt, nämlich die mikroskopische Untersuchung der Gesteine im polarisierten Licht, die ja nicht in der Betrachtung vergrößerter Abbilder der Objekte aufgeht, vielmehr eigentlich in einem beständigen optischen Experimentieren und Messen besteht.

Darf man erwarten, daß die Anwendung der verschiedenen Zweige der Physik auf die Erforschung der Erdrinde für die Geologie einen ebenso großen Fortschritt herbeiführen wird, wie die Anwendung der Kristalloptik auf die Untersuchung der Gesteine? Es ist vielleicht nicht unzweckmäßig, zur Beantwortung dieser Frage die geophysikalischen und die optische Methode miteinander zu vergleichen. Das Tertium comparationis, ohne das ein solcher Vergleich nicht zulässig wäre, liegt ja auf der Hand. Wie die Gesteine aus Gemengteilen von mannigfacher Art, Gestalt und Größe bestehen, so ist die Erdrinde aus verschiedenartigen „Bausteinen“, wie man sagen kann, von mehr oder minder unregelmäßiger Form zusammengesetzt — nur die Größenordnung ist verschieden. Von dieser Vorstellung vom Bau der Erdrinde aus hat man es ja unternommen, geologische Karten und Profile zu entwerfen. Die Analogie ist allerdings keine vollkommene; denn die Zerlegung der Erdrinde in diskrete Bausteine ist, was hier nicht näher ausgeführt werden soll, zum Teil nur eine ideelle, und darum geht es bei dem Entwurf geologischer Karten und Querschnitte nicht ganz ohne Gewaltigkeiten ab, die bei der mikroskopischen Analyse der Gesteine nicht in gleicher Weise wiederkehren. Für unseren Zweck jedoch ist dies unerheblich.

Wenn mit dem Polarisationsmikroskop die Unterscheidung der winzigsten Mineralkörnchen gelingt, so beruht dies auf der Kenntnis der sogenannten optischen Konstanten aller Mineralien. Etwas diesen optischen Konstanten vollkommen Entsprechendes gibt es nicht für die physikalischen Untersuchungsmethoden der Erdrinde — kann es gar nicht geben, da die Bausteine der Erdrinde, die Gesteine, nicht homogene Körper sind wie die kristallisierten Mineralien, aus denen ja die Gesteine im allgemeinen fast restlos bestehen. Der Kalkstein hat, auch wenn er von chemisch reiner Beschaffenheit wäre wie der Kalkspat, keine physikalische Konstante; nicht einmal sein spezifisches Gewicht bleibt sich gleich; denn das hängt auch noch von seinem wechselnden Gefüge (Struktur und Textur) ab. Nun sind aber die Gesteine ausnahmslos mehr oder minder inhomogen schon nach ihrer stofflichen Natur und bilden zudem alle möglichen Übergänge untereinander. So schwanken die Werte für ihr Verhalten gegenüber Beanspruchungen seitens der verschiedenen Energiearten bei den unterschiedlichen Gesteinsarten innerhalb sehr weiter Grenzen. Was aber am schwersten wiegt: diese Werte überdecken sich größtenteils. Die Folge davon ist, daß die im Untersuchungsgebiet auftretenden Gesteine in bezug auf die eine oder andere, oft auch mehrere und manchmal alle Eigenschaften, auf deren Messung die physikalischen Methoden beruhen, praktisch indifferent sind.

Selbst wenn man in der Lage ist, die im Untergrunde anzunehmenden Gesteine auf ihre Eigenschaften zu prüfen, weil sie auch zutage treten, hat man noch keine sichere Gewähr, daß sie sich in der Tiefe in allem ebenso verhalten — ganz abgesehen davon, daß zur Ermittlung mancher dieser Eigenschaften (Magnetismus, Elastizität) an Probestücken keine vollkommenen Methoden zur Verfügung stehen. Wer einmal Bohrkerne untersucht hat, weiß, wie verschieden die Gesteine, insbesondere Kalksteine, im Erdinnern und am Ausgehenden beschaffen sein können, so daß man Mühe hat, die einzelnen Schichten zu identifizieren. Dazu kommt, daß die spezifischen Eigenschaften der Gesteine durch besondere Einflüsse, insbesondere den Feuchtigkeitsgehalt, mehr oder minder stark alteriert sein können. So wird durch letzteren namentlich die Leitfähigkeit für den elektrischen Strom weitgehend bedingt. Das Wasser ist ja aber keineswegs gleichmäßig in einem und demselben Gesteinskörper verteilt; seine Menge schwankt mit der stofflichen und strukturellen Abänderung des Gesteins und besonders mit dem wechselnden Grade der Klüftigkeit. Eine reichlich wasserführende Kluft wird sehr starke Einwirkungen hervorrufen, ohne daß ihr doch die geringste Bedeutung für die Tektonik, auf deren Aufdeckung es abgesehen ist, zuzukommen braucht.

Nicht minder schwer fällt ein anderer Unterschied zwischen den geophysikalischen und der optischen Methode ins Gewicht. Bei letzterer betrachtet man ein künstliches Präparat, das die verschiedenen Gesteinselemente, jedes für sich neben dem anderen zeigt; kein Gemengteil überdeckt den anderen; je feinkörniger das Gestein, um so dünner muß der Dünnschliff sein. Bei den geophysikalischen Methoden hat man es dagegen an jedem Punkte mit der Gesamtwirkung aller Massenteilchen der Erdrinde zu tun. Dabei nimmt die Wirkung mit dem Quadrat (bei einigen magnetischen und elektrischen Größen auch nach einer höheren Potenz) der Entfernung ab; die Einwirkungen der verschiedenen übereinandergelegenen Massen überdecken sich. So steht man bei der Deutung des einzelnen Meßergebnisses vor einer völlig unbestimmten Aufgabe, die, streng mathematisch genommen, unendlich viele Lösungen zuläßt. Wert gewinnen die Messungen überhaupt erst dadurch, daß sie in hinreichender Anzahl angestellt und miteinander in Beziehung gesetzt werden, wozu sie auch bloß einen relativen und keinen absoluten Charakter zu haben brauchen. Ein derartiges regelmäßiges oder unregelmäßiges Netz von Messungspunkten spiegelt in der graphischen Darstellung der Meßergebnisse die räumliche Anordnung der das erfaßte Stück der Erdrinde zusammensetzenden unterschiedlichen Massen wider, ohne daß jedoch diese Anordnung selbst daraus genau erkannt werden könnte. Ihr Abbild kann wohl um so vielseitiger und ausdrucksvoller gestaltet werden, es können um so mehr seiner von vornherein unbegrenzten Auslegungen ausgeschaltet werden, auf je mehr verschiedenartige physikalische Größen die Messungen ausgedehnt werden, wenn man beispielsweise nicht bloß den Betrag der Schwerkraft, sondern auch ihren horizontalen Gradienten und das Krümmungsverhältnis der Niveauflächen bestimmt, außer der magnetischen Vertikalintensität auch andere Elemente des Erdmagnetismus mißt oder, wie schon v. Eötvös getan hat, Schwere- und magnetische Messungen kombiniert, etwa auch noch seismische und wöglich elektrische heranzieht — eindeutig wird das Bild nicht.

Man kann, von bestimmten Voraussetzungen über den Aufbau des Untersuchungsgebietes ausgehend, unter Einsetzung genauer Werte der in Betracht kommenden spezifischen Eigenschaften seiner Bausteine den Effekt vorausberechnen — dies übrigens auch nur, wenn man für letztere die regelmäßigsten und einfachsten Raumformen annimmt, wie sie in der Natur nicht vorkommen; man kann aber nicht aus dem in den Messungsergebnissen vorliegenden Gesamteffekt die ihn bedingende Konstellation eindeutig bestimmen. Nehmen wir als einfaches Beispiel an, ein Gebiet gleichmäßiger Schwere sei von einer langgestreckten Zone niedrigerer Schwere durchzogen und mittels der Drehwage sei obendrein festgestellt, daß der Abfall der Schwerewerte sich beiderseits sehr rasch und längs annähernd gerader Linien vollziehe. So bieten sich — von gesuchteren Deutungen abgesehen — zwei gleichberechtigte Annahmen dar: entweder liegt ein mit leichteren Massen ausgefüllter Graben inmitten schwererer Gesteine vor oder ein in letztere eingeschobener, aus leichterem Material bestehender Horst. Über die Natur der Gesteine lassen sich lediglich auf Grund der Messungen ebensowenig Angaben machen, wie über die Tiefenverhältnisse. Aber selbst eine so ausgeprägte Tektonik wie die angenommene kann sich unter Umständen überhaupt der Feststellung durch physikalische Versuche entziehen. So etwa, wenn der Graben zum Teil mit Ergüssen eruptiver Massen erfüllt ist, wodurch der Schwereunterschied ausgeglichen oder gar in das Gegenteil verkehrt wird. Magnetische Messungen würden wohl einen Hinweis auf ihr Vorhandensein geben, aber sie böten keinen Anhalt für die Annahme von Schollenbewegungen.

So führen der Mangel wirklicher Konstanten und die Unbestimmtheit räumlicher Beziehungen, jedes für sich und erst recht in ihrem Zusammentreffen, zu dem Ergebnis, daß die geophysikalischen Methoden an und für sich nicht zur vollen Erkenntnis geologischer Tatsachen gelangen können, sondern daß hierzu durch die geologische Beobachtung so viel Daten beige-steuert werden müssen, daß — bildlich gesprochen — die Zahl der Unbekannten mit der Zahl der Gleichungen, deren Aufstellung die Messungen ermöglichen, in Einklang gebracht wird.

Gleichwohl verdankt nun die Geologie bei ihrem Bestreben, den Bau der äußeren Erdrinde über den ganzen Erdball zu erforschen, auch bereits solchen geophysikalischen Untersuchungen, die um ihrer selbst willen ohne Zutun des Geologen angestellt worden sind, wertvolle Hinweise und Einsichten, nämlich den über große, geologisch noch gar nicht oder mangelhaft bekannte Gebiete sich erstreckenden Schwere- und magnetischen Vermessungen. Ein vorzügliches Beispiel bietet Norddeutschland, in dem magnetisch gestörte Bezirke schon länger bekannt und in jüngster Zeit auch sehr auffällige Abweichungen von dem nach der gleichförmigen Bodengestalt und Bodenbeschaffenheit zu erwartenden einheitlichen Schwereverhalten festgestellt worden sind. Es geht aus diesen Schwere-messungen zwar nur das eine hervor, daß örtlich verhältnismäßig schwere Massen der Erdoberfläche erheblich näher kommen müssen, als anderwärts, aber auch dies ist schon eine für den Geologen höchst bemerkenswerte Tatsache, über deren Bedeutung er allerdings vorerst nur mittels Analogieschlüssen von besser bekannten Gebieten her mehr oder minder wahrscheinliche Vermutungen aus-

zusprechen vermag und für deren nähere Erklärung er nur durch Bohrungen zu beschaffende genauere Unterlagen beibringen muß.

Aber die Geophysik vermag auch bei der weiteren Aufhellung dieser für den Untergrund Norddeutschlands so bedeutsamen Erscheinung dem Geologen erhebliche Beihilfe zu leisten. Wenn durch eine Bohrung von der erforderlichen Tiefe die Natur der die hohen Schwerewerte bedingenden Gesteinsmassen festgestellt ist, so läßt sich unter der Voraussetzung gleichbleibenden Deckgebirges ihre Seigerteufe bei genauerer Vermessung des Gebietes aus den gewonnenen Zahlen für jeden Punkt rein rechnerisch finden. Nehmen wir nun noch magnetische Messungen zu Hilfe, so können wir auch aus ihren Werten, wenn auch mit geringerer Sicherheit — die Eigenschaft der Polarität macht ja die Verhältnisse um vieles verwickelter als bei der Schwere —, die jeweilige Tiefenlage dieser Massen bestimmen. Soweit die nach beiden Methoden ermittelten Werte übereinstimmen, ist mit Gleichartigkeit der Massen zu rechnen. Weichen sie aber etwa von einer bestimmten Linie an voneinander ab, so würde dies für einen Gesteinswechsel sprechen. Man denke etwa an den Gegensatz von Granit und Schiefer im Harz, zu dem man sich ein unterirdisches Gegenstück als Ursache einer solchen Schwereschwelle in Norddeutschland vorstellen kann. Dann ließe sich — immer unter obiger Voraussetzung und unter Annahme einer scharfen und nicht zu flach einfallenden Grenzfläche zwischen beiden Gesteinsmassen — die Lage der ersteren genauer verfolgen, als dies praktisch durch Bohrungen möglich ist. Die Ansatzpunkte für die zur Gewinnung voller Klarheit doch noch erforderlichen können gleich an die kritischen Stellen verlegt, und ihre Zahl kann auf ein Minimum beschränkt werden. — Die Sicherheit und Genauigkeit der angedeuteten Konstruktionen würden natürlich noch erheblich gewinnen, wenn auch noch das seismische Verfahren zur Bestimmung der Mächtigkeit des Deckgebirges, der Gestalt seiner Auflagerungsfläche und gegebenenfalls der Lage und Neigung der Grenzfläche zwischen den verschiedenen Gesteinsmassen herangezogen werden kann.

Noch ein weiteres Beispiel für die Anwendung physikalischer Verfahren möchte ich anführen. Wir sind oft nicht imstande, auf Grund der geologischen Beobachtung über Tage die wichtige Entscheidung zu treffen, ob ein Eruptivgesteinskörper, z. B. ein Basaltberg, einen durch Erosion isolierten Teil eines Lavastromes (oder auch einer Decke) unbekanntem Ursprungs darstellt, oder ob er eine sogenannte Quellkuppe bildet, d. h. über dem Eruptionsschlot selbst gelegen ist und sich beim Austritt an die damalige Erdoberfläche um ihn herum ausgebreitet hat. Hier verspricht unter günstigen Umständen — insbesondere plateauförmige Gestalt — die magnetische Methode Erfolg. Über dem erfahrungsgemäß dem Umfange des Basaltvorkommens gegenüber meist ziemlich engen Eruptionsschlot müßte bei dem starken Unterschied in der Stärke des Magnetismus zwischen Basalt und Nebengestein die Vertikalintensität wegen gesteigerter Massenwirkung ein auffälliges Maximum zeigen. So könnte die — vielleicht exzentrische Lage des Eruptionsschlotes festgestellt werden. Freilich besitzt auch hier das Ergebnis keine völlige Sicherheit. Es könnte sich auch nur um eine eisenreiche magmatische Ausscheidung handeln, die um so geringfügiger zu

sein brauchte, je näher sie der Erdoberfläche gelegen ist, um den beobachteten Effekt hervorzubringen. — Die theoretisch gleichberechtigte Anwendung der Drehwage auf die vorliegende Frage würde in der Praxis wegen der starken Fehlerquellen kaum zum Ziele führen.

Ich verzichte auf weitere Beispiele. Zusammenfassend läßt sich über die Verwertung geophysikalischer Methoden bei geologischen Aufgaben folgendes sagen. Obenan steht der Dienst, den sie der geologischen Erforschung der Erdoberfläche durch die Aufdeckung noch verborgener, ihre Zusammensetzung beherrschender Züge erweisen. Es gibt weite Gebiete, die wie Norddeutschland und das angrenzende Rußland mit erratischen Bildungen, andere, die mit Flugsand, Löß, Laterit, Hochmoor, auch Wasser und Inlandeis bedeckt sind. Es wird die Zeit kommen, wo der Geologe daran gehen wird, diesen Schleier zu lüften, der ihm den Einblick in das Felsgerüst der Erde verwehrt. Das kann nur durch Bohrungen geschehen. Aber er wird damit warten, bis diese Gebiete mit dem Pendel abgetastet und mit einem Netz magnetischer Messungen überzogen sind und ihm so bei seinem Vorgehen der einzuschlagende Weg gewiesen ist.

In zweiter Linie kommt die mehr ins einzelne gehende Verwendung der geophysikalischen Verfahren bei der Aufklärung der Lagerungsverhältnisse in engster Verbindung mit dem geologischen Vorgehen, wie ich es oben an einigen Beispielen ausgeführt habe. Vorbedingung ihrer erfolgreichen Betätigung ist das Vorhandensein von Unterschieden in physikalischer Hinsicht zwischen den am Aufbau beteiligten Massen. Der Nachweis solcher Ungleichheiten hat stets auch eine geologische Bedeutung. Aber es gilt nicht der umgekehrte Satz, daß da, wo sich keine Unterschiede bemerklich machen, auch keine wichtigen tektonischen Elemente in Frage kommen. Wenn eine Verwerfung Gebirgsglieder von gleichem Gesteinscharakter zusammenlegt, oder wenn eine Diskordanz zwischen aufeinanderfolgenden gleichartigen, aber in ihrer stratigraphischen Stellung vielleicht weit getrennten Schichtpaketen vorliegt — Lagerungsverhältnisse, von deren Erkennung die richtige Beurteilung der Tektonik mit allen ihren Konsequenzen auch in praktischer Hinsicht abhängt —, in solchen nicht eben seltenen Fällen versagen die geophysikalischen Methoden. Die öfters ausgesprochene Meinung, daß mit wohl erreichbarer Verfeinerung der Instrumente und dadurch ermöglichten Erfassung auch geringfügigster Unterschiede in den Eigenschaften der Gesteine der Verwendungsbereich der geophysikalischen Methoden immer weiter ausgedehnt werden könnte, dürfte im allgemeinen nicht zu Recht bestehen, da der Verwirklichung theoretischer Möglichkeiten, wie sie im Laboratorium zu erreichen ist, wegen der unübersehbaren störenden Einflüsse in der Natur zu große Schwierigkeiten entgegenstehen. Wir sehen vielmehr schon heute das berechtigte Bestreben, unter Verzicht auf eine doch nicht auszunutzende Empfindlichkeit den Instrumenten eine möglichst handliche, den raschen Fortgang der Messungen gestattende Form zu geben. Der Geologe vermag aber — nötigenfalls an Bohrkernen — die in ihren physikalischen Eigenschaften gar nicht oder in einem für die sichere Anwendung physikalischer Methoden nicht hinreichenden Maße voneinander abweichenden Gebirgsglieder

immer noch zu unterscheiden — wenn nicht schon an ihrem Aussehen, so durch mikroskopische und chemische Analyse, Vergleichung ihres Fossilgehaltes oder mittels anderer Kriterien. — Die Ergebnisse der physikalischen Messungen werden um so klarer ausfallen, je schärfer ausgeprägt und vollkommener eben die Berührungsflächen der verschiedenen Massen und im allgemeinen auch, je steiler geneigt sie sind. Schließlich ist eine gewisse Großzügigkeit in dem Bau des untersuchten Gebietes Voraussetzung für die Anwendung der physikalischen Verfahren. In eng zerstückelten und stark durchbewegten Gebieten kommen die für sie erforderlichen Aufwendungen vorteilhafter von vornherein der Anlage künstlicher Aufschlüsse, Schürfe oder Bohrungen, zugute.

Nun vermögen aber andererseits auch die geophysikalischen Verfahren den Anwendungsbereich der geologischen Methode zu überschreiten, und wir werden ihre Indikationen wahrlich nicht geringer bewerten, weil wir sie — drastisch ausgedrückt — nicht mehr mit dem Hammer in der Hand nachprüfen können; kommen wir doch selbst in unmittelbarer geologischer Beobachtung in hohem Maße zugänglichen und zudem durch Bohrungen aufgeschlossenen Gebieten, wie der darüber herrschende Meinungsstreit lehrt, mit unserer Auffassung ihres Baues nicht immer über ein gewisses Maß von Wahrscheinlichkeit hinaus. Am meisten dürfte das seinem Wesen nach unter den geophysikalischen Methoden eine Sonder-, man kann sagen Vorzugsstellung einnehmende seismische Verfahren, das durch Geschwindigkeitsmessung der fortschreitenden elastischen Wellenbewegung auch zu Tiefenangaben befähigt ist, berufen sein, uns einigermaßen sichere Kunde über Teufen zu geben, in die kein Bohrgestänge dringt. So erscheint es beispielsweise aussichtsvoll, auf diesem Wege nach und nach zu einem zusammenhängenden Bilde von der Tiefenlage des in einzelnen Schollen bis zur Tagesoberfläche aufragenden kristallinen Grundgebirges bzw. des mehr oder minder metamorphischen Altpaläozoikums in den vom mesozoischen Flözgebirge bedeckten Gebieten Deutschlands zu gelangen, was für unsere Erkenntnis der die Gebirgsbildung beherrschenden Gesetze von höchster Bedeutung sein müßte. Doch treten wir damit bereits in das Gebiet der theoretischen Geologie ein, deren innige Beziehungen zur Geophysik über den dieser Betrachtung gesteckten Rahmen hinausgehen.

Wenn ich noch einen besonderen Blick auf die im Vordergrund des Interesses stehende Verwendung physikalischer Verfahren zur Aufsuchung von nutzbaren Stoffen in der Erdkrinde und zur Feststellung ihrer Lagerstätten, also auf die Bedeutung der Geophysik für Bergbau und Bergwirtschaft werfe, so bleibt mir nur wenig hinzuzufügen. Die Grundlagen zur Beurteilung sind ja hier die gleichen wie bei der rein geologischen Forschung.

Die im einzelnen auf diesem Gebiete sich ergebenden Aufgaben sind hinsichtlich des Stoffes und Vorkommens von einer solchen Mannigfaltigkeit, daß sie jedes Versuches einer Systematik und der Aufstellung allgemeiner Regeln spotten. Es gibt Fälle, die die Heranziehung physikalischer Methoden geradezu herausfordern und ihre Unterlassung zu einer groben Nachlässigkeit stempeln. Wenn es sich z. B. darum handelt, die Begrenzung eines Salzstockes festzustellen, so

wird man selbstverständlich sich der oft bewährten Drehwage oder auch des seismischen Verfahrens, vielleicht auch magnetischer Messungen bedienen. Oder wenn man in erratischen Bildungen an der Erdoberfläche Erzstufen findet, die vom Anstehenden losgerissen und verschleppt sein müssen, so wird man, wenn es sich um Erze von guter elektrischer Leitfähigkeit handelt, ihre ursprüngliche Lagerstätte mittels dem in Frage kommenden Gebiete aufgeprägten elektrischen Stromes suchen. Doch nicht immer ist der Erfolg selbst bei sorgfältigster Ausführung der physikalischen Versuche verbürgt. Am sprödesten dürften sich ihnen gegenüber im allgemeinen die Kohlelagerstätten, am zugänglichsten die Erzlagerstätten verhalten. Diese bilden — abgesehen von den stärker magnetischen Eisenerzen — die besondere Domäne der für rein geologische Fragen wohl am wenigsten ergiebigen elektrischen Verfahren, die sehr mannigfach variiert und kombiniert und gelegentlich auch auf mancherlei für den Abbau wichtige Umstände, z. B. die Wasserführung mit Erfolg angewandt werden können.

Selbstverständliche Voraussetzung für die Anwendung physikalischer Schürfvorsuche, wie man sie nicht gerade glücklich genannt hat, ist das Vorhandensein von Anzeichen oder mindestens die begründete Vermutung einer Lagerstätte in einem enger umschriebenen Bezirk. Es gibt gewiß außer den bekannten noch eine ganze Reihe von Salzstöcken in Norddeutschland. Wer sie, sei es um des Salzes selbst, sei es um der Erdölhöflichkeit ihrer Flanken willen, etwa mittels der Drehwage suchen wollte, würde ebenso verkehrt handeln, wie wenn jemand bei Bestimmung eines unbekanntes Gesteins im Dünnschliff gleich zu den stärksten Objektiven griffe, wobei er, wenn überhaupt, nur mit den größten Schwierigkeiten zum Ziele gelangen würde.

Im idealen Falle wird sich die physikalische Untersuchung einer Lagerstätte so gestalten, daß ihr nach geologischen Gesichtspunkten der einzuschlagende Weg vorgeschrieben wird, der, von weiteren zu immer engeren Alternativen fortschreitend, zu einem bestimmten, positiven oder negativen, Ergebnis gelangt. Dabei wird im Verlauf der Untersuchung die für die jeweilige Fragestellung geeignetste Methode zur Anwendung gelangen und nötigenfalls durch eingeschaltete Aufschlußarbeiten eine sichere Grundlage für den Fortgang des Verfahrens zu schaffen sein. Gewöhnlich jedoch — und es bleibt oft auch nichts anderes übrig — spielt sich eine physikalische Lagerstättenuntersuchung noch so ab, daß eine geeignet erscheinende Methode nach dem üblichen Schema auf das Objekt angewandt wird, die Messungsergebnisse in Gestalt von Isodynamen, Isanomalien oder auch nur Stromlinien- bzw. Äquipotentiallinienbildern dargestellt werden, und nun versucht wird, aus dieser graphischen Darstellung die plausibelste Erklärung für die mehr oder minder markanten Züge zu finden, die sie aufweist. Was für ein weiter Spielraum dann oft für die Deutung bleibt, mag man beispielsweise daraus ersehen, daß bei der Aufsuchung von Erdöl zwei geradezu entgegengesetzte Indikationen verfolgt werden, nämlich einerseits sein enorm hoher Widerstand gegenüber der elektrischen Strömung, so daß das Öl, als Schirm wirkend, ihr den Durchgang versperren soll, und andererseits die sehr hohe Leitfähigkeit des das Erdöl gewöhnlich begleitenden Salzwassers.

Da für den Bergbauunternehmer die Geophysik lediglich Mittel zum Zweck ist, wird er sich ungern zu langwierigen physikalischen Versuchen verstehen, von denen er fürchten muß, daß sie schließlich doch mit einem non liquet enden, und lieber gleich zu Hacke und Spaten oder der Bohrsonde greifen. So fällt dem geologischen Berater die schwere und verantwortungsvolle Aufgabe zu, die Aussichten der Anwendung physikalischer Verfahren richtig einzuschätzen, was naturgemäß eine hinreichende Vertrautheit mit ihnen zur Voraussetzung hat. Man darf zuversichtlich erwarten, daß mit dem wachsenden Schatz von Erfahrungen auch die Sicherheit in ihrer Anwendung mehr und mehr zunehmen wird, und es wäre dringend zu wünschen, daß mehr als bisher die Erfahrungen des einzelnen der Allgemeinheit zugänglich gemacht würden, wobei Mißerfolge, die ja dem Beobachter nicht zur Unehre gereichen, den gleichen Wert besäßen, wie die erfolgreichen Versuche. Glücklicherweise eröffnet die Errichtung unabhängiger Forschungsinstitute die Aussicht, daß die geophysikalischen Verfahren in geologisch genau erforschten Gebieten und an gut aufgeschlossenen Lagerstätten studiert und die Beobachtungen zum Besten von Wissenschaft und Technik verwandt werden.

Wenn in den vorstehenden Ausführungen die der Anwendung geophysikalischer Methoden auf Aufgaben der Geologie innewohnenden Schwierigkeiten hervorgehoben und die Schranken ihrer Leistungsfähigkeit betont worden sind, so liegt darin keine Herabsetzung ihres Wertes. Es bleibt ihnen ein weites und dankbares Feld der Betätigung. Eine Fülle von Aufgaben sind es, zu deren Lösung sie der zur kritischen Beurteilung ihrer Tragweite und ihrer Ergebnisse befähigte Geologe heranziehen kann. Wenn die reine Geophysik der theoretischen Geologie schon bisher eine feste Grundlage für die Erkenntnis der die Bildung und Umgestaltung der Erdrinde beherrschenden Gesetze gewährt hat, so mag ein späterer Geschichtschreiber der Geologie einen charakteristischen Zug für ihre gegenwärtige Phase wohl auch darin erblicken, daß nunmehr eine angewandte Geophysik zur Helferin des aufnehmenden und praktischen Geologen wird, zu dessen bisherigem Rüstzeug noch Drehwage und magnetische Variometer, Erschütterungsmesser und elektrische Apparate aller Art treten.

Aufzeichnungen von künstlichen Erdbeben.

Von **W. Schweydar** und **H. Reich**,

Bisher hat man die Ausbreitung der Wellen bei künstlichen Erdbeben hauptsächlich mit Seismographen mit nur vertikaler Komponente studiert. Es ist wünschenswert, außer der Vertikalkomponente mindestens eine horizontale Komponente zu verwenden, um bei entsprechender Orientierung des Apparates die Form der Wellen zu erhalten. Ein Apparat mit drei Komponenten ist für den Feldgebrauch nicht praktisch. Bei den Versuchen, über welche auf der Tagung der

Geophysikalischen Gesellschaft berichtet wurde, kam ein Apparat mit einer vertikalen und einer horizontalen Komponente zur Verwendung. Die Vergrößerung für sehr rasche Bodenbewegungen beträgt etwa 16 000, die Periode der Eigenschwingung 0.07 sec. Die beiden Komponenten sind sehr genau aufeinander abgestimmt, sowohl im Trägheitsmoment wie in der Eigenschwingungsperiode, so daß sich beide den Erschütterungen gegenüber gleich verhalten müssen. Die Preuß. Geologische Landesanstalt hatte die Freundlichkeit, uns die Gelegenheit für Aufnahme von Sprengungen zu verschaffen. Herr Dr. Merten hat uns bei den Arbeiten sehr unterstützt. Die Versuche wurden zuerst in Kummersdorf auf losem Sand ausgeführt. Es zeigte sich das überraschende Resultat, daß auf die kurze Entfernung von 200 m die Wellen bereits von unten kamen. Dieselbe Erscheinung zeigte sich in Rüdersdorf im Kalkstein und ebenfalls in Sperenberg im Gips. In Sperenberg betrug die kürzeste Herdentfernung 5.2 m, wobei der erste Stoß unter einem Winkel von etwa 76° gegen die Oberfläche geneigt war. Entweder sind die ankommenden Wellen bei den kurzen Entfernungen keine rein longitudinalen Wellen, oder die alleroberste Schicht nimmt an der Schwingung nicht teil, so daß man also auch auf kürzeste Entfernungen gebrochene Wellen beobachtet. In Kummersdorf war die Periode der Bodenwellen 0.06 sec, ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit rund 1000 m/sec, in Rüdersdorf betrug die Periode etwa 0.02 sec und die Ausbreitungsgeschwindigkeit 4100 m/sec.

Referate.

Lehrbuch der Geophysik, unter Mitwirkung von E. A. Ansel-Freiburg i. Br., J. Bartels-Potsdam, H. Benndorf-Graz, A. Born-Berlin, F. Linke-Frankfurt a. M., A. Sieberg-Jena, L. Weickmann-Leipzig, herausgegeben von Dr. B. Gutenberg. Gebr. Borntraeger, Berlin 1926. I. Lieferung *N* 9.75.

Das schnelle Anwachsen der geophysikalischen Literatur ist ein erfreuliches Zeichen für die Entwicklung der Geophysik und für das steigende Interesse, das die Nachbarwissenschaften an dieser Entwicklung nehmen. Es wächst damit das Bedürfnis nach zusammenfassenden Darstellungen. Eine Reihe solcher Darstellungen sind bereits erschienen, andere in Vorbereitung. Insbesondere seien von deutschen Arbeiten erwähnt Bd. VI, 2 (Geophysik) der Enzyklopädie der math. Wissenschaften; ferner die Einzeldarstellungen der „Sammlung geophysikalischer Schriften“, herausgegeben von C. Mainka (Gebr. Borntraeger, Berlin, Nr. 1 bis 5); die „Probleme der kosmischen Physik“, herausgegeben von Ch. Jensen und A. Schwassmann (Henri Grand, Hamburg, Nr. 1 bis 8). Sodann enthalten allgemeinere naturwissenschaftliche Sammlungen Einzelnummern geophysikalischen Inhaltes, z. B. die Sammlung Borntraeger Nr. 3: K. Kähler, Die Elektrizität der Gewitter 1924; die Sammlung Vieweg Nr. 84/85: Victor F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre 1926. Fortschritte der Chemie, Physik (Gebr. Borntraeger), Bd. XVIII, Heft 5: A. Wigand, Luftelektrische Untersuchungen bei Flugzeugaufstiegen 1925; Sammlung Göschen: A. Nippoldt, Erdmagnetismus; K. Kähler, Luftelektrizität; Ludewig, Radioaktivität. Neuere umfassendere Darstellungen sind: Einführung in die Geophysik von A. Prey, C. Mainka, E. Tams (Julius Springer, Berlin 1922); Erdbebenkunde von A. Sieberg (G. Fischer, Jena 1923); A. Born, Iso-stasie und Schweremessungen (Julius Springer, Berlin 1923); Aufbau der Erde von

B. Gutenberg (Gebr. Borntraeger, Berlin 1925); Methoden der angewandten Geophysik von R. Ambrönn (Th. Steinkopf, Dresden 1926).

Besonders zu begrüßen ist auch, daß die neu erscheinenden physikalischen Handbücher in einzelnen Kapiteln (z. B. Handbuch der Physik, Julius Springer, Berlin, und Handbuch der Physik und Technischen Mechanik, J. A. Barth, Leipzig) oder in geophysikalischen Sonderbänden (z. B. Müller-Pouillet, Vieweg A.-G., Braunschweig und Handbuch der Experimentalphysik, Akad. Verlagsgesellschaft Leipzig) den wichtigsten Teilgebieten der Geophysik und Meteorologie eine hinreichende Darstellung gewähren, die sich in jedem einzelnen Falle natürlich dem besonderen Charakter des betreffenden Handbuches anzupassen strebt. Erschienen sind hiervon bisher im Handbuch der Physik: Schweremessungen (A. Berroth) in Bd. II; Thermodynamik der Atmosphäre (A. Wegener) in Bd. XI; Hygrometrie (M. Robitzsch) in Bd. XI, 1926.

Zu diesen Unternehmungen tritt das obige Werk als eine umfassende Darstellung des Gesamtgebietes der Geophysik, deren einzelne Gebiete in 18 Kapitel eingeteilt sind. Fünf Kapitel sind der so außerordentlich wichtigen Beziehung der Geophysik zur Geologie gewidmet. Schon dadurch allein gewinnt das Werk eine ganz besondere Bedeutung. Sechs Kapitel behandeln die Physik des festen Erdkörpers und des Meeres (Schwerkraft, Erdbeben, Gezeiten, Bewegungen der Erdachse, Erdmagnetismus und Polarlicht, Aufbau der Erde). Fünf Kapitel sollen die Physik der Atmosphäre und je eins die geophysikalischen Aufschlußmethoden und die Beziehung zwischen Geophysik und Lebewesen enthalten.

Bisher liegen in drei Lieferungen die unten aufgeführten ersten 12 Kapitel vor (zusammen 608 S., 241 Abb., 2 Taf.). Sobald das Werk vollständig vorliegt, wird eingehender darüber zu berichten sein.

- I. Die Entwicklung der Erde und ihr geologischer Aufbau von A. Born.
- II. Schwerkraft und Isostasie von E. A. Ansel-Freiburg i. Br.
- III. Der Bewegungsmechanismus der Erdkruste von A. Born-Berlin.
- IV. Wasser, Eis, Wind als geologische Großfaktoren von A. Born-Berlin.
- V. Vulkanismus von A. Born-Berlin.
- VI. Erdbebengeologie von A. Sieberg-Jena.
- VII. Die physikalischen Vorgänge bei Erdbeben von B. Gutenberg-Darmstadt.
- VIII. Wasserwellen und Gezeiten von B. Gutenberg-Darmstadt.
- IX. Bewegungen der Erdachse von B. Gutenberg-Darmstadt.
- X. Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht von J. Bartels-Potsdam.
- XI. Der physikalische Aufbau der Erde von B. Gutenberg-Darmstadt.
- XII. Geophysikalische Aufschlußmethoden von B. Gutenberg-Darmstadt, E. A. Ansel-Freiburg i. Br., J. Bartels-Potsdam.

G. Angenheister.

Mitteilungen.

Eine „oberschlesische erdwissenschaftliche Landeswarte“ mit dem Sitz der Zentralstelle in Ratibor ist von der Provinzialverwaltung von Oberschlesien — Landeshauptmann Piontek, der die Wichtigkeit einer solchen Stelle für die Provinz Oberschlesien erkannte — ins Leben gerufen. Einrichtung und Direktion liegt in den Händen von Prof. Dr. Mainka, der seit 1920 von neuem auf die Notwendigkeit einer Erdwarte in Oberschlesien hingewiesen hat.

Die Fachwelt wird gebeten, dem neuen Institut Veröffentlichungen, Sonderdrucke usw. zuzuschicken.

Literaturverzeichnis.

I. Bewegung und Konstitution der Erde.

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung.

- R. T. Innes: Variability of the Earth's Rotation. *Astr. Nachr.* **225**, 110 (1925).
W. Köppen: Muß man neben Kontinentalverschiebungen noch eine Polwanderung in der Erdgeschichte annehmen? *Petermanns Mitt.* **76**, 160 (1925).
Th. Thorkelsson: Zur Ableitung der ablenkenden Wirkung der Erddrehung. *Meteorol. Zeitschr.* **42**, 407 (1925).
R. T. Culpen: Position and Motion of the Equinox. *Monthly Not. of Roy. Astr. Soc.* **85**, 1000 (1925).
N. M. Basu and S. C. Mitra: On some laws of central force. *Bull. Calcutta Math. Soc.* **16**, 31 (1925).

2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.

- O. Ampferer: Über Kontinentverschiebungen. *Naturwiss.* **13**, 669 (1925).
R. Wavre: Sur le mouvement de deux sphères concentriques à propos d'une hypothèse géologique. (Betr. Wegnersche Hypothese.) *Arch. sc. phys. et nat.* **7**, 133 (1925).
E. Esclançon: Sur les mesures relatives de l'intensité de la pesanteur à Paris et à Strasbourg. *Compt. rend.* **181**, 600 (1925).
O. Meissner: Geodätische Bemerkung zur Relativitätstheorie (betr. Erddurchmesser). *Zeitschr. f. Phys.* **34**, 684 (1925).
C. H. Swick: Gravity determination at Sea. *Geogr. Rev.*, New York, Juli 1925.
R. L. Faris: Some Geophysical Problems. *Bull. Nat. Research Council.* 1925, Nr. 53, S. 31.
L. V. Judson: Geodetical Instruments from the Viewpoint of the Physist. *Ebenda*, S. 36.
C. V. Hodgson: The Network of Precise Triangulation and Leveling of North America with special Reference to Use in Topographic Mapping. *Ebenda*, S. 38.
W. F. Reynolds: Precise Triangulation and Traverse. *Ebenda*, S. 40.
C. H. Swick: Geodetic Astronomy and Gravity. *Ebenda*, S. 42.
W. D. Lambert: The Variation of Latitude. *Ebenda*, S. 43.
O. S. Adams: Projection for Maps: New Conformal World Maps Derived from Elliptic Functions. *Ebenda*, S. 45.
H. Potyka: Die geodätische Aufnahme der neuen österreichisch-italienischen Grenze. *Mitt. d. Geogr. Ges. Wien* **68**, 73 (1925).
G. Fredrics: The probable cause of the anomalies of the gravity. *Journ. of Geophys. and Met.*, Leningrad I, 195 (1924). (Russisch.)
E. Hammer: Der neue Wildsche Theodolith mit Präzisionsdistanzmesser. *Zeitschr. f. Instrkde.* **45**, 353 (1925).
A. N. Kriloff: On Sir Isaac Newton's formula for the Attraction of a Spheroid on a Point of its Axis. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **85**, 571 (1925).

- M. Brillouin: La forme du géoïde par la pesanteur. Utilisation correcte de données régionales par l'emploi de la fonction de Green-Neumann. *Compt. rend.* **181**, 749 (1925).
- E. Belot: Causes dynamiques et isostatiques des dissymétries des hémisphères de la Terre et de la Lune. *Ebenda*, S. 873.
- S. v. Kothe: Winkeltreue Abbildung der Erdellipsoidfläche auf die Kugel. *Ann. d. Hydr.* **53**, 333 (1925).

3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie.

- F. Paneth: Die geochemischen Arbeiten von V. M. Goldschmidt. *Naturwiss.* **13**, 805 (1925).
- V. M. Goldschmidt, F. Ulrich und H. Barth: Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. *Norske Videnskaps-Akademi i. Oslo. I. Mathem.-naturvid. Klasse* 1925, Nr. 5, 29 S.
- S. C. Lind: The Origin of Therrestrial Helium and Its Association with other Gases. *Proc. Nat. Acad. of Sciences, Washington* **12**, 772 (1925).
- T. Okaya: Les Chaleurs Spécifiques des Roches. *Jap. Journ. of Astr. and Geophys.* **III**, 45 (1925).
- B. Gutenberg: Untersuchungen zur Frage, bis zu welcher Tiefe die Erde kristallin ist. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 24 (1926).

II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste.

1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung.

- N. Lichtenecker: Das Bewegungsbild der Ostalpen. *Naturwiss.* **13**, 739 (1925).
- A. Penck: Glazialgeologische Beobachtungen in den bayerischen Hochalpen. *Sitzungsber. d. preuß. Akad. d. Wiss.* 1925, S. 301.
- Derselbe: Alte Breccien und junge Krustenbewegungen in den bayerischen Hochalpen. *Ebenda*, S. 330.
- Derselbe: Die Eiszeit in den bayerischen Hochalpen. *Ebenda*, S. 349.
- G. Sachs und E. Seidel: Örtlicher Massenausgleich unter der Wirkung örtlich angreifender Kräfte in der Technik und Geologie. *Naturwiss.* **13**, 1032 (1925).
- C. A. Ktésas: L'éruption du volcan de Santorin. *Compt. rend.* **181**, 376 (1925).
- G. Georgalas und N. Liatsikas: Sur la nouvelle éruption du volcan de Santorin (août 1925). *Ebenda*, S. 425.
- C. A. Ktésas: L'éruption du volcan de Santorin. Caractères morphologiques. *Ebenda*, S. 519.
- Derselbe: Les phénomènes explosifs de l'éruption du volcan de Santorin. *Ebenda*, S. 563.
- K. Troll: Methoden, Ergebnisse und Ausblicke der geochronologischen Eiszeitforschung. *Naturwiss.* **13**, 909 (1925).
- The movements of Indian glaciers. *Geogr. Journ.*, Okt. 1925.
- G. Georgalas und N. Liatsikas: Sur la nouvelle éruption du volcan de Santorin 1925. *Compt. rend.* **181**, 1147 (1925).
- Tilting of the Ground at the Hawaiian Volcano Observatory (Kilauea). *Abstract. Nature* **116**, 797 (1925).
- N. Kawakami: On the secular upheaval and subsidence of land in some districts of Japan. *Memoirs of the Imp. Marine Obs. Kobe II*, Nr. 1, p. 71 (1925).
- J. Koenigsberger: Das experimentelle und theoretische Studium des Faltungsvorganges in der Natur. *Naturw.* **12**, 568 (1925).
- W. Meinardus: Temperatur, Luftdruck und Wasserhaushalt in der Antarktis. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 38 (1926).

2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- E. Rothé: Sur le tremblement de terre des Pyrénées du 22. fevrier 1924. Discussion sur l'épicentre. *Compt. rend.* **181**, 185 (1925).
- E. Rothé, J. Lacoste und A. Hée: Tremblements de terre en France en 1924. *Ebenda*, S. 290.
- Rotation of Bodies during Earthquakes. *Nature* **116**, 948 (1925).
- F. A. Tondorf: Enhancing the Value of the Seismogram. *Bull. Nat. Research Council. Washington D. C.* 1925, Nr. 53, S. 46.
- N. H. Heck: Seismological Work of the Coast and Geodetic Survey. *Ebenda*, S. 49.
- H. F. Reid: The Interpretation of the Seismogramm. *Ebenda*, S. 50.
- St. Mohorovičić: Das Erdinnere. *Zeitschr. f. angew. Geophys.* **1**, 330—383 (1925).
- N. Sen: Note on the propagation of waves in an elastic medium. *Bull. Calcutta Math. Soc.* **16**, 9 (1925).
- R. Furon: Les seismic de la region de Kaboul (Afghanistan). *Compt. rend.* **181**, 799 (1925).
- N. A. Critikos: Sur des phénomènes sismiques produits avant et depuis l'éruption du volcan de Santorin. *Ebenda*, S. 923.
- Earthquakes in the United States (Abstract). *Nature* **116**, 727 (1925); The Rayleigt Seismic Wave (Abstract). *Ebenda*, S. 764.
- Earthquakes in New Zealand (Abstract). *Ebenda*, S. 831.
- Observation of Earthquakes in a Railway Tunnel (Abstract). *Ebenda*, S. 831.
- S. K. Banerji: Mikroseisms and the Indian Monsoon. *Ebenda*, S. 866.
- Seismological Bulletin of the Imp. Marine Observatory and Kobe Met. Observatory. Vol. I, Nr. 2, Kobe, Sept. 1925 (Inhalt: Seism. Bull. of Kobe, Seism. Bull. of Sumoto, Microseismic Observations); Vol. I, Nr. 3, Okt. 25: K. Suda: A short notice on the earthquake of may 23 rd, 1925.
- N. Monobe: Relation between the Destructive Power of Earthquakes and the Percentage of Collapse of Wooden Flamed Houses in Japan. *Jap. Journ. of Astron. and Geophys.*, Vol. III, Nr. 1, p. 7 (1925).
- Seismological Observations at Mizusawa. *Annual Report of the Met. and the Seism. Observations made at the Intern. Latitude Observatory of Mizusawa for the year 1924. Mizusawa 1925.*
- Instituto Geologico de Mexico. *Catalogo de los tremblores registrados en la red seismologica Mexicana durante el ano de 1922. Tacubaya 1925.*
- J. B. Macalwane and W. L. Appleford: The registration of Earthquakes at the Berkeley Station and at the Lick Observatory Station from Okt. 1, 1922, to March 31, 1923. *Berkeley, California 1925.*
- Sinsai Yobo Tyōsakwai Hōkoku. (Reports of the Imperial Earthquake Investigation Committee.) Nr. 100 A, 100 B, 100 E.
- Aus dem Inhalt:
- 100 A. A. Imamura: On the great Kwanto earthquake on Sept. 1, 1923.
- 100 B. T. Katō: A Geological study of the great earthquake of S. E. Japan. N. Yamasaki: Physiographical investigation of the great earthquake of S. E. Japan.
- 100 E. Mehrere Arbeiten über das große Erdbeben.
Alles Japanisch.
- Observatoire National d'Athènes. *Bulletin Seismique Supplément Nr. 1, 1923. Athen 1925.*
- H. Jeffreys: Note on the bodily tide in a fluid earth. *Monthly Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl. I*, Nr. 5 (1924).

- B. Gutenberg: Bearbeitung von Aufzeichnungen einiger Weltbeben. Frankfurt a. M., Abh. d. Senckenbergischen Ges. **40**, Heft 1 (1925).
- V. Conrad: Laufzeitkurven des Tauernbebens vom 28. November 1923. Mitt. d. Erdbebenkomm., Neue Folge, Nr. 59. Akad. d. Wiss., Wien (1925).
- B. Gutenberg: Bearbeitung der instrumentellen Aufzeichnungen des Atakamabebens am 10. November 1922. Veröff. d. Reichsanstalt f. Erdbebenforsch., Jena 1925, Nachtrag zu Heft 3.
- A. Sieberg: Ein Rückblick auf Deutschlands größtes Beben und auf die Erdbeben-tätigkeit in Deutschland überhaupt. Mitt. d. Reichsanstalt für Erdbebenforsch., Jena, Nr. 2, 1925.
- W. Stekloff: Bericht über die Wiederherstellung des Netzes seismischer Stationen von Ussr und über den gegenwärtigen Zustand der Arbeiten des Physikalisch-Mathematischen Instituts der Akademie der Wissenschaften. Zeitschr. f. Geophys. II, 12 (1926).
- E. Tams: Die Frage der Periodizität der Erdbeben. Zeitschr. f. Geophys. **2**, 17 (1926).
- B. Gutenberg: Ebenda I, S. 3.
- G. Krumbach: Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der direkten Longitudinalwellen bei künstlichen Beben. Ebenda, S. 30.
- V. Conrad: Laufzeitkurven eines alpinen Bebens. Ebenda, S. 34.
- A. Sieberg: Auffälliges Wandern von Erbebenherden im südlichen Mitteleuropa. Ebenda, S. 39.

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde.

- L. A. Bauer: Transactions of Madrid meeting, Oktober 1924, edited by L. A. Bauer (International Geodetic and Geophysical Union, Bull. 5, section of terrestrial magnetism and electricity). 180 S. Baltimore 1925.
- [Aus dem Inhalt: Part I. Proceedings and Minutes, Madrid Meeting. Part II. Reports of special Comitees (Atmospheric Electricity G. C. Simpson, A. Gockel, D. Pacini, W. F. G. Swann; Earth-Current Observations A. Schuster, S. J. Mauchly, Ch. Mourrain and F. P. Ulrich; Polarlights Rayleigh, J. A. Fleming, F. P. Ulrich; Magnetic Characterisation of days A. C. Mitchell, R. L. Faris, A. Tanakadate; Magnetic Surveys and International Comparisons of Instruments L. A. Bauer; Coast and Geodetic Survey C. Chree). Part III. Reports of National Comitees; Status of Magnetic Surveys (für 19 Länder), World Magnetic Survey, Magnetic instruments, Constants and Comparisons, On Portable Electric Magnetometers, Reports on Observatory Work 1924 (für 10 Länder), Communications on Terrestrial Magnetism (Potentialgradient, Leitfähigkeit, Erdstrom), On Questions of the Agenda.]
1. Das innere Magnetfeld.
- R. Chevallier: L'aimantation des laves de l'Etna et l'orientation du champ terrestre en Sicile du XII^e. au XVII^e. siècle. Ann. de physique **4**, 6 (1925); Phys. Ber. **7**, 1699 (1925).
- G. Hartnell: An intensity variometer corrected for temperature. Terr. Magn. **30**, 117 (1925).
- F. Loewinson-Lessing: Sur l'aimantation permanente naturelle et artificielle des rochers. Compt. rend. **180**, 942 (1925).
- D. L. Hazard: The earth's magnetism. U. S. Coast and Geodetic Survey, Spec. Publ. 117. Washington 1925. 52 S. 15 Cents.
- L. A. Bauer: Theoretical changes of magnetic elements with altitude. Bull. Nat. Research Council **10**, 64 (1925).
- J. P. Ault: Methods and means for the magnetic exploration of the upper atmosphere. Ebenda, p. 66.

- D. L. Hazard: Altitude changes of the magnetic elements as deduced from observations on mountain tops. Bull. Nat. Research Council **10**, 67 (1925).
- A. L. Coulson: Magnetite gneiss rocks from Adelie land. Nature **117**, 210 (1925).
- N. Trubiatchinsky: Results of magnetic observations made during 1912—1923 at the Magnetic-Meteorological Observatory Pavlovsk. Journ. Geoph. Met. I, 136 (1925).
- G. Angenheister: Magnetische Wage mit Fadenaufhängung. Zeitschr. Geoph. **2**, 43 (1926).
- G. van Dijk: The magnetic character of the year 1924. Terr. Magn. **30**, 116 (1925).
- W. Uljanin: Results of magnetic observations at Kazan, Russia. Ebenda, p. 149.
- Arctic Expedition. The Oxford University Arctic Expedition, 1924. London, Georg J., 66, Nr. 2, 1925.
- J. P. Ault: Surveying the oceans with the nonmagnetic yacht „Carnegie“. Sci. Amer., New York **133**, 46 (1925).
- J. Keränen: A magnetic survey of North Finland for the epoch 1915, 5 (Helsinki), Valtionnenvoston Kyrpaino, 1924.
- Derselbe: Results of magnetic observations in the years 1917, 1918, 1922 and 1923 in North Finland. Ebenda, 1925.
- A. Wosnessensky: Zur Erforschung der erdmagnetischen Anomalie auf dem Karadag. Beobachtungen von 1924. Nachrichten des Zentralbureaus für Hydrometeorologie. Heft 5. Leningrad 1925.
- H. Maurer: Die Mißweisung und ihre Änderungen in der Umgebung Japans. Ann. d. Hydr. **53**, 277 (1925).
- Deutsche Südpolarexpedition 1901—1903. Herausgeg. von E. v. Drygalsky. V. Bd. Erdmagnetismus. I. Bd., Heft IV. Erdmagnetische Seebeobachtungen und anschließende Untersuchungen: III. Teil. P. Nelle: Inklination IV. Teil. P. Nelle: Horizontalintensität V. Teil. J. Bartels: 1. Totalintensität. 2. Die Beobachtungen an Landstationen. 3. Einzelheiten über Inklinationsmessungen. Berlin-Leipzig 1925.
- J. de Moidrey: Etude sur le magnétisme terrestre à l'observatoire de Zi-ka-wei. Fasc. IV, 2. album 1920—1924, Changhai 1925.
- A. Schmidt: Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin im Jahre 1925. Berlin, Behrend u. Co., 1925. № 8.—
- Ch. Dufour: Observations magnétiques au Val Joyeux. Annales de l'institut de physique du globe Paris, Tome II, 1 (1924).
- Mme. de Madinhac: Valeurs des éléments magnétiques en France au 1er janvier 1921, p. 31.
- Melle. Homery: Valeurs des éléments magnétiques dans l'Afrique du Nord au 1er janvier 1921, p. 43.
- D. Berthelot et F. Mathies: Le nouveau réseau magnétique de la France, S. 53.
- L. Eblé: Mesures magnétiques dans le Bassin de Paris, p. 56
- R. Dougier: Mesures magnétiques dans le sud-est de la France, p. 67.
- A. Baldit: Mesures magnétiques dans le sud de la France, p. 81.
- L. Eblé: Observations magnétiques faites au Val Joyeux en 1923, Vol. III, 1.
- E. Tabesse: Observations magnétiques faites à Nantes en 1923, p. 28.
- A. Baldit: Mesures magnétiques dans le sud de la France, p. 40.
- C. E. Brazier: Mesures magnétiques en Normandie, p. 57.
- R. Dougier: Mesures magnétiques dans le sud est de la France, p. 68.
- L. Eblé: Mesures magnétiques dans le Bassin de Paris, p. 81.
- Ch. Maurain: Mesures magnétiques en Bretagne, p. 93.
- L. Tabesse: Mesures magnétiques en Bretagne, p. 113.
- J. de Rohan-Chabot. Mesures magnétiques en Angola et en Rhodésie. Tome II, 134.
- Pirion: Anomalie magnétique en mer. Tome II, 146.

2. Das äußere Magnetfeld.

- D. L. Hazard: Results of magnetic observations made by the United States Coast and Geodetic Survey at the time of the solar eclipse of January 24, 1925. *Terr. Magn.* **80**, 111 (1925).
- J. P. Ault, S. J. Mauchly and R. H. Goddard: Report on magnetic and electric observations by the Carnegie Institution of Washington in connection with the total solar eclipse of January 24, 1925. *Ebenda*, p. 125.
- Principal magnetic storms recorded at the Apia Observatory Jan.-June 1925; at the Huancayo Magnetic Observatory, Jan.-June 1925; at the Cheltenham magnetic Observatory, Jan.-June 1925. *Ebenda*, p. 148 ff.
- F. P. Ulrich: Aurora, magnetic storms and difficulties in radio reception, 1924—1925. *Ebenda*, p. 150.
- W. H. Herbert: The diurnal inequality of declination at Aklavik. *J. R. Astr. Soc. Can.* **18**, 277 (1924) (Toronto).
- W. E. W. Jackson: Agincourt and Meanook magnetic results for 1924. *Ebenda* **19**, 127 (1925).
- E. V. Krakau: Etudes sur l'amplitude de la variation diurne de la déclinaison magnétique en connexion avec la latitude magnétique locale. *Journ. of Geophys. and Met. Leningrad*, Vol. II (1925).
- C. G. Abbot: The solar constant and terrestrial magnetisme. *Nature* **116**, 785 (1925). [Bemerkung zu Chree, *Proc. Roy. Soc.* **109**, 1 (1925).]
- C. Chree: Bemerkung zu Abbot. *Nature* **117**, 46 (1926).
- S. Ono: On the magnetic characterisation of days.
- C. E. Brazier: Etude statistique de l'agitation magnétique au parc Saint Maux et au Val-Joyeux et de ses relations avec l'activité solaire. *Ann. l'inst. de phys. du globe Paris*, Tome II, 98.
- Ch. Maurain et Mme. de Madinhac: Variation de l'intensité du champ magnétique terrestre à Paris de 1883 à 1922, p. 131.
- Dieselben: Déclinaison en Indo-Chine et à Madagascar, p. 149.
- Melle. Homery: Déclinaison en Afrique Occidentale et Equatoriale Françaises, p. 110, Tome III, 144.
- Recent sunspot and magnetic storm. *Nature* **117**, 208 (1926). (Störung vom 26. Jan. 1926.)
- C. Chree: The times of „sudden commencements“ of magnetic storms: observation and theory.

3. Polarlicht.

- Lord Rayleigh: The light of the night sky: its intensity variations when analysed by colour filters II. *Proc. Roy. Soc. London* **109**, 428 (1925).
- J. C. Mc Lennan: The aureol green line. *Nature* **115**, 607 (1925).
- L. Vegard: Luminiscence of solid nitrogen and the auroral spectrum. *Nature* **115**, 837 (1925).
- J. Dufay: La lumière du ciel nocturne; éclat intrinsèque et composition spectrale. *Journ. de phys.* **5**, 57 (1924).
- F. P. Ulrich: (s. III, 2).
- D. Mawson: Australasian Antarctic Expedition, 1911—1914. Vol. 2, Terrestrial magnetisme and related observations. Part I, Records of the aurora polaris. Sydney 1925. 191 p., 15 s.

4. Erdströme, Lufterlektrizität, durchdringende Strahlung.

- Ch. Maurain et Mme. de Madinhac. Evaluation de l'intensité de courants électriques verticaux traversants le sol en France. Ann. l'inst. de phys. du globe Paris. Tome II, 96.
- T. Schlomka: Bemerkungen zu Hrn. Ramsauers Arbeit „Über den unmittelbaren Nachweis der elektrischen Erldladung. Ann. d. Phys. **78**, 204 (1925).
- P. Lejay: Les perturbations orageuses du champ électrique et leur propagation à grande distance. Compt. rend. **181**, 678 und 875 (1925).
- S. Ray: Bemerkung zu dem Reeveschen Versuch. Zeitschr. f. Phys. **33**, 643 (1925).
- D. Pacini: Osservazioni sulla corrente verticale di conduzione atmosfera-terra. Lincei-Rend. **1**, 713 (1925); Phys. Ber. **7**, 52 (1925).
- C. H. Dwight: A search for possible effects of atmospheric electric discharges upon the potential gradient. Terr. Magn. **30**, 101 (1925). Referat: Nature **116**, 881 (1925).
- J. P. Ault, S. J. Mauchly and R. H. Goddard: (s. III, 2).
- A. Rejch: Zur Entstehung der tropischen Zyklone. Meteorol. Zeitschr. **42**, 428 (1925).
- K. Kähler und C. Dorno: Messungen der elektrischen Raumladung in Davos. Ebenda, S. 434.
- A. Gockel: Messungen der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre in Locarno. Ebenda, S. 447.
- V. Vietkiewitz: Observations sur l'électricité atmosphérique effectuées en Crimée. Journal of Geophysics and Meteorologie, Leningrad, Vol. II (1925).
- J. S. G. Thomas: Electrical precipitation: Natural and Artificial (Besprechung von O. Lodge, „Electrical precipitation, a lecture delivered for the institute of physics). Nature **116**, 893 (1925).
- W. N. Obolensky: Der elektrische Zustand der unteren Schichten der Atmosphäre in klaren Tagen nach Beobachtungen im Meteorologischen Observatorium in Pawlowsk 1916—1920. Recueil de Géoph. IV, Nr. 2.
- E. Salles: Mesure du champ électrique de l'atmosphère au Val-Joyeux. Annales de l'institut de physique du globe Paris. Tome III, 137 (1925).
- S. J. Mauchly: The electric condition of the lower atmosphere. Bull. Nat. Research Council **10**, 58 (1925).
- L. Myssowsky und L. Tuwin: Versuche über die Absorption der Höhenstrahlung im Wasser. Zeitschr. f. Phys. **35**, 299 (1925).
- R. A. Millikan: High frequency rays of cosmic origin. Nature **116**, 823 (1925) und Science **62**, 446 (1925). (Derselbe Artikel) und Proc. Nat. Ac. Sci. **12**, 48 (1926).
- C. S. Wright: Cosmic rays. Nature **117**, 54 (1926).
- W. Köhlhörster: Apparat zur Messung der durchdringenden Strahlung. Phys. Zeitschr. **27**, 62 (1926).
- M. Akiyama: On the origin of the penetrating radiation. Jap. Journ. Astr. Geophys. **3**, 1 (1925).
- A. Ll. Hughes and G. E. M. Jaucey: Radiation arising from the mutual annihilation of protons and electrons. Nature **117**, 193 (1926).
- M. Home: Three fundamental frequencies. Ebenda, p. 194 (Strahlung beim Materiezerfall).
- J. H. Jeans: Highly penetrating radiation and cosmical physics. Nature **116**, 861 (1925).

- J. H. Jeans: The evolution of stars. *Nature* **117**, 18 (1926).
A. Stäger: Sur l'électricité des poussières (Erwiderung an Kähler und Dorno). *Compt. rend. de la seance de la société suisse de physique* Août 1925.

5. Radioaktivität.

- D. B. Deodhar: On atmospheric radio-activity and Indian weather. *Proc. Roy. Soc. London* **109**, 280 (1925).
Fr. Wolf: Die schnellbewegten Elektronen. Stand und Entwicklung der heutigen Kenntnis, mit besonderer Rücksicht auf die Vorgänge beim radioaktiven Zerfall. VI, 125 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1925.
A. Lepape: Sur la radioactivité de quelques sources froides de la region de Bagnères-de-Luchon et sur son origine. *Compt. rend.* **181**, 112 (1925).
J. Thibaud: Sur le rayonnement γ de très grande énergie des substances actives de la famille de thorium. *Compt. rend.* **179**, 1052 (1924).
Derselbe: La radiation γ pénétrante du mesothorium 2. *Ebenda*, S. 1882.
D. Yorannovitsch et J. d'Espine: Sur le spectre magnétique des rayons β de grande vitesse du mesothorium 2. *Ebenda*, S. 1162.
Dieselben: Sur le spectre magnétique de rayons β de grande vitesse du ThB + C. *Ebenda* **180**, 202 (1925).
J. d'Espine: Sur le spectre magnétique de rayons β de grande vitesse du radium B + C. *Ebenda* **180**, 1403.
D. H. Black: High Energy- γ -ray from thorium disintegration products. *Nature* **115**, 226 (1925). (Ref. über vorstehende sechs Arbeiten: *Phys. Ber.* **6**, 1689 (1925).)
J. Kurtschatow: Zur Frage nach der Radioaktivität des Schnees. *Journ. of Geophys. and Met. Leningrad*, Vol. II (1925).
A. Holmes: Radioactivity and Geology (Bespreehung von J. Joly: The surface historie of the earth). *Nature* **116**, 892 (1925).
St. Maracineau: Actions speciales du soleil sur la radioactivité du plomb et de luranium. *Compt. rend.* **181**, 774 (1925).
J. Pouget et D. Chouckak: Radioactivité des eaux minérales d'Hamman Moskoutine (Algerie). *Ebenda*, p. 921.

6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- E. V. Appelton and M. A. F. Barnett: On some direct evidence for downward atmospheric reflection of electric rays. *Proc. Roy. Soc. London* **109**, 621 (1925).
H. M. Macdonald: The transmission of electric waves around the earth surface. *Ebenda* **108**, 52 (1925).
A. Russell: The Kenelly-Heaviside layer. *Nature* **116**, 609 (1925).
T. L. Eckersley: The propagation of radio waves over the earth. *Nature* **115**, 496 (1925); *Phys. Ber.* **6**, 1601 (1925).
Derselbe: A note on musical atmospheric disturbances. *Phil. Mag.* **49**, 150 (1925); *Phys. Ber.* **6**, 1601 (1925).
H. W. Nichols and I. C. Schneller: Propagation of electromagnetic waves over the earth. *Science* **61**, 288 (1925).
E. v. Cleef: Do weather condition influens radio? *Bull. Americ. Met. Soc.* 1925, Nr. 8/9.
T. L. Eckersley: Non reversible transmission. *Nature* **116**, 466 (1925).

- L. W. Austin: A new phenomenon in sunset radio direction variations. Journ. Wash. Acad. **15**, 317 (1925).
- Derselbe: Present status of radio atmospheric disturbances. Bull. Nat. Research Council **10**, 60 (1925).
- J. H. Dellinger: Application of radio transmission phenomena to the problems of atmospheric electricity. Ebenda, p. 61.
- G. Breit: On the supposed conducting layer in the atmosphere and the effect of the earth's magnetic field in radiotelegraphie. Ebenda, p. 62.

IV. Physik des Meeres.

1. Statik, Dynamik und Optik.

- O. Meissner: Der jährliche Gang des Wasserstandes der südlichen Ostsee III. Ann. d. Hydr. **53**, 388 (1925).
- Derselbe: Die säkulare Schwankung des Wasserstandes der deutschen Nord- und Ostsee. Ebenda, S. 291.
Variations of Sea Temperature and Salinity (Abstract). Nature **116**, 692 (1925).
Echo Sounding in the Pacific Ocean (Abstract). Ebenda, S. 798.
- F. Graf Larisch: Sturmsee und Brandung. Ann. d. Hydr. **53**, 337 (1925).
- K. Uller: Zur Theorie der Wogen, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **6**, 33 (1925).
- K. Taguti: On the secular Variation of the Sea Water Stand, along the Coast of Japan (Japanisch): Journ. Met. Soc. Jap. **43**, 145 (1924); [Abstr. Jap. Journ. of Astr. and Geophys., Vol. III, Nr. 1, p. (8)].
- F. Vercelli: Ricerche di oceanografia fisica. Parte I a Corrente e Maree (Campagna Idrografico-Scientifica nel Mar Rosso R. N. „Ammiraglio Magnaghi“ 1923/24). Istituto idrografico della R. Marina in Genova 1925.
- H. Jeffreys: On the formation of Water Waves by Wind. Proc. Roy. Soc. **107**, 189 (1925).
- N. N. Kalitin: Anwendung des photoelektrischen Effekts zur Messung der Durchsichtigkeit des Wassers. Ann. d. Hydr. **53**, 326 (1925).
- W. B. Schostakowitsch: Die Durchsichtigkeit des Wassers in den Gewässern Ost-sibiriens. Meteorol. Zeitschr. **42**, 430 (1925).

2. Gezeiten.

- H. Thorade: Seiches im Schwarzen und Asowschen Meer. Ann. d. Hydr. **53**, 338 (1925).
- M. E. Fisclot: L'influence de la rotation terrestre sur la physiognomie des marées. 41 S., 4 Tafeln. Paris 1925.
- A. Defant: Gezeitenprobleme des Meeres in Iandnähe. 80 S., 17 Abb. Hamburg, Henry Grand; 1925.
- Derselbe: Wind and tide. The Met. Mag., Oktober 1925.
- R. Sterneck: Zur Theorie der halbtägigen Gezeiten des Atlantischen Ozeans. Ann. d. Hydr. **54**, 1 (1926).
- Deutsche Seewarte: Atlas der Gezeiten und Gezeitenströme für das Gebiet der Nordsee, des Kanals und der britischen Gewässer. 7 S., 14 Taf. Hamburg 1925.
- B. Schulz: Beiträge zur Kenntnis der Gezeiten an der flandrischen Küste und auf der unteren Schelde. Aerologische und hydrographische Beobachtungen der deutschen Marinestationen während der Kriegszeit 1914/18, Heft 2. Deutsche Seewarte, Hamburg 1925.

V. Physik der Atmosphäre.

1. Statik und Dynamik.

- W. H. Hobbs: L'asymetrie de la circulation atmospherique. *Compt. rend.* **181**, 289 (1925).
- D. Fancher und E. Rougetet: Contribution a l'étude du minstral. L'accélération. *Ebenda*, S. 323.
- L. Petitjean: Sur la répartition des forces au voisinage d'une discontinuité. *Ebenda*, S. 429.
- J. Bjerknes: Bemerkungen zur Frage der Beschleunigung an atmosphärischen Diskontinuitätsflächen. *Meteorol. Zeitschr.* **42**, 359 (1925).
- F. M. Exner: Zusatz zu obigen Bemerkungen. *Ebenda*, S. 362.
- A. Defant: Schwingungen einer zweifach geschichteten Atmosphäre und ihr Verhältnis zu den Wellen im Luftmeer. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* **12**, 112 (1925).
- A. Wangenheim: Un type extraordinaire de cyclone. *Journ. of geophys. and meteor.* (Leningrad) **1**, 5 (1924).
- N. Kotchine: Modèle théorique d'un cyclone mobile. *Ebenda*, S. 47.
- v. Drygalsky: Ozean und Antarktis. *Naturwiss.* **13**, 701 (1925).
- S. Ono: On Orographie Precipitation. *Phil. Mag.* **49**, 144 (1925).
- W. Meinardus: Siehe II, 1.
- G. P. Paine: Energy Transformations in an Unabstracted Air Current, in an Air Current containing an Evaporating surface, with Application to an Aerodynamic Psychrometer and to the Measurement of Atmospheric Humidity. *Proc. Nat. Acad.* Washington **11**, 555 (1925).
- H. V. Ficker: Temperaturgradienten bei Fön. *Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wiss., Phys.-math. Kl.*, S. 526 (1925).
- V. E. Jackl: An account and analysis of the Meisinger free-ballon flights. *Monthly weather Rev.* 1925, März.
- J. C. Millás: Las corrientes superiores de la atmósfera observados en Cuba. *Boletín del Obs. Nat. Cuba* 1925, Nr. 3.
- A. H. R. Goldie: Waves at an approximatly horizontal surface of discontinuity in the atmosphere. *Journ. Roy. Met. Soc.*, Juli 1925.
- C. K. M. Douglas: On the relation between the source of the air and the upper air temperature up to the base of stratosphere. *Ebenda*.
- W. Humphreys: The way of the wind. *Ebenda*.
- G. Stüve: Die Gleitflächen über einer vorstoßenden kalten Luftmasse. *Das Wetter* 1925, Nr. 8.
- J. Durward: Trajectories of upper air currents. *Met. Mag.*, Oktober 1925.
- H. Lübbe: Größe und jährliche Schwankung des Luftdruckgradienten in Deutschland. *Ann. d. Hydr.* **53**, 379 (1925).
- H. Markgraf: Die Möglichkeit von Symmetriepunkten im Jahresverlauf des Luftdrucks. *Ebenda*, S. 400.
- L. Danilow: Die Wetterwellen. I. Mitteilung: Ein Versuch der synoptischen Analyse nach Claytons Methode. *Meteorol. Zeitschr.* **42**, 417 (1925).
- P. Perlewitz: Zur doppelten Tagesperiode des Luftdrucks am Boden. *Ebenda*, S. 448.
- Derselbe: Der Einfluß hoher Inseln auf Wind und Wetter in der Umgebung. *Ann. d. Hydr.* **53**, 285 (1925).

- E. Korselt: Über die Störungen der täglichen regelmäßigen Luftdruckschwankungen durch Sonnenfinsternisse. *Meteorol. Zeitschr.* **42**, 485 (1925).
- A. J. Pödder: Die durchschnittliche Wanderungsgeschwindigkeit der barometrischen Minima in Sibirien. *Ebenda*, S. 491.
- V. E. Jackl: An analysis of some free air observations in their relation to precipitation. *Monthly Weather Rev.* **53**, 337 (1925).
- W. J. Humphreys: Sampling the higher atmosphere. *Ebenda*, S. 352.
- V. Bjerknes: Le probleme des cyclones. Paris 1924.
- H. Hesselberg: Die Gesetze der ausgeglichenen atmosphärischen Bewegungen. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* **12**, 141 (1925).
- F. Travniček: Schwankungen der Luftdruckveränderlichkeit, ihre Abnahme mit der Höhe und deren Beziehung zur Phasendifferenz und dem Amplitudenverhältnis primärer und sekundärer aperiodischer Druckwellen. *Ebenda*, S. 161.
- S. Suzuki: Zusammenhang zwischen regelmäßigen Luftdruckschwankungen und den meteorologischen Elementen. *Meteorol. Zeitschr.* **42**, 377 (1925).
- R. Mügge: Über Temperaturschwankungen in der Stratosphäre und die hochreichenden Antizyklonen. *Ebenda*, S. 389.
- C. H. Pollog: Die Polarfronttheorie. *Westermanns Monatshefte* 1925, 69. Jahrgang, S. 599—604.
- V. Bjerknes: Polar front meteorology. *Journ. Roy. Met. Soc.* **52**, 261 (1925).
- A. Fridmann und B. Isvekov: Sur le mouvement d'un fluide parfait compressible. *Bull. Acad. d. Sc. de Russie* 1925, Nr. 6—8.
- N. Shaw: The physical structure of the atmosphere regarded from the dynamical point of view. *Proc. Intern. Congr. Applied Mech.* Delft 1924, S. 161.
- S. Sarasola: The Antitrade Winds. *Nature* **116**, 675 (1925).
- J. S. Dines: Plotting upper Air Temperatures. *Ebenda*, S. 709.
- L. C. W. Bonacina: Greenland or Polar front? *Ebenda*, S. 748.
- Derselbe: Upper air in Samoa. *Ebenda*, S. 831.
- R. Sekiguti, K. Taguti, T. Taguti: On the characterisation of the winter. *Memoirs of the Imp. Marine Observatory Kobe II*, Nr. 1, p. 1 (1925).
- Y. Horiguti: Life history of the typhoon on the end of March 1923. *Ebenda*, p. 9.
- H. Nisi: Experimental Studies on Eddies in Air. *Jap. Journ. of Phys.* 1925, Vol. IV, Nr. 1, p. 1.
- T. Terada: Effect of Topography on Gustiness of Winds. *Jap. Journ. of Astr. and Geophys.* 1925, Vol. III, Nr. 1, p. 39.
- Y. Sekine: On dust Storms or Whirl Winds of Small Scale (japanisch). *Journ. Met. Soc. Jap.* **43**, 167 (1924). (Abstract *Jap. Journ. of Astr. and Geophys.*, Vol. III, Nr. 1, p. 4.)
- G. Tokuyama: On the Evolution of Cyclones in the Japan Sea (japanisch). *Journ. Met. Soc. Jap.* **43**, 184 (1924). (Abstract *Jap. Journ. of Astr. and Geophys.*, Vol. III, Nr. 1, p. 15.)
- J. E. Fjeldstad: Einige thermische Eigenschaften von Eis und Wasserdampf. *Geophysiske Publikationer*, Vol. III, Nr. 11. Oslo 1925.
- Derselbe: Graphische Methoden zur Ermittlung adiabatischer Zustandsänderungen feuchter Luft. *Ebenda*, Nr. 13.
- E. V. Newnham: Classification of Synoptic Charts for the North Atlantic for 1896—1910. *Air Ministry Met. Office, Geophysical Memoirs* Nr. 26. London 1925.

- Air Ministry, Met. Office: The Observatories' Year book 1922. London 1925.
- K. Knoch: Die neuen Ideen in der Meteorologie. Naturwiss. 1926, S. 121. Verschiedene meteorologische Besprechungen. Ebenda, S. 122.
- D. Brunt: Energy in the Earth's Atmosphere. Phil. Mag. **1**, 523 (1926).
- G. Hellmann: Über die Wetterlage bei guter Fernsicht von Bergeshöhen. Ebenda, S. 533.
- Derselbe: Wasserhosen auf dem Atlantischen Ozean. Ebenda, S. 539.
- A. H. R. Goldie: Discontinuities in the atmosphere. Proc. Roy. Soc. Edinburgh **45**, 213 (1925); Phys. Ber. **7**, 24 (1926).
- L. Lysgaard: Om de Atmosfaeriske Lufts Sammensætning og Egenskaber. Fysiske Tidsskrift **23**, 109 (1925).
- T. Walker: On Periodicity. Quarterly Journ. Roy. Met. Soc. **51**, 337 (1925).
- H. Jeffreys: On fluid motions produced by differences of temperature and humidity. Ebenda, S. 347.
- A. H. R. Goldie: Gustiness of wind in particular cases. Ebenda, S. 357.
- D. N. Harrison: Measurements of the amount of the ozone in the upper atmosphere. Ebenda, S. 363.
- B. Weinberg: De l'application de la formule de M. A. Velikanoff à la distribution de la vitesse du vent d'après la hauteur (russisch). Journ. of geophys. and met. (Leningrad) **1**, 96 (1924).
- L. Keller: Einige Betrachtungen über die Untersuchungen des täglichen Ganges des spezifischen Volumens der Luft. Ebenda, S. 105 (russisch).
- W. Kanewsky: Das gesamte System der Winde zwischen dem Äquator und dem 70. Grade nördlicher Breite. Ebenda, S. 155 (russisch).
- M. Welikanoff: Über die turbulente Strömung zäher Flüssigkeiten. Ebenda, S. 186 (russisch).
- B. Isvekov: A new proof of the theorem of Bjerknes on circulation. Ebenda, S. 198 (russisch).
2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.
- W. Milch: Zur Kondensation des Wasserdampfes als Problem der meteorologischen Optik. Meteorol. Zeitschr. **42**, 422 (1925).
- P. Gruner: Beiträge zur Kenntnis der Dämmerungserscheinungen und des Alpenglühens. II. Historisch-chronologische Übersicht der außerschweizerischen Beobachtungen und Veröffentlichungen über Dämmerungen, atmosphärische Störungen und andere damit verwandte Erscheinungen. Denkschr. d. Schweiz. Naturf.-Ges. **62**, Abs. 1. Zürich 1925.
- A. Wigand: Die Messung der Sicht mit dem Sichtmesser. Zeitschr. f. Instrkde. **45**, 411 (1925).
- N. N. Kalitine: Quelques résultats des observations sur la polarisation et la transparence de l'atmosphère. Recueil de Géophysik (Leningrad) IV, Nr. 2.
- Derselbe: La transparence de l'atmosphère d'après les observations faites à Sloutsk (Pavlovsk). Ebenda, S. 3.
- H. Kochschmieder: Theorie der horizontalen Sichtweite. II: Kontrast und Sichtweite. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **12**, 171 (1925).
- W. Hartmann: Trübungsfaktor für kurzwellige Sonnenstrahlung und atmosphärische Vorgänge. Meteorol. Zeitschr. **42**, 337 (1925).

- G. J. Prokowsky: Über die Lichtzerstreuung in der Luft. *Zeitschr. f. Phys.* **35**, 464 (1926).
- F. W. P. Götz: Der Trübungsfaktor getrennter Spektralbereiche. *Meteorol. Zeitschr.* **62**, 477 (1925).
- M. J. Dufay: The polarisation of the Zodiacal light. *Nature* **116**, 728 (1925); *Compt. rend.*, Sept. 1925.
- H. H. Kimball: Energy distribution in the visible spectrum of sunlight and skylight. *Monthly Weather Rev.* **53**, 112 (1925).
- F. W. P. Götz: Local brightness of ultra violet light. *Ebenda*, S. 113.
- W. H. Pick: The ground day visibility at Cranwell, Lincolnshire. 1. April 1920 to 31. Dec. 1923. London 1925.
- C. E. Brazier: Observations actinometriques faites au parc Saint-Maur 1915—1923. *Ann. de phys. du globe Paris* **3**, 126 (1925).
- H. H. Kimball and J. F. Hand: Investigation of the dust content of the atmosphere. *Monthly Weather Rev.* **53**, 243 (1925).
- W. J. Humphreys: A possible means of sampling the higher atmosphere. *Bull. Nat. Research Council* **10**, 51 (1925).
- I. Cabannes et I. Dufay: Mesure de la couche d'ozone dans l'atmosphère. *Compt. rend.* **181**, 302 (1925).
- C. F. Marvin: On the question of day to day fluctuations in the derived values of the solar constant. *Monthly Weather Rev.* 1925, Juli.
- D. N. Harrison: Siehe V, 1.
- C. G. Abbot: Measuring sun rays. *Nature* **161**, 887 (1925).
- H. H. Kimball: Solar and sky radiation measurements during March 1925. *Monthly Weather Rev.* **53**, 123 (1925).
- R. Gessler: Die Stärke der unmittelbaren Sonnenbestrahlung der Erde und ihre Abhängigkeit von der Auslage unter den verschiedenen Breiten und zu verschiedenen Jahreszeiten. Berlin, Behrend & Co., 1925. 5 *M.*
- F. W. P. Götz: Das ultraviolette Ende des Spektrums von Sonne und Sternen. *Die Sterne* **5**, 189 (1925).
- N. Kalitine: On the possibility of application of the Violle-Richards actinograph as an integrator of solar and diffusive energy of radiation. *Journ. Geoph. Met.* **1**, 118 (1925).
- H. H. Kimball: Smithsonian solar constant values. *Monthly Weather Rev.* **53**, 303 (1925).
- H. H. Clayton: Effects of changes in solar radiation on the earth's atmosphere. *Bull. Nat. Research Council* **10**, 57 (1925).

3. Akustik.

- J. Kölzer: Die Schallausbreitung in der Atmosphäre und die äußere Hörbarkeitszone. *Meteorol. Zeitschr.* **42**, 457 (1925).
- F. Errulat: Die Fernwirkung der Explosion von Rothenstein bei Königsberg in Pr. am 10. April 1920 mit besonderer Berücksichtigung der Bodenerschütterungen. Königsberg. (Enthält Ausführungen über Schallgeschwindigkeit und Hörbarkeitsgrenze.)
- W. Späth: Beitrag zur Schallausbreitung. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **6**, 372 (1925).

- J. C. Steinberg: The relation between the loudness of a sound and its physical stimulus. *Phys. Rev.* **25**, 253 (1925) und **26**, 507 (1925).
H. Vautier: Sur la propagation d'ondes aériennes produites par des étinelles ou des amorces. *Compt. rend.* **181**, 1055 (1925).

VI. Angewandte Geophysik.

- L. V. Judson: Siehe I, 2.
E. Hammer: Siehe I, 2.
R. Courant: Über langsam veränderliche Wechselströme in der Erde und einige Fragen der Geophysik. *Naturwiss.* **14**, 61 (1925).
J. H. Shaxby: A Portable Magnetometer. *Journ. scient. instr.* **1**, 234 (1924).
P. Larareff: Sur les résultats des travaux géophysiques dans le domaine de l'anomalie magnétique de Kursk. *Compt. rend.* **181**, 1150 (1925).
G. Hartnell: Siehe III, 1.
W. Kolhörster: Siehe III, 4.
Echolot: Siehe IV, 1.
B. Gutenberg: Neuere Veröffentlichungen über geophysikalische Aufschließungsmethoden. *Intern. Bergwirtschaft I*, Heft 1/3 (1925).
H. Haalck: Theorie der magnetischen Aufschlußmethode. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 1 (1926).
G. Krumbach: Siehe II, 2.
C. Mainka: Verfahren zur akustischen Ortsbestimmung räumlich gelegener Schallquellen. *Ebenda*, S. 35.
G. Angenheister: Magnetische Wage mit Fadenaufhängung. *Ebenda*, S. 43.
Derselbe: Beobachtungen an dünnen Drähten, besonders zur Aufhängung der Eötvösschen Drehwage. *Ebenda*, S. 45.

VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

1. Kosmische Physik, Astrophysik.

- G. E. Hale und S. B. Nicholson: The law of sun spot polarity. *Astrophys. Journ.* **62**, 270 (1925).
T. Terada: Solar activity and atmospheric pressure. *Nagaoka Anniversary. Tokio 1925.*
Useful solar and meteorological data 1923. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.* **51**, 408 (1925).
E. Schoenberg: Über die Temperaturen der Planeten. *Phys. Zeitschr.* **26**, 870 (1925).
Does the solar heat stream vary. *Nature* **116**, 754 (1925).
C. G. Abbot: The earth and the stars. New York 1925. XI u. 264 S. 3 Dollar.
J. H. Jeans: The evolution of the stars. *Nature* **117**, 18 (1926).
S. Rosseland: On the structure and origin of solar magnetic fields. *Astrophys. Journ.* **62**, 387 (1925).
R. Segikuti, S. Itiki und T. Taguti: A note on the proper motion of sun spots. *Memoirs Imp. Marine Obs. Kobe Jap.* **2**, 25 (1925).
H. Jeffreys: The relation of the solar system, in relation to Professor Eddingtons theory of stellar luminosity. *Monthly Not. of R. Astr. Soc.* **85**, 443 (1925).
Derselbe: Origin of the solar system, a reply to T. C. C. *Amer. Journ. Sc.* **60**, 395 (1925).
Über den Zusammenhang der Sonnenaktivität mit irdischen Vorgängen siehe:
C. Chree, D. L. Hazard, J. P. Ault, S. J. Mauchly und R. H. Goddard III, 2;
C. F. Marvin V, 2; F. Bauer, Clayton VII, 5.

2. Physik, Chemie.

- H. Lamb: *The Dynamical Theory of Sound*. Second Edition. Arnold and Co. 1925.
- Ch. M. van Deventer: Warum gibt Seewasser süßes Eis? *Chem. Weekblad* **22**, 282 (1925).
- R. Serini: *Capacità del condensatore elettrico a piatti circolari infinitamente sottile*. *Lincei Rend.* **1**, 527 (1925); *Phys. Ber.* **6**, 1586 (1925).
- W. B. Kouwenhoven: *The Quadrant electrometer*. *Journ. Amer. Inst. Electr. Eng.* **44**, 973 (1925); *Phys. Ber.* **6**, 1678 (1925).
- R. Suhrmann und K. Clusius: Über ein einfaches und sicheres Verfahren zur Abätzung dünnster Wollastondrähte. *Phys. Zeitschr.* **26**, 913 (1925).
- W. Gerlach: *Die magnetischen Eigenschaften von Eiseinkristallen*. Ebenda, S. 914.
- F. Stäblein: Über Dauermagnete. Ebenda, S. 700.
- P. Ahrendt: Über den Mechanismus der Aufladung von Nebelteilchen. *Zeitschr. f. Phys.* **35**, 421 (1926).
- L. D. Lazzaro: Sulla dipendenza della torsione dalla trazione simultanea nei metalli. *Rend. di Napoli* **29**, 65 (1923); *Phys. Ber.* **7**, 144 (1926).
- G. Angenheister: Beobachtungen an dünnen Drähten, besonders zur Aufhängung der Eötvösschen Drehwage. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 45 (1926).

3. Mathematik.

- L. Pollak: *Rechentafeln zur harmonischen Analyse*. Leipzig, Joh. Ambr. Barth, 1926.
- F. W. Küster: *Logarithmische Rechentafeln für Chemiker, Pharmazeuten, Mediziner und Physiker*. Bearb. von A. Thiel, 30. bis 34. verb. und verm. Aufl. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1925. 148 S., 1 Logarithmentafel i. Deckeltasche.
- N. Gunther: Sur la résolution des équations de l'hydronamique. (Russisch.) *Bull. de l'Acad. des Sc. de Russie* 1925, Nr. 6/8.
- D. M. Wrinch: Laplace's Equation and the Inversion of Coordinates. *Phil. Mag.* **50**, 1049 (1925).
- A. Eagle: *A Practical Treatise on Fourier's Theorem and Harmonic Analyses for Physicists and Engineers*. Longmans, Green and Co., 1925.
- E. Madelung: *Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers (Grundlagen der math. Wiss. in Einzeldarstellungen, Bd. IV)*. 2. Aufl., 20 Fig., XII u. 283 S. Berlin, Julius Springer, 1925.
- J. Kopeliowitsch: Vereinfachte harmonische Analyse periodischer Kurven. *Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver.* **16**, 409 (1925).

4. Meteorologie.

- Bibliographie of meteorological literature*. Prepared by the R. Met. Society with the collaboration of the Meteorological Office, No. 8 (July-Dec. 1924). London 1925.
- P. Schreiber: *Wärmemechanik wasserhaltiger Gasgemische, mit den Hilfsmitteln der Flächennomographie bearbeitet*. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1925. 195 S.
- A. Schedler: *Die Schwankungen der Zirkulation der Atmosphäre über dem Nordatlantischen Ozean, dargestellt durch Häufigkeitswerte der Minima, und ihre Beziehungen zu den meteorologischen Elementen in Europa*. *Meteorol. Zeitschr.* **53**, 335 (1925).
- F. Baur: *The 11 year-period of temperature in the northern hemisphere in relation to the 11 year sunspot cycle*. *Monthly Weather Rev.* 1925, Mai.

- Sarnetzky: Die Staubanzahl und ihr Verhalten in der Luft. Gesundheitsingenieur 1925.
- B. A. Keen: The border line between meteorology and soil physics. Met. Mag., Sept. 1925.
- F. Lindholm: Exploration de la haute atmosphere par avion „extrait de la Revue de l'Aéronautique“, Nr. 72, Mai 1925.
- Schubert: Verdunstung und Dampfmenge im Flach- und Berglande, in Nadel- und Buchenwäldern. Naturwiss. 14, 32 (1926).
- H. Köhler: Über Tropfengruppen und einige Bemerkungen zur Genauigkeit der Tropfenmessungen, besonders mit Rücksicht auf die Untersuchungen von Richardson. Meteorol. Zeitschr. 62, 463 (1925).
- F. Albrecht: Das geheizte Haarhygrometer als Meßgerät des Wassergehaltes von Wolken und Nebeln. Ebenda, S. 468.
- International Meteorological Research. (Über die Tagung der International Union of Geodesy and Geophysics in Madrid, Okt. 1924.) Nature 116, 692 (1925).
- M. Coyecque: Notions de météorologie générale et nautique et éléments d'océanographie. Paris 1925. 15 Francs.
- T. Hirata: Note on the measurement of the evaporation of water. Jap. Journ. Astr. Geophys. 2, Abstr., 24 (1925).
- W. R. Gregg: Meteorological observations by airplanes. Bull. Nat. Research Council 10, 54 (1925).
- C. J. P. Cave: Cirrus at a lower level the alto cumulus. Nature 117, 199 (1925).
- Commission for the exploration of the upper air. Report of the meeting in London April 1925. London 1925. 79 S.
- Instructions to Marine meteorological observers (U. S. Department of Agriculture Weather Bureau). Washington 1925. 99 S.
- A. A. Rojdestvensky: Registrierung der Windstöße auf dem Turme des Geophysikalischen Zentralobservatoriums in Leningrad. Recueil de Géoph. 4, 1 (1925).
- S. Sarasola: Los Huracanes de las Antillas. Notas Geofísicas y Meteorológicas. Bogotá 1925. 171 S.
- A. Roschdestwensky: Über die Veränderung des Reduktionskoeffizienten für die Windgeschwindigkeit an der meteorologischen Station des physikalischen Zentralobservatoriums zu Leningrad nach Beobachtungen von 1903 und 1919. Journ. Geoph. Met. 1, 128 (1924).
- W. Khanevsky: Das gesamte System der Winde zwischen dem Äquator und dem 70. Grade nördlicher Breite. Ebenda, S. 155.

5. Verschiedenes.

- J. Poeschel: Einführung in die Luftfahrt unter Mitwirkung von Ernst Brandenburg, Erich Ewald, Walter Georgii, Hugo Kromer, Eberhard Lempertz, Oskar Ursinus, Kurt Wegener, Karl Schneider, Hermann v. Wilanowitz-Moellendorf, mit Geleitworten von Hugo Eckener und Hugo Junkers, im Auftrage des Deutschen Luftfahrtverbandes herausgegeben. 31 Abb., 3 Karten, XV u. 162 S. Leipzig, R. Voigtländer, 1925. [Enthält u. a. ein Kapitel „Die Luftfahrt im Dienste erdkundlicher Forschung und der Vermessung.“]
- J. Weber: Die Vorstellung vom Aufbau der Welt im großen und im kleinen im Laufe der Jahrhunderte. Die Erde 3, 133 (1925).
- Bericht über die Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Göttingen vom 7. bis 9. Dezember 1925. Zeitschr. f. Geophys. 2, 45 (1926).

I. Bewegung und Konstitution der Erde.

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung.

- B. Meyermann: Die scheinbaren Schwankungen in der Erdrotation. *Naturwiss.* **14**, 247 (1926).
M. Valier: Sonnenstrahlung und Erdrotation. *Astr. Nachr.* **227**, 15 (1925).
W. Finke: Bemerkung zu M. Valier: „Sonnenstrahlung und Erdrotation“. *Ebenda* **227**, 319 (1926).
R. Schumann: Über Erdschollenbewegung und Polhöenschwankung. *Ebenda*, S. 289.
Schütze-Ahorn: Polhöhe und Schwerkraft. *Sirius* **59**, 105 (1926).
O. Reiser: Erdschollenverschiebung und Akzeleration des Mondes. *Ebenda*, S. 130.
H. Thorade: Harmonische Schwingungen auf der sich drehenden Erde (Foucaultsches Pendel) in elementarer Behandlung. *Zeitschr. f. math. u. nat. Unterricht* **56**, 159 (1925).

2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.

- A. Ansel: Die Alpen im Lichte ihrer Schwerestörung. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 36 (1925).
A. Berroth: Schwermessungen mit zwei und vier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingenden Pendeln. *Ebenda*, S. 89.
R. Schwinner: Zum Aufsatz von Ansel: „Die Alpen im Lichte ihrer Schwerestörung“. *Ebenda*, S. 166.
E. Ansel: Erwiderung dazu. *Ebenda*, S. 167.
E. Wiechert: Entfernungsberechnungen von Orten auf der Erde bei kleinen Abständen. *Ebenda*, S. 177.
W. Heiskanen: Die Airysche isostatische Hypothese und Schwermessungen. *Ebenda*, S. 225.
R. Schwinner: Zur Verwertung der Schwerestörungen für die tektonische Geologie. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 126 (1926).
W. Schweydar: Über Isostasie. *Ebenda*, S. 145.
W. Heiskanen: Schwerkraft und isostatische Kompensation in Norwegen. *Veröff. d. Finn. Geod. Inst.*, Nr. 5 (1926).
Derselbe: Die Erddimensionen nach den europäischen Gradmessungen. *Ebenda*, Nr. 6.
Schütze-Ahorn: Polhöhe und Schwerkraft. *Sirius* 1926, Heft 5.
F. Kossmat: Tektonische Bemerkungen zum Isostasieproblem. *Ber. üb. d. Verh. d. Sächs. Akad. d. Wiss. Leipzig, math.-phys. Kl.* **78**, 35 (1926).
A. Berroth: Schwermessungen. *Handb. d. Phys.*, Bd. II (1926).
H. Kimura: Provisionel result of the Work of the Internat. Latitude Service in the North Parallel, 39° , $8'$, during the year 1924. *Jap. Journ. of Astr. and Geophys.* **2**, 153 (1925).
J. Joly: Gravity Measurements in deep Water. *Nature* **114**, 538 (1924).
L. Tamari: Das Wesen und Wirken der Gravitation. Charlottenburg, Foerster u. Mewis, 1926.
E. A. Ansel: Schwerkraft und Isostasie. *Lehrbuch der Geophysik*. Herausgeg. von B. Gutenberg, Abschnitt II. Berlin, Gebr. Bornträger, 1926.
F. Kossmat: Geologische Erläuterungen zur Frage der isostatischen Reduktionsmethoden. *Congreso Geol. Int. Madrid 1926*, Resumen, S. 137.
M. Barandica y J. Milans del Bosch: Relaciones entre las anomalias de la gravedad y la constitution geologica de España. *Ebenda*, S. 139.
G. S. Huelin: Compensacion isostatica en España. *Ebenda*, S. 143.
R. V. Aroca: Una nueva correccion qui quizas convendria hacer en las determinaciones de la gravedad terrestre. *Ebenda*, S. 147.
G. Angenheister: Unsere Kenntnis vom Erdinnern auf Grund gravimetrischer und seismischer Forschung. *Forschungen und Fortschritte* **2**, 35 (1926).
L. H. Adams u. E. D. Williamson: The composition of the earth interior. *Smithsonian report for 1923 (1925)*, S. 241.
A. E. H. Love: Some problems of geodynamics (1926).

3. Temperatur, Aggregatzustand und Zusammensetzung der Erde.
Geothermie.

- G. Tammann: Bemerkungen zur Geochemie. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 23 (1925).
R. Vogel: Über die Struktur des meteorischen Nickeleisens und ihre Bedeutung für die Meteorite. *Ebenda*, S. 273.
G. Tammann u. G. J. R. Krige: Über die Möglichkeit des Auftretens von Gashydraten in höheren Schichten der Atmosphäre. *Ebenda*, S. 371.
V. Goldschmidt: Über das kristallochemische und geochemische Verhalten des Germaniums. *Naturwiss.* **14**, 295 (1926).
Z. Junker: Probleme der Erde und ihre Lösung durch das Gesetz von der Erhaltung der Rotationsenergie. Breslau, der Kulturtechniker, 1925.
F. de Chaves y P. del Pulgar: Una hipotesis fisica de la discontinuidad geologica. *Congreso Geol. Int. Madrid 1926*, Resumen, S. 151.
H. Artowsky: Resultat d'observation geothermique dans puits de Petrol de Borplan.

II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste.

I. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

- R. Brinkmann: Über petrographisch-geophysikalische Grenzfragen. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 143 (1925).
F. Kossmat: Die eurasischen Kettengebirgsgürtel. *Ebenda* **2**, 106 (1926).
R. Lehmann: Die Gestaltung der Erdoberfläche. 240 S., 37 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1925.
R. Brinkmann: Über einige Beziehungen zwischen Magmenaufstieg und Tektonik. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 138 (1926).
J. Joly: The surface history of the earth. 192 S. Oxford, Clarendon Press, 1925.
H. Jeffreys: On Professor Joly's Theory of Earth History. *Phil. Mag.* **1**, 923 (1926).
J. Joly: The Surface History of the Earth. *Ebenda*, S. 932.
E. Hennig: Fragen zur Mechanik der Erdkrustenstruktur. *Naturwiss.* **14**, 452 (1926).
L. Kober: Gestaltungsgeschichte der Erde. 200 S., 60 Abb., 1 Karte. Gebr. Borntraeger, 1925.
E. Herrmann: Der Satorinvulkan im Ägäischen Meer. *Naturwiss.* **14**, 310 (1926).
G. Petersen: Die Schollen der norddeutschen Moränen in ihrer Bedeutung für die diluviale Krustenbewegung. *Fortschr. d. Geologie Pal.* Heft **9**. Gebr. Borntraeger, 1924.
L. W. Collet: The Alps and Wegener's Theory. *Geogr. Journ.* **67**, 301 (1926).
L. H. Adams und R. E. Gibson: The Compressibilities of Dunite and of the Basalt Glass and their Bearing of the Composition of the Earth. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **12**, 275 (1926).
F. Stella Starabba: Sulla distribuzione mensile delle eruzioni dei vulcani giapponesi accompagnate da alluvioni. *Atti Reali Acad. Naz. dei Lincei III*, **499** (1926).
H. Stille: Beitrag zur Frage der saxonischen Zerrungen. *Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, math.-phys. Kl.* 1925, S. 178.
R. Brinkmann: Über die sedimentäre Abbildung epigener Bewegungen, sowie über das Schichtungsproblem. *Ebenda*, S. 202.
R. A. Daly: Relation of mountain — Building to Igneous Action. *Proc. Amer. Phil. Soc.* **64**, 283 (1925).
S. Fujiwhara: Torsional form on the face of the Earth. *Jap. Journ. of Astr. and Geophys.* **3**, 103 (1925). Nagaoka Festschrift, Tokio 1925.
R. Wavre: Sur la force qui tendrait a rapprocher un continent de l'équateur. *Arch. sc. phys. et nat.* **7**, 163 (1925).
A. Born: Die Entwicklung der Erde und ihr geologischer Aufbau. *Lehrbuch der Geophysik*. Herausgeg. von B. Gutenberg, Abschnitt I. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1926.

- B. Poliakov: Opinion provisoire concernant une dépendance possible de phénomènes volcaniques de la dilatation thermique des roches. Congreso Geol. Int. Madrid 1926, Resumen, S. 121.
- Ch. Keyes: Measure of geologic time. Ebenda, S. 203.
- E. Haarmann: Die Oszillationstheorie. Ebenda, S. 133.
- A. Hamberg: Die Bodentemperatur der Gletscher und Inlandeise. Ebenda, S. 213.
- Fr. v. Pavaj Vajna: Über die jüngsten tektonischen Bewegungen der Erdrinde. Földtani Közlöni **55**, 282, Budapest 1926.
- F. Kerner-Marilaun: Der Einfluß der variablen Erdbahnelemente auf das morphogene Wärmebild Europas im Tertiär. Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss., Wien 1926.

2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- E. Wiechert: Seismische Untersuchungen. Siehe V, 3.
- A. Sieberg: Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. Nov. 1911. Zeitschr. f. Geophys. **1**, 21, (1925).
- E. Gherzi: Mikroséismes et déferlement des vagues sur les cotes. Ebenda **1**, 21 (1925); **2**, 159 (1926).
- B. Gutenberg: Bemerkungen zu den Untersuchungen von Gherzi. Ebenda **1**, 69 u. 165 (1925).
- Derselbe: Der Aufbau der Erdkruste auf Grund geophysikalischer Beobachtungen. Ebenda, S. 94.
- E. Tams: Zur Frage des Einflusses von Sonne und Mond, sowie des Luftdruckes auf die Stofffrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme. Ebenda, S. 117.
- Derselbe: Bruchlinien und Erdbewegungen in Kalifornien. Ebenda, S. 187.
- J. Gomez de Llarena: Die neue Isoseistenkarte des mitteldeutschen Erdbebens vom 5. März 1872. Ebenda, S. 182.
- V. Conrad: Der jährliche Gang der Erdbebenhäufigkeiten und sekundär auslösenden Ursachen der Erdbeben. Ebenda, S. 191.
- O. Meissner: Einige Bemerkungen zu den Aufsätzen des Herrn Tams über den Einfluß von Sonne, Mond und Luftdruck auf die vogtländischen Erdbebenschwärme. Ebenda, S. 194.
- Die Erdbebenwarten von Deutschland und Österreich im Jahre 1925. Ebenda, S. 285.
- J. Brand: Beiträge zum Studium der Bodenbewegung nicht seismischen Ursprunges. Ebenda, S. 348.
- G. Krumbach: Zur Frage der Laufzeitkurven und der Bearbeitung der Erdbeben-
diagramme. Ebenda, S. 360.
- F. Hubert: Die Registrierung der durch fallende Gewichte erzeugten Bodenschwingungen mit einem zweimillionenfach vergrößernden Vertikalseismometer. Ebenda, S. 134.
- Derselbe: Die Bodenerschütterungen durch fallende Gewichte. Ebenda, S. 197.
- R. Spitaler: Über Erdbeben und tektonische Umgestaltungen der Erdoberfläche durch die Polhöenschwankungen. Ebenda **2**, 113 (1926).
- J. Willp: Eine Bemerkung zum Vortrage des Herrn W. Stekloff: „Über die Wiederherstellung des Netzes seismischer Stationen von Ussr usw.“ Ebenda, S. 159.
- B. Gutenberg: Über Gruppengeschwindigkeit bei Erdbebenwellen. Phys. Zeitschr. **27**, 111 (1926).
- H. F. Reid: Earthquakes and the Weather. Geogr. Rev. 1926, S. 152.
- K. Uller: Die Verzerrungswellen in schweren Mitteln. Zeitschr. f. angewandte Math. u. Mech. **6**, 106 (1926).
- P. Duckert: Seismophon und neuer Seismograph, zwei Erschütterungsmesser. Zeitschr. f. Instrkde. **46**, 71 (1926).
- S. Nakamura: Barometrical and Tidal Effects on the Occurrence of Earthquakes in Kwanto Districts. Jap. Journ. of Astr. and Geophys. **2**, 115 (1925).
- H. Obata: On the Motion of Building caused by an Earthquake. Ebenda, S. 141.
- Geophysical Meeting, 5. Febr. 1926: The Depth of Earthquake Foci in Relation to the Distribution of Intensity on the Surface. The Observatory **49**, 86 (1926).

- S. Nakamura: Preliminary report of the Observation of Earthquake in Railway tunnel. Proc. Phys. Math. Soc. Japan **3**, 127 (1925).
- J. A. Anderson and H. O. Wood: Description and Theory of the Torsion Seismometer. Bull. Seism. Soc. Amer. **15**, 1 (1925).
- A. Mohorovičić: Hodographes des ondes P normales, P et S soulignées (P_n , P, S) et des deux premières réflexions pour les profondeurs de l'hypocentre de 0, 25, 45, 57 kms. Publ. Bureau Central Seismol. Int. (A) **3**, 56, Paris 1925.
- M. Matsuyama: Notes on the Nature of the Kwanto Earthquake, Japan, on Sept. 1, 1923. Ebenda, S. 3.
- E. Oddome: Les tremblements de terre et la Loi Spöerer-Maunder. Ebenda, S. 31.
- H. H. Turner: On the arrival of earthquake waves at the antipodes, and on the measurement of the focal depth of an earthquake. Ebenda, S. 36.
- O. Somville: Sur la nature de l'onde initiale des téléseismes, enregistrés à Uccle de 1910 à 1924. Ebenda, S. 65.
- E. A. Hodgson: The recording of seismologic data at the Dominion observatory, Ottawa Canada. Ebenda, S. 89.
- T. Shida: On the possibility of Observing the free Vibrations of the Earth. Nagaoka-Festschrift, Tokio 1925, S. 109.
- E. A. Hodgson: The Rotation effects of the Lawrence Earthquake of Febr. 28, 1925. Journ. Roy. Astr. Soc. Canada **19**, 169 (1925).
- Derselbe: The St. Lawrence Earthquake, Febr. 28, 1925. Bull. Seismol. Soc. Amer. **15**, 16 (1925).
- R. Stonely: Dispersion of seismic waves. Monthly Not. of Astr. Geophys. Suppl. **1**, 280 (1925).
- H. Jeffreys: On the Surface Waves of Earthquakes. Ebenda, S. 282.
- A. C. Alvarez: Wall bracing in timber frame buildings (Behandelt Erdbebenfestigkeit). Bull. Seismol. Soc. Amer. **15**, 159 (1925).
- Report of committee on building for safety against earthquakes. Ebenda, S. 175.
- H. F. Reid: The Influence of Friction on Seismographs. Ebenda, S. 222.
- P. Nikiforov: Les tremblements de terre japonais du septembre 1923, 1. avril, D'après les données instrumentales. Bull. Inst. Phys.-Math. Acad. Russie **1**, 65 (1924).
- Derselbe: Sur les méthodes séismométriques. I. Application des pendules horizontaux à courte direct. Note préliminaire. Compt. rend. Acad. Russie 1924, S. 163.
- A. Sieberg: Thüringens Erdbeben und ihre Erforschung. Beitr. z. Geol. v. Thür., Heft 2, S. 38, Jena 1926.
- Reichsanstalt für Erdbebenforschung Jena. Richtlinien und Arbeitsplan für den makroseismischen Dienst in Deutschland 1926.
- M. S. Maso: The Mati Earthquake, April 14, 1924. Bull. Weather Bureau Manila, April 1924.
- N. Inglada Ors: Calculo de las coordenadas del foco sísmico. Madrid 1926.
- Derselbe: El sismo del bajo de Segura de 10 septiembre de 1919. Calculo de las Coordenadas del foco, basado en la hora inicial de los sismogramas registrados en varias estaciones proximas. Congreso Geol. Int. Madrid 1925, Resumen, S. 123.
- M. S. Navarro Neumann: Les éboulements de Monachil. Ebenda, S. 205.
- Derselbe: Sur quelques contributions de la Géologie à la sismologie et réciproquement. Ebenda, S. 207.
- K. Lüdmann: Gerät zur Messung der horizontalen Bewegungskomponente einzelner Punkte von Talsperrmauern. Zeitschr. f. Instrkde. **46**, Heft 2 (1926).
- J. Schorn: Mikroseismische Bearbeitung des Bebens vom 26. März 1924 und seiner Nachbeben. 1 Karte, 25 S. (1926).
- A. Schedler: Mikroseismische Bearbeitung des Bebens vom 26. März 1924. Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss., Wien 1926.
- E. Tams: Die Frage der Periodizität der Erdbeben. 15 Abb., 49 Tabellen, IX u. 128 S. Sammlung Geophysikal. Schriften, Nr. 5 (1926).
- A. E. H. Love: Some Problems of Geodynamics (1926).

III. Magnetisches und elektrisches Feld.

- Carnegie Institution of Washington. Annual report of the director of department of terrestrial magnetism 1925.
- Hourly values from autographic records 1921. Comprising hourly readings of terrestrial magnetism at Eskdalemuir observatory and summaries of the result obtained in terrestrial magnetism, meteorology and atmospheric electricity. Meteorological office, British meteorological Office, British meteorological and magnetic year book 1921, Part. IV. London 1926.
- Geophysical Observations in France. Nature **117**, 639 (1926).
- Madinhac u. Homerry: Atlas magnétique. Paris, Bureau Central de Magn. Terr., 1926.

1. Das innere Magnetfeld.

- C. Chree: Comparison of magnetic standards at British observatories with a discussion of various instrumental questions involved. Meter. Office, Geophys. Memoirs, Nr. 30. London 1926.
- A. Schmidt: Allgemeine Formeln zur Vereinfachung wiederholter Potentialberechnungen durch Benutzung fester Stationsgruppen. Archiv des Erdmagnetismus. Heft 5. Berlin 1926.
- J. Bartels: Versuch einer analytischen Darstellung des Verlaufes der Säkularvariation im Zeitraum 1902—1920. Ebenda.
- A. Schmidt: Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin im Jahre 1923. Veröff. d. Preuß. Met. Inst., Nr. 338, Berlin 1926.
- R. P. Weinberg: Die Größe geomagnetischer Gradienten. Journ. d. Russ. phys. u. chem. Ges. phys. Teil **56**, 677—686 (1924).
- S. J. Barnett and L. J. H. Barnett: New researches on the magnetization of ferromagnetic substances by rotation and the nature of the elementary magnet. Proc. Am. Acad. **60**, 127—216 (1925).
- E. Brammér: Ein neues magnetisches Horizontalvariometer der Gebr. Ruhstrat A.-G. Göttingen. Zeitschr. f. Instrkde. **45**, 576—579 (1925).
- P. Lasareff: Die Anomalie des Erdmagnetismus und der Gravitation im Kursker Gouvernement. Gerlands Beitr. z. Geophys. **15**, 71—89 (1926).
- J. A. Fleming: The magnetic and electric survey of the earth, its physical and cosmical bearings and development. Journ. Ac. Sci. **16**, 109 (1926).
- E. Tabesse: Mesures magnétiques dans le bassin de la Loire. Compt. rend. **182**, 234—236 (1926).
- L. Eblé et J. Itié: Valeurs des éléments magnétiques à la station du Val-Joyeux (Seine et Oise) au 1^{er} janvier 1926. Ebenda, S. 277.
- I. B. Ostermeier: Nochmals über eine Möglichkeit der Konstruktion hochempfindlicher Universalvariometer für erdmagnetische Messungen. Zeitschr. f. techn. Phys. **7**, 223 (1926).
- R. Chevallier: Extinction des perturbations magnétiques à la périphérie de l'Étna. Compt. rend. **182**, 329—331 (1926).
- F. Errulat: Über den Stand der Erforschung der erdmagnetischen Störungen in Ostpreußen. Mitteil. d. Geophys. Warte Gr. Raum (Königsberg), Schriften Phys.-ökonom. Ges. Königsberg i. Pr. **64**, 30—41 (1925).
- H. Reich: Erdmagnetismus und glaziales Diluvium. Jahrb. d. preuß. Geolog. Landesanstalt **46**, 249—291 (1925).
- W. F. G. Swann: Wy the earth is a magnet. Scientif Monthly **21**, 90—95 (1925).
- D. L. Hazard: Results of magnetic observations made by the United States Coast and Geodetic Survey in 1924. Washington, Government Printing office 1925.
- J. Bartels: Bericht über die Fortschritte unserer Kenntnisse vom Magnetismus der Erde (VIII, 1905 bzw. 1913—1925). Geogr. Jahrb. **40** (1924/25).

2. Das äußere Magnetfeld.

- H. Deslandres: Sur la Perturbation magnétique du 26 janvier 1926 à l'observatoire de Meudon. *Compt. rend.* **192**, 296 (1926).
- Ch. Mourain et L. Eblé: Sur l'orage magnétique du 26 janvier 1926. *Ebenda*, S. 328. Recent magnetic disturbance. (1926, March 5.) *Nature* **117**, 393 (1926).
- Caractère magnétique de l'année 1925. Comité Météorologique International. Publié par l'Institut météorologique royal des Pays-Bas De Bilt, 1926.
- A. Schmidt: Erdmagnetische Mittelwerte von Potsdam und Aktivität im Jahre 1925. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 26 (1926).
- S. Ono: A further investigation on variability and range of the variation of magnetic elements. *Jap. Journ. Astr. Geophys.* **3**, 81—102 (1925).
- Derselbe: On the magnetic characterisation of days and the variability of natural phenomena. *Ebenda*, S. 11—38.
- H. H. Turner: On a period of approximately 9, 2 years in the Greenwich observations of magnetic declination and horizontal force. *Monthly not. Roy. Astr. Soc.* **86**, 108—119 (1926).
- C. Chree: The times of sudden commencements of magnetic storms: observation and theory. *Proc. Phys. Soc.* **38**, 35—46 (1925); *Phys. Ber.* **7**, 955 (1926).
- Derselbe: Magnetic disturbance and the magnetic characterisation of days. *Gerlands. Beitr. z. Geophys.* **15**, 14—25 (1926).
- J. P. Rowland: The magnetic storm of January 26—27, 1926. *Nature* **117**, 234—235 (1926). Recurrence of magnetic „storm“. *Nature* **117**, 356 (1926).
- Magnetic storm of February 23—25, 1926. *Ebenda*, S. 416—417.
- Magnetic „storm“, aurora and solar disturbance. *Ebenda*, S. 601 (14. April, Greenwich).
- R. E. Watson: Sunspot and terrestrial magnetism. *Ebenda*, S. 738—739.
- J. M. Stagg: The absolute daily range of magnetic declination at Kew observatory, Richmond 1901 to 1910. *Meter. Office, Geophys. Memoirs*, Nr. 29.
- A. Schmidt: Eine Sammlung der wichtigsten Ergebnisse erdmagnetischer Beobachtungen in einheitlicher Darstellung. *Archiv des Erdmagnetismus*. Heft 4. Berlin 1926.
- J. Bartels: Erdmagnetische Aktivität 1836—1923. *Ebenda*, Heft 5.

3. Nordlicht, Aufbau der oberen Atmosphäre.

- L. Vegard: Das Leuchten verfestigter Gase und seine Beziehungen zu kosmischen Vorgängen. *Ann. d. Phys.* **79**, 377—441 (1926).
- C. M. Sparrow: Physical theory of meteors. *Astroph. Journ.* **63**, 90—110 (1926).
- G. E. Hale: Visual observations of the solar atmosphere. *Proc. Nat. Ac. Sc.* **12**, 286 (1926).
- R. Rudy: Studies on active nitrogen. *Phys. Rev.* **27**, 110 (1926).
- C. Störmer: Nordlichtphotographien vom südlichen Norwegen zur Bestimmung der Höhe und Lage des Nordlichtes. *Naturwiss.* **14**, 631 (1926).
- Vegard: The spectrum of the recent aurora. *Nature* **117**, 356 (1926).
- Auroral display of March 9. *Ebenda*, S. 428.
- C. Störmer: Photogramms of aurorae in southern Norway. *Ebenda*, S. 855—856.
- L. Vegard: The origin of the red colour of the aurora of Jan. 26. 1926. *Det Norske Videnskaps Akademi* 1926.

4. Erdströme, Lufterlektrizität, durchdringende Strahlung.

- C. Ramsauer: Herrn F. Schlomkas Bemerkungen zu meiner Arbeit: „Über den unmittelbaren Nachweis der elektrischen Erdladung“. *Ann. d. Phys.* **79**, 89—93 (1926).
- A. Wigand: Die elektrischen Gefahren des Luftschiffverkehrs. *Zeitschr. techn. Phys.* **7**, 238 (1926).
- The electrical state of the upper atmosphere. (Berichte von E. Rutherford, C. T. R. Wilson u. a.) *Nature* **117**, 385—386 (1926) und *Proc. Roy. Soc. London* **111**, 1—13 (1926).

- S. Chapman, H. Jackson, W. H. Eccless: The electrical stata of the upper atmosphere. *Nature* **117**, 454—456 (1926).
- A. Wigand: Die Luftelektrizität der freien Atmosphäre. *Verhandl. d. klimatischen Tagung in Davos 1925*.
- v. Baranov: Sur la radioaktivité et l'ionisation de l'air à Tuja Moujain (russisch). *Bull. Acad. Sci. de Russie* 1925, Nr. 6—8.
- H. Benndorf u. V. F. Hess: Bitte an die Fachgenossen, die auf dem Gebiete der Luftelektrizität arbeiten. *Naturwiss.* **14**, 490 (1926) (Überlassung von Veröffentlichungen für ein neues Sammelwerk).
- P. Beyersdorfer: Staubexplosionen. Dresden und Leipzig, Th. Steinkopf, 1925, 125 S. 5,50 *M.* (Enthält u. a. Untersuchungen über elektrostatische Ladung von Staubteilchen.)
- A. M. Tyndall and G. C. Grindley: The mobility of ions in air. I. Negative ions in moist air. II. Positive ions of short age. *Proc. Roy. Soc. London* **110**, 341—364 (1926).
- C. Ramsauer: Erwiderung an Herrn F. Schlomka. *Ann. d. Phys.* **80**, 436 (1926).
- W. J. Baranow: Über die Wirkung von schweren Ionen auf die Messung der Elemente der atmosphärischen Elektrizität. *Journ. d. Russ. Phys.-chem. Ges., phys. Teil* **57**, 151—170 (1925); *Phys. Ber.* **7**, 570 (1926) (russisch).
- A. Gockel: Über die Ursachen der Schwankungen des luftelektrischen Potentialgefälles. *Gerlands. Beiträge z. Geophys.* **15**, 26—37 (1926).
- W. Kolhörster: Zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung. *Zeitschr. f. Phys.* **36**, 147 (1926).
- V. F. Hess: Über den Ursprung der Höhenstrahlung. *Phys. Zeitschr.* **27**, 159—164 (1926).
- G. Hoffmann: Über den Streueffekt der Strahlen in Wasser und den Ursprung der durchdringenden Strahlung im Meeresniveau. *Ebenda*, S. 291—297.
- L. Myssowsky u. L. Tuwim: Versuche über die Richtung der Höhenstrahlung im Meeresniveau. *Zeitschr. f. Phys.* **36**, 615—623 (1926).
- R. A. Millikan: Kurzwellige Strahlen kosmischen Ursprunges. *Ann. d. Phys.* **79**, 572—582 (1926). Aus den *Proc. Nat. Ac. Sci.* 1926.
- A. v. Antropoff: Über einen möglichen Zusammenhang zwischen der abnorm hohen Dichte einiger Fixsterne, der Hessschen Weltraumstrahlung und der Entstehung der Elemente. *Naturwiss.* **14**, 493—495 (1926).
- E. Cordon: Remarks on penetrating radiation. *Proc. Nat. Ac. Sci.* **12**, 323 (1926).
- R. A. Millikan and J. J. Bowen: High frequency rays of cosmic origin: I. Sounding balloon observations altitudes. *Phys. Rev.* **27**, 353—361 (1926). II. Mountain peak and airplane observations. S. 645—658.
- J. W. Broxon: Natural ionisation in gases. *Phys. Rev.* **27**, 542—554 (1926). (Durchdringende Strahlung in Gefäßen mit verschiedenen Gasen und Innendrucken, Einfluß des Außendruckes.)
- W. W. Merryman: Variation with pressure of residual ionisation in gases. *Phys. Rev.* **27**, 659—671 (1926).
- W. Kolhörster: Bericht über die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. *Naturwiss.* **14**, 290—295 und 313—320 (1926).
- R. A. Millikan: High frequency rays of cosmic origin. *Besprechung von W. Kolhörster.* *Ebenda*, S. 371—372.
- G. Hoffmann: Bestätigung der Höhenstrahlung auch durch Messungen in Blei. *Ebenda*, S. 622.
- F. Behounek: Zum Ursprung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre. *Phys. Zeitschr.* **27**, 8—10 (1926).
- M. Akiyama: Ont he origin of the penetrating radiation. *Jap. Journ. Astr.* **8**, 1—6 (1925).
- L. Myssowsky u. L. Tourin: Versuche über die Absorption der Höhenstrahlung in Wasser. *Zeitschr. f. Phys.* **35**, 299 (1925).
- Kritik der vorangehenden drei Arbeiten durch W. Kolhörster. *Phys. Ber.* **7**, 575—577 (1926).

- A. W. C. Mencias and C. A. Sloat: Millikan rays (d. h. Höhenstrahlung) and the acceleration of radioactive change.
- R. W. Lawson: Rezidual ionisation in closed vessels. *Nature* **117**, 235 (1926) (Hinweis auf Bergwitz Messungen, Elster-Geitel Festschrift).
- M. N. Bogoiavlensky: Penetrating cosmic radiation. *Nature* **117**, 805 (1926).

5. Radioaktivität.

- J. B. Ostermeier: Über die Untersuchung der Verteilung radioaktiver Substanzen bei Tiefbohrungen. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **7**, 196 (1926).
- H. Mache und F. Kraus: Über den Radiumgehalt der Thermen von Gastein und Karlsbad. *Phys. Zeitschr.* **27**, 205—206 (1926).
- O. Müller: Radioaktivität und Atomlehre. 164 S. Leipzig, Quelle u. Meyer, 1926. 1,80 *M.*
- B. Kracke: Notiz zur hypothetischen Emanation des Kaliums. *Phys. Zeitschr.* **27**, 290 (1926).
- C. W. Davis: Composition and age of uranium minerales. *Am. Journ. Sci.* **11**, 201—217 (1926).
- W. Schmidt: Zur Verteilung radioaktiver Stoffe in der freien Luft. *Phys. Zeitschr.* **27**, 371—378 (1926).
- J. Joly: The surface history of the earth. Oxford, at the Clarendon Press, 1925. 192 S.
- J. Jimori: Radioaktive manganiferous nodules from Tanakami Oorni province. *Scint. Papers instit. phys. chem. res.* **4**, 79—83 (1926).
- K. W. F. Kohlrausch: Literatur über Radioaktivität. *Naturwiss.* **14**, 276 (1926).
(Bitte um Zusendung von Druckschriften.)
- J. Soddy and F. R. Hitchius: The relation between Uranium and Radium, Part. VIII. The period of Ionium and the Ionium-Thorium ratio in Colorado carnotite and Joachimsthal pitch-blende. *Phil. mag.* **47**, 1148—1158 (1924); *Phys. Ber.* **7**, 232 (1926).
- W. D. Harkins and W. G. Guy: The radioactivity of potassium, rubidium and other elements. *Proc. Nat. Ac. Amer.* **11**, 628—630 (1925); *Phys. Ber.* **7**, 303 (1926). [Salze von Na, Ca, Ba, Sr, C, Cl, Br, Cu, Fe, Pb, Mg, Mu, Ni, Ag, Zu und Ta, Wo, La, Le, As, Sa, Au, Sb, Al, Hg erwiesen sich als intakt.]
- A. Sauer: Über die letzten Ursachen der allgemeinen Verbreitung der Radioaktivität in der Erdrinde. *Jahresh. d. Ver. f. vaterl. Naturkde. Württemberg* **81**, 70—75 (1925); *Phys. Ber.* **7**, 937 (1926).
- K. Krüse: Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität der Mineralquellen Tirols, VII. Mitteilung. *Jahrb. d. Geolog. Bundesanstalt* **76**, 81—96 (1926); *Phys. Ber.* **7**, 937 (1926).
- A. Holmes: Rock lead, Ore-Lead and the age of the earth. *Nature* **117**, 482 (1926).
Derselbe: The geological age of the earth. *Ebenda*, S. 592—594.
- T. R. Wilkins: The actinium series and the lead ratios in rocks. *Ebenda*, S. 719.
- C. W. Dawis: The age of uranium minerals. *Am. Journ. Sci.* March 1926. *Ebenda*, S. 719.
- O. Hahn: Was lehrt uns die Radioaktivität über die Geschichte der Erde? 64 S. 3 *M.*
Berlin, J. Springer, 1926.

6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- R. Bureau: La prévision du temps et la variation diurne des atmosphériques. *Compt. rend.* **182**, 76—77 (1926).
- The electrical state of the upper atmosphere. *Nature* **117**, 385—386 (1926).
- A. H. Tayler and E. O. Hulbert: The propagation of radio waves over the earth. *Phys. Rev.* **27**, 189—215 (1926). (Theorie der Ausbreitung kurzer Wellen.)
- R. H. Mortimore: An oscillographe study of atmospherics. *Phys. Rev.* **27**, 255 (1926).
- R. L. Smith-Rose and R. H. Barfield: An investigation of wireless waves arriving from upper atmosphere. *Proc. Roy. Soc. London* **110**, 580—614 (1926).
- G. W. Pickard: The effect of the solar eclipse of January 24, 1925 on radio reception. *Proc. Inst. Radio Eng.* **13**, 539—569 (1925); *Phys. Ber.* **7**, 331 (1926).
- K. W. Wagner: Oliver Heaviside. *Elektr. Nachr. Techn.* **2**, 345—350 (1925).
- G. J. Elias: Über den Stand unserer Kenntnisse über die Heavisideschicht. *Ebenda*, S. 351—358.

- R. L. Smith-Rose and R. H. Barfield: On the determination of the forces in wireless waves at the earth's surface. Proc. Roy. Soc. London **107**, 587—601 (1925).
- J. Zenneck: Die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. Elektrot. u. Maschinenb. **43**, 593—598 (1925).
- L. W. Austin: The present status of radio atmospheric disturbances. Journ. Washington Acad. **16**, 41—46 (1926).
- R. L. Smith-Rose: Coastal Errors in radio direction finding. Nature **116**, 426—427 (1926).
- T. L. Eckersley: The constitution of the Heaviside layer. Ebenda **117**, 380—381 (1926). (Bemerkung zu den Experimenten von Breit und Tuve.)
- M. Tayler: The transmission of signals from a horizontal antenna. Nature **117**, 791 (1926).
- T. L. Eckersley: Electrical Constitution of the upper atmosphere. Ebenda, S. 821.

IV. Physik des Meeres.

1. Statik, Dynamik und Optik.

- H. Thorade: Fortschreitende Wellen bei veränderlicher Wassertiefe. Mitt. d. Math. Ges. Hamburg VI, Heft 5.
- The circulation of the North Pacific Ocean. Washington Pilot Chart, North Pac. Ocean, 1926, April.
- F. A. Zeusler: The ice drift in the North Atlantic Ocean. Ebenda, März.
- H. Thorade: Flutwellen auf unebenem Grunde. Ann. d. Hydr. **54**, 217 (1926).
- H. Jeffreys: On the formation of Water Waves by Wind. Proc. Roy. Soc. A. **110**, 241 (1925).
- H. Lamb: On Waves Resistance. Ebenda **111**, 14 (1926).

2. Gezeiten.

- B. Gutenberg: Neuere Untersuchungen über Gezeiten und ähnliche Meeresbewegungen. Zeitschr. f. Geophys. I, 260 (1925).
- H. A. Marmer: The Atlantic Ocean Tide. Geogr. Rev. 1926, S. 322.
- A. Defant: Bemerkungen zu Sternecks: Zur Theorie der halbtägigen Gezeiten des Atlantischen Ozeans. Ann. d. Hydr. **54**, 133 (1925).
- Derselbe: Gezeiten und Gezeitenströmungen im Roten Meer. Ebenda, S. 185.
- J. Bartels: Barometrische Messung der Hochseegezeiten. Ebenda, S. 222.
- K. Hessen: Gezeiten- und Strombeobachtungen auf der Winterstation des „Gauss“ 1902 bis 1903. Deutsche Südpolarexpedition 1901—1903, Bd. VII, S. 561. Berlin, W. de Gruyter u. Co., 1926.
- H. U. Sverdrup: Dynamic of tides on the North Siberian Shelf. Results from the Maud Expedition. Geophys. Publ. Oslo IV, Nr. 5 (1926).
- Gezeitentafeln für das Jahr 1927. Herausgeg. v. d. Deutschen Seewarte. Hamburg 1926.

V. Physik der Atmosphäre.

1. Statik und Dynamik.

- L. Prandtl u. W. Tollmien: Die Windverteilung über dem Erdboden, errechnet aus den Gesetzen der Rohrströmung. Zeitschr. f. Geophys. I, 47 (1925).
- Beeinflussung der Luftströmung durch das Gelände. Naturwiss. **14**, 624 (1926).
- O. Myrbach: Das Atmen der Atmosphäre unter kosmischen Einflüssen. Ann. d. Hydr. **54**, 94 u. 145 (1926).
- D. Brunt: Periodicities in European Weather. Phil. Trans. Roy. Soc. London, S. 225, Nr. 631.
- A. Defant: Witterungsperioden. Das Wetter 1925, Heft 11.
- O. v. u. z. Aufsess: Zusammenhang zwischen Luftdruckverteilung und Sonnenrotation. Ebenda.
- O. Moese: Radiation und Fronten. Ebenda, Nr. 12.
- G. Stüve: Die Polarfronttheorie. Jahresber. d. Frankfurter Vereins f. Geogr. und Statistik 1922/25.

- H. U. Sverdrup: The north-polar cover of cold air. *Monthly Weather Rev.* 1925, Nr. 11.
- J. Bjerknes: The structure of fronts. *Met. Mag.* 1926, Nr. 722.
- L. Steiner: Zur barometrischen Höhenformel. *Az. Időjárás* 1926, Jan./Febr. Geophysical Meeting, 4. Dec. 1925. *Vertical Theories in Meteorology. The Observatory* **49**, 15 (1925).
- Geophysical Meeting, 7. May 1925. The Relation between Barometric Pressure and Gas Pressure in Mines. *Ebenda*, S. 188.
- F. M. Exner: Zu Defants Theorie der Schwingungen einer geschichteten Atmosphäre. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 19 (1926).
- J. Bjerknes: Weitere Bemerkung in der Frage der Beschleunigung an atmosphärischen Diskontinuitätsflächen. *Ebenda*, S. 24. Zusatz von Exner, S. 25.
- A. Defant: Wellen im Luftmeer. *Ebenda*, S. 49.
- F. Linke: Die physikalischen Faktoren des Klimas. Berlin, J. Springer, 1925.
- R. Bureau: Les atmosphériques et le front polaire. *La Météorologie* **16**, 7 (1925).
- W. R. Stevens: Tornados in Alabama. *Monthly Weather Rev.* **53**, 437 (1925).
- A. Defant: Die statistischen Untersuchungen über die Anomalien der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 121 (1926).
- F. M. Exner: Über die Beschleunigung und die Lage der Isotaren an atmosphärischen Diskontinuitätsflächen. *Ebenda*, S. 146.
- W. Schmidt: Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen. Probleme d. kosm. Physik, VII. Bd., VIII u. 118 S. Hamburg, Henry Grand, 1925.
- H. U. Sverdrup: The north polar cover of cold air. Preliminary results from the Maud expedition. *Monthly Weather Rev.* **53**, 471 (1925).
- B. M. Varney: Meteorological conditions in the European sector of the Arctic. *Ebenda*, S. 475.
- W. R. Gregg: Upper air winds of Central and Eastern U. S. *Bull. of the Amer. Met. Soc.* **7**, 10 (1926).
- H. v. Ficker: Maskierte Kälteeinbrüche. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 186 (1926).
- F. Baur: Die Polarfronttheorie. *Die Sterne* **6**, 38 (1926).
- E. van Everdingen: The cyclone — like whirl — winds of August 10, 1925; *Proc. Amsterdam* **28**, 871 (1925).
- H. v. Ficker: Der Vorstoß kalter Luftmassen nach Teneriffa. *Abh. d. Preuß. Met. Inst.* VIII, Nr. 5 (1926).
- G. v. Elsner: Der Einfluß des Windes auf den Barometerstand an Höhenstationen. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 201 (1926).
- A. Thomson: Windstörungen über Samoa. Ref. v. A. Wagner. *Ebenda*, S. 237.
- Ch. Sadron: Contribution à l'étude de la formation et de la propagation des anneaux des tourbillons dans l'air. *Journ. de Phys. et le Radium* 1926, S. 78.
- E. Gold: The Travel of Depressions. *Met. Mag.* **61**, 53 (1926).
- W. Naeglé: Wärmeeinbruch, Orkan und Hochwasser am Jahreschluß 1925. *Das Wetter* **43**, 61 (1926).
- D. Brunt: Energy in the Earth's Atmosphere. *Phil. Mag.* (7) **1**, 523 (1926).
- A. Wegener: Thermodynamik der Atmosphäre. *Handb. d. Phys.*, Bd. XI (Anwendungen der Thermodynamik).
- E. Oddone: Sulla resistenza de la superficie terrestre oppone all movimento dell'aria. *Accad. del Linc.* **1**, 308 (1925).
- Derselbe: Alterazioni nelle configurazioni isobariche portate dallo smorzamento dell'aria. *Ebenda*, S. 537.
2. Strahlungsvorgänge, Solarkonstante, Zusammensetzung der oberen Atmosphäre.
- C. O. Stevens: Note on variations in transparency of the atmosphere by means of a projected image of the sun. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.* **52**, 7—14 (1926).
- J. Dufay: Polarisation de la lumière du ciel nocturne. *Compt. rend.* **182**, 331—333 (1926).

- R. Meyer: Haloerscheinungen, Theoretische Beiträge zur meteorologischen Optik. Abhandlungen des Herderinstitutes zu Riga. Erster Band. Nr. 5. Riga, G. Löffler, 1925.
- F. Linke: Die Übertemperatur einer frei aufgestellten schwarzen Kugel. Meteorol. Zeitschr. **43**, 11 (1926).
- H. Seiberg und C. Störmer: Méthode pour la mesure photogrammétrique des nuages pendant la nuit quand ces nuages sont éclairés par la lune ou par la lumière corpusculaire. Geophys. Public., Vol. III, Nr. 12, Oslo 1925.
- E. Steuz: Sur la méthode actinométrique de Michelson et sur son application pour les mesures de la radiation solaire dans les montagnes. Etudes météor. et hydrog. fasc. **1** (1924). Warszawa 1924.
- Derselbe: Observations pyrhéliométriques anciennes faites dans les monts de Czarnohora. „Kosmos“, Journ. de la Soc. Polon. des Natures „Kopernik“ **50**, 480—489 (1925).
- J. J. Tichanowsky: Die Messung des Durchlässigkeitskoeffizienten der unteren Atmosphäreschichten. Journ. Russ. phys.-chem. Ges., Abt. Physik, **56**, 672—674 (1924).
- Derselbe: Die Polarisation des Lichtes im natürlichen Medium der Atmosphäre. Ebenda, S. 664—671.
- W. Martén: Das Strahlungsklima in Potsdam. Verbesserung und Ergänzung der bisherigen Ergebnisse nach neueren Messungen. Veröff. d. preuß. Met. Inst., Nr. 336. Berlin 1925.
- J. J. Tichanowsky: Die Polarisation des Lichtes im natürlichen trüben Medium der Atmosphäre. Journ. d. Russ. phys.-chem. Ges., phys. Teil, **56**, 664—671 (1924) (russisch); Phys. Ber. **7**, 474 (1926).
- G. M. B. Dobson: Measurements of the sun's ultra violet radiation and its absorption in the earth atmosphere. Proc. Roy. Soc. London **104**, 252—271 (1925); Phys. Ber. (1926).
- J. Dufay: Polarisation de la lumière du ciel nocturne et la lumière zodiacale. Journ. d. phys. et le Radium **7**, 20—21 (1926).
- C. Harding: Seasonal sunshine in Great Britain. Nature **117**, 422—423 (1926).
- C. G. Abbot: Measuring sun rays. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. **52**, 1—6 (1926).
- E. Steuz: Sur la théorie de l'actinomètre et sur les mesures de la radiation solaire dans les montagnes. „Kosmos“, Journ. de la Soc. Polon. des Natures „Kopernik“ **50**, 462—479 (1926).
- E. Steuz und H. Oskisz: Observations pyrhéliométriques faites dans les carpathes orientales durant l'été de l'année 1924. Ebenda **50**, 421—461 (1925).
- W. Georgii: Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung über dem nordatlantischen Ozean und im karabischen Meere. Meteorol. Zeitschr. **43**, 97—101 (1926).
- A. Wegener: Messungen der Sonnenstrahlung am Sanatorium Stolzalpe. Ebenda, S. 104—106.
- O. Hoelper: Untersuchung zur Physik der Sonnenstrahlung. Naturwiss. **14**, 497—501 (1926).
- C. G. Abbot and Collegues: Provisional solar constant values, August 1920 to November 1924. Smithsonian Misc. Coll. **77**, 38 (1925).
- A. Boutaric et Y. Manière: Quelques mesures photométriques du rayonnement solaire. Bull. de Belg. **11**, 121—124 (1925); Phys. Ber. **7**, 477 (1926).
- H. Buisson et C. Jansseran: Sur les variations de l'ozone de la haute atmosphère. Compt. rend. **182**, 232—234 (1926).
- G. M. B. Dobson and D. N. Harrison: Measurements of the amount of ozone in the earth atmosphere and its relation to other geophysical conditions. Proc. Roy. Soc. **110**, 660—692 (1926).
- C. Chree: Atmospheric Ozone and terrestrial magnetism. Ebenda, S. 693—699.
- H. E. Armstrong: Ozone and the upper atmosphere. Nature **117**, 452 (1926).
- F. A. Lindemann u. G. M. B. Dobson: Die Temperatur der obersten Atmosphäreschichten. Mit einem Zusatz von A. Wegener. Meteorol. Zeitschr. **43**, 102—104 (1926).

3. Atmosphärische Akustik.

- E. Wiechert: Seismische Untersuchungen. Erste Mitteilung: Beobachtung von Lufterschütterungen in Göttingen bei Sprengungen in Jüterbog. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 14 (1925).
- C. Angenheister: Schallbeobachtungen in Göttingen während der Sprengungen in Jüterbog am 24. Juli 1924. *Ebenda*, S. 20.
- Derselbe: Die Laufzeit des Schalles für große Entfernungen. I. *Ebenda*, S. 314. II. *Ebenda* **2**, 88 (1926).
- A. Wegener: Die äußere Hörbarkeitszone. *Ebenda* **1**, 297 (1925).
- E. Wiechert: Die normale Schallausbreitung als Mittel der Erforschung der Stratosphäre. *Ebenda* **2**, 92 (1926).
- B. Gutenberg: Die Schallgeschwindigkeit in den untersten Schichten der Stratosphäre. *Ebenda*, S. 101.
- Neuere Untersuchungen zur Akustischen Meteorologie. *Naturwiss.* **14**, 623 (1926).
- Aufgaben und Hilfsmittel der atmosphärischen Akustik. Vortrag von Prof. Kühl. Ref. *Ebenda*, S. 601.
- B. Gutenberg: Über die Ausbreitung des Schalles in der Atmosphäre. *Ebenda*, S. 338.
- F. Ritter: Beitrag zur Beobachtung der durch die Sprengungen bei la Courtine im Mai 1924 erzeugten Schallwellen. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **7**, 152 (1926).
- Royal Met. Soc. Meteorological Conditions and Sound Transmission. *The Observatory* **47**, 186 (1926).
- J. Kölzer: Die Schallausbreitung in der Atmosphäre und die äußere Hörbarkeitszone. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 21 (1926).
- E. Wiechert: Über die Schallausbreitung in der Atmosphäre. *Ebenda*, S. 81.
- W. J. Witkiewitsch: Über die Zonen der Hörbarkeit von Explosionswellen. *Ebenda*, S. 91.
- J. W. St. Reyleigh: *The Theory of Sound*. Bd. I. Zweite durchgesehene und erweiterte Auflage. 494 S. (1926).
- Ch. Maurain: Sur la Propagation des Ondes acriennes. *Ann. de l'institut de physique du globe*. Paris 1926. 49 S. (Sprengungen bei La Courtine.)
- E. Esclangon: *L'acoustique de canons et des projectiles*. Paris, Gauthier Villars, 1926, 388 S.

VI. Angewandte Geophysik.

- H. Reich: Die Bedeutung der geophysikalischen Untersuchungsmethoden für die Geologie nach den bisherigen Erfahrungen. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 120 (1925)
- R. Krahnann: Die Anwendbarkeit der geophysikalischen Lagerstättenuntersuchungsverfahren, insbesondere der elektrischen und magnetischen Methoden. *Abh. z. prakt. Geol. u. Bergwirtschaftslehre*, Bd. 3. Halle, W. Knapp, 1926. 40 S.
- C. Heiland: Instrumente und Methoden zur Ermittlung nutzbarer Lagerstätten. *Zeitschr. f. Instrkde.* **45**, 417 (1925).
- J. Königsberger: Über den Nachweis wasserführender Störungen unter Tage im Salzbergbau mittels geophysikalischer Methoden. *Kali* **19**, 353 (1925).
- J. B. Ostermeier: Zuverlässigkeit u. Wirtschaftlichkeit einfacher geophysikalischer Untersuchungsmethoden. *Int. Zeitschr. f. Bohrtechnik, Erdölbergbau u. Geologie* **34**, 25 (1926).
- A. Krahnann: Geophysische Studien in ihrer Anwendung auf die Geologie und Lagerstättenlehre. *Congreso Geol. Int. Madrid 1926, Resumen*, S. 131.
- V. Kindelan: Es de gran interés y será útil el estudio e investigación por procedimientos geofísicos de los terrenos y azufreos del S. E. de España, por si en ellos existen depositos de hidrocarburos susceptibles de aprovechamiento industrial. *Ebenda*, S. 153.
- R. Krahnann: Zur Entwicklung der praktischen Geophysik. *Int. Bergwirtschaft* **1**, Heft 7/8 (1926).
- O. Meisser: Ermittlung der Tiefe der schwerestörenden Massen mittels der Drehwagen. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 32 (1925).
- A. Berroth: Siehe I, 2.

- W. Schweydar: Die topographische Korrektion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswage. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 81.
- H. Holst: Über Gravitationsmessungen mit der Drehwage auf dem Eise des Titisees. *Ebenda*, S. 228.
- B. Numerov: Graphische Methode zur Berücksichtigung des topographischen Einflusses und des Einflusses der unterirdischen Massen auf die gravimetrischen Beobachtungen. *Ebenda*, S. 367.
- O. Meisser: Zur Weiterentwicklung der Drehwage. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 108 (1926).
- K. Kichling: Die gleichmäßig gedrehte Drehwage. *Ebenda*, S. 134.
- W. Schweydar: Eine neue Form der Drehwage. *Ebenda*, S. 151.
- R. Schumann: Über das Zeichnen der Isogammen aus Schwerkraftsgradienten. *Zeitschr. f. Instrkde.* **46**, 25 (1926).
- D. Pekár: Die Entwicklung, Empfindlichkeit und Verlässlichkeit der Eötvösschen Originaldrehwagen. *Ebenda* **45**, 486 (1925).
- J. Königsberger: Über die heute mit der Drehwage von Eötvös bei Feldmessungen erreichbare Genauigkeit und über den Einfluß der geologischen Beschaffenheit der Terrains hierauf. *Zeitschr. f. prakt. Geol.* **33**, 169 (1925).
- Derselbe: Über die Bestimmung der Mächtigkeit von Schotter- und Sandmassen. *Congreso Int. Geol. Madrid 1926*, Resumen, S. 149.
- G. Sans u. Huelin: Dos Campagnas de Ensayo con la Balancia torsion Eötvös-Schweydar. *Memoires del Inst. Geogr. y Catastral*, Tomo 4, Madrid 1926.
- H. Reich: Instrumentelle Seismik und Geologie. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 121 (1925).
- J. Königsberger: Vertikalvariometer für Feldmessungen. *Ebenda*, S. 237.
- P. Ludewig u. H. Witte: Radioaktive Messungen im Quellgebiet von Brambach. *II. Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 242 (1925); **2**, 70 (1926).
- O. Meisser: Absolute Inklinationsmessungen im Gelände. *Ebenda*, S. 110.
- W. Heine: Die Einflüsse von Induktion und Kapazität bei geophysikalischen Potentiallinienmessungen mit Wechselstrom. *Phys. Zeitschr.* **27**, 219 (1926).
- J. B. Ostermeier: Nochmals „Über eine Möglichkeit der Konstruktion hochempfindlicher Universalvariometer für erdmagnetische Messungen“. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **7**, 223 (1926).
- K. Sundberg: Schwedische elektrische Schürfmethode. *Congreso Geol. Int. Madrid 1926*, Resumen, S. 145.
- R. Krahnmann: Magnetische Untersuchungen im Habichtswald bei Cassel als Ergänzung der geologischen Kartierung. *Zeitschr. f. prakt. Geol.* **34**, 11 (1926).
- Derselbe: Die verschiedenen geoelektrischen Lagerstättenuntersuchungsverfahren. *Metall u. Erz* **23**, **1** (1926).
- Dr. Reich: Neuere Erfahrungen mit magnetometrischen Messungen. *Niederschrift über die Vers. d. Dir. d. Geol. Landesamt 1925*.
- C. Mainka: Bemerkung zur akustischen Ortsbestimmung. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 111 (1926).
- Das Behmloot als Mittel zur Erhöhung der Flugsicherheit. *Der Luftweg 1925*, Nr. 23.
- E. G. Enright: The Echo Sounder Naut. *Mag.* 1926, Jan.
- R. Ambronn: Methoden der angewandten Geophysik. *Naturwiss. Reihe*, Bd. XV. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff, 1926.
- H. Stenzel: Akustische Lotmethoden. *Werft, Reederei, Hafen 1926*, Heft 5 u. 6.
- M. Schulz: Der Kreisel als Richtungsweiser. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 59 (1926).
- C. Heiland: Instrumentelle Neuerungen auf dem Gebiet der angewandten Geophysik. *Ebenda*, S. 118.
- H. Reinhold: Stratameters, instruments for securing geologic data in boreholes. *Congreso Int Madrid 1926*, Resumen, S. 193.
- R. Krahnmann: Die verschiedenen Lagerstättenuntersuchungsverfahren in allgemein physikalischer Hinsicht und ihre Tiefenwirkung. *Metall und Erz* **23**, 230 (1926).
- W. Heine: Die Einflüsse von Induktion und Kapazität bei geophysikalischen Potentialmessungen mit Wechselstrom. *Phys. Zeitschr.* **27**, 219—224 (1926).

VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

1. Kosmische Physik, Astrophysik.

- E. Strömgren: Die Hauptprobleme der modernen Astronomie 8, 106. Berlin, J. Springer. 1925. *M.* 4,80.
- H. Fricke: Die Herkunft der Strahlungsenergie der Sterne. Phys. Zeitschr. **27**, 326—332 (1926).
- Bjerknes: The temperature of sunspots. Compt. rend. **182**, 48 (1926); Nature **117**, 463 (1926).
- J. Hellerich: Die Theorie der Sternentwicklung von Jeans. Naturwiss. **14**, 631—635 (1926).
- J. H. Jeans: On the masses, luminosities and surface temperatures of the stars. Monthly not. Roy. Astr. Soc. **85**, 196, 394 und 792 (1925).
- Royal Observatory Greenwich: Determination of the solar rotation from long lived spots. Ebenda, S. 548—553.
- J. Evershed: On some measures of the solar rotation at different levels in the chromosphere. Ebenda, S. 607—610.
- A. S. Eddington: The source of stellar energy. Nature **117**, Suppl. 25—32 (1926).
- G. E. Hale: Some new possibilities in solar research. Ebenda **118**, 1—8.

2. Physik und Chemie.

- G. Hoffmann: Über den Comptoneffekt bei γ -Strahlen. (Experimentelle Bestätigung der Theorie.) Zeitschr. f. Phys. **36**, 251—258 (1926).
- E. Hoppe: Geschichte der Physik. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., 1926. 536 S. 33 *M.*
- W. F. G. Swann: The theory of the single fiber electroscopes and a new design of the instrument. Journ. Opt. Soc. Am. **11**, 375—391 (1925).
- J. E. Fjeldstad: Einige thermische Eigenschaften von Eis und Wasserdampf. Geofys. Publik., Vol. III, Nr. 10. Oslo 1925.
- Derselbe: Graphische Methoden zur Ermittlung adiabatischer Zustandsänderungen feuchter Luft. Ebenda, Nr. 13.
- T. Spooner: Temperature coefficient of magnetic permeability of sheet steel. Phys. Rev. **27**, 183—188 (1926).
- S. J. M. Allen: The absorption of X rays of wave length down to 0,08 Å. Ebenda, S. 266—276.
- A. Bernini: Su di una modificazione della camera di ionizzazione. Cim. (N. S.) **2**, 305—313 (1925); Phys. Ber. **7**, 941 (1926).
- K. Honda, S. Kaja, Y. Matsuyama: On the magnetic properties of single crystals of iron. Nature **117**, 753—754 (1925).
- J. A. Harries, L. F. Yntema and B. S. Hopkins: The element of atomic number 61; Ilnium.
- O. C. Buckley and L. W. McKeehan: Magnetic properties of permalloy. Phys. Rev., Aug. 1925.
- The Geophysical Laboratory furnace thermostat. Naturwiss. **14**, 347 (1926).
- J. Schmekel: Abkühlung heißer Körper in Gasen und Flüssigkeiten II. Phys. Zeitschr. **27**, 332 (1926).
- F. Auerbach: Physik in graphischen Darstellungen. 12 u. 286 S., 1557 Abb. Leipzig, B. G. Teubner, 1925.
- Ch. F. Brush: Some New Experiments in Gravitation, Fifth Paper Change in white of metals under Strain. Proc. Amer. Phil. Soc. **64**, 36 (1925).
- E. Schneider: Über die Wärmeleitung von Luft und Wasserstoff. Ann. Phys. **79**, 177 (1926).
- Derselbe: Berichtigung hierzu. Ebenda, S. 215.

- W. Bauer: Das Widerstandsgesetz schnell bewegter Kugeln in Wasser. Ebenda, S. 232. Handbuch der Physik. Bd. XI. Anwendung der Thermodynamik.
- K. Försterling: Über die Reflexion und Brechung elektrischer Wellen am geschichteten Medium. Ann. d. Phys. **74**, 171 (1924).
- H. B. Dixon und G. Greenwood: On the velocity of Sound in Mixtures of Gases. Proc. Roy. Soc. London (A) **109**, 561 (1925).

3. Mathematik, Graphische Darstellung.

- G. Kull: Graphische Darstellung von ins Unendliche laufenden Kurven. Phys. Zeitschr. **27**, 316 (1926).
- W. Fender: Über die Bestimmung des Genauigkeitsmaßes im Gaußschen Fehlergesetz. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. **6**, 244 (1926).
- J. Groeneveld: Über ein neues Verfahren zur harmonischen Analyse und Synthese. Ebenda, S. 253.
- H. Maurer u. Burath: Zur Frage der „eigenartigen Isolinen“. Ann. d. Hydr. **54**, 132 (1926).
- H. Anér: Ausgleichung durch Anwendung des arithmetischen Mittels. Zeitschr. f. Vermessungswesen 1926, Heft 3.

4. Meteorologie.

- F. Schuster: Mond und Wetter. Die Änderung des Wetters zu Karlsruhe 1922—25. Ann. d. Hydr. **54**, 19—22 (1926).
- G. Hugo: Einige Hilfsmittel zur Erleichterung von Pilotballonmessungen Ebenda, S. 179.
- L. Keller: Einige Betrachtungen über die Untersuchung des täglichen Ganges des spezifischen Volumens der Luft. Journ. Geophys. Meteorol. Leningrad, Vol. 1, Nr. 2.
- K. Wegener: Über künstliche Regenerzeugung. Ebenda.
- F. M. Exner: Monatliche Luftdruck- und Temperaturanomalien auf der Erde. Korrelationen des Luftdruckes auf Island mit dem anderer Orte. Wien. Ber. **133**, 307—408 (1924). Bespr. Naturwiss. **14**, 122 (1926).
- A. Wagner: Eine bemerkenswerte 16 jährige Klimaschwankung. Ebenda.
- C. E. P. Brooks: Die Verteilung der Gewitter auf der Erde. Met. Office 254 d: Geophysical Memoirs, Nr. 24. London 1925. Bespr. Naturwiss. **14**, 123 (1926).
- A. de Quervain: Der Stand der meteorologischen und astronomischen Einrichtungen in der Forschungsstation Jungfrauoch. Vierteljahrsschrift der naturf. Ges. Zürich **10**, 288—301 (1925).
- H. Knox-Shaw, Radcliffe observatory Oxford: Results of meteorological observations 1921—1925. Oxford 1925.
- G. C. Simpson: The velocity equivalents of the Beauford scale. London 1926. Air ministry meteorological notes.
- A. Wegener: Theorie der Haupthalos. Aus dem Archiv der deutschen Seewarte **43**, Hamburg 1926.
- O. Myrbach: Das Atmen der Atmosphäre unter kosmischen Einflüssen. Ann. d. Hydr. **54**, 94 und 145 (1926).
- F. Kesner-Marilaun: Solarklimatische und Spielräume morphogener Hemisphären-temperaturen der Vorzeit. Wien. Ber. **133**, Heft 7—8 (1926).
- K. Knoch: Die Haupttypen des täglichen Ganges der Bewölkung über Europa. Abhandl. Pr. Met. Inst., Bd. 8, Nr. 3.
- F. Baur: Bedingungen und Vorhersage des Niederschlagscharakters des Juli in Deutschland. Meteorol. Zeitschr. **43**, 1 (1926).
- A. Schmauss: Gegen die langfristigen Wetterprognosen. Ebenda, S. 106—107.
- H. v. Ficker: Bericht über die Tätigkeit des preußischen meteorologischen Instituts im Jahre 1925. Mit einem Anhang enthaltend wissenschaftliche Mitteilungen u. a.

- H. v. Ficker: Vertikale Temperaturgradienten im Gebirge.
G. Wussow: Die Häufigkeit zu nasser und zu trockener Sommermonate. (Regenklemmen in Ostpreußen).
R. Süring: Jährlicher und täglicher Gang der Verdunstung in Potsdam.
H. v. Ficker: Dar Vorstoß kalter Luftmassen nach Teneriffa. Preuß. Met. Institut, Nr. 337. Berlin 1926.
G. v. Elsner: Die vertikale Temperaturverteilung zwischen Wasserleben und dem Brocken. Ebenda, Nr. 339.
J. N. Dörr und A. Schlein: Hygrometertafeln. 32 S. Wien, Hohe Warte, Selbstverlag von A. Schlein, 1925. Phys. Ber. 7, 361 (1926).
B. P. Weinberg: Beitrag zur Erzeugung von Niederschlägen aus Wolken durch Streuen elektrisierten Sandes. Journ. d. Russ. phys.-chem. Ges., phys. Teil 56, 687 (1924); Phys. Ber. 7, 458 (1926).
J. W. Sandström: Über eine eigentümliche Zweideutigkeit beim meteorologischen Einfluß des Golfstromes. Gerlands Beitr. z. Geophys. 15, 67—70 (1926).
M. Grubenmann: Jx -Tafeln feuchter Luft und ihr Gebrauch bei der Erwärmung, Abkühlung, Befeuchtung, Entfeuchtung von Luft, bei Wasserrückkühlung und beim Trocknen. 45 S. 10,50 \mathcal{M} . Berlin, J. Springer, 1926.
J. Durward: Investigations of the winds in the upper air from information regarding the place fall of pilot balloons and the distribution of pressure. Meteorolog. pressure. Meteorolog. Office, Air Ministry, Nr. 42. London 1925.
G. M. B. Dobson: The uppermost regions of the earth's atmosphere. 22 S. Oxford, Clarendon press, 1926.
V. Malzev: Luminous night clouds. Nature 118, 14 (1926).
J. Fischli: Aeronautische Meteorologie. Berlin 1924. (Bibliothek für Luftschiffahrt und Flugtechnik, Bd. 7.) R. C. Schmidt & Co.
J. E. Fjeldstad: Graphische Methoden zur Ermittlung adiabatischer Zustandsänderungen feuchter Luft. Geophys. Publ., Vol. III, Nr. 13.
O. Meissner: Weitere Bemerkungen über die Zuverlässigkeit langfristiger Wettervorausagen. Das Wetter 1925, Heft 11.
A. Schmidt: Eine photographische Registriereinrichtung mit weiter Zeitskala mit sparsamem Papierverbrauch. Bericht üb. die Tätigkeit des preuß. Met. Inst. im Jahre 1926. Berlin, J. Springer, 1926.

5. Physiogeographie.

- A. Einstein: Die Ursachen der Mäanderbildung der Flußläufe und des sogenannten Baerschen Gesetzes. Naturwiss. 14, 223 (1926).
L. Prandtl: Bemerkung zu dem Aufsatz von A. Einstein, Die Ursache der Mäanderbildung und das sogenannte Baersche Gesetz. Ebenda, S. 619.
Bodenfrost und Erdfließen in Spitzbergen auf Grund eigener Beobachtungen. Vortrag von Dr. K. Gripp, Naturwiss. 14, 627 (1926).
O. B. Exners Forschungen über Wasserbewegungen in Flüssen. Ebenda, S. 652.

6. Verschiedenes.

- E. Kohlschütter: Die geodätische Konferenz in Helsingfors im Sommer 1924. Zeitschr. f. Geophys. 1, 65 (1925).
C. Mainka: Über einige neuere geophysikalisch-instrumentelle Arbeiten. Ebenda 2, 140 (1926).
Derselbe: Über einige neue geophysikalisch-instrumentelle Vorrichtungen. Feinmechanik und Präzision 1926, Nr. 9—11.
Aus dem Jahresbericht des Geodätischen Institutes in Potsdam. Mitt. d. Ges. Deutscher Naturf. u. Ärzte 3, 14 (1926). (Beilage der Naturwiss.)
U. C. Coast and Geodetic Survey. Annual report of the director 1924. Washington 1924. Government printing office. Ref. Naturwiss. 14, 485 (1926).
Verhandlungen der klimatischen Tagung in Davos 1925. Basel, B. Schwabe & Co. 576 S.

I. Bewegung und Konstitution der Erde.

1. Rotation, Präzession, Nutation, Polschwankung.

- B. Meyermann: Ein Vorschlag zur Einführung eines kosmischen Zeitmaßes. *Naturwiss.* **14**, 979—980 (1926).
Derselbe: Die Westdrift der Erdoberfläche. *Ebenda*, S. 204—205.
R. Spitaler: Polschwankung und Geotektonik. *Siehe II*, 1.
K. Hauptmann: Polwanderungen. *Mitt. a. d. Markscheidewesen* 1925, Nr. 48—54.
B. Gutenberg: Bewegungen der Erdachse. *Lehrbuch der Geophysik*, herausgeg. von B. Gutenberg, Abschnitt IX (1926).

2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.

- H. Nagaoka: Invariable Pendulum of Thungsten for relative Measurements of Gravity. *Proc. Imp. Acad. Tokio* **2**, 198—200 (1926).
E. A. Ansel: Schollengleichgewicht und Schwerstörungen. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 209—214 (1926).
R. Schwinner: Über die Gestalt der Erde. *Ebenda*, S. 214—216.
W. Bowie: Proposed Theory in Harmony with Isostasy to Account for Major changes in the Elevation of the Earth's surface. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **15**, 103—115 (1926).
H. Jeffreys: On the Nature of Isostasy. *Ebenda*, S. 167—188.
R. Schumann: Über die Lotrichtung in den Triangulationshauptpunkten der Schweiz, Preußens, Bayerns, Österreichs und Ungarns. *Ebenda*, S. 215—218.
P. Le Rolland: Sur la mesure de la dureté par le pendule. *Compt. rend.* **182**, 1013—1014 (1926).
E. Soler: Gravity work at the second meeting of the international geodetic and geophysical. *Union. Journ. Washington Acad.* **16**, 261—266 (1926).
G. E. Putnam: The equilibrium theory of the earth's crust. *Ebenda*, S. 285—291.
J. J. A. Müller: Dutch pendulum observations in the Atlantic and the Pacific. *Nature* **117**, 786 (1926).

3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde. Geochemie.

- V. M. Goldschmidt: Probleme der Geochemie. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **15**, 38—50 (1926).
Jeffreys: The Rigidity of the Earth's Central Core. *Siehe II*, 2.
B. Gutenberg: Der physikalische Aufbau der Erde. *Lehrbuch der Geophysik*, herausgeg. von B. Gutenberg, Abschnitt XI (1926).

II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste.

1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

- M. Bogolepov: Principles of the origin of the globe's face. *Journ. of Geophys. and Met.* **2**, 33—45 (1925) (russisch mit engl. Auszug).
H. Löwy: Von der Entstehung der Gebirge und Festlande. *Naturwiss.* **14**, 921—927 (1926).
H. Kanter: Das Problem der Calderaentstehung. *Ebenda*, S. 998—1000.
B. Wach: Ein Beitrag zur Frage der Kontinentalverschiebung. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 161—163 (1926).
E. Tams: Ausbruch des Katmai 1912. *Siehe II*, 2.
R. Spitaler: Polschwankungen und Geotektonik. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 191—204 (1926).
W. v. Seidlitz: Entstehen und Vergehen der Alpen. 267 S., 15 Tafeln, 122 Abb., 1 Karte. Stuttgart, Ferdinand Enke, 1926.

- L. H. Adams und R. E. Gibson: Die Kompressibilität des Dunits und des basaltischen Glases und ihre Beziehungen zur Zusammensetzung der Erde. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **15**, 241—250 (1926).
- E. Haarmann: Über die Kraftquelle der Tektogenese. *Zeitschr. d. D. Geol. Ges.* **78**, 71—83 (1926).
- Derselbe: „Tektogenese“ oder „Gefügebildung“ statt „Orogenese“ oder „Gebirgsbildung“. *Ebenda*, S. 105—107.
- J. Joly: Professor Leás Criticisme of „the Surface History of the Earth“. *Phil. Mag.* **2**, 245—246 (1926).
- Derselbe: The Surface History of the Earth. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **15**, 189—200 (1926).
- Ch. Lallemand: Le soit-disant affaissement du sol de la France. *Bulletin géodésique* 1925, Nr. 6.
- D. Kreichgauer: Die Äquatorfrage in der Geologie. VII u. 301 S. Kaldenkirchen (Rheinland), Misionsdruckerei Steyl (ohne Jahreszahl).
- A. Born: Wasser, Eis und Wind als geologische Großfaktoren. *Lehrbuch der Geophysik*, herausgeg. von B. Gutenberg, Abschnitt IV (1926).
- Derselbe: Vulkanismus. *Ebenda*, Abschnitt V.
- Derselbe: Der Bewegungsmechanismus der Erdkruste. *Ebenda*, Abschnitt III.

2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- B. Gutenberg: Die physikalischen Vorgänge bei Erdbeben. *Lehrbuch der Geophysik*, herausgeg. von B. Gutenberg, Abschnitt VII (1926).
- A. Imamura: On the long waves leading Earthquake motion. *Proc. Imp. Acad. Tokio* **2**, 129—132 (1926).
- Derselbe: On the Recurrence of Destructive Earthquakes in S. E. Japan during the past 2000 Years. *Ebenda*, S. 264—267.
- K. Suyehiro: On the Nature of earthquake Motions examined by a Seismik Vibration Analyser. *Ebenda*, S. 314—317.
- Liebermann: Erdbeben. *Astr. Nachr.* **228**, 120 (1926).
- H. Wittig: Seismometrische Messungen der Verkehrerschütterungen von Gebäuden. *Zentralbl. der Bauverwaltung* 1926, Nr. 21.
- E. Tams: Erdbeben und Ausbruch des Katmai im Jahre 1912. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 163—165 (1926).
- O. Meissner: Zur Frage nach der täglichen Periode der Erdbeben. *Ebenda*, S. 165—167.
- V. Conrad: Zur Frage des Schemas zur Auswertung von Seismogrammen. *Ebenda*, S. 168—169.
- O. Myrbach: Ein Beitrag, ob Sonnenflecken und Mondphase einen auslösenden Einfluß auf Erdbeben haben. *Ebenda*, S. 217—222.
- A. de Quervain: Ein Beispiel zur experimentellen Seismologie. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **15**, 317—320 (1926).
- J. Mihailovič: *Annuaire séismique 1925. Phénomènes ressentis sur le territoire du royaume des Serbes, Croates et Slovènes.* Sarajevo, Imprimerie d'Etat, 1926.
- Derselbe: *Mikroséismes.* *Ebenda* 1926.
- A. de Quervain u. a. Jahresbericht des Schweizerischen Erdbebendienstes 1924. Zürich (1926). Aus dem Inhalt:
1. In der Schweiz registrierte Erdbeben.
 2. Beschreibung des 21-Tonnen-Universalseismographen, System de Quervain-Piccard.
 3. Herdtiefenbestimmungen aus Registrierungen von Lokalbeben durch den 21-Tonnen-Seismographen.
 4. Beziehungen zwischen der Intensität der Mikroseismen an der Erdbebenwarte Zürich und einem Falle plötzlicher Luftdruckänderung über Mitteleuropa.
 5. Untersuchung eines Nachstoßes des großen Visper-Erdbebens auf Grund der Aufstellung des transportablen Universalseismographen Quervain-Piccard im Epizentralgebiet.

- J. Hartmann: Reorganización del Servicio Sismico en La Plata y Observaciones Sismicas efectuados in los Años 1922—1924. La Plata (1926).
- M. S. Navarro, S. J.: Los terremotos y sus efectos. *Ibérica* Nr. 647—648 (1926).
- V. Inglada Ors: Estudio de la propagación de las ondas P registradas en el sismo producido por la explosión de Oppau (Alemania) de 21. de Septiembre 1921. 37 S. Mem. del Instituto Geogr. y Catastral. Tomo XV, Madrid 1926.
- Derselbe: Contribution al Estudio del Megasismo Japonés de 1^o de Septiembre de 1923. Calculo de las Coordenades Focales y del Instante Inicial del Terremoto Principal por Medio de las Horas de P registradas en las Estaciones proximas. 89 S. Madrid 1926.
- P. E. Gherzi, S. J.: Mouvements séismiques des magnétomètres à Zi-ka-wei et à Lu-kia-pana (1877—1924), Observatoire de Zi-ka-wei, Notes de Sismologie, Nr. 7. Zi-ka-wei-Chang-Hai (1926).
- J. Schorn: Geschichte und Ergebnisse der Erdbebenkunde Tirols. Festschr. d. Zentralanst. f. Met. u. Gedoynamik, Wien 1926, S. 65—82.
- V. Conrad: Schwankungen der seismischen Aktivität in verschiedenen Faltungsgebieten. Ebenda, S. 147—164.
- B. Gutenberg: Die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen in den obersten Erdschichten und ihr Einfluß auf die Ergebnisse einiger Probleme der Seismometrie. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **15**, 66—70 (1926).
- K. Mack: Einige Bemerkungen über Weltbeben und die sogenannten Wiederkehrwellen. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 266—269 (1926).
- A. Sieberg: Zur Geologie der Erdbeben im Rheinland. Ebenda, S. 278—286.
- Derselbe: Über Einsturzbeben. Ebenda, S. 286.
- Jeffreys: The Rigidity of the Earth's Central Core. Meeting of Astr. Soc., 11. Juni 1926. *The Observatory* **49**, 215 (1926).
- A. Mohorovičić: Zur Frage der wahren Empfindlichkeit eines Seismographen. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **15**, 201—214 (1926).
- K. Ullmer: Über die Front- und Rückengeschwindigkeit von Verzerrungswellen in festen, schweren Körpern. I. Ebenda, S. 219—238.
- Montessus de Ballore: La géologie sismologique. XIV n. 488 S. (1924).
- Dieckhoff: Ein Beitrag zur Bodenbewegungskunde. *Mitt. a. d. Markscheidewesen* 1925, Nr. 45—47.
- T. A. Jaggar: The so-called volcanic earthquakes. *Science* **63**, 414—415 (1926).
- Ch. A. Reeds: New York City as a field for earthquake study. Ebenda, S. 426.
- H. Lamb: The constitution of the earth. Ebenda, S. 229—236.
- Ch. Maurin et L. Eblé: Sur la propagation des ondes sismiques dans le calcaire. *Compt. rend.* **181**, 1077—1078 (1925).
- F. Ritter: Messungen bei Explosionen mit Nutzenwendungen auf den Bergbau. *Wiss. Vortrag Kölner Herbstmesse* (Verl. Meßamt Köln), S. 67—75.
- P. Byerly: The depth of forms of two recent earthquakes and the depth of the surface layer of the earth in California. *Bull. Sismol. Soc. Amer.* **16**, 1—9 (1926).
- P. Byerly and G. D. Mitchell: Tables of earthquake waves reflected by a discontinuity at a depth of fifty kilometers. Ebenda, S. 10—14.
- J. B. Macalwane: Are important earthquakes ever caused by an impact? Ebenda, S. 15—18.
- B. Willis: Essays on earthquakes. Ebenda, S. 27—40.
- W. Davis: Science service and the lokalisation of earthquake epicenters. Ebenda, S. 41—42.
- Report of the advisory committee in seismology. Ebenda, S. 45—60.
- F. A. Tondorf: Seismology-A retrospect. *Journ. Washington Acad.* **16**, 233—240 (1926).
- N. H. Heck: Outstanding problems in seismology. Ebenda, S. 245—254.
- R. Stonely: The Effect of the Ocean on Rayleigh Waves. *Monthly Not. of Roy. Astr. Soc. Geophys. Suppl.* **1**, 349—356 (1926).
- Derselbe: The Elastic Yielding of the Earth. Ebenda, S. 356—359.
- H. Jeffreys: The Rigidity of the Earth's Central Core. Ebenda, S. 371—383.

- H. Jeffreys: The Reflection and Refraction of Elastic Waves. *Monthly Not. of Roy. Astr. Soc. Geophys. Suppl.* **1**, 321—334 (1926).
- Derselbe: On the Amplitudes of Bodily Seismic Waves. *Ebenda*, S. 334—348.
- T. Matzusawa: On the possibility of gravitational waves in soil and allied problems. *Jap. Journ. of Astr. and Geophys.* **3**, 161—177 (1926).
- E. Rothé: Sur la nature des maximums inscrit dans les séismogrammes. *Compt. rend.* **188**, 186—189 (1926).
- H. H. Turner: *Gutenbergs ScPsS. Seismol. Invest. Brit. Assoc. Sect. A*, S. 4—6, Oxford (1926).
- H. Jeffreys: The Earth's Central Core. *Ebenda*, S. 3—4.
- A. Sieberg: *Erdbebengeologie. Lehrbuch der Geophysik*, herausgeg. von B. Gutenberg, Abschnitt VI (1926).

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde.

- W. F. G. Swann: The origin of the earth's electric and magnetic phenomena. *Journ. Frankl. Inst.* **201**, 145—176 (1926). *Phys. Ber.* **7**, 149, 4 (1926) (Erklärung des magnetischen und elektrischen Erdfeldes durch Modifikation der klassischen Elektrodynamik).
- Leningrad, Observatoire Central Géophysique. *Bull. de magnétisme terrestre et d'électricité atmosphérique, Leningrad, Obs. Central Geophys.* 1925.
- First Report of the Commission appointed to further the study of solar and terrestrial relations. Paris 1926, VIII u. 202 S.
- (Enthält Berichte von: C. G. Abbot, G. Abetti, H. D. Babcock, E. Bauer et A. Danjon, L. A. Bauer, J. Bosler, H. Buisson et Ch. Fabry, S. Chapman, C. Chree, Delcambre, H. Deslandres, G. M. B. Dobson, Ch. Fabry, G. Ferrié, Pettit Edison, C. E. St. John, G. C. Simpson, C. Störmer, L. Vegard, Sir G. T. Walker, E. E. P. Brooks.)
- J. Bartels: *Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht. Lehrbuch der Geophysik* herausgeg. von B. Gutenberg, Abschnitt X (1926).

1. Das innere Magnetfeld.

- L. Pelazzo: Magnetic variations in North Africa. *Memoire della Pont. Accademia delle Scienze Nuovi Lincei. Vol. 8*, 1925. *Nature* **118**, 134 (1926).
- C. Chree: The geographical distribution of magnetic observatories. *Nature* **118** (1926).
- A. Baldit: Magnetic survey of France. *La Nature* Aug. 1926, *Nature* **118**, 497 (1926).
- K. Hausmann: Isogonenkarte vom Deutschen Reich. Verlag R. Kiepert, Charlottenburg 1925. 1 *M.*
- W. Steinhaus: Über einige spezielle magnetische Meßmethoden. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **7**, 492—505 (1926).
- Ch. Maurain: Mesures magnétiques dans l'ouest de la France. *Compt. rend.* **182**, 647—649 (1926).
- P. L. Mercanton: Aimantation de basaltes groenlandais. *Ebenda*, S. 859.
- Derselbe: Aimantation de roches volcaniques australiennes. *Ebenda*, S. 1231.
- L. Eblé: Mesures magnétiques dans le nord-est de la France. *Ebenda*, S. 1400—1402.
- J. Bartels: Erdmagnetische Beobachtungen an der Winterstation des Gauss 1902—1903. *Terr. Magn.* **32**, 11—13 (1926).
- P. L. Mercanton: Magnetic observations by the Swiss expedition to Greenland 1912—1913. *Ebenda*, S. 15—17.
- N. Russelvedt and A. Graarud: Summary of the chief magnetic results of the Gjøå expedition 1903—1906. *Ebenda*, S. 17—22.
- J. A. Fleming: Latest annual Values of the magnetic elements at observatories. *Ebenda*, S. 27—30.
- Ch. Maurain, L. Eblé, de Madinhac et Mlle Homery: *Atlas magnétique. Paris, Les presses Universitaires de France, 1925.*

- N. Trubiatchinsky: Magnetic observations on the shores of the Black Sea and the Sea of Azof in 1909, 1910, 1912 and 1914. *Jap. gidrograf, Leningrad*, T **50** (157—180) (Russisch).
- W. N. McFarland: Direct scaling of absolute magnetic values. *Terr. Mag.* **31**, 89—95 (1926).
- G. Rose: Karte der magnetischen Deklination in Rußland zur Epoche 1925. *Lenin-grad* 1925.
- A. Podder: Die Verteilung der magnetischen Deklination in Sibirien im Jahre 1926. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 217—221 (1926).
- P. Nelle: Seebeobachtungen der erdmagnetischen Inklination und Horizontalintensität. *Deutsche Südpolarexpedition 1901—1903. Bd. V.* Berlin u. Leipzig, W. de Gruyter (1925).
- O. Meisser: Absolute Inklinationsmessungen im Gelände. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 110 (1926).
- M. S. Penkevitch: On the vertical gradient of the terrestrial magnetic elements (russisch mit engl. Auszug). *Journ. of Geophys. and Met.* **2**, 217—222 (1925).
- E. Kohlschütter: Bekanntgabe magnetischer Werte. *Zeitschr. f. Vermessungswesen* 1926, S. 78—79.
- K. Haussmann: Polwanderungen. S. I, 1.

2. Das äußere Magnetfeld.

- C. Chree: The recurrence of magnetic storms. *Nature* **118**, 335—336 (1926).
- S. B. Nicholson: Sunspots and magnetic storms. *Ebenda*, S. 495.
- Recurrent magnetic disturbances. *Ebenda*, S. 533.
- H. Deslandre: Perturbation magnétique du 5 mars 1926 et perturbations des premières mois de l'année. *Compt. rend.* **182**, 733 (1926).
- Derselbe: Distribution dans les temps des perturbations magnétiques terrestres et répartition correspondante dans le Soleil des régions qui émettent un rayonnement corpusculaire. *Ebenda*, S. 1301—1305.
- Ch. Maurain: Sur les relations entre les perturbations magnétiques terrestre et l'activité solaire. *Ebenda*, S. 1550—1552.
- H. Deslandre: Loi de distribution des orages magnétiques terrestres et loi correspondante de répartition des régions actives du Soleil. *Ebenda* **183**, 165—169.
- H. F. Johnston: Principal magnetic storms and earthquakes at the Watheroo magnetic observatory, Oct. to Dec. 1925.
- Derselbe: Principal magnetic storms and earthquakes, January 1926, at the Watheroo magnetic Observatory with notes regarding aurora and cable and radio disturbances.
- G. Hartnell: Principal magnetic storms recorded at the Cheltenham Magnetic observatory, Jan. to March 1926.
- E. L. Johns: Magnetic storms of Jan. 26, 1926 as recorded at the Sitka Magnetic Observatory.
- C. J. Westland: Magnetic Storm of Jan. 26, 1926, at Apia.
- St. Kalinowski: Preliminary report on annual values of magnetic elements at the Swider Magnetic Observatory in Poland 1921—1924. *Terr. Mag.* **32**, 22—25 (1926).
- L. A. Bauer and C. R. Duval: Studies concerning the relation between the activity of the sun and the earth magnetisme. Nr. II. *Ebenda* **31**, 37—47 (1926).
- L. Palazzo: Variazioni magnetiche secolari a Tunisi, Cartagine e Malta. *Roma Mem. Pot. Acad. Lincei* **7**, 101—122 (1925).
- J. Puig: La perturbación electromagnética del 26—27 enero 1926. *Ibérica Barcelona* **12**, 121—123 (1926).
- Principal magnetic storms recorded at the Apia observatory, Jan to March 1926 (A. Thomas and C. J. Westland). *Terr. Mag.* **31**, 1926.
- The Sitka magnetic Obs. Jan to March 1926 (F. P. Ulrich). *Ebenda*.
- Antipolo. Rizal near Manila, P. J., Jan. to March 1926 (M. S. Masó). *Ebenda*.
- The Watheroo Magnetic Obs. Jan. to March 1926 (H. F. Johnston). *Ebenda*.
- The Huancayo Magnetic Obs. Jan. to March 1926 (R. H. Goddard). *Ebenda*.

- L. A. Bauer: Concerning proposal of concomitant solar and magnetic observations. *Abst., Pop. Abstr. Northfield, Minn* **34**, 183 (1926).
Der magnetische Charakter des Jahres 1925. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 307 (1926).
E. V. Krakau: Etudes sur l'amplitude de la variation diurne de la déclinaison magnétique en connexion avec la latitude magnétique locale (russisch mit franz. Auszug). *Journ. of Geophys. and Met.* **2**, 89—120 (1925).
T. Okada: Magnetic Storm of January 27 th 1926 recorded at the Kakioka magnetic Observatory, Japan. *Proc. Imp. Acad. Tokio* **2**, 332—333 (1926).

3. Polarlicht, Aufbau der oberen Atmosphäre.

- D. Manson: (Australian Antarctic Expedition) Records of the aurora polaris. Sydney, A. J. Kent, 1925. 15 s.
C. Störmer: Les aurores boréales. Extrait du livre du cinquantenaire de la Société française de physique 1925.
W. Grotrian: Über das Leuchten verfestigter Gase. *Naturwiss.* **14**, 888 (1926).
H. Deslandres: Aurores boréales et perturbation magnétique du 9 mars 1926 à l'Observatoire de Meudon. *Compt. rend.* **182**, 669—671 (1926).
M. A. Cotton: Une observation d'une aurore boréale le 9 Mars. *Ebenda*, S. 671.
F. Baldet, V. Burson et H. Gronat: Sur la perturbation magnétique et l'aurore boréale du 14. avril 1926. *Ebenda*, S. 963.
A. F. Hunter: The new (bombardement) theory of the aurora. *Toronto Journ. Roy. Astr. Soc. Can.* **19**, 242—246 (1925).
E. Wiechert: Polarlicht am 5. März 1926, beobachtet in Göttingen. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 182 (1926).
F. Schindelbauer: Polarlicht am 5. März. *Ebenda*.
W. Hartmann: Polarlicht vom 26. Januar 1926. *Ebenda*, S. 356.
E. Chtchepotieva: Revue des travaux sur la théorie de Vegard (russisch). *Journ. of Geophys. and Met.* **2**, 121—127 (1925).
J. J. Burns: Aurorae and Rotation of the Sun. *Journ. Brit. Astr. Ass.* **36**, 185 (1926).
A. N. Neate: The Aurorae of March 9, 1926, June 17, 1915, and March 22, 1920. *Ebenda*, S. 286.

4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung.

- W. J. Peters and C. C. Ennis: The 27 day recurrency in earth currents. *Terr. Mag.* **31**, 57—70 (1926).
D. Stenquist: Etudes des courants telluriques. *Mém. de la direction générale des télégraphes de Suède.* Stockholm 1925. 79 S.
W. Schmidt: Die Größe des luftelektrischen Konvektionsstromes. *Phys. Zeitschr.* **27**, 472—473 (1926).
H. Benndorf: Zur Raumladungsmessung in der freien Atmosphäre. *Ebenda*, S. 576—578.
V. F. Hess: Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. *Sammlung Vieweg, Braunschweig* 1926. 8,50 *M.*
A. Zeleny: Observations on the variations of the potential gradient of the atmosphere taken at the University of Minnesota during the time of the eclipse of January 24, 1925. *Journ. Frankl. Inst.* **200**, 501—503 (1925).
W. F. G. Swann: Atmospheric electric observations taken at Yale University during the total eclipse of January 24, 1925. *Ebenda*, S. 489—496.
E. N. Coade and Wn. W. Merrymon: Atmospheric electric observations taken of the University of Chicago during the total eclipse of January 24, 1925. *Ebenda*, S. 497—499.
J. Clay: Electric phenomena in the atmosphere. *Proc. Amsterdam* **28**, 531—535 (1926) (luftelektrische Arbeiten auf Java). *Ref. der drei letzten Arbeiten: Phys. Ber.* **7**, 1245 (1926).
P. J. Nolan: The character of the ionization by spraying water. *Phil. Mag.* **1**, 417—428 (1926).

- N. E. Dorsey: Lightning. Journ. Frankl. Inst. **201**, 485—496 (1926). Phys. Ber. **7**, 1517 (1926).
- E. Mathias: Contribution à l'étude de la matière fulminante. I. Les hétérogénéités thermiques. Compt. rend. **181**, 1038—1040 (1925). II. La couleur. Hétérogénéités chimiques. Ebenda, S. 1111—1114. III. Les globes noirs et blancs sans lumière propre. Ebenda **182**, 32—34 (1926). IV. L'énergie par centimètre cube et par gramme au moment de l'explosion. Ebenda, S. 194—197.
- P. Idrac: Sur des enregistrements du champ électrique de l'atmosphère jusqu' à 20 000 m d'altitude. Ebenda, S. 1634.
- L. A. Bauer: Activity of the sun and of atmospheric electricity on land and at sea 1916—1920. Terr. Mag. **32**, 31 (1926).
- E. Negro: Electricità atmosferica. Milano, Ulr. Hoepli, 1926. XVI u. 299 S.
- R. Da Costa: O estudo da electricidade atmosférica na meteorologica na higienia e na agricultura. Lisboa 1925. 33 S.
- S. Chapman: Ionization in the upper Atmosphere. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. **52**, 225—236 (1926).
- W. N. Obolensky: Der elektrische Zustand der unteren Atmosphärschichten zu Pawlowsk (1916—1920). Meteorol. Zeitschr. **43**, 173—178 (1926).
- E. Septer: Sonnenflecken und Gewitter in Sibirien. Ebenda, S. 229—231.
- V. Vitkiewicz: Observations sur l'électricité atmosphérique effectuées en Crimée (russisch mit franz. Auszug). Journ. of Geophys. and Met., S. 269—276 (1925).
- F. Bêhounek: Einige Bemerkungen zum Ursprung der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre. Phys. Zeitschr. **27**, 536—539 (1926).
- W. Kolhörster: Erwiderung zu der Arbeit von Herrn Bêhounek in Heft 16 dieser Zeitschrift. Ebenda, S. 555—556.
- A. Haas: Cosmical creation of matter. Wien. Ber. 1926, Nr. 15; Nature **118**, 319 (1926).
- W. Kolhörster, G. v. Salis: Variation of penetrating radiation on the Jungfrau. Ebenda, S. 118.
- Dieselben: Die tägliche Periode der Höhenstrahlung. Naturwiss. **14**, 936 (1926).
- H. E. Erikson: Observations on residual ionization in a closed vessel taken at Birvabic, Minnesota during the solar eclipse of January 24, 1925. Journ. Frankl. Inst. **200**, 505—506 (1925); Phys. Ber. **7**, 1252 (1926).
- W. Kolhörster: Zur Arbeit von R. A. Millikan und J. S. Bouwen „Hochfrequenzstrahlen kosmischen Ursprunges. I. Pilotballonbeobachtungen in großen Höhen“. Zeitschr. f. Phys. **38**, 404—406 (1926).
- G. Hoffmann: Intensität und Durchdringungsvermögen der Höhenstrahlung im Meeresniveau. Naturwiss. **14**, 1004 (1926).
- L. Myssowsky und L. Tuwim: Unregelmäßige Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung in geringer Seehöhe. Zeitschr. f. Phys. **39**, 146—150 (1926).
- K. Büttner: Messung der durchdringenden Höhenstrahlung im Flugzeug. Mitt. d. Aeronaut. Obs. Lindenberg, Juli 1926, S. 52.
- Derselbe: Versuche über die durchdringende Strahlung. Erste vorl. Mitt.: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 187 (1926). Zweite vorl. Mitt.: Messung der durchdringenden Höhenstrahlung im Flugzeug. Ebenda, S. 254.
- E. Spilter: Höhenstrahlung. Sirius **59**, 242—245 (1926).
- H. G. Lyons: Electrical Discharges in the Atmosphere. Geophys. Meeting of Brit. Astr. Ass., 18. Juni 1926; The Observatory **49**, 239 (1926).

5. Radioaktivität.

- L. A. Cotton: Ages of radioactive minerals from Australia. Amer. Journ. Science, July 1926; Nature **118**, 244 (1926).
- W. Lawson: Calculation of the ages of radioactive minerals. Nature **118**, 478 (1926).
- J. Clay: Helium in earth gases of the petrol sources. Proc. Amsterdam **28**, 529—530 (1925).

- T. W. Richards and L. P. Hell: The atomic weight of uranium lead and the age of an especially ancient uraninite. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **48**, 704—708 (1926); *Phys. Ber.* **7**, 1129 (1926).
- D. Dobrosserdow: Einige Erwägungen über die Eigenschaften des Elementes Nr. 87, des Dwcäsiums ($Dc = 224$) und über die mögliche Ursache der Radioaktivität von K und Rb. *Journ. Chimique de l'Ukraine* **1**, und wissenschaft. Teil, S. 491—497 (1925); [*Phys. Ber. S.* 1414 (1926)].
- A. Nordon: Electromètre destiné à l'étude de faibles manifestations radioactives. *Compt. rend.* **182**, 457 (1926).
- Ch. Jacquet: Sur des nouvelles sources radioactive dans le Puy-de-Dome. *Ebenda*, S. 1398—1400.
- St. Maracineau: Actions spéciales sur la radioactivité du polonium et du plomb. *Ebenda* **183**, 345—347.
- W. J. Baronow: Über die Verteilung von radioaktiven Elementen über die Erdoberfläche in Verbindung mit der Turbulenz der untersten Schichten der Atmosphäre. *Études scientifiques de l'atmosphère. Bull. Géophys. de recherches géophys. Moscou* 1926, S. 116.
- P. Ludewig und H. Witte: Radioaktive Messungen im Quellgebiet von Brambach. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 242 (1925) und **2**, 70 (1926).
- J. Kurtschatow: Die Frage nach der Radioaktivität des Schnees. *Journ. of Geophys. and Met.* **2**, 17—32 (1925).

6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- J. Hollingworth: Polarisation of wireless waves. *Nature* **118**, 409 (1926).
- A. Mallock: Curved path of wireless waves. *Ebenda*, S. 443—444.
- E. V. Appelton: The Kerr-Effect in wireless transmission. *Ebenda*, S. 514.
- G. J. Elies: Over de voortplantingen van electromagnetische trillingen. *Tijdschr. Nederl. Radiogen.* **3**, 1—21 (1926); *Phys. Ber.* **7**, 1083 (1926).
- H. E. Seemann: Solar radiation during the total eclipse of January 24, 1925. *Journ. Frankl. Inst.* **200**, 629—633 (1925).
- G. Breit and M. A. Tuve: Radio evidence of the existence of the Kenelly-Heaviside layer. *Journ. Washington Acad.* **16**, 98 (1926).
- H. Hubert: Premières observations relatives aux parasites atmosphérique en Afrique occidentale. *Compt. rend.* **183**, 368—370 (1926).
- H. J. Round, T. L. Eckersley, K. Tremellen, F. C. Lunnon: Report on measurements made on signal strength at great distances during 1922 and 1923 by an expedition sent to Australia. *Journ. Inst. Electr. Eng.* **63**, 933—1011 (1925).
- P. Duckert: Atmosphärische Störungen der Radiopileung. *Mitt. d. Aeronaut. Obs. Lindenberg*, Juli 1926, S. 55.
- A discussion on ionization in the atmosphere and its influence on the propagation of wireless signals. London 1925, VIII u. 50 S. 3 sh. [Ref. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 313—318 (1926).]

IV. Physik des Meeres.

1. Statik, Dynamik und Optik.

- V. Berezkin: The hydrological regime of the strait „Matochkin Share“. *Journ. of Geophys. and Met.* **2**, 258—274 (1925) (russisch mit engl. Auszug).
- V. W. Ekman: Können Verdunstung und Niederschlag im Meere merkliche Kompensationsströme verursachen? *Ann. d. Hydr.* **54**, 261—270 (1926).
- E. H. Smith: A practical method for determining ocean currents. 50 S., 24 Fig. Washington Govern. Print. office 1926.
- C. F. Brooks: Observing water-surface temperatures at sea. *Monthly Weather Rev.* Juni 1926.

- Th. Berner: Stromversetzungen in der Ostsee. *Hansa* 1926, Nr. 39.
- F. J. Haight: Nontidal currents in south eastern Alaska. *Geogr. Rev.*, Okt. 1926.
- H. Maurer: Echolotung. Siehe VI.
- O. Baschin: Das Schäumen des Meerwassers. *Ann. d. Hydr.* **54**, 329—332 (1926).
- Waterspouts in the North Atlantic. *The Marine Observ.*, Sept. 1926.
- H. Peach: Die Oberflächenströmungen in Madagaskar in ihrem jährlichen Gange. Veröff. d. Inst. f. Meereskde., Berlin, Heft 16 (1926).
- J. N. Carruthers: The water movements in the Southern North-Sea, Part II. The bottom currents. *Fishery Investigations* 1926, Series II, Vol. 9, Nr. 3.
- Steindorff: Echolot. Siehe VI.
- M. Cresswell: Tides and currents and the effect of the wind on the water level near the shore with set and drift associated. *Marine Observer*, Aug. 1926.
- V. Cornish: Observations of wind, wave, and swell on the North Atlantic Ocean. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc. London*, April 1926.
- Krumbach: Humboldtstrom, Corrente del Niño und die Unwetter in Peru. *Naturwiss.* **14**, 843—845 (1926).
- B. Helland-Hansen und Fr. Nansen: The Eastern North-Atlantik. 76 S., 19 Fig., 71 Tabellen. *Geophys. Publ.* IV, Nr. 2, Oslo (1926).

2. Gezeiten.

- H. A. Marmer: Arctic Tides. *Geogr. Rev.*, Okt. 1926, S. 666—667.
- R. Sterneek: Erwiderung auf die Bemerkungen A. Defants zu meiner Abhandlung: „Zur Theorie der halbtägigen Gezeiten des Atlantischen Ozeans“. *Ann. d. Hydr.* **54**, 285—286 (1926).
- J. Proudman: A Special case of tidal motion in a semicircular basin. *Monthly Not. Roy. Astr. Soc. Geophys. Suppl.*, Vol. I, Nr. 7 (1926).
- S. Ogura: Preliminary note on the tides in the western part of the North Pacific Ocean. Oh the prediktion of tidal currents. *Proc. of the Pan-Pacific Congress Australia* (1925).
- Investigation of harmony constants, prediction of tide and currents and their discription by means of these constants. *Int. Hydr. Bureau Monaco, Special Publ.*, Nr. 12.
- R. Sterneek: Harmonische Analyse und Theorie der Gezeiten des Schwarzen Meeres. *Ann. d. Hydr.* **54**, 289—296 (1926).
- O. Meissner: Die Verkürzung der Zeit vom Hoch- zum Niedrigwasser in Bremerhaven in den Jahren von 1898 bis 1903. *Ebenda*, S. 321—322.
- F. Bergsten: The seiches of lake vetter. *Geogr. Ann.* 1926, Heft 1/2.
- J. Proudman: On Tidal features of local coasted origin an on sea-seiches. *Monthly Not. Roy. Astr. Soc. Geophys. Suppl.* 1925.
- P. Schureman: Tides in wells. *Geogr. Rev.*, Juli 1926.
- O. Meissner: Perioden verschiedener Ordnung in den Wasserständen der deutschen Ostseeküste. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 222—228 (1926).
- P. W. Shoulejkin: Hydrodynamics of the Tides in a Small Sea, Communicating with the Ocean (White Sea). *Gerlands. Beitr. z. Geophys.* **15**, 321—346 (1926).
- B. Gutenberg: Wasserwellen und Gezeiten. *Lehrbuch der Geophysik*, herausgeg. von B. Gutenberg, Abschnitt VIII (1926).

V. Physik der Atmosphäre.

1. Statik und Dynamik.

- O. Kostareva: The new Theory of the origin an the life cycle of cyclones (The polar front theory of J. Bjerknes). *Russisch. Journ. of Geophys. and Met.* **2**, 46—68 (1925).
- A. J. Kaigorodov: Experimental investigation of the cooling in immobile and in moving air (russisch mit engl. Auszug). *Ebenda*, S. 165—181.

- O. A. Kostareva: The distribution of vertical vortices in a cyclone (englisch mit russ. Auszug). *Journ. of Geophys. and Met.* **2**, 211—217 (1925).
- E. V. Maltchenko: Les averse et l'inondation en Crimée du 10—11 Août 1914 (russisch mit franz. Auszug). *Ebenda*, S. 191—202.
- N. E. Kotchin: To the theory of atmospheric discontinuities (russisch mit engl. Auszug). *Ebenda*, S. 233—252.
- L. V. Keller: Über die Aufstellung eines Systems von Charakteristiken der atmosphärischen Turbulenz (deutsch mit russ. Auszug). *Ebenda*, S. 275—290.
- O. v. Schubert: Wirkungen des Reibungsunterschiedes über See und Land auf die Luftströmung im Bereich der Deutschen Bucht. *Ann. d. Hydr.* **54**, 273—279 (1926).
- W. Pepler: Der Einfluß von Wasserflächen auf die Kumulusbildung. *Ebenda*, S. 399—401.
- D. Perlewitz: Geschwindigkeit des aufsteigenden Luftstromes in emporquellendem Kumulus. *Ebenda*, S. 349—350.
- K. N. Wassiljew: Über die Anwendbarkeit der Kontinuitätsgleichungen zur Bestimmung der vertikalen Strömungen in der freien Atmosphäre (russisch mit deutsch. Auszug). *Journ. Geophys. and Met.* **13**, 99—107 (1926).
- H. Troeger und P. Duckert: Eine Windhose bei Lindenberg. *Mitt. d. Aeronaut. Obs. Lindenberg*, Aug. 1926.
- Kopp: Zur Kenntnis des Zusammenhanges von Störungsfronten und Wolkenformen. *Das Wetter*, Heft 5 (1926).
- L. Richardson and R. E. Munday: The single-layer problem in the atmosphere and the height-integral of pressure. *Memoirs of the Roy. Met. Soc. London*, Vol. I, Nr. 2.
- S. K. Pramanik, S. Chapman: The six Hourly variations of atmospheric pressure and temperature. *Ebenda*, Nr. 3.
- H. Koschmieder: Die Luftströmungen um Berghindernisse in der freien Atmosphäre. *Gerlands Beiträge z. Geophys.* **15**, 285—303 (1926).
- A. Defant: Die Austauschgröße der atmosphärischen und ozeanischen Zirkulation. *Ann. d. Hydr., Köppen-Heft*, S. 12—17 (1926).
- E. van Everdingen: Gibt es stationäre glaziale Anticyklonen? *Ebenda*, S. 18—19.
- F. M. Exner: Über den Einfluß von Luftdruckänderungen auf die vertikale Temperaturverteilung. *Ebenda*, S. 20—26.
- H. v. Ficker: Temperatur und Temperaturabnahme auf Teneriffa. *Ebenda*, S. 27—32.
- J. Georgi: Einfluß einer Insel auf die Luftströmung. *Ebenda*, S. 34—37.
- G. Hellmann: Beitrag zur Frage nach der Eintrittszeit des täglichen Maximums der Lufttemperatur auf dem Meere. *Ebenda*, S. 54—56.
- J. Melander: Über Messungen mit Aitkens Staubzähler. *Ebenda*, S. 65—67.
- W. Pepler: Die Temperaturverhältnisse am Bodensee bei kalten ablandigen Winden. *Ebenda*, S. 68—71.
- H. Seilkopf: Meteorologische Flugerverfahrungen im nordwestlichen Deutschland. *Ebenda*, S. 75—84.
- N. Shaw: Centres of Action in the Atmosphere. *Ebenda*, S. 85—88.
- L. Weickmann: Luftdruckwellen über der Nordhemisphäre. *Ebenda*, S. 99—104.
- B. Weinberg: Physikalische Betrachtung über Entstehung und Schicksal einzelner Elemente der Hydrometeore. *Ebenda*, S. 105—109.
- H. v. Ficker: Richtung von Wind und Wolken auf Teneriffa. *Festschr. d. Zentralanst. f. Met. u. Geodynamik*. Wien 1926, S. 15—30.
- F. M. Exner: Beziehungen von Luftdruckanomalien auf der Erde untereinander. *Ebenda*, S. 41—64.
- A. Defant: Primäre und sekundäre freie und erzwungene Druckwellen in der Atmosphäre. *Ebenda*, S. 83—104.
- A. Schedler: Luftdruckwellen und Korrelationen über dem Nordatlantischen Ozean. *Ebenda*, S. 105—120.
- A. Roschkott: Studie über Luftdruckschwankungen im Gebiet des Azorenhochs. *Ebenda*, S. 121—132.

- P. Moltchanow: The height of clouds in different points of U.S.S.R. Journ. of Geophys. and Met. Leningrad **3**, 93—98 (1926).
- A. Ängström: Energiezufuhr und Temperatur auf verschiedenen Breitengraden. Gerlands Beitr. z. Geophys. **15**, 1—13 (1926).
- J. W. Sandström: Über eine eigentümliche Zweideutigkeit beim meteorologischen Einfluß des Golfstromes. Ebenda, S. 67—70.
- H. Koschmieder: Beiträge zur meteorologischen Aerodynamik. Meteorol. Zeitschr. **43**, 246—253 (1926).
- L. Steiner: Druck- und Temperaturveränderungen in der Atmosphäre. Ebenda, S. 271—276.
- J. Vincent: Sur la théorie des cyclones et des anticyclones. Bull. de la classe des sciences, Acad. roy. de Belgique 1926, Nr. 3, S. 163—171.
- K. Fischer: Noch einmal zur Frage nach der Herkunft der Niederschläge. Meteorol. Zeitschr. **43**, 335—339 (1926).
- S. D. Flora: Cyclones, tornadoes and thunderstorms. Tycho's Rochester **16**, 95—98 (1926).
- P. Perlewitz: Von den Luftströmungen über dem Atlantischen Ozean zwischen dem Kanal und La Plata. Das Wetter **43**, 136—137 (1926).
- E. Korselt: Gedanken zum allgemeinen atmosphärischen Kreislauf. Meteorol. Zeitschr. **43**, 370—373 (1926).
- O. v. u. z. Aufsäss: Vermutliche Mondeinflüsse auf die Luftdruckgestaltung. Ebenda, S. 383.
- C. K. M. Douglas: On summer depressions. Met. Mag. **61**, 153—156 (1926).
- F. J. W. Whipple: A note on Dr. Jeffrey's theory of atmospheric circulation. Quart. Journ. of Roy. Met. Soc. **52**, 332—333 (1926).
- A. Defant: Wetter und Wettervorhersage (Synoptische Meteorologie). Zweite, vollständig umgearbeitete Auflage. VIII u. 346 S. (1926).
- H. E. Wimperis: The Relations of Physics to Aeronautical Research. Nature **117**, 860—862 (1926).

2. Strahlungsvorgänge, Solarkonstante, Zusammensetzung der Atmosphäre.

- Chr. Jensen: Atmosphärische Polarisation und Sonnenstrahlung. Himmelswelt **35**, 173—181 (1925).
- N. N. Kalitin: Zum Studium spektraler Polarisation des Himmelslichtes. Meteorol. Zeitschr. **43**, 132 (1926).
- J. J. Tichanowsky: Zur Frage nach der Einwirkung von Staub und Feuchtigkeit auf die Himmelspolarisation. Ebenda, S. 154.
- F. Loewe: Nebensonnen einer Untersonne. Ebenda, S. 183.
- A. Wegener: Photographien von Luftspiegelungen an der Alpenkette. Ebenda, S. 207—209.
- H. Goldschmidt: Über ein neues lichtelektrisches Photometer. Ebenda, S. 241—246.
- Protokoll der Verhandlungen der internationalen Strahlungskommission in Davos vom 31. Aug. bis 2. Sept. 1925.
- C. Dorno: Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung im Dienste der Medizin. Geografiske Annaler VIII, 145—149 (1926).
- J. J. Tichanowsky: Resultate der Messungen der Himmelspolarisation in verschiedenen Spektrumabschnitten. Meteorol. Zeitschr. **43**, 288—292 (1926).
- W. Milch: Zur Theorie der Glorie. Ebenda, S. 295.
- W. Jardetzky: Über die leuchtenden Wolken. Ebenda, S. 310—312.
- A. Peppeler: Messungen der photochemischen Tageshelligkeit mit Eder-Hecht-Graukeilphotometern in Karlsruhe und auf dem Feldberg. [Schwarzwald, in den Jahren 1923—1925. Veröff. d. Bad. Landeswetterwarte Nr. 8 (1926).]
- A. Wegener: Theorie des Haupthalos. (Aus dem Archiv der deutschen Seewarte **43**, 1925.) Hamburg 1926. IV u. 32 S.

- C. Dorno: Ausstattung und Arbeitsmethoden eines modernen Strahlungsobservatoriums. *Meteorol. Zeitschr.* **43**, 339—348 (1926).
- J. J. Tichanowsky: Spielt die sekundäre Diffusion in der Atmosphäre eine bedeutende Rolle in der Himmelspolarisation? *Ebenda*, S. 361—367.
- V. Bončkowsky: La forme de la voute céleste (russisch mit franz. Auszug). *Journ. of Geophys. and Met.* **2**, 5—16 (1925).
- V. Prichletzoff: Mesures actinométriques à Yalta et sur le Ay-Pétri (russisch mit franz. Auszug). *Ebenda*, S. 77—78.
- N. N. Kalitine: Régistration au moyen de la méthode photoélectrique de l'intensité de l'éclairage produit par la lumière diffuse de l'atmosphère (russisch mit franz. Auszug). *Ebenda*, S. 183—190.
- E. Pettit: Ultraviolet solar radiation an its variations. *Publ. of the Astr. Soc. of the Pacific* **38**, 21 (1926). *Bespr.: Naturwiss.* **14**, 780 (1926).
- H. H. Clayton: Solar radiation and weather or forecasting weather from observations of the sun. (*Smithson. Miscell. Collections* **77**, Nr. 6, 1925.)
- C. F. Marvin: The value of pyrheliometric readings alone for investigations on solar radiation and weather forecasting. *Bull. of the Amer. Meteor. Soc.* **7**, 21—22 (1926).
- F. A. Lindemann: Meteors and the constitution of the upper air. *Nature* **118**, 195—198.
- G. M. B. Dobson: The uppermost regions of the earth's atmosphere. Oxford—London 1926. 2 s, 6 d. *Ebenda*, S. 221.
- Ch. Mouren et A. Lepape: Titre de l'air atmosphérique en krypton et en xénon. *Compt. rend.* **183**, 171—175 (1926).
- L. A. Sillem: The green flash. *The Observatory* **49**, 246 (1926).
- C. J. P. Cave: The green Ray. *Ebenda*, S. 307.
- S. C.: The Upper Atmosphere. *Ebenda*, S. 310.
- C. R. Davidson, F. J. M. Stratton: The green flash. *Ebenda*, S. 308.
- F. Hopfner: Mathematische Grundlagen zu einer astronomischen Theorie der Klimaschwankung. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **15**, 103—115, 251—284 (1926).

3. Atmosphärische Akustik.

- J. Kölzer: Über den gegenwärtigen Stand der Frage der Schallausbreitung in der Atmosphäre. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 229—236 (1926).
- R. Meyer: Ist die äußere Hörbarkeitszone durch Überschallgeschwindigkeit der Welle in der Stratosphäre zu erklären? *Ebenda*, S. 236—242.
- B. Gutenberg: Die Entstehung der anormalen Schallzone bei Explosionen. *Ebenda*, S. 260—265.
- T. C. Sutton: Shape of Waves from large Explosion. *Phil. Mag.* **2**, 137—143 (1926).

VI. Angewandte Geophysik.

- E. A. Ansel, J. Bartels, B. Gutenberg: Geophysikalische Aufschlußmethoden. *Lehrbuch der Geophysik*, herausgeg. von B. Gutenberg. Abschnitt XII (1926).
- R. Ambronn: Einige allgemeine Bemerkungen zur systematischen Anwendung geophysikalischer Aufschlußarbeiten in der Praxis. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 247—251.
- C. Mainka: Über einige neuere geophysikalische instrumentelle Vorrichtungen. *Feinmechanik und Präzision* 1926, Nr. 9—11.
- J. Koenigsberger: Geophysikalische Nahemethoden zur Aufsuchung wasserführender Störungen bei Untertagemessungen. *Zeitschr. f. prakt. Geol.* **34**, 151—156 (1926).
- Derselbe: Über Nullageveränderungen bei geophysikalischen Apparaten mit Metalldrahtaufhängung, z. B. bei der Drehwage von R. Eötvös. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 257—260 (1926).
- Heiland: Instruments and Methods for the Discovery of useful mineral deposits. *Engineering and Mining Journ. Press* 1926, S. 47—58.

- Ambronn: The Basis of Application of Geophysical Exploration Methods. Mining Journ. 1926, S. 297—298.
- Link und Schober: Geophysikalische Bodenuntersuchungen und Wasserversorgung. Gas- und Wasserf. 1926, S. 225—228.
- G. Leutner-Saaz: Kreislevorrichtung zur geographischen Ortsbestimmung. Patentnachr. d. Centr.-Ztg. f. Optik u. Mech. 1926, S. 116.
- H. Quiring: Verfahren und Vorrichtung zur Feststellung nutzbarer Lagerstätten und sonstiger Schwerestörungen durch Lotabweichung. Ebenda S. 133.
- Ambronn: Systematic use of geophysical methods in prospecting. Canadian Mining Journ. 1926, S. 427—430.
- R. Ambronn: Die Grundlagen einer systematischen Anwendung geophysikalischer Aufschlußmethoden zur Vorbereitung und Überwachung berg-, tief- und wasserbaulicher Arbeiten. Mitt. a. d. Markscheidewesen 1925, S. 138—146.
- Zotz: Die Grenzen der Anwendungsmöglichkeit gewisser geophysikalischer Methoden zwecks Auffindung von Störungen. Zeitschr. f. prakt. Geol. 1926, S. 72—75.
- Reich: Der gegenwärtige Stand und die Entwicklungsaussichten der geophysikalischen Untergrundforschung. Metall u. Erz 1926, S. 281—288.
- H. Nagaoka: Pendel S. I. 2.
- P. Nikiforov: Physical Principles of the gravitational Method of Prospecting (russisch m. engl. Auszug). Bull. of the Institut of Practical Geophysics, Leningrad, S. 153—258.
- Derselbe: Preliminary Report on Gravimetric Expedition for the study of Platinum Deposits in the Ural in 1924. Russisch m. engl. Auszug. Ebenda, S. 259—278.
- H. Haalek: Ein neuer Drehwagentypus. Zeitschr. f. Geophys. 2, 293—297.
- H. Quiring: Drehwage zur Feststellung nutzbarer Lagerstätten. Patentnachr. d. Centr. Ztg. f. Optik u. Mech. 1926, S. 22.
- Drehwage der „Erda“ A.-G. Göttingen. Ebenda 1925, S. 362.
- Gyroskopischer Kompaß. Ford Instr. Comp. New York. Ebenda 1926, S. 77.
- K. Kilchling: Verfahren für Schweremessungen nach Eötvös. Ebenda 1926, S. 104 u. 204.
- Käte Heckmann: Metalldrahtaufhängung für Meßinstrumente, insbesondere für Drehwagen. Ebenda 1926, S. 117.
- Seismos G. m. b. H. Hannover: Horizontalpendeldrehwage. Ebenda 1926, S. 204.
- „Exploration“ G. m. b. H. Berlin: Verfahren zur Bestimmung der Anziehung der Massen, insbesondere der Erdanziehung. Ebenda 1926, S. 204.
- H. Maurer: Echolotung bei geneigtem und stark bewegtem Bodenprofil. Ann. d. Hydr. 54, 336—340 (1925).
- Derselbe: Berichtigung dazu. Ebenda, S. 391.
- A. Behm: Das Behmloch und seine Entwicklung als akustischer Höhenmesser für Luftfahrzeuge. Ber. u. Abh. d. wiss. Ges. f. Luftfahrt 1926.
- Steindorff: Erfahrungen mit dem Behm-Echolot. Seefahrt 1916, Nr. 8.
- Eine Profilfaltung des Nordatlantik mit dem Behmloch. Hansa 1926, Nr. 22.
- L. Schubert: Die Sicherung der Schifffahrt durch das Echolot. Ebenda Nr. 26.
- J. Koenigsberger: Veränderung des Erdfeldes durch Einlagerungen von abnormaler Suszeptibilität in der Erdkruste. Zeitschr. f. Geophys. 2, 169—171 (1926).
- Explosionskörper zur Schallerzeugung im Wasser, insbesondere für Zwecke zur Lotung. Patentnachr. d. Centr. Ztg. f. Optik u. Mech. 1926, S. 104.
- Verfahren zur Ermittlung der Lage und Gestalt von nutzbaren Lagerstätten oder Gesteinschichten durch Beobachtung von Schallwellen der Gesellschaft f. prakt. Geophys. Freiburg. Patentnachr. d. Glückauf 1926, S. 691.
- J. Bahurin: The magnetic field of a magnetized ellipsoid from the point of view of magnetometric studies (russisch m. engl. Auszug). Bull. of the Institute of Practical Geophysics Leningrad 1, 19—36 (1925).
- Derselbe: The activity of the magnetic department of the J. P. G. in summer 1924 (russisch m. engl. Auszug). Ebenda, S. 37—56.

- A. Petrowsky: The Theory of Earth's Current measurement (russisch m. engl. Auszug). Ebenda, S. 73—85.
- Derselbe: Electric Field produced by ore (russisch m. engl. Auszug). Ebenda S. 87—106.
- Derselbe: Electrometric Methods in Ore Prospecting and experimental Investigations at Ridder's Mine during summer 1924 (russisch m. engl. Auszug). Ebenda, S. 107—134.
- H. Reich: Magnetische Messungen im Aachener und Erkelenzer Steinkohlengbiet und ein Versuch ihrer geologischen Deutung. Jahrb. d. preuß. geol. Landesanstalt **47**, 84—115, Heft 1 (1926).
- P. Lasaraff: Die Anomalie des Erdmagnetismus und der Gravitation im Kursker Gouvernement. Gerlands Beitr. z. Geophys. **15**, 71—89 (1926).
- M. Müller: Bericht über den gegenwärtigen Stand der elektrischen und elektromagnetischen Schürfmethode. Ebenda, S. 287—291.
- Lasaraff: Die Anomalie des Erdmagnetismus und der Gravitation im Kursker Gouvernement. Ebenda, S. 91—102.
- Meier: Moderne geoelektrische Methoden. Zeitschr. d. Oberschles. Berg- u. Hüttenmännischen Vereins 1925, S. 675—685.
- Fordham: The Smalzi method and apparatus for electrical prospecting. Mining Mag. 1926, S. 25—28.
- R. Ruhstrat: Vertikalnadel für magnetische Meßinstrumente. Patentnachr. d. Centr. Ztg. f. Optik u. Mech. 1926, S. 116.
- A. Wedemeyer: Funkortung. Zeitschr. f. Geophys. **2**, 242—247 (1926).
- L. Bogojavlensky: On the principles of radiometric surveying and its applications (russisch m. engl. Auszug). Bull. of the Institute of Practical Geophysics Leningrad **1**, 57—68.
- Derselbe: A Concise survey of radiometrical explorations of the J. P. G. in 1924 (russisch m. engl. Auszug). Ebenda, S. 69—72.
- A. Petrowsky: Radio in Ore Prospecting (russisch m. engl. Auszug). Ebenda, S. 135—152.

VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

1. Kosmische Physik, Astrophysik.

- T. Kasé: On the Widmannstätten Struktur in Iron — carbon and iron — nickel alloys and in meteorites. Sc. Reports Tohoku Univ. **14**, 537—658 (1925). Phys. Ber. **7**, 1138 (1926).
- P. G. Nutting: Pressures in planetary atmospheres. Journ. Washington Acad. **16**, 254—258 (1926). Phys. Ber. **7**, 1482 (1926).
- M. Brillouin: La lune est-elle radioactive? Compt. rend. **192**, 822 (1926).
- E. Esclangon: Sur la dissymétrie mécanique et optique de l'espace en rapport avec le mouvement absolu de la terre. Ebenda, S. 921—923.
- M. Bigourdan: Sur un moyen à vérifier la constance actuelle du jour sidérale. Ebenda S. 437—440.
- J. Hellebrich: Die Theorie der Sternenentwicklung von Jeans. Naturwiss. **14**, 635—638 (1926)
- E. A. Milne: Neuere Arbeiten auf dem Gebiet der Stellarphysik. Ebenda, S. 701—706 u. 725—731.
- A. ten Bruggencate: Das Problem der δ -Cephei-Sterne. Ebenda, S. 905—913.
- F. J. Sellers: A plea for the Glaciation Theory of the Lunar Surface. Journ. Brit. Astr. Ass. **36**, 51—56 (1926).
- Derselbe: Glaciation Theory of Lunar Surface. Ebenda, S. 56.
- A. C. Gifford: The Origin of Lunar Craters. Ebenda, S. 84—86.
- F. A. Ellison: Glaciation Theory of Lunar Surface. Ebenda, S. 154.
- F. J. Seller: Lunar Surface Glaciation. Ebenda, S. 197.
- R. G. Aitken: The Solar System. Some Unsolved Problems. Publ. Astr. Soc. of the Pacific **38**, 277—295 (1926).

- G. G. Abbot: The Earth and the Stars. XI u. 263 S., 33 Tafeln. London 1926.
A. A. Buss: Systematic Distribution of Activity-areas on the Sun. Ebenda, S. 250.
A. Brill: Die Strahlungen der Sterne. II u. 18 S. (1924).
E. Hölder: Über einige Integralgleichungen aus der Theorie der Gleichgewichtsfiguren rotierender Flüssigkeiten mit Anwendung auf Stabilitätsbetrachtungen. Ber. üb. d. Verh. d. Sächs. Akad. Leipzig **78**, 55—72 (1926).
Derselbe: Beiträge zur mathematischen Theorie der Gestalt des Erdmondes. Ebenda, S. 73—92.
H. Rudolph: Die größtmögliche Massendichte im Innern von Weltkörpern. Astr. Nachr. **227**, 381—388 (1926).
P. G. Nutting: Pressures in planetary atmospheres. Journ. Washington Acad. **16**, 254—258 (1926).

2. Physik und Chemie.

- Ch. Moureu, A. Lepape, H. Moureu et M. Gesin: Composition (gaz courants et gaz rares) des gaz spontanés de quelque sources thermales de Madagascar et de la Réunion. Compt. rend. **182**, 602—605 (1926).
H. Franz: Die Emissionsrichtung sekundärer β -Strahlen. Zeitschr. f. Phys. **39**, 32—105 (1926).
H. Bock: Die Funktionen der Pendelfeder. Zeitschr. f. Instrukt. **46**, 445—453 (1926).
H. Ayrton: Primary and secondary vortices in oscillating fluids, their connection with skin friction. Proc. Roy. Soc. (A) **113**, Nr. 763.
P. N. Belikov: Experimentelle Bestimmung der „Absorption“ der Schallwellen in einem Medium, welches mit Resonatoren gefüllt ist. Zeitschr. f. Phys. **39**, 233—240 (1926).
E. Edwards, J. Bowen and S. Alty: The Effect of tension on certain Elastic Properties of wires. Phil. Mag. **2**, 321—340 (1926).
H. Levy: Growth of Eddies in a Viscous Fluid. Ebenda, S. 844—851.
V. N. Solovieff: Vibrations of two pendulums connected by a spring. Phil. Mag. **50**, 612—618 (1925).
A. Weinstein: Sur la vitesse de propagation de l'onde solitaire. Lincei Rend. **3**, 463—468 (1926).
J. Ottenheimer und R. Dubois: Sur une onde précédant l'onde explosive. Compt. rend. **182**, 618—620 (1926).

3. Mathematik.

- G. Kull: Nachtrag zu dem Artikel: Graphische Darstellung und Integration von ins unendliche laufenden Kurven. Phys. Zeitschr. **27**, 528 (1926).
L. Flamm: Die Grundlagen der Wellenmechanik. Ebenda, S. 600—617.
W. Pollak: Zur harmonischen Analyse empirischer durch eine große Zahl gegebener Ordinaten definierter Funktionen. Ann. d. Hydr. **54**, 311—315, 344—349, 378—384 (1926).
A. Böhm v. Böhmersheim: Zum Begriff und zum Verlauf der Loxodrome. 136 S. Wien 1926.
B. P. Weinberg: Application of the Theory of surfaces to the problems of finding iso-points and of tracing isolines (russisch m. engl. Auszug). Journ. of Geophys. and Met. Leningrad **3**, 19—42 (1926).
U. van Haafden: Reziprozentafeln aller ganzen Zahlen von 1—1000. XXIII u. 50 S. (1926).
K. Hayashi: Sieben- und mehrstellige Tafeln der Kreis- und Hyperbelfunktion und deren Produkte sowie der Gammafunktion nebst einem Anhang: Interpolations- und sonstige Formeln. VI u. 283 S. (1926).
G. v. Vega: Logarithmisch-trigonometrisches Handbuch. Neue, vollständig durchgesehene und erweiterte Stereotypausgabe. Bearbeitet von C. Brenniker. 91. Aufl., XXVIII u. 575 S. (1926).
E. Treffz: Zur Berechnung der Stabilität periodischer Bewegungsvorgänge. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. **5**, 473—475 (1925).

4. Meteorologie.

- R. K. Boylan: Atmospheric dust and condensation nuclei. *Nature* **118**, 177 (1926).
C. S. W. Antarctic weather. *Ebenda*, S. 488—490.
Mönch: Meteorologie und Nachrichtentechnik unter Berücksichtigung der Bildübertragung. *Naturwiss.* **14**, 694 (1926).
L. Petitjean: Nouvelles recherches sur le déplacement des discontinuités. *Compt. rend.* **182**, 794—796 (1926).
L. Besson: Influence de la température d'un mois sur celle du mois suivant. *Ebenda*, S. 796—798.
E. Delcambre, P. Idrac et F. Geoffre: Sur un nouvel enregistreur de température et de la pression pour l'étude de la haute atmosphère. *Ebenda*, S. 858.
C. Dauzère: Sur les inversions de la température. *Ebenda*, S. 978—980.
C. E. P. Brooks: The variation of pressure from month to month in the region of British Isles.
W. Kopp: Bemerkungen über spezielle Wolkenformen. *Mitt. d. Aeronaut. Obs. Lindenberg*, Januar 1926.
G. Melander: Über Messungen mit Aitkens Staubzähler. *Köppen-Heft d. Ann d. Hydr.* **54** (1926).
D. C. Ward: The Present Status of Long-range Weather forecasting. *Proc. Amer. Phil. Soc.* **65**, 1—14 (1926).
U. S. Department of Agriculture Weather Bureau. Instructions to Marine Meteorological Observ. Washington D. C. 1925.
Hann-Süring: Lehrb. d. Meteorologie. Vierte umgearb. Aufl., Vollständig. 6 doppel-seitige Tafeln, 4 Tabellen, 6 Kartenbeilagen, 119 Fig. XVI und 867 S. (1926).

5. Physiogeographie.

- W. Arnold-Alabieff: On the methods of investigation of the ice in the Finnish Gulf from the ice breakers (russisch m. engl. Auszug). *Journ. of Geophys. and Met.* **2**, 79—88 (1925).
G. Schott: Geographie des Atlantischen Ozeans. XVI u. 368 S., 1 Titelbild, 27 Tafeln, 115 Fig. C. Boysen, Hamburg 1926.
W. Meinardus: Gerhard Schott, Geographie des Atlantischen Ozeans. *Ann. d. Hydr.* **54**, 257—261 (1926).
W. Schmidt: Modellversuche zur Wirkung der Erddrehung auf Flußläufe. *Festschr. d. Zentralanst. f. Met. u. Geodynamik.* Wien 1926. S. 187—195.
B. Helland-Hansen und Fr. Nansen: The Eastern. North-Atlantik, S. IV, 1.

6. Verschiedenes.

- V. A. Steklov: Obituary von A. Kriloff. *Nature* **118**, 91 (1926).
C. C. Ennis: Note on a device to facilitate compilation of data in investigational work. *Terr. Mag.* **31**, 9—10 (1926).
Apia Obs. Samoa Report, for 1923. Wellington 1926.
G. Angenheister: Bericht über die XIV. Tagung des internationalen Geologenkongresses, Abt. X, Geophys., in Madrid vom 24. bis 31. Mai 1926. *Zeitschr. f. Geophys.* **2**, 252—254 (1926).
O. Meisser und H. Martin: Zur Registrierung von schnell verlaufenden Vorgängen für geophysikalische Untersuchungen. *Ebenda*, S. 269—278.

Das Literaturverzeichnis dieses II. Jahrganges (1926) wurde zusammengestellt gemeinsam von Herrn K. Büttner und K. Jung.