

Zeitschrift
für
Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

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

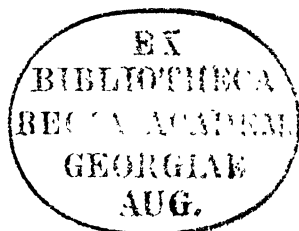


I. Jahrgang 1924/25

Mit 78 Textfiguren und 2 Kartenbeilagen

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.
1925

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



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

14680.

8

Zur Einführung.

Die Zeitschrift für Geophysik wird in acht Heften zu mindestens 20 Bogen pro Jahr erscheinen. Es ist beabsichtigt, zwei Hefte pro Vierteljahr herauszugeben.

Die Zeitschrift soll Originalarbeiten aus möglichst allen Gebieten der reinen und angewandten Geophysik enthalten; ferner zusammenfassende Berichte auch aus den Grenzgebieten; sodann Referate und ein möglichst vollständiges Literaturverzeichnis. Auf Referate soll besonders Gewicht gelegt werden, damit ein gut orientierender Überblick über das weite Gebiet gewonnen werden kann. Wir bitten, das Literaturverzeichnis — wo sich Lücken zeigen — durch Mitteilungen zu ergänzen und die schnelle Erledigung der Besprechungen durch Übersendung von Neuerscheinungen, Büchern, Separatabdrucken und Institutsberichten, an die Schriftleitung zu unterstützen.

Folgende Gebiete der Geophysik sollen unterschieden werden:

I. Bewegung und Konstitution der Erde.

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung.
2. Masse, Schwere, Figur, Dichte, Elastizität der Erde.
3. Zusammensetzung, Druck, Temperatur des Erdkörpers, des Meeres und der Atmosphäre, Aggregatzustand des Erdkörpers.
4. Massenverteilung im Erdinnern, isostatische Lagerung.

II. Deformationen, Strömungen, Schwingungen.

1. Geologische Hebungen und Senkungen, Faltung, Gebirgsbildung, Vereisung, Gletscherbewegung, Vulkanismus.
2. Gezeiten der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdkörpers.
3. Wellenbewegung und Strömungen in Luft und Wasser.
4. Elastische Deformationen, Seismizität der Erde, Seismik, Schallausbreitung in Luft, Wasser und Erde.

III. Elektrisches und magnetisches Feld der Erde.

1. Das innere, permanente Magnetfeld der Erde, seine geographische Verteilung und sakulare Variation.
2. Das erdmagnetische Außenfeld und seine periodischen Variationen. Erdmagnetische Störungen.
3. Erdströme und Polarlicht.
4. Luftelektrizität. Radioaktivität der Erde, des Meeres und der Luft.

IV. Kosmische Physik (in ihrer Beziehung zur Erde und ihrer Atmosphäre).

1. Geschichte der Erde, Altersbestimmung der Erde als ganzes und ihre Kruste.
2. Solarkonstante, Strahlung der Erde und ihre Atmosphäre, Durchlässigkeit der Atmosphäre für alle Wellenlängen, für die durchdringende Strahlung, Licht-, Wärme-, drahtlose Wellen.
3. Beziehung der Sonnentätigkeit zum Wärmehaushalt der Erde und zu ihrem elektrischen und magnetischen Feld.
4. Klimaschwankung.

V. Angewandte Geophysik.

- | | |
|----------------|---|
| 1. Schwerkraft | } Methoden zur Bestimmung der Lagerung der Erdschichten
zu geologischen und bergbaulichen Zwecken. |
| 2. Seismische | |
| 3. Magnetische | |
| 4. Elektrische | |
5. Physikalische Abstands- und Höhenmessungen, Tiefenbestimmungen des Meeres.
 6. Richtungsbestimmungen mittels Magnet- und Kreiselkompasses.

VI. Als Grenzgebiete gelten:

1. Meteorologie; 2. Hydrologie; 3. Physiogeographie; 4. Geodäsie; 5. Geologie;
6. Astronomie; 7. Astrophysik; 8. Physik; 9. Chemie; 10. Mathematik.

G. Angenheister,
Gottingen.

O. Hecker,
Jena.

E. Wiechert,
Gottingen.

Das erdmagnetische Außenfeld.

Von Adolf Schmidt.

Die Vergleichung der horizontalen und der vertikalen Komponente des beharrlichen Erdmagnetismus zeigt, daß ein kleiner Teil (etwa ein Hundertstel) des gesamten Feldes an der Erdoberfläche seinen Ursprung im äußeren Raume hat. Dieses äußere Feld setzt sich aus zwei Bestandteilen von annähernd entgegengesetzter Richtung zusammen, von denen der eine das Feld der sogenannten Nachstörung ist. Die äquatoriale Komponente des größeren anderen Bestandteils läßt sich unter gewissen Voraussetzungen durch induzierte Ströme in den höheren Atmosphärenschichten erklären.

Ein flüchtiger Blick auf das Bild, das die Verteilung der erdmagnetischen Kraftrichtungen über die Erdoberfläche zusammenfassend darstellt, genügt bereits, um erkennen zu lassen, daß die Ursache der betrachteten Erscheinung ihren Sitz im Erdkörper hat. Mit dieser Feststellung legte Gilbert vor mehr als drei Jahrhunderten den Grund zur Wissenschaft vom Erdmagnetismus und machte so der früher vorwiegenden Anschauung ein Ende, die den Sitz der geheimnisvollen Richtkraft in den Sternen suchte.

Die Möglichkeit, daß doch ein wenschon kleiner Bruchteil dieser Kraft außerhalb der Erdoberfläche entspringen könnte, trat erst wieder in den Bereich ernsthafter Erwägungen, als — genau 200 Jahre nach dem Erscheinen von Gilberts Werk — Oerstedt die magnetische Wirkung elektrischer Ströme entdeckte; der erste, der diese Möglichkeit in Betracht zog und zugleich zeigte, auf welchem Wege eine scharfe Trennung der beiden denkbaren Teile, des von innen und der von außen stammenden, der an der Erdoberfläche beobachteten Gesamtkraft vorzunehmen sei, war Gauß. Die Dürftigkeit und Mangelhaftigkeit des ihm zur Verfügung stehenden Beobachtungsmaterials ließ ihn aber darauf verzichten, selbst den Versuch einer solchen Zerlegung zu machen. Erst mehr als 60 Jahre später unternahm der Verfasser diesen Versuch auf der besten damals vorhandenen Grundlage, den von G. Neumayer bearbeiteten, für die Epoche 1885 geltenden Karten der erdmagnetischen Elemente ¹⁾.

Das Ergebnis dieser Untersuchung war, daß in der Tat ein über den Betrag der zu befürchtenden Unsicherheit hinausgehender Teil — rund ein Hundertstel des Gesamtfeldes — auf äußere Ursachen zurückzuführen sei.

Von einer anderen Seite her, durch Betrachtung des unperiodischen, scheinbar regellosen Verlaufs der Mittelwerte der magnetischen Elemente, wird man gleichfalls auf ein äußeres Feld geführt, das natürlich in dem vorigen enthalten sein muß; da es annähernd die entgegengesetzte Richtung hat, so muß dieses der Differenz zweier einander entgegenwirkender Ursachen entspringen.

Im folgenden wird versucht, einen Überblick über den bisher ermittelten und einigermaßen gesicherten Sachverhalt zu geben. Für diesen kommt nur das durch die Kugelfunktion erster Ordnung dargestellte Hauptglied in Betracht, nicht nur deshalb, weil für die höheren Glieder, wenn solche überhaupt von Bedeutung sind, noch keine hinreichend sichere Bestimmung vorliegt, sondern auch, weil jenes für die Entscheidung aller grundsätzlichen Fragen jedenfalls ausschlaggebend sein wird.

I. Der Nordpol der Erde sei N , ein beliebiger Punkt ihrer Oberfläche P habe die Koordinaten: Polabstand σ ($= NP$) und Länge λ , vom Greenwicher Meridian nach Osten positiv gezahlt. Der auf der nördlichen (borealen) Halbkugel gelegene Pol des betrachteten Magnetfeldes erster Ordnung sei B , der auf der südlichen (austral) Halbkugel gelegene A und der Abstand BP heiße θ . Das Potential des Feldes in der Erdoberfläche sei V , und mit R als dem Erdradius und σ_0, λ_0 als den Koordinaten von B sei

$$\begin{aligned} V:R &= m \cos \theta = p \cos \sigma + q \sin \sigma \cos (\lambda - \lambda_0) \\ &= g_1^0 \cos \sigma + g_1^1 \sin \sigma \cos \lambda + h_1^1 \sin \sigma \sin \lambda \\ (g_1^0 = p = m \cos \sigma_0, \quad g_1^1 &= q \cos \lambda_0 = m \sin \sigma_0 \cos \lambda_0, \\ &h_1^1 = q \sin \lambda_0 = m \sin \sigma_0 \sin \lambda_0). \end{aligned}$$

Großen, die sich auf ein äußeres (d. h. außerhalb der Erdoberfläche entspringendes) Feld beziehen, mögen durch den Index e , die auf ein inneres bezüglichen durch den Index i gekennzeichnet werden. Im zweiten Fall ist $m \cdot R^3 = M$ das Moment und $3m:4\pi$ die Intensität der Magnetisierung der Erde.

Die Berechnung in (1) lieferte in der Einheit γ (d. i. 0.1^5 Gauß):

	1885	m	σ_0	λ_0	q	$p = g_1^0$	g_1^1	h_1^1
$\gamma^i:R$. . .	— 32 378	11° 28'	— 68° 30'	— 6431	— 31 733	— 2356	+ 5984
$\gamma^e R$. . .	— 304	52° 4'	— 180° 9'	— 241	— 186	+ 241	— 4

Die Unsicherheit der einzelnen Koeffizienten, gemessen durch den zu befürchtenden mittleren Fehler, wurde auf einige Zehner von γ geschätzt. Danach konnte das tatsächliche Bestehen eines äußeren Magnetfeldes mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit angenommen werden; seine Stärke und Richtung mochten freilich noch merklich von den durch die vorstehenden Zahlen definierten abweichen. Um dies unabhängig von der erwähnten Schätzung zu übersehen, betrachte man die Vertikalkomponente Z und das Gesamtpotential V in der Erdoberfläche. Es ist dann $V^e:R = (V:R - Z):3$. Sollte also der für $V^e:R$ gefundene Wert eine bloße Folge der Ungenauigkeit der Beobachtungen sein, so mußten deren Fehler das Dreifache von $V^e:R$, d. i. rund $900\gamma \cdot \cos \theta$, ausmachen. Nimmt man beispielsweise an, daß diese Fehler im wesentlichen von den Inklinationmessungen herrühren, also nur Z , nicht die durch V berücksichtigten horizontalen Elemente betreffen, so wäre der Fehler bei Z allein $900\gamma \cdot \cos \theta$, was in der Inklination Fehlern von der Größenordnung von 1° entspricht, die auf einer Halbkugel positiv, auf der anderen negativ sein müßten. Nun haben die Beobachtungen des Department of Terrestrial Magnetism allerdings vielfach Fehler der Inklinationswerte auf den bisherigen Seekarten nachgewiesen, die mehrere Grade erreichen; aber eine so systematische Verteilung, wie sie zur Erklärung des für $V^e:R$ gefundenen Wertes nötig wäre, erscheint doch ausgeschlossen.

Trotz alledem ließen sich aber im Hinblick auf gewisse, weiterhin zu erörternde theoretische Bedenken Zweifel an der sachlichen Richtigkeit des für die Epoche 1885 errechneten Resultats nicht unterdrücken. Sie müssen aber verstummen gegenüber den im wesentlichen gleichartigen Ergebnissen, die L. A. Bauer, gestützt auf ein unvergleichlich besseres, einheitliches und gleichmäßig über die Erde (abgesehen von den Polarkappen) verteiltes Beobachtungs-

material, für die Epoche 1922 abgeleitet und kürzlich veröffentlicht hat²⁾. Seine Zahlen lauten:

1922	m	σ_0	λ_0	q	$p = q_1^0$	g_1^1	h_1^1
$V^r: R . . .$	— 31 089	$70^0 32'$	— $69^0 8'$	— 6182	— 30 468	— 2202	5776
$V^e: R . . .$	— 539	$78^0 8'$	— $121^0 4'$	— 132	— 523	+ 69	113

Ihre Fehler dürften 10 bis 20 γ schwerlich übersteigen. Sieht man sie als vollkommen richtig an, so liefern sie eine qualitativ befriedigende Bestätigung des älteren Ergebnisses, dessen Achsenrichtung von der hier gefundenen nur um etwa 55^0 abweicht, während seine Stärke 0.56 des neuen Wertes ausmacht. Diesem letzteren gegenüber ist die Annahme, daß das gefundene äußere Feld nur ein Ergebnis ungenauer Beobachtungen sei, unhaltbar. Man könnte seine Wirklichkeit nur bestreiten, indem man die klassische Elektrodynamik, auf deren Sätzen seine Ableitung aus $V:R$ und Z beruht, verwirft. Angesichts der im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit geringen Umfangsgeschwindigkeit der Erde durfte aber auch damit keine wesentliche Änderung der Schlussergebnisse zu erzielen sein.

Bauer gibt noch, ältere Rechnungen von Adams und Fritsche vervollständigend, die folgenden für 1842 geltenden Werte an:

1842	m	σ_0	λ_0	q	$p = g_1^0$	g_1^1	h_1^1
$V^r: R . . .$	— 32 809	$78^0 40'$	— $64^0 39'$	— 6447	— 32 169	— 2760	+ 5826
$V^e: R . . .$	— 250	$53^0 9'$	— $92^0 6'$	— 147	— 202	+ 17	+ 146

Da die empirischen Grundlagen dieses Resultats und des für 1885 erhaltenen wesentlich verschieden sind, beide aber der neueren gegenüber an Sicherheit weit zurückstehen, empfiehlt es sich, sie in ein etwa für 1864 gültiges Mittel zusammenzufassen. Für das äußere Feld liefert dieses $m = -244 \gamma$, $\theta_0 = 59^0$, $\lambda_0 = -151^0$.

Die Erklärung des nach dem Vorausgehenden als im allgemeinen gesichert anzusehenden Ergebnisses stößt nun aber auf erhebliche Schwierigkeiten. So viel ist klar, daß der Träger des Außenfeldes mit der Erde rotieren muß. Bei dem äquatorialen Teil $q \cos(\lambda - \lambda_0)$ ist dies ohne weiteres ersichtlich; für den polaren Teil p könnte eine kosmische Ursache in Frage kommen; die Richtung ihrer Wirkung müßte aber zufälligerweise gerade mit derjenigen der Erdachse zusammenfallen oder mindestens nur sehr wenig davon abweichen, weil sonst ein durch seine Form deutlich hervortretender Einfluß auf die tagliche Variation die Folge wäre. Schon deshalb ist die Annahme eines solaren Ursprungs ausgeschlossen, ganz abgesehen davon, daß eine unmittelbare magnetische Wirkung der Sonne wegen ihrer Geringfügigkeit hier nicht in Betracht kommt. So scheint kaum eine andere Erklärungsmöglichkeit zu bleiben, als die Annahme einer westöstlich die Erde umkreisenden elektrischen Strömung, die auch, wenn sie nicht gerade längs den Parallelkreisen verläuft, die transversale Feldkomponente q ganz oder zum Teil hervorrufen konnte. Mit $V^e: R = -0.005 \cos \sigma$ (in Gauß) folgt die Stromdichte in Γ gleich $0.005 \sin \sigma (2n + 1): (n + 1) 4\pi$, das ist (mit der Ordnungszahl der hier betrachteten Kugelfunktion $n = 1$) gleich $3 \cdot 0.005 \sin \sigma : 8\pi$ oder in Amp.:cm gleich $0.006 \sin \sigma$, das ist rund das Hunderttausendfache der konvektiven Strömung der durch die luftelektrischen Beobachtungen erschlossenen

positiven, die negative Erdoberflächenladung kompensierenden Ladung. Auch auf diesem Wege ist also eine Erklärung nicht zu gewinnen, auch nicht, wenn man starke relative Bewegungen der Luft gegenüber der rotierenden Erde mit in Ansatz bringt — es sei denn, man nehme in großen Höhen zwei entgegengesetzt stromende und entgegengesetzt außerordentlich stark geladene Schichten an. Derartige gekünstelte und bei näherer Überlegung sofort auf die größten Schwierigkeiten stoßende Annahmen kommen nicht erstlich in Betracht. So bleibt zum mindesten die polare Komponente des Feldes — und das ist nach Bauers Zahlen, die als die zuverlässigsten den weiteren Überlegungen zugrunde zu legen sind, die größere — unerklärt. Dagegen bietet sich für die zur Rotationsachse senkrechte Komponente eine Möglichkeit der Erklärung dar.

V. Carlheim-Gyllensköld³⁾ und A. Schuster⁴⁾ haben fast gleichzeitig die Folgerungen entwickelt, die sich aus der Annahme ergeben, daß das die Erde umgebende Medium eine gewisse elektrische Leitfähigkeit besitze. Es ist klar, daß dann die zur Rotationsachse senkrechte Innenmagnetisierung der Erde in diesem Medium Ströme induziert, die relativ zur rotierenden Erde ruhen. Die genauere Untersuchung lehrt, daß bei Darstellung des Potentials durch Kugelfunktionenreihen jedes Glied der Innenmagnetisierung ein durch die gleiche Funktion dargestelltes Glied der induzierten Strömung liefert, das aber jenem gegenüber in der Richtung der Rotation verschoben ist und zu ihm in einem bestimmten Größenverhältnis steht. Dem Gliede $c P_n^m(\cos \sigma) \cos m \lambda$ im Potential der induzierenden Magnetisierung entspricht in der induzierten Strömung das Glied $\rho c P_n^m(\cos \sigma) \cos m(\lambda - \alpha)$. Der Verhältnisfaktor ρ und die Verschiebung α sind gewisse (von n und m , sowie dem Radius R abhängige) Funktionen der Größe $\kappa \omega$ des Produktes aus der (als homogen und isotrop angenommenen) Leitfähigkeit des Mediums und der relativen Winkelgeschwindigkeit der Erde gegen dieses. Für den Fall $n = 1, m = 1$ gibt Schuster (a. a. O., S. 10) eine Zahlentafel dieser Größen ρ und α .

Vergleicht man mit diesen theoretischen Folgerungen die aus den Beobachtungen abgeleiteten Ergebnisse, so findet man $\rho = 132 : 6182 = 0.021$ und $\alpha = 121^\circ - 69^\circ = 52^\circ$. Diese beiden Werte führen zu sehr verschiedenen Werten von κ ; doch ist wenig Gewicht darauf zu legen, da besonders bei λ_0 und danach bei α der Einfluß der Unsicherheit von g_1^1 und h_1^1 nicht unbeträchtlich ist. Es ist deshalb auch nur als Zufall zu bewerten, daß das Mittel der zwei anderen Bestimmungen ein günstigeres Ergebnis liefert. Hier wird $\rho = 147 : 6440 = 0.023$ und $\alpha = 151^\circ - 67^\circ = 84^\circ$. Jenes entspricht etwa dem Werte $\kappa = 1.5 \cdot 10^{-16}$, dies dem Werte $0.5 \cdot 10^{-16}$ und gilt daher im Mittel rund für $\kappa = 10^{-16}$.

Aber das induzierte Potential ist nach Westen, also entgegen der Erdumdrehung verschoben! Schuster hat selbst schon (a. a. O. S., 16, wo übrigens in Z. 18 v. u. west statt east zu lesen ist) bemerkt, daß seine Theorie auch auf diesen Fall Anwendung finden kann. Man hat dazu nur anzunehmen, daß die Induktion in höheren Atmosphärenschichten erfolgt, die von Westen nach Osten strömen. Auch wenn ihre relative Geschwindigkeit wesentlich geringer als die Rotationsgeschwindigkeit der Erde ist, also κ entsprechend größer als oben angenommen

werden müßte, wäre die zur Erklärung anzunehmende Leitfähigkeit klein genug, um unbedenklich als möglich zugestanden zu werden. Die Erscheinung wird bei dieser Auffassung ein interessantes Gegenstück zu der täglichen Variation: dort periodische Luftbewegungen im (so gut wie) homogenen Magnetfelde, hier eine (gleichförmig) fortschreitende Luftströmung durch ein örtlich periodisches Magnetfeld. Beide Vorgänge erscheinen so als spezielle Fälle des allgemeinen, bei dem beliebige Luftbewegungen durch das magnetische Feld der Erde wirksam sind.

Wenn das leitende Medium der Lufthülle der Erde angehört, mit dieser also im Raume fortschreitet, so fällt überdies die im anderen Falle bestehende Schwierigkeit weg, daß die fortschreitende Bewegung der Erde durch das Medium gleichfalls Ströme induzieren müßte, die sich durch eine charakteristische tägliche Variation verraten müßten, von der nichts zu bemerken ist.

Die Zurückführung des q^e -Feldes auf Induktionsströme in höhere Atmosphärenschichten hat hiernach große Wahrscheinlichkeit für sich. Grundsätzlich wäre es sogar möglich, auch den p^e -Anteil so zu erklären; die dazu anzunehmenden Luftströmungen können indessen ernstlich nicht in Betracht kommen. Höchstens ein kleiner Bruchteil von p^e wäre so zu deuten; in der Hauptsache bliebe bei p^e die Aufgabe bestehen.

Nun erhebt sich aber ein anderes Bedenken. Die beiden genannten Autoren benutzen die von ihnen abgeleiteten Außenfelder zur Erklärung der Sakularvariation. Sie gehen dabei von der durchaus annehmbaren Vorstellung aus, daß der Erdkörper in einem wenn auch schwachen, aber dauernd wirkenden Magnetfelde eine allmählich anwachsende feste Magnetisierung annahme — man könnte nach mechanischer Analogie sagen, daß er magnetisch bildsam (nachgiebig und zähe) sei. Die so im Erdkörper entstehende sekundäre Magnetisierung, deren Potential dem Potential q^e im Vorzeichen entgegengesetzt ist, setzt sich mit der primären Magnetisierung q^i zusammen, das bedeutet eine Verschiebung der letzteren im Sinne der Richtung von q^e nach q^i , was zu einer stetigen Drehung der letzteren um die Erdachse führt. Die Geschwindigkeit dieser Umdrehung ist für die einzelnen (in m und n verschiedenen) Glieder von q^i verschieden, und die theoretisch zu erschließenden Unterschiede darin findet Carlheim-Gyllenskold befriedigend, übereinstimmend mit den von ihm empirisch aus sämtlichen bisherigen magnetischen Beobachtungen abgeleiteten. Diese empirische Bestimmung ergab als Dauer eines vollen Umlaufs beispielsweise für die P_1 , P_2 , P_3 enthaltenden Glieder eine Zeit von 3147, 1381 und 454 Jahren. Die Umdrehung erfolgt von Osten nach Westen, in Übereinstimmung mit der ursprünglichen Theorie, nach der das q^e -Feld gegen q^i nach Osten verschoben ist. Das tatsächlich festgestellte q^e liegt aber, was zu der angegebenen Abänderung der Theorie zwang, westlich von q^i , und das müßte eine Drehung der inneren Quermagnetisierung der Erde nach Osten verursachen. Für die tatsächlich bestehende, entgegengesetzte Säkularänderung muß also nach einer anderen Erklärung gesucht werden; denn etwa eine diamagnetische Nachgiebigkeit der Erde anzunehmen, geht schon wegen des erforderlichen hohen Betrags derselben nicht wohl an.

Es wäre aber auch denkbar, daß die beobachtete Sakularänderung die Differenz der Wirkungen zweier Ursachen wäre, nämlich jener noch unbekanntes und

der im vorhergehenden behandelten, daß also die bei dieser vorausgesetzte magnetische Nachgiebigkeit der Erde doch bestände. Diese Möglichkeit verdient erwogen zu werden, weil dadurch eine weitere, nun noch zu besprechende Erscheinung verständlich würde. Ist die Erde in dem besprochenen Sinne magnetisch nachgiebig, so muß sich unter dem Einfluß des Feldes p^e ihre polare Magnetisierung p^i und damit auch m dauernd verringern, solange nicht etwa p^e sein Vorzeichen wechselt.

Eine solche Verringerung findet nun, worauf zuerst L. A. Bauer aufmerksam gemacht hat, in der Tat statt. Für die Epochen der drei hier mitgeteilten Potentialberechnungen (1842, 1885 und 1922) ergeben sich die folgenden absoluten Werte von m^i und p^i :

$$|p^i|: 32\ 169, 31\ 733, 30\ 468 \quad |m^i|: 32\ 809, 32\ 378, 31\ 089.$$

Die mittlere jährliche Abnahme betrug also bei der polaren Komponente im ersten Zeitabschnitt $10\ \gamma$, im zweiten $34\ \gamma$ und in der ganzen Zeit $21\ \gamma$.

Als Durchschnittsbetrag von p^e mag in runder Zahl für den ersten Abschnitt $190\ \gamma$, für den zweiten $350\ \gamma$ angesetzt werden. Das ist dem Sinne nach ein ähnlicher Unterschied wie bei der Änderung von p^i .

Die magnetische Nachgiebigkeit des Erdkörpers wäre danach durch die Angabe gekennzeichnet, daß ein äußeres homogenes Feld von $1\ \gamma$ im Laufe eines Jahres eine Magnetisierung hervorruft, deren $\frac{4}{3}\pi$ -fache Dichte 0.05 bis $0.10\ \gamma$, im Mittel also etwa $0.08\ \gamma$ ist.

Wendet man dies auf die transversale Komponente q^e an, die nach den drei Bestimmungen nicht sehr verschieden gefunden wurde und im Mittel zu $170\ \gamma$ angesetzt werden kann, so folgt, daß der Zahlenfaktor der in einem Jahre dadurch geschaffenen Magnetisierung etwa $13\ \gamma$ wäre. Da q^i absolut genommen rund $6300\ \gamma$ beträgt, ergab sich eine jährliche Verschiebung der aquatorialen Achse um den Winkel 0.0021 , d. i. 0.12° . Das stimmt vorzüglich mit dem von Carlheim-Gyllenskold gefundenen Betrage von 0.114° , der allerdings gerade durch den Verlauf von 1885 bis 1922 nicht bestätigt wird. Sieht man aber auch hiervon ab, so nimmt doch die Verschiedenheit der Richtung dieser Betrachtung jeden unmittelbaren Wert. Man kann daraus nur den Schluß ziehen, daß, wenn die allmähliche Ummagnetisierung der Erde tatsächlich in dieser Weise und ungefähr in diesem Maße erfolgt, die noch unbekannt Hauptursache der Säkularvariation dadurch zur Hälfte kompensiert wird, daß sie für sich allein also eine doppelt so große säkulare Änderung bewirken mußte.

In diesem Zusammenhang ist schließlich noch ein Umstand zu erwähnen. Es ist gewiß möglich, vielleicht sogar wahrscheinlich, daß das magnetische Moment der Erde immer mehr abnimmt. Aber insoweit es sich dabei um einen einheitlichen, stetig fortschreitenden Vorgang handelt, muß sich diese Abnahme immer mehr verlangsamen, und es ist ganz undenkbar, daß sie jetzt noch einen innerhalb weniger Jahre merklichen Betrag erreichen könnte. Eine jährliche Abnahme um den tausendsten Teil des Gesamtmoments, wie in der Zeit von 1885 bis 1922, oder selbst nur um ein Zweitausendstel, wie sie durchschnittlich zwischen 1842 und 1922 stattfand, kann nur vorübergehend auftreten und muß zum großen Teil durch ein Wiederanwachsen ausgeglichen werden, wofern es sich nicht etwa

um einen vereinzelt, vielleicht ab und zu im Laufe sehr langer Zeiträume einmal stattfindenden Vorgang handelt. Einer dauernden jährlichen Abnahme um 1:2000 des Gesamtmoments würde eine Halbwertszeit von rund 1400 Jahren entsprechen. Vor 10 000 Jahren mußte danach das Moment 128 mal, vor 30 000 Jahren, also in einer für die Geschichte der Erde allernächsten Vergangenheit mehr als eine Million mal so groß gewesen sein wie jetzt!

Der Umstand, daß sich die Abnahme des Moments in den zwei betrachteten Zeitabschnitten wesentlich verschieden zeigt, steht mit diesen Erwägungen im Einklang. Die mögliche Ungenauigkeit der Werte ist zu gering, als daß dadurch ein wesentlicher Fehler entstehen konnte.

Unterliegt aber m' (also das Moment $m' R^3$) und insbesondere die Komponente p' Schwankungen um einen vielleicht konstanten oder ganz langsam sinkenden Mittelwert, und sind die vor sich gehenden Änderungen dem Einfluß des äußeren Feldes p^e zuzuschreiben, so muß auch dieses entsprechend (vielleicht periodisch), und zwar um den Mittelwert Null schwanken. Ob es sich so verhält, wird wohl kaum früher als nach einigen Jahrzehnten sicher zu entscheiden sein, wenn eine neue zuverlässige Potentialbestimmung vorliegt — es sei denn, daß die Natur und die Herkunft des äußeren Feldes, insbesondere seiner polaren Komponente von anderen theoretischen Grundlagen aus aufgeklärt wird.

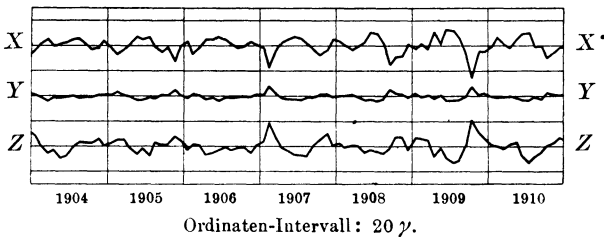


Fig. 1. Monatsmittel der Komponenten in Potsdam.

II. Nach jeder Störung weisen die erdmagnetischen Elemente eine Veränderung ihres mittleren Wertes gegenüber dem Stande vor der Störung auf, und zwar erscheint insbesondere die meridionale Komponente stets erniedrigt. Die Änderung geht dann im Verlauf einiger Tage mit allmählich abnehmender Geschwindigkeit wieder zurück. Die bei den drei Komponenten gleichzeitig erfolgenden Änderungen zeigen an jedem Orte in allen Fällen nahezu dasselbe Größenverhältnis untereinander; der zugehörige Vektor hat mit anderen Worten eine bestimmte, dem Orte eigentümliche Richtung, deren horizontale Projektion dem nach dem Südpol (dem südlichen Pol A der Achse der homogenen Magnetisierung) gehenden Großkreise angehört. Alle diese Eigenschaften der von van Bemmelen als Nachstörung bezeichneten Erscheinung hat dieser bereits in seiner dafür grundlegenden Abhandlung festgestellt ⁵⁾.

Die aufeinanderfolgenden Tagesmittel, besonders wenn man sie in kürzeren Abständen, etwa von 6 zu 6 Stunden bildet, zeigen noch sehr deutlich dieselben Eigentümlichkeiten; ja selbst in den Monatsmitteln sind sie noch klar zu er-

kennen, was beweist, daß die in den Mittelwerten auftretenden Änderungen zum weitaus überwiegenden Teil eine Folge der nach Häufigkeit und Stärke beträchtlich wechselnden Nachstörungen sind. Die Fig. 1, die den Gang der Monatsmittel der drei Komponenten in Potsdam während mehrerer störungsreicher Jahre darstellt, läßt besonders die Proportionalität der gleichzeitigen Werte gut hervortreten.

Vergleicht man die an verschiedenen Orten zu gleicher Zeit auftretenden Schwankungen der Mittelwerte, so zeigt sich eine weitere Eigentümlichkeit, die am scharfsten im Gange der Tagesmittel der meridionalen (Nord-)Komponente hervortritt. Der Gang ist, wenn man von polaren Stationen absieht, überall überraschend ähnlich und nur in der Größe verschieden. Die Fig. 2 liefert ein Beispiel dafür, das auch die zu Anfang erwähnten Eigentümlichkeiten im zeitlichen Ablauf der Nachstörungen veranschaulicht.

Die Ähnlichkeit im Gange der Mittelwerte an verschiedenen Orten ist zuerst von J. A. Broun beachtet und eingehend untersucht worden⁶⁾. Die Erscheinung geriet dann aber in Vergessenheit und hat auch, nachdem die Aufmerksamkeit wieder darauf gelenkt worden ist, noch keineswegs allgemein die Beachtung gefunden, die sie verdient⁷⁾.

Nach dem Gesagten haben wir es hier mit einem magnetischen Felde zu tun, das durch Übereinanderlagerung der Reste abklingender Nachstörungen gebildet wird. Dieses Feld hat eine zum mindesten sehr annähernd unveränderliche, zur magnetischen Achse der Erde symmetrische Form und schwankt nur in seiner Stärke.

Für das Potential V dieses Feldes und für seine vertikale Komponente Z in der Erdoberfläche wird man danach mit t als der Zeit

$$V:R = f(\theta) \cdot \varphi(t) \quad Z = g(\theta) \cdot \varphi(t)$$

zu setzen haben. $\varphi(t)$ wird bis auf eine additive Konstante unmittelbar durch Beobachtung an einem Orte gegeben; die Funktionen $f(\theta)$ und $g(\theta)$ sind durch Ausgleich der Beobachtungen an verschiedenen Orten abzuleiten.

Zur Gewinnung eines ersten Überblicks seien einige Zahlen angeführt, die ich einer noch nicht abgeschlossenen eingehenderen Untersuchung der Frage entnehme, und zwar unter Beschränkung auf den horizontalen Teil des Vorganges. Die für die absoluten Werte der vertikalen Komponente des erdmagnetischen Feldes vorhandenen Angaben sind leider an nicht wenigen Observatorien

1908, November, 4.—23.

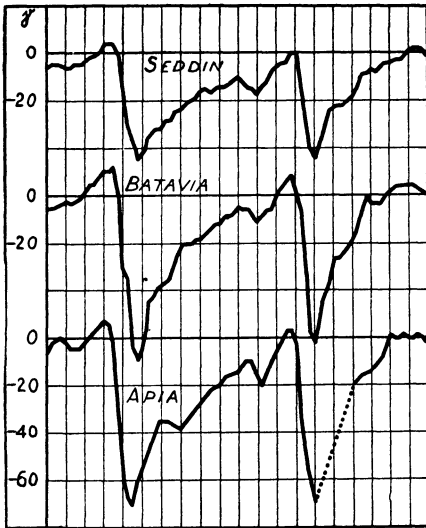


Fig. 2. Tagesmittel der Nordkomponente von 6 zu 6 Stunden in Abweichungen vom Normalwert

(infolge der Unzuverlässigkeit der Wage auch noch nach der jetzt ziemlich allgemeinen Einführung des Erdinduktors) so unsicher, daß die für die vorliegende Untersuchung allein in Frage kommenden kleinen Differenzen nur mit sehr sorgfältiger Einzelkritik einigermaßen zu verwenden sind.

In der folgenden, auf einige ausgewählte Stationen beschränkten Übersicht bedeutet ψ_0 das (von Norden nach Osten positiv gezählte) Azimut der Richtung

	φ	λ	θ	ψ_0	ψ	Diff.	h γ	$8.6 \sin \theta$ γ	Diff. γ
Sitka	57° 3'	-135° 20'	30.1	21.08	14.1 ⁰	-7.7 ⁰	4.3	4.5	-0.2
Pawlowsk	59 41	30 29	33.9	-20.7	-20.4	+0.3	4.6	4.7	-0.1
Potsdam	52 23	13 4	37.4	-18.9	-17.6	+1.3	4.8	5.2	-0.4
Cheltenham	38 44	- 76 51	39.9	2.6	0.4	-2.2	5.6	5.4	+0.2
Katharinenburg	56 50	60 38	41.3	-13.6	-17.6	-4.0	4.9	5.7	-0.8
Pola	44 52	13 51	44.8	-16.3	-13.6	+2.7	7.8	6.1	+1.7
Irkutsk	52 16	104 19	49.2	- 1.9	- 2.6	-0.7	5.1	6.4	-1.3
Honolulu	21 19	-158 4	69.0	12.3	7.2	-5.1	6.4	8.0	-1.6
Bombay	18 54	72 49	80.3	- 7.2	- 0.9	6.3	8.8	8.4	+0.4
Apia	-13 48	-171 46	106.2	11.6	11.8	+0.2	8.4	8.3	+0.1
Batavia	- 6 11	106 50	107.6	- 1.0	- 1.9	- 0.9	9.4	8.3	+1.1
Pilar	-31 41	- 63 51	110.2	- 1.0	6.5	+7.5	7.5	8.1	-0.6
Mauritius	-20 6	57 33	116.6	-10.4	-15.6	-5.2	9.3	7.7	+1.0

nach dem nördlichen Achsenpol (dem Nordlichtpol) B , d. h. den Winkel NPB , ψ das aus den Monatsmitteln der nördlichen und der östlichen Komponente abgeleitete Azimut des Nachstörungsvektors. Man erkennt die im allgemeinen befriedigende Übereinstimmung beider. Der quadratische Mittelwert der Abweichungen der Monatsmittel von einem ausgeglichenen Verlauf, aus den Beobachtungen der beiden Komponenten nach der Richtung von ψ zusammengefaßt, steht unter h . Er bezieht sich allerdings bei den verschiedenen Observatorien zum Teil auf verschiedene Jahre, was wegen seiner Abhängigkeit von der Sonnenaktivität nicht ohne Bedeutung ist. Indessen ist die Abhängigkeit seiner Größe vom Polabstande θ so deutlich ausgeprägt, daß die genäherte Gültigkeit der Beziehung $h = h_0 \sin \theta$ wohl als sicher gelten darf, wenigstens soweit es sich um Punkte in mittleren und niederen Breiten handelt.

Danach ist anzunehmen, daß die Funktion $f(\theta)$ im wesentlichen mit $\cos \theta$ identisch, das Feld also homogen ist. (Ein etwaiger konstanter Faktor kann in $\varphi(t)$ aufgenommen werden.) Daraus würde, wenn ein inneres Feld vorliegt, $g(\theta) = -2 \cos \theta$, im Falle eines äußeren dagegen $g(\theta) = \cos \theta$ folgen. Hierbei ist umgekehrt wie in der Tabelle h nach Süden positiv gerechnet.

Aus den Beobachtungen in Potsdam hat sich als Neigung des Nachstörungsvektors (unter dem südlichen Horizont) auf verschiedenen Wegen der Wert 39° ergeben. Es wäre hiernach $g(\theta) : f(\theta) = \text{tg } 39^\circ = 0.8 f(\theta)$. Nimmt man dieses auf eine einzige Station gestützte Ergebnis als wenigstens vorläufig entscheidend an — was bei der unzweifelhaft sehr einfachen Gestaltung des Nachstörungsfeldes unbedenklich ist —, so folgt daraus, daß dieses Feld in der Hauptsache seinen Ursprung im Außenraum hat, daß aber ein kleiner Teil (bei der horizontalen Komponente 1,15 des Ganzen) dem Erdinnern entspringt. Ob ein solcher innerer Bestandteil wirklich vorhanden ist, und wie er zu erklären sei, ist hier nicht zu erörtern, es sei nur bemerkt, daß die Annahme einer gewissen Permeabilität des Erdkörpers

nicht zum Ziele führt, man müßte ihr denn wieder, wie bei der früheren Überlegung, die sich auf die Säkularvariation bezog, das negative Vorzeichen geben.

Für den weitaus überwiegenden Hauptteil, das äußere Feld, bietet sich die Möglichkeit einer Erklärung ohne weiteres dar. Wir wissen jetzt durch Birkelands Versuche und Stormers theoretische Arbeiten, daß die magnetischen Störungen durch Schwärme elektrischer Partikeln ausgelöst werden, die, von der Sonne ausgeschleudert, in den magnetischen Bannkreis der Erde geraten. Ein Teil von ihnen sammelt sich in einem die Erde in beträchtlichem Abstände in der magnetischen Äquatorebene umkreisenden Strome, dessen Richtung bei negativen Partikeln (Elektronen) von Westen nach Osten, bei positiven (α -Teilchen) von Osten nach Westen geht. Bei jeder Störung wird diese Strömung neu gespeist, andererseits zerstreut sie sich durch ihre eigenen inneren Kräfte. Ein derartiger Vorgang entspricht durchaus dem empirischen Tatbestande der Nachstörung, insbesondere ihrer räumlichen Einfachheit und Regelmäßigkeit, wie dem allgemeinen Charakter ihres zeitlichen Ablaufs.

Bei der einzelnen Nachstörung ahnelt dieser Gang durchaus demjenigen bei einer aperiodisch gedämpften Schwingung. Er läßt sich demgemäß durch einen Ausdruck von der Form

$$c_0 (t - t_0) e^{-\eta(t-t_0)}$$

darstellen, worin $\eta(t)$ eine Funktion von t bezeichnet, die mit t zugleich stetig von 0 zu ∞ ansteigt, die also durch eine geeignete Potenzreihe von t wiedergegeben werden kann.

Von dem Inflexionspunkt hinter dem Maximum an wird man den Verlauf auch durch einen einfachen Exponentialausdruck

$$c_1 e^{-\zeta(t-t_1)},$$

zwanglos darstellen und in üblicher Weise durch die Angabe der Halbwertszeit kennzeichnen können. Schon der Anblick der Kurven erweckt aber den Eindruck, daß sich die Annäherung an den früheren Zustand in stärkerem Maße verlangsamt, als der Abstand selbst geringer wird, mit anderen Worten, daß die Halbwertszeit stetig anwächst.

In einer inhaltreichen Untersuchung über die magnetischen Störungen, in der auch die Erscheinung der Nachstörung auf Grund neuen Beobachtungsmaterials eingehend behandelt wird, hat G. Angenheister kürzlich festgestellt, daß es sich in der Tat so verhält, und er hat auch eine einfache Erklärung dafür angegeben und quantitativ begründet⁸⁾. Er führt das Abklingen des Nachstörungsfeldes auf die Wiedervereinigung der positiven und negativen Ionen zurück, die bei der Erregung der Störung getrennt worden waren.

Das aus der Übereinanderlagerung der einzelnen Nachstörungen entstehende Feld muß einen gewissen mittleren Grundwert (die Summe der noch nicht ganz erloschenen Wirkungen aller früheren Nachstörungen) besitzen, der langsam auf- und abschwankt, wenn Zeiten größerer und geringerer Häufigkeit und Stärke der Störungen abwechseln. Diese Schwankungen spiegeln sich in den Unregelmäßigkeiten der Säkularvariation wieder. Vergleicht man sie mit der gleichzeitigen Störungsaktivität, so kann man ein gewisses Urteil über die Beschaffenheit des Feldes gewinnen.

So ließ sich aus den in Fig. 1 wiedergegebenen Potsdamer Monatsmitteln eine Halbwertszeit des Gesamtverlaufs von einigen Jahren und ein durchschnittlicher Grundbetrag (auf den sich die einzelnen neuen Störungen aufsetzen) von etwa 160γ ableiten⁹⁾. Das außerordentlich langsame Schwinden des Feldes wird verständlicher, wenn man annimmt, daß der Birkeland-Störmersche Ring aus annähernd gleich vielen in entgegengesetzter Richtung strömenden positiven und negativen Teilchen besteht.

Dem Betrage $h = 160$ in Potsdam entspricht ein Feld $h = 260 \cos \theta$, dessen polare Komponente rund $250 \cos \sigma$ und dessen äquatoriale rund $50 \sin \sigma \cos(\lambda + 690)$ ist. Es hat also ungefähr die Stärke des im Abschnitt I betrachteten Feldes, ist aber annähernd entgegengesetzt gerichtet.

Zerlegt man das Gesamtfeld in das Nachstörungsfeld und den nach dessen Abzug noch verbleibenden Bestandteil, so erhält man für letzteren nach den drei früher betrachteten Bestimmungen die folgenden, auf Zehner von γ abgerundeten Beträge der Komponenten nach den drei Achsen:

	g_1^0	g_1^1	h_1^1	Gewicht
1842	— 450	0	+ 190	$\frac{1}{2}$
1885	— 440	+ 220	+ 40	$\frac{1}{2}$
1922	— 770	+ 50	+ 150	1
Mittel	— 610	+ 50	+ 130	—

Einige der im Abschnitt I durchgeführten Überlegungen wären richtiger an diesen Zahlen, statt an den auf das Gesamtfeld bezüglichen vorzunehmen. Indessen darf bei dem in keiner Weise endgültigen Charakter der vorstehenden Betrachtungen davon abgesehen werden, darauf näher einzugehen.

Literatur.

- 1) Ad. Schmidt: Mitteilungen über eine neue Berechnung des erdmagnetischen Potentials. Abh. d. II. Kl. d. Kgl. Akad. d. Wiss. (zu München), 19. Bd., 1. Abt., 1895.
- 2) L. A. Bauer: Chief results of a preliminary analysis of the Earth's magnetic field for 1922. Terr. Magn. and Atm. El., 28. Bd., 1923.
- 3) V. Carlheim-Gyllensköld. La forme analytique de l'attraction magnétique de la terre exprimée en fonction du temps. Astronomiska Yaktgörelser och Undersökningar anstald på Stockholms Observatorium. 5. Bd., Nr. 5, 1896
- 4) A. Schuster: On electrical currents induced by rotating magnets, and their application to some phenomena of terrestrial magnetism. Terr. Magn., 1. Bd., 1896
- 5) W. van Bemmelen: Die erdmagnetische Nachstörung. Meteorol. Zeitschr., 12. Bd., 1895.
- 6) J. A. Broun: On the horizontal force of the Earth's magnetism. Trans. Roy. Soc. of Edinburgh, Vol. 22, Part 3, 1861.
- 7) Ad. Schmidt: Ein Mangel der erdmagnetischen Jahrbücher. Terr. Magn. and Atm. El., 25. Bd., 1920.
- 8) G. Angenheister: Die erdmagnetischen Störungen nach den Beobachtungen des Samoa-Observatoriums. 1. Teil. Gött. Nachr. Math.-Phys. Kl. 1924.
- 9) Ad. Schmidt. Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin in den Jahren 1900—1910. Abh. d. Preuß. Meteorol. Inst., 5. Bd., Nr. 3, 1916, S 36 ff. — Die erdmagnetische Säkularvariation. Phys. Zeitschr. 22, 158 (1921).

Seismische Untersuchungen.

Erste Mitteilung:

Beobachtungen von Lufterschütterungen in Göttingen
bei Sprengungen in Jüterbog.

Von E. Wiechert.

Lufterschütterungen infolge von Sprengungen auf dem Schießplatz Jüterbog wurden in Göttingen in 215 km Entfernung gehört, mit zwei Luftdruckvariometern beobachtet und von einem zweimillionenmal vergrößernden Vertikalseismometer aufgezeichnet. Die Schwingungen längerer Periode trafen um 1 bis $1\frac{1}{2}$ Sekunden früher ein als der hörbare Schall. Die Laufzeit der schnelleren Wellen betrug 733 Sekunden. — Es wird gefolgert, daß die Wellen höchstwahrscheinlich durch höhere Schichten der Stratosphäre nach dem Beobachtungsort gelangt sind. Die Ursache der Rückkehr der Wellen nach unten liegt vielleicht in einem Wasserstoffgehalt der hohen Atmosphäre; dann muß aber bedacht werden, daß der Wasserstoff aus dem überall vorhandenen Wasserdampf fortwährend neu gebildet und dauernd auch wieder in Wasserdampf gebunden wird. — Hinter der Zone des Schweigens müssen Reflexionen des Schalles am Boden stattfinden, so daß in größeren Entfernungen mehrfache Einsätze zu erwarten sind.

§ 1. Vorbemerkungen. Während es der Seismik gelungen ist, über die Beschaffenheit des tieferen Erdinnern weitgehende Aufschlüsse zu bringen, steht es ungünstiger um die seismische Erforschung der Erdrinde. Hierbei ist es nötig, Nahbeben zu beobachten. Verwendet man natürliche Erdbeben, so hat man mit allen den Schwierigkeiten zu kämpfen, welche durch die Unbestimmtheit des Herdes und der Herzzeit gegeben werden. Die künstlichen Erderschütterungen bei Explosionen bieten in mancher Hinsicht günstigere Verhältnisse, aber auch die größten Explosionen sind gegenüber den natürlichen Erdbeben so geringfügige Ergebnisse, daß die gebräuchlichen Erdbebenapparate meistens im Stich lassen.

Nach alledem kann es nicht wundernehmen, daß die Seismik bisher wenig Zuverlässiges über die Schichtung der Erdrinde ausgesagt hat, und doch handelt es sich hier um ein Problem, welches für die Physik der Erde von großer Wichtigkeit ist. Dies bedenkend legte ich mir 1905 die Frage vor, ob es möglich wäre, unter Benutzung künstlicher Erdbeben Fortschritte zu erzielen, wenn ungewöhnlich hochempfindliche Instrumente verwendet werden. Ich baute ein Horizontalseismometer mit 50 000 facher Vergrößerung und wandte es 1906 dazu an, auf dem Schießplatz Meppen Erderschütterungen infolge von Kanonenschüssen zu untersuchen. Der Erfolg enttäuschte mich sehr. Zwar war es möglich, die Erderschütterungen in ungefähr 16 km Entfernung noch zu erkennen, aber sie lagen bei dieser Entfernung schon an der Grenze des Beobachtbaren, trotzdem die Verhältnisse ganz ungewöhnlich günstig waren: Der wasserdurchtränkte Sanduntergrund bei Meppen leitet die Erderschütterungen viel leichter in die Ferne als Felsboden.

Der Apparat wurde in der Folge von Herrn L. Mintrop für die Untersuchungen von Erderschütterungen durch Maschinen, durch Fall von Gewichten usw.

ausgenutzt, führte aber nicht dazu, nennenswerte Aufschlüsse über geologische Tiefen der Erdrinde zu gewinnen. Später hat dann Herr Mintrop für den Feldgebrauch geeignete, leicht transportable Vertikalseismometer gebaut und es ist ihm gelungen, durch Verwertung von Sprengungen diese Apparate zur Untersuchung der Erdschichten bis in etwa 1 km Tiefe praktisch zu verwerten. Der Erfolg für bergmännische Ziele ist schon heute sehr hoch zu schätzen; es handelt sich hier um eine Anwendung der Seismik von großer Tragweite. Durch die Mintropschen Erfolge wurde ich meinerseits angeregt, meine früheren Arbeiten wieder aufzunehmen. Ich war mir nun klar, daß mein Ziel, die seismische Untersuchung der für die Geologie in Betracht kommenden Tiefen der Erdrinde, nur erreichbar werden kann, wenn die Empfindlichkeit der Apparate bis zu der äußerst möglichen Grenze gesteigert wird. Die Mithilfe der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft machte es möglich, an den Bau solcher Apparate zu gehen. Es gelang im Winter 1921/22 im Geophysikalischen Institut in Göttingen ein Vertikalseismometer aufzustellen, welches etwa zweimillionenmal

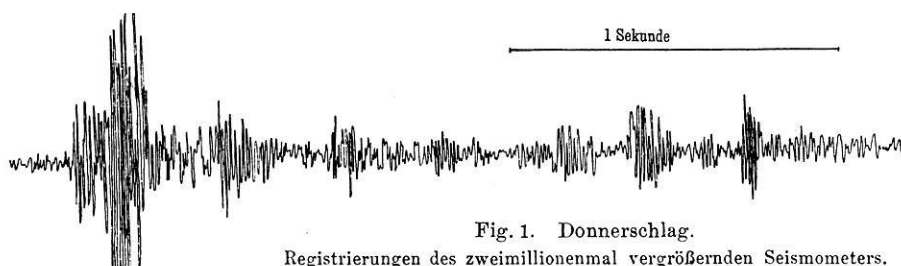


Fig. 1. Donnerschlag.
Registrierungen des zweimillionenmal vergrößernenden Seismometers.

vergrößert. Von der Empfindlichkeit des Instruments erhält man einen Begriff, wenn man beachtet, daß es noch deutlich die Erderschütterungen angibt, die durch ein Gewicht von 1 kg erzeugt werden, welches in 110 m Entfernung $\frac{1}{2}$ m herabfällt. Und dabei steht das Instrument direkt auf dem Kalksteinfelsen des Hainberges, also auf sehr festem Untergrund! — Ein Bericht über einige bisher mit dem Instrument durchgeführte Untersuchungen habe ich in den „Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen“ gegeben¹⁾.

Bei meinen ersten Versuchen auf dem Schießplatz Meppen, 1906, bemerkte ich, daß das Seismometer die Ankunft des Luftschalles anzeigte, sogar viel stärker als die durch die Erde kommende Erschütterung. Auch das neue Millionenseismometer zeichnet den Schall bei Explosionen auf. Unter solchen Umständen wurde es für unsere Arbeit sehr wichtig, auf den Luftschall zu achten, und das ist der Anlaß für die Beobachtungen geworden, von welchen in der vorliegenden Mitteilung berichtet werden soll. Einleitend sei auf Fig. 1 hingewiesen, welche in etwa natürlicher Größe die Aufzeichnung eines Donnerschlages durch das Millionenseismometer darstellt.

§ 2. Vorbereitungen für die Beobachtungen. Am 24. Juli wurden von der Heeresverwaltung auf dem Schießplatz Jüterbog nacheinander drei Explosionen von je 1000 kg Sprengstoff durchgeführt. Wir erhielten in dankenswertester Weise die Erlaubnis, die Explosionen für unsere Zwecke auszunutzen.

Zur Beobachtung des Luftschalles waren in Göttingen besondere Vorkehrungen getroffen worden. Herr Kollege G. Angenheister hatte einen Membranapparat der gewöhnlichen Art improvisiert, worüber er im vorliegenden Heft der Zeitschrift für Geophysik, S. 20 Bericht erstattet. Ich selbst hatte einen Kolbenapparat gebaut, der eine Verfeinerung eines Apparates darstellt, welcher von dem Aeronautischen Observatorium Lindenberg für Beobachtungen der Sprengungen in Jüterbog schon im vorigen Jahre konstruiert worden ist.

Bei dem Membranapparat in der üblichen Ausführung wird eine Fensterscheibe eines geschlossenen Zimmers benutzt, deren Bewegungen unter der Wirkung des Schalles mittels Spiegel und Lichtzeiger vergrößert beobachtet werden. Der Kolbenapparat in der gewöhnlichen Ausführung benutzt eine möglichst große Flasche, in deren Hals luftdicht ein zylindrisches Rohr eingesetzt ist. In diesem bewegt sich unter dem Einfluß des Schalles ein die Wandung nicht berührender Kolben, der dabei einen Spiegel und so einen Lichtzeiger dreht. Ich benutzte ein 4 cm weites Rohr mit einem sehr zarten Aluminiumkolben, dessen Zylinderfläche 1 cm hoch ist. Der Abstand zwischen Zylinder und Wandung beträgt nur etwa $\frac{1}{2}$ mm.

Ob das Membranprinzip oder das Kolbenprinzip vorzuziehen ist, kann ich nach den bisherigen Beobachtungen nicht entscheiden. Beide Einrichtungen sind außerordentlich empfindlich. Steht der Kolbenapparat in einem geschlossenen Zimmer, so gibt er schon einen starken Ausschlag, wenn man eine Fensterscheibe mit dem Finger nach außen drückt.

§ 3. Beobachtung der Lufterschütterungen. Die drei Sprengungen auf dem Schießplatz Jüterbog fanden bis auf wenige Zehntelsekunden genau um 2 Uhr, um 4 Uhr und um 6 Uhr nachmittags mitteleuropäischer Zeit statt. In Göttingen beobachteten G. Angenheister, K. Jung und F. Gerecke mit dem Membranapparat, E. Wiechert und E. Kantzenbach mit dem Kolbenapparat, während F. Hubert das Millionenseismometer verwertete, und mehrere Studenten die Absperrung des Geophysikalischen Instituts mit seiner Umgebung gegen den Verkehr von Fußgängern und Wagen durchführten. Um 2 Uhr war die Windgeschwindigkeit etwa 6 m sec^{-1} . Beide Apparate für Lufterschütterungen zeigten deutlich um etwa $2^{\text{h}} 12^{\text{m}} 13^{\text{s}}$ auffällige und starke Schwingungen, die sich aus der Windruhe als eigenartig heraushoben, so daß die Beobachter sofort auf die Wirkung einer Explosion schlossen. E. Kantzenbach hörte unmittelbar nach dem Einsetzen der Schwingungen, die er auf dem Lichtschirm sah, einen dumpfen Knall. Dies war möglich, weil der Kolbenapparat in einem nach außen hin offenen Raum stand. Es stellte sich heraus, daß der Knall auch von den Studenten gehört worden war, welche das Institut bewachten. So handelte es sich denn unzweifelhaft um eine scharf bestimmte Schallbeobachtung. Es mußte aber noch mit der Möglichkeit gerechnet werden, daß der Schall statt von der Explosion in Jüterbog von einer Sprengung in einem der Steinbrüche in der Nähe Göttingens herrührte. Die nächste Sprengung brachte die Entscheidung, daß es sich wirklich um die Lufterschütterungen handelte, welche von Jüterbog nach Göttingen kamen. Für diese Sprengung, um 4 Uhr, schaltete Herr Hubert auch den Lichtschreiber des Millionenseismometers zu der in Frage

stehenden Zeit ein. Es herrschte in Göttingen etwa dieselbe Windbewegung wie um 2 Uhr. Genau zu den erwarteten Zeiten zeigten die beiden Lufterschütterungsapparate wiederum stark aus der allgemeinen Unruhe sich heraushebende ungewöhnliche Schwingungen. Wiederum hörte sogleich nach dem Einsetzen der Schwingungen Herr Kantzenbach einen Knall, dieses Mal einen Doppelknall mit zwei schnell aufeinanderfolgenden Schlägen. Wiederum haben die das Institut bewachenden Studenten den Schall gehört, und zwar auch als Doppelknall. Hierzu trat nun, daß das Millionenseismometer den Schall gut aufzeichnete. Fig. 2 stellt das Diagramm des Seismometers dar; man erkennt, daß die beiden Knalle in 0.5 Sekunden aufeinander gefolgt sind. Die Seismometeraufzeichnung zeigt Bewegungen mit einer Frequenz von 30 bis 40 Schwingungen in der Sekunde, was einer tiefen Tonalage entspricht. Ich bemerke hierzu, daß der Kolbenapparat für Lufterschütterungen nach meinem Eindruck Schwingungen mit etwa 4 Perioden in der Sekunde erkennen ließ. Diese sind in der Seismometeraufzeichnung nicht zu bemerken, was offenbar damit zusammenhängt, daß das Seismometer auf eine Eigenperiode von ungefähr $\frac{1}{20}$ Sekunde einreguliert war, und darum für Perioden von $\frac{1}{4}$ Sekunde eine viel geringere Empfindlichkeit hatte als für die kürzeren Perioden des hörbaren Schalles.

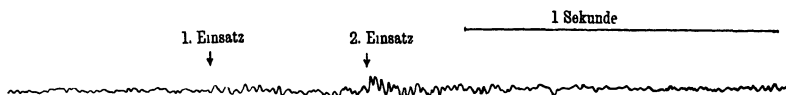


Fig. 2. Schallaufnahme bei einer Sprengung in Jüterbog.
Registrierungen des zweimillionenmal vergrößerten Seismometers.

Bemerkenswert ist, daß die von den Luftdruckvariometern angezeigten Lufterschütterungen um etwa $1\frac{1}{2}$ Sekunden früher eintrafen als die hörbaren Schall-schwingungen kürzerer Periode. Das Kolbenvariometer zeigte dieses sofort, denn Herr Kantzenbach hörte den Schall etwas später als er die Bewegungen des Lichtzeigers sah. Die angegebene Differenz, $1\frac{1}{2}$ Sekunden, ist zu folgern, weil der erste Einsatz des Seismometers auf $4^h 12^m 14^s$ fällt, während beide Variometer als Einsatzzeit $4^h 12^m 12\frac{1}{2}^s$ ergaben. Nach Herrn Kantzenbachs Eindruck war das Intervall geringer als $1\frac{1}{2}$ Sekunden, vielleicht 1 Sekunde. Noch sei erwähnt, daß Herr Markscheider O. Rellensmann, der auf dem Schießplatz Jüterbog die Bodenerschütterungen maß, mir mitteilte, er habe stets bei den Sprengungen einen Doppelknall gehört. Das stimmt vortrefflich mit den Göttinger Beobachtungen bei der zweiten Sprengung überein, wo die Aufmerksamkeit geschärft war.

§ 4. Folgerungen. Betrachten wir als das Hauptergebnis der Beobachtungen dasjenige bei der zweiten Sprengung und wird beachtet, daß nach einer freundlichen Benachrichtigung von Herrn Oberregierungsrat Dr. Ritter, der auf dem Schießplatz Jüterbog die Zeiten feststellte, die zweite Sprengung ein paar Zehntelsekunden vor $4^h 0^m 0^s$ stattfand, so erhalten wir folgende Aufstellung. Bei einer Entfernung der Sprengstelle vom Beobachtungsstand von nahe 215 km brauchten die beobachteten Lufterschütterungen längerer Periode 733, und diejenigen kürzerer Periode $734\frac{1}{2}$ Sekunden zum Durchlaufen der

ganzen Strecke. Die Unsicherheit der Zeitangaben ist auf nicht mehr als etwa $+1/2$ Sekunde zu schätzen. Für die mittlere Geschwindigkeit in horizontaler Richtung ergibt sich hieraus ein Wert von etwa $215\,000/733 = 293\text{ m sec}^{-1}$.

Diese Zahlen geben zu einigen merkwürdigen Überlegungen Anlaß.

An das Gebiet normaler Hörbarkeit legt sich fast regelmäßig eine „Zone des Schweigens“. Die Ursache liegt in dem Temperaturgefälle nach oben hin, welches bewirkt, daß der Schall vom Erdboden abgehoben wird. Weshalb nun kommt der Schall jenseits der Zone des Schweigens wieder zur Erde herab, und zwar, wie die Erfahrung lehrt, mit recht erheblicher Intensität? Bei der Beantwortung dieser Frage hat man an Temperaturinversionen, Windwirkung und Änderungen in der Zusammensetzung der Stratosphäre mit der Höhe gedacht.

Eine Temperaturinversion kann in unserem Falle jedenfalls nicht die Ursache gewesen sein, denn da die mittlere Laufgeschwindigkeit 293 m sec^{-1} betrug, müßten die Strahlen weite Strecken bei Temperaturen tief unter 0°C durchlaufen haben und müßten doch, weil sie ja nach unten zurückkehrten, in der Höhe der Umkehr Temperaturen vorgefunden haben, die mindestens so hoch waren wie die am Erdboden. Das darf als ausgeschlossen gelten.

Fragen wir nun, ob dem Wind die Umkehr zugeschrieben werden könne. In großen Höhen der Troposphäre und in der Stratosphäre liegt die Temperatur in der Nachbarschaft von 220° absolut, während die Bodentemperatur etwa 287° betrug. Soll der Schall unter solchen Bedingungen trotzdem wieder nach unten geführt werden, so muß in seiner Fortschrittingsrichtung ein Wind in der Stärke von 40 m sec^{-1} und darüber wehen. Wäre dieser Wind schon in den Höhen der Troposphäre vorhanden, so würde er mithelfend dem Schall etwa die Geschwindigkeit der Fortbewegung wie am Boden geben. In unserem Falle hätte der Schall dann eine sehr viel größere mittlere Geschwindigkeit als 293 m sec^{-1} haben müssen. Wollen wir also in dem Wind die Ursache der Wiederkehr des Schalles zur Erde sehen, so müßte angenommen werden, daß die Windgeschwindigkeit von 40 m sec^{-1} und darüber erst in der Stratosphäre in Höhen über dem Boden von vielleicht 20 km oder mehr wirksam wurde. Und zwar müßten wir, da Göttingen westlich von Jüterbog liegt, eine Luftbewegung von Ost nach West annehmen. Das scheint eine künstliche, schwer annehmbare Hypothese. Am Boden hatte der Wind am Sprengtage in Göttingen eine Richtung von West nach Ost und auch die mittelhohen Wolken zeigten diese Zugrichtung. Die Windgeschwindigkeit betrug etwa 6 m sec^{-1} . Ein gleicher oder stärkerer Wind gleicher Richtung herrschte nach der Wetterkarte der Deutschen Seewarte um 8 Uhr morgens über Mitteleuropa in weiter Ausdehnung. Der Bericht der Seewarte fügt hinzu, daß die „allgemeine Westströmung auch in der Höhe“ bestand. Gegen Abend verstärkte sich der Westwind noch.

Erscheint nach diesen Darlegungen auch die Wirkung des Windes als schwerlich genügend, so bleibt uns der Gedanke an die Änderung der Zusammensetzung der Stratosphäre mit der Höhe. Ihn hat zuerst G. von dem Borne²⁾ verwertet. Nach seinen Rechnungen unter Annahme einer Wasserstoffatmosphäre in großen Höhen gelangt ein Strahl, der unter etwa 20° Neigung gegen die Horizontale am Herd aufsteigt, zu einer höchsten Höhe von 58 km und kehrt in

210 km Abstand wieder zur Erde zurück. Dieser Abstand entspricht sehr nahe der Entfernung Jüterbog—Göttingen. Unter sehr dankenswerter Mithilfe der Herren Krumbach und Kantzenbach berechnete ich gemäß den von dem Borneschen Annahmen die Laufzeit des Strahles: Sie ergab sich zu etwa 770 Sekunden. Beobachtet wurde eine Laufzeit von 733 bis 734 Sekunden, also eine sehr merklich geringere Laufzeit, obgleich die Entfernung einige Kilometer größer war, als die Rechnung annimmt. Will man die rechnerischen Grundlagen der von dem Borneschen Theorie so umwandeln, daß den Beobachtungen entsprochen wird, so müßte die Wasserstoffbeimischung in der Atmosphäre größer angenommen werden. Nun setzt von dem Borne voraus, daß an der unteren Grenze der Stratosphäre, für die er 10 km Höhe über dem Boden annimmt, der Wasserstoffanteil $\frac{1}{30}$ Vol.-Proz. betrage. Nach den heute vorliegenden Beobachtungen scheint schon dieser Betrag viel zu hoch. In der Neuauflage des Lehrbuches der Meteorologie Hann-Süring wird (S. 8) für die untere Grenze der Stratosphäre dieselbe Zusammensetzung angenommen wie für die Erdoberfläche und für diese (S. 5) dem Wasserstoff $\frac{1}{1000}$ Vol.-Proz. zugeschrieben. Wir erfahren, daß nach einigen Beobachtern sogar noch kleinere Zahlen anzunehmen seien. Auch aus Spektralbeobachtungen der Polarlichter hat man gegen das Bestehen einer erheblichen Wasserstoffatmosphäre Einwendungen erhoben.

So scheint denn auch die von von dem Borne angeregte Erklärung zunächst nicht brauchbar, und wir wären „mit unserem Latein zu Ende“. Da möchte ich folgendes hinzufügen: Die Hypothese der Temperaturinversionen scheint bestimmt hinfallig. Die Hypothese der Windwirkung wird durch die große Regelmäßigkeit in der Ausbildung der Zone des Schweigens höchst unwahrscheinlich. Man wird also trotz aller sich entgegenstellenden Schwierigkeiten doch kaum anders können, als sich der dritten Hypothese zuzuwenden, welche einen Wandel in der Beschaffenheit der Stratosphäre mit der Höhe verantwortlich macht. Um das Aufleuchten der Sternschnuppen schon in sehr großer Höhe und die Erstreckung der Polarlichter bis in noch größere Hohen zu erklären, ist die Annahme eines solchen Wandels doch nicht zu vermeiden. Die physikalischen Schwierigkeiten, welche sich der Durchführung dieser Vorstellung heute noch entgegenstellen, bieten Rätsel, deren Lösung eben gesucht werden muß. Denkt man an die elektrischen Vorgänge in der Atmosphäre und an die Strahlungen mannigfacher Art, welche die Atmosphäre durchsetzen, so wird es wahrscheinlich, ich darf wohl sagen sicher, daß der Wasserstoffgehalt der Atmosphäre nicht etwas Bestimmtes ist, sondern daß durch Zersetzung und Neubildung von Wasserdampf dauernd Wasserstoff frei und wieder gebunden wird. Bei dieser Ansicht erscheinen die Schwankungen in den Beobachtungsergebnissen der Messung des Wasserstoffgehaltes durchaus verständlich, und es erscheint auch möglich, daß in großen Höhen der Atmosphäre erheblich mehr Wasserstoff vorhanden ist, als die Messungen am Boden zunächst vermuten lassen. — Daneben wird trotz aller physikalischen Einwände doch wohl auch noch mit der Möglichkeit gerechnet werden müssen, daß in der Höhe ein Gasbestandteil geringeren Molekulargewichts vorhanden ist, der sich bisher der Aufmerksamkeit entzogen hat.

Unter solchen Umständen sind weitere Untersuchungen der Schallausbreitung von großer Wichtigkeit. Es sei darum als Schluß die Bemerkung gestattet, daß die hinter der Zone des Schweigens zum Boden kommenden Lufterschütterungen am Boden eine Reflexion erleiden müssen. Die reflektierten Wellen werden in der doppelten, dann dreifachen Entfernung usw. wieder herabkommen. In größeren Entfernungen sind also mehrere Einsätze, der Einsatz der direkten Wellen und der „Reflexionen“ zu erwarten, gerade so wie bei der Seismik des Erdinnern. Von den Geländeverhältnissen an der Aufschlagsstelle wird es abhängen, wie eine Reflexion sich gestaltet, ob deutlich oder undeutlich, ob einfach oder kompliziert.

Die Möglichkeit der Beobachtung der Reflexionen wurde mir klar, als ich bei einer Sprengung, welche in Heerlen (Holland) von Dr. R. Mügge für die von Dr. Mintrop geleitete Firma „Seismos“ vorgenommen wurde, den Eindruck gewann, daß die einmal reflektierten Lufterschütterungen von unseren Druckvariometern in Göttingen angezeigt wurden (Entfernung etwa 285 km, zwei Einsätze in etwa 20 Sekunden einander folgend, erster Einsatz $20\frac{1}{2}$ bis 21 Minuten nach der Explosion). Doch kann die Deutung in diesem Einzelfalle sehr leicht irrtümlich sein, so daß es sich zunächst nicht lohnt, mehr daran zu knüpfen als die Mahnung, auf die Reflexionen zu achten.

Göttingen, August 1924.

Literatur.

¹⁾ E. Wiechert: Untersuchungen der Erdrinde mit dem Seismometer unter Benutzung künstlicher Erdbeben. Nachr. v. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-physik. Kl. 1923, S. 57—70.

²⁾ G. von dem Borne: Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen. Physik. Zeitschr. **11**, 483—488 (1910).

A n h a n g.

Schallbeobachtungen in Göttingen während der Sprengungen in Jüterbog am 24. Juli 1924.

Von G. Angenheister.

Die Explosionswelle wurde an der Durchbiegung einer Zinkplatte von 40×65 cm Größe und 0.025 cm Dicke beobachtet. Die Zinkplatte war an Stelle einer Fensterscheibe in ein Fenster an der Ostseite im Hochparterre des Geophysikalischen Instituts fest eingelassen. Die Durchbiegung der Zinkplatte wurde mittels eines Hebelarmes auf einen beweglichen Spiegel übertragen und mit Fernrohr und Skala beobachtet.

Die Druckwirkung der Explosionswelle berechnet sich aus der Durchbiegung f der Mitte der Zinkplatte. Für eine allseitig fest eingespannte rechteckige Platte gilt bei gleichförmiger statischer Belastung durch einen Flüssigkeitsdruck p

$$p = f E \frac{h^3}{a^4 12 (1 - \nu^2) \psi}.$$

wenn die größte Normalspannung in der Plattenmitte auftritt. a = kleinere Kantenlänge; h = Dicke der Zinkplatte; E = Elastizitätsmodul; ν = Poissonsches Ver-

hältnis; ψ = Zahlenfaktor, der für unser Verhältnis der Kantenlängen einer graphischen Darstellung von Nadai (Mitteilungen über Forschungsarbeiten, herausgegeben vom Verein deutscher Ingenieure, Berlin 1915, Nr. 170/171) entnommen wurde. Der Maximaldruck der Explosionswelle ergab sich hieraus zu

$$p = 0.01 \text{ g cm}^{-2}.$$

Nachträgliche Eichung der Zinkplatte durch Druckbelastung ergab, daß die Größenordnung des hier auf 0.01 g cm^{-2} berechneten Druckes der Explosionswelle zuverlässig ist. Es empfiehlt sich nach unseren Erfahrungen, für zukünftige Versuche kleinere oder dickere Platten zu benutzen.

Das Eintreffen des Schalles in Göttingen wurde beobachtet bei der

- | | |
|------------------------|--|
| 1. Sprengung | 734 $\frac{1}{2}$ Sekunden nach der Explosion |
| 2. " | 732 $\frac{1}{2}$ " " " " " " " " |
| 3. " | 729 u. 730 $\frac{1}{2}$ Sekunden nach " der Explosion |

Der Ausschlag war ungefähr 20 mal größer als die normale Unruhe infolge des Windes. Eine weitere auffallend verstärkte Unruhe trat auf bei der

- | | |
|-----------------------------|-----------------------|
| 1. Sprengung nach | 795 Sekunden |
| 2. " " " | 780 bis 810 Sekunden. |

Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911.

Zweite vorläufige Mitteilung:

Das gesamte makroseismische Schüttergebiet.

Von August Sieberg. — Mit einer Kartenbeilage.

Unter den geschichtlich bekannten Erdbeben Deutschlands nimmt dasjenige vom 16. November 1911, das sein Epizentrum in der Rauhen Alb hatte, die erste Stelle ein, namentlich im Hinblick auf die Größe des makroseismischen Schüttergebietes. Denn letzteres umfaßt den größten Teil des mitteleuropäischen Gebirgslandes, ja geht sogar im Westen und Süden noch darüber hinaus. Seine mehr als 950 km lange N-S-Achse reicht von Braunschweig bis Spezia an der Ligurischen Küste, und seine fast 1100 km lange W-O-Achse von der französischen Landschaft Berry bis zum Wiener Becken und bis an den Rand des Mährischen Gesenkes. Innerhalb des Schüttergebietes liegt das Epizentrum exzentrisch, um etwa 70 km gegen Westen verschoben. Der kleinste Epizentralabstand, gegen Nordwesten hin, d. h. senkrecht zum Streichen der ausgeprägtesten Bruchlinien und zum Streichen der Gesteine, beträgt sogar kaum 210 km, hingegen der größte, nach Nordosten, 620 km.

Die frühere Kaiserliche Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg übernahm sogleich die Sammlung des Beobachtungsmaterials *) und brachte aus

*) Der Druck des Beobachtungsmaterials war im Herbst 1918 beendet; die Druckbogen lagern seitdem beim Institut de physique du globe in Straßburg.

rund 6000 Ortschaften mehr oder minder ausführliche Meldungen zusammen, ein makroseismisches Material, wie es wohl noch für kein Beben vorgelegen hat. Schon 1912 erschien eine von einer Karte begleitete vorläufige Mitteilung*), die sich mit den Beziehungen der Bebenstärken im weiteren Epizentralgebiet zum geologischen Aufbau Süddeutschlands befaßte, und die Zusammenhänge in einem bis dahin noch nicht gekannten Umfange nachwies. Erst nach der Übersiedlung nach Jena konnte die Bearbeitung des Bebens wieder aufgenommen und zu Ende geführt werden, so daß sie demnächst als Heft 4 der Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena erscheinen wird.

Ein Ergebnis dieser endgültigen Bearbeitung sei schon hier kurz mitgeteilt, nämlich die Karte des gesamten makroseismischen Schüttergebietes. Sie entstand in genau der gleichen Weise wie diejenige des Epizentralgebietes, nämlich derart, daß die Bebenstärken zunächst in topographische Karten eingeschrieben und dann auf Deckpausen übertragen wurden. Auf diesen Pausen, die bloß die Stärkeziffern, keinerlei Namen oder topographische Merkmale enthielten, wurden die Isoseisten konstruiert, unter genauester Berücksichtigung der Stärkezahlen. Erst nachdem die Isoseisten feststanden, wurden deren topographische und geologische Beziehungen ermittelt.

Was die Karte des Epizentralgebietes bereits hatte erkennen lassen, zeigt diejenige des gesamten Schüttergebietes in noch ausgesprochenerer Weise, zum mindesten hinsichtlich des Einflusses der Tektonik, der, verglichen mit der Gesteinsbeschaffenheit, in größeren Epizentralentfernungen ganz erheblich überwiegt. Schon der Verlauf der Grenzen, der in manchen Gegenden durch zahlreiche Ortschaften mit negativen Meldungen sehr genau festgelegt ist, gestaltet sich mit seinen oft weit vorgeschobenen Zungen und Buchten ganz auffällig unregelmäßig. Bei näherem Zusehen erkennt man aber an denjenigen Stellen, deren Tektonik zur Genüge bekannt ist, daß, wie überhaupt im ganzen Schüttergebiet, auch hier die Einzelheiten des seismischen Bildes durch den jeweiligen Aufbau der Erdkrinde vorgeschrieben sind. Allerdings macht man dabei die auf den ersten Blick vielleicht befremdlich erscheinende Erfahrung, daß äußerlich gleichartige tektonische Gebilde sich in manchen Gegenden entgegengesetzt verhalten. So setzen manche Verwerfungen der Ausbreitung der seismischen Energie ein unüberwindliches oder wenigstens stark schwächendes Hindernis in den Weg, während andere die Weiterleitung ganz besonders begünstigen. Verlauf, Beschaffenheit und Beweglichkeit der Brüche spielen dabei die bestimmende Rolle; die Einzelheiten der diesbezüglichen Untersuchungen müssen der endgültigen Veröffentlichung vorbehalten bleiben. Die starren Klötze der großen kristallinen und paläozoischen Massive, die die Kerne im Bau Mitteleuropas bilden, wirken schwächend auf die seismische Energie, wenn nicht günstige Bruchtektonik, zumal im Verein mit dem Gesteinsstreichen (z. B. in der böhmischen Masse auf dem Zuge Erzgebirge — Lausitzer Gebirge — Iser- und Riesengebirge — Adler-

*) R. Lais und A. Sieberg: „Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911 und seine Beziehungen zum geologischen Aufbau Süddeutschlands“. Beiträge zur Geophysik 12, 1, 186 ff., Leipzig 1912.

gebirge), die Grenze der fühlbaren Erschütterungen weit vorzieht. Obwohl die kristalline Zentralzone des Alpenbogens größtenteils noch innerhalb des Schuttergebiets liegt, ist sie doch durch geringe Bebenwirkung charakterisiert; sie hebt sich ganz scharf hervor. Die Kerne und Rücken höherer Bebenstärken sind an Brüche oder an die Alluvionen in Flußtäälern gebunden. Beispiele aller vorgenannten Arten lassen sich zur Genüge aus der Karte herauslesen. Selbstverständlich fehlt auch für manche Einzelheiten des seismischen Bildes zurzeit noch jegliche Erklärung, teils weil wir über die dortige Tektonik nicht genügend unterrichtet sind, teils auch deshalb, weil dieser Zweig der geologischen Erdbebenforschung noch in den Anfängen steckt.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, 4. August 1924.

Bemerkungen zur Geochemie.

Von G. Tammann.

E. Wiechert und seine Mitarbeiter haben aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenwellen zwei Diskontinuitäten der Dichte in den Tiefen von ungefähr 1500 und 3000 km gefunden. Aus der Abplattung der Erde und der Lage der beiden Diskontinuitäten ergeben sich für die Dichte Werte, die für den Kern bei 9 und für die Mittelschicht bei 6 liegen, wenn die Dichte der obersten Schichten etwas über 3 angenommen wird.

Will man aus diesen gegebenen Dichten auf die chemische Zusammensetzung des Kerns und der Mittelschicht einen Schluß ziehen, so ist im Auge zu behalten, daß ein solcher Schluß nicht eindeutig zu sein braucht. Denn die Dichte ändert sich nicht nur mit der chemischen Zusammensetzung, sondern sie kann auch bei demselben Stoff bei wachsendem Druck sprungweise zunehmen. Diese sprungweise Zunahme kann sogar bei mehreren Drucken, wie beim Eisen*), eintreten. Bei den Umwandlungen einer Kristallart desselben Stoffes in eine andere nimmt mit wachsendem Druck die Größe der Dichtesprünge ab; aus diesem Grunde ist es unwahrscheinlich, daß jene Dichtesprünge bei etwa 1500 km ($700\,000\text{ kg cm}^2$) und 3000 km Tiefe ($1\,500\,000\text{ kg cm}^2$) durch solche Umwandlungen bedingt werden. Es ist also viel wahrscheinlicher, daß sie durch eine sprungweise Änderung der chemischen Zusammensetzung in jenen Tiefen bedingt werden.

Zur Beantwortung der Frage nach der Zusammensetzung der drei Schichten von den Dichten 9, 6 und 3 bieten sich zwei Wege.

1. Auf Grund der Meteoritenkunde, metallurgischer und mineralogischer Erfahrungen kann man versuchen, diese Frage zu beantworten. Schon E. Wiechert sprach die Vermutung aus, daß der Kern der Erde hauptsächlich aus Eisen besteht.

*) Tammann Aggregatzustände. Leipzig 1922.

V. M. Goldschmidt*) nahm die Existenz von drei Schichten, Nickeleisen, Eisensulfid und Silikat an, eine Annahme, die auch den drei Schichtdichten entspricht.

2. Wenn die drei Schichten miteinander im Gleichgewicht sind, so kann man auf diese die chemische Gleichgewichtslehre anwenden. Kommt eines der metallischen Elemente in allen drei Schichten in überwiegender Menge vor, so ist durch die Zusammensetzung der einen Schicht die der anderen beiden bestimmt. Allerdings werden sich bei der Abkühlung von einer sehr hohen Temperatur die drei Schichten nicht gleichzeitig gebildet haben, und daher wird auch die Zusammensetzung der zuerst gesonderten Silikatschicht nicht genau der Gleichgewichtszusammensetzung des Metallkerns, der sich erst später von der Mittelschicht getrennt hat, entsprechen. Aber in erster Annäherung darf die Annahme des Gleichgewichts der drei Schichten aufrecht erhalten werden. Allerdings war bis vor kurzem gerade der hier in Frage kommende Teil der chemischen Gleichgewichtslehre wenig bearbeitet, doch haben theoretische und experimentelle Untersuchungen von R. Lorenz**) sowie R. Lorenz und W. Fraenkel***) und auch des Verfassers†) einige Hauptfragen für unseren Zweck geklärt.

Die Zusammensetzung des Metallkerns. Die Verteilung zweier Metalle zwischen den drei flüssigen Schichten Metall, Sulfid und Silikat wird durch die Bildungswärme der Sulfide und Oxyde der beiden Metalle in der Weise geregelt, daß bei einer großen Differenz der beiden Bildungswärmen das Metall mit größeren Bildungswärmen fast quantitativ in die Sulfid- bzw. die Silikatschicht geht, während das andere fast nur in der Metallschicht vorhanden ist. Bei angenähert gleichen Bildungswärmen nähert sich der Teilungskoeffizient dem Wert 1.

In der nebenstehenden Tabelle ist neben dem Zeichen des Metalls der mittlere Prozentgehalt desselben in den Eruptivgesteinen noch H. S. Washington ††) angegeben. Die Metalle sind geordnet nach den Bildungswärmen ihrer niedrigsten Oxyde, die auf die Bindung von 1 Grammatom Sauerstoff bezogen sind. Ebenso sind die Bildungswärmen der Sulfide auf 1 Grammatom Schwefel bezogen.

Da die Silikatschicht reich an Eisen ist, so können die Metalle mit erheblich höheren Bildungswärmen der Oxyde als die des FeO nur in sehr geringer Menge im Metallkern vorkommen. Dieselben können nur in der Silikatschicht oder auch in der Sulfidschicht vorhanden sein. Es sind das die Metalle vom Calcium bis zum Zink. Die Metalle mit Bildungswärmen der Oxyde, die sich von der des FeO nicht wesentlich unterscheiden, werden in der Metall- und Silikatschicht in angenähert gleicher Konzentration vorhanden sein, das würde für Zinn, Cadmium und Kobalt gelten. Während die Metalle mit erheblich kleineren Bildungswärmen der Oxyde in viel größerer Konzentration im Metallkern als in der Silikatschicht vorkommen müssen, wenn sie in der Silikatschicht als Ionen bildende Salze vor-

*) V. M. Goldschmidt. Zeitschr. f. Elektrochemie 1922, S. 411, und Der Stoffwechsel der Erde, Videnskapsels Kapets Skrifter I, Math.-naturwiss Kl., 1922, Nr 11.

**) R. Lorenz: Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chem. 134, 105 (1924)

***) Ebenda 131, 247 (1923); 137, 204 (1924).

†) Ebenda 133, 267 (1924); 134, 269 (1924), 135, 161 (1924).

††) Smithsonian Report for 1920, p. 269—320.

handen sind. Von diesen Metallen sind das Nickel und Chrom in größerer Konzentration im Silikatmantel vorhanden.

In der Silikatschicht ist das Verhältnis der Prozentgehalte Ni/Fe = 0.004. In der Metallschicht, die mit dieser Silikatschicht im Gleichgewicht ist, kann dieses Verhältnis sehr wohl 10- bis 20 mal größer sein. Dementsprechend würde der Metallkern der Erde die Zusammensetzung eines meteoritischen Nickel-eisens haben.

	Mittlerer Prozentgehalt in Eruptivgesteinen	Bildungswärme in kg cal	
		der Oxyde	der Sulfide
Calcium, Ca	3.6	CaO 151.9	CaS 111.2
Magnesium, Mg	2.1	MgO 143.6	MgS 79.4
Lithium, Li	0.003	Li ₂ O 143.3	— —
Strontium, Sr	0.018	SrO 141.7	SrS 110.2
Seltene Erdmetalle, Ce, La, Pr	0.001	$\frac{1}{3}$ La ₂ O ₃ 139.1	$\frac{1}{3}$ Nd ₂ S ₃ 95.3
Beryllium, Be	0.001	BeO 136	— —
Barium, Ba	0.048	BaO 130	BaS 102.5
Aluminium, Al	8.1	$\frac{1}{3}$ Al ₂ O ₃ 126.7	$\frac{1}{3}$ Al ₂ S ₃ 42.1
Vanadium, V	0.02	$\frac{1}{3}$ V ₂ O ₃ 100.6	— —
Natrium, Na	2.8	Na ₂ O 100.3	Na ₂ S 89.7
Mangan, Mn	0.1	MnO 90.8	MnS 62.9
Kalium, K	2.6	K ₂ O 86.8	K ₂ S 87.1
Zink, Zn	0.000 1	ZnO 85.4	ZnS 41.3
Wasserstoff, H ₂	0.127	H ₂ O 68.4	H ₂ S 5.0
Zinn, Sn	0.000 01	SnO 67.2	— —
Eisen, Fe	5 1	FeO 65.7	FeS 23.1
Cadmium, Cd	0.000 01	CdO 63	CdS 34.0
Kobalt, Co	0.001	CoO 57.5	— —
Nickel, Ni	0.02	NiO 54.7	— —
Blei, Pb	0.000 1	PbO 51.6	PbS 20
Chrom, Cr	0.04	$\frac{1}{3}$ Cr ₂ O ₃ 48.8	— —
Wismut, Bi	0.000 001	$\frac{1}{3}$ Bi ₂ O ₃ 45.9	— —
Antimon, Sb	0.000 01	— —	— —
Kupfer, Cu	0.002	Cu ₂ O 40.8	Cu ₂ S 18.3
Quecksilber, Hg	0.000 01	HgO 20.7	HgS 6.2
Silber, Ag	0.000 001	Ag ₂ O 5.4	Ag ₂ S 3.3
Gold, Au	0.000 000 1	$\frac{1}{3}$ Au ₂ O ₃ 4.1	— —
Platin, Pt	0.000 000 01	— —	— —

Die Verbrennungswärme des Chroms zu $\frac{1}{3}$ Cr₂O₃ ist erheblich kleiner als die des Eisens zu FeO, und der Cr-Gehalt der Silikatschicht ist sogar größer als ihr Ni-Gehalt. Wenn aber das Chrom in der Silikatschicht in Gegenwart von FeO fast ausschließlich als CrO vorhanden ist und diesem eine größere Bildungswärme als dem FeO zukommt, so könnte der Chromgehalt des Metallkerns erheblich kleiner sein als der der Silikatschicht.

Die Frage, ob die edlen Metalle Silber, Gold und Platin im Metallkern in größerer Menge vorkommen als in der Silikatschicht, kann auf Grund der Bildungswärme ihrer Oxyde im Vergleich zu der des Eisens nicht beantwortet werden. Denn Silber und Gold lösen sich in Silikaten wahrscheinlich als Metalle und nicht als Ionen bildende Salze. In diesem Falle dürfte die Verteilungsregel auf Grund der Bildungswärmen oder der galvanischen Spannungsreihe nicht angewandt werden. Dann könnte der Gehalt an diesen Metallen im Metallkern auch von der Größenordnung ihres Gehalts im Silikatmantel sein.

Die sulfidische Mittelschicht. Die Dichte 5.5 entspricht der Dichte flüssiger Sulfide, Silizide und Karbide der unedlen Schwermetalle, insbesondere der des Eisens unter hohem Druck. Nun sind reines Eisen und FeS im flüssigen Zustande in allen Verhältnissen mischbar, aber in Gegenwart von Silikaten (FeSiO_3) bilden sich beim Mischen von Fe und FeS zwei Schichten, die etwas FeSiO_3 enthalten. Bei 1400° unter dem Druck einer Atmosphäre sind Eisenkristalle mit zwei flüssigen Schichten: einer eisenreichen mit 6 Proz. FeS und einer FeS-reichen mit 70 Proz. Fe, 10 Proz. FeSiO_3 und 20 Proz. Fe miteinander im Gleichgewicht*). Bei höherer Temperatur verschwinden die Eisenkristalle, die beiden flüssigen Schichten bleiben aber bestehen, obwohl ihre Zusammensetzungen mit wachsender Temperatur sich einander nähern. Der Druck wird wahrscheinlich die Zusammensetzung beider Schichten nicht erheblich beeinflussen. Jedenfalls besteht die Möglichkeit, daß in der Tiefe von 1500 km zwei isotrope höchst viskose Schichten aneinander grenzen, von denen die eine aus Nickel-Eisen und die andere aus einer Mischung von Eisensulfid, Eisenphosphid, Eisensilizid und Eisenkarbid besteht, denen außerdem die Sulfide, Phosphide, Silizide und Karbide anderer Metalle beigemischt sind.

Der geringe Schwefelgehalt (0,05 Proz.) der obersten Eruptivgesteine scheint gegen die Annahme einer sulfidischen Mittelschicht zu sprechen. Denn in den flüssigen Schlacken über den Mischungen von Sulfiden (FeS , CuS), dem Stein der Kupferhütten, findet sich etwa die zehnfache Menge Schwefel. Wenn aber ein Teil des Schwefels in der sulfidischen Schicht durch Phosphor, Silicium und andere Elemente ersetzt wird, so nimmt der Schwefelgehalt der Schlacke ab. Außerdem braucht der zehnfache Schwefelgehalt der Schlacken der Kupferhütten nicht der wahren Gleichgewichtskonzentration des Schwefels zu entsprechen. Da Sulfidtröpfchen leicht in Silikatschmelzen emulsiert bleiben, so könnte dadurch der Schwefelgehalt der technischen Schlacken viel höher erscheinen als er wirklich ist.

Gegen die Existenz einer sulfidischen Schicht hat G. Linck**) folgendes Bedenken geäußert. Eisensulfid und Eisenphosphid kommen in den Meteoriten nie als gesonderte Massen, sondern nur als geringfügige Einschlüsse vor. Die sulfidische Schicht tritt also bei den Meteoriten nicht in Erscheinung. Dazu wäre zu bemerken, daß das Material der sulfidischen Schicht leichter verbrennbar ist als das Nichteisen, und daß seine Verbrennungsprodukte beim Fall stark verstäubt werden und daher nicht auffindbar sind. Bekanntlich hat man bei Sternschnuppenfällen noch nie Verbrennungsprodukte aufgefunden. Sollten die Körper, welche die Erscheinung der Sternschnuppenfälle verursachen, aus Sulfiden, Phosphiden, Siliziden des Fe, Ca und anderer Leichtmetalle bestehen, so wäre es nach W. A. Wahl***) sehr verständlich, daß ihre verstäubten Verbrennungsprodukte unauffindbar sind. Man könnte also in den Massen, welche die Sternschnuppenfälle verursachen, die Trümmer der sulfidischen Mittelschicht vermuten.

*) Treitschke und Tammann. Zeitschr. f. anorg. Chem. **49**, 320 (1906).

**) G. Linck Aufbau des Erdballs, Rektoratsrede. Jena 1924.

***) W. A. Wahl Zeitschr. f. anorg. Chem. **69**, 52 (1911)

Die Bildungswärme der Oxyde ist im Mittel ein- bis funfmal größer als die der Sulfide, daher werden sich die Metalle mit kleineren Bildungswärmen in der sulfidischen Schicht anreichern. Auch hieraus darf man auf einen hohen Eisengehalt der sulfidischen Schicht schließen. Im großen und ganzen ist die Reihenfolge der Bildungswärmen der Sulfide von der der Oxyde nicht wesentlich verschieden, daher dürfte auch die Reihenfolge der Metallkonzentrationen in beiden Schichten im wesentlichen dieselbe sein, nur an Mg und Al sollte die sulfidische Schicht relativ ärmer sein als die Silikatschicht.

Durch die Schätzung des relativen Gehaltes der einzelnen Metalle in den drei Schichten gelangt man zu einer Schätzung ihrer absoluten Menge in der Erde. Beispielsweise darf man vermuten, daß Zink, Zinn, Cadmium und Blei auch in der Metall- und Sulfidschicht nicht in größerer Konzentration vorkommen als in der Silikatschicht.

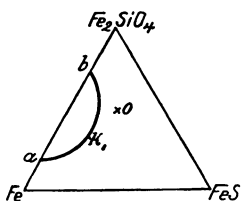


Fig. 1.

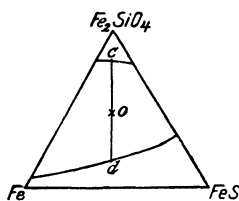


Fig. 2.

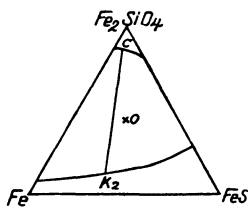


Fig. 3.

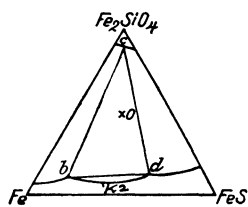


Fig. 4.

Die Entstehung der drei Schichten. Will man sich eine angenäherte Vorstellung von der Bildung der drei Hauptschichten der Erde machen, so kann man in erster Annäherung das Verhalten der drei Komponenten Fe, FeS und Fe_2SiO_4 zueinander betrachten. Bei einer außerordentlich hohen Temperatur werden diese drei Komponenten in allen Verhältnissen miteinander mischbar sein. Die erste Mischungslücke, die sich bei der Abkühlung dieser Mischungen bildet, wird wahrscheinlich die zwischen Fe und Fe_2SiO_4 sein. In Fig. 1 ist das durch die Kurve a, k_1, b , die Löslichkeitskurve zweier Schichten, angedeutet. Der Punkt o , welcher der Gesamtzusammensetzung der Erde angenähert entspricht, fällt bei dieser Temperatur noch nicht in das heterogene Gebiet. Erst bei der tieferen Temperatur der Fig. 2 hat sich die Mischungslücke auch über die Dreiecksseite FeS— Fe_2SiO_4 ausgedehnt und der Punkt o fällt bei dieser Temperatur ins heterogene Gebiet. Die Silikatschicht c und eine Fe—FeS—

Schicht *d* sind entstanden. Die Mischung von der Zusammensetzung des Punktes *o* hat sich in die beiden flüssigen Schichten *c* und *d* gespalten.

Da Fe und FeS in allen Verhältnissen sogar bei den Temperaturen des Beginns der Kristallisation von Fe mischbar sind, bei Zusatz von Fe_2SiO_4 aber Entmischung eintritt, so muß es in der Nähe der Dreieckseite Fe—FeS einen kritischen Punkt K_2 geben, bei dessen Temperatur die Entmischung in eine Fe- und in eine FeS-reichere Schicht beginnt. Dieser kritische Punkt tritt zuerst bei der Temperatur der Fig. 3 auf. Die Mischung *o* aber beginnt sich noch nicht zu entmischen, wenn der Punkt *o* nicht zufällig auf die Gerade ck_2 fällt. Erst wenn sich mit sinkender Temperatur das Dreiphasengebiet *bed* (Fig. 4) so weit vergrößert, daß der Punkt *o* in dasselbe fällt, spaltet sich die Fe—FeS-Schicht in eine Fe-reichere und in eine FeS-reichere. Je tiefer die Temperatur sinkt, um so größer wird der Unterschied in der Zusammensetzung beider Schichten.

Man hat sich also vorzustellen, daß bei sehr hoher Temperatur die Erde aus zwei Schichten, einer Silikatschicht und einer Fe—FeS-Schicht bestand. Darauf erfolgt bei viel tieferen Temperaturen aus der Fe—FeS-Schicht die Bildung zweier neuer Schichten, einer Fe-reichen und einer FeS-reichen Schicht. Die Bildung des Metallkerns und seines Sulfidmantels kann sich in einem recht

geringen Temperaturintervall vollzogen haben. Dadurch wurde eine sehr erhebliche Änderung der Massenverteilung innerhalb des Silikatmantels bewirkt, die auf die Abplattung der Erde und damit auf die Präzession und Nutation der Erdachse nicht ohne Einfluß bleiben konnte.

Die Kristallisation bei der Abkühlung eines chemisch homogenen Weltkörpers. Sinkt die Temperatur einer frei schwebenden, chemisch homogenen Flüssigkeitskugel, so wird die Kristallisation in der Kugelzone beginnen, deren Temperatur zuerst unter die der Schmelzkurve sinkt. In Fig. 5 gibt die Kurve *amb* die Schmelzkurve des betreffenden Stoffes an, der nur in einer Kristallform bei allen Drucken aus seinen Schmelzen sich ausscheidet. Die Kurven 1, 2a und 2b geben die Abhängigkeit der Temperatur *T* vom Druck *p*, der mit der Entfernung von der Kugeloberfläche nach ihrem Mittelpunkt hin wächst, für folgende Fälle an:

1. Wenn während der Abkühlung sich Konvektionsströme ausbilden, so wird dadurch die Temperatur in allen Teilen der Kugel, die von Konvektionsströmen durchzogen werden, dieselbe, und die Horizontale 1 gibt die *pT*-Linie des Weltkörpers für diesen Fall. Diese Horizontale 1 wird in einer gewissen Abkühlungsepoche die Schmelzkurve in ihrem Maximalpunkt berühren. Die Kristallisation beginnt dann in einer Tiefe entsprechend dem Druck des Maximums der Schmelzkurve, wobei eine Volumenänderung nicht stattfindet. Zu kleineren Drucken hin wird die Kristallisation, deren Fortschreiten an die Geschwindigkeit des Wärmeabflusses gebunden ist, viel schneller vorwärtsschreiten als nach

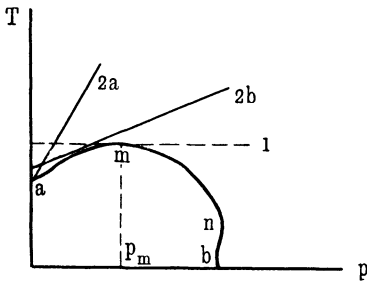


Fig. 5

größeren Drucken. Die Temperatur an den beiden Kristallisationsgrenzen kann sich nur auf der Schmelzkurve bewegen, sie muß also nach der Oberfläche hin und nach der Tiefe hin abfallen. Bei der Kristallisation nach der Oberfläche hin tritt Volumenverkleinerung auf, bei der nach der Tiefe hin Volumenvergrößerung. Durch diese wächst der Druck bis Risse in der Kristallschale entstehen, durch die heißere Flüssigkeit nach oben gepreßt wird. Die durch diese Spalten bewirkte Schollenbildung ist wohl auch für die folgenden Epochen von Bedeutung. Ob in diesen Epochen die Volumenverkleinerung durch Temperaturabnahme der Flüssigkeit im Innern der Kristallschale die Volumenvergrößerung bei der Kristallisation überwiegt oder nicht, könnte nur berechnet werden, wenn die von der oberen Kristallisationsgrenze abströmenden und die der unteren Kristallisationsgrenze zuströmenden Wärmemengen bekannt wären. Die maximale Tiefe, bis zu der die Kristallisation vordringen kann, ist durch den Druck des Punktes n , bei dem $\frac{dT}{dp} = \infty$ ist, bestimmt.

2. Wenn sich keine Konvektionsströmungen bei der Abkühlung der Flüssigkeitskugel ausbilden, so kann die pT -Kurve des Weltkörpers die Schmelzkurve bei fortschreitender Abkühlung entweder in ihrem Punkte bei $p = 0$ berühren, oder in einem Punkte zwischen den Punkten der Schmelzkurve bei $p = 0$ und p_m . Im ersten Falle, Kurve 2a (Fig. 5), beginnt die Kristallisation an der Oberfläche, im zweiten, Kurve 2b, in der Tiefe des entsprechenden Berührungspunktes. In beiden Fällen werden die entstandenen Kristalle bis zur Tiefe, die dem Drucke p_m entspricht, absinken und in dieser Tiefe sich zu einer zusammenhängenden Kristallschale vereinigen. Dieses Zusammenbacken der einzelnen Kristalle zu einer zusammenhängenden kristallographisch gleich orientierten Kristallschale ist nur bei einem chemisch homogenen Stoff durch den Vorgang der Rekristallisation möglich. Die beiden Fälle 2a und 2b unterscheiden sich in ihrem Endresultat nicht wesentlich vom Fall 1. Doch wird im Falle 1 das Temperaturgefälle im Innern der Kristallschale während ihrer Verdickung erheblich kleiner sein als in dem Falle 2b oder sogar im Falle 2a. Daher wird in diesen Fällen die Volumenverkleinerung infolge Ausgleichs des Temperaturgefälles die Volumenvergrößerung beim Fortschreiten der Kristallisation in größeren Tiefen, als die dem Drucke p_m entspricht, eher kompensieren können. Es sind daher in den Fällen 2a und 2b Einbrüche der Kristallschale von oben nach unten zu erwarten.

Die Kristallisation bei der Abkühlung einer chemisch nicht homogenen Kugel ist bedeutend verwickelter als die einer chemisch homogenen Kugel. Bei der chemisch nicht homogenen Kugel werden sich mehrere Kristallschalen bilden können, die anfangs von flüssigen Magmaschichten voneinander getrennt sind. Auch werden die einzelnen Kristallschalen nicht vollkommen zusammenhängend ausgebildet sein. Auf den Verlauf der Kristallisation in einer chemisch nicht homogenen Kugel, die mit einer dichten Atmosphäre bedeckt ist, werden außerdem noch die meteorologischen Vorgänge von Einfluß sein, da diese an verschiedenen Stellen der Oberfläche die Strahlung und damit auch den Wärmefluß in tieferen Schichten der Kugel beeinflussen.

Die Umwandlungen in den kristallisierten Schichten. Sowohl das Eisen als auch das Schwefeleisen besitzen Umwandlungskurven (pT -Linien), auf denen je zwei Kristallarten verschiedenen Volumens miteinander im Gleichgewicht sind. Berührt die pT -Kurve der Erde bei sinkender Temperatur diese Gleichgewichtskurven, so bildet sie die bei tieferer Temperatur beständige Kristallart unter Volumenänderung, dadurch müssen in den überliegenden Schichten Risse entstehen, deren Bildung zu Erschütterungen führt. Doch liegt in der jetzigen Epoche der Erde die pT -Kurve der Erde weit oberhalb der Umwandlungskurven des Eisenkerns und der sulfidischen Schicht, so daß jene Berührung erst in ferner Zukunft zu erwarten ist.

Auch die Silikatschicht enthält ein weit verbreitetes Mineral, den Quarz, der bei gewöhnlichem Druck bei 575° sich in den α -Quarz unter Volumenvergrößerung und bei 870° in den α -Tridymit, ebenfalls unter Volumenvergrößerung (2 Proz.) umwandelt. In einer Tiefe über etwa 40 km ist der α -Tridymit, zwischen 40 und 20 km der α -Quarz und in geringerer der gewöhnliche Quarz beständig. Sinkt die Temperatur, so sinken diese Grenzen in die Tiefe. Durch die Umwandlungen verkleinert sich das Volumen. Die überlagernden Schichten drücken nach, und da hierbei Faltungen und Risse entstehen müssen, so entstehen auch Erschütterungen.

Auch an die spontane Umwandlung einer unterkühlten Kristallart, die nicht selten mit sehr großer linearer Geschwindigkeit sich vollzieht, ist als Ursache eines Erdbebenstoßes zu denken. Allerdings kann noch nicht angegeben werden, bei welchen weiter verbreiteten Mineralien solche Unterkühlungen auftreten. Aber beim spontanen Übergange von Eis III oder Eis II in das gewöhnliche Eis wurden starke Erschütterungen der Bombe beobachtet, in der sich die Umwandlung unter außerordentlich schneller Drucksteigerung um mehrere hundert Atmosphären vollzog.

Die Umwandlung einer Kristallart in eine andere kann also sehr wohl die Ursache von Erdbeben sein *).

Eine andere Ursache der Erdbeben kann folgende sein. Bekanntlich schwimmt die feste Erdkruste auf dem Erdinnern (Isostasie). Wenn die Wärme des Erdinnern durch die Meere und Kontinente mit verschiedener Geschwindigkeit abströmt, so würde auch der Kristallisationsvorgang unter beiden sich mit verschiedener Geschwindigkeit vollziehen. Dadurch würde infolge der verschiedenen Volumenänderung auch der Auftrieb unter dem Meere und dem Kontinent verschieden werden, und an der Grenze zwischen Meer und Kontinent würde eine Spannung entstehen, die zur Ribbildung unter Beben führen sollte. In die entstehenden Spalten würde das Magma aus der Tiefe dringen. Wenn dieses mit von Wasser durchfeuchteten Schichten in Berührung kommt, würden sich Vulkane bilden.

Die Entstehung des freien Sauerstoffs der Luft. In der Atmosphäre, die sich einst über der flüssigen Silikatschicht befand, konnte kein freier Sauerstoff vorhanden sein, da die Gesamtmenge des Sauerstoffs zur Oxydation

*) Tammann Kristallisieren und Schmelzen. Leipzig, J. A. Barth, 1903.

der tieferen Schichten nicht hinreicht. Das wird auch durch andere Erfahrungen bestätigt.

1. Die noch jetzt austretenden Lavamassen enthalten keinen freien Sauerstoff, sondern CO_2 , CO , H_2 , N_2 , SO_2 und Wasserdampf, aber kein Argon *).

2. Eruptivgesteine enthalten CO_2 , N_2 und H_2 in reichlichen Mengen okkludiert. Freier Sauerstoff konnte aber in den Gasen aus solchen Gesteinen nie nachgewiesen werden. W. A. Tilden **) hat die in Eruptivgesteinen und Mineralien okkludierten Gase vielfach analysiert, nachdem sie durch Erhitzen des Gesteins bei vermindertem Druck ausgetrieben waren. Es wurden H_2 , N_2 und CO_2 immer gefunden, außerdem aber auch immer noch CO , das aber zum Teil sich erst bei der Entwicklung von CO_2 und H_2 aus dem erhitzten Gestein gebildet haben kann.

Die Menge des freien Sauerstoffs in der Luft ist gegenüber der des gebundenen in der Silikatschicht eine ganz verschwindende. In der jetzigen Atmosphäre ist nur so viel freier Sauerstoff vorhanden, als sich in gebundenem Zustande in einer Gesteinsschicht von 0.4 m Dicke rund um die Erde befindet.

Zu Beginn der Erstarrung der Silikatschicht enthielt die Atmosphäre aber große Mengen von Wasserdampf, dem H_2 , CO_2 , CO und N_2 beigemischt waren. Nimmt man die mittlere Meerestiefe zu 2000 m an, so hat der Druck des Wasserdampfes der in Dampf verwandelten Meere etwa 260 Atm. betragen. Bei etwa $T = 1700^\circ$ mag die Erstarrung der Silikatschicht begonnen haben. Bei dieser Temperatur sind 0.000 05 des Wasserdampfes in O_2 und 2H_2 gespalten, wenn dem Wasserdampf kein überschüssiger H_2 beigemischt ist. Aus dieser Atmosphäre konnte der H_2 in den Weltraum diffundieren, nicht aber der Wasserdampf und der freie Sauerstoff. Dieser wurde von den Eisenoxydulsilikaten verbraucht. Erst nach Eintritt der Erstarrung der obersten Erdschichten konnten sich größere Sauerstoffkonzentrationen im Wasserdampf halten, da erst jetzt die reduzierenden Massen der tieferen Schichten durch eine unbewegliche, teils oxydierte Silikatschicht von der Wasserdampfatmosphäre getrennt waren.

Ein Körper, dessen Geschwindigkeit die von 11 km pro Sekunde überschreitet, kann unabhängig von seiner Masse das Gravitationsfeld der Erde überwinden und sich von ihr entfernen.

Berechnet man die Wahrscheinlichkeit des Vorkommens von Molekulargeschwindigkeiten, die größer als 11 km pro Sekunde sind, für verschiedene Gase bei $T = 1500$ bis 2500° , so ergibt sich, daß sie nur für Wasserstoff einen großen Wert besitzt, während das Vorkommen so großer Geschwindigkeiten für andere Gase außerordentlich unwahrscheinlich ist ***).

Der freie Sauerstoff in der Atmosphäre der Erde kann also sehr wohl erst während der Verfestigung der obersten Erdkruste entstanden sein. Wenn diesem Vorgange eine schnellere Abkühlung der Atmosphäre und der obersten Erdschicht

*) A. L. Day und E. S. Shepherd Smithsonian Report 1913, S. 257, Compt. rend. 157, 958, 1027 (1913).

**) Proc. Roy. Soc. London 60, 453 (1897) und K. Hüttner: Zeitschr. f. anorg. Chem. 43, 8 (1905).

***) Tammann: Zeitschr. f. phys. Chem. 110, 17 (1924).

gefolgt ist, dann kann die Menge des aus der Atmosphäre in den Weltraum abgegebenen Wasserstoffs vom Ende der Verfestigung an als gering betrachtet werden. Wenn das zutrifft, so müßten, worauf mich Herr Angenheister aufmerksam machte, die auf der Erde vorhandenen Massen des freien Sauerstoffs dividiert durch die Massen des Wassers gleich sein dem Dissoziationsgrade des Wasserdampfes bei der Temperatur des Beginns der Erstarrung der Erdoberfläche.

Das in Wasserstoff verwandelte Weltmeer würde einen Druck von 260 Atm. ausüben, der dem Sauerstoff der Luft äquivalente Wasserdampf den Druck von 0.22 Atm. Der Quotient $\frac{0.22}{2660} = 0.0008$ sollte also gleich sein dem Dissoziationsgrade des Wassers bei 260 Atm. und der Temperatur des Beginns der Erstarrung der Erdoberfläche. Dieser ergibt sich bei $T = 1800^\circ$ zu 0.0003 und bei $T = 1900^\circ$ zu 0.0006 *). Aus jenem Quotienten würde sich also die Temperatur des Beginns der Erstarrung der Erdoberfläche um etwa 200° zu hoch ergeben. Da aber auch während der schnelleren Abkühlung nach dem Beginn der Erstarrung der Erdoberfläche merkliche Mengen von Wasserstoff in den Weltraum gegangen sein werden, so würde dadurch die berechnete Temperatur des Beginns der Erstarrung abnehmen.

Wir haben also zwischen vier Epochen der Bildung unserer Atmosphäre zu unterscheiden. In der ersten ging aus dem Gemenge von viel Wasserdampf wenig Sauerstoff und Wasserstoff, der Sauerstoff in die flüssige Silikatschicht und der Wasserstoff in den Weltraum. In der zweiten ging nur der Wasserstoff in den Weltraum und der überschüssige Sauerstoff reicherte sich an. In der dritten hörte das Abwandern des Wasserstoffs auf, weil die Temperatur der Atmosphäre schnell sank. Schließlich trat die Kondensation des Wasserdampfes ein, und es blieb das Gasgemenge unserer Atmosphäre zurück.

Göttingen, Institut für physikalische Chemie.

Ermittlung der Tiefe von schwerstörenden Massen mittels Drehwage.

Von Dr. O. Meisser.

Bei Drehwagenmessungen kommt es meistens darauf an, die Umriss der Schwereanomalie festzustellen. Zu diesem Zwecke betrachtet man die horizontale Änderung der Schwerebeschleunigung g , um aus dem Verlauf der Isogammen auf die Ausdehnung der betreffenden storenden Masse zu schließen.

Im folgenden soll für eine schwerstörende Masse, die sich in erster Annäherung durch eine Kugel ersetzen läßt, gezeigt werden, daß die Drehwage

*) W. Nernst: Theoretische Chemie 1921, S. 765.

nicht nur — wie bekannt — deren Umriß angibt, sondern daß man auch die ungefähre Tiefe des Schwerpunktes des gravitierenden Gebildes angeben kann, falls Drehwagenbeobachtungen für mindestens zwei Stationen vorliegen.

Unter Zugrundelegung eines rechtwinkligen räumlichen Koordinatensystems (x, y, z) liefert, wenn U das Potential der Anziehung bedeutet, die Drehwage die Größen

$$P = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \dots \dots \dots (1)$$

$$Q = \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \dots \dots \dots (2)$$

$$R = \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} = \frac{\partial g}{\partial y} \dots \dots \dots (3)$$

$$S = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = \frac{\partial g}{\partial x} \dots \dots \dots (4)$$

Aus (3) und (4) folgt ferner

$$g_{P_s} = g_{P_i} + s \cdot \sqrt{R^2 + S^2} \dots \dots \dots (5)$$

wobei die Richtung s durch den Winkel α mit der positiven X -Achse durch

$$\text{tg } \alpha = \frac{R}{S}$$

gegeben ist (Fig. 1).

Für gewöhnlich trägt man die Werte von $\frac{\partial g}{\partial s}$ in eine Karte ein, um die Umrisse des schwerstörenden Gebildes zu bestimmen. Dabei hat jedoch bei der Diskussion einige Vorsicht zu walten, wie J. Koenigsberger*) kürzlich gezeigt hat.

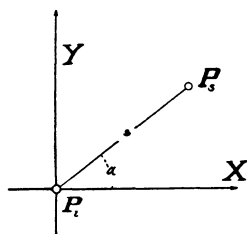


Fig. 1.

Für die weiteren Betrachtungen nehmen wir eine kugelförmige Masse an, deren Dichte σ_1 und die des umgebenden Mediums σ_2 sei. Liegt der Kugelmittelpunkt M im Ursprung des Koordinatensystems, so erhält man für einen außerhalb der Kugel gelegenen Aufpunkt folgende Ausdrücke für P, R, S :

$$\left. \begin{aligned} P &= 3 G(\sigma_1 - \sigma_2) \frac{V}{r^5} \cdot y \cdot x, & R &= 3 G(\sigma_1 - \sigma_2) \frac{V}{r^5} \cdot y \cdot z, \\ S &= 3 G(\sigma_1 - \sigma_2) \frac{V}{r^5} \cdot x \cdot z, \end{aligned} \right\} \dots (6)$$

worin V das Volumen der Kugel, $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ und die Gravitationskonstante $G = \frac{200}{3} \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ gr}^{-1} \text{ sec}^{-2}$ ist.

Zur Tiefenbestimmung kann man einmal, wie es J. Koenigsberger*) angibt, die Betrachtung von $\frac{\partial g}{\partial s}$ zugrunde legen. In Fig. 2 ist der Verlauf von

*) Koenigsberger, Petroleum XX, 16, S. 723, 1924.

$\frac{\partial g}{\partial s} / \left(\frac{\partial g}{\partial s} \right)_{\max}$ als Funktion der Entfernung des Aufpunktes von der Projektion des Kugelmittelpunktes M auf die Horizontalebene gegeben. Als Einheit für

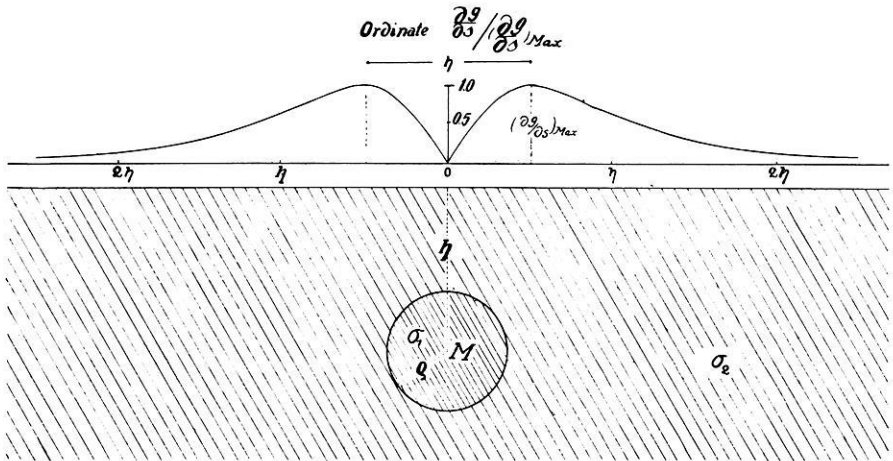


Fig. 2.

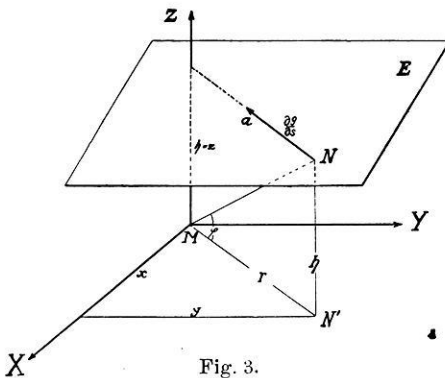


Fig. 3.

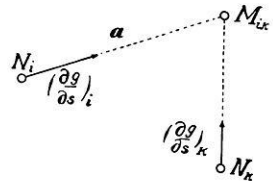


Fig. 4.

die Abszisse ist die Tiefe h des Kugelmittelpunktes unter der Oberfläche gewählt, während die Ordinaten auf die des Maximums bei $\pm h/2$

$$\left(\frac{\partial g}{\partial s} \right)_{\max} = 239,8 (\sigma_1 - \sigma_2) \left(\frac{\rho}{h} \right)^3 10^{-9} \text{ (C.G.S.)}$$

bezogen sind. Dadurch erhält die Kurve einen allgemeineren Charakter, zumal ihr relativer Verlauf auch unabhängig vom Kugelradius ρ ist. Aus Fig. 2 ersieht man, daß die Tiefe h gleich dem Durchmesser des Kreises ist, auf dessen Peripherie die Punkte mit den Maximalwerten $\left(\frac{\partial g}{\partial s} \right)_{\max}$ liegen.

Die eben angeführte Methode der Tiefenbestimmung benötigt immer eine ziemliche Zahl von Punkten. Im folgenden soll ein anderer Weg angegeben werden, der es gestattet, schon aus den Beobachtungen an nur zwei Stationen, Schlüsse auf die Tiefe der störenden Masse zu ziehen, falls sie sich in weiter Annäherung durch eine Kugel ersetzt denken läßt. Aus nebenstehender Fig. 3 ergibt sich für die Tiefe h

$$h = r \cdot \operatorname{tg} N \hat{M} N' = r \cdot \operatorname{tg} \varphi.$$

Dieser Ausdruck läßt sich umformen in

$$h = r \cdot z/x \cdot \sqrt{1 + (y/x)^2}.$$

Unter Beachtung der Relationen (6) findet man, — da $\hat{h} = a$ gleich der Entfernung des Aufpunktes von der Projektion des Kugelmittelpunktes auf die Horizontalebene E , —

$$h = a \cdot \frac{R \cdot S}{P \sqrt{R^2 + S^2}} \dots \dots \dots (7)$$

Praktisch wird man so vorgehen, daß in eine Karte die den Punkten N_i entsprechenden Größen $\left(\frac{\partial g}{\partial s}\right)_i$ eingetragen werden (Fig. 4). Die Horizontalgradienten von N_i und N_k mögen sich im Punkte $M_{i,k}$ schneiden. Die Entfernung $N_i M_{i,k}$ liefert dann sofort das in Formel (7) benötigte a , während die Größen P_i , R_i und S_i sich aus den Angaben der Drehwage in N_i ergeben. Für die Anschaulichkeit dieses Verfahrens sei noch bemerkt, daß man es als ein Einschneiden des Kugelmittelpunktes von N_i und N_k aus ansprechen kann. Selbstverständlich stellt der so gewonnene Wert nur eine obere Grenze für die Tiefe h dar, innerhalb deren man sicher auf die schwerestörende Masse stoßen wird; denn in der Natur dürfte man kaum ein schwerestörendes Gebilde von idealer Kugelform vorfinden. Trotzdem kann aber Formel (7) dazu dienen, um bei gegebenen Verhältnissen eine schnelle Orientierung über die ungefähre Tiefe einer Schwereanomalie zu ermöglichen. Schließlich läßt die Relation (7) bei mehreren Punkten, deren errechneten Tiefen keinen einheitlichen Wert ergeben, rückwärts den Schluß zu, daß die unterirdische Masse sich hinsichtlich ihrer Anziehung nicht durch eine entsprechende Kugel ersetzen läßt und daher eine anders geartete Form besitzen muß.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, 25. Juli 1924.

Die Alpen im Lichte ihrer Schwerestörungen.

Von Prof. Dr. E. A. Ansel, Freiburg i. B.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Schwerestörungen im Gebiet der Schweizer Alpen — für das sie mit der erforderlichen Genauigkeit bekannt sind — in der Beziehung zum Gleichgewicht des tief in die Erdkruste eintauchenden Gebirgskörpers. Die Abweichung vom hydrostatischen Gleichgewicht ist deutlich ausgeprägt. Es läßt sich daraus ein Rückschluß auf die Festigkeit des tragenden Mittels ziehen und weiterhin erkennen, daß die ursprüngliche Scholle bei der Faltung nicht nur gehoben, sondern zugleich gedreht — Südfuß nach oben — und in der Richtung des Zusammenschubes (etwa in dem Verhältnis 1.3) verkürzt wurde.

Die Intensität der Schwerkraft über der mittleren Tiefsee und auf den Flachländern der Kontinente ist nach den Ergebnissen aus Schweremessungen annähernd gleich; der augenfällige Gegensatz zwischen Kontinent und Ozean kommt in ihr nicht zum Ausdruck bis auf geringfügige Störungen, die der Große nach, außer in den hierin ebenfalls eine Sonderstellung einnehmenden Gebirgen und über Tiefseegraben, an keiner Stelle die Anziehung einer Gesteinsschicht von wenigen hundert Metern Mächtigkeit übertreffen. Aber aus dieser Tatsache allein läßt sich noch kein sicherer Rückschluß auf das Gleichgewicht der Kontinente gegenüber den subozeanischen Massen ziehen. Eine überaus wichtige Ergänzung erhielt sie durch den Nachweis, daß die aus geodätischen Messungen erhaltene Abplattung des mittleren Erdellipsoides ziemlich nahe mit der aus dem Clairautschen Theorem berechneten übereinstimmt, wenn man es auf die Schwere an der Erdoberfläche anwendet. Der Unterschied beider Werte nach den zuverlässigsten Bestimmungen ist gering, jedenfalls läßt es sich noch nicht entscheiden, ob er eine reelle Bedeutung hat oder nicht. Für den Fall der Übereinstimmung folgt aus der Theorie, daß die Gestalt der Erde die eines flüssigen Körpers ist, in dem das Gleichgewicht aller Teile beherrscht wird durch ihre wechselseitige Newtonsche Anziehung und von der Fliehkraft aus der Rotation. Es ist ein hydrostatisches Gleichgewicht oder ein isostatisches, wie es meist bezeichnet wird. Da jedoch dem Begriff der Isostatie ein verschiedener Inhalt zukommt, je nachdem man seiner Definition die Auffassung Pratt's, die sich auch Helmert*) zu eigen gemacht hat, oder Airy's zugrunde legt, die heute mehr bevorzugt wird**), so erscheint die Beziehung des Gleichgewichts auf die Gesetze der Hydrostatik zweckmäßig, weil sie keiner verschiedenen Auslegung fähig sind.

Wenn alle Teile des Erdkörpers, also auch die Massen der äußeren Erdkruste, die Kontinente, sich in hydrostatischem Gleichgewicht befinden, dann ist die Annahme berechtigt, daß die Kontinente aus Schollen bestehen, die durch den Auftrieb in dem dichteren Mittel getragen werden, in das sie verhältnismäßig tief eintauchen. Daß dieses Mittel flüssig sei, die Festlandschollen relativ starr, wie der naheliegende aber viel zu enge Vergleich mit dem Schwimmen von

*) Enc. d. Math. Wiss VI, 1, Heft 2, S. 15.

**) Dr. A. Born. Isostatie u. Schweremessung.

Eisschollen in Wasser aufdrängt, ist keine Bedingung, von der das hydrostatische Gleichgewicht abhängt, es verlangt nur, daß der Druck in der Tiefe des Schollenfußes derselbe sei, den die Scholle in der Schwimmlage dort ausübt.

Die Schwereintensität an der Erdoberfläche wird als die Normalschwere definiert für den Fall, daß alle Teile hydrostatisch ausgewogen sind. An dem Zustand dieses Gleichgewichts wird nichts geändert, wenn man sich alle Land-erhebungen oberhalb des Meeresniveaus beseitigt denkt durch radiales Verschieben der Massen in das Innere der Scholle, wobei ihr eingetauchtes Volumen unverändert bleibt, die Dichte jedoch gleichmäßig vergrößert wird. Ähnlich lassen sich die Einsenkungen behandelt denken, und in der Tat bedeutet die sogenannte Reduktion der Schwere in der freien Luft nichts als diesen physikalischen Prozeß, den man sich nicht nur an einer Stelle, sondern überall auf der ganzen Erde ausgeführt denkt. Das Ergebnis ist unter diesen Umständen die Normalschwere im Meeresniveau.

Abweichungen von der Normalschwere hatten danach die Bedeutung, daß die betreffenden Schollen nicht durch den Auftrieb allein gehalten werden, sie erscheinen zu hoch oder zu tief gestellt, beurteilt nach der Schwimmlage. Daß diese Abweichungen keine bedeutenden Ausmaße erreichen, wenigstens nicht im Gebiet der Flachlandschollen, darauf weisen die geringen Unterschiede in der Schwere über der Tiefsee und dem Flachland der Kontinente hin.

Gegen die Auffassung, daß zwischen den Abweichungen der Schwereintensität von der Normalschwere und der Störung des hydrostatischen Gleichgewichts ein innerer Zusammenhang bestehe, kann aus der Potentialtheorie eingewandt werden, daß die gleiche Feldstärke an einer beliebigen Stelle außerhalb der Erde auf unendlich viele Arten der Massenordnung in deren Innern erzeugt werden kann. Aber die Massen sollen auch im hydrostatischen Gleichgewicht sein; eine Bedingung, die die Multiplizität der Massenverteilung stark einschränkt, und im Falle der Erde nur die Frage zur Entscheidung stellt, ob das Gleichgewicht der Krustenteile vollständig hydrostatisch ist oder nur genähert. Daß dieser Zustand einige Wahrscheinlichkeit besitzt, dafür spricht das Ergebnis der von Helmert 1915 veranlaßten Neuberechnung der Schwereformel aus dem seit 1900 erheblich angewachsenen Material (etwa 2000 Stationen umfassend). Die nach der Ausgleichung zurückbleibenden mittleren Fehler sind erheblich größer, als es bei der Genauigkeit der Ausgangsdaten zu erwarten war, und die abgeleitete Schwereformel erhält ein von der geographischen Länge abhängiges Glied. Daraus ist zu schließen, daß in der Tat kleine Abweichungen von der hydrostatischen Schollenlagerung auf größeren Gebieten vorkommen. Nicht einbezogen in die Ausgleichung sind die Ergebnisse aus Schwerkremessungen in Gebirgen, wo infolge der besonderen mechanischen Bedingungen, unter denen diese Körper stehen, auch bedeutendere Abweichungen von der hydrostatischen Einstellung zu erwarten sind. Erschwert werden Untersuchungen darüber durch die zu geringe Zahl von Pendelstationen in den einzelnen Gebirgen, mit Ausnahme des Gebietes der Schweizer Alpen, wo dank der Arbeiten der Schweizerischen Geodatischen Kommission unter Prof. Niethammer und Ing. Messerschmidt eine vorzügliche Tatsachenunterlage gewonnen wurde. Die Ergebnisse sind nach der

geologischen Seite von Prof. Heim¹⁾ ausgewertet. Die Beziehung der Schwereanomalien zum Gleichgewicht und damit zur Statik des Alpenkörpers ist Gegenstand der vorliegenden Untersuchung.

Unter einer Scholle sei eine aus dem Festlandkomplex nach innen prismatisch abgegrenzte Masse verstanden. Sie ruht mit der Unterfläche auf dem dichteren tragenden Mittel, dem Untergrund. Ihre äußere Begrenzung ist die freie Oberfläche. Der Querschnitt soll so bemessen sein, daß die seitlichen Pressungen, unter denen der Körper steht, im Falle des Gleichgewichtes gegen radiale Verschiebungen auf den Druck in der Tiefe des Schollenfußes nicht maßgebend sind. Bezeichnen dann T den Tiefgang, h die Außenhöhe der Scholle, beide vom Meeresniveau aus gerechnet, ρ die mittlere Dichte, so ist der mittlere Druck an der Schollensohle mit Vernachlässigung des Atmosphärendruckes bekanntlich

$$p = \rho (T + h) g_s,$$

g_s = Schwereintensität im Schwerpunkt des Prismas.

Denkt man sich die Schollensubstanz entfernt und ohne Änderung des eingetauchten Schollenvolumens ersetzt durch die Massenordnung zwischen der freien Oberfläche der mittleren Tiefsee und dem Niveau des Schollenfußes: die ozeanische Wassersäule von der Mächtigkeit t (etwa 3.5 km) und der Dichte 1.03; darunter in dem Bereich $(T - t)$ das Krustenmaterial mit der mittleren Dichte ρ' , in das die Festlandschollen eintauchen, so besteht hydrostatisches Gleichgewicht gegen radiale Verschiebungen, wenn die neue Massenordnung im Niveau T den gleichen Druck ausüben würde, den daselbst die Scholle erzeugt. Andernfalls sind die betrachteten Massen ungleich und die Gleichgewichtsbedingung lautet dann:

$$p_r = \rho (T + h) g_s - \{ \rho' T - (\rho' - 1.03) t \} g_s' \dots \dots \dots (1)$$

wo $g_s = g_s'$ die Schwereintensitäten in den bezüglichen Schwerpunkten, p_r aber den Kompensationsdruck bedeutet, der zum stationären Gleichgewicht von Schollen mit unter- oder übernormalem Tiefgang gehört, wobei die Schollen zu hoch oder zu tief gestellt sind. Ware das tragende Mittel flüssig in dem Sinne, daß es unter Dauerbeanspruchung beliebig kleine Druckunterschiede in jedem Niveau im Laufe hinreichend großer Zeit zum Ausgleich gelangen läßt, so könnte sich eine anormale Schollenlagerung nicht erhalten, weil es sich auf den hydrostatischen Horizont in jeder Tiefe einstellen würde. Beginnt aber die Bildsamkeit bei einem höheren als dem hydrostatischen Druck, so kann es den hydrostatischen Horizont wellenförmig, mit Sättel und Mulden, um so viel durchsetzen, als der hydrostatische Druck von der Fließspannung entfernt ist. Die Sattel tragen die zu hoch gestellten Festlandschollen; die Mulden beherbergen die zu tief gestellten Gebiete. Wenn sich daher nachweisen läßt, daß solche Abweichungen vom hydrostatischen Gleichgewicht bei der Lagerung der Festlandschollen vorkommen, so ist das tragende Mittel der Kruste fest. In gewissem Sinne läßt sich aus der Existenz von Faltengebirgen ein Argument zugunsten der Annahme ableiten, daß das Mittel, in das die Festlandschollen tief eintauchen, nicht nur das dichtere sei,

¹⁾ Das Gewicht der Berge. Jahrb. d. Schweiz. Alpenclubs, 53. Jahrgang, 1918.

sondern zugleich auch das hartere. Denn dem Faltungsdruck wird das weichere Mittel nachgeben, es erleidet dabei einen Zusammenschub ohne Volumänderung. Aus den Schwerestörungen in den Faltungsgebirgen läßt sich nun der Schluß ziehen, daß das leichtere Schollenmaterial an der Faltung überwiegend beteiligt war.

Die Beziehung zwischen dem individuellen Gleichgewicht einer Scholle gegen radiale Verschiebung und der mittleren Schwereintensität an ihrer freien und, wie angenommen sei, ebenen Außenfläche, beruht auf der Vergleichung zweier Anziehungen. Beide haben gemeinsam die Anziehung der ganzen Erde mit Ausnahme des Beitrages von der im Schollenvolumen enthaltenen Masse. Bei der einen Teilanziehung betrachten wir die natürliche, in der Scholle wirklich vorhandene Masse, bei der anderen dagegen diejenige Masse, die zwecks Untersuchung des Gleichgewichtes nach Entfernung der ursprünglichen Masse in dem Raum zwischen Schollenfuß und Meeresniveau als substituiert gedacht wird. Von den Anziehungen in den beiden Anordnungen braucht man die Mittelwerte über die äußeren, der Größe nach nahezu gleichen Oberflächen und dazu verhilft das Divergenztheorem der Potentialtheorie. Jeder der beiden Räume werde dazu mit einer dichtanschmiegenden, von Ecken und Kanten freien Fläche umschlossen, sie hat zylindrische Gestalt mit Erzeugenden parallel zu einem Erdradius. Die äußeren und inneren Begrenzungsflächen seien parallel; übrigens ist diese Annahme nicht wesentlich. Den Kraftfluß zerlegen wir in seine Anteile nach außen und innen, sie sind einander gleich, aber der Richtung nach entgegengesetzt, und in den Kraftfluß durch die Seitenfläche. Bedeutet W das Schwerepotential an irgend einer Stelle der Oberfläche und $-\frac{\partial W}{\partial n}$ die Schwere-

intensität daselbst, so mißt das Integral $\int \frac{\partial W}{\partial n} \cdot d\sigma$, erstreckt über die ganze Oberfläche den gesamten aus dem Innern der Fläche kommenden Kraftfluß $-4\pi f m_1$; m_1 bedeute die Schollenmasse. Danach ergibt sich als Mittelwert δg_1 der Anziehung an der freien Oberfläche der Scholle

$$\delta g_1 = -\frac{2\pi f m_1}{Q} - \frac{1}{2Q} \int_s \frac{\partial W}{\partial n} d\sigma,$$

wo f die Gravitationskonstante, Q die Querschnittsfläche bedeute und $\int_s \frac{\partial W}{\partial n} d\sigma$

den seitlich hindurchtretenden Kraftfluß bezeichnet. Im andern Fall umschließt die Fläche die Masse m_2 zwischen Meeresniveau und Schollentiefe T_1 und es folgt wegen $Q = \text{const}$

$$\delta g_2 = -\frac{2\pi f m_2}{Q} - \frac{1}{2Q} \int_s \frac{\partial W}{\partial n} d\sigma.$$

Wenn $m_1 = m_2$, sind die rechten Seiten einander gleich und somit $\delta g_1 = \delta g_2$, für den Fall einer hydrostatischen Schollenlagerung. Bei der zweiten Massen-

ordnung schneidet die Oberfläche mit dem Meeresniveau ab, und die Anziehung (g_2) der übrigen Erde zusammen mit δg_2 ergibt die Normalschwere in diesem Niveau, oder

$$\gamma_0 = (g_2) + \delta g_2.$$

Darüber, in der Höhe h über dem jetzt freien Meeresniveau, herrscht die Schwereintensität

$$\gamma = \gamma_0 \left(1 - \frac{2h}{R} \right),$$

wo R den mittleren Erdradius bedeutet und die höheren Potenzen von $\frac{h}{R}$ zu vernachlässigen sind. Mit dieser Schwereintensität werde die an der (ebenen oder schwach gekrümmten) Schollenoberfläche verglichen, wenn das Gleichgewicht hydrostatisch. In diesem Fall ist wegen der Gleichheit der Massen ($m_1 = m_2$) $\delta g_1 = \delta g_2$, und die Anziehung (g_1) der übrigen Erde geht aus der (g_2) für das Meeresniveau durch die normale Abnahme mit der Höhe hervor, daher ist im Mittelwert über die Oberfläche:

$$g = \gamma.$$

Denkt man sich diese Intensität g aus Messungen bekannt und nach der „Reduktion in freier Luft“ $+\frac{2h}{R}$ auf das Meeresniveau reduziert, wobei $g_0 = g + \frac{2h}{R}$ entsteht, so ist das Gleichgewicht hydrostatisch, wenn

$$\Delta g_0 \equiv g_0 - \gamma_0 = 0 \dots \dots \dots (2)$$

Diese Gleichung bezieht sich auf Mittelwerte über größere Flächen, nicht auf Einzelergebnisse, die von örtlichen Anomalien der Dichte beeinflusst sein können, und von der Lage zum Schollenrand.

Statt den Kraftfluß durch Flächen verschiedener Größe zu betrachten, kann man ihn für dieselbe geschlossene Fläche berechnen, die nun verschieden große Massen enthält. Der Schnitt durch die Scholle sei längs des Meeresniveaus geführt, die Fläche umschließt daher den Teil der Schollenmasse, der nach Abzug des äußeren Teils übrigbleibt, d. h. $m'_1 = m_1 - \delta m_1$, hingegen bleibt die Masse m_2 unverändert und demgemäß auch ihr Kraftfluß durch die umschließende Fläche. Der verminderten Masse m'_1 entspricht aber der Kraftfluß

$$\delta g'_1 = - \frac{2\pi f \cdot (m_1 - \delta m_1)}{Q} - \frac{1}{2Q} \int_{s'} \frac{\partial W}{\partial n} d\sigma.$$

Der seitlich austretende Kraftfluß ist der kleinen Masse ($m_1 - \delta m_1$) wegen geringer als zuvor, und somit verschieden von dem früheren um den Betrag

$$\frac{1}{2Q} \int_{s'} \frac{\partial W}{\partial n} d\sigma.$$

Diesen gilt es abzuschätzen und dazu genügt die Annahme,

daß die äußere Platte kreisförmig und durch ein flaches Umdrehungsellipsoid approximierbar sei. Ist dann h die Dicke der Scheibe, so wird $h/2$ die halbe

kleine Achse c des Umdrehungsellipsoids. Seine Anziehung X_0 auf einen beliebigen Punkt des Äquators wird durch das Verhältnis zu der Anziehung Z_0 an einem Ellipsoidpol bestimmt gemäß:

$$\frac{X_0}{Z_0} = a \frac{\left(\arctg \lambda - \frac{\lambda}{1 + \lambda^2} \right)}{2c(\lambda - \arctg \lambda)},$$

dabei ist a die halbe große Achse der Meridianellipse und λ in dem speziellen Fall:

$$\lambda = \frac{a}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{a^2}}.$$

Mit wachsender Größe der Halbachse a konvergiert $\frac{X_0}{Z_0}$ gegen den Grenzwert $\pi/4$.

Dieser Fall läßt sich praktisch stets hinreichend genau annähern, dann ist

$$X_0 = \frac{\pi}{4} Z_0, \text{ andererseits folgt für die Anziehung am Pol:}$$

$$Z_0 = -2\pi f \rho h \left(1 - \frac{\pi h}{2a} \right).$$

Die Anziehung X_0 kann als Maß für den mittleren Kraftfluß pro Flächeneinheit durch die Seitenwand des flachen Zylinders angenommen werden, daher:

$$\frac{1}{2Q} \int_s \frac{\partial W}{\partial n} \cdot d\sigma = X_0 \cdot \frac{2\pi a h}{2\pi a^2},$$

oder, mit Einführung des Wertes von X_0 :

$$\frac{1}{2Q} \int_s \frac{\partial W}{\partial n} d\sigma = 2\pi f \rho h \cdot \frac{h\pi}{4a} \left(1 - \frac{\pi h}{2a} \right),$$

z. B. für $a = 12.5$ km, $h = 0.5$ km ist der Verlust, den $\delta g'_1$ durch den seitlichen Kraftstrom erfährt, < 0.001 cm/sec⁻²; er kommt nicht in Betracht. Der maximale Anziehungsverlust, um den sich δg_1 von $\delta g'_1$ unterscheidet, wird durch Z_0 gemessen, der aus den Messungen als Mittelwert über der ebenen Oberfläche gewonnen wird. Reduziert man den Mittelwert g über einer Scholle zuerst wie in freier Luft und zieht davon die Anziehung der äußeren Platte ab, so ergibt sich die Bouguer'sche Formel:

$$g'' = g + \frac{2h}{R} - 2\pi f \rho h.$$

Gegen die Normalschwere im Meeresniveau ergibt sich die Differenz:

$$g'' - \gamma_0 = \left\{ \left(g + \frac{2h}{R} \right) - \gamma_0 \right\} - 2\pi f \rho h,$$

oder mit $g'' - \gamma_0 = \Delta g''$

$$\Delta g'' = \Delta g_0 - 2\pi f \rho h. \dots \dots \dots (3)$$

Im Falle des hydrostatischen Gleichgewichtes ist $\Delta g_0 = 0$, und die Außenhöhe h ist mit dem Schollentiefgang verbunden durch die Gleichgewichtsbedingung (1) mit $p_r = 0$

$$\rho' T - (\rho' - 1.03)t = \rho(T + h).$$

Sei T_0 für $h = 0$ der Tiefgang einer mit dem Meeresniveau abschneidenden Festlandscholle, bestimmt durch $T_0 = \frac{(\rho' - 1.03)T}{\rho' - \rho}$, so gehört zu einer Scholle mit der mittleren Außenhöhe h der Tiefgangsunterschied $T - T_0 = \Delta T$, wo

$$(\rho' - \rho)\Delta T = \rho h, \dots \dots \dots (3')$$

somit ist auch:

$$\Delta g_0'' = -2\pi f(\rho' - \rho)\Delta T. \dots \dots \dots (4)$$

In diesem Zusammenhang zeigt sich die Schwerestörung $\Delta g_0''$ als ein Maß für den relativen Schollenauftrieb.

Abweichungen vom hydrostatischen Gleichgewicht heben sich, wie nun leicht zu erkennen, in den Schwerestörungen ab. An der Oberfläche einer zu hoch gestellten Scholle ist die Schwere übernormal, weil das tragende dichtere Mittel oberhalb des hydrostatischen Horizontes liegt, einen Sattel bildet und eine größere Masse herausragt. Demnach muß Δg_0 positiv sein. Zugleich ist der Tiefgang, vom Meeresniveau aus gerechnet, unternormal; $\Delta g_0'$, welches in jedem Falle einem Tiefgangsunterschied oder einem Auftrieb proportional, wird sich als zu klein ergeben. Verschwindet es überhaupt, während Δg_0 positiv, so trägt der Schollenuntergrund die ganze äußere Last, wenn diese auf einer so großen Fläche ausgebreitet liegt, daß die Seitenspannungen am eingetauchten Teil die Last nicht abstützen können. Übernormalem Tiefgang einer Scholle entspräche ein negatives Δg_0 ; die Scholle befindet sich in einer Mulde des tragenden Mittels, die mit dem weniger dichten Schollenmaterial ausgefüllt ist. Gegen diese Deutungen der Schwereanomalien läßt sich einwenden, daß Dichteanomalien, sei es in der Scholle, sei es unterhalb, wenn sie nur ausgebreitet genug sind, dieselbe Wirkung in der Schwere zeigen würden, wie Schollen der normalen mittleren Dichte, die zu hoch oder zu tief gestellt sind. In keinem Falle herrscht hydrostatisches Gleichgewicht, und auf diese Unterscheidung kommt es in erster Linie an, wenn der Versuch gemacht werden soll, die Statik der Erdkruste aus den Dokumenten der Schwereanomalien zu verstehen. Der Übersicht wegen seien die Beziehungen der Schwereanomalien zum Gleichgewicht zusammengestellt.

1. Hydrostatisches Gleichgewicht:

$$[\Delta g_0] = 0, \quad [\Delta g_0''] = -2\pi f \rho h = -2\pi f(\rho' - \rho)\Delta T;$$

2. nicht hydrostatisches Gleichgewicht:

a) zu hoch gestellte Schollen

$$\Delta g_0 > 0, \quad \Delta g_0'' = \Delta g_0 - 2\pi f \rho h > [\Delta g_0''];$$

b) zu tief gestellte Schollen

$$\Delta g_0 < 0, \quad \Delta g_0'' < [\Delta g_0''].$$

Wie sich diese Größen tatsächlich verhalten, darüber geben die Messungen an Berggipfelstationen Aufschluß — es sind Einzel-, nicht Mittelwerte —, aber der

allgemeine Sinn der Abweichungen vom hydrostatischen Gleichgewicht tritt deutlich hervor:

	h m	Δg_0 cm/sec ⁻²	$\Delta g_0''$ cm/sec ⁻²
Feldberghof (Schwarzwald)	1281	+ 0.136	- 0.005
Schneekoppe	1605	+ 0.139	- 0.021
Ätna	2943	+ 0.292	- 0.014
Pikes Peak	4293	+ 0.217	- 0.207
Montblanc	4807	+ 0.200	- 0.214

Immerhin wäre es denkbar, daß die individuellen Berge die Schwimmelage nicht einnehmen, weil eingespannt in die Scholle, von der sie getragen werden; diese selbst kann sich dabei wohl im hydrostatischen Gleichgewicht befinden. Ein

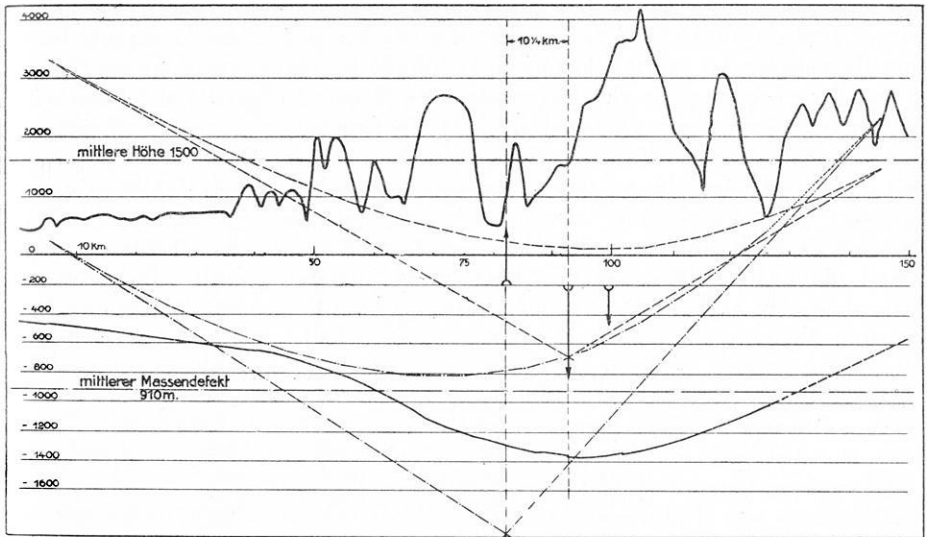


Fig. 1.

Analogon im kleinen wäre z. B. ein flacher ausgedehnter und schwimmender Eisberg, der eine größere Gesteinsmasse eingeschlossen trägt. Über derselben besteht eine positive Schwereanomalie $\Delta g_0 > 0$; aber im Mittel über die Oberfläche muß sich $\Delta g_0 = 0$ ergeben, da die zusätzliche Last den Gesamttiefgang entsprechend vergrößert. Aus Einzelwerten läßt sich daher kein zuverlässiger Schluß auf die Art des Gleichgewichtes ziehen, man muß dazu auf Mittelwerte der Schwereanomalien über größere Flächen zurückgehen, was ein engmaschiges Netz von Schwerestationen voraussetzt.

Ein hinreichend dichtes Netz von Beobachtungsstationen umfaßt das Gebiet der Schweiz. Es ist vorbildlich durch seine Dichte; eine Pendelstation auf etwa 200 qkm. Von den Ergebnissen dieser Messungen interessieren die Schwereanomalien, sie sind in der Form $\Delta g_0'' = \text{const}$ als Linien gleichen Massendefekts dargestellt und in dem Kärtchen zu der kleinen Schrift von Prof. Heim, „Das Gewicht der Berge“, veröffentlicht. Massendefekt bedeutet Auftrieb. Die Linien

gleichen Auftriebes folgen der allgemeinen Richtung des Rhein-Rhône-Tals, einer, wie es scheint, bereits bei der Faltung ausgezeichneten Achse. Zur Bildung des mittleren Auftriebes ist das Gebiet in neun senkrecht zu dieser Achse liegende Streifen von 25 km Breite und 150 km Länge eingeteilt; die nördliche Grenze der Streifen fällt mit der Linie $\mathcal{A}g''_0 = 0.04 \text{ cm/sec}^{-2}$ ungefähr zusammen, der erste Schnitt geht am Montblanc-Massiv vorbei. In jedem Streifen wurden die Mittelwerte ($\mathcal{A}g''_0$) für schmale Felder gebildet und daraus die Resultierende nach der Methode der Zusammensetzung paralleler Kräfte mittels des Seilpolygons ermittelt. Sie trifft das Meeresniveau — die Bezugsfläche der Darstellung — in einem Punkt, der Projektion des Auftriebmittelpunkts. Damit muß die Projektion der Schwerpunkte der äußeren Massen zusammenfallen, weil sonst ein Drehmoment um eine horizontale Achse durch den Gesamtschwerpunkt vorhanden wäre. Deshalb wurde für jeden Streifen das zugehörige mittlere Alpenprofil nach den Höhenlinien der geologischen Karte 1:500 000 für die Schweiz mit einer für die Darstellung bequemen Überhöhung gezeichnet und danach ebenfalls mittels des Seilpolygons die Resultierende gebildet (s. Fig. 1). Die Ergebnisse nach den Kräfteplänen sind in nachstehender Tabelle zusammengestellt, wo zu jedem Streifen [$\mathcal{A}g''_0$] als Mittelwert, und die mittlere Höhe der äußeren Masse zur Dichte 2.7 angegeben sind, die einander als Auftrieb und Last das Gleichgewicht halten wurden. Zum Vergleich sind die wirklichen Massen, auf dieselbe Dichte bezogen, durch die mittlere Höhe über dem Meeresniveau daneben gestellt. Die Größe \mathcal{A} bezeichnet den Abstand der Lote durch den äußeren Massenmittelpunkt und den inneren Auftriebsmittelpunkt, dieser liegt in allen Fällen nördlich von dem Lot durch den äußeren Schwerpunkt.

Streifen	[$\mathcal{A}g''_0$]	Hydrostatische Gleichgewichts- höhe	Mittlere Alpenhöhe	\mathcal{A} km
1	0.091	810	1600	$10\frac{1}{4}$
2	0.085	750	1850	$16\frac{3}{4}$
3	0.090	850	1760	$6\frac{3}{4}$
4	0.087	760	1720	10 0
5	0.080	710	1400	$14\frac{3}{4}$
6	0.089	790	1410	$12\frac{1}{2}$
7	0.110	980	1500	6
8	0.120	1060	1460	10
9	0.126	1120	1450	10

Daraus folgt: Von der äußeren, das Meeresniveau in der Gegenwart überragenden Masse sind 55 Proz. kompensiert durch den Auftrieb, der Rest, eine Masse von der mittleren Höhe 720 m und der Dichte 2.7 über der heutigen Basis, wird vom Untergrund des Gebirges getragen, er nimmt dabei den entsprechenden Druck von rund 190 Atm. (nach dieser Rechnung) auf. Außerdem ist ein Drehmoment vorhanden, von dessen Größe das Gewicht der Alpen oberhalb des Meeresniveaus an einem Hebelarm von etwa 10 km eine Vorstellung gibt. Das Drehmoment sucht den Südfuß der Alpen zu senken, das nördliche Vorland zu heben und da Gleichgewicht besteht, müssen die Spannungen am eingetauchten Körper ein Moment von entgegengesetzter Größe ergeben. Nach der Schwerestörung beurteilt, erscheint der nördliche Teil, weil überkompensiert, zu tief gestellt, der

sudliche dagegen zu hoch, oder: dichtere Massen liegen hier der Oberfläche näher als dort, wo bei der Aufwölbung des Gebirges im Untergrund eine Mulde sich gebildet hat, in die das leichtere Krustenmaterial eingesunken ist.

II. Ein gewisses Interesse beansprucht in diesem Zusammenhang die Frage nach dem Schollentiefgang. Er ergibt sich für eine mit dem Meeresniveau abschneidende, hydrostatisch ausgewogene Scholle aus:

$$T_0 = \frac{(\rho' - 1.03)t}{\rho' - \rho}$$

Maßgebend für den Tiefgang sind die Mittelwerte ρ' und ρ der Dichte und ihre Differenz, wie nachstehende Tabelle mit $\Delta\rho = \rho' - \rho$ zeigt:

ρ	$\Delta\rho = 0.15$	$\Delta\rho = 0.10$	$\Delta\rho = 0.05$
	T'_0	T'_0	
	km	km	km
2.75	40	60	120
2.80	41	62	124
2.85	42	64	128
2.90	44	66	132

Daraus folgt als (hydrostatische) Tiefgangsänderung, wenn die Außenhöhe um 1 km zunimmt:

ρ	$\Delta\rho = 0.15$	$\Delta\rho = 0.10$	$\Delta\rho = 0.05$
	ΔT	ΔT	ΔT
	km	km	km
2.75	18.3	27.5	55
2.80	18.7	28.0	56
2.85	19.0	28.5	57
2.90	19.3	29.0	58

Mit der Annahme von $\Delta\rho = 0.1$ ergibt sich ein Tiefgang von 60 km für eine Scholle in ungestörter Schwimmlage, ein Wert, der eine gewisse Stütze erhält aus den Beobachtungen über die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenwellen mit der Tiefe. So hat Mohorovičić*) eine sprunghafte Geschwindigkeitsänderung in etwa 58 km Tiefe aufgedeckt, und neuerdings wies Dr. Gutenberg**) nach, daß in Mitteleuropa in einer Tiefe von etwa 55 km die Geschwindigkeiten longitudinaler Erdbebenwellen sich von 5.9 km/sec auf 8 km/sec ändern, dies bedeutet aber, daß die Festigkeit der tieferen Substanz nahezu doppelt so groß ist wie diejenige oberhalb dieser Grenzfläche. Wenn die Alpen aus einer Scholle von dieser Mächtigkeit hervorgegangen sind, so läge ihr gegenwärtiger mittlerer Tiefgang bei 84 km; er mußte sich aus Erdbebenwellen, die unterhalb und durch den Alpenkörper fortgepflanzt werden, bestimmen lassen. Bei dem Zusammenschub einer Scholle wird eine Arbeit von dem Faltungsdruck geleistet, die abgesehen von dem auf die Reibung entfallenden und in Wärme umgesetzten Anteil bestimmt ist aus dem mittleren hydrostatischen Druck p_n bei der Tiefgangsänderung von T_1 auf T_2 der Scholle und der Verschiebung $T_2 - T_1 = \Delta T$ gemäß

$$A = p_n \Delta T.$$

*) Jahrb. d. meteorol. Observ. f. d. Jahr 1909. Zagreb 1910.

**) Theorie der Erdbebenwellen.

Sei für die Alpenscholle angenommen $T_1 = 60$ km vor, $T_2 = 84$ km nach der Faltung, ihre mittlere Dichte 2.7, dann betrug $p_n = 19\,500$ Atm. Durch den Zusammenschub der Scholle, bis sie diesen Tiefgang erreichte, nahm die Außenhöhe zu bis auf 900 m; im Mittel und pro cm^2 wurde dabei die Arbeit geleistet: $A = 4.8 \times 10^8 \text{ kg m/cm}^{-2}$.

Hatte die Scholle anfänglich eine Dicke von 60 km, so stand sie unter einem mittleren hydrostatischen Druck von 8100 Atm.; am Schluß der Faltung betrug er, nach den heutigen Abmessungen beurteilt, 11 400 Atm. Der mittlere Arbeitsdruck in der horizontalen Schubrichtung lag demnach bei $p_s = 9700$ Atm.

Der Zusammenschub erfolgte in der Hauptsache auf einer Basis, deren Querschnittsbreite in der Gegenwart 100 km beträgt. Solange die hydrostatische Einstellung der Scholle nicht gestört wurde, mußte die Arbeit bei der Querverkürzung die gleiche sein wie die zur Tiefgangsänderung, oder $p_n \Delta T = p_s \Delta S$. Mit dem Wert für $p_s = 9700$ Atm. ergibt sich $\Delta S = 50$ km, d. h. Punkte, die horizontal 150 km vor dem Zusammenschub in dessen Richtung auseinander lagen, befinden sich jetzt in einem Abstand von 50 km. Die Verkürzung erfolgte im Verhältnis von 1 : 3.

Aus der Konstanz des Volumens der Scholle läßt sich gleichfalls ein Rückschluß auf die Querschnittsverkürzung ziehen, sie ergibt sich zu $\Delta S = 44$ km, eine Zahl, die mit der ersten (50 km) befriedigend übereinstimmt. Jedoch kann der Unterschied auch bedeuten, daß die Faltung mit einer beträchtlich höheren Spannung einsetzte, als dem oben berechneten mittleren Druck von 9700 Atm. Die obere Grenze dieser Fließspannung ergibt sich aus der Arbeitsgleichung $p_n \Delta T = p_s \Delta S$ mit $\Delta S = 44$ km zu $p_s \cong 11\,000$ Atm. Dieser Druck unterscheidet sich nicht wesentlich von demjenigen, dem der Alpenkörper im eingetauchten Teil noch heute unterworfen ist. Allerdings ist es nicht mehr der Druck zur bildsamen Umformung, sonst hätte sich das hydrostatische Gleichgewicht im Laufe der Zeit herausgebildet, das tatsächlich nicht besteht, und man mußte daraus schließen, daß seit der Alpenfaltung eine Verfestigung des tragenden Untergrundes stattgefunden hat.

Da das Gebirge zu hoch gestellt ist, mußte ein Teil der Arbeit auf die Hebung der ganzen Scholle verwendet werden, gemessen an der noch vorhandenen Überhöhung von etwa 0.7 km betrug sie wenige Prozente (etwa 3 Proz.) der Arbeit bei dem Zusammenschub, und in demselben Maßstabe sind die an der äußeren Faltung beteiligten Kräfte zu bewerten, die das Oberflächenrelief geprägt haben. Bedeutungsvoller erscheint indessen das Tiefenrelief, die Grenze zwischen den äußeren Festlandschollen und der inneren Kruste, denn es enthält auch die Narben, welche frühere Gebirge, die im heutigen Oberflächenrelief nicht mehr vorhanden sind, bei der Umbildung des Krustengleichgewichtes im Untergrunde hinterlassen haben; sie in den Schwerestörungen nachzuweisen, in denen das Tiefenrelief sich abzeichnet, hat aber kaum Aussicht auf Erfolg, solange die Messungen der Schwereintensität nicht in hinreichend engmaschigem Netz erfolgen.

Die Windverteilung über dem Erdboden, errechnet aus den Gesetzen der Rohrströmung.

Von L. Prandtl und W. Tollmien.

Die in letzter Zeit sehr verfeinerten Kenntnisse von der Strömung durch Rohre mit rauher Wand geben die Möglichkeit, mit Hilfe gewisser Analogien Einzelheiten über die Windbewegung über dem rauhen Erdboden auszusagen. Die Ergebnisse der bezüglichen Rechnungen werden mitgeteilt und diskutiert.

1. Die Kenntnis von denjenigen turbulenten Flüssigkeitsbewegungen, die in der Technik eine Rolle spielen, hat in den letzten Jahren sehr gute Fortschritte gemacht. Es ist z. B. gelungen, aus den durch eine empirische Formel zusammengefaßten Versuchsergebnissen über den Widerstand des Wassers in glatten Rohren den Reibungswiderstand einer glatten, längs ihrer Ebene bewegten rechteckigen Platte und auch den einer rotierenden glatten Kreisscheibe vorherzusagen¹⁾, und zwar stimmen die so abgeleiteten Formeln sehr gut mit den Versuchen über Platten- und Scheibenreibung. Ferner ist der Zusammenhang des Widerstandsgesetzes mit dem der Geschwindigkeitsverteilung in der Nahe der Wand weitgehend aufgeklärt¹⁾. Nachdem nun auch bezüglich der rauhen Rohre und Kanäle durch neue Arbeiten von Hopf und Fromm²⁾ die entsprechenden Versuchsgrundlagen geschaffen sind, ist auch die Berechnung des Widerstandes von rauhen Flächen und der Geschwindigkeitsverteilung über ihnen möglich.

Da die Erdoberfläche als eine raue Fläche von allerdings stark wechselnder Rauigkeit anzusehen ist, hat es gewisse Aussichten, die Frage zu bearbeiten: Welche Beziehungen ergeben sich für die Windverteilung über der Erdoberfläche und für die Reibungskraft des Windes, wenn man nach den in der technischen Hydrodynamik und Aerodynamik*) bewährten Ansätzen vorgeht? Wenn im folgenden das Ergebnis einer solchen Rechnung mitgeteilt wird, so mag gleich vorweg gesagt werden, daß es nicht unbedingt nötig ist, daß die Übereinstimmung mit der Wirklichkeit in jedem Fall so gut sein mußte wie beim Widerstand der Platten und Scheiben. Die Übereinstimmung wird nur dann zu erwarten sein, wenn die Luftmasse des ersten Kilometers über dem Boden im indifferenten Gleichgewicht ist, also konstante potentielle Temperatur besitzt, und wenn nicht durch Strahlungseinflüsse zu der mechanischen Turbulenz eine thermische dazukommt. Da bei starkem Winde die Durchmischung der Atmosphäre für konstante potentielle Temperatur in den unteren Schichten sorgt, wird hier vor allem Übereinstimmung zu erhoffen sein, wobei Wolkenbedeckung die Vorbedingungen noch verbessern wird. Die folgenden Rechnungen nehmen einen örtlich und zeitlich konstanten Druckgradienten an, deshalb gehört natürlich eine Annäherung an diesen Zustand ebenfalls zu den Vorbedingungen der Übereinstimmung.

2. Die für unsere Frage grundlegenden Beziehungen aus der Strömungslehre mögen hier kurz auseinandergesetzt werden. Wir gehen aus von der

*) Zwischen Wasser und Luft braucht, wie zuverlässig nachgewiesen ist, bei diesen Anwendungen ein Unterschied nicht gemacht zu werden.

Reibungskraft auf der Flächeneinheit der Wand, die wir auch als „Schubspannung“ in den wandnahen Flüssigkeitsschichten wiederfinden und mit τ_0 bezeichnen. Für glatte Flächen ist aus Rohrversuchen hergeleitet worden, daß

$$\tau_0 = \text{Zahl} \cdot \rho u_m^{7/4} v^{1/4} r^{-1/4} \dots \dots \dots (1)$$

ist. Hierin ist ρ = Dichte, u_m mittlere (oder maximale) Geschwindigkeit, $v = \eta/\rho$ kinematische Zähigkeit, r der hydraulische Radius = Querschnitt: benetzten Umfang (beim Fluß die Tiefe, beim Rohr = $1/4$ des Durchmessers usw.).

Die Geschwindigkeit nimmt nach der Wand hin ab, erst nur langsam, dann etwas rascher; bei oberflächlicher Betrachtung hat man den Eindruck, als ob sie an der Wand selbst noch endlich wäre, und zwar noch etwa gleich der Hälfte der größten Geschwindigkeit oder noch mehr. Genaue Messungen haben aber die Voraussage der Theorie bestätigt, daß die Geschwindigkeit in einer sehr dünnen Grenzschicht an der Wand bis auf Null abnimmt. Das Verhalten außerhalb dieser Grenzschicht wird ziemlich gut durch eine Potenzformel von der Gestalt $u = ay^\alpha$ wiedergegeben, wo y der Wandabstand und α positiv und klein gegen 1 ist. Die naheliegende Vermutung, daß die Wandreibung τ_0 in der Hauptsache von den Vorgängen in unmittelbarer Nähe der Wand (also z. B. von der Größe a in der Potenzformel), nicht aber von der Entfernung der übrigen Wände (also dem hydraulischen Radius r) abhängen müsse, führte den einen von uns 1920 zu einer Berechnung von α , die sich durch die Experimente gut bestätigt hat. Setzt man nämlich, mit u_1 = Geschwindigkeit in der Entfernung r , $u_1 = ar^\alpha$, und führt diese Geschwindigkeit an Stelle von u_m in Formel (1) ein, indem man gegebenenfalls einen passenden Zahlenfaktor zufügt, so führt die Forderung, daß r aus der Formel verschwinde, zu dem Wert $\alpha = 1/7$. Damit erhalten wir für die Wandreibung die rationale Formel

$$\tau_0 = \text{Zahl} \cdot \rho a^{7/4} v^{1/4} \dots \dots \dots (2)$$

und für die Geschwindigkeit im Abstand y von der Wand

$$u = ay^{1/7} \dots \dots \dots (3)$$

Gewisse Überlegungen sprachen dafür, daß Gleichung (3) auch in mäßig rauhen Rohren genähert gelten müsse. Nimmt man an der einzelnen Rauigkeit, die durch eine Längenabmessung k charakterisiert wird, einen Widerstand nach dem gewöhnlichen quadratischen Gesetz an, und setzt die zugehörige Geschwindigkeit $u_0 = \text{Zahl} \cdot a k^{1/7}$, dann wird man zu folgender Formel für die Wandreibung geführt*):

$$\tau_0 = \text{Zahl} \cdot \rho a^2 k^{2/7} \dots \dots \dots (4)$$

Diese von dem einen von uns und von v Kármán¹⁾ unabhängig aufgestellte Formel findet eine genäherte Bestätigung durch die Arbeiten von Hopf und Fromm²⁾. Diese geben für den Druckabfall in einem Kanal von der Rauigkeit k eine Formel an, die in unsere Größen umgerechnet

$$\tau_0 = 0.0089 \rho a^2 k^{0.314} \dots \dots \dots (5)$$

*) Widerstand eines Höckers = Zahl. $\rho u_0^2 \cdot k^2$; Zahl der Höcker auf der Flächeneinheit proportional $1/k^2$.

lautet. Nach Formel (4) sollte der Exponent von k 0.286 sein. Bei der ziemlich beschränkten Genauigkeit solcher Messungen kann die Übereinstimmung als befriedigend angesehen werden. Für das Folgende soll immer die Gleichung (5) zugrunde gelegt werden. Dieselben Überlegungen, die zu Formel (4) geführt haben, geben rückwärts angewandt mit Formel (5) als Ausgangspunkt

$$u = ay^{0.157} \dots \dots \dots (6)$$

Über das Rauigkeitsmaß k (nach obigem eine Länge) sei bemerkt, daß Hopf und Fromm in Ermangelung eines rationellen Verfahrens einer bestimmten rauhen Oberfläche, die sie verwendeten, willkürlich das Rauigkeitsmaß $k = 1$ mm zugeordnet haben. Diese war durch ein Drahtsieb von 1.6 mm Maschenweite und 0.45 mm Drahtdurchmesser gebildet, das in einer bestimmten reproduzierbaren Weise mit Paraffin ausgeschmiert war. Die Höhenunterschiede in der Oberfläche waren im Mittel 0.23 mm.

3. Für die geplante Anwendung muß aus der Formel für τ_0 zunächst noch eine Formel für die turbulente Reibungsgröße im Innern der Flüssigkeit gewonnen werden, die an Stelle der Zähigkeit einzuführen ist, um der Mischbewegung Rechnung zu tragen, und die wir mit W. Schmidt „Austauschgröße“ nennen wollen. Wir setzten diese = $\rho \cdot \varepsilon$, wobei dann ε der „kinematische Austausch“ wird, der genau analog der „kinematischen Zähigkeit“ ν ist, und wie diese die Dimension $L^2 T^{-1}$ hat.

Die bisherigen Theorien der Meeresströmungen ³⁾ und der Windbewegung über der Erdoberfläche ⁴⁾ — beide beruhen auf denselben Formelansätzen — nehmen immer ε als konstant über der ganzen Höhe der strömenden Schicht an und geben infolge dieser Annahme besonders in der Nähe des Bodens keine Übereinstimmung mit der Wirklichkeit. Die Ablenkung des Bodenwindes gegen die Gradientrichtung ergibt sich bei Abwesenheit von Gleitung am Boden zu 45°. Wir wollen im Gegensatz dazu annehmen, daß jedenfalls in Bodennahe die Gleichungen (5) und (6) gelten. In Analogie mit den bisherigen Ansätzen nehmen wir als Ausdruck für die Schubspannung der turbulenten Flüssigkeitsreibung im Innern der Flüssigkeit die Formel

$$\tau = \rho \varepsilon \frac{du}{dy} \dots \dots \dots (7)$$

Mit (6) ergibt sich hieraus

$$\varepsilon = \frac{1}{0.157} \frac{\tau}{\rho a} \cdot y^{0.843};$$

da die Formel zunächst nur für Bodennahe gilt, setzen wir $\tau = \tau_0$ und führen dessen Wert nach Gleichung (5) ein. So wird

$$\varepsilon = 0.057 a k^{0.314} y^{0.843} \dots \dots \dots (8)$$

In dem allgemeinen Teil der Rechnungen wollen wir statt Gleichung (6) und (8) schreiben:

$$u = ay^\alpha \dots \dots \dots (6a)$$

und

$$\varepsilon = cy^{1-\alpha} \dots \dots \dots (8a)$$

Wir begehen nun in vorläufiger Ermangelung von etwas Besserem die Willkur, die Formel (8) durch die ganze in Betracht kommende Schicht der Atmosphäre als gültig anzusehen und sorgen dadurch jedenfalls dafür, daß in unmittelbarer Bodennahe die Übereinstimmung mit den Rohrreibungsgesetzen hergestellt wird. Für die größeren Höhen dürfen wir freilich unseren Formeln keine allzu große Beweiskraft zumessen.

4. Die weitere Rechnung vollzieht sich nach geläufigen Ansätzen der Hydrodynamik. Wir wollen die Aufgabe für einen räumlich und zeitlich konstanten Druckgradienten lösen. Wir legen die Z -Achse des Koordinatensystems lotrecht (so daß z an Stelle von y der Wandabstand wird), ferner soll die Y -Achse in Richtung des Druckgradienten gelegt werden. Die Geschwindigkeitskomponenten u und v sind dann Funktionen von z allein, w ist $\equiv 0$ (später wird der Buchstabe w für die resultierende Geschwindigkeit $\sqrt{u^2 + v^2}$ wieder eingeführt). Die Dichtigkeit der Luft setzen wir der Einfachheit halber konstant.

Als Kräfte, auf die Volumeneinheit bezogen, haben wir in Richtung der X - bzw. Y -Achse:

1. Druckunterschiede: $-\frac{\partial p}{\partial x}$ bzw. $-\frac{\partial p}{\partial y}$,
2. Reibungskräfte: $\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}$ " $\frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z}$.

(Die Schubspannung in irgend einer wagerechten Schnittfläche hat die Komponenten τ_{xz} und τ_{yz} ; betrachtet man eine Schicht von der Dicke dz , so wirkt in Richtung der X -Achse unten nach links τ_{xz} , oben nach rechts $\tau_{xz} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \cdot dz$.)

3. Corioliskräfte: $2\omega'v$, bzw. $-2\omega'u$.

(Ausdruck der Erddrehung, mit $\omega' = \omega \sin \varphi$, wo ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde und φ die geographische Breite ist.)

Die Beschleunigung ist überall Null. In Analogie zu Gleichung (7) und (8a) setzen wir

$$\begin{aligned} \tau_{xz} &= \varepsilon \rho \frac{\partial u}{\partial z} = \rho c z^{1-\alpha} \frac{\partial u}{\partial z}, \\ \tau_{yz} &= \varepsilon \rho \frac{\partial v}{\partial z} = \rho c z^{1-\alpha} \frac{\partial v}{\partial z} \end{aligned}$$

und erhalten somit als Ausdruck des Kräftegleichgewichts, indem wir noch durch ρ dividieren:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega'v + c \frac{\partial}{\partial z} \left(z^{1-\alpha} \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= 0, \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega'u + c \frac{\partial}{\partial z} \left(z^{1-\alpha} \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= 0. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

Nehmen wir entsprechend unserer Voraussetzung $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ und $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$ konstant = G an, so vereinfachen sich die Gleichungen zu:

$$\left. \begin{aligned} 2\omega'v + c \frac{d}{dz} \left(z^{1-\alpha} \frac{du}{dz} \right) &= 0, \\ G - 2\omega'u + c \frac{d}{dz} \left(z^{1-\alpha} \frac{dv}{dz} \right) &= 0. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

Als Randbedingungen ergeben sich

a) für $z = 0$ Verschwinden der Geschwindigkeit, also

- 1) $u = 0,$
- 2) $v = 0,$

b) für $z = \infty$ Verschwinden der Reibung, also

- 3) $\frac{du}{dz} = 0,$
- 4) $\frac{dv}{dz} = 0.$

Aus 3) und 4) ergibt sich mit Hilfe der Gleichungen (10) sofort, daß für $z = \infty,$ $v = 0$ und $u = \frac{G}{2\omega'}$ ist. Es herrscht also dort der „Gradientwind“.

Da diese Werte von u und v eine partikuläre Lösung des Systems (10) darstellen, so brauchen wir bloß das System der homogenen linearen Differentialgleichungen 2. Ordnung bzw. die daraus resultierende homogene lineare Differentialgleichung 4. Ordnung zu lösen. Setzen wir

$$\xi = \left(\frac{2\omega'}{c} \right)^{\frac{1}{1+\alpha}} \cdot z$$

und

$$\xi^{1+\alpha} = \xi^q = \eta,$$

so erhalten wir ein Fundamentalsystem von Lösungen durch folgenden Reihenansatz:

$$\begin{aligned} u_1 &= a_0 + a_2 \eta^2 + a_4 \eta^4 + a_6 \eta^6 + \dots, \\ u_2 &= a_1 \eta + a_3 \eta^3 + a_5 \eta^5 + a_7 \eta^7 + \dots, \\ u_3 &= \xi^\alpha (b_0 + b_2 \eta^2 + b_4 \eta^4 + b_6 \eta^6 + \dots), \\ u_4 &= \xi^\alpha (b_1 \eta + b_3 \eta^3 + b_5 \eta^5 + b_7 \eta^7 + \dots). \end{aligned}$$

Die Koeffizienten a_0, a_1, b_0, b_1 sind willkürlich und sollen sämtlich gleich 1 gesetzt werden; die übrigen bestimmen sich aus den Rekursionsformeln:

$$\begin{aligned} a_{n-2} + n \cdot q [2 \cdot (1 - \alpha) \cdot \alpha^2 + (1 - \alpha)(2 - 5\alpha)(nq - 1) \\ + (4 - 4\alpha)(nq - 1)(nq - 2) + (nq - 1)(nq - 2)(nq - 3)] a_n &= 0, \\ b_{n-2} + (nq + \alpha) [2(1 - \alpha)\alpha^2 + (1 - \alpha)(2 - 5\alpha)(nq + \alpha - 1) \\ + (4 - 4\alpha)(nq + \alpha - 1)(nq + \alpha - 2) + (nq + \alpha - 1)(nq + \alpha - 2) \\ (nq + \alpha - 3)] b_n &= 0. \end{aligned}$$

Die Koeffizienten enthalten wegen der Einführung von ζ bzw. η weder ω' noch c . Die Reihen konvergieren im vorliegenden Fall für alle ζ . Aus den Randbedingungen 1) und 2) folgt für die Lösung:

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{G}{2\omega'} [1 - (u_1 + Au_3 + Bu_4)], \\ v &= \frac{G}{2\omega'} \left[-\frac{u_2}{\alpha + 1} - \frac{Au_4}{2\alpha^2 + 3\alpha + 1} + B(2\alpha^2 + 3\alpha + 1)u_3 \right] \\ &= \frac{G}{2\omega'} [-0.865 u_2 - 0.658 Au_4 + 1.52 Bu_3]. \end{aligned} \right\} \cdot (11)$$

Die beiden restlichen Konstanten A und B erhält man aus den Randbedingungen 3) und 4) auf folgendem Wege mit ausreichender Genauigkeit. Wir setzen für genügend große endliche ζ zur Erfüllung der Randbedingungen 3) und 4).

$$\begin{aligned} u_1 + Au_3 + Bu_4 &= 0, \\ -0.865 u_2 - 0.658 Au_4 + 1.52 Bu_3 &= 0 \end{aligned}$$

und berechnen daraus A und B . Sobald man bei Vergrößerung von ζ keine merklichen Abweichungen in den berechneten Werten von A und B bekommt, hat man ζ groß genug gewählt und A und B mit genügender Genauigkeit bestimmt. Man erhält $A = -1.1$; $B = 0.16$ und als Lösung des Problems

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{G}{2\omega'} [1 - (u_1 - 1.1 u_3 + 0.16 u_4)], \\ v &= \frac{G}{2\omega'} [-0.865 u_2 + 0.724 u_4 + 0.243 u_3]. \end{aligned} \right\} \dots \dots (12)$$

Um die Art des Überganges in den Gradientwind noch näher zu studieren, haben wir die asymptotische Lösung für $\zeta = \infty$ aufgestellt. Sie lautet:

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{G}{2\omega'} [1 - e^{-\beta \zeta^p} (C \cos \beta \zeta^p + D \sin \beta \zeta^p)], \\ v &= \frac{G}{2\omega'} e^{-\beta \zeta^p} [C \sin \beta \zeta^p - D \cos \beta \zeta^p]. \end{aligned} \right\} \dots \dots (13)$$

Dabei ist

$$p = \frac{1 + \alpha}{2} = 0.578,$$

$$\beta = \frac{\sqrt{0.5}}{p} = 1.22,$$

C und D sind Konstanten, deren Bestimmung uns nicht weiter interessiert. In der üblichen Darstellung des Windvektors als Funktion der Höhe erhält man also für große z als Grundrißprojektion eine logarithmische Spirale mit 45° Steigung um den Punkt, dessen Radiusvektor den Gradientwind darstellt, gerade wie auch im Falle $\varepsilon = \text{const.}$

Damit sind wir in der Lage, numerische Resultate über die Windverteilung nach dieser Theorie abzuleiten. Bezeichnet man mit w den Absolutwert der

Geschwindigkeit und mit ψ den Ablenkungswinkel vom Gradienten, so erhält man nach (12) ganz allgemein folgende Tabelle:

ξ	0	0.01	0.1	0.3	0.5	1	1.5	2
$\frac{2 \omega' u}{G}$	0	0.533	0.758	0.890	0.932	0.989	1.008	1.017
$\frac{2 \omega' v}{G}$	0	0.115	0.144	0.136	0.116	0.078	0.050	0.034
ψ	77.5°	77.8°	79.2°	81.3°	82.9°	85.5°	87.2°	88.1°
$\frac{2 \omega' w}{G}$	0	0.545	0.772	0.899	0.941	0.993	1.009	1.017

In der Figur ist einmal $\frac{2 \omega' w}{G}$ als Funktion von ξ , das andere Mal die Grundrißprojektion des Windvektors gezeichnet worden. Die Windverteilung bleibt nach dieser Theorie für verschiedene physikalische Parameter sich selbst ähnlich; denn ξ geht aus z durch eine Ähnlichkeits-transformation hervor. Ganz allgemein kann man feststellen, daß die Geschwindigkeit unmittelbar am Boden sehr rasch anwächst, in größeren Höhen schwächer, wobei in einem Gebiet der Wert des Gradientwindes um ein geringes überschritten wird. Der Winkel des Bodenwindes gegen den Gradienten ergibt sich nach dieser Theorie zu 77.5°.

Da unsere Annahme über den Austausch [Gleichung (8)] besonders in größerer Entfernung vom Boden recht willkürlich war, so sind natürlich diese Teile der Lösung, wo sich allerdings die Geschwindigkeit wenig mehr ändert, sehr wenig beweiskräftig. Die Partien in Bodennähe, bis etwa $\xi = 0.5$, dürften dagegen besser begründet sein.

Um die Windverteilung in einem speziellen Falle zu erhalten, braucht man nur die Transformation festzustellen, die ξ wieder in z überführt. Es war

$$\xi = \left(\frac{2 \omega'}{c} \right)^{\frac{1}{1+\alpha}} \cdot z,$$

$$c = 0.057 a k^{0.314}.$$

a war bisher frei geblieben und bestimmt sich laut Definition aus

$$a = \lim_{z \rightarrow 0} \frac{w}{z^\alpha} = \sqrt{A^2 + (2 \alpha^2 + 3 \alpha + 1)^2 B^2} \frac{G}{2 \omega'} \cdot \left(\frac{2 \omega'}{c} \right)^{\frac{\alpha}{1+\alpha}}.$$

Es ergibt sich hiernach

$$a^{1.136} = 1.67 \frac{G}{2 \omega'} \cdot \left(\frac{2 \omega'}{k^{0.314}} \right)^{0.186}.$$

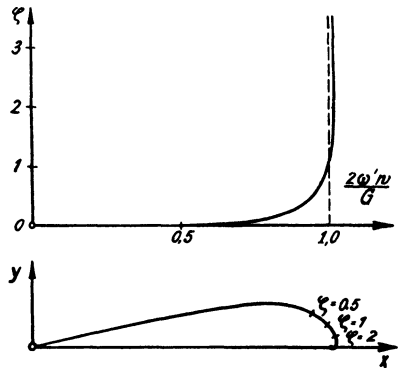


Fig 1.
Windverteilung über dem Erdboden.

Setzt man diesen Wert von a in c ein, so erhält man

$$z = 0.126 \left(\frac{G}{4 \omega'^2} \right)^{0.762} k^{0.238} \cdot \zeta.$$

Dabei ist $0.762 = \frac{1}{1 + 2\alpha}$, $0.238 = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}$. Nehmen wir die geographische Breite des Beobachtungsortes gleich 50° an und den Gradientwind $\frac{G}{2 \omega'}$ nacheinander gleich 10 m/sec, 20 m/sec und 30 m/sec, so ergibt sich für verschiedene Rauigkeitslängen k :

	$\frac{G}{2 \omega'} = 10 \text{ m/sec}$	$\frac{G}{2 \omega'} = 20 \text{ m/sec}$	$\frac{G}{2 \omega'} = 30 \text{ m/sec}$
$k = 0.1 \text{ m} \dots \dots \dots$	$z = 440 \zeta \text{ m}$	$z = 740 \zeta \text{ m}$	$z = 1000 \zeta \text{ m}$
$1 \text{ m} \dots \dots \dots$	$z = 760 \zeta \text{ m}$	$z = 1280 \zeta \text{ m}$	$z = 1740 \zeta \text{ m}$
$10 \text{ m} \dots \dots \dots$	$z = 1320 \zeta \text{ m}$	$z = 2220 \zeta \text{ m}$	$z = 3010 \zeta \text{ m}$
$100 \text{ m} \dots \dots \dots$	$z = 2270 \zeta \text{ m}$	$z = 3880 \zeta \text{ m}$	$z = 5200 \zeta \text{ m}$

Durch diese Umrechnungsformeln ist die Windverteilung nach der ersten Tabelle bestimmt.

Von Interesse ist ferner τ_0 , d. i. die Reibungskraft am Erdboden. Diese Reibungskraft ist z. B. bei der Trift des Polareises in Tätigkeit. Die Größe der Eispresungen in Abhängigkeit vom Winde läßt sich hieraus ermitteln. Setzt man in die Formel (5) für τ_0 den Wert von a ein, so erhält man

$$\tau_0 = 0.022 \rho \left(\frac{G}{2 \omega'} \right)^2 \left(\frac{k \cdot 4 \omega'^2}{G} \right)^{0.238},$$

wobei $0.238 = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}$ ist.

Nimmt man die geographische Breite wiederum gleich 50° an und drückt die Reibungskraft im technischen Maßsystem aus, so erhält man

$$\tau_0 = 0.000328 \left(\frac{G}{2 \omega'} \right)^{1.76} k^{0.238} \text{ kg/m}^2.$$

Für verschiedene Werte des Gradientwindes $\frac{G}{2 \omega'}$ und der Rauigkeitslänge k erhält man folgende Tabelle der τ_0 :

	$\frac{G}{2 \omega'} = 10 \text{ m/sec}$	$\frac{G}{2 \omega'} = 20 \text{ m/sec}$	$\frac{G}{2 \omega'} = 30 \text{ m/sec}$
$k = 0.1 \text{ m} \dots \dots \dots$	$\tau_0 = 0.011 \text{ kg/m}^2$	$\tau_0 = 0.037 \text{ kg/m}^2$	$\tau_0 = 0.075 \text{ kg/m}^2$
$1 \text{ m} \dots \dots \dots$	$\tau_0 = 0.019 \text{ kg/m}^2$	$\tau_0 = 0.064 \text{ kg/m}^2$	$\tau_0 = 0.130 \text{ kg/m}^2$
$10 \text{ m} \dots \dots \dots$	$\tau_0 = 0.033 \text{ kg/m}^2$	$\tau_0 = 0.111 \text{ kg/m}^2$	$\tau_0 = 0.225 \text{ kg/m}^2$
$100 \text{ m} \dots \dots \dots$	$\tau_0 = 0.057 \text{ kg/m}^2$	$\tau_0 = 0.192 \text{ kg/m}^2$	$\tau_0 = 0.390 \text{ kg/m}^2$

Es ist natürlich noch unsicher, welche Geländearten durch obige Rauigkeitslängen dargestellt werden. Hier kann nur der Vergleich mit der Wirklichkeit die Entscheidung bringen. Mit Vorbehalt könnte man aber sagen, daß $k = 1 \text{ m}$ etwa Feldern und Wiesen, $k = 10 \text{ m}$ gleichmäßigem Wald und $k = 100 \text{ m}$ einer Großstadt entspreche.

Literatur.

1) Th. v. Kármán: Über laminare und turbulente Reibung. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech **1**, 233 (1921) = Abh. a. d. Aerodyn. Inst. d. Techn. Hochschule Aachen. 1. Lief., S. 1.

2) L. Hopf. Die Messung der hydraulischen Rauigkeit; K. Fromm: Strömungswiderstand in rauen Rohren. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. **3**, 329 u. 339 (1923) = Abh. a. d. Aerodyn. Inst. d. Techn. Hochschule Aachen. 3. Lief., S. 1 u. 13.

3) V. W. Ekman On the Influence of the Earth's rotation on Ocean currents. Arkiv for math. astr. och fysik 2. Bd., Nr. 11, 1905; Beitrag zur Theorie der Meeresströmungen. Ann. d. Hydr. u. marit. Meteorol. 1906.

4) F. A. Åkerblom, Recherches sur les courants les plus bas de l'atmosphère au dessus de Paris. Nova Acta Reg. Soc. Sc. Upsalensis 1908.

Weitere meteorologische Literatur in Hesselberg u. Sverdrup: Die Reibung der Atmosphäre. Veröffentl. d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, 2. Serie, Heft 10.

**Die Verwertung von Sonnenstrahlungsmessungen
in Luftfahrzeugen.**

Von **F. Linke.**

I. Vor wenigen Tagen gingen mir die Ergebnisse der ersten systematischen Luftexpedition zur Messung der Sonnenstrahlung zu, die am 18. März 1921 unter Leitung von R. Suring von Bitterfeld aus vorgenommen ist, und über die W. Marten im Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Instituts für die Jahre 1920 bis 1923 berichtet. Marten beschränkt sich auf eine dankenswert ausführliche Veröffentlichung der beobachteten Werte und meint: „Genauere Vergleiche lassen sich erst durch langwierige Reduktionen unter Verwendung der Bouguer'schen Formeln anstellen. Hierbei sind zwei Variablen, Änderung der Meereshöhe und des Sonnenortes, zu berücksichtigen, wodurch eine Bearbeitung sehr kompliziert wird.“

In früheren Veröffentlichungen *) habe ich nun gezeigt, daß es zweckmäßig ist, die Bouguer'sche Formel dadurch zu verändern, daß man den Transmissionskoeffizienten q konstant hält, und zwar als Transmissionskoeffizienten einer idealen trockenen und reinen Atmosphäre, und eine neue Variable einführt, den „Trübungsfaktor“ T , der in weitgehender Annäherung vom Sonnenstande unabhängig ist. Allerdings muß man für jede durchstrahlte Luftmasse m die von mir am angeführten Ort berechneten Transmissionskoeffizienten q_m benutzen. T ist definiert als die Zahl der reinen, trockenen Atmosphären, die zusammen die gleiche Extinktion bewirken würden wie die feuchte, dunstige Atmosphäre bei der Beobachtung. Die neue Formel lautete:

$$J_m = J_0 q_m^{Tm} \dots \dots \dots (1)$$

*) Beitr. z. Phys. d. freien Atm **10**, 91; Meteorol. Zeitschr. **39**, 161, 1922.

wo J_0 die Solarkonstante unter Berücksichtigung der Sonnenentfernung und J_m die beobachtete Intensität der direkten Sonnenstrahlung bei einer durchstrahlten Luftmasse m ist. Angenähert ist $m = \frac{b}{760} \frac{1}{\sin h_{\odot}}$; die genaueren Werte entnimmt man den Bemporadschen Tabellen.

II. Nach diesen Grundsätzen habe ich die Strahlungsbeobachtungen oben erwähnter Freiballonfahrt behandelt und für jeden Messungssatz den Trübungs-faktor

$$T = \frac{1}{-m \log q_m} \log \frac{J_0}{J_m} \dots \dots \dots (2)$$

berechnet und in der beifolgenden Abbildung graphisch aufgetragen. Aus den gleichfalls aufgetragenen Werten der Temperatur und der Feuchtigkeit sieht man,

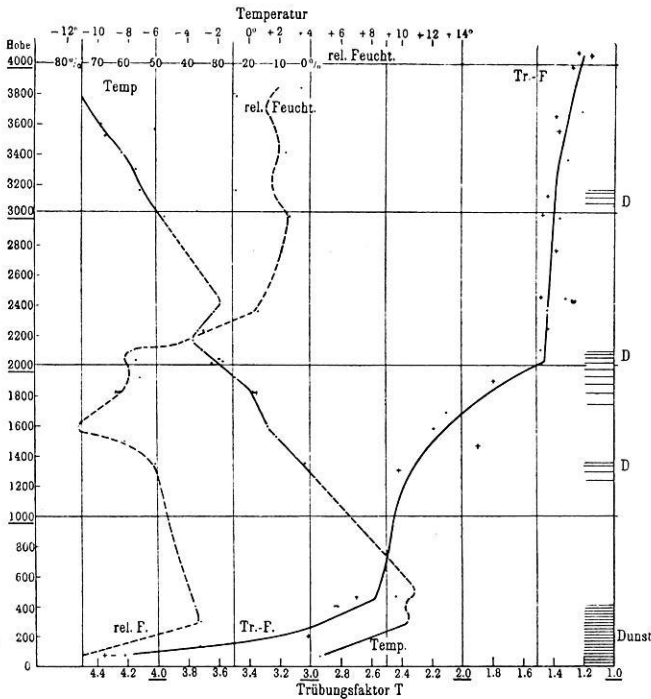


Fig. 1. Trübungsgrad und meteorologische Elemente bei der Ballonfahrt vom 18. März 1921.

daß typisches Hochdruckwetter herrschte. Dicht über dem Boden, bis etwa 400 m hinauf reichend, lag eine stark mit Dunst und Rauch der Industriegegend geschwängerte nächtliche Abkühlungsschicht. Darüber lagert die Konvektionsschicht des vorigen Tages mit fast adiabatischem Temperaturgefälle und starker Dunstschicht in etwa 2100 m Höhe, der oberen Grenze der Schicht. Darüber bemerken wir eine aus höheren Regionen abgesunkene Luftmasse von hoher potentieller

Temperatur und minimaler Feuchtigkeit. Auch die beobachteten Dunstschichten sind eingetragen: Eine in 400 m und eine andere starke in etwa 2100 m Höhe, dazwischen sind noch zwei in 1350 m und 3750 m Höhe vermerkt, die jedoch sehr dünn gewesen sein müssen, da sie durch die Strahlungsmessungen nur schwach bestätigt werden.

Die vom Ballon „Glückab“ aus beobachteten Strahlungswerte sind punktiert, die vom Ballon „Heldendank“ als Kreuze eingetragen. Beide Messungen stimmen gut überein. Einige wenige herausfallende Werte erklären sich durch die mit dem Michelson-Aktinometer im Ballon nicht zu vermeidenden Ungenauigkeiten der Einzelmessung. Wir können sie unbedenklich durch eine Mittellinie ausgleichen und finden deutlich in jeder dunsthaltigen Luftschicht eine entsprechend schnelle Abnahme des Trübungs-faktors mit der Höhe. In dunstfreier Luft herrscht annähernd Konstanz des Trübungs-faktors. In 4000 m scheint noch eine funfte schwache Dunstschicht gelegen zu haben (Alto-cumulus-Niveau).

III. Mit Hilfe oben erwähnter Definition können wir nun den partiellen Trübungs-faktor \bar{T} jeder einzelnen Luftschicht berechnen; das heißt denjenigen Trübungs-faktor, den die ganze Atmosphäre haben würde, wenn sie durchschnittlich den gleichen Trübungs-grad hätte wie jede der betrachteten Schichten. Es sollen fünf Luftschichten unterschieden werden, charakterisiert durch folgende Beobachtungsdaten:

Luft-schicht	Höhe etwa	Druck mm	Trübungs-faktor		Luftmasse $\frac{\Delta b}{76}$	Partieller Trübungs-faktor T	Mittlere Höhe				
			T	ΔT							
a	70	762	4.30	} 1.68	} 0.049	} 28.8	} 260				
b	450	725	2.62								
c	1550	635	2.10					0.52	0.118	4.96	1000
d	2100	595	1.45					0.65	0.053	10.3	1800
e	3000	525	1.40					0.05	0.092	1.28	2500
	4000	460	1.20	0.20	0.085	2.59	3500				

Die vorletzte Spalte gibt den partiellen Prüfungsfaktor wieder. Es muß aber nun erklärt werden, wie diese Werte gewonnen wurden.

Verfolgen wir irgend ein Sonnenstrahlbündel auf dem Wege durch eine Luftschicht von der Masse $\Delta m = \frac{\Delta b}{760} \cdot m$, so nimmt die Strahlungsintensität von J'_m nach $J''_{m+\Delta m}$ ab, wenn die durchstrahlte Luftmasse von m bis $m + \Delta m$ zunimmt. Bezeichnet man mit $q_{\Delta m}$ den Transmissionskoeffizienten reiner trockener Luft von der Masse Δm , so besteht offenbar in Analogie mit Formel (1) die Beziehung:

$$J''_{m+\Delta m} = J'_m q_{\Delta m}^{\Delta m \cdot \bar{T}} \dots \dots \dots (3)$$

Nun ist $J'_m = J_0 q_m^{m \cdot T'}$ und $J''_{m+\Delta m} = J_0 q_{m+\Delta m}^{(m+\Delta m) \cdot T''}$. Das eingesetzt gibt

$$\bar{T} = \frac{T''(m + \Delta m) \log q_{m+\Delta m} - T' m \cdot \log q_m}{\Delta m \cdot \log q_{\Delta m}} \dots \dots \dots (4)$$

Die Produkte $m \cdot \log q_m$ und $(m + \Delta m) \log q_{m+\Delta m}$ sind nicht stark verschieden. Ihre Abhängigkeit von m kann man sogar zwischen den Luftmassen 1 und 3 als linear auffassen:

$$(m + \Delta m) \log q_{m+\Delta m} = m \cdot \log q_m - 0.040 \Delta m.$$

Formel (4) vereinfacht sich dann folgendermaßen:

$$\bar{T} = (T'' - T') \frac{m \cdot \log q_{\Delta m}}{\Delta m \cdot \log q_{\Delta m}} - T'' \frac{0.04 \Delta m}{\Delta m \log q_{\Delta m}} \dots \dots \dots (4a)$$

Eine gewisse Schwierigkeit liegt in der Bestimmung der kleinen Produkte $\Delta m \cdot \log q_{\Delta m}$, welche von mir ¹⁾ nur bis $m = 1/2$ berechnet waren. Da für $m = 0$ auch das Produkt gleich 0 wird, lassen sich die Werte mit einigen Prozenten Genauigkeit interpolieren. Immerhin liegt hier eine Fehlerquelle der ganzen Ableitung.

Der partielle Trübungsfaktor \bar{T} ist also im wesentlichen proportional $T'' - T'$, also der Differenz der Trübungsfaktoren oberhalb und unterhalb der betrachteten Luftschicht. Das zweite Glied ist ein Korrektionsglied, das allerdings nicht vernachlässigt werden kann. Bei der Ausrechnung bekommt man etwas verschiedene Werte, je nachdem welche durchstrahlte Luftmasse m man oberhalb der Schicht annimmt; bei größerem m etwas kleinere \bar{T} . Die in der Tabelle aufgeführten sind Mittelwerte aus den für $m = 1, 2, 3$ durchgeführten Rechnungen.

Um etwaige Bedenken gegen diese Methode zu zerstreuen und einen neuen Beweis für die Brauchbarkeit der neuen Extinktionsformel (1) auch für ganz kleine Luftmassen zu liefern, soll noch die Probe gemacht werden, ob man mit den partiellen Trübungsfaktoren der einzelnen Luftschichten die Strahlungsintensität am Boden stufenweise berechnen kann. Es muß z. B. für zenitalen Sonnenstand ($m = 1$) die Gleichung bestehen:

$$J_{m_2} = J_0 \cdot q_{m_2}^{m_2 T_2} = J_0 q_{m_1}^{m_1 T_1} \cdot q_{\Delta m_e}^{\Delta m_e \bar{T}_e} \cdot q_{\Delta m_d}^{\Delta m_d \bar{T}_d} \cdot q_{\Delta m_c}^{\Delta m_c \bar{T}_c} \cdot q_{\Delta m_b}^{\Delta m_b \bar{T}_b} \cdot q_{\Delta m_a}^{\Delta m_a \bar{T}_a}$$

Hier bezeichnen T_1 bzw. T_2 den Trübungsfaktor 1.20 bei 460 mm Druck ($m_1 = 0.605$) bzw. am Erdboden $T_2 = 4.30$ bei $m_2 = 1$; \bar{T}_a, \bar{T}_b usw. die partiellen Trübungsfaktoren der fünf Luftschichten; $\Delta m_a, \Delta m_b$ usw. die zugehörigen Luftmassen (siehe Tabelle). Wir können J_0 herausheben und logarithmieren. Dann ergibt sich:

$$\log \frac{J_{m_2}}{J_0} = -(1.20 \cdot 0.0370 + 2.59 \cdot 0.0057 + 1.28 \cdot 0.0062 + 10.3 \cdot 0.0037 + 4.96 \cdot 0.0079 + 28.8 \cdot 0.0032) = -4.30 \cdot 0.0556,$$

$$\log \frac{J_{m_2}}{J_0} = -0.2371 = -0.2379.$$

Die Übereinstimmung ist besser als bei der Ungenauigkeit der $\Delta m \cdot \log q_{\Delta m}$ -Werte zu erwarten war.

IV. Die Ergebnisse besagen also, daß z. B. wenn die ganze Atmosphäre mit gleichem Dunstgehalt erfüllt gewesen wäre wie die unterste Luftschicht a , sich die 28.8fache Extinktion ergeben würde, wie sie eine ideale reine und trockene Atmosphäre verursacht. Über dieser liegt eine infolge der geringen relativen Feuchtigkeit etwas reinere Luftschicht b , die wieder von der dunstigeren Schicht c mit dem Trübungsfaktor 10.3 abgelöst wird. Zwischen 2000 und 3000 m

(Schicht *d*) ist die Luft sehr rein, so wie man die Atmosphäre auf hohen Bergen findet. Schicht *e* ist wieder etwas trüber, wieder im Zusammenhang mit etwas gesteigerter Sättigung.

Als geophysikalisch wichtiges Ergebnis folgern wir aus dieser ersten Luftstrahlungsexpedition: Der Trübungsgrad der Luft wächst sowohl mit dem Gehalt an feinen festen Dunstkernen, als auch mit der relativen Feuchtigkeit. Offenbar wachsen die Dunstkerne mit fortschreitender Wasserdampfsättigung, so daß sie jetzt starker extingieren.

Frankfurt a. M., Meteorol.-Geophys. Institut, Juli 1924.

Der Kreisel als Richtungsweiser.

Von **Max Schuler.**

Nachdem auf Schiffen der Kreiselkompaß sich gut bewährt hatte, ward ein Kreiselkompaß von besonders großer Genauigkeit gebaut, der für Vermessungszwecke zu verwenden ist. Dieser ist beschrieben, und die Ergebnisse einer Weisungsprüfung, die sich über ein ganzes Jahr erstreckt, sind angeführt und besprochen.

Schon Foucault hat bewiesen, daß ein Kreisel, der mit seiner Achse in der Horizontalebene gehalten wird, diese Achse in den Meridian einstellt. Ein solcher Kreisel hat ein bestimmtes Richtmoment und zeigt zum geographischen Pol der Erde, ähnlich wie die Magnetnadel zum magnetischen Pol. Wir können einen derartigen Kreisel ebenso verwenden wie eine Magnetnadel, nur daß wir keine Mißweisung und Deviation erhalten und keine Beeinflussungen durch Eisen oder fremde magnetische Felder zu befürchten haben. Es ist aber Foucault nie gelungen, die Erkenntnis, die er mathematisch ableitete, auch durch das Experiment zu beweisen, da er keinen genügend schnell laufenden Kreisel besaß. Erst durch die moderne Elektrotechnik ward es möglich, entsprechend gute Kreisel zu bauen und auf Grund des Foucaultschen Satzes einen Kreiselkompaß zu schaffen, dessen Weisungsgenauigkeit auch strengen Anforderungen genüge.

Angeregt wurde der Bau von Kreiselmagneten durch die Kriegsmarine. Denn durch die großen Stahlmassen der Panzertürme versagten auf den Kriegsschiffen die magnetischen Kompassse. Besonders brennend wurde die Frage nach einem Ersatz des magnetischen Kompassses bei den Unterseebooten, die einen völlig geschlossenen Stahlkörper besitzen. Das magnetische Feld der Erde wird durch den Schiffskörper ganz abgeschirmt, und infolgedessen versagt der Magnetkompaß hier völlig. Nach jahrelangen Versuchen ist es jetzt gelungen, einen Kreiselkompaß für Schiffe zu bauen, dessen Genauigkeit noch größer ist als die eines Magnetkompassses¹⁾.

Vor allem war es nötig, einen Kreisel von entsprechend hohen Tourenzahlen zu schaffen, denn je schneller der Kreisel läuft, um so größer wird das Richt-

moment des Kreiselkompasses. Die Hilfsmittel dazu geben die moderne Elektrotechnik und die gut ausgebildeten Kugellager. Ein solcher Kreisel ist in Fig. 1 dargestellt. Links sieht man den Schwunzkörper des Kreisels und rechts den Antriebmotor. Der Kreisel besteht aus einem Schwungring, der aus einem einzigen Stück Stahl mit der Achse gedreht ist, um jede zusammengesetzte Stelle zu vermeiden und so die größte Genauigkeit in der Herstellung zu erreichen. Die Achse ist als Lavalsche Welle ausgebildet, der Kreisel läuft oberhalb der kritischen Tourenzahl, so daß sich sein Schwerpunkt selbständig in die Rotationsachse einstellt. Der Stator des Drehstrommotors (in der Abbildung rechts), der die Wicklung trägt, steht ruhig. Nur das magnetische Feld läuft um und nimmt den Rotor mit, der als Kurzschlußanker ausgebildet ist. Er ist in den Stahlkörper des Kreisels eingepreßt, so daß dieser gleichzeitig die Bandage bildet, die den Rotor vor einem Zersprengen durch die Zentrifugalkräfte schützt. Mit einem solchen Kreisel kann man 30 000 Touren in der Minute erreichen, das sind 220 m sec Umfangsgeschwindigkeit. Die Grenze bildet die Festigkeit des Materials gegenüber den Zentrifugalkräften. Der Hauptenergieverbrauch eines so

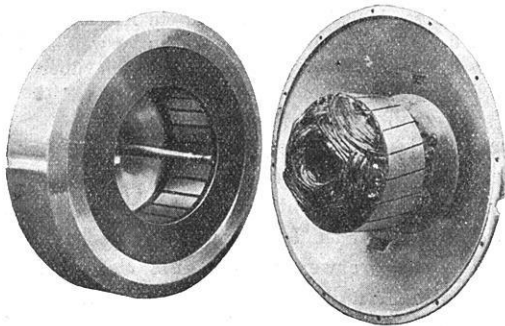


Fig. 1.

schnell laufenden Kreisels wird durch die Luftreibung verursacht. Die Lagerreibung beträgt dagegen nur einen kleinen Bruchteil. Der Kreisel ist vollständig in einer Kappe eingeschlossen, um ihn vor jeder äußeren Störung zu schützen. Da der Kreisel als Drehstrommotor ausgebildet ist, so benötigt man einen eigenen Umformer, der Drehstrom von 500 Perioden erzeugt, wenn der Kreisel ebenso viele Umdrehungen in der Sekunde machen soll. Auch benötigt man drei Zu- leitungsdrähte. Dies sind Nachteile, die man in Kauf nehmen muß, denn der Bau eines Gleichstrommotors mit Kollektor, der sicher arbeitet, ist bei so hohen Tourenzahlen unmöglich.

Das Richtmoment eines Kreiselkompasses, d. h. das Moment, das nötig ist, um den Kompaß in die Ost-Westlage zu drehen, kann man berechnen, und man erhält dafür folgende Gleichung²⁾:

$$R = J \cdot U \cdot \cos \varphi.$$

Dabei bedeutet:

R = Richtmoment des Kreisels,

J = Kreiselimpuls = Trägheitsmoment \times Winkelgeschwindigkeit des Kreisels,

U = Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung,

φ = geographische Breite des Beobachtungsortes.

Die Formel ist ganz entsprechend gebaut wie diejenige für das Richtmoment eines Magnetkompasses. Dem Kreiselimpuls entspricht das magnetische Moment

und für $U \cdot \cos \varphi$ tritt im anderen Falle die magnetische Horizontalintensität. Allerdings ist das Richtmoment eines Kreiselkompasses sehr klein, da der Wert der Erddrehung U sehr klein ist. Man muß deshalb zu sehr großen Kreiselimpulsen schreiten, wenn man ein brauchbares Richtmoment erzielen will. Dies ist mit Hilfe der modernen Technik gelungen, wie es der oben geschilderte Kreisel beweist.

Unter diesem Richtmoment führt der Kreisel ganz ähnliche Schwingungen um den geographischen Meridian aus wie die Magnetnadel um den magnetischen Meridian. Allerdings schwingt der Kreisel viel langsamer, da eine volle Schwingung je nach der Konstruktion des Kompasses 20 Minuten bis $1\frac{1}{2}$ Stunden dauert.

Die Genauigkeit der Kreiselweisung hängt aber nicht nur von der Größe der Richtkraft des Kreisels, sondern ebenso sehr von der Reibung ab, die der Einstellung des Kreisels entgegenwirkt. Das Verhältnis Richtkraft durch Reibung ist direkt maßgebend für die Güte des Kompasses. Bei dem Kreiselkompaß von Anschütz & Co. für Schiffe werden die Kreisel von einem kugelförmigen Schwimmer getragen, der in Quecksilber taucht. Dieses besitzt sehr günstige physikalische Konstanten. Diese Quecksilberhängung hat sich auf Schiffen gut bewährt, und die Kreiselkompassse zeigten eine unerwartete Genauigkeit.

Deshalb machte Karl Haussmann⁵⁾ darauf aufmerksam, daß der Kreisel auch bei Vermessungen unter Tage zu gebrauchen sei. Auf diese Anregung hin versuchte ich festzustellen, inwieweit die Weisung des Kreisels übereinstimmt mit dem Meridian, den man durch die Peilung des Polarsternes festlegt. Die älteren Versuche auf diesem Gebiete hatten höchstens eine Genauigkeit von einem halben Grad. Mit den modernen Mitteln mußte man eine viel größere Genauigkeit erreichen können, und so versuchte ich denn festzustellen, ob irgendwelche Abweichungen zwischen der Weisung des Kreisels und dem Meridian vorhanden seien, und gleichzeitig zu prüfen, ob die Genauigkeit des Kreisels schon heute für Vermessungszwecke ausreiche.

Deshalb habe ich einen besonderen Kreiselapparat konstruiert, der bei der Firma Anschütz & Co. gebaut wurde. Er ist in Fig. 2 im Aufriß dargestellt. Auf einem Dreifuß ist ein Gefäß befestigt, das durch zwei Arme senkrecht zur Schnittebene getragen wird. Es ist mit Quecksilber gefüllt, und es schwimmt darin eine Hohlkugel, die durch zwei Bügel die darunter liegende Kreiselkappe trägt. Hierin völlig eingeschlossen rotiert der Kreisel mit seinen Kugellagern.

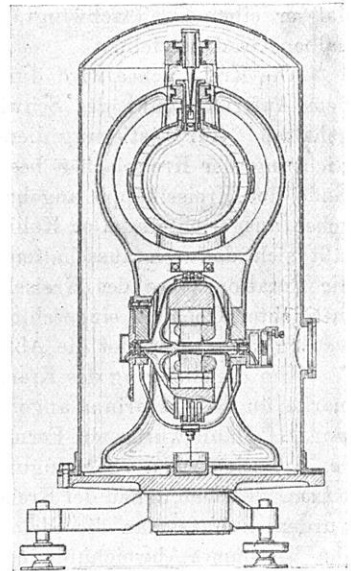


Fig. 2.

Der Rotor des Kurzschlußankers ist in dem Schwungring des Kreisels eingepreßt. Zentriert wird das ganze System durch einen Stift, der gleichzeitig in Quecksilber taucht und so eine Stromphase vermittelt. Die zweite Phase wird über den Schwimmer geführt, während die dritte Phase durch einen weiteren Stift übertragen wird, der ebenfalls in Quecksilber taucht. Durch einen hübschen Trick ist es mir gelungen, die Reibung der Zentrierung zu vermeiden. Der ersterwähnte Stift ist aus Stahl gefertigt, während die Quecksilberschale, in die er eingreift, aus Kupfer besteht und amalgamiert ist. Es ist dann am Stahl die Benetzung negativ und am Kupfer positiv. Zwei derartige Körper stoßen sich aber ab, und da bei Quecksilber die Oberflächenspannung besonders groß ist, so stellt sich das Kompaßsystem immer so ein, daß der Stift in der Mitte des Gefäßes bleibt und eine körperliche Berührung nicht stattfindet. So ist es gelungen, die Reibung so weit herunterzudrücken, daß sie praktisch kaum mehr in Frage kommt. Wenn man z. B. den Kompaß so anstoßt, daß er einen Grad schwingt, so wird er nach 12 Stunden immer noch einen halben Grad pendeln.

Die Kreiselachse wird durch die große Tieferlage des Schwerpunktes unter dem Auftriebspunkt des Schwimmers möglichst genau in der Horizontalebene gehalten. Zur Justierung dient eine Libelle und ein Reguliergewicht. Um die Richtung der Kreiselachse bestimmen zu können, ist ein Spiegel an dem einen Ende der Kreiselkappe angebracht und möglichst genau senkrecht zur Kreiselachse ausgerichtet. Der Kollimationsfehler zwischen Spiegel und Kreiselachse läßt sich dadurch ausschalten, daß man die Kreiselkappe mit dem Spiegel um die Rotationsachse des Kreisels 180° dreht. Der ganze Apparat ist in einem luftdichten Gehäuse eingeschlossen, ein Fenster, das ebenfalls durchgeschlagen werden kann, gestattet die Ablesung des Spiegels.

Um die Richtung des Kreisels zum Meridian zu prüfen, wurde eine Meridianmarke im Laboratorium angebracht, die mit Polarsternpeilungen nachgemessen wurde. Dann wurde ein Fernrohr auf die Meridianmarke eingerichtet und über den Kreiselspiegel die Schwingungsaussschläge beobachtet. Aus zwei Beobachtungssätzen, zwischen denen der Kreiselspiegel und das Gehäusefenster durchgeschlagen wurden, konnte man die Gleichgewichtslage des Kreisels berechnen und bekam eine bestimmte Abweichung gegen die Meridianmarke. Bei den ersten Versuchen ergab sich, daß der Kiesel eine Fehlweichung von etwa 2 bis 3 Bogenminuten hatte. Nach langem Suchen fand ich die Ursache dieser Fehler: Bei den hohen Tourenzahlen erwärmt sich der Kiesel durch die Reibung an der Luft und damit auch die Kreiselkappe. Diese gibt die Wärme an die umgebende Luft weiter, die warme Luft steigt an der Kreiselkappe in die Höhe, kühlt sich an dem Gehäuse ab und sinkt wieder nach unten. Hierdurch entstehen Luftwirbel, die häufig unsymmetrisch sind, auf den Kiesel zurückwirken und dadurch seine Weisung fälschen. Leider ist es nicht möglich, den ganzen Apparat in Vakuum zu setzen, da dann die entstehende Wärme nicht mehr abgeleitet wird und sich der Kiesel während des Versuches immer mehr erhitzt. Deshalb wurde das Gehäuse bei den Versuchen mit Wasserstoff gefüllt. Dieser ist 14 mal so leicht als Luft, und so können bei entstehenden Strömungen die Rückwirkungen auf

den Kreisel auch nur den 14. Teil von Luft betragen. Sobald der Apparat in Wasserstoff eingebaut war, wurden sehr gute Ergebnisse erzielt. Sie sind zusammengestellt in Fig. 3. Die Beobachtungen ⁴⁾ erstrecken sich von 1920 bis 1922. Die untere Linie gibt die Abweichung der Laboratoriumsmerke vom astronomischen Meridian. Man sieht, daß sich das ganze Laboratorium während der zwei Jahre stetig in einem Sinne drehte, was bei dem moorigen Untergrund verständlich ist. In der Abbildung sind die astronomischen Messungen als kleine Kreise eingetragen. Die Kreismessungen sind dagegen durch Kreuze bezeichnet, wobei die Länge der vertikalen Linien dem mittleren Fehler der jeweiligen Messung entspricht, wie er aus der Schwingungskurve ermittelt wurde. Die

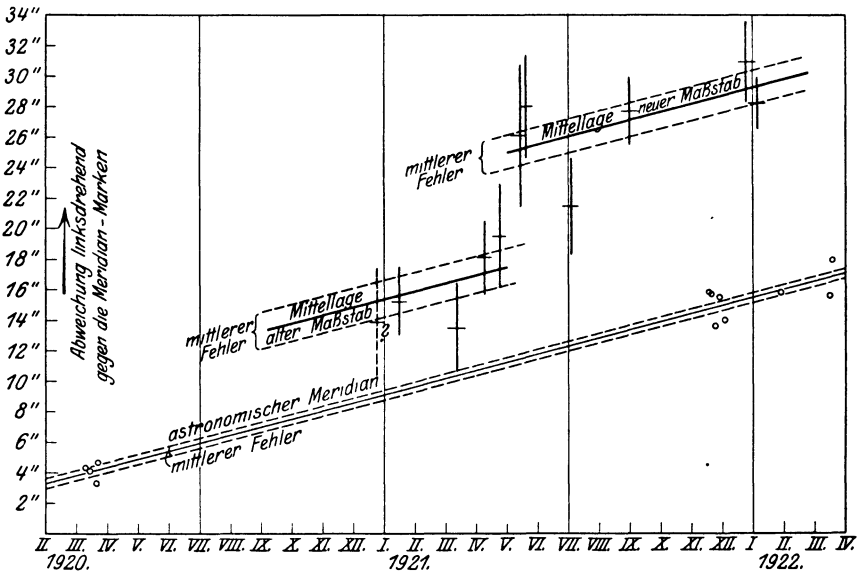


Fig. 3.

Kreismessungen erstrecken sich über ein Jahr, und es fällt sofort auf, daß sie sämtlich auf einer Seite des Meridians liegen. Im Mittel erhält man eine Differenz von 10.7" zwischen Kreiselweisung und astronomischem Meridian. Der mittlere Fehler dieses Wertes ergibt sich zu $\pm 1.5''$ nach der Wahrscheinlichkeitsrechnung, und der mittlere Fehler einer Messung beträgt $\pm 4.6''$. Bildet man dagegen das arithmetische Mittel der mittleren Fehler, die aus den Schwingungskurven berechnet wurden, so ergibt sich $\pm 2.9''$. Man ersieht daraus, daß die Justierungsfehler des Theodoliten etwas größer waren als die Fehler der Kreiselweisung. Andererseits erkennt man auch, wie glanzend der Kreisel gearbeitet hat, denn sein mittlerer Fehler ist sicherlich kleiner als $\pm 5''$. Auch sieht man daraus, daß die einseitige Lage der Kreiselweisung gegen den Meridian kein Zufall sein kann. Es müssen hier irgendwelche gesetzmäßige Ursachen vorhanden sein, die ich aber bisher noch nicht feststellen konnte. Jährliche oder tägliche Schwankungen der

Kreiselweisungen konnten nicht beobachtet werden. Die aus den Polschwankungen berechneten Abweichungen sind so klein, daß die Genauigkeit der Messungen noch lange nicht hinreicht, um sie zu erkennen. Sie betragen in unserer geographischen Breite höchstens 0.4''.

Bedeutend größere Kreiselfehler entstehen durch Schwankungen des Erdbodens, die von Erschütterungen und Erdbeben verursacht werden. Dabei können Neigungen des Bodens und vertikale Schwingungen die Weisung des Kreisels nicht beeinflussen, sondern nur horizontale Schwingungen, welche Schwankungen in der Richtung der Schwere zur Folge haben*). Schwingungen in der Ost-Westebene sind wirkungslos, dagegen verursachen Schwingungen in der Nord-Südebene Präzessionsbewegungen des Kreisels. Der größte Ausschlag des Kreisels F_{\max} berechnet sich:

$$F_{\max} = \frac{m \cdot a}{J} \cdot v_{\max}$$

m = Masse des Kreiselapparates,

a = Abstand von Aufhängepunkt und Schwerpunkt,

J = Impuls des Kreisels,

v_{\max} = größte horizontale Bodengeschwindigkeit in der Nord-Südrichtung.

Man sieht daraus, daß Erdbeben proportional der Bodengeschwindigkeit wirken und nicht proportional der Bodenbeschleunigung. Lange Wellen werden also besonders stark aufgezeichnet. Bei dem oben beschriebenen Apparat ergeben sich für ein mittleres Fernbeben allerdings nur $\pm 7''$ Kreiselausschlag. Es wäre aber leicht, die Konstruktion so zu ändern — durch Vergrößerung von a und Verkleinerung von J —, daß man den zehnfachen Wert erhält. Es wäre also möglich, mit einem solchen Kreiselapparat die Nord-Südkomponenten von Erdbebenwellen nachzuweisen. Doch wird ein Kreisel sowohl in der Herstellung wie im Betrieb natürlich viel teurer als die einfachen Pendelseismographen.

Nach diesen Versuchen steht es sicher fest, daß man mit einem Kreisel den Meridian auf 20'' genau bestimmen kann. Damit ist es aber möglich, den Kreisel für Vermessungszwecke zu verwenden. Allerdings war der Apparat, mit dem ich die oben beschriebenen Versuche machte, recht schwer und unhandlich und nur für das Laboratorium bestimmt. Doch ist es sicher möglich, den Kreiselkompaß leichter zu bauen, denn die Genauigkeit der Weisung hängt, wie eine theoretische Überlegung zeigt, nicht von der Größe des Apparates ab, sondern nur von der Genauigkeit seiner Ausführung³⁾. Jedenfalls habe ich durch diese Messungen gezeigt, daß der Kreisel für Vermessungszwecke brauchbar ist, und ich hoffe, daß es der Firma Anschütz & Co., die sich mit seiner Ausbildung beschäftigt, bald gelingen wird, ihn in handlicher und leicht beweglicher Form herzustellen.

*) Prinzipiell lassen sich dadurch scheinbare (Horizontalbeschleunigungen) und wirkliche Neigungen trennen; eine Frage, die für die Seismik von Bedeutung ist, worauf mich Angenehmer aufmerksam machte.

Literatur.

1) H. Anschütz-Kaempfe. Der Kreisel als Richtungsweiser auf der Erde mit besonderer Berücksichtigung seiner Verwendbarkeit auf Schiffen. Jahrb. d. Schiffbau-technischen Gesellschaft, 1909.

2) M. Schuler: Mathematischer Anhang hierzu. Ebenda.

3) Derselbe: Die theoretischen Grundlagen des Vermessungskreisels. Mitt. a. d. Markscheidewesen, 1922.

4) Derselbe: Eine Kreismessung zur Bestimmung der Erdachse. Festschrift zum 70. Geburtstag A. Föppl's. Springer, 1923

5) K. Haussmann: Der Kreiselkompaß im Dienste des Bergbaues. Mitt. a. d. Markscheidewesen, 1914.

6) F. Klein u. A. Sommerfeld: Über die Theorie des Kreisels. 4. Bd., S. 845 ff. Teubner, 1910.

7) R. Grammel: Der Kreisel, S. 256 ff. Vieweg & Sohn, 1920.

Die geodätische Konferenz in Helsingfors im Sommer 1924.

Von Dr. Ernst Kohlschütter.

Auf Veranlassung des Direktors des Finnischen Geodatischen Instituts in Helsingfors, Prof. J. Bonsdorff, hatte die finnische Regierung die an die Ostsee im eigentlichen Sinne, d. h. ausschließlich Bottensee und Finnischem Meerbusen, angrenzenden Staaten zu einer geodätischen Konferenz eingeladen, auf der die Frage der Messung eines einheitlichen, geschlossenen, astronomisch-geodätischen Netzes erster Ordnung um die Ostsee herum beraten werden sollte. Die Konferenz hat vom 28. Juni bis zum 2. Juli in Helsingfors stattgefunden. Vertreten waren die Staaten Schweden, Finnland, Estland, Lettland, Litauen, Polen und Deutschland. Von Deutschland waren der Verfasser dieses Berichts und Regierungsrat Thilo vom Reichsamt für Landesaufnahme als Vertreter entsandt worden.

Die Versammlung wurde von dem finnischen Minister des Auswärtigen, Herrn Procopé, mit einer Begrüßung eröffnet. Der älteste Vertreter, Prof. Donner, sprach den Dank der Erschienenen für die Bemühungen der finnischen Regierung um das Zustandekommen der Konferenz aus. Den Vorsitz führten die Hauptvertreter in alphabetischer Reihenfolge der beteiligten Staaten in je einer Sitzung. Zum Generalsekretär wurde Prof. Bonsdorff gewählt. Die Verhandlungssprache war deutsch.

Die Erörterungen erstreckten sich zunächst allgemein auf die Frage der Möglichkeit der Durchführung des Planes, den Weg und die Form der Dreieckskette und die Benutzung vorhandener Triangulationen. Sodann wurden im besonderen die Art der Durchführung der Aufgabe, Vorschriften über die zu wählenden Instrumente und Beobachtungsmethoden und die einzuhaltende Genauigkeit besprochen. Den Schluß bildeten organisatorische Fragen, Einbeziehung

von ergänzenden Beobachtungen sowie eine zwischen den beteiligten Staaten abzuschließende Vereinbarung.

Die Schaffung eines astronomisch-geodätischen Netzes um die Ostsee herum durch Zusammenarbeit der beteiligten Staaten wurde als möglich bezeichnet, wenn auch zurzeit überall finanzielle Schwierigkeiten bestehen. Der Durchführung des Planes kommt zustatten, daß für viele der beteiligten Staaten eine wirtschaftliche Notwendigkeit vorliegt, Triangulationen auszuführen, um die Grundlage für die Herstellung von Land- und Seekarten sowie für die wirtschaftlichen Vermessungen zu gewinnen. Aus diesem Grunde läßt es sich verantworten, auch bei schlechter Finanzlage die vorgeschlagenen Arbeiten in Angriff zu nehmen. Leider verbietet es sich infolgedessen aber auch, Weg und Form der Triangulationsketten einheitlich zu wählen. Sie müssen teils an der Küste entlang, teils im Innern des Landes, teils als einfache, teils als Doppelkette, teils als noch breiteres Netz durchgeführt werden, je nach den Bedürfnissen des einzelnen Landes und den zu benutzenden bereits vorhandenen trigonometrischen Arbeiten.

Im einzelnen ist folgender Weg in Aussicht genommen worden: In Finnland wird die in Beobachtung stehende sudfinnische Kette benutzt, die teils als einfache, teils als Doppelkette über die Ålands-Inseln und an der Südküste des finnischen Festlandes entlang fuhr. Etwa in der Höhe von Helsingfors überschreitet der geplante Ring den Finnischen Meerbusen und setzt sich in Estland von der Gegend von Reval als einfache Kette längs der estländischen Küste über die Inseln Dagó und Ösel fort, um alsdann bei Domesnäs nach Lettland überzuspringen. Dieses Land und das anschließende Litauen durchzieht er in größerem Abstände von der Küste als Doppelkette und geht in der Nähe von Tilsit auf das deutsche Netz über. Von diesem sollen die bereits vorhandenen ost- und westpreußischen Haupt-Dreiecksnetze und die Verbindungskette Schubin-Berlin in den Ring einbezogen werden. Das nächste Stück von Berlin durch Vorpommern bis an die Küste in der Gegend von Stralsund, von wo der Anschluß an Dänemark erfolgt, muß neu gemessen werden. In Dänemark kann das fertige und schon veröffentlichte Landesnetz benutzt werden, das auch bereits mit dem schwedischen Haupt-Landesnetz verbunden ist. Das letztere ist in Gitterform angelegt und zum großen Teil auch schon gemessen. Einige Strecken müssen noch beobachtet werden, um den Anschluß an die sudfinnische Kette bei den Ålands-Inseln herzustellen und so den Ring zu schließen.

Die Beratungen über die Einzelheiten der Ausführung der Arbeiten können hier übergangen werden. Sie erfolgten unter dem Gesichtspunkte, daß die Aufgabe in absehbarer Zeit zu Ende geführt werden soll, um bald ein positives Ergebnis zu erzielen. Daraus ergibt sich, daß bei den einzelnen Beobachtungen nur diejenige Genauigkeit anzustreben ist, die zur Erreichung des Zieles, nämlich der Ableitung des Geoides in den Randgebieten der Ostsee, unbedingt notwendig ist. Die Ansprüche, die wir in Deutschland an die Genauigkeit astronomisch-geodätischer Beobachtungen zu stellen gewohnt sind, brauchen deshalb nur in wenigen Punkten innegehalten zu werden. An vielen Stellen können sie zwecks schnellerer Erledigung der Aufgabe herabgesetzt werden.

Den beteiligten Ländern bleibt es jedoch unbenommen, für eigene Zwecke genauer zu beobachten, wo sie es für notwendig halten. Um Einheitlichkeit der Längenmessungen zu erzielen, ist die Eichung sämtlicher zur Verwendung kommender Basisapparate auf der schwedischen Versuchs- und Kontrollbasis auf der Insel Öland vorgesehen worden.

Als ergänzende Arbeiten und Beobachtungen sind Schweremessungen sowohl im Gebiete des astronomisch-geodätischen Ostseeringes, als auch auf der Ostsee selbst in Aussicht genommen, ferner ein Präzisions-Nivellement rings um die Ostsee herum, an das die vorhandenen Meerespiegel angeschlossen werden sollen, und Höhenbestimmungen da, wo die topographischen Karten die Höhen nicht genügend genau zu entnehmen gestatten. Schließlich ist empfohlen worden, auch seismische Beobachtungen in das gemeinsame Arbeitsprogramm aufzunehmen. Von der Einbeziehung erdmagnetischer Beobachtungen wird abgesehen, aber die von Estland unter Leitung von Kapitan v. Gernet bereits in Angriff genommene erdmagnetische Untersuchung der Ostsee wird auf das wärmste begrüßt.

Bezüglich der Organisation ist folgender Beschluß gefaßt worden:

»Die Delegierten der Geodätischen Konferenz werden ihren Regierungen folgenden Beschluß zur Annahme empfehlen:

Die auf der Konferenz vertretenen Staaten vereinigen sich zur gemeinsamen Ausführung geodätischer und geodätisch-astronomischer Arbeiten rings um die Ostsee. Die Regierungen dieser Staaten ernennen je ein stimmberechtigtes Mitglied und bei Bedarf nichtstimmberechtigte Sachverständige, welche zusammen die „Baltische Geodätische Kommission“ bilden. Diese Kommission hat die Aufgabe, die Ausführung der Messungsarbeiten zu überwachen. Sie tritt jährlich einmal zu einer Tagung zusammen. Ihre Geschäfte werden von einem Präsidenten, einem Vizepräsidenten und einem Generalsekretär geführt.

Anderen Staaten, die an den gemeinsamen Arbeiten teilnehmen wollen, ist der Beitritt zur „Baltischen Geodätischen Kommission“ offen gehalten.«

Die Bedeutung der Konferenz besteht darin, daß sie den Weg zu einer wahrhaft internationalen Vereinigung gleichberechtigter Staaten zur gemeinsamen Bearbeitung wissenschaftlicher Aufgaben frei gemacht hat. Moge sie den Erfolg haben, daß die vorgeschlagene Vereinigung nun auch zustande kommt und Bresche legt in den Ring von Haß und Mißgunst, mit dem die deutsche Wissenschaft noch immer eingekreist ist. Der finnischen Regierung aber gebührt warmer Dank, daß sie die neu gewonnene Freiheit zum Ruhme der finnischen Wissenschaft dazu benutzt hat, eine völkerverbindende gemeinsame Arbeit von hoher wissenschaftlicher Bedeutung anzuregen und einzuleiten.

Potsdam, Geodätisches Institut.

Berichte und Referate.

Über die erdmagnetischen Anomalien im Gouvernement Kursk (Rußland) nach P. Lasareff.

(Compt. rend. de l'Ac. d. sc., Paris, Sitzungen vom 3. Dez. 1923, 28. Jan., 7. April,
10. und 23. Juni 1924.)

Im Gouvernement Kursk (halbwegs zwischen Moskau und der Halbinsel Krim) sind zwei in etwa 60 km Abstand einander nahezu parallellaufende, nordwestlich-süd-östlich orientierte Streifen Landes als Gebiete außergewöhnlich starker erdmagnetischer Anomalien seit etwa 50 Jahren bekannt. Der nördliche Streifen erstreckt sich in einer Länge von 250 km von Dmitrowsk (Gouv. Orel) bis nach Sary Osskol (an der Grenze des Gouv. Woronesh); seine Breite schwankt zwischen 2 km in der Mitte bei Schtschigry und 40 km an seinem südöstlichen Ende. Der südliche Streifen, dem die Distrikte von Obojan und Bjelgorod angehören, ist etwa 30 km breit. Die erdmagnetischen Untersuchungen wurden hier nach dem 1918 erfolgten Tode von Leyst, der sich zuletzt einem eingehenden Studium dieser Verhältnisse gewidmet hatte, von einer zu diesem Zwecke eingesetzten Spezialkommission der russischen Akademie der Wissenschaften unter Leitung von P. Lasareff 1919 von neuem aufgenommen.

Im nördlichen Streifen wurde Deklination, Horizontalintensität und Vertikalintensität an 10500 Stationen, im südlichen Streifen an ungefähr 4000 Stationen gemessen. Der nördliche Streifen besitzt eine sehr ausgesprochene magnetische Kammlinie mit den zwischen rund 0.4 und 2.0 I variierenden Maximalwerten von Z ; die Extremwerte finden sich bei Schtschigry und bei Sary Osskol. Die Deklination geht beim Überqueren dieser Linie in südwestlich-nordöstlicher Richtung aus einer östlichen plötzlich in eine westliche über. Im südlichen Streifen sind die Anomalien weniger groß; die Werte von Z schwanken in den Gebieten von Bjelgorod und Obojan zwischen 0.50 und 0.72 I ; eine ausgesprochene magnetische Kammlinie ist nicht vorhanden. Schwermessungen, welche bei Schtschigry und Sary Osskol mittels des Stückratpendels und der Eötvöschenschen Drehwage ausgeführt wurden, lassen erkennen, daß die Variationen der Schwerkraft und der Maxima der Vertikalintensität sich nicht immer decken.

Von besonderer Wichtigkeit für die Aufklärung der Ursachen dieser Anomalien sind nun aber die Tiefbohrungen, von denen elf in nahezu normal zur Kammlinie verlaufenden Richtungen niedergebracht worden sind. Eine bis 447 m Tiefe hinreichende Bohrung bei Schtschigry führte von 154 bis 407 m Tiefe durch Quarzite, welche Magnetit (Magnetisen, Fe_3O_4) enthielten und also 253 m mächtig waren, und stieß dann auf Chloritschiefer und Granitgneis. Etwa 70 m westlich davon wurden diese magnetithaltigen Schichten in 158 m Tiefe angetroffen bei einer Mächtigkeit von nur 103 m, in 200 m Entfernung nach Osten zu dagegen erst in 313 m Tiefe, ohne daß aber hier bis 443 m Tiefe ihre Basis erreicht worden wäre. In den oberen Lagen beträgt das spezifische Gewicht dieses Erzes 3.8 und sein Gehalt an metallischem Eisen 40 Proz.; mit der Tiefe soll indessen dieser Gehalt noch weiter zunehmen. Dem Magnetit ist aber vielfach auch Hämatit (Roteisen, Fe_2O_3) beigesellt, das als Umwandlungsprodukt des Magnetits aufgefaßt wird.

Lasareff halt es nun auf Grund der im allgemeinen beobachteten Konstanz der Schwereanomalie für wahrscheinlich, daß der Eisengehalt in dem ganzen Erzlager doch im wesentlichen gleich ist, und daß die örtlichen Variationen der erdmagnetischen Anomalien nur auf dem Wechsel des Mengenverhältnisses zwischen Magnetit und Hämatit beruhen. Unter gewissen, nach den Bohrungsergebnissen gemachten Annahmen über die Dimensionen der Lagerstätte (zylindrische Gestalt von 200 bis 250 km Länge mit ellip-

tischem Querschnitt von mindestens $6.4 \cdot 10^4$ qm Flächeninhalt) berechnet sich dann die Masse metallischen Eisens zu 20.48 oder zu 33.12 Milliarden Tonnen, je nachdem man als Länge des Zylinders 200 oder 250 km, als spezifisches Gewicht des Erzes 4 oder 4.6 und als Eisengehalt 40 oder 45 Proz. ansetzt. Für die großen Erzlager bei Kiruna im nördlichen Schweden sollen Carlheim-Gyllensköld und Lundbohm eine Eisenmasse zwischen 0.758 und 1.372 Milliarden Tonnen ermittelt haben. Es bleibt abzuwarten, wie weit die noch keineswegs ganz gesicherten Voraussetzungen der oben angegebenen Berechnung bei Fortführung der Bohrungen bestätigt werden, und ob dann die tatsächlichen Befunde die außerordentlichen erdmagnetischen Anomalien auf diesem Wege zu erklären vermögen.

Auf Grund besonderer vereinfachender Voraussetzungen über die Anordnung der Magnetit- und Hamatitmassen errechnet dann Lasareff ferner noch, daß die durch Tiefbohrungen aufgedeckten Eisenerzlager ausreichen, um die beobachtete Schwereanomalie zu erklären. Freilich erscheinen diese Voraussetzungen etwas erzwungen. Es wird nämlich dem Befunde zufolge, daß das Eisenerz in getrennten Massen auftritt, angenommen, daß diese Massen gleich große, sich berührende und zwischen zwei Horizontalebenen gelagerte Kugeln darstellen. Für die obere und untere Grenzfläche wird dann nach den bisherigen Beobachtungen eine Tiefenlage von rund 150 und 450 m angesetzt, so daß für den Kugeldurchmesser 300 m und bei Annahme von 25 solcher Kugeln für die Länge des Lagers 7500 m folgt. Für die vertikale Komponente der Anziehung einer derartigen Massenanzordnung findet Lasareff in der Mitte darüber an der Erdoberfläche den Betrag von 0.006 Dynen, indem er gleichzeitig den gravimetrischen Effekt der weiter abliegenden Eisenerze als vernachlässigbar betrachtet und jetzt als Dichte der störenden Massen 5, als Dichte des Erdbodens 2 einsetzt. Die tatsächliche vertikale Störung der Schwerkraft ist nicht wesentlich abweichend zu 0.008 Dynen beobachtet worden.

Einen Bericht über die hier angestellten Untersuchungen unter besonderer Berücksichtigung der geologischen Verhältnisse hat S. v. Bubnoff auf Grund von Arbeiten in russischer Sprache der Jahre 1921 bis 1922 im Heft 5 von Band I d. Zeitschr. f. angew. Geophysik (Juni 1923) veröffentlicht. Ebendort findet sich im Heft 8 (März 1924) auch noch eine ergänzende Mitteilung desselben Verfassers, welche die Ergebnisse bis Dezember 1923 berücksichtigt. In einer auf den amtlichen Bohrberichten bis 1. April 1924 fußenden Besprechung (Stahl u Eisen, 10. Juli 1924) kommt S. v. Bubnoff in starker Abweichung von der oben angegebenen auffallend hohen Lasareffschen Berechnung zu einer Eisenmenge von nur 120 Millionen Tonnen.

E. Tams.

Die seismische Bodenunruhe in Zi-ka-wei.

(Bemerkungen zu Untersuchungen von E. Gherzi.)

Von B. Gutenberg in Darmstadt.

In einer durch ihre zahlreichen Kurvenabbildungen äußerst wertvollen Untersuchung hat sich E. Gherzi¹⁾ mit der Bodenunruhe in Zi-ka-wei befaßt. Leider war ihm ein erheblicher Teil der Literatur über dieses Gebiet nicht zugänglich, ein anderer nur aus Zitaten bekannt. Er unterscheidet in Zi-ka-wei vier Arten der Bodenunruhe:

1. Bodenunruhe mit Perioden von 4 bis 8 Sekunden; die Wellenform ist regelmäßig und meist sinuskurvenartig mit Ab- und Zunahme der Amplituden. Als Ursache der Bewegung nimmt Gherzi rhythmische Stöße an, die von starken Zyklonen während ihrer Fortbewegung auf das Meer und von diesem auf das Land übertragen werden; sobald das Depressionszentrum auf das Land übergeht, werden die Bewegungen unregelmäßig. — Ein Vergleich mit den Untersuchungen von F. Linke²⁾ für Samoa zeigt, daß wir es in beiden Fällen mit den gleichen Erscheinungen zu tun haben. Die von

F Linke nicht nur in diesem Falle festgestellte Tatsache, daß die Bewegung um so regelmäßiger und die Perioden um so größer werden, je weiter sich das Sturmzentrum entfernt und umgekehrt, entspricht durchaus den Ergebnissen und Abbildungen von Gherzi. Im Gegensatz zu Gherzi können wir aber feststellen, daß die Theorie von F. Linke, nach der die regelmäßige Bewegung von ferneren Brandungen, die unregelmäßige, kurzperiodische, von nahen Brandungen herrührt, heute von den meisten Forschern geteilt wird [eingehende Angaben hierüber in ³⁾] und auch von Somville nicht widerlegt wurde; die Ansichten von Linke sind auch physikalisch viel plausibler als die Theorie von Gherzi, die voraussetzt, daß erhebliche kurzperiodische Druckschwankungen über größeren Gebieten gleichzeitig auftreten. Daß große Druckunterschiede an und für sich Bewegungen hervorrufen, haben F. Omori, F. Linke und B. Gutenberg festgestellt, und zwar bewirken sie langperiodische unregelmäßige Wellen und Neigungsänderungen.

2. Sägeartige Bewegungen mit Perioden von 2 bis 6 Sekunden. Gherzi findet einen Zusammenhang mit lokalen Winden, hält aber auch eine Wirkung von lokalen Brandungen, die wohl die Ursache sind, für nicht ausgeschlossen.

3. Unregelmäßige Wellen mit Perioden von 12 bis 30 Sekunden, manchmal bis 4, selten 5 Minuten. Ein Vergleich mit Aufzeichnungen an anderen Stationen zeigt, daß es sich nicht, wie Gherzi annimmt, um die von O. Hecker⁴⁾ festgestellte regelmäßige Bewegung (durch Wind) handelt, daß diese Art der Bodenunruhe vielmehr mit der von B. Gutenberg⁵⁾ 1910 in Göttingen festgestellten Bewegung durch Frost identisch ist. In der Tat findet auch Gherzi, daß der Frost die Ursache ist, daß die Wellen bei dessen Aufhören verschwinden und in den kalten Tagesstunden besonders heftig sind. Er bestätigt somit alle Ergebnisse von Gutenberg. Der Unterschied in den Periodengrößen rührt daher, daß die beiden von Gutenberg in Göttingen benutzten Pendel infolge ihrer Eigenperiode von etwa 1 Minute lange Wellen verhältnismäßig stärker vergrößerten als das Galitzinverikalpendel in Zi-ka-wei, das Gherzi benutzte, mit seiner Periode von 15 Sekunden.

4. Unregelmäßige, langsame Bewegungen. Die Ursache dürfte in direkten Einflüssen auf das Pendel (Erdmagnetismus? Temperatur?) zu suchen sein.

Literatur.

1) E. Gherzi Étude sur les microséismes. Zi-ka-wei 1924.

2) F. Linke Die Brandungsbewegungen des Erdbodens. Abh. d. K. Ges. d. Wissensch. Göttingen, N. F. 7, 1909

3) B. Gutenberg. Die seismische Bodenunruhe. Sammlung geophys. Schriften Nr. 3. Berlin, Verlag Borntrager, 1924

4) O. Hecker. Seismometrische Beobachtungen in Potsdam 1905. Veröffentl. d. geodat. Instituts Potsdam 1906, Nr. 29.

5) B. Gutenberg. Die seismische Bodenunruhe. Dissert. Göttingen 1911. Beitr. z. Geophysik **11**, 314 (1912); Vorl. Mittell. in Phys. Zeitschr. **11**, 1184 (1910).

Das Polarlichtspektrum und die Konstitution der oberen Atmosphäre.

Von G. Angenheister.

Unsere Kenntnis von der Konstitution der oberen Atmosphäre (über 50 km) ist sehr mangelhaft. Temperatur, Druck und Zusammensetzung in diesen Höhen ist unbekannt. Man hat zwar auf Grund theoretischer Erwägungen und Extrapolationen Angaben über diese Größen zu machen versucht. Aber diese Angaben sind mit den Beobachtungstatsachen schwer vereinbar.

Die Lehre vom Strahlungsgleichgewicht führt zu der Vorstellung, daß über der Troposphäre in etwa 10 km Höhe eine isotherme Schicht (von etwa -66°C) beginnt und bis zur Grenze der Atmosphäre reicht.

Die Beobachtung hat eine nahezu isotherme Schicht nachgewiesen; sie beginnt in 8 bis 15 km Höhe und ließ sich bis rund 30 km Höhe verfolgen; höher reichen die Beobachtungen nicht; ihre Temperatur liegt in mittleren Breiten zwischen -40 und -60°C , in niederen Breiten etwa 10° niedriger. In dieser Schicht beginnt meist zwischen 15 und 20 km ein geringer Temperaturanstieg, der dann bis zur höchsten erreichten Höhe (30 km) anhält.

Die Berechnung der Partialdrucke in hohen Höhen geht aus von der Beziehung

$$p_{h_2} = p_0 e^{-\frac{g}{R} M \left(\frac{h_1 - h_0}{T_1} + \frac{h_2 - h_1}{T_2} \right)},$$

die den Druck eines Gases vom Molekulargewicht M und der Temperatur T im Schwerfeld bestimmt. Man nimmt dabei gewöhnlich eine aus zwei Schichten bestehende Atmosphäre an, die Troposphäre von der Höhe h_1 und der mittleren Temperatur T_1 , und die isotherme Schicht von der Dicke $h_2 - h_1$, deren Temperatur man gleich T_2 setzt.

Die volumprozentuale Zusammensetzung der Atmosphäre in großen Höhen berechnet man dann aus der Zusammensetzung am Boden mit Hilfe der obigen Gleichung. Der Gehalt der Atmosphäre an leichten Gasen (H und He) am Boden ist sehr gering und unsicher bestimmt. Die Größenordnung für H soll 0.003 Vol.-Proz. sein; für He noch zehnmal weniger. Ist aber H und He unten in solchen Mengen vorhanden, so müßte schon in 100 km Höhe der Partialdruck dieser Gase den von N und O vielfach überwiegen, d. h. volumprozentual bestände die Atmosphäre über 100 km praktisch vorwiegend aus leichten Gasen. Unter den obigen Annahmen über die Druckänderung mit der Höhe, über die Temperaturverhältnisse und über die Zusammensetzung am Boden würde die Anzahl der Stickstoff- und Sauerstoffmoleküle in 200 km Höhe rund 1 bis 10 Millionen pro cm^3 , in 300 km 1 bis 0.1 pro cm^3 betragen, in 400 km Höhe nur etwa ebensoviel pro m^3 . Die Anzahl der Wasserstoffmoleküle würde sich aber in 300 und auch in 400 km Höhe noch auf Billionen pro cm^3 belaufen.

Die Beobachtungen, die nun besonders geeignet sind, Aufschluß über die obere Atmosphäre zu geben, sind Polarlichter. Ihre Höhe ist durch sorgfältige Messungen von Störmer, Vegard und anderen bestimmt. Die untere Grenze, bis zu der die Polarlichter herabsteigen, liegt in den allermeisten Fällen zwischen 90 und 140 km, sehr selten und nur sehr wenige Kilometer tiefer. Die obere Grenze, bis zu der sie emporgehen, in den meisten Fällen zwischen 125 und 200 km, seltener zwischen 200 und 300 und nur vereinzelt darüber hinaus, bei langen Polarlichtstrahlen bis 400, 500, ja sogar bis 700 km.

Das Spektrum der Polarlichter ist in den letzten Jahren eingehend untersucht worden, von Lord Rayleigh, von Babcock und besonders von Vegard. Lord Rayleigh konnte feststellen, daß am gewöhnlichen Nachthimmel die grüne Polarlichtlinie vorhanden ist, aber keine Stickstofflinie. Im Polarlicht dagegen fand er die Stickstofflinien stärker als die grüne Linie. Die Polarlichtlinie scheint daher in der Atmosphäre leichter anregbar zu sein, als die Stickstofflinien.

Lord Rayleigh¹⁾ unterscheidet nun zwischen der intensiven Polarlichtentfaltung hoher Breiten und dem stets vorhandenem schwachem Leuchten des Nachthimmels im Licht der grünen Linie. Nach kürzlich angestellten Beobachtungen in verschiedenen geographischen Breiten (England bis Kap der guten Hoffnung), zeigte das letztere wenig Intensitätsänderung in Abhängigkeit von der Breite. Lord Rayleigh hält es für ein Nachleuchten, das an der Tagseite durch die Sonne angeregt wird.

Babcock²⁾ bestimmte in Mt. Wilson mit dem Etalon nach Fabry-Perot die Wellenlänge der grünen Polarlichtlinie mit großer Genauigkeit zu $5577.350 \pm 0.001 \text{ \AA}$. Die Breite dieser Linie ergab sich kleiner als 0.035 \AA . Er benutzte zu diesen Bestimmungen den gewöhnlichen Nachthimmel. Dies ist bisher wohl die einzige Bestimmung der Breite

der grünen Linie. Nach der kinetischen Gastheorie ergibt sich der Dopplereffekt infolge der Bewegung der leuchtenden Zentren zu

$$\lambda = 0.82 \times 10^{-6} \lambda \sqrt{\frac{T}{M}}.$$

Da die Breite der Linie bei den Messungen in Mt. Wilson nicht mehr als 0.035 Å betrug, so müßte dort für eine leuchtende Wasserstoffschicht die Temperatur T höchstens 55° abs betragen; für schwerere Gase kann die Temperatur auch höher sein, für Helium 228° abs.

Sehr eingehende Untersuchungen über das Spektrum des Polarlichtes hat Vegard³⁾ unternommen: Aufnahmen in der Natur und Vergleichsmessungen im Laboratorium. Von 35 ausgemessenen Polarlichtlinien schreibt er 29 dem Stickstoff zu; 2 sind vielleicht N-Banden und 4 Linien, darunter die gelbgrüne Polarlichtlinie, konnte er nicht identifizieren, weder mit bekannten Linien von N noch von H oder He. Da keine bekannten H- oder He-Linien auftreten, so glaubte Vegard, daß H und He nicht in der oberen Atmosphäre enthalten ist. Von O nimmt er an, daß es gegenüber dem leichteren Stickstoff zurücktritt. So kommt er zum Schluß, daß die vier nicht identifizierten Linien doch dem N zuzuordnen sind. Besonders spricht nach Vegard dafür, daß die Intensität der grünen Linie sich relativ zur Intensität der Stickstoffbanden nicht mit der Höhe ändert.

Die Lichtstärke des Polarlichtes ist der Größenordnung nach vergleichbar mit der Wirkung eines Kathodenstrahlbündels in einem Entladungsrohr bei 100 $\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$ Druck und 10^{-6} Amp. Stromstärke. Es ist schwer vorstellbar, wie diese Lichtstärken noch zustande kommen sollen in einer Höhe, wo nur ein Stickstoffatom auf 1 cbm kommt, selbst wenn die Dicke der leuchtenden Schicht 100 km beträgt. Es wären dazu unmögliche Elektronendichten von 10^{19} pro cm^3 notwendig. Die elektrostatische Abstoßung würde die Elektronen dann auch auseinander treiben*).

Diese Überlegung veranlaßten Vegard zu einer kühnen Hypothese. Um größere Stickstoffdichten zu erhalten, nimmt er an, daß außer dem Schwerefeld auch noch ein elektrostatisches Feld in der oberen Atmosphäre wirksam ist. Ferner soll die Temperatur sehr niedrig sein, so daß der Stickstoff an Ionen kondensiert oder kristallisiert und sich im elektrostatischen Felde bewegt; je nach der Größe und Ladung sinkt, schwebt oder auswärts getrieben wird. (Bei 50° abs. beträgt der Sättigungsdruck aber noch 4 mm!) An diesem Stickstoffstaub soll die gelbgrüne Polarlichtlinie erregt werden. Auf Grund dieser Vorstellung hat Vegard nun im Kältelaboratorium von Kamerlingh Onnes in Leiden an festem Stickstoff die Polarlichtlinie zu reproduzieren versucht. Dies ist bis zu einem bestimmten Grade gelungen. Vegard ließ Stickstoff gegen eine von innen mit flüssigem Wasserstoff gekühlte Antikathode strömen. Auf dieser bildete sich dann eine Schicht festen Stickstoffs von 0.5 bis 1 mm Dicke, die mit Kathodenstrahlen beschickt wurde. Bei 75 Volt ergab sich ein schwaches Leuchten der Stickstoffschicht, bei 200 Volt trat die blaugrüne Polarlichtlinie N_2 (5230 Å) als Bande auf; bei 400 Volt trat eine Bande N_1 in der Nähe der gelbgrünen Polarlichtlinie 5577 Å hinzu. Letztere nahm bei 500 und 750 Volt stark an Intensität zu. Die Breite der Bande N_1 betrug über 100 Å. Außerdem konnten noch neun Linien und Banden ausgemessen werden, die alle dem Spektrum des gasförmigen Stickstoffs angehören und auch im Polarlicht auftreten. Nach Ende der Bestrahlung wurde ein grünes Nachleuchten beobachtet, das als Phosphoreszenz der Stickstoffkristalle zu deuten ist. Es ist hierdurch zum ersten Male gelungen, das Polarlichtspektrum im Laboratorium in großer Annäherung nachzumachen, und zwar unter bestimmten Bedingungen, die, falls sie für die Erzeugung

*) Lindemann und Dobson⁴⁾ haben die Gasmenge berechnet, die Meteore durchqueren müssen, um aufzuleuchten. Sie fanden daraus Gasdichten für 100 km Höhe, die erheblich höher sind, als die gewöhnlich berechneten. Um die erforderlichen Gasdichten zu erhalten, nehmen sie an, daß die Temperatur in diesen Höhen beträchtlich höher ist, als gewöhnlich angenommen wird, nämlich 300° abs.

dieses Spektrums unerlässlich sind, einen Schluß auf die Konstitution der oberen Atmosphäre und über die Art der anregenden Strahlung erlauben würden.

Die Unsicherheit, die diesen ersten orientierenden Versuchen anhaften, sind naturgemäß beträchtlich. In der Natur zeigt sich die grüngelbe Linie (5577) als scharfe Linie; im Laboratorium zeigte die Bande oder Gruppe N_1 eine Breite von über 100 Å. Erstaunlich ist ferner, daß ein hohes Anregungspotential notwendig ist, um N_1 hervorzurufen, während die anderen Linien schon bei geringerem Potential auftraten. In der Natur tritt umgekehrt die grüngelbe Linie stets, die Stickstofflinien nur bei sichtbarem Polarlicht auf.

Zurzeit werden im II. physikalischen Institut in Göttingen Untersuchungen des Sauerstoffspektrums vorgenommen. Von J. Frank und G. Cario wird die Ansicht vertreten, daß die gelbgrüne (5577) und blaugrüne (5230) Linie des Polarlichtes dem Sauerstoffspektrum angehört, und zwar sollen sie die Nulllinien der stärksten Banden des Sauerstoffmoleküls darstellen. Diese Bandenspektren wurden im Laboratorium in großer Dispersion aufgenommen und ausgemessen. Es soll nun die Gesetzmäßigkeit der Bande bestimmt werden und die Nulllinien ermittelt werden. Diese Untersuchung ist noch nicht abgeschlossen. Wohl aber ist es inzwischen Cario⁶⁾ gelungen, bei Zimmertemperatur an reinem Sauerstoff die gelbgrüne (bei 5577 Å) und blaugrüne Bande bei (5230 Å) in Lage und Breite ebenso zu erhalten wie Vegard sie an festem Stickstoff beobachten konnte. In einem Gemisch von Sauerstoff und Stickstoff trat dann bei Zimmertemperatur und 25 Volt Anregung zu den obigen beiden Banden das Spektrum des gasförmigen Stickstoffs hinzu, so daß Cario hierdurch ein Spektrum erhielt, das dem von Vegard an festem Stickstoff gewonnenen überraschend gleicht. Es liegt danach der Verdacht nahe, wie Cario betont, daß der von Vegard benutzte Stickstoff nicht rein, sondern durch Sauerstoff verunreinigt gewesen ist und sich der leichter kondensierbare Sauerstoff in der festen Stickstoffschicht angereichert hat. Bei der starken Beschickung mit Kathodenstrahlen, die notwendig war, um die gelbgrünen und blaugrünen Bande zu erzeugen, ist dann der feste Stickstoff und Sauerstoff erwärmt, verdampft und angeregt worden. Auch das Nachleuchten, das Vegard erhielt, deutete auf eine Verunreinigung.

Es ist möglich, daß bei den äußerst niederen Drucken und den Temperaturverhältnissen der oberen Atmosphäre die gelbgrüne Bande des gasförmigen Sauerstoffs auf die Lage 5577 und auf die Breite von 0.035 Å als Nulllinie zusammenschrumpft, wie sie in der Natur in Mt. Wilson beobachtet wurde.

In Mt. Wilson lagen die bei gewöhnlichem Nachthimmel benutzten leuchtenden Schichten vermutlich — der niederen geographischen Breite entsprechend — in großen Höhen. In höheren geographischen Breiten reichen die leuchtenden Schichten bei starker Polarlichtentwicklung tiefer herab. Dort sind dann bei den größeren Drucken auch größere Breiten der gelbgrünen Linie zu erwarten. Aus der Breite der gelbgrünen Polarlichtlinie, beobachtet an Polarlichtern in verschiedenen Höhen, würde man vielleicht auf die Druck- und Temperaturverhältnisse der leuchtenden Schichten schließen können. Im Laboratorium wird man nur schwer diese Verhältnisse nachahmen und die gelbgrünen Bande so schmal wie in Mt. Wilson erhalten können. Denn bei geringen Drucken tiefer Temperatur und geringer Anregung wird man nur sehr geringe Intensitäten erhalten. Bei höheren Drucken und starker Anregung aber Erwärmung und Verbreiterung.

Zu den Beobachtungen von Cario hat Vegard⁶⁾ bemerkt, daß ihm diese Sauerstoffbanden bekannt sind, und daß er jetzt auch am festen Sauerstoff besonders die gelbgrüne Bande beobachten konnte. Das Nachleuchten zeige sich aber gerade am reinsten Stickstoff (Bariumacidstickstoff) bei 35⁰ abs. besonders stark, jedoch nicht bei festem Sauerstoff. Geringe Beimengungen von Sauerstoff zum Stickstoff drücken den Effekt herab.

Inzwischen haben auch Mc. Lennan und Shrum⁷⁾ das Leuchten von Wasserstoff, Helium, Stickstoff und Argon bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffes untersucht. Bei elektrischer Anregung zeigten nur Ar und N Linien in der Nähe, aber nicht koinzidierend mit der grünen Polarlichtlinie. Fester Ar und besonders N phosphoreszieren hell. Eine Bestätigung der Vegardschen Theorie können diese Autoren nicht in ihren Ergebnissen erblicken. Zurzeit werden Versuche an festem Wasserstoff gemacht.

Literatur.

- 1) Lord Rayleigh Proc. Roy. Soc. **101**, 312 (1922), Nature **110**, 769 (1922) u. 5. Juli 1924, Proc. Roy. Soc. **106**, 117 (1924), Aug.
- 2) Babcock. Astr. phys. Journ. May 1923.
- 3) Vegard. Phil. Mag. Juli 1923, Okt. 1923; ZS. f. Phys. **16**, 367 (1923), Kon. Akad. Amsterdam Proc. **27**, 1924.
- 4) Lindemann u. Dobson Proc. Roy. Soc **102**, 411.
- 5) Cario. Naturwissenschaften, Juli 1924.
- 6) Vegard: Naturwissenschaften. August 1924.
- 7) Mc. Lennan u. Shrum: Nature 5. Juli 1924; Proc. Roy. Soc. **106**, 138 (1924), Aug.

Wellmann, H.: Über die Untersuchung der Perioden der Nachläuferwellen in Fernbebenregistrierungen auf Grund Hamburger und geeigneter Beobachtungen. Dissertation Hamburg 1923.

Unter Berücksichtigung eines umfangreichen Bebenmaterials werden die Untersuchungen über die Perioden der Nachläuferwellen, wie sie für die Göttinger- und Samoa-beobachtungen schon vorliegen, auf die Aufzeichnungen der Stationen Hamburg und Rocca di Papa ausgedehnt. Es ergab sich für den kontinentalen Wellenweg die Hauptperiode von 12 Sekunden, also eine Bestätigung der früheren Resultate, für den subozeanischen Wellenweg dagegen an Stelle der früher gefundenen Periode von 18 Sekunden für Göttingen die Periode von 16 Sekunden. Vergleichende Messungen für das San Franzisko-Beben vom 18. April 1906 zeigen das Vorherrschen dieser Periode bei den europäischen Stationen.

Ferner wird auch ein Anwachsen der Perioden mit wachsender Herdentfernung festgestellt, und zwar bei kontinentalem Wellenweg von 8 Sekunden bei 1 Megameter Entfernung mit fast geradlinigem Verlauf auf 13 Sekunden bei 11 Megameter Entfernung, und bei subozeanischem Wellenweg von 10 Sekunden bei 3 Megameter Entfernung auf 15 Sekunden bei 9 Megameter Entfernung. Zwischen 9 Megameter und 16 Megameter Entfernung findet ein allmähliches Ansteigen auf 16 Sekunden statt.

Vergleicht man die Nachläuferperioden in bezug auf Intensitäten, so zeigen Beben aus gleichen Epizentralgebieten größere Perioden bei größeren Intensitäten, z. B.

Herd	Beschleunigung in Milligal	Mittlere Periode
Mittelitalien	{ 3.8	6,4
	{ > 20	11,1

Der Arbeit vorangestellt ist eine chronologisch und nach Epizentralgebieten geordnete Zusammenstellung von 400 Erdbeben. Das umfangreiche Auswertungsmaterial der einzelnen Erdbeben stellt eine wichtige Grundlage für weitere Untersuchungen dar. Krumbach.

Wilip, I.: Emergenzwinkel, Unstetigkeitsflächen, Laufzeit. Dorpat 1924.

Die Untersuchungsmethoden zur Erforschung des Erdinnern aus den Laufzeitkurven erfahren eine Erweiterung durch Bestimmung der scheinbaren Emergenzwinkel der Erdbebenstrahlen. Messungen von Emergenzwinkeln zeigen oft Abweichungen von den Werten, die auf Grund der Laufzeitkurven zu erwarten sind. Diese Abweichungen sind auf Reflexionen und Brechungen der Strahlen an inneren Unstetigkeitsflächen zurückzuführen. Eine genaue Bestimmung der Emergenzwinkel ermöglicht daher Rückschlüsse auf das Erdinnere. Eine Erweiterung des Beobachtungsmaterials wird durch Berücksichtigung der Reflexionen gegeben. Es ergibt sich, daß die Werte für die Strahlen PR_I , PR_{II} für eine Entfernung Δ den direkten Strahlen P für $\Delta/2$ bzw. $\Delta/3$ genau entsprechen. Mit Hilfe dieser Methode wird eine große Geschwindigkeitszunahme in 380 km Tiefe und eine stark reflektierende Unstetigkeitsfläche in 500 km Tiefe bestimmt.

Diese Untersuchungen zeigen die außerordentlich wichtige Bedeutung hochempfindlicher Vertikalseismographen für die moderne Seismometrie. Krumbach.

Literaturverzeichnis.

(Seit 1. Januar 1924, Einteilung siehe S. 1 Zur Einführung.)

I. Bewegung und Konstitution der Erde.

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung

- F. Harms: Zur Demonstration des Foucaultschen Pendelversuchs. *Phys. Zeitschr.* **25**, 96 (1924).
H. Kaul: Zum Rotationsgesetz der Planeten. *Astr. Nachr.* **220**, 204 (1924).
H. Wehner. Über den Verlauf der Polhöhenchwankung. *Ebenda*, S 389.
Fr. Nölke. Muß die Darwinsche Erklärung der Entwicklung des Erdmondes aufgegeben werden? (Einfluß der Gezeitenreibung von Erde und Mond auf deren Rotationsdauer.) *Ebenda*, S 269
Royal Observatory Greenwich. Preliminary Values of the Variations of the Latitude of Greenwich. *Monthl Not. Roy astr. Soc., Geophys. Suppl.* **1**, 4 (1924).
J. L. Synge. The Influence of the Earth's Rotation on a Top. *Phil. Mag.* 1924, S. 525.

2. Masse, Schwere, Figur, Dichte, Elastizität der Erde.

- T. Matukuma: Deviation of Plumb Lines near Tôkyô. *Japan. Journ of Astr a Geophys* **2**, 1 (1924).
F. D. Kowatscheff Über das Geoid und seinen Gang in Bulgarien. *Astr. Nach* **221**, 145 (1924).
A. Galle. Ein Algorithmus der Lotabweichungsgleichungen. *Ebenda*, S. 113.
Vicente Inglada: Las observaciones gravimétricas. *Rev. Acad. Madrid* **21** (1924), März.
Soler: Prima campagna gravimetrica sul Carso. *Atti Reale accad. Roma* **33** (1924), Nr. 5.
De Sitter: On the flattening and the constitution of the earth. *Proc. Kon. Acad. v. Wet. Amsterdam* **27** (1924), Nr. 3 u. 4.
H. Jeffreys: On the Radau transformation in the theory of the Figure of the Earth. *Monthl. Not. Roy. astr. Soc., Geophys. Suppl.* **1** (1924), Nr. 4
P. Nikiforov. Sur le variomètre de gravité d'Eötvös. *Acad. d. Sc. d. Russie, C. R. d. Seances d. l. Comm. sismiques permanente.* T. VII, 3. Leningrad 1924, p 343.
Derselbe Sur le calcul de la position d'équilibre de la balance à torsion d'après les ordonnées de la courbe du mouvement propre. *Ebenda*, S. 382.
Prey. Bestimmung der Schwere auf dem Ozean. *Naturwiss.* 1924, S. 312.

3. Zusammensetzung, Druck, Temperatur des Erdkörpers, des Meeres und der Atmosphäre, Aggregatzustand des Erdkörpers.

- G. Tammann: Die Entstehung des freien Sauerstoffs der Luft. *Zeitschr. f. phys. Chem.,* **Nernstband** 1924.
Derselbe: Zur Analyse des Erdinnern. II. *Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chemie* **134** (1924).
G. Linck Aufbau des Erdballs (Rede). 23 S. Jena, Verlag Gustav Fischer, 1924.
A Schumacher: Zur Genauigkeit der Temperaturmessung mit dem Richterschen Tiefsee-Umkippthermometer. *Ann. d. Hydr.* 1924, S. 148.
S. N Sen. On the distribution of air density over the globe. *Quat. Journ. R Met. Soc.* **50**, 29 (1924).
A. Day u. a.: 14 Aufsätze über: The temperature of the hot springs and the sources of their heat and water supply. *Journ. of Geology* **32**, 177 ff. (1924).

4. Massenverteilung im Erdinnern, isostatische Lagerung

- H. Haalck: Über die Lagerung der Massen im Innern der Erde und deren Elastizitätskonstante auf Grund der neuesten Forschungsergebnisse. *Zeitschr. f. angew. Geophys.* **1**, 257 (1924).

- St. Mohorovičić. Über die Konstitution des Erdinnern. *Astr. Nachr* **220**, 245 (1924).
C. G. S. Sandberg. Geodynamische Probleme. I. Isostasie und die ursächliche Einheit von Gebirgsbildung und Vulkanismus. 69 S., 17 Abb., 5 Taf. Berlin, Verlag Gebr. Borntraeger, 1924.
A. Alessio: Doubts and suggestions on terrestrial isostasy. *Geogr. Journ.* 1924, Jan.
W. Bowie. Abnormal densities in the earth's crust disclosed by analysis of geodetic data. *Ebenda*, 1924, Jan.

II. Deformationen, Strömungen, Schwingungen.

1. Geologische Hebungen und Senkungen, Faltung, Gebirgsbildung, Vereisung, Gletscherbildung.

- W. H. Bucher: The pattern of the earth mobile belts. *Journ. of Geology* **32**, 265 (1924).
Ph. Negris: Objections à la dérive des continents. *Compt. rend.* **178**, Paris 1924, N. 16.
H. v. Ficker. Über die eiszeitliche Vergletscherung innerasiatischer Gebiete. *Meteorol. Zeitschr* **41**, 116, 1924.
J. Königsberger. Das experimentelle und theoretische Studium des Faltungsvorganges in der Natur. *Naturwiss.* 1924, S. 568.
R. Stoneley. The Shrinkage of the Earth Crust through Diminishing Rotation. *Monthl. Not. Roy. astr. Soc., Geophys. Suppl.* **1** (1924), Nr. 4.
E. Belot: La genèse des continents et des mers. *Compt. rend* **178**, Paris 1924, Nr 6.
E. Tams. Die Fortschritte in der Dynamik der festen Rinde. *Literaturübersicht 1913 bis 1921.* *Geogr. Jahrb.* **39**, Gotha 1924.
F. M. Exner: Zur Physik der Dünen. *Geografiska Annaler* **6**, 98 (1924).
J. L. Wilser: Neuzeitliche Erdkrustenbewegung in Frankreich. *Zentralbl. f. Min., Geol. u. Pal.* 1924, S. 486.
O. Matoušek: Studien aus der vergleichenden kosmischen Geologie (Mond). *Ebenda*, S. 10.
Edw. Hennig: Zur Genese des ostafrikanischen Grabensystems. *Ebenda*, S. 270.
F. Rinne: Bemerkungen zur Erdtektonik unter Verwertung von Erfahrungen an Salzlagerstätten. *Ebenda*, S. 289.
R. Schwinner: Scherung, der Zentralbegriff der Tektonik. *Ebenda*, S. 469.

2. Gezeiten der Atmosphäre des Meeres und der festen Erdrinde.

- A. Schumacher: Darstellung des Gezeitenvorganges in der Nordsee durch Isohypsenkarten der Meeresoberfläche. *Ann. d. Hydr.* **52**, 53 (1924).
H. Thorade. Gezeitenarbeiten des Tidal Institute in Liverpool. *Ebenda*, S. 58.
Fichot: Sur les caractères topographiques de la sur flace d'onde marée dans les mers ouvertes. *Compt. rend* **178**, Nr. 13, Paris 1924.
A. T. Doodson: The tides and the work of the Tidal Institute, Liverpool. *Geogr. Journ.* 1924, Nr. 2.
G. T. Rude. The tidal and current work of the Coast and Geodetic Survey. *Journ. Frankl Inst* 1924, Nr 1 u. 2.
H. Rauschelbach: Die deutsche Gezeitenflutenmaschine. *Zeitschr. f. Instrkde.* 1924, Juli
A. T. Dobson. Meteorological Perturbations of Sea Level and Tides. *Monthl. Not., Roy. astr. Soc* 1924, *Geophys. Suppl.* **1**, Nr. 4.
A. Defant: Die Gezeiten des Atlantischen Ozeans und des Arktischen Meeres. *Ann. d Hydr.* **52**, 153 (1924).
H. Rauschelbach: Über eine elektrische Pegelfernübertragung. *Ebenda*, S. 169.
H. Thorade. Flutstundenlinien und Flutwellen. *Ebenda*, S. 27.
S. Chapman: The lunar atmospheric tide at Mauritius and Tiflis. *Quat. Journ. Roy Met. Soc.* **50**, 99 (1924).

3. Wellenbewegungen und Störungen in Luft und Wasser.

- K. Uller: Die Theorie der gebundenen Wellen in der reinen Hydro- und Atmosphäre. *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* **5** (1924), Nr. 2.

- T. Kobayasi: On the Mechanism of Cyclones and Anticyclones. Japan Journ. of Astr. a. Geophys. **1**, 219 (1924).
- D. Brunt: The Dynamics of Cyclones and Anticyclones regarded as Atmospheric Vortices. Proc. Roy. Soc. London (A) **105**, 70 (1924).
- A. W. Lee: The relation of the circulation in the upper air to a circumpolar vortex. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. 1924, Jan.
- F. M. Exner Über die Bildung von Windhosen und Zyklonen. Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien **132**, 1 (1923/24).
- A Defant: Theoretische Überlegungen und experimentelle Untersuchungen zum Aufbau hoher Zyklonen und Antizyklonen. Ebenda, S. 81.
- Derselbe: Ein Beitrag zur Theorie der Polarfront. Meteorol. Zeitschr. **41**, 1 (1924).
- C. S. Durst: The relations ship between current an wind. Quat. Journ. Roy. Met. Soc. **50**, 113 (1924).
- W. Hartmann: Beiträge zu einer Theorie der Tromben. Meteorol. Zeitschr. **41**, 101 (1924).
- F. M. Exner: Neue Untersuchungen über atmosphärische Wirbel (Fujiwahara, Ryd, Ahlborn). Ebenda, S. 175.
- H. v. Ficker Flächen gleichen Druckes bei Berg- und Talwind. Veröffentl. d. Preuß. Meteorol. Inst. 1924, Nr. 320. Tätigkeitsbericht 1920—1923.
- L. F. Richardson. The aerodynamic of sphere's shot upward to measure the wind. Proc. Phys. Soc. **36**, 67 (1924).
- W. Heisenberg: Über Stabilität und Turbulenz von Flüssigkeitsströmen. Ann. d. Phys. **74**, 577 (1924).
- I. R. Lamby: The study of currents in the North Atlantic The Marine Observer 1924, Nr. 4.
- C. Lichteneker: Die Internationale Eispatrouille. Naturwiss. **12**, 632 (1924).
- E. H. Schmith. The ice drift in the North Atlantic Washington, Pilot Chart North. Atl. Ocean 1924, März, Suppl.
- Hollweg: Die Eisberggefahr im Atlantic Deutsche Schifffahrt 1924, März, Suppl.
- O. Meisser: Zur Frage der Entstehung der Seebären. (Plötzliche zeitweise Hebung des Meeresspiegels.) Ann. d. Hydr. **52**, 14 (1924).
- H. Maurer. Zur Entstehung der Seebären. Ebenda, S. 63.
- A. Wegener Luftdruck und Mittelwasser am Danmarks Havn. Ebenda, S. 27.
- H. Thorade: Einige Bemerkungen über Amphidromien. I. Beziehungen zwischen Flutstundenlinien, Schichtlinien und Stromlinien. Ebenda, S. 136.
- G. Kuhlbrodt. Zur Darstellung der mittleren Luft- und Meeresströmungen. Ebenda, S. 116.
- O. Meisser. Säkuläre Schwankungen des Ostseemittelwassers. Ebenda, S. 121.
- G. Hogner. Notes on some new contributions to the theory of ship waves. Stockholm, Arkiv for Math. Astron. och Fysik **18**, 10 (1924).
- H. Jeffreys: On water waves near the shore. Phil Mag. 1924, Juli.
- G. Green: On Waves due to a Single Impulse in Deep and Shallow Water. Ebenda, S. 183.
4. Elastische Deformation, Seismizität der Erde, Seismik, Schallausbreitung in Luft, Wasser und Erde.
- F. Willip: Emergenzwinkel, Unstetigkeitsflächen, Laufzeit Dorpat 1924.
- A. Sieberg: Bemerkenswerte Erdbeben und Vulkanausbrüche des Jahres 1923. Mitt. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch., Jena 1924, Nr. 1.
- A. Sieberg und B. Gutenberg: Das Erdbeben in der chilenischen Provinz Atacama am 10. November 1922. Ebenda, Nr. 3.
- O. Hecker: Zur Gründung der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena. Ebenda, Nr. 3.
- Gaablovitz: Legge armonica de propagazione dei telesismi. Atti accad. dei Lincei, Roma **33**, Nr 2 (1924).
- Agamemnone. Ulteriore ricerche sul terremoto 15. marzo 1923. Ebenda, Nr. 4

- Ch. Maurin et L. Eblé. Sismographe à trois composantes, à enregistrement photographique. *Compt. rend.* **179**, Nr. 5. Paris 1924.
- R Yamamoto: Sur les bases nouvelles de la sismophysique et sur la constitution interne du globe terrestre. *Ann. d Phys.* **1**, Mai/Juni 1924.
- Perry Byerly: Dispersion and energetic distribution in transverse elastic waves. *Phys. Rev.* **23**, 666 (1924).
- H. H. Turner. On a 4 years Periodicity in the frequency of earthquakes. *Month. not. Roy. astr. Soc., Geophys. Suppl.* **1**, Nr 4 (1924).
- Irène Bobr. Sur les mouvements microsismiques d'après les observations de 1914. *Acad. d. Sc. d. Russie, Compt. rend. d. Séances d. l. Comm. sismique permanente.* T. VII, 3, Leningrad 1924, p. 402.
- S. Maliavkin Analyse de l'article. *Dott. Leonardo Ricciardi. Il terremoto del 13 gennaio 1915* Ebenda, p 433.

Fortsetzung der Literatur im nächsten Heft.

Mitteilungen.

88. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte, Innsbruck, vom 21. bis 27. September 1924.

Montag, Dienstag und Mittwoch vormittags allgemeine Sitzungen. Darin unter anderem folgende Vorträge.

- Montag**, 22 September, vormittags c) Prof. Dr. Thoms, Berlin-Dahlem: Über die Erdbebenkatastrophe in Japan am 1. Sept 1923.
- Mittwoch**, 24. September, vormittags: a) Prof. Dr. Penck, Berlin. Das Antlitz der Alpen.
b) Oberbergrat Dr. Ampferer, Wien Die Tektonik der Alpen.
c) Prof. Dr. Klebelsberg, Innsbruck. Die Naturdenkmäler Südtirols.

Abteilung 7: Geophysik.

Gleichzeitig Tagung der Deutschen seismologischen Gesellschaft. Einführender. Prof. Dr. A. Defant; Schriftführer. Privatdozent Dr. A. Schedler. Sitzungsort. Die Abteilung allein tagt stets im Hörsaal des Histologischen Institutes (Anatomisch-histologisches Institut, Müllerstraße 59, 2. Stock). Sitzungslokale für gemeinsame Sitzungen siehe unten. Treffpunkt: Bahnrestaurations.

Mittwoch, 24. September, vormittags. Sitzung der Seismologischen Gesellschaft.

Mittwoch, 24. September, 2.15 Uhr nachmittags

Thema. Seismik und Schwere.

Angemeldete Vorträge.

1. Wiechert, E., Göttingen Seismische Erforschung der Erde.
2. Tams, E., Hamburg Zur Frage des Einflusses von Mond und Luftdruck auf die Stoßfrequenz der voigtländischen Erdbebenschwärme.

3. Gutenberg, B., Darmstadt: Der Aufbau der Erde auf Grund geophysikalischer Beobachtungen.
4. Mainka, Göttingen: Thema vorbehalten.
5. Sieberg, A., Jena: Die makroseismische Ausbreitung des mitteleuropäischen Bebens vom 16. November 1911, vorgeschrieben vom geologischen Aufbau.
6. Reich, Berlin: Experimentelle Seismik und Geologie.
7. Angenheister, G., Göttingen: Referat über die Laufzeitkurve.

Donnerstag, 25. September, 8.30 Uhr vormittags (gemeinsam mit Abt. 10, Geographie).

Thema. Gletscher- und Gewässerkunde.

8. Finsterwalder, S., München. Über den Gepatschferner.
9. Hess, H., Nürnberg: Zur Theorie der Gletscherbewegung.
10. Müllner, J., Innsbruck: Problematisches in der Vereisung der Seen.
11. Merz, A., Berlin. Strom und Wind auf dem Ozean.
12. Forster, A. E., Wien. 30 Jahre hydrographische Zentralkommission.

Donnerstag, 25. September, 2.15 Uhr nachmittags (gemeinsam mit der Abt. für Geologie).

Sitzungsort: Neue Universität, Innrain 52. Auditorium maxim. 102 bis 104.

Thema. Geophysikalisch-geologische Probleme und Methoden.

Angemeldete Vorträge

13. Tammann, G., Göttingen Geochemie und Seismik.
14. Reich, H., Berlin: Die Bedeutung der neuen geophysikalischen Verfahren für die Geologie nach den bisherigen Erfahrungen.
15. Kossmat, J., Leipzig. Die Schwereanomalien Europas in ihrer tektonischen Bedeutung.
16. Born, A., Frankfurt a. M. Die Beziehungen zwischen geologischer Struktur und Schwerezustand Deutschlands.
17. Wegener, A., Graz Die Theorie der Kontinentenverschiebung und ihre Bedeutung für die systematischen und die exakten Geowissenschaften.
18. Heiland, C., Berlin-Lichterfelde. Instrumentelle Neuerungen auf dem Gebiete der angewandten Geophysik.

Freitag, 26. September, 8.30 Uhr vormittags

Thema: Meteorologie.

Angemeldete Vorträge:

19. Ficker, H. v., Berlin Polar- und Äquatorialfront (Referat)
20. Perlewitz, P., Hamburg. Windbeobachtungen in den höheren Luftschichten über den Ozeanen der Tropen für Wissenschaft und Luftfahrt.
21. Myrbach, O., Wien: Das Atmen der Atmosphäre.
22. Wagner, A., Wien: Eine bemerkenswerte periodische Klimaschwankung.
23. Koschmieder, H., Fürth. Theorie der horizontalen Sichtweite.
24. Kofler, M., Wien: Beitrag zur Kritik der Pyrheliometrie.
25. Linke, F., Frankfurt a. M. Über den Trübungsgrad der Atmosphäre.
26. Jensen, Ch. Hamburg-Eppendorf. Atmosphärische Polarisation und Sommerstrahlung.
27. Weickmann, Leipzig: Wellen im Luftmeer.
28. Tor Bergeron, Bergen: Über den thermischen Aufbau der polaren Torpikluft.

Freitag, 26. September, 3 Uhr nachmittags (gemeinsam mit der Abteilung 2: Physik).
Sitzungsort: Hörsaal des Physikalischen Instituts, Schöpfstraße 41, 1. Stock.

Thema: **Erdmagnetismus, Lufterlektrizität, Polarlicht.**

Angemeldete Vorträge:

29. Angenheister, G., Göttingen. Die physikalische Natur des erdmagnetischen Feldes (Referat).
30. Benndorf, H., Graz: Das Hauptproblem der lufterlektrischen Forschung (Referat).
31. Vegard, L., Kristiania. Das Nordlichtspektrum und die höheren Atmosphärenschichten (Referat).
32. Wigand, A., Halle. Methodik und Ergebnisse lufterlektrischer Flugzeugaufstiege (Änderung vorbehalten).
33. Gockel, A., Freiburg: Ionisation der Atmosphäre.
34. Bongards, H., Göttingen. Messungen des Gehalts der Luft an radioaktiven Zerfallprodukten vom Flugzeug aus.
35. Oberguggenberger, V., Innsbruck. Erdstrommessungen im Gebirge.

Am Schlusse der Sitzung. Besprechung über eine Organisation gemeinsamer Arbeiten auf dem Gebiete der Lufterlektrizität.

Die Abt. 21, Innere Medizin, ladet die Abt. 7 zu ihren Sitzungen am Donnerstag, 25. September 1924, nachmittags 2 Uhr s. t., im Kleinen Stadtsaal ein. Es sprechen

1. Dorno, Davos: Die physikalischen Grundlagen der Sonnen- und Himmelsstrahlung und ihre Anwendung in der Therapie.
2. Kestner, Hamburg. Die Wirkung des Klimas auf den gesunden und kranken Menschen.
3. Hellpach, Willy, Karlsruhe. Über die kosmischen Einflüsse im Seelenleben.

Verschiedenes.

Auf den Shetlandinseln ist seit dem 1. Januar 1923 unter Leitung der British Meteorological office ein Observatorium für erdmagnetische Registrierungen und Messungen und für Polarlichtbeobachtungen eingerichtet worden. Die Lage ist $60^{\circ} 09' N$, $1^{\circ} 11' W$. (Terr. Mag. 1924, S. 2).

Die Sternwarte zu Greenwich hat ihr erdmagnetisches Observatorium seit März 1924 wegen Störungen durch elektrische Bahnen nach Abinger ($51^{\circ} 11' 03'' N$; $0^{\circ} 23' 12'' W$, 800 Fuß hoch) verlegt (Terr. Mag. 1924, S. 2).

Inhaltsverzeichnis: Zur Einführung. S. 1. — Ad. Schmidt: Das erdmagnetische Außenfeld. Mit zwei Figuren. S. 3. — E. Wiechert. Seismische Untersuchungen. 1. Mitteilung. Mit zwei Figuren. S. 14. — A. Sieberg. Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911. Mit einer Karte. S. 21. — G. Tammann: Bemerkungen zur Geochemie. Mit fünf Figuren. S. 23. — O. Meißner. Ermittlung der Tiefe von schwerestorenden Massen mittels Drehwaage. Mit vier Figuren. S. 32. — E. A. Ansel. Die Alpen im Lichte ihrer Schwerestörung. Mit einer Figur. S. 36. — L. Prandtl und Tollmien. Die Windverteilung über dem Erdboden. Mit einer Figur. S. 47. — F. Linke: Verwertung von Sonnenstrahlungsmessungen im Flugzeug. Mit einer Figur. S. 55. — M. Schuler. Der Kreiselschwererichtungsmesser. Mit drei Figuren. S. 59. — Ernst Kohlschütter: Die geodätische Konferenz in Helsingfors im Sommer 1924. S. 65. — **Berichte und Referate:** E. Tams: Die Anomalie von Kursk. S. 68. — B. Gutenberg. Mikroseismische Bodenunruhe in Zi-ka-wei. S. 69. — G. Angenheister. Das Polarlicht und die Konstitution der oberen Atmosphäre. S. 70. — Krumbach: Referate. S. 74. — **Literaturverzeichnis.** S. 75. — **Mitteilungen:** Programm der Naturforscherversammlung in Innsbruck. S. 78. — **Verschiedenes.** S. 80.

Die topographische Korrektur bei Schweremessungen mittels einer Torsionswaage.

Von W. Schweydar.

Bei Verwendung der Torsionswaage nach dem Prinzip von Eötvös erhält man, wie bekannt, gewisse zweite Differentialquotienten des Potentials der Schwerkraft nach den Koordinaten, d. h. die horizontalen Gradienten der Schwerkraft und gewisse Größen, die sich auf die Krümmung der Niveauflächen beziehen, und im folgenden kurz „Krümmungsgrößen“ genannt werden. Die unmittelbaren Meßergebnisse sind beeinflusst durch die Massen unter dem Horizont des Fußpunktes des Instrumentes, wie auch durch alle Massen, die darüberliegen, d. h. durch die Erhebungen und Senkungen, welche das Gelände bildet. Da besonders für den Geologen nur die Wirkung der unterirdischen Massen von Interesse ist, so muß der Effekt der Unregelmäßigkeiten des Geländes, die sogenannte Geländewirkung berechnet und von dem Meßergebnis in Abzug gebracht werden. Eine solche Berechnung ist nur unter mehr oder minder genauen Angaben über die mathematische Form des Geländes möglich. Hierdurch ist der Genauigkeit der Bestimmung der unterirdischen Massen eine gewisse Grenze gezogen, so daß im allgemeinen eine Steigerung der Meßgenauigkeit über $1 \cdot 10^{-9}$ bis $2 \cdot 10^{-9}$ C. G. S. ohne Nutzen sein würde. Die Meßergebnisse werden allgemein in den Einheiten $1 \cdot 10^{-9}$ angeführt; es scheint mir praktisch zu sein, diese Einheit mit „Eotvös“ und dem Buchstaben *E* zu bezeichnen.

Die Berechnung der Geländewirkung muß im vorliegenden Falle viel genauer durchgeführt sein als bei Schweremessungen mit Pendeln. Eine Methode zur Berechnung der Geländewirkung ist von Eötvös*) angegeben worden. Diese ist aber ganz der äußerst flachen ungarischen Tiefebene, wo Eötvös ausschließlich gemessen hat, angepaßt. In einem mehr kuptierten Gelände ist sie zu ungenau und in einem Gebiet mit hoch entwickelter Landwirtschaft nur schwer oder gar nicht anzuwenden. Sie verlangt nämlich, daß der Boden im Umkreis von 1,5 bis 2 m um die Station zu einer ebenen, schwach geneigten Fläche umgestaltet oder völlig planiert wird. So z. B. würde in dem Marschgebiet bei Hamburg und in Holstein ein Planieren der Stationen ganz unmöglich sein, weil dadurch die schmalen, gewölbt geackerten Landstreifen gänzlich zerstört würden. Der Berechnung der Anziehung der weiter abliegenden Massen legt Eötvös einen mathematischen Ausdruck für die Variation der Höhen im Terrain zugrunde, der nur in flachen Gebieten genügend sein kann. Bezeichnet ρ den Abstand

*) Bericht über die geodätischen Arbeiten in Ungarn. Verhandl. der 15. Allgem. Konferenz d. Intern. Erdmessung 1906, I. Teil, S. 358 ff.

eines Geländepunktes von der Station, α die Richtung von ρ , a, b, c, d gewisse Konstanten, so wird angenommen, daß die Höhen innerhalb kleiner Bezirke gegeben sind durch

$$z = c + a\alpha + b\rho\alpha + d\rho.$$

Die Formeln für die Geländewirkung, die hiermit abgeleitet werden, schreiben vor, daß die Geländehöhen in acht Punkten auf verschiedenen, rings um die Station herumgezogenen Kreisen gemessen werden. Die Methode in der veröffentlichten Form gibt keine Möglichkeit, die Zahl der Punkte zu erhöhen, wenn das Terrain sehr unregelmäßig ist. Außerdem sind die numerischen Koeffizienten der a. a. O. veröffentlichten Formeln durch Rechenfehler entstellt. Der Faktor des Hauptgliedes, welches die Wirkung der Neigung des Erdbodens ε und k (in Graden) gegen den Horizont auf die Gradienten gibt, ist 5.77 statt 7.68. In den quadratischen Gliedern der Gradienten sind weder die Vorzeichen noch die Faktoren richtig, doch kommen diese Glieder selten in Betracht. Die Formeln für die Krümmungsgrößen sind auch nicht zuverlässig.

Für die Berechnung der Gradienten und Krümmungsgrößen, welche das Gelände bewirkt, ist eine mathematische Darstellung der Höhen im Gelände notwendig. Die im folgenden entwickelte Methode verwendet an Stelle der oben angeführten Eötvösschen Annahme und seiner Forderung der Planierung des Bodens um die Station herum Fouriersche Reihen, mit denen man eine beliebige Genauigkeit in der mathematischen Darstellung des Geländes erreichen kann.

Wir legen zugrunde ein ebenes Koordinatensystem mit dem Anfangspunkt im Stationspunkt. Die positive X-Achse sei nach Norden, die positive Y-Achse nach Osten und die positive Z-Achse nach oben gerichtet. Das Koordinatensystem muß identisch sein mit dem Koordinatensystem, auf welches sich die Ergebnisse der Messungen mit der Torsionswaage beziehen, also entweder mit den magnetischen oder astronomischen Hauptrichtungen. Ein beliebiger Geländepunkt im Abstand ρ von der Station habe gegen die letztere die Höhendifferenz z , der Winkel zwischen der positiven X-Achse und ρ , im Sinne des Uhrzeigers gezählt, sei α . Dann ist ganz allgemein

$$z = F(\alpha, \rho) \dots \dots \dots (1)$$

Wir nehmen nun für $F(\alpha, \rho = \text{const}) = F_n(\alpha)$ Fouriersche Reihen.

$$F_n(\alpha) = a_n + b_n \sin \alpha + c_n \cos \alpha + d_n \sin 2\alpha + e_n \cos 2\alpha + f_n \sin 3\alpha + g_n \cos 3\alpha + \dots (2)$$

Wir denken uns um den Stationspunkt Kreise mit den Radien $\rho_1, \rho_2 \dots \rho_n$ gezogen. Auf jedem Kreise sind die Höhen durch ein Nivellement in einer beliebigen Zahl von Punkten gemessen. Diese Höhen können durch die Funktion (2) mit beliebiger Genauigkeit dargestellt werden, wenn man nur genügend Glieder ansetzt. Es wird unten gezeigt werden, daß für die Berechnung der Geländewirkung eine erschöpfende Darstellung der Höhenvariation nicht nötig ist, sondern daß nur eine beschränkte Zahl der Glieder der Reihen in Frage kommt. Weiter muß die Variation der Höhen von ρ_n zu ρ_{n+1} in einer be-

liebigen Richtung mathematisch festgelegt werden. Diese Variation kann allgemein angesetzt werden zu

$$\gamma \varrho + \gamma_1 \varrho^2 + \gamma_2 \varrho^3 + \dots \dots \dots (3)$$

wo γ_1, γ_2 Fouriersche Reihen sind. Diese allgemeine Form würde für die numerische Rechnung kompliziert und unübersichtlich werden. Es ist viel bequemer, nur das erste Glied $\gamma \varrho$ zu berücksichtigen und die Kreise wenigstens in der Nähe der Station eng zu nehmen. In weiteren Abständen kann die Ringbreite größer genommen werden, weil der Einfluß der Massen mit der Entfernung schnell abnimmt. Der Proportionalitätsfaktor ist unbeschadet der Gültigkeit der Formeln von Kreis zu Kreis in jeder beliebigen Richtung verschieden, wie aus der Formel (3) zu ersehen ist.

Die Höhendifferenzen z auf den Kreisen mit den Radien $\varrho_1, \varrho_2 \dots \varrho_n$ sind durch die Funktionen

$$F_1, F_2, F_3 \dots F_n$$

dargestellt, deren Konstanten aus dem Nivellement zu berechnen sind. Indem wir uns auf das erste Glied in der Formel (3) beschränken, finden wir für die Höhendifferenz eines beliebigen Punktes zwischen zwei beliebigen Kreisen ϱ_n und ϱ_{n+1} im Abstand ϱ von der Station den Wert

$$z_\varrho = F_n - \varrho_n \frac{F_{n+1} - F_n}{\varrho_{n+1} - \varrho_n} + \varrho \frac{F_{n+1} - F_n}{\varrho_{n+1} - \varrho_n} \dots \dots \dots (4)$$

Setzen wir:

$$\left. \begin{aligned} f_n &= F_n - \varrho_n \frac{F_{n+1} - F_n}{\varrho_{n+1} - \varrho_n} \\ \gamma_n &= \frac{F_{n+1} - F_n}{\varrho_{n+1} - \varrho_n} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

so wird

$$z_\varrho = f_n + \varrho \gamma_n \dots \dots \dots (6)$$

Es ist nun der Einfluß der Massen zu berechnen, welche einerseits durch die Fläche (6), andererseits durch die horizontale Ebene, welche die Station enthält, begrenzt sind. Dieser Einfluß wird die Geländewirkung genannt. Diese ist für einen Punkt des Instruments zu rechnen, der den vertikalen Abstand h vom Fußpunkt des Instruments hat. Wir werden später die instrumentelle Bedeutung dieses Punktes feststellen.

Wir legen das oben bereits definierte Koordinatensystem zugrunde. Bezeichnen U das Potential der Anziehung der Geländemassen, G die Konstante der Gravitation, x, y, z die Koordinaten eines Massenelementes dm , g die Beschleunigung der Schwerkraft, so ist

$$U = G \int \frac{dm}{\sqrt{x^2 + y^2 + (h - z)^2}}$$

Wir führen Polarkoordinaten ein:

$$x = \varrho \cos \alpha, \quad y = \varrho \sin \alpha, \quad dm = \sigma \varrho d\varrho d\alpha dz,$$

wo σ die Dichte des Erdbodens bezeichnet.

Man erhält so die Gradienten:

$$\frac{dg}{dx} = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \equiv U_{xz} = 3 G \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} \int_0^z \frac{\rho^2 \cos \alpha d\alpha d\rho dz (h-z)}{[\rho^2 + (h-z)^2]^{5/2}} \dots \quad (7)$$

$$\frac{dg}{dy} = \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \equiv U_{yz} = 3 G \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} \int_0^z \frac{\rho^2 \sin \alpha d\alpha d\rho dz (h-z)}{[\rho^2 + (h-z)^2]^{5/2}} \dots \quad (8)$$

und die Krümmungsgrößen:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \equiv U_{\mathcal{A}} = -3 G \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} \int_0^z \frac{\rho^3 \cos 2\alpha d\rho d\alpha dz}{[\rho^2 + (h-z)^2]^{5/2}} \dots \quad (9)$$

$$2 \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \equiv 2 U_{xy} = 3 G \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} \int_0^z \frac{\rho^3 \sin 2\alpha d\rho d\alpha dz}{[\rho^2 + (h-z)^2]^{5/2}} \dots \quad (10)$$

Unter der Voraussetzung, daß $\frac{z^2 - 2hz}{\rho^2 + h^2}$ klein ist, kann man nach Potenzen dieser Größe entwickeln und erhält

$$\left. \begin{aligned} U_{xz} &= 3 G \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} \rho^3 \cos \alpha d\alpha d\rho \frac{1}{(\rho^2 + h^2)^{5/2}} \\ \left\{ hz - \frac{z^2}{2} + \frac{5}{8} \frac{(z^2 - 2hz)^2}{\rho^2 + h^2} - \frac{35}{16} \frac{(z^2 - 2hz)^3}{(\rho^2 + h^2)^2} \right\} \end{aligned} \right\} \dots \quad (11)$$

und ähnlich U_{yz} .

Wir beschränken uns nur auf die ersten zwei Glieder in der Reihe unter dem Integralzeichen. Die höheren Glieder sind auch in mehr hügeligem Gelände ohne Bedeutung. Ähnlich ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} U_{\mathcal{A}} &= -3 G \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} \frac{\rho^3 \cos 2\alpha d\rho d\alpha}{(\rho^2 + h^2)^{5/2}} \left\{ z - \frac{5}{6} z^2 \frac{z - 3h}{\rho^2 + h^2} \dots \right\} \\ 2 U_{xy} &= +3 G \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} \frac{\rho^3 \sin 2\alpha d\rho d\alpha}{(\rho^2 + h^2)^{5/2}} \left\{ z - \frac{5}{6} z^2 \frac{z - 3h}{\rho^2 + h^2} \dots \right\} \end{aligned} \right\} \cdot \quad (12)$$

Auch hier genügt es, sich nur auf das erste Glied der Reihe zu beschränken.

Für die Größe z unter dem Integralzeichen ist die Funktion (6) zu nehmen. Die Funktionen f_n und γ_n sind Fouriersche Reihen, sie haben die Form

$$\left. \begin{aligned} f_n &= A_n + B_n \sin \alpha + C_n \cos \alpha + D_n \sin 2\alpha + E_n \cos 2\alpha + \dots \\ \gamma_n &= \alpha_n + \beta_n \sin \alpha + \zeta_n \cos \alpha + \delta_n \sin 2\alpha + \varepsilon_n \cos 2\alpha + \dots \end{aligned} \right\} \dots \quad (13)$$

Die Konstanten A_n, B_n usw. und α_n, β_n usw. setzen sich nach der Formel (5) aus den Konstanten a_n, b_n zusammen, die aus den Höhenmessungen bestimmt werden. Bezeichnen

$$J_1 = \int \frac{\rho^3 d\rho}{(\rho^2 + h^2)^{5/2}}, \quad J_2 = \int \frac{\rho^4 d\rho}{(\rho^2 + h^2)^{5/2}}, \quad J_3 = \int \frac{\rho^2 d\rho}{(\rho^2 + h^2)^{5/2}},$$

so erhält man mit (11) und (12):

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{U_{xz}}{3 G \sigma \pi} = h C_n [J_3]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} + h \xi_n [J_1]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} \\
 & -1/2 [J_3]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} \left\{ 2 A_n C_n + B_n D_n + C_n E_n + D_n F_n + E_n G_n + \dots \right\} \\
 & -1/2 [J_1]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} \left\{ 2 (A_n \xi_n + C_n \alpha_n) + (B_n \delta_n + D_n \beta_n) + (C_n \varepsilon_n + E_n \zeta_n) + \dots \right\} \\
 & -1/2 [J_2]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} \left\{ 2 \alpha_n \xi_n + \beta_n \delta_n + \zeta_n \varepsilon_n + \delta_n \varphi_n + \varepsilon_n \gamma_n + \dots \right\} \\
 & \frac{U_{yz}}{3 G \sigma \pi} = h B_n [J_3]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} + h \beta_n [J_1]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} \\
 & -1/2 [J_3]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} \left\{ 2 A_n B_n - B_n E_n + C_n D_n - D_n G_n + E_n F_n + \dots \right\} \\
 & -1/2 [J_1]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} \left\{ 2 (A_n \beta_n + B_n \alpha_n) - (B_n \varepsilon_n + E_n \beta_n) + (C_n \delta_n + D_n \zeta_n) + \dots \right\} \\
 & -1/2 [J_2]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} \left\{ 2 \alpha_n \beta_n - \beta_n \varepsilon_n + \zeta_n \delta_n - \delta_n \gamma_n + \varepsilon_n \varphi_n + \dots \right\}
 \end{aligned} \right\} (14)$$

$$\left. \begin{aligned}
 U_x &= -3 G \sigma \pi \left\{ E_n [J_1]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} + \varepsilon_n [J_2]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} \right\} \\
 2 U_{xy} &= 3 G \sigma \pi \left\{ D_n [J_1]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} + \delta_n [J_2]_{\varrho_n}^{\varrho_n+1} \right\}
 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15)$$

$$\begin{aligned}
 J_1 &= -\frac{\varrho_n^2 + 2/3 h^2}{(\varrho_n^2 + h^2)^{3/2}}, & J_2 &= -\frac{4}{3} \varrho_n \frac{\varrho_n^2 + 3/4 h^2}{(\varrho_n^2 + h^2)^{3/2}} + \log \text{nat}(\varrho_n + \sqrt{\varrho_n^2 + h^2}), \\
 J_3 &= \frac{\varrho_n^3}{3 h^2 (\varrho_n^2 + h^2)^{3/2}}.
 \end{aligned}$$

Die Integration ergibt die folgenden interessanten Ergebnisse, welche für die praktische Anwendung der Methode sehr wichtig sind.

Der Ausdruck für die Gradienten hängt in seinem bedeutsamsten Teil, der in der Praxis meistens allein in Betracht kommt, nur von den Konstanten b_n und c_n ab, d. h. von den Koeffizienten des Sinus und Kosinus des einfachen Winkels, und zwar ist der Gradient nach x durch die Konstanten c_n , der nach y durch die Konstanten b_n bestimmt. Die Krümmungsgrößen dagegen hängen nur von den Konstanten d_n und e_n ab, also von den Koeffizienten des Sinus und Kosinus des doppelten Winkels. Alle übrigen Konstanten der Fourierschen Reihe kommen nicht in Betracht. Daher ist eine erschöpfende mathematische Darstellung der Höhen auf jedem Kreise nicht erforderlich. Es wird fast immer genügen, nur die ersten vier Konstanten der Reihe (2) zu berechnen, wodurch die Rechenarbeit sehr vereinfacht wird.

Berechnung der Konstanten der Reihen $F_n(\alpha)$. Für jeden Kreis sind die Konstanten der Fourierschen Reihen

$$F_1, F_2, F_3 \dots F_n$$

nach der Methode der kleinsten Quadrate zu berechnen. Da es sich um periodische Funktionen handelt, so ist damit eine äußerst geringe Rechenarbeit verknüpft.

Hierbei ergibt sich gegenüber der Eötvösschen Methode der große Vorteil, daß der Beobachter auf einer beliebigen Zahl von Punkten auf jedem Kreise die Höhen bestimmen kann, ohne daß sich die Hauptformeln für die Geländewirkung ändern. Je nach der Gestaltung des Geländes wird er auf 8, 16 oder 32 Punkten eines jeden Kreises die Höhen messen. Die Berechnung der Konstanten wird am einfachsten, wenn die Punkte gleiche Abstände haben. Werden z. B. in 8 Punkten mit gleichen Winkelabständen die Höhendifferenzen $z_1, z_2, z_3 \dots z_8$ gegen die Station ermittelt, so hat der Winkel α , von Norden anfangend, der Reihe nach die Werte: $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ, 225^\circ, 270^\circ, 315^\circ$, und man erhält für jeden Kreis acht Gleichungen von der Form (2), aus denen man die Konstanten a, b, c, d, e folgendermaßen findet:

$$\begin{aligned} 4 b_n &= 0.707 (z_2 + z_4 - z_6 - z_8) + z_3 - z_7, \\ 4 c_n &= 0.707 (z_2 - z_4 - z_6 + z_8) + z_1 - z_5, \\ 4 d_n &= z_2 - z_4 + z_6 - z_8, \\ 4 e_n &= z_1 - z_3 + z_5 - z_7, \\ 8 a_n &= z_1 + z_2 + \dots + z_8. \end{aligned}$$

Werden in 16 gleichmäßig über den Kreis verteilten Punkten die Höhendifferenzen $z_1, z_2, z_3 \dots z_{16}$ gemessen, so findet man die Konstanten folgendermaßen:

$$\begin{aligned} 8 b_n &= z_5 - z_{13} + 0.383 (z_2 + z_8 - z_{10} - z_{16}) + 0.707 (z_3 + z_7 - z_{11} - z_{15}) + 0.924 (z_4 + z_6 - z_{12} - z_{14}), \\ 8 c_n &= z_1 - z_9 + 0.383 (z_4 - z_6 - z_{12} + z_{14}) + 0.707 (z_3 - z_7 - z_{11} + z_{15}) + 0.924 (z_2 - z_8 - z_{10} + z_{16}), \\ 8 d_n &= z_3 - z_7 + z_{11} - z_{15} + 0.707 (z_2 + z_4 - z_6 - z_8 + z_{10} + z_{12} - z_{14} - z_{16}), \\ 8 e_n &= z_1 - z_5 + z_9 - z_{13} + 0.707 (z_2 - z_4 - z_6 + z_8 + z_{10} - z_{12} - z_{14} + z_{16}), \\ 16 a_n &= z_1 + z_2 + z_3 + \dots + z_{16}. \end{aligned}$$

Um die Berechnung auch in schwierigem Terrain zu ermöglichen, habe ich folgende Werte für die Radien q_n

1,5,	3,	5,	10,	20,	30,	40,	50,	70,	100,	150,	250,
400,	600,	800,	1100,	1500,	2000,	3000,	5000,	8000,	12000		

in Metern gewählt. Die Höhen werden bis 100 m Abstand durch ein Nivellement bestimmt, darüber hinaus entnimmt man die Höhen aus der Karte des Gebietes.

Mit diesen Radien ergibt sich das folgende Schema, worin $\Delta = q_{n+1} - q_n$ ist:

n	q_n	q_{n+1}	Δ	f_n	γ_n	A_n	B_n	α_n	β_n	usw.
	cm	cm	cm							
0	0	150	150	0	$F_1/150$	0	0	$a_1/150$	$b_1/150$	
1	150	300	150	$2 F_1 - F_2$	$(F_2 - F_1)/150$	$2 a_1 - a_2$	$2 b_1 - b_2$	$(a_2 - a_1)/150$	$(b_2 - b_1)/150$	
2	300	500	200	$5/3 F_2 - 3/2 F_3$	$(F_3 - F_2)/200$	$5/2 a_2 - 3/2 a_3$	usw.			
3	500	1000	500	$2 F_3 - F_4$	$(F_4 - F_3)/500$					
4	1000	2000	1000	$2 F_4 - F_5$	$(F_5 - F_4)/1000$					
5	2000	3000	1000	$3 F_5 - 2 F_6$	$(F_6 - F_5)/1000$					

Wir haben noch die Höhe h über dem Erdboden zu bestimmen, für welche die Geländewirkung zu rechnen ist. Legt man das Koordinatensystem in den Schwerpunkt des Gehänges und bezeichnen $U = f(x, y, z)$ den Wert des Potentials

der angreifenden Kräfte im Schwerpunkt, H den Abstand des Schwerpunktes des unteren Belastungsgewichtes von seinem Aufhängepunkt, l die halbe Länge des Wagearmes, so ist der Wert des Potentials im oberen Belastungsgewicht

$$U_1 = f\left(x - l, y, z + \frac{H}{2}\right),$$

und im unteren

$$U_2 = f\left(x + l, y, z - \frac{H}{2}\right).$$

Entwickelt man die Funktion und leitet die Gradienten und Krümmungsgrößen ab, so sieht man, daß die Werte der letzteren bis auf Glieder dritter Ordnung für den Schwerpunkt des Gehänges gelten. Die unmittelbaren Meßergebnisse beziehen sich also mit großer Annäherung auf den Schwerpunkt, und man wird deshalb für die Höhe h die Schwerpunkts Höhe nehmen. Würde man sich nur mit den linearen Gliedern in der Entwicklung des Potentials begnügen, was im allgemeinen ausreichen würde, so könnte man die Meßergebnisse auf die Balkenhöhe beziehen.

Bei den Instrumenten, welche von den mechanischen Werkstätten von Karl Bamberg in Berlin gebaut werden, ist die Schwerpunkts Höhe $h = 70$ cm. Die Instrumente werden auf der Station zwecks soliderer Aufstellung mittels dreier Pfähle und einer Fußplatte etwas über den Erdboden gestellt, so daß der Schwerpunkt des Gehänges 90 cm über dem Erdboden liegt. Wir haben also in den obigen Rechnungen $h = 90$ zu setzen.

Der Raum würde hier nicht ausreichen, um die Formeln für alle oben angeführten Ringe vollständig wiederzugeben. Der Leser kann sich diese leicht selbst herstellen. Ich begnüge mich im folgenden mit der Angabe von einigen Gliedern der Formel. Der mit Q bezeichnete Teil der Formel enthält die quadratischen Glieder und rührt von dem Gliede g^2 in der Formel (11) her.

Die Konstanten mit den Indizes 1, 2, 3... gelten für die Kreise mit den Radien 1.5 m, 3 m, 5 m usw. der Reihe nach, wie die Radien auf S. 86 angegeben sind.

$$\begin{aligned} U_{xz} &= \frac{\sigma}{2} E^* [2.36 c_1 + 0.643 c_2 + 0.239 c_3 + 0.082 c_4 + 0.01860 c_5 \\ &\quad + \dots 0.000428 c_{10} + \dots Q] \\ U_{yz} &= \frac{\sigma}{2} E [2.36 b_1 + 0.643 b_2 + 0.239 b_3 + 0.082 b_4 + 0.01860 b_5 \\ &\quad + \dots 0.000428 b_{10} + \dots Q_1] \\ -U_d &= \frac{\sigma}{2} E [3.302 e_1 + 1.962 e_2 + 1.343 e_3 + 0.844 e_4 + 0.3570 e_5 \\ &\quad + \dots 0.047228 e_{10} + \dots 0.003576 e_{16} + \dots 0.00022536 e_{22}] \\ 2U_{xy} &= \frac{\sigma}{2} E [3.302 d_1 + 1.962 d_2 + 1.343 d_3 + 0.844 d_4 + 0.3570 d_5 \\ &\quad + \dots 0.047228 d_{10} + \dots 0.003576 d_{16} + \dots 0.00022536 d_{22} \dots] \end{aligned}$$

*) $E = 1$ „Eötvös“ = $1 \cdot 10^{-9}$ CGS.

$$\begin{aligned}
 Q = & - 0.008\,974 \{ 2 a_1 c_1 + d_1 b_1 + e_1 c_1 + d_1 f_1 + e_1 g_1 \cdots \} \\
 & - 0.001\,016\,2 \{ 2 a_1 c_2 + 2 a_2 c_1 + d_1 b_2 + b_2 d_1 + c_1 e_2 + e_1 c_2 + d_1 f_2 + f_1 d_2 \\
 & \qquad \qquad \qquad + g_2 e_1 + e_2 g_1 + \cdots \} \\
 & - 0.002\,250\,7 \{ 2 a_2 c_2 + d_2 b_2 + e_2 c_2 + d_2 f_2 + e_2 g_2 + \cdots \} \\
 & - 0.000\,887\,5 \{ 2 a_3 c_3 + d_3 b_3 + e_3 c_3 + d_3 f_3 + e_3 g_3 + \cdots \} \\
 & - \dots \dots \dots \vdots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots
 \end{aligned}$$

In Q_1 sind die numerischen Koeffizienten und Vorzeichen dieselben wie in Q , die Kombinationen der Konstanten a, b, c, d, e dagegen verschieden. Diese findet man leicht aus den Formeln (14). Doch wird man die Glieder Q_1 und Q nur in seltenen Fällen zu berechnen haben, wie die kleinen Koeffizienten in Q zeigen. Man wird im allgemeinen nur die vier Konstanten b, c, d, e in der einfachen, oben mitgeteilten Weise ableiten, so daß die gesamte, mit der vorliegenden Methode verknüpfte Rechenarbeit gering ist.

Die Wirkung der Massen in Abständen von mehr als 100 m nennt Eötvös kartographische Wirkung. Er berechnet sie in der Weise, daß er die Formeln für den Einfluß eines Massenelements verwendet, also die Ausdrücke unter den Integralzeichen in (7) bis (11). In diesen setzt er $h = 0$ neben ϱ und z . Dann werden von der Station aus so viel Strahlen gezogen mit dem Winkelabstand $d\alpha$, als nötig erscheint, d. h. das Gelände wird in radiale Segmente mit kleinen gleichen Winkeln geteilt, dann wird die Wirkung der Massen, welche durch zwei aufeinanderfolgende Höhenlinien (Isohypsen) aus den Segmenten herausgeschnitten werden, berechnet und die Wirkung aller dieser Parzellen addiert. Diese Methode ist sehr nützlich, wenn die Massen einseitig zu der Station liegen. Sind jedoch in größerer Entfernung die Massen rings um die Station verteilt, so ist die oben mitgeteilte Methode einfacher und führt schneller zum Ziele, auch können Karten ohne Höhenlinien verwendet werden. Man zeichnet auf der Karte Kreise um die Station herum, etwa mit den Radien wie oben angegeben, liest auf den einzelnen Kreisen in beliebig gewählten Punkten die Höhen ab und berechnet die Konstanten b, c, d, e . Im allgemeinen wird es sich bei größeren Entfernungen nur um die Wirkung auf die Krümmungsgrößen handeln.

Aus den obigen Formeln sieht man, daß ein Gelände, das einer geneigten Fläche ähnlich ist, großen Einfluß auf die Gradienten, aber kleinen Einfluß auf die Krümmungsgrößen hat. Ist das Terrain dagegen kuppenartig gekrümmt, so ist der Einfluß auf die Gradienten klein und groß auf die Krümmungsgrößen. Bei der Auswahl der Station wird man hierauf Rücksicht nehmen müssen.

Stellt man das Instrument hoher über den Erdboden, so wird in den Geländeformeln der Koeffizient der Konstanten b, c, d, e für den ersten Kreis merklich kleiner, für die nächsten Kreise in den Gradienten etwas größer als in den obigen Formeln. Liegt der Schwerpunkt 140 cm über dem Erdboden, so gelten

an Stelle der obigen die folgenden Formeln, wobei ich mich hier nur auf wenige der ersten Ringe beschränken kann:

$$U_{xz} = \frac{\sigma}{2} E[1.366 c_1 + 0.704 c_2 + 0.330 c_3 + \dots]$$

$$- U_d = \frac{\sigma}{2} E[1.424 e_1 + 1.425 e_2 + 1.204 e_3 + \dots].$$

U_{yx} und U_{xy} findet man durch Vertauschung von c mit b bzw. e mit d .

Ist die Höhe des Schwerpunkts 160 cm, so ist der Koeffizient für den ersten Kreis in den Gradienten (Faktor von c und b) 1.10 und in den Krümmungsgrößen (Faktor von e und b) 1.04. Bei 180 cm Schwerpunkthöhe gehen diese beiden Koeffizienten auf 0.88 bzw. 0.77 zurück. Die Koeffizienten für die übrigen Kreise ändern sich naturgemäß auch etwas.

Man würde hiernach die Wirkung der allernächsten Umgebung der Station abschwächen, wenn man das ganze Instrument mittels längerer in den Boden eingeschlagener Pfähle höher stellte oder seinen Oberteil auf ein höheres Stativ setzte. Es ist aber zweifelhaft, ob man dadurch etwas gewinnt, weil die Aufstellung des Instruments vielleicht an Festigkeit verliert und dieses leichter Erschütterungen ausgesetzt ist.

Wird das Gebiet in der Nähe der Station von einem Flusse, Graben oder Damm durchschnitten, so ist der Einfluß dieser Massen, die meist einer einfachen mathematischen Gestalt sehr ähnlich sind, gesondert zu berechnen.

Liegen dicht unter der Erdoberfläche Schichten mit einer gegen die Oberfläche stark abweichenden Dichte, z. B. Gestein unter einer dünnen Humusschicht, so kann hierdurch die zu suchende Wirkung tiefliegender Massen mehr oder minder verfälscht werden. Ist die zweite Schicht leicht, z. B. mit einem Handbohrer zu erreichen, so läßt sich ihr Einfluß in einfacher Weise berechnen. Hierüber werde ich in einer nächsten Mitteilung berichten.

Schweremessungen mit zwei und vier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingenden Pendeln.

Von **A. Berroth** in Potsdam.

Eine wesentliche Verkleinerung der Stativbewegung beim Pendeln wird dadurch erzielt, daß man die paarweise gegenüberliegenden Pendel mit möglichst 180° Phasenunterschied und Amplitudenverhältnis = 1 schwingen läßt. Es treten dann schwach gekoppelte Schwingungen auf. Hierzu sind Gebrauchsformeln angegeben, wie die ermittelten Schwingungszeiten reduziert werden müssen, um für absolut starres Stativ zu gelten.

Man arbeitet bei den Messungen der Schwerebeschleunigung jetzt allgemein mit Vierpendelapparaten. Der Grund, vier Pendel zu benutzen, liegt darin, daß bei den Pendeln die Gefahr besteht, daß sprunghafte Änderungen ihrer Länge vorkommen, und man diese Unsicherheit verringern will. Außerdem sind die kleinen

Ungenauigkeiten infolge Einhängung, Verstaubung u. a. vermindert. Der ausschlaggebende Grund zu dieser Konstruktion war wohl der, ein bequemes Mittel zu besitzen, die Elastizität des Pendelträgers und damit das „Mitschwingen“ zu bestimmen.

Die vier Pendel hängen dabei auf einem Stativ unter 90° gegenseitigem Abstand (Pendelkreuz).

Daß man von dem Vier-Pendelapparat weitere große Vorteile erzielen kann, soll im folgenden gezeigt werden.

Der erste, der sich mit dem gleichzeitigen Schwingen zweier Pendel beschäftigte, war Ph. Furtwängler (Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1902, S. 245). Hatte Furtwängler in dieser Arbeit besonders die Bestimmung des Mitschwingens nach einer besonderen Methode im Auge, so ist in vorliegenden Ausführungen vor allem Nachdruck auf die Elimination des Mitschwingens gelegt.

Schon im Jahre 1878 hatte auf der 5. Allgemeinen Konferenz der Europäischen Gradmessung zu Berlin dieser Gegenstand zur Debatte gestanden und war allgemein als unbrauchbar verworfen worden.

Die Anregung zu diesem Verfahren habe ich durch Herrn Dr. Vening-Meinesz aus Holland persönlich erhalten, der schon vor einigen Jahren dies als das zweckmäßigste erkannt hatte.

Allgemeine Theorie. Die allgemeine Theorie der „freien“ Schwingungen von zwei Systemen (zwei gegenüberliegende Pendel) mit mehreren Freiheitsgraden führt zu den Bewegungsgleichungen:

$$\frac{d^2\psi_1}{dt^2} + 2h_1 \frac{d\psi_1}{dt} + k_1^2\psi_1 + \varrho_1 \frac{d^2\psi_2}{dt^2} + 2\sigma_1 h_1 \frac{d\psi_2}{dt} + \tau_1 k_1^2\psi_2 = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d^2\psi_2}{dt^2} + 2h_2 \frac{d\psi_2}{dt} + k_2^2\psi_2 + \varrho_2 \frac{d^2\psi_1}{dt^2} + 2\sigma_2 h_2 \frac{d\psi_1}{dt} + \tau_2 k_2^2\psi_1 = 0, \quad (2)$$

mit den Elongationen ψ_1 und ψ_2 der Pendel 1 und 2, worin die Konstanten als die „Kopplungskoeffizienten“ bezeichnet werden (Max Wien, Ann. d. Phys. 1897, S. 151).

Auch bei den Pendelmessungen können sämtliche Kopplungen praktisch vorkommen.

Der hier näher zu behandelnde Fall der „Beschleunigungskopplung“ tritt ein, wenn die Koeffizienten ϱ_1 , ϱ_2 reell sind. Dies ist der Fall, wenn die Stativunterlage elastisch ist.

Im Falle der „Kraftkopplung“ wäre τ_1 , τ_2 reell, was eintritt, wenn die Pendel durch eine elastische Feder verbunden sind.

„Reibungskopplung“ ist gegeben für reelle Werte von σ_1 , σ_2 und ist im Massentransport der Luft begründet. Die Koeffizienten h schließlich bedeuten die „Dämpfung“ infolge sämtlicher Energieverluste.

Die Größen k sind die Frequenzen, ϱ die Verhältnisse des „Mitschwingens“ bei einzeln schwingendem Pendel zur halben Schwingungszeit der Pendel.

Wir setzen im folgenden voraus $\sigma = 0 = \tau$ und $h_1 = h_2 = h$. Die Integration der so vereinfachten Gleichungen (1) und (2) geschieht auf bekannte Weise und führt zu den Schwingungen:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 &= A \cos f(t) + B \cos (f'(t) + \varphi), \\ \psi_2 &= \alpha A \cos f(t) + \beta B \cos (f'(t) + \varphi) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

oder:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 &= r_1 \cos (u(t) + \mu_1), \\ \psi_2 &= r_2 \cos (u(t) + \mu_2), \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

worin r, μ als Funktionen der Zeit aufzufassen sind.

Die Gleichungen (4) enthalten zusammen acht Unbekannte, die das Experiment ergeben muß.

Diese Unbekannten sind die Amplituden A, B , die Phasenverschiebung φ , die Dämpfung h , die mittleren Korrekturen der Schwingungszeiten der Pendel infolge Mitschwingens δ_1, δ_2 und die Pfeilerelastizitäten e_1, e_2 in bezug auf die zwei Lagerstellen, die in den Kopplungskoeffizienten ϱ enthalten sind.

Die praktische Messung wird nun so eingerichtet, daß man für diese acht Unbekannten acht Gleichungen erhält.

Man bestimmt zu diesem Zwecke zur Zeit $t_1 = 0$ die Amplitude $\psi_1 = R_a$, für $t_2 = \tau$ $\psi_2 = R_b$. Dann zu den Zeiten t_3 und t_4 $\psi_1 = 0, \psi_2 = 0$ (1. Koinzidenzbeobachtungen). Zu den Zeiten t_5, t_6 $\psi_1 = 0, \psi_2 = 0$ (2. Koinzidenzbeobachtungen). Zuletzt für $t_7 = t_n$ $\psi_1 = R'_a$ und $t_8 = t_n + \tau'$ $\psi_2 = R'_b$ die Endamplituden.

Da sich aber die Koeffizienten e_1, e_2 nur dann genau ergeben, wenn man die Beobachtungen, die mit einem Phasenunterschied nahe 180° beginnen, über den Phasenunterschied 0° ausdehnt, was hier abgelehnt werden muß, weil sonst eine Elimination des Mitschwingens nicht stattfinden kann, so muß e_1, e_2 mit Hilfe einer besonderen Methode (Amplitudenverhältnisse) für sich allein bestimmt werden.

Einfachere Rechenformeln. Es ist einleuchtend, daß die acht Grundformeln (4) für die Auswertung der Messungen wegen ihres transzendenten Charakters schlecht zu gebrauchen sind, und weil sie nicht die Größen enthalten, welche die Messungen direkt ergeben, nämlich den Phasenunterschied und das Amplitudenverhältnis der Pendel.

Ph. Furtwängler findet a. a. O. S. 251 mit Einführung des momentanen Phasenunterschieds und den momentanen Amplitudenverhältnissen $v_{12} = \frac{a_1}{a_2}$,

$v_{21} = \frac{a_2}{a_1}$ die momentanen Schwingungsdauern der zwei Pendel:

$$\left. \begin{aligned} T_1 &= T_{01} + \varepsilon v_{21} \cos f_{21} + \varepsilon, \\ T_2 &= T_{02} + \varepsilon v_{12} \cos f_{21} + \varepsilon, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

$\varepsilon =$ Mitschwingen bei einem schwingenden Pendel; für alle Pendel gleichgesetzt.

Es gilt ferner (a. a. O. S. 248):

$$\left. \begin{aligned} dv_{21} dt &= + \frac{\pi \varepsilon}{T^2} (1 + v_{21}^2) \sin f_{21}, \\ df_{21}/dt &= - \frac{\pi}{T^2} \left[(T_2 - T_1) - \varepsilon \left(\frac{1}{v_{21}} - v_{21} \right) \cos f_{21} \right]. \end{aligned} \right\} \dots \dots (6)$$

a) Einseitige Phase: Diese herrscht dann, wenn die Schwelle des Phasenunterschieds 180° während der Beobachtungszeit nicht durchschritten wird.

b) Zweiseitige Phase: Vorherrschend, wenn die Schwelle 180° durchschritten wird.

Für beide Fälle erhält man passende Gebrauchsformeln durch Integration von (5).

Ist t die Gesamtschwingungszeit, so folgt aus (5):

$$\left. \begin{aligned} -dT_1 &= \frac{T_1}{t} \int_0^t (1 + v_{21} \cos f_{21}) \varepsilon \frac{dt}{T_1}, \\ -dT_2 &= \frac{T_2}{t} \int_0^t (1 + v_{12} \cos f_{21}) \varepsilon \frac{dt}{T_2}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

Wir entwickeln, da $v \cos f$ sich stetig ändert:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} (v \cos f) &= \frac{\pi \varepsilon}{T^2} v^2 \sin 2f + \frac{\pi}{T^2} (T_2 - T_1) v \sin f, \\ \frac{d^2}{dt^2} (v \cos f) &= -\frac{\pi^2}{T^4} (T_2 - T_1)^2 v \cos f + \frac{\pi^2}{T^4} \varepsilon (T_2 - T_1) (1 - 3v^2 \cos 2f). \end{aligned} \right\} (8)$$

Wir setzen nun als Nullage den Moment fest, wo $f = \pi$ ist und erhalten an dieser Stelle:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} (v \cos f) &= 0, \\ \frac{d^2}{dt^2} (v \cos f) &= \frac{\pi^2}{T^4} (T_2 - T_1) [(T_2 - T_1)v + \varepsilon(1 - 3v^2)] = q_2. \end{aligned} \right\} (9)$$

Das Integral von (7), zwischen den Grenzen 0 und t_1 und 0 und t_2 genommen, gibt dann:

$$-dT = [1 + (v \cos f)_0] \varepsilon + \frac{\varepsilon}{t_1 + t_2} \left(\frac{t_1^3}{6} + \frac{t_2^3}{6} \right) \frac{\pi^2}{T^4} (T_2 - T_1) [(T_2 - T_1)v + \varepsilon(1 - 3v^2)]. \quad (10)$$

Es ist nun auf die Beobachtungswerte $(v \cos f)_a$, $(v \cos f)_e$ noch keine Rücksicht genommen.

Die mit Hilfe von (8) für die Zeiten t_1 und t_2 berechneten Werte $(v \cos f)_t$ führen nicht genau zu den Beobachtungsgrößen, vielmehr treten Differenzen d auf:

$$\left. \begin{aligned} d_a &= \left[(v \cos f)_a - (v \cos f)_0 + q_2 \frac{t_1^2}{2} \right] \varepsilon, \\ d_e &= \left[(v \cos f)_e - (v \cos f)_0 + q_2 \frac{t_2^2}{2} \right] \varepsilon, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

von denen die Halften zu (10) hinzuzufügen sind, um die besten, die Beobachtungen berücksichtigenden Korrektionswerte dT an den Schwingungszeiten T wegen Mitschwingens zu bekommen.

Man erhält schließlich a) für einseitige Phasen:

$$dT_m = - \left(1 - v_0 + \frac{1}{2} [(v \cos f)_e - (v \cos f)_a] \right) \varepsilon + \frac{\varepsilon \pi^2}{T^4} (T_2 - T_1) [(T_2 - T_1) v_0 + \varepsilon (1 - 3 v_0^2)] \cdot \left[\frac{t_2^2 - t_1^2}{4} - \frac{1}{t_2 - t_1} \frac{t_2^3 - t_1^3}{6} \right]; \quad (12)$$

b) für zweiseitige Phasen:

$$dT_m = - \left(1 + \frac{1}{2} [(v \cos f)_a + (v \cos f)_e] \right) \varepsilon + \frac{\varepsilon \pi^2}{T^4} (T_2 - T_1) [(T_2 - T_1) v_0 + \varepsilon (1 - 3 v_0^2)] \cdot \left[\frac{t_1^2 + t_2^2}{4} - \frac{1}{t_1 + t_2} \frac{t_1^3 + t_2^3}{6} \right]; \quad (13)$$

wo der Index 0 die Stelle bedeutet, an der genau der Phasenunterschied 180° vorhanden wäre oder ist, von der aus auch t_1, t_2 gezählt werden.

**Zahlenbeispiel und Versuchsanordnung
bei zwei gleichzeitig schwingenden Pendeln.**

Lufttemp = + 14.0°, Pendeltemp. = + 14.2°, Barometerst. = 745.8^{mm}, Feuchtigk. = 87 Proz.

Koinzidenzen (60)	Pendel 3 (re)					<i>d</i>	Pendel 10 (li)					<i>d</i>
	20 ^h	12 ^m	17.0 ^s	42 11.1	54.1		20 ^h	12 ^m	51.4 ^s	42 39.4	48.0	
	13	47.0	42 41.4	54.4		13	20 8	48 8 6	47.8			
Anstoß = 20 ^h 09 ^m 57 ^s	14	16.6	44 10.8	54.2		14	50.5	44 38.6	48.1			
	15	46.6	45 41.1	54.5		15	19.9	45 7.9	48.0			
Amplituden	16	16.1	46 10.8	54.2		16	49.9	46 38.1	48.2			
	17	46.2	47 40.6	54.4		17	19.2	47 7.2	48.0			
Nr. 3 19.9 14 1	18	15.8	48 10.0	54.2		18	49.0	48 37.3	48.3			
Nr. 10 19.8 10.4	19	46.0	49 40.3	54.3		19	18.3	49 6.2	47.9			
$\varepsilon = 1.72m$	20	15.4	50 9.6	54.2		20	48.1	50 36.2	48.1			
$\varepsilon = 40.10^{-7}$	21	45.7	51 40.0	54.3		21	17.6	51 5.6	48.0			
Summe		312.4	265.2	54.28		344.7	225.1	48.04				
Mittlere Durchgangszeit		1.24	55.52			4.47	52.51					
				29.9047				29.8007				
Differenz d. Durchgangszeit		- 3.23 ^s	+ 3 01 ^s	0.508 5020				0.508 5322				
Phasendifferenz		- 19.5 ^o	+ 18.2 ^o									
Mitschwingen				- 1.0				- 0.6				

Berechnung des Mitschwingens nach Formel (12):

$$T_2 - T_1 = + 302^s \cdot 10^{-7} \quad T = 0.508^s \quad \varepsilon = 40^s \cdot 10^{-7}$$

$$t_1 = 927^s \quad t_2 = 865^s \quad v_0 = 0.994$$

Pendel 3: $(v \cos f)_a = - 0.939$ Pendel 10: $(v \cos f)_a = - 0.947$
 $(v \cos f)_e = - 0.943$ $(v \cos f)_e = - 0.957$
- 0.941 - 0.952

$$dT_3 = - 2.3 \cdot 10^{-7} \quad dT_{10} = - 1.9$$

$$\quad \quad \quad + 1.3 \quad \quad \quad + 1.3$$

$$\text{Mitschwingen} = - 1.0 \cdot 10^{-7} \quad \quad \quad - 0.6$$

Für die vorliegenden beiden Pendel beträgt die Konstante im zweiten Ausdruck ein für allemal = + 39^s · 10⁻¹⁴.

Vier Pendel auf dem Stativkreuz. Weder die Theorie noch die Beobachtung von vier Pendeln ist wesentlich schwerer. Der Phasenunterschied der Paare I und II ist gleichgültig. Es tritt eine geringe seitliche Bewegung ein, so daß die Pendel Ellipsen beschreiben, deren zweite Achsengroßen aber für Schneiden und Schwingungspunkte gleich sind, da die Pendel die Zwangsbedingung erfüllen müssen, daß ihre Achsen stets in vertikalprojizierenden Ebenen enthalten sind. Die seitliche Trägheit der Pendellinse ist $= 0$ zu setzen.

Das Plus an Wegstrecke, die das Pendel zurücklegt, ist jedenfalls in der 7. Dezimalstelle nicht zu spüren.

Zusammenfassung. Der Einfluß der Stativelastizität auf die Pendelschwingung läßt sich bei einem einzigen schwingenden Pendel nicht mit völlig befriedigender Genauigkeit messen.

Nach dem angegebenen Verfahren wird diese Fehlerquelle beseitigt und kann unter der Voraussetzung, daß die Anfangsamplituden der Pendel möglichst gleich und Phasenunterschiede $\geq 180 \pm 30^\circ$ möglichst gemieden werden, die Bestimmung des Mitschwingens sogar ganz wegfallen.

Der Aufbau der Erdkruste auf Grund geophysikalischer Beobachtungen.

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

Der Blick auf einen Globus zeigt die uns allen selbstverständliche Tatsache, daß auf der Erdoberfläche erhebliche geophysikalische Unterschiede bestehen. Schon frühzeitig beschäftigte sich die Geologie mit der Frage, in wie große Tiefen sich diese Unterschiede erstrecken. Im folgenden soll der Versuch gemacht werden, nur auf Grund geophysikalischer Untersuchungen ein Bild vom Aufbau der Erdkruste zu entwerfen.

Der erste, der auf Grund geophysikalischer Forschungsmethoden zu ausgesprochen verschiedenartigem Verhalten verschiedener Teile der Erdkruste kam, war, wohl F. Roesener¹⁾ 1913, nachdem schon vorher andere Gelehrte, z. B. Omori und Rosenthal, ohne sichere Ergebnisse die Geschwindigkeit der Oberflächenwellen in verschiedenen Teilen der Erdkruste untersucht hatten. Roesener benutzte zu seinen Untersuchungen Perioden der Erdbebenoberflächenwellen und -nachläufer, die in Göttingen aufgezeichnet waren. Sowohl bei den Maximalwellen wie bei den Nachläufern fand er Haufungsstellen der Perioden von 12 und 18 Sekunden. Bei den letzteren schien ihm kein Einfluß der Epizentralentfernung vorhanden zu sein, dagegen schien große Intensität der Bewegung die Periode zu erhöhen. Den Haupteinfluß auf die Periode schob er jedoch dem durchlaufenen Weg zu, und zwar fand er Perioden von 18 Sekunden bei Beben, die rund mindestens ein Drittel ihres Weges in einem Ozeanboden gelaufen waren. Aber auch eine Mitwirkung von Verhältnissen am Herd hielt

er nicht für unmöglich. Für Maximalwellen kam er zu relativ ähnlichen Ergebnissen. G. Angenheister²⁾ setzte 1921 diese Untersuchungen fort; er verglich die durch gleiche Beben in Göttingen und Apia hervorgerufenen Maximalwellen- und Nachläuferperioden und fand im Gegensatz zu Roesener, daß auf naher gelegenen Stationen kürzere Perioden aufgezeichnet werden als an ferneren, anderseits bestätigte er, daß die asiatischen Kontinentalschollen kleinere Perioden T als die pazifischen Schollen liefern. Angenheister setzte nach Wiechert die Dicke D der schwingenden Schicht $D = \frac{1}{2} T v$, wo v die Geschwindigkeit reiner Transversaloberflächenwellen bedeutet, und fand mit $v_{\text{kont}} = 3.87 \text{ km/sec}$, $v_{\text{ozean}} = 4.68 \text{ km/sec}$ die Werte $D_{\text{kont}} = 28 \text{ km}$, $D_{\text{ozean}} = 41 \text{ km}$; beide Werte sind naturgemäß sehr unsicher; einmal setzt die Theorie von Wiechert eine nachgiebigere Schicht in der Tiefe D voraus, für die bisher für den Ozean keine Anhaltspunkte gefunden wurden, während die Erdbebenbeobachtungen für den Kontinent direkt dem widersprechen, dann beruhen sie auf der Annahme, daß die beobachteten Perioden der Grundschiwingung der Schicht entsprechen, während das gerade so gut für wesentlich höhere beobachtete Perioden angenommen werden kann. So fand O. Geussenhainer³⁾ beim Studium der seismischen Bodenunruhe in Göttingen wahrscheinliche Eigenschwingungsperioden von 6, $7\frac{1}{2}$ und 9 Sekunden und rechnete hiernach mit einer möglichen Grundschiwingung von 36 Sekunden, der eine wesentlich größere Dicke D entsprechen würde.

Wohl das umfangreichste Material über die Wellenperioden hat H. Wellmann⁴⁾ 1922 veröffentlicht. Neben der Intensität des Bebens fand auch er gleich Angenheister sowohl einen Einfluß der Entfernung wie des von den Wellen durchlaufenen Weges auf die Nachläuferperioden (vgl. Tabelle 1).

Tabelle 1.

Mittlere Perioden der Nachläufer in Riverview und Hamburg nach Wellmann

Δ km	62 Beben in Riverview	Etwa 200 Beben in Hamburg	Kontinentale Wege (Hamburg)	Vorwiegend subozeanische Wege (Hamburg)
0— 2 000	10.0	7.9	7.9	—
2 000— 4 000	10.5	8.8	8.2	9.9
4 000— 6 000	10.7	9.5	9.4	10.6
6 000— 8 000	12.7	12.8	10.8	13.4
8 000—10 000	14.9	13.9	12.2	15.4
10 000—12 000	15.0	15.4	13.2	—
12 000—14 000	} 17.4	16.3	—	—
14 000—18 000		16.6	—	16.4

Die Periode von 12 Sekunden trat in Hamburg frühestens bei $\Delta = 1300 \text{ km}$ auf, die von 16 Sekunden bei 7000 km , jedoch nur bei besonders starken Beben. Am wertvollsten ist die Karte, in der die Ergebnisse übersichtlich eingetragen sind.

Weitere Messungen führte ich dann an einer Reihe von Beben aus. So zeigten die Japanbeben vom 1. und 2. September 1923 in Europa (Entfernung $\Delta =$ etwa 9000 km) überall vorherrschende Nachläuferperioden von 12 bis 14 Sekunden, in Zikawei (etwa 1700 km) 10 bis 12 Sekunden, in Manila ($\Delta =$ etwa 2900 km) 10 bis 14 Sekunden, in Batavia und Malabar ($\Delta =$ etwa

5700 km) 15 bis 16 Sekunden, vereinzelt aber auch etwa 12 Sekunden, ebenso in Honolulu ($\Delta =$ etwa 6200 km), in Lick und Berkeley ($\Delta =$ etwa 8400 km) vorwiegend 16 Sekunden, schließlich in Ottawa und Washington 16 bis 17 Sekunden (Wellenverlauf etwa über die Aleuten, nicht durch den freien Pazifik!). Das Tongabebe vom 26. Juni 1917 zeigte an allen Stationen, von denen Diagramme vorlagen ($\Delta > 6000$ km), Nachläuferperioden von 15 Sekunden und mehr; nur in Apia ($\Delta = 200$ bis 300 km) blieben diese meist unter 10 Sekunden. Auch bei dem Chilebeben vom 10. November 1922 betrug sowohl in Nordamerika wie in Europa und in Kapstadt die Nachläuferperioden meist über 15 Sekunden und nur ausnahmsweise darunter. Faßt man diese Ergebnisse mit den Zahlen von Roesener und Wellmann zusammen, so ergibt sich folgendes Bild: Mit wachsender Entfernung und Intensität des Bebens wächst etwas die Nachläuferperiode, den Haupteinfluß besitzt aber der durchlaufene Weg. Nachläuferwellen, die nur Eurasien durchlaufen haben, zeigen Perioden von etwa 12 Sekunden, bei kurzen Entfernungen weniger, bei großer Intensität des Bebens 1 bis 2 Sekunden mehr. Haben die Wellen jedoch nur etwa 200 km weit den Pazifik passiert, so finden wir in Europa bereits Perioden von 16 Sekunden und mehr (Herde: südl. Philippinen, Celebes). Dagegen zeigen die Beben von Sumatra (200 bis 300 km durch den Indik) etwa 12-Sekunden-Perioden. Bei Nachläuferwellen, die aus Herden im Pazifik stammen, überschreitet bei mehr als etwa 5000 km Entfernung die Periode den Wert von 15 Sekunden ohne Rücksicht auf den weiteren Wellenverlauf; das gleiche gilt von Herden in Amerika. Dagegen haben die mittelatlantischen Beben ($\Delta = 6000$ bis 7000 km) in Hamburg nach Wellmann Perioden von 12 Sekunden und darunter, während die Antillenbeben ($\Delta = 7000$ bis 8000 km) in Europa — wie die amerikanischen Beben — Nachläuferperioden von 16 Sekunden und mehr besitzen. Hat ein Beben einmal eine Nachläuferperiode von 16 Sekunden oder mehr erreicht, so bleibt diese auch bei mehreren Umläufen um die Erde ohne Rücksicht auf das durchlaufene Gebiet bestehen.

Ein Überblick über die Ergebnisse zeigt, daß die Nachläuferperioden offenbar von mehreren Faktoren abhängen, daß sie aber unter allen Umständen auf einen verschiedenen Aufbau Eurasiens einerseits und des Pazifik andererseits hinweisen. Welche Rolle der Atlantik spielt — das geringe Material zeigt gleiche Verhältnisse wie Eurasien —, sowie Amerika, dessen Beben sich ähnlich wie die pazifischen verhalten, laßt sich nicht entscheiden; eine genauere Ausdeutung der Ergebnisse stoßt auf Schwierigkeiten, da gleiche Ergebnisse hier durch verschiedene Ursachen (Hervorheben bestimmter Oberschwingungen) bewirkt werden können*).

*) Ein Beispiel für die auftretenden Komplikationen liefern die Aufzeichnungen von Honolulu, Lick und Berkeley bei dem großen Japanbeben vom 1. September 1923. an allen drei Stationen traten etwa $\frac{1}{4}$ Stunde nach dem Maximum, nachdem sich der Boden schon ziemlich beruhigt hatte, erneut starke regelmäßige Sinuswellen, besonders in der E—W- und Vertikalkomponente auf (im Gegensatz zu den Maximalwellen ohne Rücksicht auf die Richtung nach dem Herd!), deren Perioden etwa 16 Sekunden betrug und deren Amplituden etwa $\frac{1}{3}$ bis $\frac{2}{3}$ der früheren Maximalwellen erreichten. Diese Wellen hielten nur langsam abnehmend etwa $\frac{1}{2}$ Stunde an.

Noch weniger geeignet scheinen die Maximalwellen für diesen Zweck zu sein. Bei ihnen scheint die Entfernung nach den Untersuchungen von J. B. Macelwane⁵⁾ eine noch größere Rolle zu spielen als bei den Nachläufern.

Aus den Messungen an Vorläuferperioden, die besonders Werte von 6 und 12 Sekunden zeigen⁶⁾, ließen sich bisher keine Schlüsse auf die Erdkruste ziehen.

Während die Periodenbeobachtungen also nur das Ergebnis lieferten, daß die Erdkruste sich in verschiedenen Gebieten verschieden verhält, brachten uns die Beobachtungen an Nahbebenvorläufern erheblich weiter. Nach den Feststellungen, die zuerst A. Mohorovičić⁷⁾ für Südosteuropa machte, findet sich dort eine Unstetigkeitsfläche, deren Tiefe von diesem Forscher, von S. Mohorovičić und vom Verf. nach verschiedenen Methoden zu 55 bis 60 km bestimmt wurde⁸⁾. Für die Geschwindigkeit der longitudinalen (v_0) und der transversalen Erdbebenwellen (v_0) in Europa fanden (alles in km/sec):

Tabelle 2.

	An der Oberfläche		Dicht oberhalb der Schichtgrenze		Dicht unterhalb der Schichtgrenze	
	v_0	v_0	v	v	v	v
A Mohorovičić ⁷⁾	5.60	3.2—3.4	5.7	etwa 0.2 mehr als v_0	7.8	4.2
S Mohorovičić ¹³⁾	5.54	—	5.8	—	7.9	—
A. De Quervain ⁸⁾	5 ¹ / ₄	3.0—3.1	—	—	—	—
O. Hecker ⁹⁾	5.73	3.0	—	—	—	—
B Gutenberg ¹⁰⁾	5.6	—	5.9	etwa 1/4 mehr als v_0	8.0	4.3 ± 0.2
G. Angenheister ²⁾	—	—	—	—	—	4.12
C. Zeissig ¹²⁾	5.5	—	—	—	—	—
B Gutenberg ²⁸⁾	5.54	3.2 ± 0.05	5.7 ± 0.2	etwa 3 ¹ / ₈	—	—

d. h. die Transversalwellengeschwindigkeit beträgt in Europa nahe der Erdoberfläche etwa 3.2 km/sec, steigt in den obersten 57 km um etwa 0.2 km/sec an und springt dort auf etwa 4.3 km sec.

In der Nahe von Apia wurden bisher keine Anzeichen einer solchen Unstetigkeitsfläche festgestellt. Falls eine solche vorhanden wäre, müßte sie nach den Aufzeichnungen der Nahbebenvorläufer ganz erheblich flacher liegen als in Europa. Andererseits fand G. Angenheister²⁾, daß die Transversalwellengeschwindigkeit dort in den obersten Bodenschichten des Pazifik beträchtlich größer ist als in Eurasien.

Für Kalifornien können wir uns auf die Ergebnisse von J. B. Macelwane⁵⁾ stützen, der dort die gleichen Laufzeiten für ein Nahbeben fand wie der Verf. für die mitteleuropäischen Beben 1911 und 1913¹¹⁾. Hieraus können wir schließen, daß Europa und Kalifornien ähnlichen, der Pazifik bei Apia aber einen völlig davon abweichenden Aufbau besitzen, und zwar fehlt vermutlich bei letzterem die in Europa etwa 60 km dicke Rindenschicht, deren Unterschied gegenüber dem darunter liegenden Material nach den Ergebnissen über die Geschwindigkeit der Vorläuferwellen, wie wir sehen werden, in erster Linie in der geringeren Rigidity und größeren Kompressibilität zu suchen ist. Aber auch diese Methode führt uns nicht viel weiter, da sie Aufzeichnungen von Erdbeben an herdnahen Stationen voraussetzt, und wir solche in genügender Anzahl nur in wenigen Gegenden der Erde besitzen.

Da kommt uns nun eine Methode zu Hilfe, auf deren Bedeutung hingewiesen zu haben ein Verdienst von E. Tams¹⁴⁾ ist: Falls wirklich Unterschiede im Aufbau der Kontinente und Ozeane vorhanden sind, so müssen die Erdbebenoberflächenwellen in diesen verschieden schnell laufen. Die Untersuchungen von Tams (vgl. Tab. 3) bestätigten das, nachdem schon E. Rosenthal¹⁵⁾, allerdings innerhalb der Beobachtungsfehler, und O. Meissner¹⁶⁾ derartige Unterschiede gefunden hatten. Gleichzeitig mit Tams untersuchten S. W. Visser¹⁷⁾ und G. Angenheister²⁾ die Oberflächenwellengeschwindigkeit. Daß ihre Ergebnisse verschieden waren, rührt daher, daß sie teils gedruckte Berichte benutzten, außerdem aber keine Rücksicht auf die Perioden nahmen und vielleicht zum Teil reflektierte transversale Vorläufer mitverwandten; die Wirkung der Dispersion der Oberflächenwellen wurde dann vom Verf. zuerst untersucht und berücksichtigt¹⁸⁾. Es ergab sich jedenfalls, daß die Oberflächenwellen unter dem Ozean schneller laufen als unter dem Kontinent, was auch durch die Untersuchungen von J. B. Macelwane⁵⁾ bestätigt wurde.

Tabelle 3.

Autor	Bezeichnung der Welle	Material	V_{kont} km/sec	V_{ozean} km/sec
E. Tams	Oberflächenwellen (eL)	Viele Berichte	3.801 ± 0.029 m. F.	3.897 ± 0.028 m. F.
G. Angenheister	L	2 Beben	3.87 u. 4.09	4.68 u. 4.58
S. W. Visser . . .	Long Waves (appearance of L)	Viele Berichte	3.70	3.78

Wie verträgt sich das mit der Theorie? Es sind verschiedene theoretische Untersuchungen angestellt worden, und es ergab sich, daß normale Dispersion auftreten muß

1. falls die Dichte mit der Tiefe wächst, ohne daß hierbei Sprünge auftreten; Theorie von E. Meissner¹⁹⁾ nur für Querwellen;
2. falls die Dichte in einer oberen Schicht konstant, jedoch kleiner ist als in einer darunter liegenden Schicht, wo sie ebenfalls konstant ist; Theorie von A. E. H. Love²⁰⁾ für Quer- und Rayleighwellen;
3. falls eine träge Rindenschicht mit kleinerer Dichte ins Mitschwingen gerät; Theorie von E. Meissner²¹⁾.

Wir wollen uns auf die Theorie der Fälle 1. und 2. für Querwellen beschränken.

Fall 1. Sind μ der Rigideitskoeffizient, ρ die Dichte, v die Transversalwellengeschwindigkeit, z die Tiefe (Index 0 für $z = 0$), und werden μ und ρ durch folgende Funktionen dargestellt (ε und δ sind Konstanten):

$$\mu = \mu_0(1 + \varepsilon z), \quad \rho = \rho_0(1 + \delta z),$$

so nähert sich \mathfrak{B} , falls die Periode $T = \infty$ wird, dem Werte:

$$v_1 = v_0 \frac{\varepsilon}{\delta}.$$

Es entstehen n Wellenzüge mit $n = 0, 1, 2 \dots$ Knotenebenen. In erster Annäherung wird

$$\left(\frac{\mathfrak{B}}{v_0}\right)^2 = \frac{v_1^2}{v_0^2 \sin^2 \alpha + v_1^2 \cos^2 \alpha},$$

$$T_n = \frac{1}{\varepsilon \mathfrak{B}} \cdot \frac{8}{4n+1} \cdot \frac{\gamma - \sin \gamma}{1 + \cos \gamma} \sqrt{1 - \frac{\mathfrak{B}^2}{v_1^2}},$$

wobei $\gamma = 2\alpha$ variabel sind. Von Bedeutung wird nur der Fall $n = 0$. Setzen wir die Werte, die für den Mantel der Erde bis 1200 km Tiefe gelten, ein, also etwa (nach 22):

$$\frac{1}{\delta} = 3200 \text{ km}^{-1}, \quad \frac{1}{\varepsilon} = 400 \text{ km}^{-1}, \quad \frac{\varepsilon}{\delta} = 8,$$

so ergibt Tabelle 4 unter den getroffenen Voraussetzungen die Oberflächenwellengeschwindigkeit \mathfrak{B} für Wellen mit verschiedenen Perioden.

Tabelle 4.

Alle Angaben in km/sec. Vorausges.:	Oberflächenwellengeschwindigkeit \mathfrak{B} für Wellen mit Perioden von			
	0 sec	4 sec	24 sec	92 sec
$v_0 = 3,0$	3,0	3,1	3,3	3,5
$v_0 = 3,5$	3,5	3,6	3,8	4,0
$v_0 = 3,6$	3,6	3,7	3,9	4,1
$v_0 = 3,7$	3,7	3,8	4,1	4,3
$v_0 = 4,0$	4,0	4,1	4,4	4,6

Fall 2. Wir haben eine Schicht mit der Dicke d , in der die Geschwindigkeit v_0 der Transversalwellen konstant ist, ebenso darunter $v_1 > v_0$. Sind μ_0 und μ_1 die entsprechenden Rigideitskoeffizienten (= Torsionsmodul), \mathfrak{L} die Wellenlänge, $f = \frac{\mathfrak{L}}{2\pi}$, s eine Variable, so sind in erster Annäherung die Periode T der Oberflächenwellen ($T\mathfrak{B} = \mathfrak{L}$) und deren Geschwindigkeit \mathfrak{B} verknüpft durch

$$fd = sd \sqrt{\frac{v_0^2}{v_1^2 - v_0^2} + \left(\frac{\mu_0}{\mu_1}\right)^2 \frac{v_1^2}{v_1^2 - v_0^2} \operatorname{tg}^2 sd}$$

$$\mathfrak{B} = v_0 \sqrt{1 + \frac{s^2}{f^2}}.$$

Setzen wir nach Tabelle 2 $v_0 = 3,2 \text{ km/sec}$, $v_1 = 4,4 \text{ km/sec}$, $(\mu_0 : \mu_1)^2 = 0,18$ als wahrscheinliche Werte nach den Vorläuferbeobachtungen ein, so ergeben sich für verschiedene Schichtdicken d nunmehr die in Tabelle 5 angegebenen Werte der Oberflächenwellengeschwindigkeit \mathfrak{B} für Wellen mit verschiedenen Perioden T .

Tabelle 5.

Schichtdicke d in km	Oberflächenwellengeschwindigkeit \mathfrak{B} in km/sec für Wellen mit Perioden von								
	0	10	20	30	40	50	60	150	∞ sec
10	3.2	3.8	4.2	4.3	4.4	4.4	4.4	4.4	4.4
30	3.2	3.3	3.6	3.8	4.0	4.2	4.2	4.4	4.4
60	3.2	3.2	3.3	3.4	3.6	3.7	3.8	4.3	4.4
120	3.2	3.2	3.2	3.3	3.3	3.4	3.4	4.0	4.4

Die Prüfung dieser Ergebnisse gestaltet sich recht schwierig. Zunächst können nur Querwellen herangezogen werden, d. h. Oberflächenwellen, bei denen die Schwingungen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung erfolgen und keine starke Vertikalkomponente besitzen. Die Feststellung der Schwingungsrichtung der Wellen geschah, sofern der Herd nicht gerade ost-westlich oder nord-südlich von der Station lag, so, daß der Durchgang aller Maximalwellen durch die Ruhelage bei allen Komponenten mit Pfeilen auf Papierstreifen markiert wurde und zusammengehörige Streifen dann mit Hilfe der mit eingezeichneten Minutenmarken aneinander gelegt wurden. Die Perioden und Eintrittszeiten aller ausgesprochenen Quer-(*Q*-) Maximalwellen und *R*-Wellen (= Wellen vom Charakter der Rayleighwellen) wurden dann genauer ausgemessen. Eine wesentliche Erschwerung ergab sich dann noch aus der Tatsache, daß sich der Übergang der direkten Maximalwellen in die „Nachläufer“ nicht mit Sicherheit feststellen läßt. Da letztere meist etwas geringere Perioden besitzen als die Maximalwellen, hat ein Mitvermessen der Nachläufer zur Folge, daß sich für diese fälschlicherweise als Maximalwellen angesprochenen Nachläufer eine zu geringe Geschwindigkeit ergibt. Auf diese Tatsache wird später nochmals verwiesen werden.

Als Beobachtungsmaterial wurden alle Erdbebenreproduktionen des früheren Zentralbureaus der internationalen seismologischen Association sowie der Kaiserl. Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg, ferner die unter Leitung von Herrn Geh. Rat Hecker in Jena reproduzierten Seismogramme, weiterhin alle von einzelnen Stationen abgedruckten Aufzeichnungen verwandt, deren Herd bekannt war, und bei denen zwei Komponenten vorlagen. Meist lieferte ein brauchbares Diagramm eine bis zwei, selten mehr verwertbare Wellen. Besonders wertvolles Material ergab die Ausmessung von Registrierungen des Tongabebens vom 26. Juni 1917, des Chilebebens vom 10. November 1922 und der Japanbeben vom 1. und 2. September 1923, die dem Verf. teils durch Vermittlung der Zentralstelle in Jena, teils direkt von Auslandstationen dankenswerterweise zur Verfügung gestellt waren. Schließlich wurden noch die Messungen von J. B. Macelwane⁵⁾, die für ähnliche Zwecke besonders sorgfältig vorgenommen sind, mitbenutzt (Herd: Westküste von Kalifornien). Die Ergebnisse für *Q*-Wellen wurden dann je nach dem durchlaufenen Wege in acht Blätter entsprechend den acht Rubriken der Tabelle 6 eingetragen. Die Figuren a, b, c geben ein Bild der beobachteten Oberflächenwellengeschwindigkeiten mit verschiedenen Perioden bei Wellen durch den Atlantik, durch Eurasien und durch den Pazifik. Wellen, die einen merklichen Teil außerhalb einer der genannten Einheiten gelaufen waren (z. B. Chile—Europa), wurden hierbei nicht berücksichtigt, sondern besonderen Blättern (im Beispiel: Amerika + Atlantik) zugeteilt.

Betrachten wir zunächst Fig. b: Die zahlreichen Beobachtungen an Wellen mit Perioden von 0 bis 10 Sekunden ruhen von den süddeutschen Beben 1911/13 her; da es sich hier nicht um Nachläufer handelt, sind die Punkte besonders zuverlässig. Dagegen dürfte der größte Teil der Beobachtungen mit Perioden von 13 bis 16 Sekunden und auch einige der folgenden Nachläufern zuzuschreiben sein. Die folgenden Punkte dürften in erster Annäherung fehlerfrei sein; erst bei den Wellen mit Perioden von über 40 Sekunden taucht eine andere Fehler-

quelle auf: derartig große Perioden sind schwer meßbar und mit mindestens, 10 Proz. Unsicherheit behaftet. In den Beobachtungsprotokollen steht in derartigen Fällen meist „etwa $\frac{3}{4}$ Minuten“ oder „etwa 1 Minute“.

In die Fig. b wurden nun weiter die theoretischen Kurven eingezeichnet, die sich ergeben, wenn man Fall 2 als vorliegend erachtet, d. h. eine Schicht mit der Dicke d , in der bzw. unterhalb der die Transversalwellengeschwindigkeiten vorhanden sind, welche sich aus den Vorläuferbeobachtungen ergeben. Man sieht, daß die Punkte vorwiegend

etwas oberhalb der Kurve für $d = 60$ km liegen; man würde etwa auf eine Schichtdicke von 50 km schließen, während sich aus Vorläuferbeobachtungen 55 bis 60 km ergeben hatte. In Anbetracht der Voraussetzungen ist die Übereinstimmung sehr befriedigend. Die Beobachtungen zeigen, daß für ganz Eurasien eine Schichtdicke von etwas unter 60 km sehr wahrscheinlich ist. Man darf im übrigen nicht vergessen, daß auch innerhalb der oberen Schicht im Gegensatz zu unseren Voraussetzungen die Geschwindigkeit der Wellen etwas wächst, und daß auch hierdurch etwas Dispersion hervorgerufen wird.

Betrachten wir nun Fig. a, die für den Atlantik gilt. Auch hier müssen wir ganz analog wie bei Fig. b annehmen, daß der größte Teil der Beobachtungen mit Perioden unter 20 Sekunden durch Nachläufer gefälscht ist. Im übrigen liegen die Beobachtungen ganz zweifellos höher als in b, vorwiegend sogar etwas über der Kurve $d = 30$ km, so daß wir für den Atlantik eine Schichtdicke von etwa 25 km als wahrscheinlich ansehen können.

Ganz anders sieht Fig. c aus, die für den Pazifik gilt. Hier liegen schon im Anfang — von einigen auch hier vermutlich durch Nachläufer gefälschten kleinen Werten abgesehen — die Beobachtungen ganz erheblich über der gestrichelten Kurve für $d = 30$ km; auch dem Charakter der Kurven für noch kleinere Schichtdicke passen sich die Werte schlecht an; dagegen gruppieren sie sich symmetrischer um die eingezeichneten Kurven, die dem oben behandelten

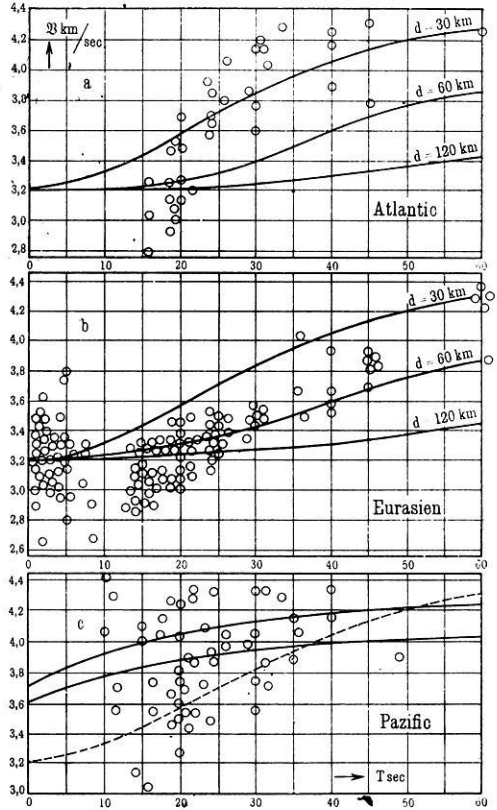


Fig. 1.

Fälle 1 einer fehlenden Unstetigkeitsschicht entsprechen. Diese Kurven würden andererseits in den Figuren a und b gänzlich unmotiviert sein. Im Pazifik ist demnach keine oder nur eine sehr dünne Oberflächenschicht (Sedimente!) vorhanden.

Ganz analog ergaben sich die Werte für die übrigen Spalten der Tabelle 6.

Tabelle 6.

\mathfrak{B}_Q (km/sec) in	Periode der Q -Wellen in sec										
	0	10	15	20	25	30	35	40	50	60	150*
Eurasien	3.1	3.1	3.2	3.2	3.3	3.4	3.5	3.6	3.9	(4.1)	4.4
Amerika	?	?	(3.3)	3.4	3.4	(3.5)	?	?	4.1	?	4.4
Atlantik	?	?	(3.1)	3.4	3.8	4.0	4.1	4.2	?	?	4.4
Arktis	?	?	(2.9)	3.1	3.5	(3.9)	(4.1)	(4.3)	?	?	?
Amerika + Atlantik .	?	?	(2.9)	3.2	3.5	3.7	3.9	(4.0)	(4.1)	?	4.4
Amerika + Skandik .	?	?	?	3.3	3.4	(3.6)	(3.9)	?	?	?	?
Pazifik + Arktis . .	?	?	?	3.3	3.6	3.8	3.8	?	?	?	?
Pazifik	?	(3.8)	(3.8)	3.8	3.9	4.0	4.1	?	?	?	4.4

In Amerika liegen die Werte ein wenig höher als in Eurasien; vielleicht ist dort die Schichtdicke etwas geringer, etwa 50 km.

Die arktischen Gebiete zeigen innerhalb der Beobachtungsfehler ähnliches Verhalten wie der Atlantik. Möglicherweise ist dort die Schichtdicke noch etwas geringer.

Für Afrika, den Indik und die Antarktis fehlten Beobachtungen.

Schon rein äußerlich zeigen übrigens die Maximalwellen der Beben, die den Pazifik durchlaufen haben, einen Unterschied gegenüber den anderen Gebieten. Während bei diesen bei langsam sinkender Wellenperiode meist schöne, regelmäßige Sinuswellen auftreten, folgen bei Aufzeichnungen von Beben, deren Oberflächenwellen nur den Pazifik durchlaufen haben, kurzwellige Maxima schnell auf die langen Wellen und bieten oft mit diesen zusammen ein so unregelmäßiges Bild, daß klare Querwellen überhaupt nicht feststellbar sind.

Ganz analog wie die Querwellen wurden nun die R -Wellen behandelt, die übrigens viel seltener ungestört auftreten, so daß hier viel weniger brauchbares Material vorhanden war; infolgedessen wurde von einer theoretischen Ausdeutung ganz abgesehen. Tabelle 7 zeigt die Ergebnisse:

Tabelle 7

\mathfrak{B}_R (km/sec) in	Periode der R -Wellen in sec					
	15	20	25	30	35	40
Eurasien	(2.8)	3.1	3.3	(3.6)	(3.8)	?
Atlantik	?	3.3	3.6	(3.9)	?	?
Arktis	?	3.1	3.5	(3.8)	(4.0)	(4.1)
Arktis + Pazifik	?	(3.2)	3.4	3.7	3.8	3.9
Pazifik	?	(3.6)	(3.7)	(3.8)	?	?

Wir finden also in Eurasien, Amerika, in der Arktis und im Atlantik eine Rindenschicht von verschiedener Dicke, die sich den Erdbebenwellen gegenüber

*) Hierbei handelt es sich möglicherweise um eine andere Wellenart. Vgl. (15). Inzwischen wurden weitere Messungen vorgenommen, die alle Ergebnisse bestätigten (Anm. bei der Korrektur).

innerhalb der Meßgenauigkeit gleichmäßig verhält, während der Pazifik ein ganz anderes Verhalten zeigt. Es ist nun zu erwarten, daß die Oberflächenwellen die Grenzen der erstgenannten Gebiete ohne wesentliche Störungen überschreiten, während beim Übergang von und zu dem Pazifik Brechungen und Reflexionen der Oberflächenwellen zu erwarten sind. Die direkte Verfolgung der Oberflächenwellen ist sehr schwer, da nach den Untersuchungen von H. Reich²³⁾ allein der Untergrund bewirken kann, daß die gleichen Wellen an einer Station im Maximum zwei- bis dreimal so stark aufgezeichnet werden als an einer anderen. Andererseits muß berücksichtigt werden, daß nicht nur die Veränderung der Länge der Wellenfront beim Fortschreiten der Wellen, sondern neben den zu untersuchenden Wirkungen der vertikalen Grenzflächen auch die Absorption und möglicherweise Veränderungen der Wellen aus physikalischen Ursachen die Intensität der Oberflächenwellen beeinflussen. Die letzteren drei Wirkungen fassen wir nach K. Uller²⁴⁾ unter dem Begriff der „Extinktion“ zusammen und definieren den Extinktionsfaktor k durch die Beziehung

$$J_1 = \frac{J_0}{r} e^{-k \cdot \mathcal{L}}$$

(r = Radius des Kreises in der Entfernung \mathcal{L} vom Herd, J_0 = Intensität im Herd, J_1 in der Herddistanz \mathcal{L}). Benutzt man Beobachtungen des gleichen Bebens an der gleichen Station beim Eintreffen der direkten Oberflächenwelle W_1 , der Welle W_2 , die vom Herd über den Gegenpunkt gelaufen ist, der Welle W_3 , die von W_1 nach einem Umlauf um die Erde herrührt, falls keine Brechungen erfolgen, schließlich der Welle W_4 , die analog die Welle W_2 nach einem Umlauf darstellt, so fallen r und der Untergrundfaktor (der in der Gleichung nicht berücksichtigt wurde) heraus. Wir erhalten insbesondere aus

$$\begin{array}{l} W_2 \text{ und } W_3: k_{2,3} \text{ für das Stück Herd—Station} \\ W_1 \text{ „ } W_4: k_{1,4} \text{ „ „ „ Herd—Gegenpunkt—Station} \\ W_1 \text{ „ } W_3: \left. \begin{array}{l} k_{1,3} = k_{2,4} \end{array} \right\} \text{ für den größten Kreis Herd—Gegenpunkt} \\ W_2 \text{ „ } W_4: \left. \begin{array}{l} \end{array} \right\} \text{ —Station—Herd} \end{array}$$

Dabei ist auf die Periode der Wellen Rücksicht zu nehmen. Für sehr lange Wellen (T = etwa $2\frac{1}{2}$ Minuten) ergab sich k = etwa 0.000 10 bis 0.000 15 ohne merklichen Einfluß der durchlaufenen Bahn¹⁸⁾. Bei den in Tabelle 8 angegebenen Beben wurde k für verschiedenen Wellenverlauf für Perioden von 18 bis 24 Sekunden berechnet. Es ergibt sich, daß in Eurasien, im Atlantik und in Amerika die Schwächung offenbar geringer ist als bei Überschreitung der Grenzen des Pazifik. Leider läßt sich diese Methode nur selten benutzen, da sie deutliches Auftreten der W_2 - und W_3 -Wellen verlangt. Will man nur die direkten Oberflächenwellen benutzen, so muß man den Untergrundfaktor vernachlässigen, außerdem den Extinktionsfaktor k_1 für eine bestimmte Strecke \mathcal{L}_1 kennen. Dann ergibt sich k_2 aus:

$$e^{k_2 \mathcal{L}_2} = \frac{r_1 J_1}{r_2 J_2} \cdot e^{k_1 \mathcal{L}_1}$$

Tabelle 8.

Herd	Wellenweg	aus	Zahl der Diagramme	k
Japan 1. Sept. 1923	Japan—Europa	$k_{2.3}$	13	0.000 17
Japan 2. Sept. 1923	" "	$k_{2.3}$	3	0.000 15
Chile 10. Nov. 1922	Chile—Europa	$k_{2.3}$	14	0.000 13
" "	" —Ottawa	$k_{2.3}$	1	0.000 20
" "	" —Berkeley	$k_{2.3}$	1	0.000 29
Tonga 26. Juni 1917	Tonga—Europa	$k_{2.3}$	8	0.000 20
" "	" —Batavia	$k_{2.3}$	1	0.000 32
" "	" —Manila	$k_{2.3}$	1	0.000 22
" "	" —Berkeley	$k_{2.3}$	1	0.000 31
" "	" —Ottawa	$k_{2.3}$	1	0.000 21
" "	" "	$k_{1.3}$	9	0.000 25
" "	" "	$k_{2.4}$	3	0.000 22
Chile 10. Nov. 1922	Südl. Pazifik—Eurasien	$k_{1.3}$	16	0.000 21
" "	—Atlantik—Südamerika	$k_{2.4}$	6	0.000 22
" "	—Südl. Pazifik	$k_{1.3}$	12	0.000 27
Japan 1. Sept. 1923	" "	$k_{1.3}$	3	0.000 30
Japan 2. Sept. 1923	" "	$k_{1.3}$	3	0.000 30

J_1 und J_2 sind aus den beobachteten Perioden T und Amplituden A zu bestimmen.

$$J_1 = \frac{A_1^3 \cdot T_2^2}{A_2^3 \cdot T_1^2}$$

Für Tabelle 9 wurden die mittleren bei den betreffenden Beben in Europa gemessenen Amplituden und Perioden, die Entfernung Herd—mittleres Europa und die Werte $k = 0.000 17$ für Japan—Europa, $k = 0,00013$ für Chile—Europa und $k = 0.000 20$ für Tonga—Europa nach obenstehender Tabelle vorausgesetzt. Umgekehrt ergaben sich für die europäischen Stationen im Mittel wieder etwa die gleichen Werte.

Beim Betrachten der Tabelle 9 finden wir, daß Wellen längs der unregelmäßigen Westküste des Pazifik besonders stark geschwächt werden, daß im Pazifik selbst (vgl. Honolulu) die Extinktion anscheinend geringer ist, offenbar aber überall größer als in Eurasien, Amerika und im Atlantik. G. Angenheister²⁾ kommt das Verdienst zu, die verschiedene Extinktion in den pazifischen und eurasischen Oberflächenschichten zuerst festgestellt zu haben. Er fand für die hier

Tabelle 9.

Herd	Station	Wellenweg	k
Japan	Manila	Längs westl. Pazifikküste	0.000 48
1. Sept. 1923	Batavia		0.000 54
2. Sept. 1923	"		0.000 56
1. Sept. 1923	Honolulu	Nur im Pazifik	0.000 23
"	Berkeley	Pazifik mit Überschreitung der Küsten	0.000 46
"	Lick		0.000 38
"	La Paz		0.000 38
2. Sept. 1923	"		0.000 32
Chile	Manila		0.000 23
Tonga	Batavia		0.000 34
"	Ottawa		0.000 29
"	Berkeley		0.000 21
Chile	"	Längs östl. Pazifikküste	0.000 33
"	Lick		0.000 20

in Frage kommenden Wellen $k_{\text{ozean}} = 0.00037$, $k_{\text{kont}} = 0.00009$ (ohne Berücksichtigung der Untergrundfaktoren) und erklärte den Unterschied durch verschiedene Absorption. Nach unseren Ergebnissen scheint jedoch der Übergang von Pazifik zum Kontinent und umgekehrt bzw. die damit verbundene Energiezerteilung die Hauptrolle zu spielen, und im Einklang mit unseren Ergebnissen über den Unterschied zwischen Pazifik und Atlantik fehlt diese Erscheinung bei Übertritt vom Atlantik zum Kontinent und umgekehrt vollkommen.

Eine weitere Bestätigung für unsere Ansichten können wir in folgender Tatsache sehen: Der Herd des Weltbebens vom 26. Juni 1917 lag nur 200 bis 300 km von Apia entfernt. Obwohl das Beben außergewöhnlich heftig war, ist von der Wiederkehr der Oberflächenwellen, die sich im Herde bei gleichmäßiger Ausbreitung wieder sammeln müßten, dort kaum etwas zu erkennen, wohl aber zwei bis drei Stunden später an den europäischen Stationen. Daß das Pendel in Apia in Ordnung war, zeigen die sauber aufgezeichneten Nachbeben. Die Wellen wurden also unterwegs — nach unserer Ansicht an der Pazifikküste — in andere Bahnen gelenkt. Hiermit wird auch die vom Verf. schon länger bekämpfte Ansicht (vgl. 15) widerlegt, daß die Wiederkehrwellen — sogar nach mehreren Umläufen um die Erde — eine wesentliche Rolle für die Auslösung von Nachbeben spielen.

Daß sich der Unterbau von Eurasien und Amerika ähnlich verhält, ist nicht weiter verwunderlich; dagegen ist die von uns nun auf ganz verschiedenen Wegen bestätigte Tatsache, daß der Atlantische Ozean, von der Schichtdicke abgesehen, den gleichen Aufbau hat, der Pazifische Ozean aber eine Einheit für sich bildet und sich völlig von jenen unterscheidet, zunächst erstaunlich. Zwar kennt die Geologie diesen Unterschied sowohl dem allgemeinen Verhalten wie dem Küstentypus nach schon länger, aber auch hier wurde er vielfach angezweifelt. Besondere Bedeutung hat daher die Untersuchung von H. S. Washington²⁵⁾ über die Oberflächendichte verschiedener Erdteile. Auf Grund verschiedener Voraussetzungen *a*, *b*, *c*, auf die einzugehen hier zu weit führen würde, fand er folgende Oberflächendichten für:

Tabelle 10.

	Annahme	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
Nordamerika . . .		2.78	2.73	2.80
Südamerika . . .		2.78	2.73	—
Europa		2.79	2.73	—
Asien		2.77	2.71	—
Atlantik		2.89	2.81	2.89
Pazifik		3.09	3.01	—

Washington kam zu dem Ergebnis, daß die Oberflächendichte eines Gebietes um so kleiner ist, um je höher es sich im Mittel erhebt. Er trug die Oberflächendichte als Funktion der Höhe auf und fand eine regelmäßige Kurve mit Ausnahme der Dichte für den Atlantik, die wesentlich zu niedrig ist. Unter der allgemein anerkannten Voraussetzung der Isostasie, d. h. der Annahme, daß es eine Niveaufläche gibt (isostatische Ausgleichsfläche), oberhalb deren auf allen nicht zu kleinen Flächen gleiche Massen liegen, obwohl Dichteunterschiede vor-

handen sind, würde das Ergebnis bedeuten, daß überall die Höhenunterschiede durch eine mittlere Dichte, welche der Oberflächendichte proportional ist, kompensiert wird, daß jedoch die Oberflächenschicht im Atlantischen Ozean zu leicht ist und durch eine besonders dichte Unterlage kompensiert werden muß. Gerade das ergibt sich aber, wenn wir unsere Resultate zugrunde legen.

Wir wollen in erster Annäherung voraussetzen, daß die isostatische Ausgleichsfläche mit der unteren Randfläche der Rindenschicht in Europa zusammenfällt. Daß die isostatische Ausgleichsfläche meist tiefer gefunden wurde, kann neben Ungenauigkeiten in den Voraussetzungen in kleineren Unregelmäßigkeiten unterhalb der Rindenschicht seine Ursache haben. Wir wollen weiter annehmen, daß unterhalb der Oberflächenschichten die Dichte überall gleich sei, und zwar so groß wie im Pazifik. Die Dichte nimmt mit der Tiefe zu, und zwar mindestens in dem Maße, das durch den Druck und die Kompressibilität gegeben ist; nach den Untersuchungen von E. D. Williamson und L. H. Adams²⁶⁾ ist es wahrscheinlich, daß in den oberen Schichten die Zunahme der Dichte hierdurch gerade bestimmt ist; der betreffende Wert ergibt sich nach der von diesen Forschern angegebenen Methode aus den Werten für den Kompressibilitätsfaktor, der sich seinerseits aus der Geschwindigkeit der Longitudinalwellen angenähert nach unseren neuesten Beobachtungen (Tabelle 2) berechnen läßt. Wir finden so, daß in Eurasien, Amerika und im Atlantik die Dichte um etwa $\frac{2}{3}$ Proz.*) pro 10 km Tiefenzunahme wachsen muß, im Pazifik oben um etwa $\frac{1}{3}$ Proz., in größerer Tiefe (etwa 30 bis 60 km) und unter den Rindenschichten weniger (bis etwa $\frac{1}{4}$ Proz.). Wir setzen nun weiter als wahrscheinlichste Werte:

Tabelle 11

	In Eurasien	Amerika	Atlantik	Pazifik
Oberflächendichte	Q_1	Q_2	Q_3	Q_4
Dichtezunahme pro 10 km	Rinde $\frac{2}{3}$ Proz. darunter $\frac{1}{4}$ "	$\frac{2}{3}$ Proz. $\frac{1}{4}$ "	Rinde $\frac{2}{3}$ Proz. 25–30 km $\frac{1}{3}$ " darunter $\frac{1}{4}$ "	bis 30 km $\frac{1}{3}$ Proz. darunter $\frac{1}{4}$ "
Höhe über NN	+ 0.9 km	+ 0.7 km	— 3.3 km	— 4.0 km
Dicke der Rindenschicht	57 km	50 km	25 km	{ 5 km (Dichte = Q_2)

In bezug auf die untere Randfläche von Eurasien als isostatische Ausgleichsfläche ergibt sich nun angenähert folgende Dichtegleichung:

$$58.2 \varrho_1 = 51.0 \varrho_2 + 6.9 \varrho_4 = 3.3 + 25.2 \varrho_3 + 28.4 \varrho_4 = 4.0 + 5.0 \varrho_2 + 47.5 \varrho_4.$$

Setzt man die von Washington für den Pazifik gefundenen Werte a) $\varrho_4 = 3.01$, b) $\varrho_4 = 3.09$ in diese Gleichung ein, so ergibt sich (die von Washington auf Grund der Beobachtung gefundenen Werte sind in Klammern beigefügt) in vorzüglicher Übereinstimmung:

a) $\varrho_1 = 2.76$ (2.72), $\varrho_2 = 2.74$ (2.73), $\varrho_3 = 2.85$ (2.81),

b) $\varrho_1 = 2.82$ (2.78), $\varrho_2 = 2.80$ (2.78), $\varrho_3 = 2.91$ (2.89).

*) Gegenüber der vorläufigen Mitteilung unter Benutzung der neuesten Werte verbessert.

Das anormale Verhalten der Oberflächendichte des Atlantik bei der Untersuchung von Washington hat damit seine Lösung gefunden!

Da wir nun die Wellengeschwindigkeiten v und v nach Tabelle 2, die Dichte ρ angenähert nach den obigen Darlegungen kennen, ist es uns möglich, einen Überschlagn über die Dichte ρ , die Inkompressibilitäts- und Richtigkeiten k bzw. μ zu machen. Es ist

$$v^2 = \frac{k + \frac{4}{3}\mu}{\rho}, \quad v^2 = \frac{\mu}{\rho}$$

Es ergibt sich (μ und k in Dyn/cm²):

Tabelle 12.

Tiefe km	In Eurasien (und ähnlich in Amerika)			Im Atlantik			Im Pazifik		
	ρ	k	μ	ρ	k	μ	ρ	k	μ
Oberfläche	2.8	$4\frac{3}{4} \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	2.9	$4\frac{3}{4} \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	3.1	etwa $9 \cdot 10^{11}$	$4\frac{1}{2} \cdot 10^{11}$
10	2.8	↓	↓	2.9	↓	↓	3.1	↓	↓
20	2.8	zu- nehmend	zu- nehmend	2.9	$5 \cdot 10^{11}$	$3\frac{1}{2} \cdot 10^{11}$	3.1	zu- nehmend	zu- nehmend
30	2.9	auf	auf	3.1	$11 \cdot 10^{11}$	$5\frac{1}{2} \cdot 10^{11}$	3.1	auf	auf
40	2.9	↓	↓	3.1	↓	↓	3.1	↓	↓
50	2.9	$5\frac{1}{3} \cdot 10^{11}$	$3\frac{1}{4} \cdot 10^{11}$	3.2	zu- nehmend	zu- nehmend	3.2	↓	↓
0	3.2	$12 \cdot 10^{11}$	$6\frac{1}{4} \cdot 10^{11}$	3.2	$12 \cdot 10^{11}$	$6\frac{1}{4} \cdot 10^{11}$	3.2	$12 \cdot 10^{11}$	$6\frac{1}{4} \cdot 10^{11}$

Mit Hilfe der so gefundenen Werte für k läßt sich nun die Dichtezunahme mit der Tiefe genauer finden, doch spielt diese Verbesserung keine wesentliche Rolle für unsere Darlegungen, da die übrigen Unsicherheiten viel größer sind. Tabelle 12 soll, wie nochmals ausdrücklich erwähnt sei, auch nur im Sinne eines Überschlagns bewertet werden.

Wir finden jedenfalls, daß im Pazifik das Material, das unter den Kontinentalblöcken liegt, das „Sima“, wie es nach dem Vorgehen von Suess genannt wird, bis dicht an die Oberfläche reicht, während sowohl in Eurasien und in Amerika wie auch im Atlantik und in der Arktis sich darüber Schollen befinden, deren Material, das „Sial“, wesentlich größere Kompressibilität besitzt und kleinere Richtigkeit sowie etwas geringere Dichte*). Soweit der Pazifik in Frage kommt, decken sich unsere Ergebnisse durchaus mit dem, was R. A. Daly²⁷⁾ auf Grund von petrographischen Untersuchungen gefunden hat. Wichtig für geotektonische Hypothesen ist die Tatsache, daß der Pazifikboden, wie das Sima überhaupt, Formveränderungen einen größeren Widerstand entgegengesetzt als das Sial der Rindenschicht; selbstverständlich sind jedoch beide bei Drucken, die während der Dauer geologischer Zeitalter allseitig wirken, als plastisch anzusehen, allerdings auch hier vermutlich in verschiedenem Maße.

*) Nach Laboratoriumsversuchen von Williamson³⁰⁾ wäre in 40 km Tiefe bei Granit ($\rho = 2.6 - 3.1$) k etwa $5\frac{1}{2} \cdot 10^{11}$, für Pyroxenit ($\rho = 3.2$) nach brieflicher Mitteilung von R. A. Daly in 60 km Tiefe $k = 10 \cdot 10^{11}$ Dyn/cm² zu erwarten, beides in relativ guter Übereinstimmung mit den in Tab. 12 gefundenen Werten für die Rinde (Sial) bzw. das darunterliegende Sima.

Die obigen Ergebnisse erheben natürlich nicht Anspruch darauf, genau die Verhältnisse der Erdkruste darzustellen; daß jedoch die verschiedenartigen Methoden zu Resultaten führen, die in vorzüglicher Übereinstimmung miteinander stehen, läßt erwarten, daß wir wenigstens eine gute Annäherung an die Wirklichkeit gefunden haben.

Literatur.

- 1) F. Roesener. Vergleichende Untersuchungen über die Perioden ... Beitr. z. Geophysik XII, S. 207 (1913).
- 2) G. Angenheister. Beobachtungen an pazifischen Beben. Göttinger Nachr. 1921.
- 3) O. Geussenhainer: Ein Beitrag zum Studium der Bodenunruhe. Diss. Göttingen 1921.
- 4) H. Wellmann: Untersuchungen über die Perioden der Nachläufer. Diss. Hamburg 1922.
- 5) J. B. Macelwane. A study of the relation between periods of elastic waves ... Bull. soc. Am **13**, 14, Juni 1923.
- 6) B. Gutenberg: Theorie der Erdbebenwellen. In: Erdbebenkunde von A. Sieberg Verlag von Gust. Fischer, Jena 1923
- 7) A. Mohorovičić. Jahrb. d. meteorol. Observ. in Zagreb, IX, 4. Teil, 1. Abschn., 1909.
- 8) A. De Quervain. Jahresber. d. schweiz. Erdbebendienstes 1917.
- 9) O. Hecker: Die Explosionskatastrophe von Oppau. Veröffentl. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung Jena, 1922.
- 10) B. Gutenberg: Zeitschr. f. angew. Geophysik **1**, 65 (1913).
- 11) Derselbe Die mitteleuropäischen Beben 1911 und 1913. Veröffentl. Zentralbureau Straßburg 1915.
- 12) C. Zeissig. Vortrag Naturforschervers. Leipzig 1922.
- 13) S. Mohorovičić: Beitr. z. Geophysik **13**, 217 (1914).
- 14) E. Tams. Centrabl. f. Mineralogie ... S. 44—52 und 75—83 (1921).
- 15) E. Rosenthal: Verhandl. der 1. Generalversammlung. Seism. Assoz. Haag 1907.
- 16) O. Meissner: Beitr. z. Geophysik **14** (1915), Kl. Mitt. S. 10.
- 17) S. W. Visser. On the Distribution of earthquakes. Batavia 1921.
- 18) B. Gutenberg. Das Erdbeben in ... Atacama. II. Veröffentl. Jena, Heft 3, 1924.
- 19) E. Meissner: Vierteljahrsschr. d. Naturf. Ges., Zürich 1921, S. 181.
- 20) E. A. H. Love: Some problems of geodynamics, Cambridge 1912, Art. 176.
- 21) E. Meissner: Vierteljahrsschr. d. Naturf. Ges. Zürich 1922, S. 1.
- 22) B. Gutenberg: Phys. Zeitschr. **14**, 1217 (1923).
- 23) H. Reich: Nachr. d. K. Ges. d. Wissenschaften, Göttingen, 1921, S. 93.
- 24) K. Uller: Elastische Oberflächenwellen. Ann. d. Phys. **56** (1918).
- 25) H. S. Washington: Isostasie and rock density. Bull. geol. soc. Am. **33**, 375 (1922).
- 26) E. D. Williamson and L. H. Adams: Journ. Washington acad. **13**, 413 (1923).
- 27) R. A. Daly: Petrographie of the pazific islands. Bull. geol. soc. Am. **27**, 325 (1916).
- 28) B. Gutenberg: Neue Auswertung der Aufzeichnungen der Erdbebenwellen infolge der Explosion von Oppau. Phys. Zeitschr. 1925.
- 29) E. D. Williamson: Change of physical properties ... Journ. Franklin inst. **193**, S. 491—513 (1922).
- 30) Durch die andauernden verdienstvollen Untersuchungen von A. Mohorovičić ist inzwischen die Schichtdicke in Mitteleuropa auf 57 km mit großer Genauigkeit festgestellt worden.

Über den Einfluß größerer Teilchen in der Atmosphäre auf das Polarisationsverhältnis des Himmelslichtes.

Von Dr. W. Milch. — (Mit drei Abbildungen.)

Daß zwischen den größeren Teilchen in der Atmosphäre und dem Polarisationsverhältnis des Himmelslichtes Beziehungen bestehen, ist bekannt. Bis jetzt ist jedoch eine quantitative Erfassung dieses Zusammenhanges noch nicht möglich gewesen. Das soll hier versucht werden mit der Absicht, Schlüsse zu ziehen aus den Polarisationsmessungen auf die größeren Teilchen der Atmosphäre. Wir gehen dabei von der vereinfachenden Annahme aus, die Rayleighsche Theorie mit primärer diffuser Reflexion reiche zur Erklärung der Zusammenhänge aus. Wieweit die Vernachlässigung der sekundären diffusen Reflexion berechtigt ist, mag vorläufig unentschieden bleiben.

I. Einführung des Depolarisationsfaktors. Ein Molekül reflektiere unter einem Winkel α zum Einfallsstrahl einen Bruchteil p des einfallenden Lichtes als polarisiertes Licht, einen Bruchteil n als neutrales Licht. Sowohl p

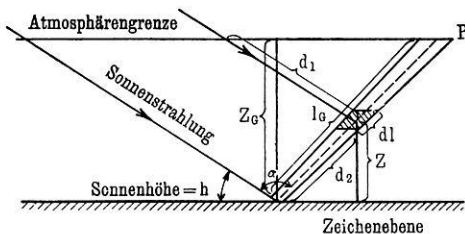


Fig. 1. Zeichenebene in Sonnenvertikal

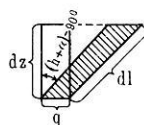


Fig. 1 a.

als n sind Funktionen von α und der Dielektrizitätskonstante der Molekel. Wir müßten also exakt für jede Molekelart der Luft besondere p und n annehmen; wir wollen jedoch, da der Unterschied nicht groß ist, für alle Luftmolekeln ein mittleres p und ein mittleres n wählen. Wenn es sich aber um größere Teilchen handelt, die nicht mehr zu Zentren neuer Lichtwellen werden können, sondern die auffallende Welle reflektieren, so ändern sich die Bruchteile des polarisiert und des neutral reflektierten Lichtes; sie seien ψ bzw. ν . Auch ψ und ν hängen von dem Winkel α , unter dem reflektiert wird, ab und außerdem von Teilchengröße und -art.

Wir betrachten das Licht, das die Teilchen eines Kanals (von P nach O) reflektieren, der einen Winkel α mit der Richtung der einfallenden Sonnenstrahlung bildet. In der Höhe z über dem Boden schneiden wir aus dem Kanal ein Raumelement $d\tau$ aus, von der Länge dl und dem Querschnitt q (horizontal geschnitten). Dann ist, wie man aus Fig. 1 a sofort sieht:

$$d\tau = q \cdot dz = q \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ) \dots \dots \dots (1)$$

wo h die Sonnenhöhe ist. Ist m_z die Zahl der Luftmolekeln in Höhe z über dem Boden pro Raumeinheit, so ist die Zahl der Molekeln im Raumelement $d\tau$:

$$m_z \cdot d\tau = m_z \cdot q \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ).$$

Jedes von diesen reflektiert den Bruchteil p des auffallenden Lichtes J_z als polarisiertes Licht. Da die Intensitäten sich addieren, so ist das gesamte von

den Molekeln in $d\tau$ reflektierte polarisierte Licht (unter dem Winkel α zur Sonnenstrahlung):

$$m_z \cdot d\tau \cdot p \cdot J_z \dots \dots \dots (2)$$

Das von den Molekeln neutral reflektierte Licht erhalten wir, wenn wir in (2) p durch n ersetzen:

$$m_z \cdot d\tau \cdot n \cdot J_z \dots \dots \dots (3)$$

Ganz analog finden wir das Licht, das die größeren Teilchen in $d\tau$ nach O reflektieren: Es sei μ_z die Zahl der größeren Teilchen pro Raumeinheit in Höhe z ; dann ergibt sich, indem wir m_z durch μ_z , p durch ψ und n durch ν ersetzen, das von den größeren Teilchen reflektierte, polarisierte Licht zu:

$$\mu_z \cdot d\tau \cdot \psi \cdot J_z \dots \dots \dots (4)$$

das neutral reflektierte zu:

$$\mu_z \cdot d\tau \cdot \nu \cdot J_z \dots \dots \dots (5)$$

Durch Addition von (2) und (4), sowie von (3) und (5) finden wir das gesamte von $d\tau$ reflektierte, polarisierte Licht zu:

$$dP = d\tau \cdot J_z \cdot (p \cdot m_z + \psi \cdot \mu_z) \dots \dots \dots (6)$$

das neutral reflektierte zu:

$$dN = d\tau \cdot J_z \cdot (n \cdot m_z + \nu \cdot \mu_z) \dots \dots \dots (7)$$

Dabei hat $d\tau$ die in (1) angegebene Größe. Diese Intensitäten werden auf dem Wege von $d\tau$ zum Beobachter noch geschwächt; zunächst nimmt die Intensität mit dem Quadrat der Entfernung l ab, wir müssen demnach (6) und (7) noch durch l^2 dividieren. Außerdem müssen wir noch mit dem Transmissionskoeffizienten der durchlaufenen Schicht multiplizieren und haben dann das von dem Raumelement $d\tau$ in Höhe z über dem Boden reflektierte, in O ankommende Licht. Als Transmissionskoeffizient kommt für das molekular reflektierte blaue Licht der Transmissionskoeffizient für blaues Licht s_{Bz} , für das an größeren Teilchen reflektierte Licht der Transmissionskoeffizient für Gesamtstrahlung s_{wz} in Frage. Nach Einführung dieser Abänderung wird das in O ankommende Licht:

$$dP' = \frac{d\tau \cdot J_z}{l^2} (\psi \cdot \mu_z \cdot s_{wz} + p \cdot m_z \cdot s_{Bz}) \dots \dots \dots (6a)$$

$$dN' = \frac{d\tau \cdot J_z}{l^2} (\nu \cdot \mu_z \cdot s_{wz} + n \cdot m_z \cdot s_{Bz}) \dots \dots \dots (7a)$$

Hierin ist nach (1):

$$\frac{d\tau}{l^2} = \frac{q \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ)}{l^2}.$$

Da der betrachtete Luftkanal ein Kegel ist, dessen Öffnungswinkel vom Beobachtungsinstrument abhängt, so nimmt q proportional l^2 zu:

$$q = c \cdot l^2 \dots \dots \dots (8)$$

wo c eine vom Öffnungswinkel des Instruments abhängende Konstante ist; c fällt bei der Verhältnisbildung weg. Dann wird also:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\tau}{l^2} &= \frac{q \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ)}{l^2} = \frac{c \cdot l^2 \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ)}{l^2} \\ \frac{d\tau}{l^2} &= c \cdot dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ) \end{aligned} \right\} \dots \dots (9)$$

Nun können wir die Gesamtintensitäten des polarisierten und des neutralen, aus dem Kanal nach O gelangenden, reflektierten Lichtes finden, indem wir (6 a) und (7 a) unter Berücksichtigung von (9) zwischen den Grenzen O und l_g (bis zur Grenze der Atmosphäre) integrieren. So finden wir:

$$P = \int_0^{l_G} J_z \cdot c \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ) \{ m_z \cdot p \cdot s_{Bz} + \mu_z \cdot \psi \cdot s_{wz} \} dl \quad \dots (10)$$

$$N = \int_0^{l_G} J_z \cdot c \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ) \{ m_z \cdot n \cdot s_{Bz} + \mu_z \cdot v \cdot s_{wz} \} dl \quad \dots (11)$$

Nun führen wir eine neue Integrationsvariable ein:

$$z = l \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ); \quad dz = dl \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ).$$

Die neuen Integrationsgrenzen sind:

$$z = 0 \quad \text{für} \quad l = 0,$$

$$z = l_G \cdot \cos(h + \alpha - 90^\circ) = z_G \quad \text{für} \quad l = l_G$$

$$\left. \begin{array}{l} \dots \\ \dots \end{array} \right\} \dots (12)$$

Wir setzen außerdem noch:

$$J_z = J_0 \cdot \sigma_z \dots \dots \dots (13)$$

wobei J_0 die Solarkonstante, σ_z der Transmissionskoeffizient der bis zu den reflektierenden Teilchen von der Strahlung durchlaufenen Schicht d_1 (Fig. 1) ist. Ferner setzen wir für die mit wachsendem z abnehmenden m_z und μ_z :

$$\left. \begin{array}{l} \mu_z = \mu_0 \cdot k'(z), \\ m_z = m_0 \cdot k(z) \end{array} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (10) bis (14) bilden wir das Polarisationsverhältnis:

$$\mathfrak{P} = \frac{P}{P+N} = \frac{J_0 \cdot c \cdot [p \cdot m_0 \int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k(z) \cdot s_{Bz} \cdot dz + \psi \cdot \mu_0 \int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k'(z) \cdot s_{wz} \cdot dz]}{J_0 \cdot c \cdot [(p+n) \cdot m_0 \int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k(z) \cdot s_{Bz} \cdot dz + (\psi+v) \cdot \mu_0 \int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k'(z) \cdot s_{wz} \cdot dz]} \quad (15)$$

oder:

$$\mathfrak{P} = \frac{P}{P+N} = \frac{p + \psi \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot \frac{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k'(z) \cdot s_{wz} \cdot dz}{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k(z) \cdot s_{Bz} \cdot dz}}{p + n + (\psi + v) \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot \frac{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k'(z) \cdot s_{wz} \cdot dz}{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k(z) \cdot s_{Bz} \cdot dz}} \quad \dots (15a)$$

Die Solarkonstante J_0 ist (ebenso wie die vom Öffnungswinkel abhängige Konstante c) im Zähler gegen das gleiche im Nenner weggefallen. Damit haben wir

das bemerkenswerte Ergebnis gefunden, daß das Polarisationsverhältnis von etwaigen Schwankungen der Solarkonstante unabhängig ist. Setzen wir noch:

$$\frac{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k'(z) \cdot s_{wz} \cdot dz}{\int_0^{z_G} \sigma_z \cdot k(z) \cdot s_{Bz} \cdot dz} = f(h, T_s) \dots \dots \dots (16)$$

so haben wir:

$$\mathfrak{P} = \frac{p + \psi \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f(h, T_s)}{p + n + (\psi + \nu) \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f(h, T_s)} \dots \dots \dots (15b)$$

Hierbei ist h wieder die Sonnenhöhe, T_s der Trübungsfaktor für Sonnenstrahlung. Die Abhängigkeit des $f(h, T_s)$ von h und T_s erklärt sich durch die Abhängigkeit der σ_z , s_{wz} und s_{Bz} von der Sonnenhöhe und dem Trübungsfaktor. Aus Gleichung (15b) kann man die Polarisationsverteilung über den ganzen Himmel berechnen, sobald man die p , n , ψ und ν als Funktionen von α kennt, sowie die Zahl μ_0 angeben kann. Die Variation des Polarisationsverhältnisses im Sonnenvertikal wird dann durch Variation der p , n , ψ und ν hervorgerufen. Die Variation von \mathfrak{P} in verschiedenen Punkten des Himmels wird durch Änderung von $f(h, T_s)$, das von Punkt zu Punkt am Himmel variiert, erklärt. Auch den täglichen Gang könnte man so für jeden Punkt berechnen. Da wir aber die p und n und vor allem die ψ und ν nicht kennen, müssen wir nun zu Vereinfachungen schreiten. Wir machen die Annahme, die größeren störenden Teilchen reflektierten nur neutral, d. h. $\psi = 0$. Das können wir um so eher, da ψ im Zähler mit der kleinen Zahl $\frac{\mu_0}{m_0}$ multipliziert wird, im Nenner aber gegen das viel größere ν verschwindet. Dadurch finden wir:

$$\mathfrak{P} = \frac{1}{\frac{p+n}{p} + \frac{\nu}{p} \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f(h, T_s)} \dots \dots \dots (17)$$

Aus praktischen Gründen schreiben wir, wenn $f_{(0,1)}$ der Wert von $f(h, T_s)$ für Sonnenhöhe 0 und $T_s = 1$ (d. h. völlig reine Luft) ist:

$$\mathfrak{P} = \frac{1}{\frac{p+n}{p} + \frac{\nu}{p} \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f_{(0,1)} \cdot \frac{f(h, T_s)}{f_{(0,1)}}} \dots \dots \dots (18)$$

Jetzt definieren wir als Depolarisationsfaktor D

$$D = \frac{f_{(0,1)}}{p \cdot m_0} \cdot \nu \cdot \mu_0 \dots \dots \dots (19)$$

Damit wird (18) zu:

$$\mathfrak{P} = \frac{1}{\frac{p+n}{p} + D \cdot \frac{f(h, T_s)}{f_{(0,1)}}} \dots \dots \dots (20)$$

Hierbei sind die p , n , D und $f_{(h, T_s)}$ von dem Winkel α der Visionsrichtung mit den Sonnenstrahlen abhängig und $f_{(h, T_s)}$ außerdem noch vom Azimut des anvisierten Punktes.

Nun gehen wir zu dem speziellen $\alpha = 90^\circ$, und zwar im Sonnenvertikal über. Nach Rayleigh wird dann $n = 0$. Mithin:

$$\mathfrak{P} = \frac{1}{1 + D \cdot \frac{f_{(h, T_s)}}{f_{(0,1)}}} \dots \dots \dots (21)$$

und daraus:

$$D = \left(\frac{1}{\mathfrak{P}} - 1 \right) \frac{f_{(0,1)}}{f_{(h, T_s)}} \dots \dots \dots (22)$$

Für $\alpha = 90^\circ$ im Sonnenvertikal wurde $\frac{f_{(0,1)}}{f_{(h, T_s)}} = F_{(h, T_s)}$ nach (16) berechnet.

Die Integrale wurden durch Treppenvpolygone von 2 zu 2 km Höhe approximiert. Der Gang der Rechnung war der folgende: Zunächst wurden für vier verschiedene h , nämlich 10° , 30° , 45° und 60° von 2 zu 2 km Höhe die von der Sonnenstrahlung bis zu den reflektierenden Teilchen (d_1 in Fig. 1) und die vom reflektierten Licht bis zum Beobachter durchlaufene Schicht (d_2 in Fig. 1) nach der Bemporadschen Tabelle aufgeschrieben, dann die dazu gehörigen¹⁾ σ_z bzw. s_{wz} und s_{Bz} , die Transmissionskoeffizienten, zusammengestellt. So ergaben sich drei Tabellen für σ_z , s_{wz} und s_{Bz} von 2 zu 2 km Höhe für $h = 10^\circ$, 30° , 45° und 60° . Nun wurden die $\sigma_z \cdot s_{wz}$ und $\sigma_z \cdot s_{Bz}$ gebildet, mit $k_{(z)}$, der Abnahme der Luftmolekelzahl mit der Höhe, und $k'_{(z)}$, der Abnahme der Zahl der größeren Teilchen mit der Höhe²⁾, multipliziert und die $\sum \sigma_z \cdot k'_{(z)} \cdot s_{wz}$ und $\sum \sigma_z \cdot k_{(z)} \cdot s_{Bz}$ gebildet. Die Multiplikation mit $\Delta z = 2$ km ist überflüssig, da Δz vor die Summe gezogen werden kann und bei Bildung von $\frac{\sum \sigma_z \cdot k_{(z)} \cdot s_{wz} \cdot \Delta z}{\sum \sigma_z \cdot k_{(z)} \cdot s_{Bz} \cdot \Delta z}$ wegfällt.

So ist also $f_{(h,1)}$ für $h = 10^\circ$, 30° , 45° und 60° berechnet. Durch Quadrieren der Tabellen ($\sigma_z \cdot s_{wz}$) und ($\sigma_z \cdot s_{Bz}$) erhält man $(\sigma_z \cdot s_{wz})^2$ und $(\sigma_z \cdot s_{Bz})^2$, d. h. die Produkte für $T_s = 2.0^3$. Damit wird analog, wie oben, weiter gerechnet und so $f_{(h,2)}$ gefunden. Ebenso wurde noch $f_{(h,3)}$, $f_{(h,4)}$ und $f_{(h,5)}$ berechnet. Die so berechneten 20 Werte $f_{(h, T_s)}$ sind die Grundlagen der graphischen Darstellung der Fig. 2. Aus dieser kann man jeden beliebigen Wert $F_{(h, T_s)}$ durch Interpolation entnehmen. Als Parameter geht der Trübungsfaktor T_s ein; die Kurven gelten von unten nach oben für $T_s = 1, 2, 3, 4$ und 5 . Schwierig und unsicher wird die Interpolation bei kleinem h , besonders wenn zugleich T_s groß ist. Man wird daher Messungen besser bei großer Sonnenhöhe machen, wenn T_s hohe Werte hat, also im Sommer; aber dann hat man ja auch Gelegenheit, bei größerem h zu beobachten. Im Winter, wenn größere h nicht auftreten, ist T_s so klein, daß man auch bei kleinen Sonnenhöhen brauchbare Werte $f_{(h, T_s)}$ findet.

Die Bedeutung der Funktion $f_{(h, T_s)}$ geht aus (21) klar hervor. Halten wir D fest, d. h. lassen wir die atmosphärischen Verhältnisse unverändert bei variablem h , so ergibt sich trotzdem eine Variation von T , da ja $f_{(h, T_s)}$ variiert.

☉ hat also einen täglichen Gang, der nicht durch D verursacht ist. Wir haben diese Wirkung der variablen Sonnenhöhe oben zahlenmäßig angegeben. Vielleicht ist es aber trotzdem angebracht, die tiefere Ursache, die in der analytischen Entwicklung nicht offen darliegt, kurz hervorzuheben: Die Variation von $f(h, T_s)$ ist durch Änderung der Integralwerte in (16) bedingt, die wieder durch Variation der Transmissionskoeffizienten verursacht wird. Aber auch diese Variation besagt noch nicht alles; das wesentlichste dabei ist, daß diese Variation, die infolge

des Unterschiedes zwischen $\sigma_z \cdot s_{wz}$ und $\sigma_z \cdot s_{Bz}$ schon im Zähler und Nenner verschieden ist, durch den großen Unterschied zwischen $k_{(z)}$ und $k'_{(z)}$ noch wesentlich verstärkt wird, d. h. anschaulich gesprochen: Vor allem die unteren Schichten der Atmosphäre, die viele größere Teilchen enthalten, liefern das neutrale Licht; mit wachsendem h werden die unteren Schichten stärker bestrahlt, und zwar wächst ihre Strahlung prozentual schneller als die der oberen Schichten. Mithin wächst mit zunehmender Sonnenhöhe der neutrale Anteil des Himmelslichtes, das Polarisationsverhältnis nimmt ab.

Wegen der Transmissionskoeffizienten und der $k_{(z)}$ und $k'_{(z)}$, sowie wegen der Integrationsgrenzen hängt $f(h, T_s)$ von der Meereshöhe des Beobachtungsortes ab, derart, daß in größeren Höhen der tägliche Gang von $f(h, T_s)$ (mithin auch von ☉ bei konstantem D) kleiner wird. Wenn es sich jedoch nicht um zu große Höhen handelt, läßt sich dieser Einfluß vernachlässigen, da Zähler und Nenner von $f(h, T_s)$ sich in gleicher Richtung ändern.

Wie hängt ν vom Teilchenradius ab? Ein Teilchen reflektiert, falls es sich um regelmäßige Reflexion handelt, was wir vorläufig annehmen müssen, um so stärker, je größer seine Oberfläche ist. Unter einem bestimmten Raumwinkel wird also auch eine der Oberfläche, d. h. dem

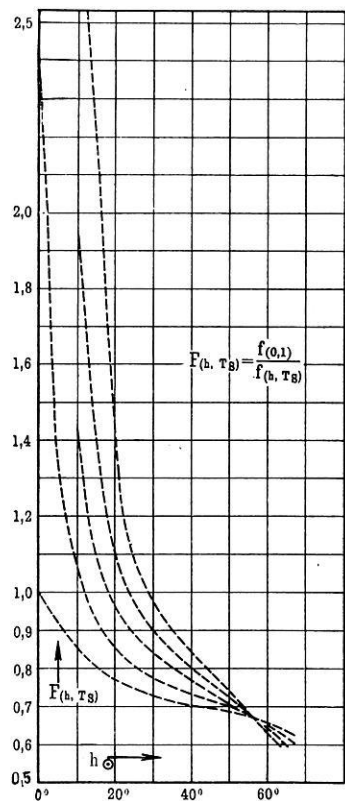


Fig. 2.

Quadrat des Teilchenradius proportionale Intensität reflektiert. Ist r der Teilchenradius, so ist also unser ν in (19): $\nu = R \cdot r^2$, wo R vom Reflexionsvermögen, also von der Teilchenart abhängt. Dann ist nach (19) der Depolarisationsfaktor

$$D = R \cdot \frac{f(0,1)}{p \cdot m_0} \cdot r^2 \cdot \mu_0 \dots \dots \dots (23)$$

$f(0,1)$, p , m_0 sind für den Punkt 90° über der Sonne Konstanten. Durch R , r und μ_0 ist die Abhängigkeit des Depolarisationsfaktors von Teilchenart, -größe und -zahl gegeben.

II. Einfluß der sekundären diffusen Reflexion. In einer späteren Mitteilung werde ich zeigen, daß der unter Vernachlässigung der sekundären Diffusion abgeleitete Depolarisationsfaktor gute Beobachtungsverwertung ermöglicht. Da erhebt sich die Frage: Warum kann man die sekundäre diffuse Reflexion vernachlässigen?

Es ist zu bedenken, daß es sich bei dem Polarisationsverhältnis um einen Quotienten handelt. Absolutwerte von P und N kommen nicht in Frage, sondern nur $\frac{P}{P+N}$. Zusammen mit einer zweiten Überlegung kann uns das zu einer Fehlerabschätzung führen.

Nach der Rayleighschen Formel wird das Licht bei der Reflexion an kleinen Teilchen, hier den Luftmolekeln, umgekehrt proportional der 4. Potenz der Wellenlänge reflektiert. Dadurch wird das Maximum der Intensität nach kürzeren Wellen verschoben. Da wir wohl das Himmelslicht, auch bei Annahme einer sekundären diffusen Reflexion zum größten Teile der primären Diffusion zuschreiben müssen, wird also das Intensitätsmaximum, wie es die Rayleighsche Formel fordert, bei einmaliger Reflexion an den Luftmolekeln vom Gelb zum Blau verschoben. Bei sekundärer Reflexion muß diese Verschiebung weitergehen und dann dürfte wohl das sekundär molekular reflektierte Licht als sichtbares Licht (Augenbeobachtung) nicht mehr oder nur wenig in Frage kommen. In Fig. 3 sind in relativem Maße die Energiekurven in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ aufgezeichnet. Die Kurve I stellt die Intensität der Sonnenstrahlung dar, nachdem sie die Schichtdicke 2 durchlaufen hat. II erhält man aus I durch Division durch λ^4 (nach der Rayleighschen Formel); sie stellt die Energieverteilung im primär reflektierten Lichte dar. Durch Division von II durch λ^4 erhält man III, das sekundär reflektierte Licht. Der Maßstab für die Intensität ist für I, II und III verschieden; es sollte nur die spektrale Energieverteilung dargestellt werden. Die Kurven zeigen deutlich die Verschiebung des Maximums der Intensität von Wellenlänge $535 \mu\mu$ bei I bis zu $450 \mu\mu$ bei II und bis zu $375 \mu\mu$, also im Ultraviolett bei III. Berücksichtigt man noch, daß III auch seiner gesamten Intensität nach kleiner als II ist, so kann man wohl sagen, daß es für visuelle Beobachtung gegenüber II nicht mehr in Frage kommt. Es bliebe also nur das an größeren Teilchen sekundär reflektierte Licht. Eine Abschätzung des dadurch entstehenden Fehlers führt unter der vereinfachenden Annahme, daß die größeren Teilchen (die diffus reflektierenden aller Größen sind durch obige Überlegung eliminiert) den Polarisationszustand des Lichtes bei der Reflexion nicht wesentlich ändern, zu einem Fehler von etwa 4 Proz. bei Sonnenhöhe 10° . Dieser Fehler nimmt entsprechend der schnellen

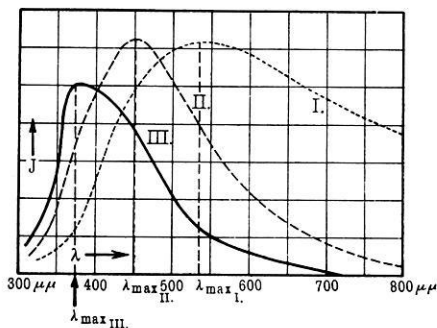


Fig. 3.

der Wellenlänge λ aufgezeichnet. Die Kurve I stellt die Intensität der Sonnenstrahlung dar, nachdem sie die Schichtdicke 2 durchlaufen hat. II erhält man aus I durch Division durch λ^4 (nach der Rayleighschen Formel); sie stellt die Energieverteilung im primär reflektierten Lichte dar. Durch Division von II durch λ^4 erhält man III, das sekundär reflektierte Licht. Der Maßstab für die Intensität ist für I, II und III verschieden; es sollte nur die spektrale Energieverteilung dargestellt werden. Die Kurven zeigen deutlich die Verschiebung des Maximums der Intensität von Wellenlänge $535 \mu\mu$ bei I bis zu $450 \mu\mu$ bei II und bis zu $375 \mu\mu$, also im Ultraviolett bei III. Berücksichtigt man noch, daß III auch seiner gesamten Intensität nach kleiner als II ist, so kann man wohl sagen, daß es für visuelle Beobachtung gegenüber II nicht mehr in Frage kommt. Es bliebe also nur das an größeren Teilchen sekundär reflektierte Licht. Eine Abschätzung des dadurch entstehenden Fehlers führt unter der vereinfachenden Annahme, daß die größeren Teilchen (die diffus reflektierenden aller Größen sind durch obige Überlegung eliminiert) den Polarisationszustand des Lichtes bei der Reflexion nicht wesentlich ändern, zu einem Fehler von etwa 4 Proz. bei Sonnenhöhe 10° . Dieser Fehler nimmt entsprechend der schnellen

Abnahme des Verhältnisses $\frac{\text{Himmelsstrahlung}}{\text{Sonnenstrahlung}}$ für Sonnenhöhe 20° schon auf 2 Proz. ab.

Hinweisen mochte ich hier nur noch darauf, daß die Frage nach der Bedeutung der sekundären diffusen Reflexion für das Himmelslicht überhaupt noch nicht geklärt ist. Marie Anna Schirmann⁴⁾ hat die sekundäre Diffusion ganz abgelehnt und gezeigt, daß auch ohne Zuhilfenahme der sekundären Diffusion, wie das die Soret-Hurionsche der atmosphärischen Polarisation tut, die elektromagnetische Beugungstheorie von Mie-Debye partielle Polarisation und neutrale Punkte liefert. Wenn diese Theorie auch auf atmosphärische Verhältnisse noch nicht angewandt werden konnte, so eröffnet sie doch wenigstens die Aussicht, ohne sekundäre Diffusion die Probleme der atmosphärischen Polarisation zu lösen. Das ist um so erfreulicher, da man, wie oben gezeigt wurde, infolge der Verschiebung des Intensitätsmaximums nach kürzeren Wellen bei diffuser Reflexion auf ganz anderem Wege als M. A. Schirmann zu der Überzeugung kommt, daß das sekundär molekular reflektierte Licht für Augenbeobachtung kaum in Frage kommt.

Es wurde schon die Möglichkeit der Erklärung neutraler Punkte nach der Mie-Debyeschen Theorie ohne sekundäre diffuse Reflexion erwähnt. Wir dürften in diesem Falle nicht, wie wir das oben für 90° Sonnenabstand getan haben, $\psi = 0$ setzen, sondern müssen auf Gleichung (15 b) zurückgreifen. Danach ergibt sich ein neutraler Punkt ($\mathfrak{P} = 0$), wenn:

$$p + \psi \cdot \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f_{(h, T_s)} = 0$$

$$p = -\psi \frac{\mu_0}{m_0} \cdot f_{(h, T_s)} \dots \dots \dots (24)$$

Es mußte also ψ negativ werden. Tatsächlich liefert die Mie-Debyesche Theorie nach den Berechnungen von M. A. Schirmann negative Polarisation für gewisse Ablenkungswinkel. Die Lage der neutralen Punkte in der Atmosphäre ist nach der Bedingungs-gleichung (24) abhängig von ψ , μ_0 , m_0 und $f_{(h, T_s)}$. Die Lage der neutralen Punkte mußte also abhängen von:

1. der Teilchenart und -größe (ψ),
2. von der Teilchenzahl (μ_0),
3. von der Sonnenhöhe [hervorgerufen durch die Abhängigkeit von $f_{(h, T_s)}$],
4. von der Trübung T_s , wobei auch Absorption mitwirkt [hervorgerufen durch $f_{(h, T_s)}$],
5. von der Abnahme der Zahl der größeren Teilchen mit der Höhe $k'_{(z)}$ [benutzt bei Berechnung von $f_{(h, T_s)}$],
6. von der Seehöhe des Beobachtungsortes (m_0).

Durch diese Variationsursachen würden sich wohl alle Veränderungen der Lage der neutralen Punkte, die bisher schon beobachtet sind, erklären lassen. Hoffen wir, daß bald die quantitative Anwendung der Mie-Debyeschen Theorie auf die noch nicht genau genug bekannten Teilchen in der Atmosphäre, die ψ und μ liefert, und dadurch die quantitative Durchführung der angedeuteten Überlegung ermöglicht wird.

Die weitere Fortführung der Polarisationsmessungen, insbesondere Parallelmessungen auf dem Taunusobservatorium und in Frankfurt a. M., wird von der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft unterstützt.

Zusammenfassung. Unter Vernachlässigung der sekundären diffusen Reflexion wurde der Zusammenhang zwischen den größeren Teilchen in der Atmosphäre und dem Polarisationsverhältnis des Himmelslichtes untersucht. Speziell für den Punkt 90° über der Sonne im Sonnenvertikal wurde ein Depolarisationsfaktor eingeführt, der diesen Zusammenhang zahlenmäßig erfaßt und Schlüsse von dem Polarisationsverhältnis auf Zahl und Größe der größeren Teilchen in der Atmosphäre ziehen läßt. Es wurde versucht, die Vernachlässigung der sekundären diffusen Reflexion zu rechtfertigen.

Literatur und Anmerkungen.

1) F. Linke und K. Boda. Vorschläge zur Berechnung des Trübungsfaktors der Atmosphäre aus den Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung Meteorol. Zeitschr. 1922, S. 161.

2) Nach Wigands Messungen entnommen aus Hann-Süring, Lehrb. d. Meteorologie, 4. Aufl.

3) Hierbei mußte angenommen werden, daß der Trübungsfaktor in der Höhe konstant bleibt, da ein Gesetz für die Abnahme von T mit der Höhe noch nicht bekannt ist. Zur Rechtfertigung dieser Voraussetzung sei darauf hingewiesen, daß in den Exponenten des Transmissionskoeffizienten $q_m = e^{-a \cdot m \cdot T}$ das Produkt $m \cdot T$ eingeht und m mit der Höhe abnimmt; also nimmt auch $m \cdot T$ mit der Höhe ab und die Trübungs-faktoren der oberen Schichten fallen weniger ins Gewicht. Überhaupt zeigt ja Fig. 2, daß die Abhängigkeit von T , abgesehen von geringen Sonnenhöhen, nicht groß ist, also auch Änderungen von T mit der Höhe keinen großen Einfluß auf $f(h, T_s)$ haben.

4) M. A. Schirmann Neue theoretische Untersuchungen über die Polarisation des Lichtes an trüben Medien und deren Konsequenzen für die Probleme der atmosphärischen Polarisation. Meteorol. Zeitschr. 1920, S. 12.

Frankfurt a. M., Universitätsinstitut f. Meteorol. u. Geophys., Juli 1924.

Berichte und Referate.

Zur Frage des Einflusses von Sonne und Mond sowie des Luftdrucks auf die Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme.

Von E. Tams*).

In einer früheren Arbeit (Zeitschr. f. angew. Geophys. 1, Heft 7, 1923) war unter anderem auf die Bedeutung einer ganzsonnentägigen Periode in der Stoßfrequenz der sieben vogtländischen Erdbebenschwärme der Jahre 1897 bis 1908 hingewiesen sowie gezeigt worden, daß bezüglich eines etwaigen Einflusses der körperlichen Sonne- und Mondzeiten eine halbsonnentägige Periode wohl nicht als vorhanden angesehen werden mußte, daß aber die Zusammenfassung aller sieben Schwärme die Existenz einer schwachen halbmondtägigen Periode nicht unwahrscheinlich mache. Es blieb nun noch die Mög-

*) Vortrag, gehalten auf der Naturforscherversammlung in Innsbruck, Sept. 1924.

lichkeit offen, daß die Sonnengezeiten des festen Erdkörpers doch vielleicht darin zur Geltung kommen könnten, daß sie die sich in der halbmondtägigen Periode mutmaßlich ausdrückende Wirksamkeit der Mondgezeiten während der Syzygien erhöhten und während der Quadraturen abschwächten. Eine diesbezügliche Untersuchung lehrte indessen, und zwar sowohl durch einen Vergleich der einzelnen Schwärme untereinander wie auch in der Zusammenfassung aller sieben Schwärme, daß ein Einfluß der Mondphasen auf die Stoßfrequenz nicht nachweisbar ist. Ebenso ergibt eine Untersuchung der Stoßverteilung auf die Epochen des Perigaums und des Apogaums, daß eine Abhängigkeit von der wechselnden Mondentfernung nicht angenommen werden kann.

Eine eingehendere Behandlung erfuhr sodann noch ein etwaiger Einfluß des Luftdrucks auf die tägliche Stoßfrequenz. Doch zeigte sich auch hier, daß eine Abhängigkeit derselben, weder von der Höhe des Luftdrucks noch von der Größe und dem Vorzeichen der Luftdruckänderung von Tag zu Tag noch von der Größe des Gradienten erkennbar ist.

Abgesehen von einer ganzsonnentägigen und vielleicht auch einer halbmondtägigen Periode dürfte daher die tägliche Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme von 1897 bis 1908 ganz wesentlich durch nicht genauer zu übersehende endogene Vorgänge bestimmt gewesen sein. Daß auch ein sekundärer Einfluß des Gradienten wohl nicht vorhanden war, kann indessen darauf beruhen, daß das mittlere Luftdruckgefälle während der in Betracht kommenden Zeitabschnitte keine besonders großen Werte erreicht hat, indem es nur an drei Tagen größer als $2\frac{1}{2}$ mm Quecksilber auf 111 km war und den Betrag von $3\frac{1}{3}$ mm nicht überschritt. v. Conrad fand nämlich bei den österreichischen Beben der Jahre 1897 bis 1907 einen hohen Grad der Wahrscheinlichkeit dafür, daß starke Gradienten als sekundär auslösende Ursachen in Betracht kommen, wobei aber nur solche Gradienten in Rechnung gesetzt waren, die mindestens 5 mm betragen. (Siehe die ausführlichere Darstellung des Verf. in Ber. math.-phys. Kl. Sächs Ak. Wiss. Leipzig, LXXVI. Bd., 1924, S. 179—203)

Instrumentelle Neuerungen auf dem Gebiet der angewandten Geophysik.

Von Dr. C. Helland*) in Berlin.

Zur Ermittlung nutzbarer Lagerstätten dienen heute zwei Arbeitsmethoden, die geologische und die geophysikalische, deren Hilfsmittel einer kurzen Betrachtung unterzogen werden sollen. In der geologischen Disziplin werden entweder Proben des betreffenden Gesteins auf ihr Verhalten gegen physikalische und chemische Einflüsse untersucht (Mineralogie, Petrographie), somit bleibenden Veränderungen unterworfen, oder aber sie werden (z. B. Paläontologie) im Wege des Vergleichs auf ihren unmittelbaren Augenschein geprüft. Diese beiden Prinzipien kommen auch in der Geophysik zur Geltung. Die zu untersuchenden Komplexe werden freilich im Schichtenverbande belassen, aber auch auf ihr Verhalten gegen physikalische Einflüsse untersucht, wobei also stets der frühere physikalische Zustand wieder hergestellt wird (seismische und elektrische Messungen). Das obengenannte zweite Prinzip ist in der Geophysik bis jetzt noch nicht realisierbar gewesen, denn wir können nicht in die Erde hineinsehen. Indessen tritt hierfür ein drittes Prinzip ein, wobei die Eigenwirkungen von Schichtenkomplexen gemessen werden (Messungen der Schwerkraft, des Magnetismus, der Radioaktivität und elektrischer Polarisationswirkungen).

Es würde zu weit führen, die instrumentellen Hilfsmittel aller genannten Verfahren hier zu erörtern. Es wird sich lediglich darum handeln, an einigen Beispielen zu zeigen, wie man in neuester Zeit der an die Instrumente zu stellenden Hauptforde-

*) Siehe Anm. *), S. 117.

rung: „Größte Empfindlichkeit nach Maßgabe des verfolgten Zwecks, Handlichkeit und eventuelle Bedienungsmöglichkeit durch den Nichtfachmann“ gerecht zu werden sucht.

Als erstes Beispiel diene die Drehwage von Eötvös, welche bisher in folgenden Typen bekannt ist

1. Krümmungsvariometer,
2. einfaches Gradientenvariometer,
3. doppeltes Gradientenvariometer (1. bis 3. gebaut von Suess in Budapest),
4. große registrierende Wage des Potsdamer Geod. Instituts (Fechner) von O. Hecker,
5. kleine registrierende Wage von O. Hecker,
6. große automatisch registrierende Wage nach W. Schweydar der Askania-
werke in Berlin-Friedenau.

Die unter 1. bis 4. genannten Instrumente sind bekannt; über die kleine Heckersche Drehwage sind keine genauen Angaben veröffentlicht*).

Die ältere Form der Askania-Drehwage hat W. Schweydar im Jahre 1921 in der Zeitschrift für Instrumentenkunde beschrieben und dabei die Vorteile der automatisch-photographischen Registrierung über den Torsionsköpfen (stärkere Vergrößerung, geringeres Trägheitsmoment, Entbehrlichkeit des Beobachters, Massensymmetrie, Störungsfreiheit usw.) eingehend erörtert**).

Die neueste Form weist eine weitere Verbesserung auf, indem das Kontaktwerk für Licht und Transport des Oberbaues ebenfalls seitlich am Wagekasten angebracht ist***).

Es ist auffällig, wie konservativ sich die Eötvösschen Dimensionen erhalten haben, Versuche, dieselben zu verkleinern, haben bei Anstrengung gleicher Empfindlichkeit durch Verringerung der Fadendicke wegen der damit verbundenen Vergrößerung der störenden Temperatureinflüsse bis jetzt kaum zu befriedigenden Ergebnissen geführt.

Eine Herabsetzung der Bauhöhe scheint bei Beibehaltung der Empfindlichkeit dadurch möglich, daß man die Temperatureinflüsse auf andere Weise herabsetzt und bei dünnen Drähten zwecks Verkleinerung von τ die Festigkeit zur Beibehaltung von m entsprechend erhöht oder aber, wie von W. Schweydar neuerdings vorgeschlagen, den Wagebalken an seinen Enden rechtwinklig nach oben und unten bricht und dadurch h beibehält. Am weitesten wird man wohl mit einer Vereinigung aller drei Möglichkeiten kommen.

Als zweites Beispiel für die systematische Weiterbildung der instrumentellen Hilfsmittel seien die magnetischen Askania-Feldwagen nach Ad. Schmidt†) angeführt. Bei diesen wird entweder die Vertikalkraft durch Kippung eines horizontalen Magnetsystems

*) G. Glockemeier. Welchen Nutzen bringen die geophysikalischen Untersuchungsmethoden dem Bergbautreibenden? Metallz 1924, Heft 8/9, S. 189—202. — H. Holst: Untersuchungen über die Form des Felsuntergrundes des Dreisamtales usw. Dissert. Freiburg, 1924. — C. Heiland: Die Brauchbarkeit von Drehwagen im Felde. Zeitschr. f. Instrkde. 45, 1925, Heft 2.

**) W. Schweydar. Die photographisch registrierende Eötvössche Torsionswage der Firma Carl Bamberg in Berlin-Friedenau. Zeitschr. f. Instr 41, 175—183 (1921), Heft 6. — Derselbe: Die photographische Registrierung bei Feldmessungen mit der Eötvösschen Drehwage. Ebenda 42, 173—178 (1922), Heft 6. — Derselbe: Über Fortschritte bei Feldmessungen mit einer Drehwage nach Eötvös. Ebenda 43, 307—311, (1923), Heft 6. — D. Pekár: Die bei Feldmessungen angewandte Drehwage von Baron Roland v. Eötvös. Ebenda 42, 173—178 (1922), Heft 6. — Derselbe: Die Anwendbarkeit der Eötvösschen Drehwage im Felde. Ebenda 43, 187—195 (1923).

***) C. Heiland. Die neue Drehwage der Askania-werke. Zeitschr. f. Feinmechanik u. Präzision 1924, S. 213—216, Heft 19.

†) Ad. Schmidt: Ein Lokalvariometer für die Vertikalintensität. Tät.-Bericht d. Königl. Preuß. Meteorol. Inst. f. das Jahr 1914, Bln. 1915, S. (109—134) und für das Jahr 1915, Bln. 1916, S. (87—106). — C. Heiland und P. Duckert: Beschreibung, Theorie und Anwendung einer Neukonstruktion von Ad. Schmidts Feldwage. Zeitschr. f. angew. Geophys. 1924, Heft 10/11, S. 289—314 und S. 321—329.

senkrecht zum magnetischen Meridian oder die Horizontalkomponente durch Neigung eines vertikalen Wagekörpers im Meridian durch Fernrohr und Skala beobachtet. Die Anwendung des Wageprinzips zur Messung der Horizontalintensität ist neu, gibt indessen an Empfindlichkeit den Nadelinstrumenten nichts nach und arbeitet trotzdem wesentlich schneller, was besonders bei Messung von H und Z durch die Verwendung der gleichen Messungsmethode fühlbar wird. Es bietet sich hiermit die Möglichkeit, unter Zuhilfenahme relativer Deklinationsmessungen das ganze erdmagnetische Kraftfeld mit großer Schnelligkeit mit fast derselben Genauigkeit wie bei absoluten Messungen zu erhalten. Der Einfluß der Temperatur wird bei den genannten Instrumenten durch Kompensation des Wagekörpers selbst und Ausfütterung des Gehäuses möglichst gering gemacht.

Die Bedeutung der neuen geophysikalischen Untersuchungsmethoden für die Geologie nach den bisherigen Erfahrungen.

Von H. Reich*).

Es werden nur die Verfahren, die sich nicht mehr im reinen Versuchsstadium befinden, behandelt. Bei den elektrischen Methoden wird ein künstliches elektrisches Feld erzeugt, das in irgendwelcher Weise auf Unregelmäßigkeiten untersucht wird. Solche Unregelmäßigkeiten deuten auf Körper mit von ihrer Umgebung abweichender elektrischer Leitfähigkeit hin. Es können so sulfidische und oxydische Erze aufgesucht werden, wobei allerdings Erzimprägnationen und Graphitschiefer von ähnlicher Wirkung wie kompakte Erzmassen sein können. Die Methoden können aber auch ganz allgemein zur Klärung der Tektonik verwandt werden, wenn Gesteine mit verschiedener Leitfähigkeit aneinanderstoßen. Bei schieferigen Gesteinen ist die Schieferungsrichtung durch bessere Leitfähigkeit ausgezeichnet. Bitumina sind Isolatoren. Die meisten Kohlenarten weichen ebenfalls in ihrer Leitfähigkeit sehr stark von der des Deckgebirges ab, so daß hier, wie das auch Königsberger betont, Untersuchungen mit den elektrischen Methoden oft von Wert sein können.

Die magnetischen Methoden sind zunächst mit Erfolg nur zur Aufsuchung von Eisenerzlagern benutzt worden. Sie lassen sich aber auch, wie Schuh gezeigt hat, zunächst für Salzlagerstätten und dann ganz allgemein zur Feststellung geologisch wichtiger Linien heranziehen. Nicht zu verhehlen sind indes die Schwierigkeiten bei der Deutung magnetischer Anomalien. Daß ihre Ursachen Verschiedenheiten im Gesteinsmagnetismus sind, ist allgemein anerkannt. Doch zeigt die Theorie, daß die Verteilung der magnetischen Intensität selbst bei mathematisch gut faßbaren Formen recht kompliziert sein kann, was Königsberger jüngst wieder an einem Beispiel darlegte. Für die Stärke der Magnetisierung eines Gesteins ist nicht allein sein Eisengehalt, sondern die chemische Bindung des Eisens und die Anordnung der einzelnen „Elementarmagneten“ im Gestein wesentlich. Aus diesen Erwägungen heraus und nach meinen Untersuchungen in Oberschlesien und in der Mark glaube ich nicht, daß das Diluvium für die großen Anomalien in der Umrandung der Ostsee verantwortlich zu machen ist, wie das manche Forscher, wie z. B. Errulat, annehmen. Ohne die Wirkung einzelner magnetitreicher Geschiebe leugnen zu wollen, kann ich mir das Zustandekommen regionaler Störungen durch diese Ursache nicht vorstellen; diese müssen vielmehr ihren Grund in dem Vorkommen magnetitreicher Gesteine im tiefen Untergrund haben.

Bei den gravimetrischen Methoden sind die durch das Pendel und durch Lotabweichungen vermittelten Erkenntnisse ausführlich von Kossmat und Born diskutiert worden, so daß ich mich auf eine kurze Besprechung der Drehwaage beschränke. Ihre bisherige Hauptanwendung zur Feststellung der Umgrenzung von Salzlagerstätten (leichte Massen) und Erzlagerstätten (schwere Massen) kann wesentlich erweitert werden, wenn man sie überhaupt dazu heranzieht, die Grenzen leichterer gegen schwerere Gesteine zu

*) Siehe Anm. *), S. 117.

bestimmen und daraus Schlüsse auf die Tektonik zu ziehen. Solche Arbeiten sind von der Preussischen Geologischen Landesanstalt ausgeführt und jüngst von Quiring wieder empfohlen worden. In manchen Fällen wird man die Drehwage auch mit Erfolg zur Ergänzung von Pendelmessungen benutzen können.

Schließlich sind noch die seismischen Methoden, die die Unterschiede in der Elastizität der verschiedenen Gesteine benutzen, um so ihre gegenseitige Begrenzung festzustellen, zu besprechen. Sie eignen sich besonders zur Ermittlung der Mächtigkeit lockeren Deckgebirges über festem Grundgebirge, aber auch zur Aufsuchung von Verwerfungen, der Bestimmung der Streichrichtung bei geneigten Schichten und der Festlegung von Sattel- und Muldenlinien im gefalteten Gebirge, immer vorausgesetzt, daß die Unterschiede im elastischen Verhalten der verschiedenen Gesteine groß genug sind.

Meist wird man erst dann ein richtiges Bild über den geologischen Aufbau einer Gegend bekommen, wenn man die einzelnen Methoden miteinander kombiniert. Besonders empfiehlt sich eine solche Ergänzung der elektrischen bzw. magnetischen Methoden durch die gravimetrischen, da bei ersteren Irrtümer in der Deutung sehr leicht unterlaufen können. Aus der Praxis ist mir ein Fall aus dem nördlichen Schweden bekannt geworden, in dem alle vier Methoden mit dem besten Erfolg kombiniert wurden.

Instrumentelle Seismik und Geologie.

Von H. Reich*).

Ein Ziel der instrumentellen Seismik muß es sein, die besonders von A. Sieberg immer wieder aufgezeigten Zusammenhänge zwischen Geologie und Seismik klarzulegen und die Ergebnisse auf die obersten Schichten der Erde anzuwenden

Das Seismosverfahren des Dr. Mintrop stellt bereits eine mit viel Erfolg in der Praxis durchgeführte Anwendung seismometrischer Beobachtungen auf geologische Probleme dar. Das Verfahren benutzt in der Hauptsache Laufzeitkurven künstlich erzeugter elastischer Wellen. Es ist bei dem komplizierten Aufbau der obersten Teile der Erdrinde nicht wie im Erdinnern nur mit Unstetigkeitsflächen parallel zur Erdoberfläche zu rechnen, sondern mit Verwerfungen, Schichtflächen, Überschiebungen und ähnlichen Flächen, die gegenüber der Erdoberfläche die verschiedensten Neigungen haben können. Lagerungen parallel und senkrecht zur Erdoberfläche sind nur als Grenzfälle aufzufassen, zwischen denen alle Übergänge möglich sind. Daraus ergibt sich eine große Mannigfaltigkeit in der Gestalt der Laufzeitkurven, die sich aber doch durch bestimmte Versuchsanordnung eindeutig auswerten lassen. Hauptanwendungsgebiete solcher Untersuchungen sind die Ermittlung der Tiefenlage bestimmter Schichten, die Festlegung von Verwerfungen und die Bestimmung von Mulden- und Achsenlinien im gefalteten Gebirge, wobei immer genügend große Unterschiede im elastischen Verhalten der verschiedenen Gebirgsschichten die Voraussetzung bilden.

Neben den für die Konstruktion der Laufzeitkurve erforderlichen Geschwindigkeitsbestimmungen kommen besonders Messungen der Amplituden und Perioden für die Erforschung der Erdrinde in Betracht. Die Verteilung der seismischen Energie an der Erdoberfläche ist bis in die Einzelheiten vom geologischen Aufbau derselben abhängig. Instrumentelle Messungen müssen dabei einen Untergrundfaktor am besten in dem von Gutenberg neu definierten Sinne berücksichtigen. Solche Beobachtungen sind besonders zur Erforschung von Bruchsystemen geeignet. Amplitudenmessungen schließlich gestatten gewisse Schlüsse auf die Dicke der jeweils schwingenden Platte, woraus sich wiederum interessante geologische Folgerungen ergeben.

Um diese Forschungsmethode zu fördern, ist das Experiment an möglichst klar und einfach liegenden geologischen Objekten in der Natur am geeignetsten. Die schon besonders von Wiechert verschiedentlich erfolgte Ausnutzung großer Sprengungen zu wissenschaftlichen Zwecken muß weiter ausgebaut werden

*) Siehe Anm. *), S. 117.

Kiebitz, F.: Zur Rolle der Heavisideschicht in der drahtlosen Telegraphie
Steglitz, 4. Nov. 1924.

Das Vorhandensein einer gut leitenden Schicht in großer Höhe über dem Erdboden wird vielfach zur Erklärung für auffallend große Lautstärken beim Empfang funkentelegraphischer Zeichen benutzt; es wird behauptet, daß diese großen Lautstärken durch Spiegelung der elektrischen Wellen an der Heavisideschicht zustande kommen.

Voraussetzung für die Berechtigung einer solchen Behauptung ist, daß die auffallend großen Lautstärken durch einfallende Wellen hervorgerufen werden, die stärker sind als diejenigen, die aus der Hertzschen Theorie sich für eine ungestörte Ausbreitung ergeben.

Leider ist es nicht üblich, diese selbstverständliche Voraussetzung zu prüfen, ja, es pflegen sogar die wenigen Messungen über diesen Gegenstand, die nach physikalischen Methoden und mit wissenschaftlicher Selbstkritik ausgeführt worden sind, unbeachtet gelassen zu werden.

Zu diesen Messungen gehören in erster Linie die im Jahre 1913 von M. Reich veröffentlichten „Quantitativen Messungen der durch elektrische Wellen übertragenen Energie“ (Phys. Zeitschr. **14**, 934). Diese Messungen erstreckten sich auf Entfernungen bis zu vielen Hundert Kilometern, bei denen sich eine Spiegelung in hohen Schichten der Atmosphäre durchaus hatte zeigen müssen, doch fand Reich stets Empfangsstärken, die meist um 20 bis 60 Proz. hinter den bei ungestörter Wellenausbreitung zu erwartenden Werten zurückblieben. Er hat darum auch folgerichtig auf nichts anderes als auf mehr oder weniger regelmäßige zerstreue oder absorbierende Einflüsse geschlossen, die den Ausbreitungsvorgang behindern, und ihren Grund in Inhomogenitäten der Erdoberfläche oder in Veränderungen der Atmosphäre haben mögen.

Auch L. W. Austin, der seit mehr als zehn Jahren im Bureau of Standards in Washington an der Ergründung der funkentelegraphischen Ausbreitungsvorgänge arbeitet, nimmt zur Darstellung seiner zahlreichen Messungen immer nur Absorptionserscheinungen an.

In den letzten Jahren ist es der Versuchsabteilung des Telegraphen-Technischen Reichsamts gelungen, die quantitativen Empfangsmethoden so weit zu verfeinern, daß es möglich ist, die schwachen Felder, die amerikanische Sendestationen bei uns erzeugen, mit einer Genauigkeit von 30 Proz. elektrometrisch zu bestimmen. Im Zusammenarbeiten mit der Radio Corporation of America sind jahrelange Messungen zur Erforschung der Ausbreitungsvorgänge nach dieser Methode ausgeführt worden [F. Kiebitz, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **22**, 196, 1923 und Proc. Inst. Radio Engineers **12**, 233, 1924*]). Von diesen Messungen interessiert bei der Beurteilung der Spiegelung der Wellen an der Heavisideschicht wieder die Entscheidung der Vorfrage. Sind die tatsächlich einfallenden elektrischen Wellen stärker oder schwächer als die Theorie von Hertz erwarten läßt? Die Messungen von Bäumler zeigen ebenso wie die früheren von Reich, daß selbst die größten gemessenen Empfangsstärken noch hinter den bei ungestörter Ausbreitung zu erwartenden zurückbleiben.

Es bleibt also nach diesen exakten Meßergebnissen kein Raum für die Berechtigung, eine Spiegelung der langen Wellen der drahtlosen Telegraphie an der Heavisideschicht anzunehmen. Die Arbeiten lassen vielleicht noch insofern eine Lücke, als sie auf die kürzesten Wellen von rund 100 m Länge noch nicht ausgedehnt worden sind. Doch muß für kilometerlange Wellen als gesichert gelten, daß Reflexionen an hohen Schichten zugunsten der funkentelegraphischen Reichweiten nicht in Frage kommen.

Gegenteilige Behauptungen fußen stets auf subjektiven Eindrücken, bei denen man die Kritik vermißt, ob ihre quantitative Auswertung mit einer Genauigkeit von 10 oder 1000 oder 100 000 Proz. zulässig ist.

*) Sie sind neuerdings von M. Bäumler ausführlich beschrieben worden (M. Bäumler, Elektr. Nachr. Technik **1**, 50, 1924).

Literaturverzeichnis.

(Seit 1. Januar 1924; Einteilung siehe S. 1. Zur Einführung.)

III. Elektrisches und magnetisches Feld der Erde.

1. Das innere, permanente Magnetfeld der Erde, seine geographische Verteilung und säkulare Variation.
- M. L. Eblé. Mesures magnétiques dans le Bassin de Paris. Compt. rend. **178**, Nr. 14. Paris 1924.
- E. Tabesse. Mesures magnétiques en Bretagne (Ile-et-Vilaine et Loire-Inférieure). Ebenda, Nr. 8.
- A. Nippoldt. Magnetische Aufnahme der Ostsee und Ostseeländer. Rf. Naturwiss. **12**, 351 (1924).
- L. Eblé et J. Itié: Valeurs des éléments magnétiques à la station du Val Joyeux (Seine et Oise) an 1. janvier 1924. Compt. rend. **178**, Nr. 4. Paris 1924.
- L. A. Bauer. Annual Report (1923) of the Director of the Department of Terrestrial Magnetism. Carn. Inst., Year Book, Nr 22 for 1923, p. 229.
- J. P. Ault. Report on Magnetic Observations by the Carnegie Institution of Washington during the Total Solar Eclipse of September 10, 1923. Terr Magn. u. Atm. Electr. **29**, 1 (1924)
- Derselbe: Note on a Preliminary Discussion of the Magnetic Observations of the Coast and Geodetic Survey during the Total Solar Eclipse of September 10, 1923. Ebenda, S. 72.
- B. Weinberg: On the accumulation of Data on local Magnetic Disturbances and on the Methodology of their Reduction. Ebenda, S. 80
- D. L. Hazard. Results of Observations made at the U. S. Coast and Geodetic Survey. Magnetic Observatory near Tuscon, Arizona, in 1919 and 1920. Washington, Dept Comm. U. S. Coast a. Geod. Surv. 1924.
- Derselbe: Progress of the magnetic survey of the United States. Abstract. Trans Amer. Geophys. Union, Fourth Annual Meeting, April 1923, Washington D. C., Bull. Nat. Research Council. **7**, 123 (1924), Nr. 41.
- I. A. Fleming: Report of the committee of magnetic standards, and instruments, and methods of aerial magnetic measurements. Abstract. Ebenda, S. 110.
- P. R. Heyl. The earthinductor compass. Abstract. Ebenda, S. 120.
- D. L. Hazard. Results of Magnetic Observations Made by the United States Coast and Geodetic Survey at the Time of the Total Solar Eclipse of September 10, 1923. Terr. Magn. u. Atm. Electr. **29**, 57 (1924)
- B. Weinberg. The Position of the Lines of no Secular Variation of Magnetic Declination in Siberia for Different Epochs. Ebenda, S. 73
- E. Deville. Magnetic Declination Results, Topographical Survey of Canada. Ebenda, S. 47.
- H. R. Grummann. A Method for Determining the Total Intensity of the Earth's Magnetic Field from a Moving Support. Ebenda, S. 41
- N. Watanabe and T. Kawamura: The Measurement of the Horizontal Intensity of the Earth Magnetic Field with Portable Electric Magnetometer. Japan Journ of Astr. u. Geophys. **1**, 191, Nr. 6 (1924).
- Kapitän A. v. Gernet: Das eisenfreie Vermessungsschiff „Cecilie“. (Vortrag in der Ges. f. Erdk., Berlin.) Rf. Naturw. **12**, 352 (1924)
- O. Venske: Eine Ergänzung zum Tesdorfschen magnetischen Reisetheodolithen. Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 320, 1924. Tätigkeitsbericht für 1920—1923.
- D. L. Hazard: Results of observations made at the U. S. Coast and Geodetic Survey. Magnetic Observatory near Tuscon, Arizona, in 1919 and 1920. Washington 1924.

- J. A. Fleming Scope of work at the observatories of the department of terrestrial Magnetism of the Carnegie Institution of Washington. *Phys. Rev.* 1924, S. 303.
Derselbe: On determination of magnetometer constants. *Ebenda*, S. 304.
- G. J. Ljungdahl Jordmagnetiska undersökningar i södra Sverige åren 1917 och 1922. Stockholm 1924. Kungl. Sjökartverket Jordmagnetiska Publikationer Nr. 3, 59 S., 6 Tafeln, 6 Karten.
- H. Odelsjö: Magnetiska declinations bestämningar i blekinge åren 1914—1915. *Ebenda*
- N. Malinin. Der säkulare Gang des Erdmagnetismus im Norden des europäischen Rußlands. *Petermanns Mitt.* **70** (1924), Nr. 1/2.
- J. de Moidrey S. J. Etudes sur le magnetism terrestre 1874—1908 Observatoire de Zi-ka-wei Fascicule III, 1924.
- Kgl. Nederl. Meteorol. Inst. Der magnetische Charakter des Jahres 1923. *Meteorol. Zeitschr.* **41**, 366 (1924).
- A. Pödder. Values of the Magnetic Declination in 1924 at Principal Stations in the Union of the Soviet Socialist Republics. *Terr. Magn. a. Atm. Electr.* **29**, 105 (1924).
- A. Schmidt: Über schematische Magnete. *Ebenda*, S. 109.
- W. Uljain: Bemerkungen zu der Abhandlung der Herren Watanabe und Kawamura „The Measurement of the Horizontal Intensity of the Earth Magnetic field with Portabel Electric Magnetometers“. *Ebenda*, S. 113
- H. Neumann The Computation of Tabular Quantities. *Ebenda*, S. 115.
- J. A. Fleming. Latest Data Concerning Magnetic Observations 1924. *Ebenda*, S. 124
- A. Baldit. Mesures magnétiques dans le sud de la France. *Compt. rend.* **178**, Nr. 19. Paris 1924.
- Ch. Mausin. Mesures magnétiques en Bretagne. *Ebenda*, Nr. 8.
- E. Kohlschütter. Werte der westlichen Mißweisung der Magnetnadel für 1924—1925. *Petermanns Mitt.* **70**, 24 (1924).
- Ad. Schmidt: Neue Formeln zur Berechnung der gegenseitigen Wirkung zweier Magnete aufeinander. Bericht über d. Tätigkeit Preuß. Meteorol. Inst. 1920—1923, S. 51, 1924.
2. Das erdmagnetische Außenfeld und seine periodischen Variationen, erdmagnetische Störungen
- E. W. Maunder and A. S. D. Maunder The Rotation Period of the Sun as derived from Magnetic Storms. *Monthl. Notes Roy. Astr. Soc.* **34**, 610 (1924).
- S. Ono On the Characterization of Terrestrial Magnetism and the Variability of Natural Phenomena. *Terr. Magn. a. Atm. Electr.* **29**, 33 (1924).
- A. S. Bauer. Progress report of the committee on relations between terrestrial magnetism, terrestrial electricity and solar activity. Abstract. *Trans. Amer. Geophys. Union, Fourth Annual Meeting, April 1923, Washington D. C., Bull. Nat. Research Council.* **7**, 107 (1924), Nr. 41.
- C. Chree Weather and magnetic character. *Meteorol. Mag* **59** (1924), Nr. 698.
- Comité Météorologique International, Commission de Magnétisme Terrestre et d'Électricité Atmosphérique. Caractère magnétique de chaque jour des mois juillet à septembre 1923 *De Bilt, Inst. météo. royal des Pays-Bas*, 1924, Febr.
- W. F. Wallis and W. C. Parkinson, Principal magnetic storms recorded at the Huancayo Magnetic Observatory, January to December 1923. *Terr. Magn. a. Atm. Electr.* **29**, 49 (1924).
- G. Hartnel: Principal magnetic storms at the Cheltenham magnetic observatory, January 1 to March 31, 1924 *Ebenda*, S. 89.
- W. C. Parkinson. Principal magnetic storms recorded at the Huancayo magnetic observatory, January to March 1924. *Ebenda*, S. 90.
- G. Angenheister: Die erdmagnetischen Störungen nach den Beobachtungen des Samoa-Observatoriums. I. Teil. Göttingen 1924. *Nachr. d. Ges. d. Wiss., Math.-phys. Kl.*

- J. Bartels Die erdmagnetische Aktivität der letzten Jahre. — Mittelwerte der Elemente für 1923 und ihre Bestimmung. *Meteorol. Zeitschr.* **41**, 24 (1924).
- Derselbe Hermann Abels, Erdmagnetische Beobachtungen in Katharinenburg (Jekaterinburg).
- A. Nodon: Relations entre le magnetisme et l'état de l'atmosphère *Compt rend.* **178** (1924), Nr. 16
- A. L. Cortie: The magnetic disturbance 1924, Jan 29—30. *Monthly Notes Roy. Astr. Soc.* **84**, 531 (1924).
- Derselbe. The 27-day Period in Terrestrial Magnetic Disturbances. *Proc. Roy. Soc.* **106**, 19 (1924).
- Fr. Bidlingmaier† Erdmagnetische Variationsbeobachtungen, Gaußstation 1902—1903. Herausgegeben von J. Bartels, Deutsche Südpolarexpedition VI, Erdmagnetismus II.
- Derselbe Die taglichen Schwankungen des Erdmagnetismus während eines Sonnenfleckenminimums und ihre Abhängigkeit von der geogr Länge. Herausgegeben von J. Bartels Ebenda
- J. Gallo: Report on Magnetic Observations made by the National Observatory of Mexico during the total Solar Eclipse of September 10, 1923. *Terr. Magn. a Atm. Electr.* **29**, 101 (1924).
- J. P. Ault: Note on a Preliminary Discussion of the Magnetic Observations made by the National Observatory of Mexico during the Total Solar Eclipse of September 10, 1923. Ebenda, S. 104
- W. C. Parkinson. Principal Magnetic Storms Recorded at the Huancayo Magnetic Observatory, Peru from April to June 1924. Ebenda, S. 127.
- G. R. Wait Records of the Earthquakes and Principal Magnetic Storms at the Watheroo Magnetic Observatory, Western Australia, from January to March 1924. Ebenda, S. 128
- Comité Météorologique International Commission de Magnétisme Terrestre et d'Électricité Atmosphérique Caractère magnétique de chaque jour des mois octobre-décembre 1923 De Bilt, Inst. météor. royal des Pays-Bas, 1924 (4).
- W. F. G. Swann Statues, scope, and problems of the section of Terrestrial Magnetism and Electricity. *Trans. Amer. Geophys. Union, Fourth Annual Meeting April 1923, Washington D. C.* *Bull. Nat. Research Council.* **7**, 60 (1924), Nr. 41.
- L. A. Bauer: Cosmical effects in terrestrial magnetism and atmospheric electricity and their physical bearing. *Phys. Rev.* (2) **23**, 303 (1924).

3. Erdströme und Polarlicht.

- M. Weil. Notes on auroras and magnetic disturbances (C. C. Towbridge). *Pop. Astr.* Northfield, Minn., **32**, 78 (1924)
- W. Grotrian: Der Ursprung des Nordlichtspektrums. *Naturw.* **12**, 616 (1924).
- C. Cario. Über die Entstehung des Nordlichtspektrums. Ebenda, S. 618.
- L. Vegard: Emission de lumière par l'azote solide et origine du spectre auroral *Compt. rend.* **178** (1924), Nr. 14.
- Derselbe: Light emitted from solid Nitrogen when bombarded with Cathode Rays, and its bearing on the Auroral Spectrum. *Proc. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam* **27** (1924), Nr. 1.
- Lord Rayleigh The light of the night sky. *Proc. Roy. Soc.* **106**, 117 (1924).
- Mc Lennan and Shrum: Luminescences of Nitrogen, Argon and other condensed gases at very low temperature. Ebenda, p. 138
- J. Bartels Das Nordlicht vom 29. Januar 1924. *Naturw.* 1924, S. 194.
- Deutsche Südpolarexpedition: Polarlichtbeobachtungen 1902—1903 Deutsche Südpolarexpedition VI. Erdmagnetismus II
- O. H. Gish: Results of preliminary earth current measurements at the Carnegie Institution's Magnetic Observatory near Watheroo, Western Australia. *Phys. Rev.* 1924, S. 779.

- L. Vegard. Das Nordlichtspektrum und die höheren Atmosphärenschichten. Phys. Zeitschr. **25**, 685 (1924)
- V. Oberguggenberger: Erdstrombeobachtungen im Gebirge. Ebenda, S 682.
- S. J. Mauchly: Report of the committee on earth currents and polar lights. Abstract. Trans. Amer. Geophys. Union, Fourth annual Meeting, April 1923, Washington D. C., Bull. Nat. Research Council. **7**, 105 (1924), Nr. 41
- D. E. Atkinson: Note on Vegard's Theory of the Aurora. Proc Roy. Soc. **106** (A), 429 (1924).
- L. Vegard: Über die Entstehung des Nordlichtspektrums. Naturw. **12**, 673 (1924).
- A. Nippoldt: Nordlicht. Ann. d. Hydr **52**, 196 (1924)
- L. Vegard: La raie verte de l'aurore polaire et les travaux de Prof. Vegard Abstr. Ciel et Terre, Bruxelles **40**, 84 (1924).
- Derselbe: The green auroral line in the laboratory. Met. Mag. London, **59**, 38 (1924), Nr. 698.
- Derselbe: The auroral spectrum and the upper atmosphere. Nature, London, **113**, 716 (1924), Nr. 2846.
- H. Vigneron: Les aurores boréales. Nature, Paris, **52**, 85 (1924), Nr. 2601.
- R. Hamer: Earth currents due by assymetric heating of the earth by solar radiation. Phys. Rev. (2) **23**, 303 (1924).
4. Lufterlektrizität, Radioaktivität der Erde, des Meeres und der Luft.
- A. P. Socolow: L'état interne de la Terre en relation avec sa radioactivité Journ. de Phys. 1924, Mai.
- P. Ludewig und E. Lorensen: Untersuchung der Grubenluft in den Schneeberger Gruben auf den Gehalt an Radiumemanation. Zeitschr. f. Phys. **22**, 178 (1924).
- H. Markgraf: Gesetzmäßigkeit der lufterlektrischen Elemente in Potsdam. Meteorol. Zeitschr. **41**, 65 (1924).
- Derselbe: Die Störungen der normalen Lufterlektrizität in Potsdam. Einfluß von Wind und Wetter. Ebenda, S. 165.
- A. Lepage: Sur la recherche de l'emanation du thorium dans les sources thermals. Compt. rend. **178** (1924), Nr. 11.
- H. Horsfield: On feeling thunderstruck. Quart. Journ. R. Met. Soc. **50**, 27 (1924).
- G. M. B. Dobson: A peculiar flash of lightning. Ebenda, S. 28.
- F. W. Peek: High Voltage Phenomena. Journ. Frankl. Inst. **197**, 1 (1924).
- G. Schweidler: Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. Nr. 65 Über die Charakteristik des Stromes in schwach ionisierten Gasen Wien, Aug. 1924, Nr. 4.
- W. Schlenk: Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. Nr. 66. Experimentelle Untersuchungen über die Charakteristik des Stromes in schwach ionisierten Gasen. Ebenda.
- C. Chree and R. E. Watson: Atmospheric Pollution and Potential Gradient of Kew Observatory 1921 and 1922. Proc Roy. Soc. London (A) **105**, 311 (1924).
- H. F. Johnston: Atmospheric Electric Observations during the Total Solar Eclipse of September 10, 1923. Terr. Magn. a Atm. Electr. **29**, 13 (1924).
- Fr. Kaftan: Eine Elektrodynamik der Vorgänge in der Atmosphäre. Phys. Zeitschr. **25**, 114 (1924); Naturw. **12**, 246 (1924).
- K. Kähler: Bemerkung zu Kaftan. Naturw. **12**, 281 (1924).
- Dr Markgraf: Lassen sich Äquatorial- und Polarstrom lufterlektrisch unterscheiden? Ebenda, S. 488.
- L. A. Bauer: Concerning the variations of atmospheric electricity and vertical currents. Science, New York N. Y., N. S., **59**, 378 (1924).
- H. E. Armstrong: Problems of Hydrone and Water; Origine of Electricity in Thunderstorms. Nature **113**, 124 (1924).

- Oliver Lodge: Problems of Hydrone and Water. Ebenda, S. 193.
- G. Angenheister: Die luftelektrischen Beobachtungen am Samoa-Observatorium 1914—1918. Göttingen, Nachr. d. Ges. d. Wiss., math.-naturw. Kl., 1924.
- Derselbe. Die Wirkung des Regens auf die Registrierung des Potentialgefälles der Atmosphäre. Ebenda, 1924.
- G. Hellmann: Beitrag zur Gewitterkunde. Veröff. d. Preuß. Met. Inst., Nr. 320, 1924. Tätigkeitsber. 1920—1923.
- C. W. Lutz: Zum Saitenelektrometer neuer Form. Phys. Zeitschr. **25**, 282 (1924).
- R. M. Otis and R. A. Millikan: The source of penetrating radiation found in the earth atmosphere. Phys. Rev. 1924, p. 778.
- Jos. G. Brown: Electrometer variations and penetrating radiation. Phys. Rev. 1924, Amer. phys. Soc 128th Meeting, Stanford University.
- S. J. Mauchly: Improved apparatus for recording the electric potential. Phys. Rev. 1924, p. 302.
- J. Joly: Über die Radioaktivität der Gesteine. Naturw. **12**, 693 (1924).
- G. Melander: Sur l'origine commune de toutes les décharges électriques dans l'atmosphère. Helsinki Ann. Acad. Scient. Fennicae (A) **23**, 30 (1924), Nr. 6.
- M. Bäumlner: Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Telephonie. Der deutsche Rundfunk 1. Ohne Jahreszahl.
- E. Mathias: Retour sur le théorie de l'éclair fulgurant. Compt. rend. **179** (1924), Nr. 12.
- Derselbe: Sur le bruit de l'éclair. Ebenda, Nr. 7.
- R. Bureau et A. Viant: Conditions météorologiques de l'apparition de certaines perturbations atmosphériques dans les appareils récepteurs de télégraphie sans fil. Ebenda, Nr. 7.
- A. Gockel: Bemerkungen zum täglichen und jährlichen Gang des Potentialgefälles und des luftelektrischen Vertikalstroms. Phys. Zeitschr. **25**, 381 (1924).
- A. Thomson: Preliminary Report on the Atmospheric Potential-Gradient recorded at the Apia Observatory, Western Samoa, Mai 1922 to April 1924. Terr. Magn. and Atm. Electr. **29**, 97 (1924)
- C. Chree: Atmospheric electricity and atmospheric pollution. Nature, London, **113**, 855 (1924).
- S. J. Mauchly. Observatory equipment for recording photographically the conductivity of the air. Abstract. Trans. Amer. Geophys. Union, Fourth Annual Meeting, April 1923, Washington D. C., Bull. Nat. Research Counc 7, Pt. 5, 122 (1924), Nr. 41.
- Derselbe. On the diurnal variation of potential gradient of atmospheric electricity. Abstract. Ebenda, S. 131.
- L. W. Austin: Our present knowledge concerning the atmospheric disturbances of radiotelegraphy. Abstract. Ebenda, S. 124.
- W. F. G. Swann: Report of the committee on atmospheric-electric phenomena and measurements in the troposphere and stratosphere. Abstract. Ebenda, S. 104.
- V. Oberguggenberger: Die durchdringende Strahlung des Bodens und der Atmosphäre in der weiteren Umgebung Innsbrucks. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. Ref. Naturw. **12**, 373 (1924).
- J. G. Brown: Electrometer variations due to leakage currents. Abstract. Phys. Rev. 1924, S. 665.
- K. Stoye: Wellentelegraphie und Vorgänge in der Atmosphäre. Jahrb. d. drahtl. Telegraphie **23** (1924), Nr. 6.
- J. Herrath: Luftschiffahrt und atmosphärische Elektrizität. Luftfahrt **28**, 198 (1924).
- K. Kähler: Die Elektrizität der Gewitter. 150 S., 9 Abb. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1924.
- Th. Wulf: Zu dem Lutzschen Saitenelektrometer neuer Form (Antwort auf die Erwiderung des Herrn C. W. Lutz). Phys. Zeitschr. **25**, 109 (1924).

- A. Wigand und T. Schlomka. Die Messung von elektrischen Spannungen vom Motorluftfahrzeug aus. Ann. d. Phys. **75**, 279 (1924).
- G. Ising Einige elektrische Meßinstrumente (prinzipiell nichts Neues). Stockholm, Ingeniörs vedenskaps akademiens Handlingar Nr. 33, 1924.
- Henry A. Erikson On the isolation of the initial and final positive air ions. Phys. Rev. **23**, 110 (1924).
- Bernhardine Droste: Die elfjährige Sonnenfleckenperiode und die Temperaturschwankungen auf der nördlichen Halbkugel in jahreszeitlicher und regionaler Differenzierung. Meteorol. Zeitschr. **41**, 261 (1924).
- Hans Markgraf Über die Berücksichtigung von luftelektrischen Störungen bei Mittelbildungen. Ebenda, S. 313.
- Derselbe: Ein luftelektrischer Beitrag zur Zyklonentheorie. Ebenda, S. 314.
- B. Chauveau. Electricité atmosphérique, troisième fascicule. Généralités sur les ions, l'ionisation et la radio-activité. La conductibilité et l'ionisation de l'atmosphère Paris, Octave Dion, 1924. XI u 240 S
- P. C. Mahalanobis On the seat of activity in the upper air Monthly Weather Rev. **52**, 223 (1924).
- V. H. Blackman: Atmospheric electric currents normal and abnormal and their relation to the growth of plants. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. **50**, 197 (1924).
- C. Ramsauer Über den unmittelbaren Nachweis der elektrischen Erldladung. Ann. d. Phys. **75**, 449 (1924).
- H. Bongards Messungen des Gehalts der Luft an radioaktiven Zerfallsprodukten vom Flugzeug aus. Phys. Zeitschr. **25**, 679 (1924).
- A. Wigand Luftelektrische Untersuchungen bei Flugzeugaufstiegen. Ebenda, S. 684.
- M. Dieckmann. Gewitter und atmosphärische Störungen. Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **24**, 65 (1924).

Fortsetzung der Literatur im nächsten Heft.

Das Verzeichnis der Mitglieder und des Vorstandes der Geophysikalischen Gesellschaft, sowie der Bericht über die Innsbrucker Tagung September 1924 erscheinen in Heft 4.

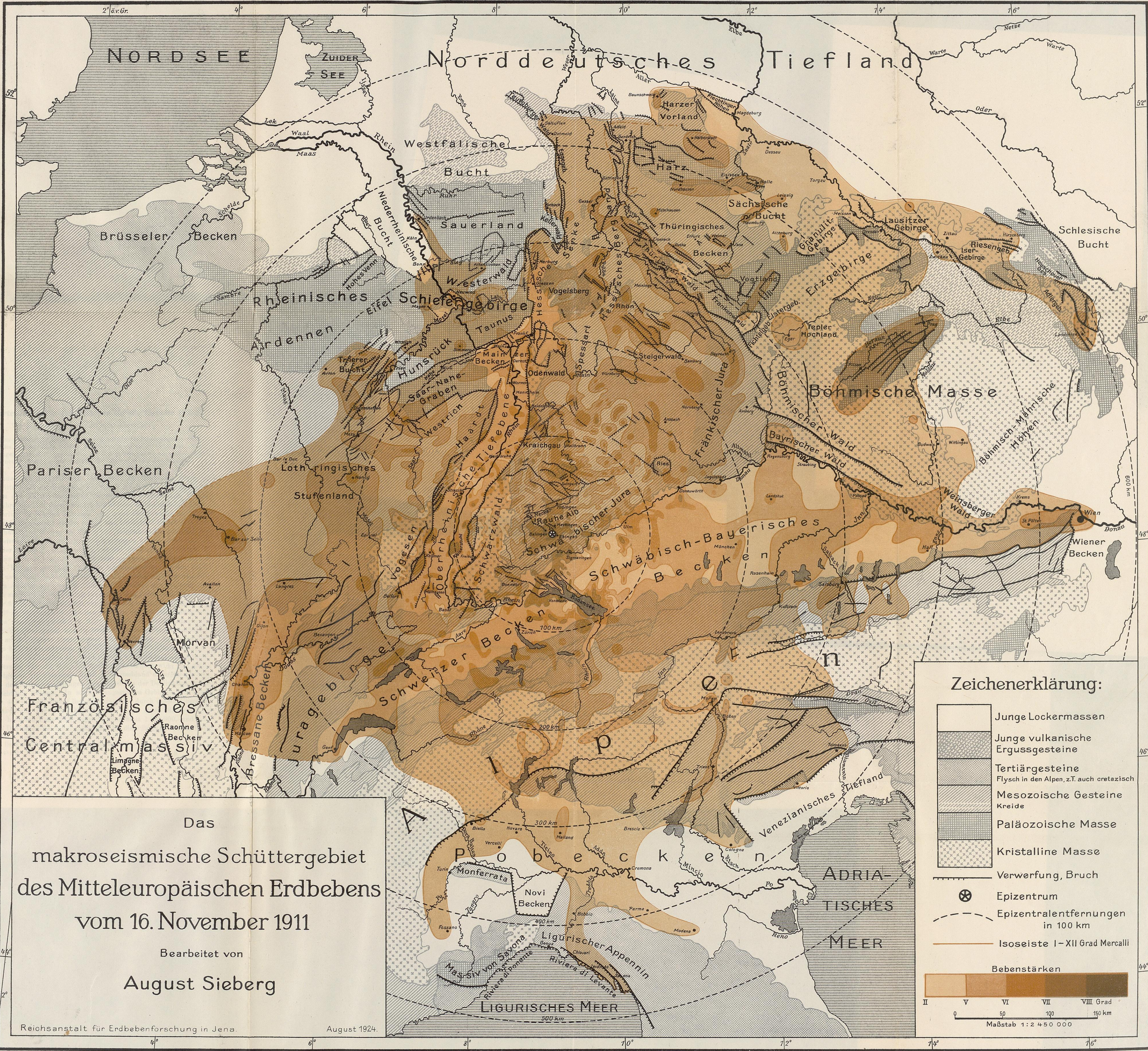
Berichtigungen.

Heft 1/2, S. 4, Z. 18 v. u. muß es heißen $V^e R = (2V R + Z)$ 3. Der dort stehende Ausdruck ist $V^2:R$ Die anschließenden Ausführungen werden dadurch nicht berührt.

Die beiden Tabellen, Heft 1/2, S. 5, enthalten ein Versehen bezüglich σ_0 . Es muß heißen

	1922	σ_0		1842	σ_0
$V^4:R$. . .	11° 28'	$V^2:R$. . .	11° 20'
$V^e R$. . .	14° 12'	$V^e R$. . .	36° 1'

Inhaltsverzeichnis: W. Schweydar: Die topographische Korrektion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswaage. S. 81. — A. Berroth: Schweremessungen mit zwei und vier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingenden Pendeln. S. 89. — B. Gutenberg: Der Aufbau der Erdkruste auf Grund geophysikalischer Beobachtungen. Mit einer Figur. S. 94. — W. Milch: Über den Einfluß größerer Teilchen in der Atmosphäre auf das Polarisationsverhältnis des Himmelslichtes. Mit drei Figuren. S. 109. — **Berichte und Referate:** E. Tams: Zur Frage des Einflusses von Sonne und Mond sowie des Luftdrucks auf die Stoßfrequenz der vogtlandischen Erdbebenschwarme. S. 117. — C. Heiland: Instrumentelle Neuerungen auf dem Gebiet der angewandten Geophysik. S. 118. — H. Reich: Die Bedeutung der neuen geophysikalischen Untersuchungsmethoden für die Geologie nach den bisherigen Erfahrungen. S. 120. — H. Reich: Instrumentelle Seismik und Geologie. S. 121. — Kiebitz, F. Referat. S. 122. — **Literaturverzeichnis.** S. 123. — **Berichtigungen:** S. 128



Das
makroseismische Schüttergebiet
des Mitteleuropäischen Erdbebens
vom 16. November 1911

Bearbeitet von
August Sieberg

Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena. August 1924.

Zeichenerklärung:

- Junge Lockermassen
- Junge vulkanische Ergussgesteine
- Tertiärgesteine
Flysch in den Alpen, z.T. auch oretzisch
- Mesozoische Gesteine
Kreide
- Paläozoische Masse
- Kristalline Masse
- Verwerfung, Bruch
- Epizentrum
- Epizentralentfernungen
in 100 km
- Isoseiste I - XII Grad Mercalli

Bebenstärken

II V VI VII VIII Grad

0 50 100 150 km

Maßstab 1:2 450 000

Isogonenkarte des Deutschen Reiches für die Epoche 1925.5.

Von K. Haußmann. — [Mit einer Karte*].]

Die amtlichen Karten größeren Maßstabes sollen magnetische Richtungsangaben erhalten, bei Einzeichnung des Gitters eines ebenen Koordinatensystems in Form von Werten der Nadelabweichungen. Um diese herzuleiten, ist eine Isogonenkarte entworfen worden auf Grund neuer Feststellungen der Säkularänderungen der Deklination

Die Bestimmung der magnetischen Deklination im Deutschen Reiche ist so weit vorgeschritten, daß der Vorschlag von Herrn Ad. Schmidt, magnetische Richtungswerte in den Karten anzugeben, verwirklicht werden kann. Damit können die fortwährenden Anfragen nach solchen Werten beim Potsdamer magnetischen Observatorium in Wegfall kommen. Da neue Kartenwerke im Gauß-Krügerschen System dargestellt werden sollen, und bestehende Karten ein Gitter dieses Systems erhalten, so werden die Werte der Nadelabweichungen statt derjenigen der Mißweisung angegeben; beide Wertgattungen unterscheiden sich um die Abweichung der Richtung der Gitterlinie von der des Meridians, also um die Meridiankonvergenz $\gamma = \Delta\lambda \cdot \sin \varphi$. Die winkeltreue ebene Abbildung Deutschlands nach Gauß-Krüger geschieht in sieben Meridianstreifen mit den Mittelmeridianen $6^\circ, 9^\circ$ usw.; diese Meridiane bilden die Abszissenachsen, die Abszissen selbst werden vom Äquator aus gezählt. Um auch durchweg positive Ordinaten zu haben, werden zu diesen noch 500 km zugezählt; außerdem setzt man ihnen die Kennziffer der 3° -Streifen vor, gezählt von Greenwich an mit Null, also erhält der Streifen für 6° die Kennziffer 2. An den Grenzen der Meridianstreifen wird in der Breitenzone von Deutschland $\gamma = 1.1^\circ$ bis 1.2° , die Gitter stoßen unter dem doppelten Winkel aufeinander, und die Nadelabweichungslinien benachbarter Systeme machen an der Grenze einen ebenso großen Sprung. In ungestörten Gebieten verlaufen bei uns die Isogonen ziemlich genau in nordsüdlicher Richtung, ihre Werte — ostliche Deklination als positiv gezählt — nehmen ungefähr um die Hälfte des Betrages von $\Delta\lambda$ zu. Die Meridiankonvergenz wirkt den Deklinationen entgegen, sie überwiegt dabei in Deutschland ungefähr um $\frac{1}{4} \lambda$, so daß die Werte der Nadelabweichungen sich gegen die der Deklination in entgegengesetzter Richtung ändern. In solchen ungestörten Gebieten, die hauptsächlich zwischen 48° und 53° Breite liegen, beträgt die durch diesen Überschuß hervorgerufene Änderung der Nadelabweichungen gegen einen Mittelwert des Kartenblattes im höchsten Falle 0.02° beim Meßtischblatt 1:25 000, und 0.06° bei der Karte des Deutschen Reiches 1:100 000. Da diese Beträge innerhalb der

*) Die Karte liegt nur für Abonnenten der Zeitschrift bei.

Genauigkeit der Bussolenmessung bleiben, genügt es, bei diesen Karten in un- oder nur leicht gestörten Gebieten für jedes Blatt einen Mittelwert der Nadelabweichung anzugeben. Bei größeren Störungen ist auf dem Kartenrande ein Kärtchen der Linien gleicher Nadelabweichungen aufzudrucken, mit einem dem Gitter in der Karte entsprechenden Netz. Dazu ist in allen Fällen die Epoche und Säkularänderung anzugeben. Wegen der Verwendung von manchen Kastenbussolen, die nur einen Indexstrich statt einer Gradteilung haben, ist für den Kartenrand auch ein graphischer Aufdruck vorgesehen, durch den man die Richtung des magnetischen Meridians ohne weiteres einzeichnen kann.

Zur Ableitung der Karten für Nadelabweichungen war die Ausführung einer neuen Isogonenkarte erforderlich. Zwar lagen schon magnetische Karten vor für die Epoche 1912¹⁾ und für 1921²⁾. Inzwischen sind aber größere magnetische Vermessungen veröffentlicht worden vom Bayerischen Wald, von Hessen und neuerdings noch Ergänzungsmessungen in Bayern, auch schien eine völlig neue Untersuchung aller nicht zu weit zurückliegenden magnetischen Aufnahmen erwünscht. Die zur Verwendung gekommenen Vermessungen sind im Anhange aufgeführt³⁾; ausführlichere Angaben bis 1908 finden sich in der Magnetischen Kartographie von Hellmann, Berlin 1909. Als Epoche für die neue Karte wurde 1925.5 gewählt, der Ausgangswert wurde von den Potsdamer Aufzeichnungen abgeleitet und dort für die genannte Zeit zu $-6^{\circ} 36'$ (westlich) angenommen. Dabei mußte von 1923.5 an auf Grund der nachstehenden Tabelle vorausgerechnet werden.

Säkularänderung der magnetischen Deklination in Potsdam
(Drehung der Magnetnadel gegen Osten von Mitte zu Mitte der Jahre).

1890	+ 6.5'	1900	+ 4.2'	1910	+ 8.6'	1920	+ 10.5'
1891	+ 6.0	1901	+ 4.1	1911	+ 8.6	1921	+ 11.3
1892	+ 4.9	1902	+ 4.2	1912	+ 9.5	1922	+ 10.7
1893	+ 5.9	1903	+ 4.4	1913	+ 9.8	1923	
1894	+ 5.5	1904	+ 4.9	1914	+ 9.5	1924	
1895	+ 5.6	1905	+ 4.9	1915	+ 9.5	1925	
1896	+ 4.6	1906	+ 5.6	1916	+ 9.2	1926	
1897	+ 4.7	1907	+ 6.0	1917	+ 9.1	1927	
1898	+ 4.3	1908	+ 7.3	1918	+ 9.6	1928	
1899	+ 4.4	1909	+ 7.7	1919	+ 10.3	1929	
1900		1910		1920		1930	

Weil bei uns jetzt eine außergewöhnlich hohe Jahresänderung der Deklination stattfindet, die früher nie nachgewiesen war — die Höchstwerte sind bei uns 1860 bis 1870 + 8.3' und 1730 bis 1740 etwa $-9.4'$ ⁴⁾ —, da ferner im Osten Europas jetzt die Jahresänderung bedeutend kleiner ist als bei uns, wurde die Änderung der Deklination in Potsdam von 1923.5 bis 1925.5 zu + 20' angenommen und dadurch für 1925.5 der genannte Wert $-6^{\circ} 36'$ erhalten. Wider Erwarten hat sich aber in Potsdam die Änderung von 1923.5 bis 1924.5 zu 11.9', also noch größer gezeigt als je zuvor, so daß voraussichtlich der tatsächliche Wert der Deklination für Mitte 1925 in Potsdam etwas größer sein wird als der für die Karte angesetzte.

Für die neue Karte mußte weiter untersucht werden, ob die Säkularvariation in Deutschland seit der Vermessung der Stationen genügend gleich geblieben

ist, damit man die Werte einheitlich mit Potsdam auf die neue Epoche reduzieren könne. Für 1908 bis 1916 ist sie im westlichen und auch mittleren Europa sehr nahe gleich groß gewesen⁴⁾. In Deutschland selbst ergab sich durch Messungen auf Säkularstationen, daß schon seit 1900 überall eine gute Übereinstimmung mit Potsdam vorhanden war^{5) 6)}. Auch auf der ganz im Osten liegenden Station Steinau, Nr. 69 der magnetischen Landesaufnahme, zeigte sich bei der Messung 1912.6 eine nur um 2.5' geringere Änderung gegen der in Potsdam, seit der ersten Messung 1899.6. In Rußland war am Observatorium in Pawlowsk von 1890 bis 1906 im ganzen die gleiche Veränderung wie in Potsdam⁷⁾. Die jetzt bekannt gewordenen säkularen Änderungen in Pawlowsk von 1910 bis 1919 zeigen aber für die Deklination einen ziemlich gleichbleibenden jährlichen Betrag von wenig über 7'⁸⁾, während der entsprechende Betrag in Potsdam inzwischen von 7' auf 10' angewachsen war. Weiter im Osten in Katharinenburg dreht sich die Magnetnadel seit 1916 ständig nach Westen^{9) 10)}. Diese Verschiedenheit gegen Potsdam mußte sich im östlichen Teile des Reiches geltend machen. Leider aber fehlen uns dort zuverlässige magnetische Werten. Nun bot sich eine Gelegenheit zur Prüfung dieser Frage bei trigonometrischen Messungen, die das Reichswehrministerium im Sommer 1924 im Osten und Südosten des Reiches durch das Reichsamt für Landesaufnahme ausführen ließ. Auf Anregung des Verfassers waren die genannten Behörden in dankenswertem Entgegenkommen bereit, im Anschluß an die trigonometrischen Messungen auch verschärfte Deklinationsbeobachtungen auf einigen Stationen der magnetischen Landesaufnahme auszuführen. Diese Messungen sollten in längeren Beobachtungsreihen an verschiedenen Tagen bestehen. Die Ausdehnung magnetischer Messungen wenigstens auf zwei Tage ist überhaupt stets zu empfehlen, wenn eine erhöhte Genauigkeit verbürgt werden soll. Sie kann aber geradezu als notwendig bezeichnet werden, wenn zwar mit einem guten aber doch nicht so vollkommenen Instrument wie ein eigentlicher Magnettheodolit gemessen wird, und wenn der Beobachter wohl geodätisch gut geübt, aber in physikalischen Messungen im Felde weniger erfahren ist. Denn man wird finden, daß meist die Mittelwerte der einzelnen Beobachtungsreihen viel weiter auseinanderliegen, als die inneren Fehler jeder Reihe es erwarten ließen. Auf diese Weise wurde erreicht, daß die neu ermittelten Deklinationenwerte innerhalb 2' sicher sind. Der Vergleich mit den erstmals gemessenen Werten derselben Stationen ergab eine geringere Änderung der Mißweisung als in Potsdam¹¹⁾, und zwar bei Vorausrechnung auf 1925.5 bei Station Nr. 57, Kalkstein bei Königsberg, von 1899 bis 1925 um 10.5'; Nr. 73, Gronden bei Lötzten, in derselben Zeit um 11.5' und Nr. 128, Annaberg bei Glatz, um 2' weniger als in Potsdam von 1900 bis 1925. Das Observatorium in Rude Skow bei Kopenhagen zeigt für diese Zeit 3.5' weniger, das in de Bilt bei Utrecht 2' mehr Veränderung an als Potsdam; die Warte von Bochum fügt sich gut dazwischen ein. Im Süden wurden auf der Basisstation Kornthal bei Stuttgart seit 1900 alle 11 Jahre wiederholte Messungen ausgeführt, die 1925 eine um 2' größere Änderung ergaben als in Potsdam. Mit diesem verschiedenen Verlauf der säkularen Änderungen der Deklination im Deutschen Reiche in den letzten 25 Jahren, der von SW nach NO im Reiche eine Verminderung von 16' beträgt, indessen fast

ganz aus den letzten 10 Jahren stammt, wurden die früheren Deklinationswerte auf die Epoche 1925.5 umgerechnet. Trägt man die vorstehenden Feststellungen der verschiedenen Änderungen der Deklination in eine Skizze ein und zieht die Linien für gleich große Änderungsbeträge, so erhält man ein einfaches Bild mit leicht gegen Südwest gebogenen Linien, die von NW gegen SO verlaufen, in mit im Westen des Reiches langsamer, gegen Osten sich mehr und mehr verstärkender Änderung.

Die älteren Messungen passen sich manchmal schlecht in das System der neueren ein, was von verschiedener Ortslage und von geringerer Genauigkeit oder auch von der in langer Zeit nicht genau bekannter Säkularvariation herrühren kann. Aber auch engmaschige Messungen^{3m}) aus der letzten Zeit, die in scheinbar ungestörten Gebieten in die weitmaschigeren^{3a}) der magnetischen Landesaufnahme eingefügt worden sind, würden die glatt durchgezogene Isogone in eine Zickzacklinie verwandeln, die sich zwar jener anschließt, im einzelnen jedoch nicht unbedeutend von ihr abweicht. Solche Unregelmäßigkeiten in kleinen Bezirken sind unberücksichtigt geblieben, und die einfache Linie ist beibehalten worden. Denn diese eingefügten Messungen haben mittlere Fehler von 2 bis 3', während die früheren nur solche von 0.5 bis 1' haben. Schon dadurch lassen sich die Abweichungen in den meisten Fällen erklären. Aber auch da, wo wirkliche Unterschiede vorhanden sind, haben diese dann doch offenbar nur ganz örtliche Bedeutung, und wenn sie nicht zu weiterer wissenschaftlicher Erkenntnis oder zu praktischem Nutzen führen, auch ohnehin innerhalb der Genauigkeit gewöhnlicher Bussolenmessungen bleiben, würde eine solche ins einzelne gehende Feststellung nicht der Mühe der Vermessung der dann außerordentlich vielen Stationen verlohnen, außerdem nur verwirrend wirken.

Die Isogonenkarte ist in 1:800 000, bei starken Störungen in 1:300 000 entworfen, sie ist in einer geographischen Karte des Reichsamtes der Landesaufnahme in 1:2 Mill. veröffentlicht. Mit Beachtung der vom magnetischen Observatorium in Potsdam zu Anfang des Jahres in meteorologischen, physikalischen und geographischen Zeitschriften veröffentlichten säkularen Änderungen wird diese Karte eine Reihe von Jahren nutzbar sein, auch dann noch, wenn wegen verschiedener Säkularvariation regional verschieden große Reduktionen angebracht werden müssen. Dagegen werden große Neumessungen, besonders in stark gestörten Gebieten, erhebliche Änderungen bringen. Der Beirat für das Vermessungswesen hat eine Reihe von Forderungen für die Weiterführung der magnetischen Arbeiten aufgestellt. Zum Verfolg der Säkularvariation sollen alle 5 bis 6 Jahre auf etwa fünf ausgesuchten Säkularstationen im Reiche mehrtägige Messungen ausgeführt werden, die dann mit den Potsdamer Werten und denjenigen des an einen störungsfreien Ort zu verlegenden Münchener Observatoriums auf Normalwerte zurückzuführen sind. Auch sollen die noch nicht genügend geklärten Störungsgebiete eingehend vermessen werden, und dem Potsdamer Observatorium soll die Möglichkeit gegeben werden, seine längst aufgestellten Pläne der weiterzuführenden magnetischen Feldmessung zu verwirklichen.

Literatur.

- 1) Haußmann. Die magnetischen Landesaufnahmen im Deutschen Reiche und magnetische Übersichtskarten von Deutschland. Petermanns geogr. Mitt. 1913, Hefte Januar bis April.
- 2) Derselbe: Übersichtskarte der magnetischen Deklination in Deutschland. Petermanns Mitt. 1922, September-Heft.
- 3) Ad. Schmidt. Die magnetische Vermessung erster Ordnung des Königreichs Preußen 1898—1903 nach den Beobachtungen von M. Eschenhagen und J. Edler. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst., Berlin 1914.
 - a) Derselbe. Magnetische Karten von Norddeutschland für 1909. Kgl. Preuß. Met. Inst., Berlin 1910.
 - b) Nippoldt: Magnetische Karten von Südwestdeutschland für 1909. Kgl. Preuß. Met. Inst., Berlin 1910.
 - c) Haußmann. Die erdmagnetischen Elemente von Württemberg und Hohenzollern. Stuttgart 1903.
 - d) Messerschmitt: Magnetische Ortsbestimmungen in Bayern. Ber. d. Kgl. Bayer. Akad. d. Wiss., München 1905, 1906, 1907.
 - e) Göllnitz: Die magnetische Vermessung des sächsischen Staatsgebietes. Beiheft z. Jahrb. 1919 f. d. Berg- u. Hüttenwesen in Sachsen.
 - f) K. Schering und A. Nippoldt. Erdmagnetische Landesaufnahme von Hessen. Darmstadt 1923.
 - g) Burmeister. Magnetische Karten von Bayern. Petermanns Mitt. 1924.
 - h) Stöckl: Erdmagnetische Messungen im Bayerischen Wald 1908—1913. Abhandl. d. Bayer. Akad. d. Wiss., München 1922.
 - i) Haußmann: Magnetische Messungen im Ries und dessen Umgebung 1901. Anh. zu den Abhandl. d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss., Berlin 1904.
 - k) Derselbe. Magnetische Messungen im Aachener Gebiet. Nur teilweise veröffentlicht in Mittel. a. d. Marksch.-Wes.
- 1) Ad. Schmidt: Die magnetische Deklination in West- und Ostpreußen nach den Mess. der Trig. Abt. der Landesaufnahme des Großen Generalstabes 1905—1913. Veröffentl. d. Preuß. Met. Inst., Nr 318, Berlin 1922.
 - m) Reichsamt für Landesaufnahme. Deklinationsmessungen 1923 (nicht veröffentl.).
 - n) Marineleitung. Deklinationsmessungen 1914—1924 (nicht veröffentl.).
 - o) Eschenhagen: Erdmagnetische Elemente an 40 Stationen im nordwestlichen Deutschland 1887—1888.
 - p) Derselbe: Magnetische Untersuchungen im Harz 1888.
 - q) Schaper: Magnetische Aufnahmen des Küstengebietes zwischen Elbe und Oder 1885—1887, 1892—1894.
 - r) Schück: Magnetische Beobachtungen an der deutschen Ostseeküste 1897—1899.
 - s) Neumayer: Eine erdmagnetische Vermessung der bayerischen Rheinpfalz 1855—1856. Bad Dürkheim 1905.
 - t) G. Meyer: Erdmagnetische Untersuchungen im Kaiserstuhl 1898. Freiburg 1902.
- 4) Ad. Schmidt. Die Säkularänderung der erdmagnetischen Elemente im westlichen Europa während der letzten Zeit. Meteorol. Zeitschr. 1919.
- 5) Nippoldt: Ergebnisse der Messungen 1913 und 1915 an Säkularstationen der magnetischen Landesaufnahme. Tätigkeitsbericht d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1915.
- 6) Aug. Schmidt: Die erdmagnetischen Elemente in Württemberg im Jahre 1910. Staatsanzeiger f. Württemberg 1910.
- 7) Leyst: Die Variationen des Erdmagnetismus. Moskau 1910.
- 8) Über die Tätigkeit der russ. geophys. Observatorien. Meteorol. Zeitschr. 1921.
- 9) P. Müller: Jahresmittel der erdmagnetischen Elemente in Katharinenburg. Meteorol. Zeitschr. 1922.
- 10) Abels: Erdmagn. Beobachtungen in Katharinenburg. Meteorol. Zeitschr. 1924.

Die Registrierung der durch fallende Gewichte erzeugten Bodenschwingungen mit einem zweimillionenfach vergrößernden Wiechertschen Vertikalseismometer.

(Göttinger Seismische Untersuchungen.)

Von F. Hubert in Göttingen. — (Mit drei Abbildungen.)

Die Arbeit bildet den ersten Teil einer von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Göttingen angenommenen Doktordissertation. Es werden die benutzten Apparate beschrieben; die Bodenunruhe wird so weit behandelt, als sie sich bei den Versuchen störend bemerkbar machte, drei Sprengversuche ergeben eine Abhängigkeit der Fernwirkung von der Lagerung des Sprengstoffes und gestatten die Bestimmung der Laufgeschwindigkeit der longitudinalen Wellen an der Beobachtungsstelle zu annähernd 1700 m/sec.

§ 1. Einleitung. In den Jahren 1921/22 ist im Göttinger Geophysikalischen Institut von Herrn Geheimrat Wiechert mit Mitteln der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ein zweimillionenfach vergrößerndes Vertikalseismometer konstruiert worden zur Registrierung schneller Bodenschwingungen. Ich übernahm es, mit diesem Seismometer die Bodenerschütterungen zu untersuchen, die durch frei fallende Gewichte hervorgerufen werden; über die dabei gewonnenen Ergebnisse soll im folgenden berichtet werden. Zwei Berichte über das Seismometer und einige Versuche sind schon veröffentlicht worden *)**). Die Versuche bestanden in der Registrierung der Bodenerschütterungen, hervorgerufen durch Sprengungen in einem 17 km entfernten Basaltsteinbruch und in der Registrierung von Schallwellen einer Sprengung in Jüterbog.

Ähnliche Versuche mit einem fünfzigtausendfach vergrößernden Horizontalseismometer hat Herr Geheimrat Wiechert schon 1906 auf dem Artillerieschießplatz bei Meppen zur Untersuchung der Bodenerschütterungen durch Schiffsgeschütze angestellt***). Mit demselben Seismometer untersuchte L. Mintrop in seiner Doktordissertation †) die Bodenschwingungen, die von den Groß-Gasmaschinen des Göttinger Elektrizitätswerkes erzeugt werden. Dort befindet sich auch das Diagramm eines künstlichen Erdbebens, hervorgerufen durch den Fall einer 4000 kg schweren Stahlkugel aus 14 m Höhe. Über weitere Fall-

*) E. Wiechert Untersuchungen der Erdrinde mit dem Seismometer unter Benutzung künstlicher Erdbeben. Nachr. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1923.

***) Derselbe: Beobachtungen von Lufterschütterungen in Göttingen bei Sprengungen in Jüterbog. (Seismische Untersuchungen. Erste Mitteilung.) Zeitschrift f. Geophys. 1924/25.

****) Derselbe: Über Erdbebenwellen I, S. 53. Nachr. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1907.

†) L. Mintrop: Über die Ausbreitung der von den Massendrücken einer Groß-Gasmaschine erzeugten Bodenschwingungen. Dissertation, Göttingen 1911.

versuche derselben Art, in verschiedenen Entfernungen registriert, über Bodenunruhe, hervorgerufen durch Wagen, Eisenbahnen und den Betrieb der Großstadt, über Bodenerschütterungen durch einen Rammhären, Gesteinssprengungen u. dgl. hat Mintrop auf einem Kongreß in Dusseldorf vorgetragen *). Ähnliche Versuche sind auch in dem Bericht Mintrops über die Erdbebenstation in Bochum erwähnt **). Später hat Mintrop ein Vertikalseismometer, als Gegenstück zu diesem Wiechertschen Horizontalseismometer, und zwei Horizontalseismometer so zusammengestellt, daß die Registrierung der drei Komponenten auf einem Film erfolgen kann. Abbildungen dieser Instrumente und der erzielten Registrierungen finden sich außer in den zitierten Abhandlungen noch in Galitzin, Vorlesungen über Seismometrie, S. 205 ff. Mintrop hat dann leicht transportable Vertikalseismometer konstruiert, die von der von Mintrop geleiteten Firma „Seismos“, Hannover, für Zwecke der praktischen Geologie des Bergbaues erfolgreich verwendet werden ***).

Seismographen und Seismoskope für besonders schnelle Bodenschwingungen sind von Grunmach †) konstruiert worden. Grunmach hat die Felsschwingungen gemessen, die an der Queis-Talsperre (bei Markklissa in Schlesien) durch den Absturz größerer Wassermassen hervorgerufen werden. Er benutzte dabei zwei Apparate: einen Apparat zur Messung der Maximalwerte der auftretenden Beschleunigungen in drei zueinander senkrechten Richtungen (Dreipendelapparat) und ein Horizontalpendel. Die Beschleunigungen schwankten je nach den Abflußverhältnissen der Wassermassen zwischen 5 und 130 cm/sec², die registrierten Felsschwingungen hatten eine Periode von 0.029 bis 0.0025 Sekunden.

§ 2. Die benutzten Apparate. Das Millionenseismometer steht im Erdbebenhause des Göttinger Geophysikalischen Instituts auf Muschelkalkuntergrund, der durch einen Betonüberzug geebnet ist. Es bedeckt eine Grundfläche von etwa 4 qm, so daß es sinnlos wäre, wie gleich hier erwähnt sein mag, die „Herdentfernung“ genauer als auf ± 1 m angeben zu wollen. Der Apparat hat noch nicht seine endgültige Form, es ist vorgesehen, die Vergrößerung noch zu steigern. Die Masse des Seismographen wird dargestellt durch 16 Betonplatten von je 330 bis 340 kg Gewicht, 1.80 m Länge und in der Mitte etwa 1 m Höhe, die senkrecht parallel nebeneinander stehen. Nach beiden Seiten verjungen sich die Platten, das eine Ende steht durch Vermittlung eines eisernen Dreifußes auf dem Felsboden, die anderen Seitenenden ruhen zu je acht auf zwei Eisenbahnschienen. Jede der Eisenbahnschienen liegt auf einem Vergrößerungshebel auf, an dem auch die Tragefedern angreifen, die zu jedem Vertikalseismometer ge-

*) L. Mintrop. Über künstliche Erdbeben. Intern Kongr. f. Bergbau, Hüttenwesen, angew. Mechan. u. prakt. Geologie. Düsseldorf 1910. Ber. d. Abteil. f. prakt. Geologie

***) Derselbe Die Erdbebenstation der westfälischen Berggewerkschaftskasse in Bochum. „Glück auf“, Berg- u. Hüttenmännische Zeitschr., 45. Jahrg., Essen/Ruhr 1909

***)) Erforschung von Gebirgsschichten und nutzbaren Lagerstätten nach dem seismischen Verfahren. Mitteilungen der Seismos-Gesellschaft. Hannover 1922. Selbstverlag der Seismos.

†) L. Grunmach: Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erdschütterungen kleinster Periode. Phys. Zeitschr. 10, 853—859 (1909).

horen. Es sind dann, an einem besonderen Gestell befestigt, mehrere weitere Hebel hintereinander geschaltet, die schließlich das Spiegelgehänge bewegen. Außerdem finden sich noch die übliche Dämpfung, verschiedene Arretierschrauben und Astasierfedern. Sämtliche Gelenke sind in der von Wiechert eingeführten Weise in Form von Biegefedern ausgebildet, so daß Reibung nicht auftreten kann.

Lichtschreiber für die photographische Registrierung nach Mintrop waren von der Firma Seismos, Hannover, dem Institut zur Verfügung gestellt worden. Ein solcher Lichtschreiber, ein leicht handlicher Registrierapparat, besteht aus einem lichtdichten Kasten, enthaltend die Vorratstrommel für das photographische Papier und das Uhrwerk für den Transport des Papiers. Zwei außen am Kasten befindliche drehbare Knöpfe gestatten, Uhrwerk und Mitnehmervorrichtung augenblicklich und unabhängig voneinander ein- und auszuschalten. Der Lichtpunkt zur Registrierung wird in der bekannten Weise durch Einfadenglühhbirne, Linse und Zylinderlinse erzeugt. Da der Seismograph sehr gute Optik besitzt, ist bei geradem Faden der Glühbirne der Lichtpunkt außerordentlich scharf und gibt Kurven von etwa $\frac{1}{10}$ mm Dicke.

Von dem 6 cm breiten photographischen Papier stehen für die Registrierung der Bodenerschütterungen 4 cm der Breite zur Verfügung, an jeder Seite wird etwa 1 cm für Zeitmarken in Anspruch genommen. Auf der einen Seite erzeugt eine sinnreiche Vorrichtung des Lichtschreibers in Abständen von $\frac{1}{5}$ Sekunde Lichtblitze. Dadurch ist eine scharfe Kontrolle über den regelmäßigen Gang des Uhrwerks gewährleistet. Die Registriergeschwindigkeit betrug je nach den zur Verfügung stehenden Lichtschreibern 1 bis 7 cm/sec, bevorzugt wurden die schnellen Registriergeschwindigkeiten, wenn ein passender Lichtschreiber zur Verfügung stand. Bei tadellosem Gange des Uhrwerks und schneller Registriergeschwindigkeit beträgt die Genauigkeit, mit der die Kurve ausgemessen werden kann, etwa ± 0.001 Sekunden.

Der Lichtschreiber steht bei der Registrierung unter Zwischenschaltung einer Gummifederung auf einer Holzkonsole, die an der Wand des Erdbebenhauses angebracht ist. Störende Erschütterungen des Seismographen durch das Uhrwerk des Lichtschreibers wurden infolge dieser Vorsichtsmaßregeln nicht beobachtet. Der Beobachter sitzt bei der Registrierung auf einer Plattform, die an Ketten von der Decke herabhängt.

Das Fallwerk, ein eiserner Gerüsturm von 14 m Höhe und 4 Tonnen Tragfähigkeit, befindet sich in 125 m Entfernung vom Seismometer im Institutsgelände. Als Fallkörper wurden gewöhnliche Gewichtstücke benutzt, und zwar Gewichte von 0.5, 1, 2, 5, 10, 20 und 50 kg. Sie wurden so fallen gelassen, daß sie mit der unteren ebenen Fläche zum Aufschlagen kamen. Ferner wurde eine Walze von 117 kg Gewicht und 48 cm Länge und 23 cm Durchmesser benutzt, die an zwei Zapfen an den Enden in die Höhe gezogen wurde, so daß die Achse stets horizontal blieb. Die Walze kam also mit der Zylinderfläche zum Aufschlagen auf den Boden. Die größte Fallhöhe betrug 11 bis 12 m. Zum Heraufziehen der Fallgewichte diente ein gewöhnlicher Schiffsflaschenzug. Zwischen Flaschenzug und Gewicht befand sich die elektrische Auslösungsvorrichtung, die vom Erdbebenhause aus bedient werden konnte.

Die Aufschlagfläche für die Fallgewichte war im Erdboden in besonderer Weise vorbereitet. In dem mit größeren Kalksteinbrocken durchsetzten Erdboden war eine trichterförmige Grube von 1 m Tiefe ausgehoben. Die Wände wurden mit Kalksteinplatten ausgelegt, und dann der Trichter mit gewaschenem Kies bis zu einer Höhe von 70 cm aufgefüllt, so daß die Gewichte in diesen Kies hineinfelen.

§ 3. Konstantenbestimmungen. Die Eigenperiode T_0 ist bei der jetzigen Form des Seismographen mittels der Astasierfedern in den Grenzen von etwa $\frac{1}{5}$ bis $\frac{1}{30}$ Sekunde veränderlich. Zu Beginn der Registrierung bei der Aufstellung des Seismographen wurde versucht, eine möglichst lange Eigenperiode zu erreichen, $\frac{1}{5}$ Sekunde oder noch länger. Bei dieser Regulierung wurden auch die ersten Fallversuche für die vorliegende Arbeit gemacht. Genaue Konstantenbestimmungen von Eigenperiode T_0 , äquivalenter Pendellänge L und Dämpfung ε ließen sich hierbei aus verschiedenen Gründen nicht vornehmen. Zum Beispiel war es nicht möglich, das Pendel anzustoßen und dann frei schwingen zu lassen, es blieb dabei an den Hemmschrauben kleben. Es konnte nur die Indikatorlänge J gemessen werden und daraus, unter Zugrundelegung einer durch die Hebelübersetzung fest gegebenen Indikatorvergrößerung von etwa 2 Millionen, die äquivalente Pendellänge und die Eigenperiode berechnet werden. Die Dämpfung war ungefähr aperiodisch. Alle Schwierigkeiten, die beim Arbeiten mit Seismographen großer Indikatorlänge und Neigungsempfindlichkeit auftreten, kamen noch hinzu. Es wurde bei diesen Versuchen eine Indikatorlänge von $J = 10\,000$ bis $20\,000$ m und darüber erreicht, entsprechend einer Eigenperiode von $\frac{1}{7}$ bis $\frac{1}{5}$ Sekunde und einer Neigungsempfindlichkeit

$E = \frac{J}{206\,000}$ von etwa 50 bis 100 mm. Doch sind alle diese Zahlen sehr wenig

genau, sie sollen nur eine Anschauung der Größenverhältnisse geben.

Bei den Hauptversuchen wurde aus Gründen, die im nächsten Abschnitt erörtert werden, eine andere Einregulierung, und zwar auf kurze Eigenperiode von etwa $\frac{1}{25}$ Sekunde, gewählt. Ein kleiner Umbau am Seismographen ermöglichte nunmehr auch genaue Konstantenbestimmungen. Nur die reduzierte Eigenperiode T_0 , d. h. die Schwingungszeit des ungedämpften Pendels, mußte auch jetzt noch aus der Schwingungsdauer T^* des gedämpften Pendels berechnet werden, da die Dämpfung nicht ausgeschaltet werden konnte. Zwischen T^* und T_0 besteht die Beziehung*):

$$T_0 = \frac{T^*}{\sqrt{1 + \left(\frac{\log \text{nat } \varepsilon}{\pi}\right)^2}}$$

Gelegentlich einer Reinigung der Dämpfung konnte dieses theoretisch abgeleitete Verhältnis nachgeprüft werden; es wurde eine gute Übereinstimmung mit der Beobachtung gefunden.

Bei jeder Versuchsreihe wurde eine vollständige Konstantenbestimmung durchgeführt. Die Periodenmessungen wurden mit der größten Sorgfalt aus-

*) E. Wiechert: Prinzipien für die Beurteilung der Wirksamkeit von Seismographen. Physikal. Zeitschr. 2.

geführt, um ein Urteil zu gewinnen, welche Genauigkeit bei der zeitlichen Analyse des Diagramms noch gewährleistet wird. In der Tat zeigen die mittleren Fehler, daß noch mit einer Genauigkeit von 0.001 Sekunden gemessen werden kann.

Tabelle 1 gibt die Zahlen, wie sie bei einer beliebig herausgegriffenen Konstantenbestimmung gewonnen wurden.

Tabelle 1.

Eigenperiode des gedämpften Pendels T^* in sec	Dämpfung $\epsilon:1$	Ablenkung für 40g Belastung a in mm
0.044	3.0	23.0
0.044	3.3	21.5
0.044	3.0	21.1
0.044	3.4	21.0
0.043	2.5	21.8
0.041	3.7	20.9
0.045	2.8	20.0
—	—	20.0
Mittel: 0.0436 \pm 0.0005	3.1	21.2 \pm 0.35

Die von mir benutzte stationäre Masse beträgt unter Berücksichtigung aller Umstände etwas über 1500 kg; wegen Fehlens verschiedener Hilfseinrichtungen konnten noch nicht sämtliche Platten in den Seismographen eingehängt werden.

Bei einem Dämpfungsverhältnis von $\epsilon = 3.1$ ist $\frac{T^*}{T_0} = 1.062$, es folgt für die reduzierte Eigenperiode $T_0 = 0.0410 \pm 0.0005$ Sekunden. Weiter ergibt sich für die äquivalente Pendellänge der Wert $L = 0.0420 \pm 0.0010$ cm, für die Indikatorlänge der Wert $J = 802 \pm 13$ m und für die Indikatorvergrößerung der Wert $V = (1.91 \pm 0.06) \cdot 10^6 = 1.91 \cdot 10^6 \pm 3.1$ Proz. Bei T_0 und L ist die vierte Dezimale natürlich nur Rechnungsgröße. — In Tabelle 2 sind die Ergebnisse der Konstantenbestimmungen zusammengestellt.

Tabelle 2.

Dämpfung $\epsilon:1$	Reduzierte Eigenperiode T_0 in sec	Äquivalente Pendellänge L in cm	Indikatorlänge J in m	Indikatorvergrößerung $V/10^6$
3.1	0.0438 \pm 0.0005	0.0480 \pm 0.0010	829 \pm 8	1.73 \pm 0.05
3.1	0.0400 \pm 0.0006	0.0400 \pm 0.0013	803 \pm 7	2.01 \pm 0.07
3.1	0.0410 \pm 0.0005	0.0420 \pm 0.0010	802 \pm 13	1.91 \pm 0.06
3.2	0.0367 \pm 0.0006	0.0342 \pm 0.0011	810 \pm 15	2.37 \pm 0.09
2.9	0.0382 \pm 0.0007	0.0367 \pm 0.0013	821 \pm 15	2.25 \pm 0.09
2.1	0.0416 \pm 0.0006	0.0433 \pm 0.0012	776 \pm 7	1.79 \pm 0.05

Trägt man, wie in Fig. 1, Eigenperiode T_0 und Indikatorvergrößerung V in ein Koordinatensystem ein, so ergibt sich, daß mit wachsender Periode die Indikatorvergrößerung sinkt. Meines Wissens ist auf diesen Zusammenhang bisher noch nicht hingewiesen worden. Die Abhängigkeit dürfte ihren Grund in der Konstruktion der Gelenke haben, bei deren Bewegung die wirksamen Hebel sich ändern. Wenn dieser Grund richtig ist, so muß diese Erscheinung auch bei anderen Seismographen mit ähnlicher Konstruktion zu beobachten

sein. In der Tat konnte ich einen solchen Zusammenhang angedeutet finden bei Wiecherts 1200-kg-Horizontalpendel. Nach dem Konstantenbuch des Göttinger Geophysikalischen Instituts zeigt sich dieser Zusammenhang bei einer Meßreihe von sieben aufeinanderfolgenden Tagen, besonders deutlich in der E-W-Komponente, weniger deutlich in der N-S-Komponente.

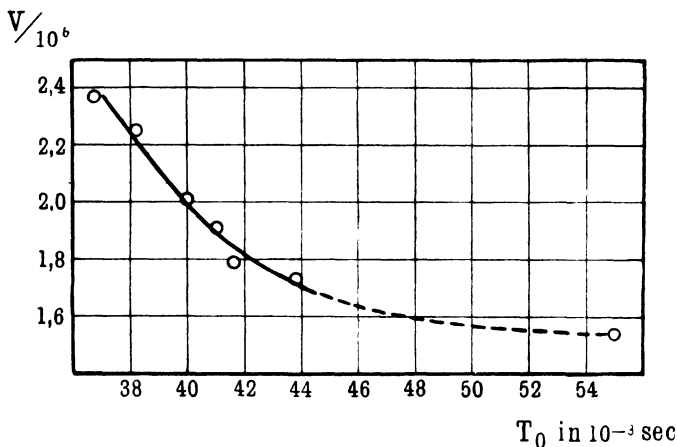


Fig. 1. Zusammenhang von Eigenperiode und Indikatorvergrößerung.

§ 4. Bodenunruhe. Eine Darstellung der Bodenunruhe bei dem neuen Seismographen ist nicht beabsichtigt, die Bodenunruhe soll nur so weit besprochen werden, als sie sich bei den Fallversuchen störend bemerkbar macht.

Die ersten Fallversuche wurden bei möglichst großer Eigenperiode, etwa $\frac{1}{5}$ bis $\frac{1}{8}$ Sekunde vorgenommen: „Weiche Regulierung“. Wie schon Herr Geheimrat Wiechert in seinen oben zitierten Abhandlungen ausführt, zeigt dann das Seismometer keine Bodenruhe mehr, stets ist der Lichtpunkt in mehr oder weniger starker Zitterung begriffen. Es zeigte sich, daß die Bodenunruhe in den späten Abendstunden und in tiefer Nacht sehr viel kleiner wurde, die Tagesunruhe also als Betriebsunruhe der 2 bis 4 km entfernten Stadt anzusprechen ist, doch blieb stets auch nachts noch ein Rest von Unruhe vorhanden, so daß feinere Einzelheiten bei den Fallversuchen verloren gingen. Auch die Jahreszeit scheint von Einfluß zu sein, in den Sommermonaten bis spät in den Herbst hinein ist die Bodenunruhe kleiner als sonst.

Die bei der Bodenunruhe auftretenden Perioden wechseln sehr stark. Besonders auffallend ist eine Periode von etwa $\frac{1}{5}$ Sekunde, doch wurden mitunter auch Perioden von $\frac{1}{10}$ Sekunde gemessen. Diesen großen Schwingungen sind kleinere überlagert von ungefähr $\frac{1}{50}$ - bis $\frac{1}{20}$ -Sekunden-Periode. Die ersten Fallversuche, die nach einigen Vorversuchen in tiefer Nacht vorgenommen wurden, ergaben, daß durch die fallenden Gewichte fast ausschließlich ganz kleine Perioden von schätzungsweise $\frac{1}{50}$ Sekunde ausgelöst wurden. Die noch vorhandene Bodenunruhe ließ nicht erkennen, ob auch größere Perioden auftraten, jedenfalls mußte ihre Amplitude kleiner sein als die Amplitude der Bodenunruhe.

Diese Verhältnisse ergaben die Möglichkeit, die schädliche Bodenunruhe aus dem Seismometer „herauszuregulieren“. Es bedeute T_0 die reduzierte Eigenperiode, V die Indikatorvergrößerung, T die Periode der registrierten Bodenbewegung und \mathfrak{B} die wirkliche Vergrößerung, mit der diese Bodenbewegung von der Periode T aufgezeichnet wird. Beträgt die Periode der Bodenbewegung T ein Vielfaches der Eigenperiode T_0 des Seismometers, so kann angenähert gesetzt werden *):

$$\mathfrak{B} = V \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^2.$$

Bei der weichen Regulierung betrug die Eigenperiode T_0 etwa $\frac{1}{5}$ Sekunde, die Periode T der besonders schädlichen Bodenunruhe ebenfalls etwa $\frac{1}{5}$ Sekunde und die Amplitude dieser Bewegung etwa 5 bis 10 mm, gemessen von der Ruhelage aus, nachts etwas kleiner. Das Verhältnis $\frac{T_0}{T}$ beträgt 1, es ist also annähernd $\mathfrak{B} = V$. Wählen wir nun eine Einregulierung des Seismographen auf

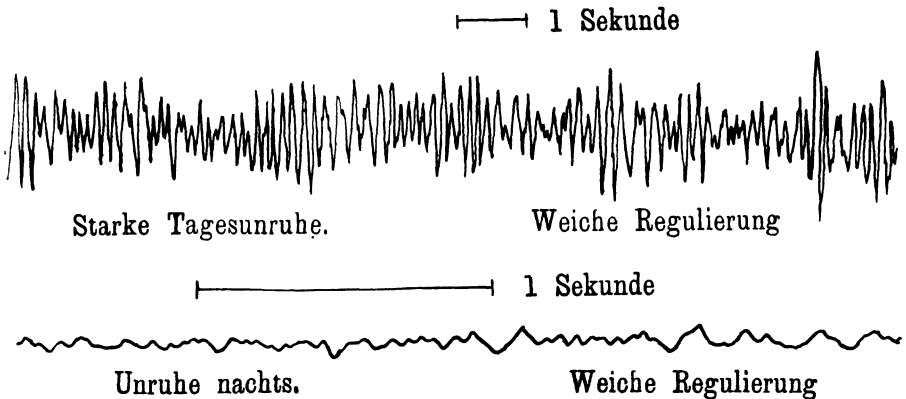


Fig. 2. Bodenunruhe. Natürliche Größe.

eine Eigenperiode T_0 von etwa $\frac{1}{25}$ Sekunde, „harte Regulierung“, so beträgt das Verhältnis $\frac{T_0}{T}$ jetzt $\frac{1}{5}$, die wirkliche Vergrößerung für die Bodenbewegung der Periode $T = \frac{1}{5}$ Sekunde sinkt auf den 25. Teil. Die Amplitude von 5 bis 10 mm wird also auch auf den 25. Teil verkleinert, also auf etwa 0.2 bis 0.4 mm.

In der Tat zeigte sich, als nach einem kleinen Umbau am Seismographen die Eigenperiode T_0 auf $\frac{1}{25}$ Sekunde gebracht werden konnte, daß die Bodenunruhe auch am Tage nicht mehr störend wirkte. Unterstützend trat hinzu, daß nun eine größere Registriergeschwindigkeit von etwa 5 bis 7 cm/sec gewählt werden konnte. Der Lichtpunkt beschrieb nun eine gerade Linie, in der nur hin und wieder kleine Schwingungen von etwa $\frac{1}{60}$ -Sekunde-Periode und einer Amplitude von höchstens $\frac{1}{4}$ mm auftraten. Durch Erschütterungen im Uhrwerk des Lichtschreibers können diese kleinen Schwingungen nicht hervorgerufen sein.

*) E. Wiechert. Theorie der automatischen Seismographen. S. 79.

Solche Lichtschreiberstörungen habe ich nur einmal beobachtet, als ich einen Lichtschreiber von normal 1.5 cm/sec Laufgeschwindigkeit auf 4 bis 5 cm/sec brachte und ihn dadurch etwas überanstrengte. Aber die dadurch hervorgerufenen Schwingungen waren sehr viel kleinerer Periode, sie machten sich nur in einer Verbreiterung des Lichtpunktes bemerkbar und konnten nur mit einer scharfen Lupe aufgelöst werden. Bei den Hauptversuchen stand ein guter Lichtschreiber von normal 5 bis 7 cm/sec Laufgeschwindigkeit zur Verfügung.

§ 5. Drei Sprengversuche und Bestimmung der Laufgeschwindigkeit der Wellen. Zu den kleinen Sprengversuchen wurden Feuerwerkskörper, sogenannte Kanonenschläge benutzt; es sind dies würfelförmige Pappkartons von etwa 10 cm Kantenlänge, allseitig mit kräftigem Bindfaden umwickelt und dann geleimt. Die Füllung besteht nach den Angaben des Herstellers aus 110 g Schwarzpulver. Für die Sprengversuche wurde elektrische Zündung gewählt, die vom Erdbebenhause aus unter Beobachtung geeigneter Vorsichtsmaßnahmen bedient werden konnte. Als Sprengstelle wurde der auch bei den Fallversuchen benutzte, mit Sand gefüllte Trichter in 125 m Entfernung vom Seismometer gewählt. Beim ersten Sprengversuch wurde der Kanonenschlag etwa 0.70 m tief in den Kies eingegraben, beim zweiten Versuch auf die Oberfläche der Kiesfüllung aufgelegt, und schließlich beim dritten Versuch fand die Sprengung 2 m über dem Erdboden in der Luft statt. Zwei Herren, die als Praktikanten im Institut arbeiten, beobachteten den Verlauf der Sprengungen. Danach wurde bei der Sprengung des 0.70 m tief eingegrabenen Kanonenschlages eine Sandwolke etwa 5 m hoch geschleudert. Dann fielen die Sandkörnchen gleich einem Sandregen wieder herab, die Hauptmassen wieder in den Trichter hinein, nur wenig Sand fiel weiter als 2 m von der Sprengstelle entfernt nieder. Zusammengeballte Sandmassen, die bei ihrem Auftreffen auf den Erdboden ein zweites „Erdbeben“ hätten verursachen können, wurden nicht beobachtet. Der ausgeworfene Trichter hatte einen Durchmesser von etwa 60 cm und eine Tiefe von ebenfalls 60 cm. Die Schallwirkung war sehr schwach, der Ton des Knalles ganz dumpf. Im Erdbebenhause waren von den vier Türen, die man passieren muß, um in den Instrumentenraum zu gelangen, die drei inneren geöffnet, nur die äußere war zum Schutz gegen Tageslicht und Luftzug geschlossen. Der Schall dieser Sprengung war im Erdbebenhause aber nicht zu hören. Beim zweiten Versuch, bei dem der Kanonenschlag auf dem Erdboden aufliegend zur Explosion kam, ergab sich kein Aufspritzen des Sandes; der Knall war heller. Im Erdbebenhause beobachtete ich scharf den Lichtpunkt, der die Registrierung bewirkt. Es erfolgte zunächst einer kleiner Ausschlag, entsprechend der Ankunft der seismischen Wellen. Kurz darauf wurde ein zweiter größerer Ausschlag bemerkt und genau gleichzeitig der Knall der Explosion im Erdbebenhause gehört, etwas dumpf. Infolgedessen kann bei dem Bebenbild der zweite größere Ausschlag mit der Ankunft der Schallwellen am Erdbebenhause gleichgesetzt werden. Die Bestimmung der Laufgeschwindigkeit der longitudinalen Wellen geschieht nun folgendermaßen:

An dem Tage, an dem die Versuche vorgenommen wurden, herrschte vollkommene Windstille, so daß der Wind auf die Schallgeschwindigkeit keinen

Einfluß ausüben konnte. Die Lufttemperatur betrug 10°C . Für die Schallgeschwindigkeit ergibt sich daraus der Wert 338 m/sec . Den 125 m langen Weg von der Sprengstelle bis zum Erdbebenhause legen die Schallwellen also zurück in 0.370 Sekunden. Die Differenz der beiden Einsätze des Seismogramms, von denen der erste der Ankunft der longitudinalen seismischen Wellen und der zweite der Ankunft der Schallwellen entspricht, beträgt 0.296 Sekunden, und für die Laufzeit der longitudinalen Wellen erhält man $0.370 - 0.296 = 0.074$ Sekunden. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen Wellen in den obersten Muschelkalkschichten des Göttinger Hainberges berechnet sich demnach zu 1690 m/sec .

Beim dritten Sprengversuch, bei dem der Kanonenschlag 2 m über dem Erdboden zur Explosion gebracht wurde, haben wir ein ähnliches Ergebnis. Der

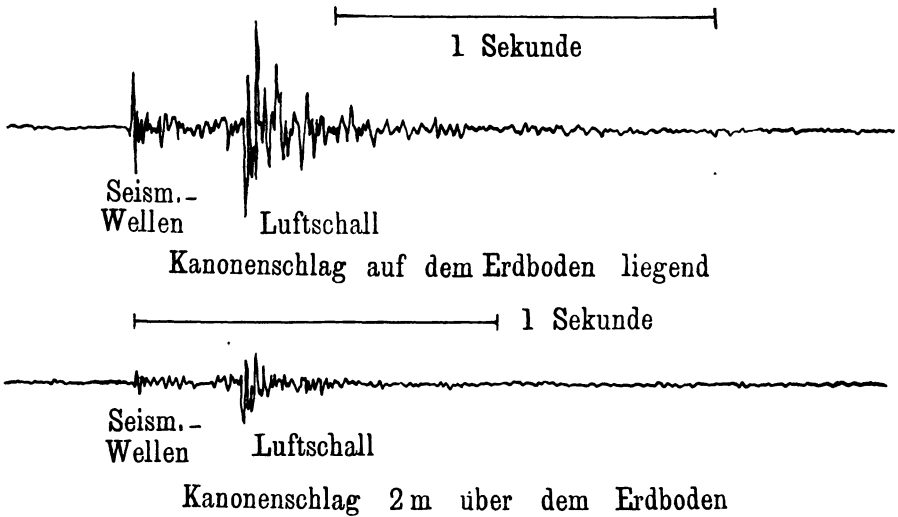


Fig. 3. Sprengungen (Kanonenschläge), 125 m vom Millionenseismometer entfernt. — Harte Regulierung. Natürliche Größe.

erste Einsatz, hervorgerufen durch die Ankunft der longitudinalen seismischen Wellen, ist diesmal entsprechend kleiner, der zweite Einsatz entspricht wieder der Ankunft der Schallwellen. Die Differenz der beiden Einsätze ist 0.289 Sekunden. Diese Differenz muß kleiner sein als beim vorigen Versuch, da der Schall erst 2 m von dem Kanonenschlag zur Erde in Luft zurücklegen mußte, bevor die seismischen Wellen erzeugt wurden. Es handelt sich bei dem ersten Einsatz um Luft-Erd-Wechselwellen. Diese eben erwähnten 2 m durchläuft der Schall in 0.006 Sekunden. Die Laufzeit der longitudinalen seismischen Wellen für die 125 m lange Strecke beträgt demnach $0.370 - (0.289 + 0.006) = 0.075$ Sekunden, und die Berechnung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit ergibt 1670 m/sec . Die Übereinstimmung der Ergebnisse der beiden letzten Versuche ist sehr gut, die Differenz der Laufzeit von 0.001 Sekunden liegt durchaus innerhalb der Genauigkeit, mit der das Seismogramm ausgemessen werden kann. Weitere

Laufzeitmessungen wurden bei den Fallversuchen nicht vorgenommen, es fehlten die Vorrichtungen, die es gestatteten, den Augenblick des Aufprallens des Fallgewichts mit der erforderlichen Genauigkeit auf das Registrierpapier zu übertragen.

Ein Vergleich der drei Sprengversuche untereinander und mit den Fallversuchen gibt Aufschluß über die Wirkung der Sprengung in Abhängigkeit von der Lage des Sprengstoffes. Das Bebenbild der Sprengversuche mit oberirdischer Lagerung, einmal 2 m über dem Erdboden, das andere Mal auf dem Erdboden aufliegend, ist nach der Größe der Amplituden vergleichbar mit Fallversuchen von 10 kg in etwa $\frac{1}{2}$ m bzw. 1 bis 2 m Fallhöhe. Ganz anders beim dritten Versuch, bei welchem der Kanonenschlag 0.70 m tief eingegraben war. In der ersten Sekunde gehen die Ausschläge nach beiden Seiten über das photographische Papier hinaus, ähnlich wie bei den größeren Fallversuchen, in der zweiten und dritten Sekunde sind die Amplituden annähernd doppelt so groß wie bei dem größten Fallversuch: 117 kg Fallgewicht und 11 m Fallhöhe. Bei derselben Pulvermenge wird beim Eingraben unter sonst gleichen Umständen die Einwirkung auf den Seismographen schätzungsweise 50- bis 100 mal größer sein als bei oberflächlicher Lage des Sprengstoffes. Dieses Ergebnis erläutert den Mißerfolg der seismischen Beobachtung bei größeren, meteorologischen Zwecken angepaßten Sprengungen in Holland im Herbst 1922, Jüterbog am 3. Mai 1923 und Zentralfrankreich Mai 1924. Bei diesen Sprengungen wurden 1000 bis 10 000 kg oberflächlich gelagerten Sprengstoffes zur Explosion gebracht. Infolge der oberflächlichen Lage wurde nur sehr wenig Energie in Gestalt seismischer Wellen fortgeleitet, so daß in Göttingen seismische Wellen nicht mit Sicherheit zu beobachten waren.

O. Hecker*) hat 1897 und 1898 größere Sprengungen von 1500 kg brisanten Sprengstoffes, oberirdisch gelagert, mit Seismographen geringer Empfindlichkeit, etwa vier- bis siebenfacher Vergrößerung, registriert. Diese Registrierungen beziehen sich nur auf die langsam sich fortpflanzenden Oberflächenwellen. Der longitudinale erste Einsatz ist nur in einem Falle durch Beobachtung eines Quecksilberhorizontes festgestellt und eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 1430 m sec gefunden worden. Der Untergrund bestand aus Sandboden, der mit Grundwasser durchsetzt war.

Über petrographisch-geophysikalische Grenzfragen.

Von **R. Brinkmann** in Göttingen.

Die Ergebnisse der neueren petrographisch-geologischen Forschungen, vor allem über Eruptionsfolgen und Differentiationen lassen den Schluß zu, daß in gewisser Tiefe eine zusammenhängende Magmazone von mittlerer Zusammensetzung existiert, deren Spaltung durch tektonische Vorgänge veranlaßt und geleitet wird.

Der beträchtliche Umfang, den das geologische Tatsachenmaterial im Laufe der Zeit erreicht hat, veranlaßte letztlich mehrfach zu einer Behandlung allgemein-

*) O. Hecker: Ergebnisse der Messung von Bodenbewegung bei einer Sprengung. Beiträge z. Geophysik, Bd. IV u. VI, 1900 u. 1904.

geologischer Fragen mit dem Ziele, aus den Einzelbeobachtungen einheitliche Gesichtspunkte zu gewinnen und aus ihnen, wenn möglich, über die ganze Erde gültige Gesetzmäßigkeiten abzuleiten, oder zumindest doch aus neuen Problemstellungen Anregungen für die praktische Arbeit zu schöpfen. Vor allem Fragen der endogenen Dynamik führten auf geologisch-geophysikalische Grenzgebiete, so die Erdbebenkunde und die Deutung der Schwereanomalien. Im folgenden sei gezeigt, daß auch die Petrographie eine Reihe allgemeiner Probleme aufgerollt hat, deren Klarlegung hier versucht sei.

Die Resultate der petrographisch-geologischen Forschung können deshalb einige Bedeutung beanspruchen, weil sie an den aus der Tiefe stammenden schmelzflüssigen Baustoffen der Erdrinde gewonnen wurden. Das Magma ist eine kompliziert zusammengesetzte Silikatschmelze, getränkt mit leichtflüchtigen Bestandteilen, vor allem Wasser, welche mit den hochschmelzenden Oxyden und Silikaten leicht zerfallende Komplexverbindungen einzugehen vermögen. Es ist ein System, das bei Änderungen von Druck und Temperatur leicht instabil werden kann, und von dem man daher erwarten darf, daß es als empfindlicher Indikator für Tiefenvorgänge zu dienen vermag, zumal ein gut Teil der Schwankungen bei der Erstarrung in der Struktur und im Mineralbestand des Gesteins aufgezeichnet werden. Die Schlüssigkeit der Beobachtungen wird nur dadurch etwas gemindert, als sie fast nur am erkalteten Gestein durchzuführen sind, um so mehr, als die experimentelle Petrographie die Erforschung derartiger Systeme bislang nur unter vereinfachten Bedingungen in Angriff nehmen konnte.

Die Mannigfaltigkeit der Erstarrungsgesteine in chemischer und mineralogischer Hinsicht ist nun keine regellose, sondern eine ganz gesetzmäßige. Wir treffen in Eruptivgebieten fast stets die Erscheinung, daß zeitlich und räumlich zusammengehörige Gesteinsgruppen auch im Chemismus und Mineralbestand nahe Analogien aufweisen, so daß sich seit jeher die Annahme eines engen geologischen Zusammenhanges zwischen den einzelnen Gesteinen aufdrängte. Man gelangte zu der Vorstellung, daß die Laven einem gemeinsamen Herde entstammen mußten, der ein Urmagma enthielt und aus dem sich durch irgendwie geartete Spaltungsvorgänge mehrere Teilschmelzen entwickelten, die für sich erstarrten. Die geophysikalische Bedeutung derartiger Differentiationsvorgänge besteht darin, daß die Spaltungen sich nicht erst an dem Orte vollzogen, an dem uns die erkalteten Gesteine heute vorliegen, also in der obersten Kruste oder an der Erdoberfläche, sondern daß das hypothetische Stammagma sich bereits in großer Tiefe in die einzelnen Teilschmelzen differenzierte, deren jede dann ihren Weg nach oben nahm. Damit ergibt sich sofort die Fragestellung: haben wir Anhaltspunkte für die Ursachen und die physikalisch-chemischen Prozesse der magmatischen Spaltung, denn dadurch bekämen wir ja wichtige Daten in die Hand, um die Zustandsgrößen in der tiefmagmatischen Zone abzuschätzen.

Vorweg ist eine Entscheidung darüber zu treffen, ob eine solche Magmaschale überhaupt existiert und ob die Differentiation ein notwendiges Postulat darstellt. In Anbetracht der Tatsache, daß die eruptiven Vorgänge auf der ganzen Erde jetzt und in der Vorzeit nach den gleichen Gesetzmäßigkeiten abliefern, ist es das Nächstliegende, daß sie in einer gemeinsamen Ursprungszone

wurzeln. Nach Schweydar jedoch ist die Periode der Polhöenschwankungen mit dem Vorhandensein einer zähflüssigen Schicht etwa von pechartiger Konsistenz nicht vereinbar. Entweder bestehen nur einzelne in lockerer Verbindung miteinander stehende Herde, so daß Stoffwanderungen über größere Strecken kaum denkbar erscheinen, oder das Magma verhält sich gegenüber Deformationen von etwa einjähriger Dauer als fester, elastischer Körper und reagiert erst auf Beanspruchungen durch geologische Zeiträume als Flüssigkeit.

Diese Annahme steht mit den Berechnungen Schweydars nicht in Widerspruch und entspricht zugleich der Forderung der Petrographie am besten, daß überall in der Tiefe magmatisches Material ruht und gewissermaßen nur auf einen tektonischen Anstoß wartet, um sich in verschiedene Teilschmelzen zu spalten, aufzusteigen und sich am Aufbau der Kruste zu beteiligen. Während man früher an einen schaligen Aufbau der glutflüssigen Zone dachte, in der Laven verschiedener Zusammensetzung übereinanderliegen sollten, und ein bestimmter Impuls eine gewisse Schicht zur Eruption brachte, ist heute auf Grund vor allem der Arbeiten von Niggli und Goldschmidt diese komplizierte Vorstellung verlassen worden. Sie wiesen nach, daß bestimmte tektonische Ereignisse das Aufdringen bestimmter Schmelzen nach sich ziehen; so intrudieren in Faltegebirgen stets Ca-reiche pazifische Magmen, wohingegen in Bruch- und Senkungsfeldern gewöhnlich Gesteine der atlantischen oder mediterranen Sippe mit Na- bzw. K-Vormacht auftreten. Je nach dem Ablauf der geologischen Geschichte ist der Stammescharakter einem zeitlichen Wechsel unterlegen (z. B. in Deutschland während der Auffaltung des variscischen Gebirges pazifischer, im Gefolge der tertiären Brüche und Bruchfalten atlantischer Vulkanismus). Entweder zwingen diese Tatsachen zu der Hypothese, daß sich genau parallel zu den tektonischen Ereignissen gewaltige subkrustale Massenverschiebungen vollziehen, oder es lagert, was wahrscheinlicher, eine Zone von ungefähr mittlerer Eruptivzusammensetzung unter der äußeren Erdhaut, deren Spaltungstendenz durch bestimmte Kraftfelder gelenkt wird.

Die nächstliegende Annahme ist also die, daß sich Differentiationen in einer Zone vollziehen, deren Tiefe für uns zwar geologisch unzugänglich, aber doch ungefähr abschätzbar ist. Bei 1000° wird die Mehrzahl der gesteinsbildenden Mineralien unter Berücksichtigung der Schmelzpunktserniedrigung durch die leichtflüchtigen Bestandteile im flüssigen Zustand sein; auch unter der Annahme, daß der Gradient der geothermischen Tiefenstufe von 3° je 100 m nach der Tiefe zu abnimmt, fuhr das auf etwa 50 km, wobei Temperatur und Tiefenlage der Magmazone natürlich nur als Minimalwerte zu gelten haben.

Ein Überblick über die zahlreichen Spaltungshypothesen gab jungst Milch. Das Magma kann als reines Differentiat in die Kruste eindringen oder durch Einschmelzung von fremden Stoffen chemisch verändert sein. Je nachdem es sich ferner um Vorgänge in einphasigen oder mehrphasigen Systemen handelt, können darauf verschiedene Kräfte wirken, deren wichtigste hier genannt seien.

Eine homogene Schmelze kann einer Stoffsonderung durch Druckentlastung unterliegen, wodurch die leichtflüchtigen Bestandteile veranlaßt werden, mit dem Gefalle zu wandern, und dabei chemisch an sie gebundene Stoffe mitzunehmen

vermögen. Ein lange bestehender Absaugestrom könnte sehr wohl lokale Anreicherungen bzw. Verarmungen an bestimmten Stoffen hervorrufen, doch ist dazu die Annahme einer stetigen Entlastung erforderlich, deren Ursachen in Krustenbewegungen zu suchen wären. Eine Bestätigung für derartige gleichsinnige, weil gekoppelte Stoffverschiebungen kann man in der Tatsache erblicken, daß kieselsäurereiche Magmen im allgemeinen gasreich, dagegen relativ arm an Schwermetallverbindungen sind.

Im heterogenen System, d. h. in der kristalldurchsetzten Lava, kann das verschiedene Verhalten des Festen und Flüssigen zu Spaltungen Anlaß geben (Absaugern der Kristalle, sofern sie in ihrem spezifischen Gewicht von dem der Schmelze verschieden sind; Auspressen der Restschmelze durch tektonischen Druck). In diesem Falle ist mit zeitweiligen beträchtlichen Temperaturschwankungen von mehreren 100° in der tieferen Kruste zu rechnen, die ein teilweises Auskristallisieren, eine Separation und nachfolgende Wiederverflüssigung bedingten. Zudem scheinen andere Kräfte, wie Diffusion oder Stromungen, der Kristallisationsdifferentiation vielfach entgegenzuwirken, denn die Trennung unter dem Einfluß der Schwerkraft tritt zwar in Laboratoriumsversuchen auf, fehlt aber in natürlichen lakkolithischen Schmelzbecken, die im Gegenteil vom Boden bis zum Dach völlig homogen sind.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß die Petrographie zwar keine exakten Angaben, aber doch Grenzbedingungen über die Verhältnisse in der Tiefe zu liefern vermag. Die Beobachtungen fordern die Existenz einer tiefmagmatischen Zone in Form einer Schicht von unbestimmter Dicke, die in vertikaler und horizontaler Richtung im wesentlichen über die ganze Erde stofflich homogen ist. Ihre Zusammensetzung mag etwa dem Gesamtmittel der Eruptiva entsprechen mit etwa 59 Proz. SiO_2 und 5,9 Proz. FeO und einem spezifischen Gewicht von 2,78 unter gewöhnlichen Verhältnissen; sie hat also durchaus salischen Charakter. Ihre Tiefenlage — mindestens 50 km — ist so groß, daß sie von kleinen Störungen nicht erreicht wird. Erst tektonische Ereignisse von regionaler Bedeutung, wie große Faltungen, tiefgehende Brüche und geosynklinale Einmündungen von beträchtlichem Ausmaß vermögen bis in jene Sphäre vorzudringen, um sich dort als differenzierende Kräfte auf das Magma auszuwirken. Unter normalen Verhältnissen gehen bei der großen Zähigkeit die Prozesse nur sehr langsam vor sich, sie werden erst beschleunigt, wenn Druckänderungen das Gleichgewicht stören, wobei auch Temperaturerhöhungen infolge des Zerfalles endothermer Additionsverbindungen die Fluidität der Schmelze vergrößern mögen. In solchen Zeiten gesteigerter Aktivität entstehen die Magmastämme jedoch nicht in getrennten Herden, es sei denn, daß diese den Umfang unserer Kettengebirge hätten, sondern die fließenden Übergänge in chemischer Hinsicht zwischen den einzelnen regional getrennten, aber ungefähr gleichzeitig aufsteigenden Eruptiven zeigen uns, daß Verbindungen nach allen Seiten bestanden, über die sich ein Austausch vollziehen konnte. In diesem Sinne ist der Vulkanismus nicht als lokales Phänomen auffaßbar, sondern der Ausdruck einer den ganzen Erdball umfassenden einheitlich geregelten Stoffwirtschaft, deren Förderung bis zu einem gewissen Grade eine Funktion der Krustenbewegungen darstellt.

Literatur.

W. Schweydar: Untersuchungen über die Gezeiten der festen Erde und die hypothetische Magmaschicht. Veröff. Preuß. Geod. Inst., N. F., Nr. 54, Potsdam 1912.

Derselbe: Die Polbewegung in Beziehung zur Zähigkeit und zu einer hypothetischen Magmaschicht der Erde. Veröff. Preuß. Geod. Inst., N. F., Nr. 79, Berlin 1919.

P. Niggli: Die leichtflüchtigen Bestandteile im Magma. Preisschr. d. Fürstl. Jablonowskischen Ges. XLVII, Leipzig 1920.

Derselbe: Der Taveyannazsandstein und die Eruptivgesteine der jungen mediterranen Kettengebirge Schweiz. Min.-Petr. Mitt. 2, (1922).

V. M. Goldschmidt: Stammestypen der Eruptivgesteine. Vid. Selsk. Skr., Kristiania 1922.

L. Milch: Das Problem der Differentiation der Erstarrungsgesteine. Geol. Rundsch. 15, 318 (1924).

Über die nächsten Aufgaben luftelektrischer Forschung.

Von H. Benndorf.

Ein eingehendes Studium der von Bauer durch ihre magnetische Wirkung nachgewiesenen Vertikalströme erscheint für eine Erklärung der Aufrechterhaltung der Entladung von fundamentaler Bedeutung. Es wird eine Reihe von Problemen besprochen, deren Bearbeitung von prinzipieller Wichtigkeit für die Erforschung der luftelektrischen Vorgänge ist.

Auf dem Naturforschertage in Innsbruck habe ich im September 1924 ein Referat über das „Grundproblem luftelektrischer Forschung“ erstattet, das in der Physikalischen Zeitschrift erschienen ist. Anschließend an dieses Referat und die von mir dort aufgestellten Hypothesen, möchte ich hier einige erweiternde Ausführungen bringen.

Das Problem der Aufrechterhaltung der Erdladung, um dessen Lösung sich die Geophysiker seit zwei Dezennien vergeblich bemüht haben, ist durch Bauers Nachweis der Existenz elektrischer Ströme von und zur Erde seiner Bedeutung beraubt worden, und an seine Stelle ist die Aufgabe getreten, die physikalische Natur dieser Ströme zu erklären.

1. Die quantitativen Resultate, zu denen Bauer gelangt ist, sind die folgenden. Denken wir uns die Erdoberfläche durch die Parallelkreise 45° N und 45° S in drei Zonen geteilt, zwei Polarkappen und eine Äquatorialzone, so ergibt sich, berechnet aus dem Linienintegral der magnetischen Feldintensität langs beider Parallelkreise, daß in die nördliche Polarkappe ein Zustrom negativer Elektrizität von $194 \cdot 10^4$ Amp., in die südliche von $160 \cdot 10^4$ Amp., in der Äquatorialzone ein Abstrom negativer Elektrizität von $354 \cdot 10^4$ Amp. erfolgen muß, bzw. in jeder Zone ein Strom entgegengesetzter Richtung, wenn man den Strom aus positiven Elektrizitätsträgern gebildet annimmt.

Da die Beträge des Linienintegrals der magnetischen Feldintensität etwaige Messungsfehler weit übersteigen, ist man gezwungen, solange man nicht die Grundlagen der Elektrodynamik preisgibt, die Existenz dieser vertikalen Ströme als gesichert anzusehen.

Ist dies zugegeben, so folgt mit Notwendigkeit daraus, daß in der Erdrinde Erdströme fließen müssen, die im Mittel von der Äquatorialzone nach den beiden

Polarkappen zu gerichtet sind; und zwar muß an einem Orte der Erde die Dichte der Vertikalkomponente des Erdstromes gleich sein der Stromdichte der Bauerschen Ströme. Das oben angegebene Schema, das die Erde nur in drei Zonen einteilt, kann natürlich nur ein ganz rohes Bild des Systems der Bauerschen Ströme liefern. Bauer selbst hat daher die Verteilung nach 10° -Zonen untersucht und schließlich auch das Linienintegral für Flächenräume gebildet, die von Meridianen und Parallelkreisen begrenzt werden, die um 10° voneinander abstehen; dabei hat sich herausgestellt, daß innerhalb der Äquatorialzone große Verschiedenheiten nicht nur der Größe, sondern auch dem Vorzeichen nach bestehen.

Wieweit diese Resultate schon als gesichert betrachtet werden können, vermag ich nicht zu beurteilen. Bauer meint, es habe den Anschein, daß auf dem Festlande und an den Orten mit hohem Luftdruck von der Erde negative Elektrizität abströmt bzw. positive zuströmt, und daß über Wasser und an Orten niedrigen Luftdruckes die Stromrichtung umgekehrt ist. Wie dem auch immer sei, jedenfalls ist es von der größten Wichtigkeit, unsere Kenntnisse über das System der Bauerschen Ströme in bezug auf ihre räumliche und zeitliche Verteilung zu erweitern. Es kann kaum einem Zweifel unterliegen, daß die Ströme den Antrieb für den ganzen Elektrizitätshaushalt der Erde gaben. Die Erforschung des Systems Bauerscher Ströme ist natürlich eine Aufgabe, die nur mit ganz großen Mitteln unter einheitlicher Leitung gelöst werden kann.

2. Ist einmal die Verteilung dieser Ströme in großen Zügen bekannt, dann wird sich durch ein planmäßiges Studium der Erdströme nach einwandfreien Methoden eine weitere Kontrolle der durch magnetische Messungen festgestellten Ströme erzielen lassen; die Konvergenzstellen der Stromlinien der Erdströme müßten zusammenfallen mit Stellen des Zustromes negativer Elektrizität.

Ob es möglich sein wird, direkt die Vertikalkomponenten der Erdströme oder, was auf das gleiche hinauskommen würde, den Neigungswinkel der Äquipotentialflächen der Erdströme gegen die Vertikale zu messen, ist allerdings wegen der ungleichmäßigen Beschaffenheit der äußeren Erdkruste mehr als zweifelhaft; es wäre aber meines Erachtens der Mühe wert, an geeigneten Orten wenigstens einen Versuch in dieser Richtung anzustellen. Nimmt man die Stromdichten der Bauerschen Ströme der Größenordnung nach zu $2 \cdot 10^{-2} \text{ A/km}^2$, den Widerstand eines Kilometerwürfels des Erdbodens zu 1Ω , entsprechend einem spezifischen Widerstand von $10^5 \Omega \text{ cm}$ für nassen Boden, ferner das horizontale Potentialgefälle in der Erdkruste zu 0.2 V/km , so würde sich als Horizontalkomponente der Erdstromdichte $j_h = 2 \cdot 10^{-1} \text{ A/km}^2$ ergeben, während die Vertikalkomponente $j_v = 2 \cdot 10^{-2} \text{ A/km}^2$ durch die Stromdichte des Bauerschen Stromes gegeben wäre: daraus ergibt sich die Neigung der Niveauflächen der Erdströme zur Vertikalen gleich $\frac{j_v}{j_h} = 0.1$, und das Potentialgefälle in der Erdrinde in vertikaler Richtung gleich 0.02 V/km . Dieser Betrag ist in Anbetracht der zu erwartenden Fehlerquellen sehr klein und würde sich nur unter besonders günstigen Verhältnissen messen lassen. Nimmt man Bodensorten mit größerer Leitfähigkeit an, so gestalten sich die Verhältnisse für die Messung noch viel ungünstiger.

3. Eine weitere Aufgabe besteht darin, die physikalische Natur der Bauerschen Ströme zu ergründen. Bis jetzt lassen sich mit Sicherheit nur negative Aussagen darüber machen. Die Bauerschen Ströme können weder Leitungsströme in Luft noch auch Konvektionsströme sein. Die normale vertikale Leitungsstromdichte in der Luft beträgt etwa $2 \cdot 10^{-6}$ A/km², ist also 10.000 mal kleiner als die Bauerschen Ströme. Wenn auch zugegeben werden muß, daß das vorliegende Beobachtungsmaterial über den vertikalen Leitungsstrom in Luft recht lückenhaft ist und im allgemeinen nur „ungestörte“ Zeiträume umfaßt, daß ferner nur schätzungsweise der Bruchteil des Jahres angegeben werden kann, in dem der Leitungsstrom an einer Station ungestört ist, so ist andererseits doch sicher gestellt, daß nur bei stärkeren Gewittern der Leitungsstrom Beträge von der Größe der Bauerschen Ströme annehmen kann. Da nun Gewitter erfahrungsgemäß über einem bestimmten Gebiet nur einen kleinen Bruchteil des Jahres hindurch vorhanden sind, erscheint es völlig ausgeschlossen, daß im räumlichen und zeitlichen Mittel über größere Strecken der vertikale Leitungsstrom die erforderliche Stärke auch nur annähernd erreichen könnte. Daß auch Konvektionsströme irgendwelcher Art (das Wort Konvektionsstrom in einem engeren Sinne verwendet, der β - oder α -Strahlenströme nicht mit umfaßt) das Wesen der Bauerschen Ströme ausmachen könnten, erscheint durch den Hinweis ausgeschlossen, daß die Messung der Vertikalströme Luft-Erde nach der Wilsonschen Methode der Größenordnung nach immer die gleichen Werte ergibt wie für den reinen Leitungsstrom, berechnet aus der Leitfähigkeit der Luft und der elektrischen Feldstärke.

4. Von den uns gegenwärtig bekannten Formen der elektrischen Ströme bleibt zur Erklärung der Bauerschen Ströme nur noch die des Strahlenstromes übrig. Ich habe daher in dem eingangs zitierten Referat die Hypothese aufgestellt, daß die Bauerschen Ströme aus sehr rasch bewegten Elektronen bestünden, die teils direkt von der Sonne und vielleicht auch aus dem Weltraum kommen, teils Sekundärstrahlen sind, die durch eine sehr harte γ -Strahlung in der Luft und in der Erdoberfläche erzeugt werden. Freilich ist diese Hypothese sehr gewagt und ist noch auf eine zweite Annahme gegründet, die auch erst noch bewiesen werden muß; indes ist zur Entschuldigung dieses Vorgehens darauf hinzuweisen, daß dies die einzige noch übrigbleibende Erklärungsmöglichkeit ist, die mit Voraussetzungen auskommt, die sich im Rahmen des gegenwärtig Bekannten halten. Diese obenerwähnte zweite Annahme ist die, daß extrem rasche β -Strahlen (darunter verstehe ich β -Strahlen, deren Geschwindigkeit etwa bis auf 40 m sec an die Lichtgeschwindigkeit heranreichen) keine Ionisierung der Luft hervorrufen. Diese Möglichkeit ist vor kurzem von Swann plausibel gemacht worden.

Zur Prüfung der Strahlenstromhypothese wäre also in erster Linie wünschenswert, daß sich die Theoretiker eingehend mit der Frage beschäftigen würden, ob die Swannsche Annahme richtig sein kann oder nicht. Würde sich das letztere herausstellen, so wäre damit die ganze Strahlenstromtheorie erledigt und damit jede Erklärungsmöglichkeit durch bekannte Erscheinungen.

Es wurden sich dann daraus zwei Eventualitäten ergeben. Entweder gilt die Bezeichnung $4\pi J = \int H ds$ nicht mehr, wenn es sich um Dimensionen von der Größe der Erde handelt, (Aufgaben der Grundgesetze der Elektrodynamik),

d. h. dem empirisch bestimmten Linienintegral der magnetischen Feldintensität entsprechen keine Ströme gemäß obiger Gleichung; oder aber es gibt eine uns derzeit noch unbekannte Art des elektrischen Stromes.

5. Erweist sich aber die Swanssche Annahme als haltbar, so würde den Theoretikern die weitere Aufgabe erwachsen, plausible Angaben über den Absorptionskoeffizienten extremer β -Strahlen zu machen, solange eine experimentelle Untersuchung darüber fehlt. Ferner wäre eine eingehende experimentelle und theoretische Untersuchung über das Zustandekommen einer sekundären β -Strahlung in Abhängigkeit vom Material und von der Wellenlänge der erzeugenden γ -Strahlung, über den Richtungseffekt und alles, was damit zusammenhängt, von großer Wichtigkeit.

6. Von ganz grundlegender Bedeutung wäre es, wenn es gelingen würde, die Existenz der Bauerschen Ströme direkt experimentell nachzuweisen; indes vermag ich gegenwärtig keinen anderen Weg als den obenerwähnten durch Messung der Vertikalkomponente des Erdstromes anzugeben, und höchst wahrscheinlich ist auch dieser praktisch nicht durchführbar. Ursprünglich war ich der Ansicht, daß eine Versuchsanordnung, die im wesentlichen dem Schweidlerschen Versuch nachgebildet wäre, die Möglichkeit böte, die Existenz der Bauerschen Ströme nachzuweisen. Eine genauere Überlegung zeigt aber, daß das wenigstens unter Voraussetzung der von mir angenommenen Hypothese über den Ursprung der Bauerschen Ströme nicht möglich ist.

Das Prinzip des Schweidlerschen Versuches besteht darin, die Aufladung eines Körpers zu messen, der einem Elektronenstrom ausgesetzt ist. Gemessen wird tatsächlich die Differenz zwischen der Elektronenabsorption des Körpers und seiner Elektronenemission. Beide sind vermutlich proportional seiner Masse und in erster Annäherung sicher unabhängig von der Richtung des Elektronenstromes, während es gerade darauf ankäme, nachzuweisen, ob ein Elektronenstrom von oder zur Erde fließt.

Unter Beibehaltung der Bezeichnungsweise meines Referates wird in grober Näherung die Intensität der Bauerschen Ströme durch den Ausdruck $[1 - (\alpha + \alpha'')] \frac{q}{\mu}$ gegeben sein, und ihre Richtung hängt davon ab, ob $\alpha'' + \alpha$ größer oder kleiner als 1 ist, während die Aufladung eines Körpers im Schweidlerschen Versuch durch $(\alpha'' - \alpha) \frac{q}{\mu}$ gemessen wird.

So wertvoll daher auch eine Wiederholung des Schweidlerschen Versuches unter möglichst variierten Bedingungen wäre, so dürfte man von ihr doch keine direkte Auskunft über Richtung und Größe der Elektronenströme erwarten*).

7. Einen anderen Weg, etwas über die Existenz der Elektronenströme zu erfahren, würden vielleicht Versuche über die Ionisierung der Luft in geschlossenen

*) Der letzte Satz des Abschnittes 6 gilt selbstverständlich nur unter Voraussetzung der Richtigkeit meiner Hypothese über die Natur der Bauerschen Ströme; in einer eingehenden Besprechung hat mein Freund Schweidler gewichtige Bedenken gegen meine Annahme vorgebracht, deren Berechtigung ich voll anerkennen muß. Ich möchte daher die von mir entwickelten Vorstellungen, über die Natur der Bauerschen Ströme, nochmals nur mit allem Vorbehalt zur Diskussion gestellt wissen.

Gefäßen in verschiedenen Meerestiefen bieten. Wenn man annehmen darf, daß extreme β -Strahlen beim Durchdringen von Materie Energie verlieren, so müßten sie nach Passieren einer gewissen Wasserschicht zu gewöhnlichen β -Strahlen mit normalem Ionisierungsvermögen werden und ihre Anwesenheit durch Ionisation der Luft eines Gefäßes verraten. Man könnte daher vermuten, daß beim Versenken eines Gefäßes im Meere mit zunehmender Tiefe zuerst ein Anwachsen der Ionisation, später wieder ein Abnehmen nachzuweisen sein konnte, wobei ich an Tiefen bis zu etwa 1000 m denke. Die heutige Meßtechnik ließe solche Versuche, die allerdings sehr systematisch angestellt werden müßten, nicht völlig aussichtslos erscheinen, wenngleich sie erhebliche Geldmittel erfordern würden.

8. Ein ganz anderes Gebiet verspricht ebenfalls Aufklärung über die Grundprobleme des Elektrizitätshaushaltes der Erde, das ist das rationelle Studium der Schwankungen des Erdfeldes. Durch die luftelektrischen Arbeiten der letzten 20 Jahre sind wir jetzt so weit, zu wissen, welche Faktoren eine Änderung des Erdfeldes verursachen können, und es würde sich nur darum handeln, diese Faktoren systematisch zu beobachten und ihre Wirkungen zu trennen. Ich hoffe in einiger Zeit eine eingehendere Untersuchung darüber zu veröffentlichen und möchte hier nur folgendes hervorheben.

Bei der Diskussion der Beobachtungsergebnisse wurde häufig außer acht gelassen, daß nach den üblichen Meßmethoden nicht Feldstärken (Potentialgefälle), sondern Potentialdifferenzen gemessen werden; die Potentialdifferenz $v_o - v_h$ mißt den Mittelwert des Gefälles zwischen der Erde und dem Punkte von der Höhe h . Da nun in der unmittelbaren Nähe der Erdoberfläche relativ starke und mit der Höhe sich rasch ändernde Raumladungen vorhanden sind, die den Mittelwert des Gefälles beeinflussen, ist zu vermuten, daß die Messung des Gefälles in der Höhe o die Gesetzmäßigkeiten der täglichen Schwankung der Feldstärke leichter erkennen lassen werden, als die Messung von Potentialdifferenzen zwischen Punkten in der Nähe des Bodens und am Boden selbst. Es wäre daher eine wichtige Aufgabe, durch gleichzeitige Messungen der Feldstärke am Boden, etwa nach der Wilsonschen Methode, und der Potentialdifferenzen nach der gewöhnlichen Sondenmethode, die Größe des Unterschiedes der beiden Werte zu verschiedenen Tageszeiten festzustellen.

9. Durch die Untersuchungen Mauchlys ist es sehr wahrscheinlich geworden, daß die Feldstärkeschwankungen an der Erdoberfläche dreierlei verschiedene Ursachen haben, erstens eine kosmische, die sich nahezu gleichzeitig für alle Orte der Erde bemerkbar macht, zweitens eine rein lokale, bedingt durch die meteorologischen Vorgänge am Beobachtungsort und eine dritte, die von der mittleren Raumladungsverteilung über der ganzen Erde abhängt. Für den Einblick in den Mechanismus der luftelektrischen Vorgänge wurde es sehr förderlich sein, wenn man diese drei Faktoren wenigstens annähernd trennen konnte.

Dies könnte wohl am besten erzielt werden, wenn an einigen ausgewählten Orten, fern von größeren menschlichen Ansiedlungen, an einzelnen und sorgfältig ausgesuchten Tagen möglichst alle Elemente messend verfolgt würden, von denen wir wissen oder vermuten können, daß sie von direktem Einfluß auf das Potentialgefälle sind, wie Raumladung an der Erdoberfläche, Ionenzahl, Leitfähigkeit,

Kernzahl, vertikaler Temperaturgradient, Luftdruckschwankungen usw. Wenige Tage im Jahre sorgfältig auf diese Weise untersucht, würden unser Wissen weit mehr fördern als die üblichen jahrelangen Registrierungen. Es soll nicht verkannt werden, daß diese in einem gewissen Entwicklungsstadium der Wissenschaft von Wert waren, zur Erzielung eines Überblickes im großen Nunmehr scheinen unsere Kenntnisse der luftelektrischen Erscheinungen in ein Stadium getreten zu sein, das eine intensivere und weniger mechanische Beobachtungsmethode erheischt.

Allerdings erfordert dies eine räumliche Konzentration von einer Reihe geschulter Beobachter, weshalb es sehr begrüßenswert wäre, wenn der Vorschlag Köppens zur Durchführung käme, eine wissenschaftliche Expedition nicht in die Wüsten Afrikas oder in das Polargebiet zu entsenden, sondern wohl ausgerüstet in einen abgelegenen Winkel des Heimatlandes zum intensiven Studium der meteorologischen und luftelektrischen Erscheinungen. Es würde dieser Vorgang weit weniger kosten und viel größeren wissenschaftlichen Gewinn einbringen.

10. Wenn ich aus der Fülle der Probleme, welche gegenwärtig beim Studium der luftelektrischen Vorgänge auftauchen, nur einige wenige, die mir besonders wichtig erscheinen, als Skizze eines Arbeitsprogramms herausgehoben habe, so ist das mit einer gewissen bitteren Resignation geschehen, die jemandem aufgezungen wird, der wissenschaftlich tätig sein soll in einem völlig verarmten Lande, das nicht einmal die Mittel aufbringt, die nötig sind, um sich ausreichend über die Fortschritte der Wissenschaft zu unterrichten. So können wir Deutsche gegenwärtig nur mit stiller Wehmut zu jenen Ländern hinüberblicken, denen es vergonnt ist, mit vollen Kräften am Ausbau der Wissenschaft mitzuwirken, und müssen unsere Hoffnung auf die nächste Generation setzen. Ihr das Erbgut wissenschaftlicher Methodik ungeschmälert zu hinterlassen und sie vollwertig auszubilden, soll unsere vornehmste Aufgabe sein.

Physikalisches Institut der Universität Graz, am 1. Januar 1925.

Beobachtungen des vertikalen Erdstromes an einem Berge (Gonzen bei Sargans, Schweiz) und in der Ebene (Borth bei Wesel, Niederrhein).

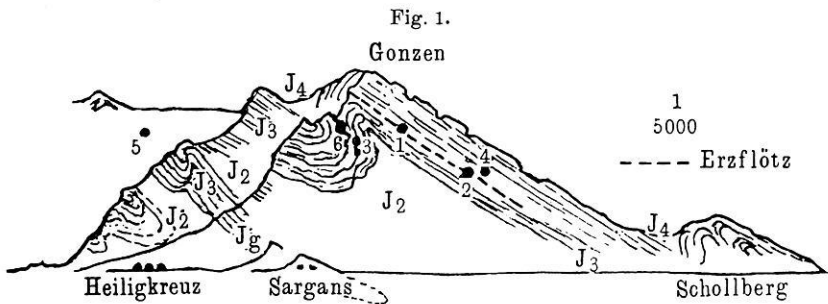
Von **J. Koenigsberger** und **O. Hecker**. — (Mit einer Abbildung.)

Messungen des elektrischen Vertikalerdstromes in einem Kreise Erde-Draht wurden auf einem Berge und in einem Bergwerk, das auf diesem Berge gelegen ist, in der Schweiz vorgenommen, außerdem in ebener Gegend des Niederrheins in einem Bergwerk Richtung und Größenordnung des Stromes sind bei dieser Anordnung derart, wie sie von L. A. Bauer erdmagnetisch gefolgt wurden. — Die bisherigen Erklärungsversuche scheinen zu versagen.

Bei Gelegenheit von geophysikalischen Messungen für das Bergwerk Gonzen, A.-G. *), am Gonzen, welcher Berg aus der etwa 500 m über dem Meere ge-

*) Die Messungen geschahen auf Veranlassung der Ges. f. prakt. Geophys., Freiburg i B

legenen Talebene bis etwa 1800 m über dem Meere aufragt und von einem Hämatiterzflöz durchzogen wird, zeigte sich, daß dauernd ein Strom von der Tiefe (+) nach der Höhe (—) im Innern des Berges floß, an verschiedenen Tagen und Tageszeiten in demselben Sinne und von nahezu gleicher Größe. Die nachfolgende Skizze nach einem Profil von Prof. Dr. Alb. Heim, Zürich, zeigt ungefähr die Gegend, wo die Elektroden *) angebracht waren und gleichzeitig den angenäherten Verlauf des etwa 1.5 bis 2 m mächtigen Flözes. Die obere Elektrode an dem Punkte 1 (Grube I, Erz des alten Bergwerks des Gonzen) befand sich etwa 180 m höher als die Elektrode an Punkt 2 (Grube Naus, Erz über Überschiebung) und 0.35 km in westlicher und 0.12 km in südlicher Richtung von Punkt 2. Der Punkt 3 (Abliswerk) lag gegen Punkt 2 um 180 m höher und 0.9 km westlich und 0.5 km südlich. Punkt 4 (Grube Naus, Erz unter Überschiebung) liegt um etwa 50 m tiefer als Punkt 2 in einem horizontalen Abstand von etwa 200 m. Zwischen Punkt 1 und Punkt 2 bestand eine direkte



gut leitende Verbindung durch das Erzflöz im Kalk, deren Gesamtwiderstand auf etwa 20 Ohm**) zu schätzen ist. Dagegen endete damals das nicht abgebaute Flöz bei Punkt 1 im Innern des Berges im Kalk in einem Abstand von etwa 100 m von der Oberfläche. Die ganze Strecke von der Erdoberfläche in der Nähe von Punkt 1 bis zur Oberfläche bei Punkt 2 hat schätzungsweise einen Widerstand von 200 Ohm, wenn man als die eine Äquipotentialfläche den ganzen breiten Rand des Erzflözes bei Punkt 1 nimmt, soweit er der Oberfläche des Berges am nächsten ist, und als andere Äquipotentialfläche die Strecke bei Punkt 2, wo das Erz mit den Eisenröhren der Wasserleitung usw. in Berührung ist, die von dort aus dem Berginnern etwa 300 m nach der Oberfläche des Berges bei Punkt 2 gehen.

*) Als Elektroden dienten Eisenbleche von etwa 800 qcm Fläche, die dem Hämatiterz auflagen, wobei als verbindende gut leitende Zwischenschicht der feingepulverte Hämatit mit Kochsalzlösung befeuchtet diente. Der Widerstand zwischen zwei solchen Elektroden, die auf dem Erze in größerem Abstand bis zu 500 m voneinander entfernt waren, beträgt etwa 40 Ohm. Sie gaben zu Polarisationserscheinungen bis $\pm 5 \cdot 10^{-2}$ Volt, aber nicht mehr, Anlaß. Auch wenn beide Elektroden und ihre Umgebung gleichwertig erscheinen, treten infolge Konzentrationsunterschieden usw. solche elektromotorischen Kräfte auf.

**) Von einer genauen Angabe kann deshalb nicht die Rede sein, weil die Annahme über das, was als Länge und was als Querschnitt des Leiters aufzufassen ist, davon abhängt, was als erste Äquipotential- oder Elektrodenfläche aufgefaßt wird.

Das Erz ändert an dem Erdstromphanomen im ganzen qualitativ nichts, wohl aber quantitativ. Es faßt die Linien des Erdstromes zusammen, konzentriert sie und macht die Potentialdifferenz zwischen oben und unten wohl geringer, als sie bei einem nur aus schlecht leitenden Gesteinen bestehenden Berge wäre. Das ganze Erzflöz im Berge ist gewissermaßen eine Metallplatte, welche die Oberfläche des Berges in der Nahe von Punkt 1 mit der Oberfläche des Berges in der Nahe von Punkt 2 miteinander verbindet. Ähnliches gilt in schwächerem Maße für Punkt 3 und Punkt 4. Doch kann die Erscheinung in einem Berge, der lediglich aus schlecht leitendem Gestein besteht, keine prinzipiell andere sein. Der Punkt 4 lag unterhalb des Erzflözes von Punkt 2 und ist durch ein anderes vielfach zerbrochenes Erzflöz mit Punkt 3 in etwas besser leitende Verbindung gebracht, als sie Kalk allein geben würde. Der Widerstand ist unter Berücksichtigung ähnlicher Umstände wie bei Punkt 1 und Punkt 2 etwa 1300 Ohm.

Die Größe der Potentialdifferenzen wurde am Gonzen dadurch ermittelt, daß man verschiedene Widerstände einschaltete, den Strom beobachtete und dadurch den unbekanntem Widerstand in der Erde eliminierte. Schon bei etwa 10000 Ohm Außenwiderstand kam dieser nirgends mehr in Frage; man arbeitete also wie mit Voltmeter.

Die Potentialdifferenz zwischen Punkt 1 und Punkt 2 betrug $1.7 \cdot 10^{-1}$ Volt, zwischen Punkt 3 und 2: $1.3 \cdot 10^{-1}$ Volt (Punkt 1 und 3 waren negativ gegen Punkt 2 und gegen Punkt 4), zwischen Punkt 3 und 4: $1 \cdot 10^{-1}$ Volt. Immer war der höher gelegene Punkt negativ gegen den tiefer liegenden. Zwischen Punkt 1 und 4: $6 \cdot 10^{-2}$ Volt. Punkt 4 war negativ gegen Punkt 1. Da Punkt 4 aber 50 m niedriger liegt als Punkt 1, ist dies Ergebnis schwer zu erklären, wenn nicht das Floz von Punkt 4 sich unbekannterweise höher als Punkt 1 und das von Punkt 1 sich tiefer herab erstreckte als Punkt 4. Es ist aber auch möglich, daß der an sich kleine Potentialunterschied auf lokale Erscheinungen anderer Art zurückzuführen ist (vgl. später).

Trockenes und Regenwetter bedingen keinen wesentlichen Unterschied. Der augenblickliche Zustand an der Erdoberfläche war von keiner großen Bedeutung, wenn auch geringe Potentialunterschiede zwischen Erde und Grasboden mit den nicht völlig unpolarisierbaren Elektroden wiederholt gemessen wurden.

Wenn man auf Grund der heutigen Kenntnisse (vgl. z. B. H. Mache und E. v. Schweidler: Atmosphärische Elektrizität, Braunschweig und das Referat von W. F. G. Swann: Unsolved Problems of cosmical physics, Journal of the Franklin Institute, April 1923, Nr. 4) der Erde eine negative Ladung und der Luft eine positive Ladung zuschreibt, so scheint es kaum möglich, diese Richtung des Stromes durch Spitzenwirkung des Berges od. dgl. zu erklären, wie dies bisweilen geschieht.

Im darauffolgenden Jahre 1924 haben wir erneut Messungen*) des Erdstromes dort angestellt. Es ergab sich für die Potentialdifferenz zwischen Punkt 5 (Aus-

*) Alle Messungen waren an verschiedenen Tagen und Tageszeiten wiederholt worden und stimmten im Mittel auf etwa 10 bis 15 Proz. überein. Die größten Schwankungen übersteigen 20 Proz. keinesfalls. Ob im Winter bei Schneebedeckung dieselben Werte erhalten werden, konnte nicht festgestellt werden.

biß des Eisenerzes an der Tschuggenwand), der 340 m höher als Punkt 2 (Naus) und 100 m nordlich und 1700 m westlich von Punkt 2 lag, eine Potentialdifferenz gegen 2 am 12. Juni von 2.0 Volt, am 14. Juni von 1.9 Volt. Auch bei Punkt 5 lag die Erdstromelektrode an einem Eisenerzflöz, das aber nur klein ist und keine Verbindung mit dem Eisenerzflöz von Punkt 2 hat.

Dann wurde zwischen einem Punkte 6 (Grube III), der 200 m höher, 400 m südlich und 1000 m westlich von Punkt 2 lag, eine Potentialdifferenz gegen 2 von $10 \cdot 10^{-1}$ Volt festgestellt.

Außerdem wurden Versuche gemacht zwischen Elektroden, die auf der Erdoberfläche lagen, ohne daß Erz in der Nahe war. Eine Elektrode lag bei Punkt 7, etwa 1780 m hoch (Gonzenbödeli), die andere, Punkt 2a, lag etwa 1000 m hoch an der Wasserleitung von Naus, die mit Punkt 2 und dadurch mit dem hoher gelegenen Punkte 1 in besser leitender Verbindung steht und somit einer mittleren Höhenlage von etwa 1100 m entspricht. Die Potentialdifferenz war $1.5 \cdot 10^{-1}$ Volt. Punkt 7 war also 680 m höher, 300 m westlich, 300 m nordlich von Punkt 2a.

Ein zweiter Versuch wurde gemacht mit der einen Elektrode an Punkt 7, während die andere im Lauterbach lag, Punkt 8, der etwa das Potential in der Höhe von 900 m darstellen dürfte. Punkt 7 lag gegen Punkt 8 in nördlicher Richtung um etwa 500 m entfernt, in westlicher um 1700 m, die Höhendifferenz war etwa 880 m. Als Potentialdifferenz ergab sich $6.0 \cdot 10^{-1}$ Volt. — Ferner wurden eine Anzahl Versuche gemacht zwischen Punkt 2a und 5; Punkt 5 war um 400 m höher, 100 m nördlich, 1700 m westlich von Punkt 2a. Hierbei war die Potentialdifferenz $4.5 \cdot 10^{-1}$ Volt. — Zwischen Punkt 8 und 5; Punkt 5 war um 500 m höher, 1900 m westlich und 400 m südlich von Punkt 8: $7.2 \cdot 10^{-1}$ Volt.

Zwischen Punkt 2 (Naus) und Punkt 7 war die Differenz $1.5 \cdot 10^{-1}$ Volt. Punkt 7 war etwa 750 m höher, 2100 m westlich, 200 m nördlich von Punkt 2. Bei allen oben erwähnten Versuchen war der Sinn des Erdstromes derart, daß der Strom von dem tiefer gelegenen Punkte nach dem hoher gelegenen Punkte geht.

Es fanden sich nur zwei Ausnahmen, die, wie wiederholte Messungen und die im folgenden angegebene Probe zeigten, nicht auf Zufälligkeiten zurückzuführen waren. Zwischen Punkt 6 (Grube III) und Punkt 5 (Tschuggenerz), die eine Höhendifferenz von 200 m aufweisen, wobei Punkt 5 um 500 m nördlich, um 700 m westlich von Punkt 6 liegt, war eine kleinere Potentialdifferenz von $5 \cdot 10^{-2}$ Volt im umgekehrten Sinne (oben positiv) vorhanden. Ebenfalls umgekehrt war die an verschiedenen Tagen gemessene und konstante Potentialdifferenz von $1 \cdot 10^{-1}$ Volt zwischen Punkt 5 (Tschuggenerz) und Punkt 7 (Gonzenbödeli). Punkt 7 lag um 350 m höher als Punkt 5, 200 m nördlich, 700 m ostlich von Punkt 5.

Punkt 5, der Erzausbiß, liegt etwa 80 m unter dem oberen Rande von steilen Wänden und Abhängen in einer Kalkwand. Die Eisendrahtelektrode bei Punkt 7 lag auf der Erdoberfläche eines Grates. Eine dünne Humusdecke bedeckt ungefähr denselben Kalk wie bei Punkt 5. Punkt 6 und 3 liegen in der Waldgegend am Fuße etwa 600 m hoher Wände und Abhänge.

Wenn man annimmt, daß ein Vertikalstrom von bestimmter konstanter Größe, von unten nach oben in der Erde fließend, normale Erscheinung in ebener

Gegend ist, so konnte man die obigen Anomalien als verursacht durch Schneiden und Spitzenwirkung am oberen Teile steiler Gehänge (insbesondere am Punkte 7) ansehen.

Die Messungen können einer Kontrolle unterworfen werden.

Man bildet z. B. die Potentialdifferenzen von: (Punkt 2 — Punkt 5) + (Punkt 5 — Punkt 7) + (Punkt 7 — Punkt 2). Jeder Klammerausdruck war für sich gemessen; die Zahlen sind oben angegeben: + 0.20 — 0.12 — 0.15 = — 0.07 Volt.

Ferner: (P. 8—P. 5)+(P. 5—P. 7)+(P. 7—P. 8) = + 0.72—0.12—0.60 = 0 Volt

und (P. 2—P. 6)+(P. 6—P. 5)+(P. 5—P. 2) = + 0.10+0.04—0.20 = — 0.06 „

und (P. 2—P. 2 a)+(P. 2 a—P. 7)+(P. 7—P. 2) = — 0.49+0.30+0.15 = — 0.04 „

und (P. 5—P. 2 a)+(P. 2 a—P. 7)+(P. 7—P. 5) = — 0.45+0.30+0.12 = — 0.03 „

Die Werte mit umgekehrten Zeichen (Punkt 6 — Punkt 5) und (Punkt 5 — Punkt 7), als dem normalen Vertikalstrom am Gonzen entspricht, sind danach richtig gemessen; denn sie sind notwendig, um angenähert 0 zu bekommen. Daß die Summe nicht exakt 0 ergibt, liegt an der Ungenauigkeit der Messungen, die bis 20 Proz. betrug. Wir haben die Werte nicht ausgeglichen.

Alle hier gemessenen Potentialdifferenzen sind resultierende Wirkungen von Erdströme in vertikaler und horizontaler Richtung. Es scheint in Übereinstimmung mit Messungen anderer Autoren an horizontalen Erdströmen, daß diese schwach sind, etwa 0.03 bis 0.01 Volt pro 100 m betragen, sie sind kleiner als der Vertikalstrom. Wenn man die Werte der Potentialdifferenzen für die größten Höhenunterschiede und die geringsten Horizontalabstände zweier Punkte zu Grunde legt, so kommt man etwa auf 0.06 bis 0.08 Volt für 100 m Hohendifferenz.

Um festzustellen, ob der Vertikalstrom, der am Gonzen von unten nach oben fließt, durch Wirkungen des Berges als solchen bedingt ist, oder ob der Strom auch in ebener Gegend auftritt, wurde am Niederrhein bei Gelegenheit von geophysikalischen Untersuchungen für die Deutschen Solvaywerke in Borth bei Wesel, die im Auftrag der Ges. f. prakt. Geophysik Freiburg i. B. stattfanden, der Erdstrom gemessen*). Dort sind in ganz ebener Gegend zwei Schächte abgeteuft und von diesen aus Strecken bis 606 m in Steinsalz horizontal hineingetrieben. Die eine Elektrode befand sich oben auf der Erde in der Nähe des Zimmers, wo das Galvanometer aufgestellt war, etwa 30 m vom Schachte. Zwischen zwei gegenüber den erst beschriebenen verbesserten Elektroden bestand, wenn sie aufeinandergelegt waren, ein Polarisierungseffekt von 0.001 bis 0.004 Volt. Standen beide Beutel auf der Erde dicht nebeneinander, so war der Effekt von der Größenordnung von $5 \cdot 10^{-3}$ Volt. Stand eine Elektrode auf Gras, eine auf Erde, so waren die EMK bis 0.01 Volt. Auf die Erde wurde dann Salz, das unten auf der Strecke gefördert war, einige Dezimeter dick aufgeschüttet. Die eine Elektrode wurde auf Salz, die andere nebenan auf Erde gestellt. Die EMK war 0.01 Volt. Dann wurde die eine Elektrode in die

*) Die Ermittlung dieser Größe war auch wichtig zur Feststellung ihres Einflusses auf die praktische Anwendung der elektrischen Methode nach Schlumberger und anderer elektrischer Verfahren.

Strecke gebracht und dort in verschiedenen Entfernungen vom Förderschacht aufgestellt. Die Werte schwankten je nach der Stelle zwischen 0.3 und 1.2 Volt. Im allgemeinen waren in größerem Abstand vom Schachte die Potentialdifferenzen am größten. Das ist auch leicht erklärlich; denn der Schacht selbst hat von etwa 0 m bis zu 400 m ein zuerst einfaches, dann doppeltes Gerüst von eisernen Tubbingen. Der Schacht war nach dem Gefrierverfahren durch Schwimmsande abgeteuft. Die Tübbinge tragen die Zementauskleidung. Diese Tübbinge stellen einen Kurzschluß von oben nach unten her. Die Schwimmsande haben einen Widerstand, den man pro Kubikzentimeter auf die Größenordnung von 10^4 Ohm veranschlagen kann. Der Gesamtwiderstand der Tübbinge bis unten hin ist nur etwa von der Ordnung 10 Ohm. Diese Eisenmassen saugen also die Stromlinien ein und drängen die Äquipotentiallinien des Erdstromes auseinander. Man wird daher den größten Wert des Potentialunterschiedes als richtig annehmen dürfen. Dieser ist in der Hauptsache die Potentialdifferenz in den schlecht leitenden etwa 200 m mächtigen Steinsalzschieben. Die Direktion des Werkes hatte die Freundlichkeit zu gestatten, daß im ganzen Bergwerksbetrieb über und unter Tage der elektrische Strom durch den Haupthebel für ein paar Minuten abgeschaltet wurde. Dabei ergaben sich aber keine merklichen Unterschiede im Vertikalstrom.

Das Steinsalz hat einen inneren Widerstand von etwa $2 \cdot 10^{+5}$ bis 10^{+7} Ohm pro Kubikzentimeter im Bergwerk selbst, wie Messungen zeigten. Dies ergab also pro Quadratmeter einen maximalen Strom von $2 \cdot 10^{-10}$ Amp. und minimal $3 \cdot 10^{-11}$ Amp., im Mittel $11 \cdot 10^{-11}$ oder 1.1 Amp. pro Quadratmeter von unten nach oben.

Will man aus den Werten am Gonzen die Stromstärke berechnen, so muß man etwa 0.06 bis 0.08 Volt, im Mittel 0.07 Volt Potentialdifferenz für 100 m Höhendifferenz zugrunde legen. Bei einem gemessenen Widerstand des dortigen bergfeuchten Kalkes von 200 000 Ohm pro Kubikzentimeter gibt dies $3.5 \cdot 10^{-11}$ Amp. pro Quadratmeter, und auf den Quadratmeter umgerechnet 0.35 Amp.

Wenn sich bei den Messungen in Borth in der Rheinebene ein merklich größerer Wert ergeben hat, als an dem Berge Gonzen, so kann man das vielleicht darauf zurückführen, daß an einem Berge infolge seiner Spitzenwirkung negative Ladung verloren, positive aus der Luft aufgenommen wird. Dadurch erfahren die Ursachen, die der Erde eine negative Ladung an der Oberfläche geben, und die durch diese den Vertikalstrom hervorrufen, eine Gegenwirkung. Außerdem wäre das erklärlich, wenn die Potentialdifferenz in der Erde und nicht in der Luft primär besteht.

Auch die Messungen in Borth sind nur als orientierende anzusehen. Die heutigen Bergwerke mit ihren Metallverbindungen, Ventilationsröhren, Druckluftleitungen, Wasserleitungsröhren, elektrischen Leitungen sind für solche Beobachtungen wenig geeignet. Verrohrte Bohrungen mit Eisenrohren sind völlig unbrauchbar. Es müßte einmal ein Versuch in einer unverrohrten Bohrung, wie solche mitunter durch standfeste Gesteine getrieben wird, in ebener Gegend ausgeführt werden.

Wenn also auch der Zahlenwert des Vertikalstromes nur der Größenordnung nach festliegt, so kann man doch wohl annehmen, daß ein derartiger Vertikal-

strom von unten nach oben in der Erde tatsächlich vorhanden ist. Seine Größe und Richtung scheint im Einklang zu stehen mit Zahlenwerten, wie sie sich aus dem potentiallosen Anteil des erdmagnetischen Feldes nach den Untersuchungen von L. A. Bauer*) ergeben. Allerdings folgert L. A. Bauer für andere Breiten auch Vertikalströme entgegengesetzter Richtung aus den magnetischen Linienintegralen.

Die Frage nach der Ursache dieses Stromes ist schwierig zu beantworten. Ein Teil, und zwar jedenfalls ein lokal variabler, dürfte verursacht sein durch die von H. Ebert zur Erklärung der Erdladung angegebene Erscheinung: Die radioaktiven Substanzen in der Humusdecke und in den obersten Teilen der Erdoberfläche erzeugen positive und negative Ionen. Die positiven Ionen, die weniger Gasmoleküle anlagern, diffundieren rascher in die Luft, mit ihnen die Emanation, während die negativen Ionen starker in der Humusdecke festgehalten werden. Die negative Aufladung der Grenzoberfläche der Erde kann eine Potentialdifferenz und damit ein Nachströmen von positiver Elektrizität aus der Tiefe bedingen. Das kann einen kleinen Teil des vertikalen Erdstromes erklären, der lokal verschieden, weil von dem wechselnden Radioaktivitätsgehalt der obersten Erdkrume abhängig, sein müßte. Die wechselnde Radioaktivität würde auch Ausgleichung der verschiedenen Ladungen an der Oberfläche, also lokale horizontale Erdströme erklären. — Ein Anteil des horizontalen Erdstromes steht bekanntlich mit dem Polarlichtphänomen, dem Transport elektrischer Ladungen von der Sonne zur Erde in Zusammenhang. Ein weiterer ist von Variationen des magnetischen Erdfeldes induziert. Also dürfte auch der vertikale Erdstrom ein komplexes Phänomen sein.

Zusatz: Nach Fertigstellung des Manuskripts erschien die wertvolle Veröffentlichung von V. Oberguggenberger über „Erdstrombeobachtungen im Gebirge“ [Phys. Zeitschr. **25**, 682 (1924)] in der Umgegend von Innsbruck und am Arlberg. Die Richtung und Größenordnung des Vertikalstromes ist dieselbe, wie sie von uns beobachtet wurde. Nur in einem Falle als Ausnahme hat Oberguggenberger eine umgekehrte Richtung des Stromes festgestellt, ebenso wie bei unseren Messungen nur an wenigen Stellen eine Umkehr gefunden wurde. Diese kann man vielleicht auf ein Zusammenwirken eines wegen geringer Höhendifferenz schwachen Vertikalstromes mit einem wegen größeren Horizontalabstandes stärkeren horizontalen Erdstrom und auf die von V. Oberguggenberger erwähnten Ursachen zurückführen. Ein stärkerer Wettereinfluß war bei Innsbruck vorhanden, im Gegensatz zu unseren Messungen am Gonzen.

Seither erschien noch ein Bericht von H. Bennndorf „Über das Grundproblem luftelektrischer Forschung“ [Phys. Zeitschr. **26**, 81 (1925)]. Bennndorf nimmt nach Swann als die wahrscheinlichste Ursache des von L. A. Bauer aus den magnetischen Messungen gefolgerten, von Oberguggenberger und von uns direkt nachgewiesenen starken (im Gegensatz zum luftelektrischen schwachen Stromes) Vertikalerdstromes das Eindringen schneller β -Strahlen an. Diese Strahlen wurden von der Sonne und aus dem Weltenraum auf die Erde treffen und erst

*) L. A. Bauer: *Terrestrial Magn.* 1923, p 1; *D. Naturw.* **12**, 903 (1924), *Phys. Rev.* **21**, 378 (1923) [*Phys. Ber.* **4**, 1028 (1923)].

in größerer Tiefe der Erdkruste absorbiert werden. Der Zustrom negativer Elektrizität von oben her ruft einen positiven Strom von unten und oben hervor. Die magnetische Wirkung aller müßte sich oben unseres Erachtens in erster Näherung aufheben, könnte also den Integralwert von Bauer nicht erklären. Dieser Annahme steht auch noch folgende Schwierigkeit entgegen: Wenn die β -Strahlen in ihrer Mehrzahl erst in größerer Tiefe absorbiert werden, wie das W. F. G. Swann annimmt, z. B. in 1 km Tiefe, so sollten Elektroden, die an die Erde, z. B. in einem Schachte angelegt werden, oberhalb von 1 km einen Strom aber in umgekehrter Richtung als beobachtet ergeben. Unterhalb hatte er die beobachtete Richtung. Dieser Strom müßte nämlich die negative Ladung in 1 km Tiefe zu neutralisieren suchen. Unsere vorliegenden Versuche im Bergwerk weisen nicht auf eine solche Umkehr der Richtung des Stromes hin. Danach mußte also die Hauptmenge der β -Strahlen schon in ganz geringer Tiefe nahe der Oberfläche sowohl auf dem Berge wie in der Ebene absorbiert werden. Mit dieser Annahme relativ weicher Strahlen ist aber das Ergebnis des Versuches von E. v. Schweidler kaum in Einklang zu bringen. Man wird Versuche in unverrohrten Bohrungen abwarten müssen, ehe man Hypothesen aufstellen kann.

Über die praktische Verwertbarkeit des Depolarisationsfaktors.

Von Dr. W. Milch.

In einer früheren Arbeit¹⁾ in dieser Zeitschrift habe ich zur Erfassung der Zusammenhänge zwischen dem Polarisationsverhältnis des Himmelslichtes und der Größe und Zahl der trübenden Partikeln in der Atmosphäre einen Depolarisationsfaktor eingeführt. Im Anschluß an diese Arbeit und zu ihrer Ergänzung seien im folgenden einige Beispiele für die Verwendungsmöglichkeit des Depolarisationsfaktors gegeben. Auf die erwähnte¹⁾ Arbeit beziehen sich die Nummern der Formeln und Figuren.

I. Praktische Verwertung des Depolarisationsfaktors. Hat man in dem Punkte des Sonnenvertikals 90° über der Sonne das Polarisationsverhältnis \mathfrak{P} bestimmt, gleichzeitig die Sonnenhöhe h und T_s , den Trübungs-factor, gemessen, so kann man nach (22) D berechnen:

$$D = \left(\frac{1}{\mathfrak{P}} - 1 \right) \frac{f_{(0,1)}}{f_{(h, T_s)}}.$$

Der Einfluß von T_s ist, wie Fig. 2 zeigt, abgesehen von kleinen Sonnenhöhen nicht so groß, daß bei jeder Messung von \mathfrak{P} auch T_s bestimmt werden muß. An Tagen mit besonders großen Trübungsschwankungen, die bei Randstörungen die Regel sind, wird man T_s oft bestimmen müssen; sonst genügen wohl eine oder zwei Bestimmungen für einen Tag. Kann die Sonnenstrahlung nicht gemessen werden, so wird man sich mit einer Schätzung von T_s nach der Himmelfarbe begnügen müssen. $T_s = 1.0$ bedeutet völlig reine Luft, die nur annähernd in größerer Höhe und im Winter erreicht wird bei tiefblauem Himmel, $T_s = 2.0$

bis 3.0 sind mittlere Werte, die bei hellblauem Himmel auftreten; $T_s = 5.0$ wird nur selten bei weißlichgrauem Himmel (ohne Wolken) bei starkem Dunst oder vor Randstörungen und Gewittern für kurze Zeit erreicht.

Hat man nach (22) D berechnet, so kann man nach (23) auf die größeren Teilchen schließen:

$$D = R \cdot \frac{f^{(0,1)}}{p \cdot m_0} \cdot r^2 \cdot \mu_0.$$

Allerdings hat man stets die doppelte Erklärungsmöglichkeit einer Variation von D durch Veränderung von r oder durch Veränderung von μ_0 ; ja selbst Änderungen von R können in Betracht kommen. Jedenfalls hat man aber dem Trübungsfaktor T_s gegenüber schon den Vorteil, den Einfluß der Wasserdampfmolekeln ausgeschaltet zu haben, die infolge von Absorption auf T_s noch stark wirken. Daß die Wasserdampfmolekeln ohne Bedeutung sind, sieht man nach (15 a) ein. Da es sich um Molekeln handelt, sind ψ und ν nicht viel von p und n verschieden. ψ und $\psi + \nu$ werden nun mit der kleinen Zahl $\frac{\mu_0}{m_0}$, dem Verhältnis

der Zahl der Wasserdampfmolekeln zu der der Luftmolekeln, multipliziert, so daß die Produkte gegen p bzw. $p + n$ nicht mehr in Betracht kommen. Man weiß also zunächst, daß es sich bei den depolarisierenden Teilchen um größere Teilchen handelt. Vor allem kommen wohl hierfür Kondensationsprodukte des Wasserdampfes in Frage, daneben aber auch feste Teilchen. Je weniger letztere in Betracht kommen, desto besser ist die Schlußweise von D auf Kondensationsvorgänge, die vor allem interessieren, möglich. Die Beobachtung der Polarisation wird also auf Bergstationen besonders wertvoll sein. In diesem Falle hat man im Depolarisationsfaktor, ein sehr feines Reagens auf teilchenvergrößernde, aufsteigende und teilchenauflösende, absteigende Luftbewegung.

Schwierig wird die Diagnose, wenn Tröpfchen zusammenfließen. Nehmen wir an, es fließen je N Tröpfchen zusammen. Dann wird die Zahl der Teilchen auf $\frac{\mu_0}{N}$ reduziert. Das Volumen jedes einzelnen Tröpfchens wird ver- N -facht, der Radius also mit $\sqrt[3]{N}$ multipliziert. Also ist vor dem Zusammenfließen:

$$D = \frac{R \cdot f^{(0,1)}}{p \cdot m_0} \cdot r^2 \cdot \mu_0,$$

nach dem Zusammenfließen:

$$D' = \frac{R \cdot f^{(0,1)}}{p \cdot m_0} \cdot (\sqrt[3]{N} \times r)^2 \cdot \frac{\mu_0}{N} = \frac{D}{\sqrt[3]{N}}.$$

Der Depolarisationsfaktor nimmt also ab. Fließen z. B. je acht Tröpfchen zusammen, so ist nach dem Zusammenfließen der Depolarisationsfaktor halb so groß wie vorher.

Die hier angedeuteten Möglichkeiten sind rein meteorologischer Natur. Aber auch ein solares Problem wird man mit Hilfe des Depolarisationsfaktors vielleicht lösen können. Man wird entscheiden können, ob Schwankungen der Solarkonstanten auftreten oder ob alle bisher angenommenen Solarkonstanten-

schwankungen nur terrestrischer Natur sind. Da nämlich der Depolarisationsfaktor von der Solarkonstante unabhängig ist, müßten die angeblichen Schwankungen der Sonnentätigkeit ohne Einfluß auf D sein. Drücken sie sich doch in D aus, so ist ihre Ursache in der Atmosphäre der Erde zu suchen.

II. Prüfung an der Beobachtung. Auf dem Taunusobservatorium habe ich von November 1923 bis Mai 1924 Polarisationmessungen gemacht, die ich alle nach der angegebenen Methode bearbeitet habe. So ergaben sich etwa 250 Depolarisationsfaktoren für 57 Tage. Da Herr Dr. W. Hartmann gleichzeitig die Gesamtstrahlung der Sonne mit dem Ångström'schen Pyrheliometer und die kurzwellige Strahlung mit der photoelektrischen Natriumzelle gemessen und die zugehörigen Trübungs-faktoren berechnet hat, so konnte der Zusammenhang zwischen D , dem Trübungs-faktor der Gesamtstrahlung T_g und dem Trübungs-faktor für kurzwellige Strahlung T_{Na} untersucht werden. Es ergab sich

T_g	Zahl der Beobachtungen	D	T_{Na}	Zahl der Beobachtungen	D
1.0 bis 1.33	8	0.293	1.00 bis 1.20	44	0.391
1.34 " 1.66	72	0.369	1.21 " 1.40	58	0.400
1.67 " 2.00	48	0.412	1.41 " 1.60	47	0.390
2.01 " 2.50	45	0.480	1.61 " 1.80	28	0.457
2.51 " 3.00	13	0.708	1.81 " 2.00	11	0.529
3.01 " 3.50	6	0.877	2.01 " 2.50	11	0.720
3.51 " 4.00	8	1.009	2.51 " 3.00	8	1.110

Zahl und Größe der größeren trübenden Teilchen sind hier die unabhängigen Variablen, auf deren Änderung der Depolarisationsfaktor und die Trübungs-faktoren im gleichen Sinne reagieren. Das gleiche Ergebnis hatte die Untersuchung des Depolarisationsfaktors in verschiedenen typischen Wetterlagen:

Typ	Zahl der Tage	D	T
Hochdruck	4	0.341	1.84
Hochdruckkeil	10	0.407	2.10
Hochdruckrücken	10	0.437	2.15
Hochdruck mit Randstörungen .	15	0.428	2.36
Tiefdruckfurche	2	0.671	3.05
Randtiefl	5	0.706	3.36

Eine gute Abhängigkeit ergab sich zwischen der relativen Feuchtigkeit R (in Prozenten) und D :

$$D = 0.200 + 0.0029 \times R.$$

Zur Prüfung diene folgender Vergleich:

R	Zahl der Tage	D	
		beobachtet	berechnet
45	3	0.330	0.331
63	13	0.388	0.383
85	14	0.443	0.446
94	13	0.476	0.473

Es sei hier nochmals darauf hingewiesen, daß an jedem Tage im Mittel etwa fünf Messungen vorliegen, so daß also auch auf $R = 45$ Proz. (im Mittel) noch etwa 15 Messungen fallen. Die gefundene starke Abhängigkeit von R ist

durch die Abhängigkeit der Teilchengröße von der relativen Feuchtigkeit hervorgerufen. Nehmen wir ungesättigte Luft und hygroskopische Kerne an, so ist die Teilchengröße abhängig von der Gleichgewichtslage, bei der hygroskopische Kraft des Kernes und Verdunstungskraft sich aufheben. Diese Gleichgewichtslage wird durch Teilchengröße (bzw. hygroskopische Kraft) und relative Feuchtigkeit (bzw. Verdunstungskraft) bedingt. Bei Salzkernen tritt an Stelle der mit der Teilchengröße variierenden hygroskopischen Kraft die mit der Teilchengröße (d. h. mit der Wasseranlagerung) variierende Konzentration der Lösung und die davon abhängige Dampfdruckerniedrigung. Auch Salzkerne bewirken also eine Variation der Teilchengröße bei variabler relativer Feuchtigkeit. Die starke Abhängigkeit des Depolarisationsfaktors von R bestätigt also die angenommene Wirkung größerer Teilchen auf das Polarisationsverhältnis.

Ebenso wie früher²⁾ schon der Trübungsfaktor für Gesamtstrahlung zur Wettervorhersage verwandt wurde, geschah das versuchsweise auch mit dem Depolarisationsfaktor. Da es sich hierbei nur um eine Bewölkungsprognose handeln kann, die aber natürlich die Gesamtprognose wesentlich unterstützt, wurde als Trefferkriterium die mittlere Bewölkung des Tages gewählt.

Bei Prognosen auf Grund des Tagesmittels des Depolarisationsfaktors, dessen Wachsen vom ersten zum zweiten Tage ein Wachsen der mittleren Bewölkung vom zweiten zum dritten Tage erwarten läßt, ergaben sich unter 31 Prognosen 22 Treffer, d. h. 73 Proz. Treffer. Ferner wurden noch nach denselben Prinzipien wie früher beim Trübungsfaktor Prognosen gestellt mit Hilfe des taglichen Ganges von D , der dieselben charakteristischen Typen wie der Trübungsfaktor zeigt. Hierbei ergaben sich 77 Proz. Treffer, nämlich unter 53 Prognosen 41 Treffer. Wenn man das scharf gefaßte Trefferkriterium bedenkt, wird man diese Trefferzahlen nicht schlecht finden.

Schließlich sei hier noch eine weitere Übereinstimmung der theoretischen Entwicklung mit der Erfahrung gegeben. Der Korrektionsfaktor $\frac{f^{(0,1)}}{f^{(h,T_s)}}$ ändert sich, wie die Fig. 2 zeigt, bei niedriger Sonnenhöhe stark, bei großer Sonnenhöhe wenig mit h . Dadurch erklärt es sich, daß β auch bei konstantem D sich im Laufe des Tages ändert, und zwar bei kleinem h schnell, bei großem h langsam. Nach Dornos³⁾ Polarisationsmessungen in Davos ist das tatsächlich der Fall. Folgende Tabelle gibt Dornos Beobachtungen und die für $D = 0.6$ und $T = 2.0$ (beides mittlere Werte) berechneten β :

h	Polarisationsverhältnis		h	Polarisationsverhältnis	
	berechnet	beobachtet		berechnet	beobachtet
5°	0.712	0.683	30°	0.565	0.547
10	0.640	0.653	40	0.552	0.549
15	0.608	0.607	50	0.538	0.526
20	0.586	0.555	60	0.520	0.529

Der berechnete Tagesgang des Polarisationsverhältnisses ist hier größer als der beobachtete. Das liegt zum Teil daran, daß bei den beobachteten Werten D nicht konstant ist, zum Teil auch daran, daß die zur Berechnung verwendete

Tabelle 2 eigentlich für Meeresniveau gilt. Trotzdem tritt aber bei der Berechnung die beobachtete schnelle Änderung von β bei geringen Sonnenhöhen und die langsame Änderung bei großen Sonnenhöhen deutlich zutage.

Mit diesen kurzen Zeilen hoffe ich Beispiele für die Brauchbarkeit des Depolarisationsfaktors gegeben und seine Berechtigung gezeigt zu haben.

Literatur.

1) W. Milch: Über den Einfluß größerer Teilchen in der Atmosphäre auf das Polarisationsverhältnis des Himmelslichtes. Zeitschr. f. Geophysik 1925, Heft 3, S. 109.

2) Derselbe: Über den Zusammenhang zwischen der Durchlässigkeit der Atmosphäre für Sonnenstrahlung und der Wetterlage usw. Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 109. Wetter, Heft 5/6, 1924, S 79.

3) C. Dorno: Himmelschelligkeit, Himmelpolarisation und Sonnenintensität in Davos 1911—1918. Tabelle 28. Veröff. d. Pr. Met. Inst., Nr 303.

Frankfurt a. M., Universitätsinst. f. Meteorol. u. Geophys., August 1924.

Referate.

Gherzi, E. (S. J. Direct. Service Sismol. Observatoire de Zi-ka-wei). MICROSEISMES ET DÉFERLEMENT DES VAGUES SUR LES CÔTES. (Avec 1 fig)

À l'occasion de la réception de notre petit travail sur les microseismes enregistrés à Zi-ka-wei et que Mr. le Dr. B. Gutenberg à eu l'obligeance de publier dans cette revue*), il me sera peut-être permis de donner brièvement les raisons qui m'ont fait regarder comme insuffisante l'explication que Mr. le Dr. Wiechert et autres géophysiciens avaient proposées, c'est à dire le brisement des vagues sur des cotes rocheuses lointaines. C'est aussi cette explication que Mr. le Dr. B. Gutenberg semble bien admettre¹⁾.

Je ferais remarquer tout d'abord que Mr. le Prince Galitzine dans sa dernière oeuvre à ce sujet que nous avons récemment eu à notre disposition²⁾ se montre encore assez sceptique au sujet de cette explication des microseismes de la première classe³⁾.

Voici maintenant les raisons qui nous font croire, que pour expliquer les différents aspects des deux premières classes de microseismes, il faut aussi considérer LE RÉGIME ATMOSPHÉRIQUE SOUS L'INFLUENCE DUQUEL ONT LIEU CES DEUX ESPÈCES D'ENREGISTREMENTS.

Nous osons même croire que certaines expériences qui peuvent être obtenues ici sur nos côtes n'ont presque pas été examinées en Europe où les régimes atmosphériques sont moins nettement différents qu'ici sur la longue côte de Chine et de Corée.

— 1^o) Les microseismes à groupement régulier avec croissance et diminution régulières d'amplitude n'ont jamais été enregistrés ici par régime purement anticyclonique (mousson d'hiver et mousson d'été), même lorsque sur des centaines de Km de côtes rocheuses ou sablonneuses, voisines ou lointaines, la mer était très grosse (force d'entre 6 et 10 et 11 de l'échelle de Beaufort). Nos enregistrements, comme ceux utilisés par le feu Prince Galitzine sont ceux de la composante verticale Galitzine, remarquable, comme on le sait, par sa sensibilité et son manque de FROTTEMENT MÉCANIQUE. Ce dernier point nous paraît capital comme importance, vu que nous disposons ici d'un pendule Wiechert de 1200 kg pour les composantes horizontales.

*) Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 1924/25, Heft 1/2, S. 69—70.

En Europe, les exemples donnés par le chercheur⁴⁾ sont tous des exemples de mois d'hiver ou printemps et les cartes publiées indiquent la présence de centres cycloniques sur l'ouest de la carte et souvent sur les côtes ouest elles-mêmes d'Europe. Ceci indique déjà **UNE IMPERFECTION DANS LA RECHERCHE**. Il faudrait examiner les microséismes enregistrés lors de forts vents **PUREMENT ANTICYCLONIQUES**. Ici en Chine cela est très facile. Nous donnons ici une feuille d'enregistrement par temps de forte mousson. On y voit seulement des "dents de scie" plus des oscillations longues causées par le froid.

Pourquoi donc, malgré de grosses vagues brisant sur des centaines de Km de côtes voisines ou éloignées etc nous n'avons depuis dix ans jamais enregistrés de microséismes de la première classe à groupes réguliers si vraiment seul le déferlement des vagues en est la cause?

Il est bon d'ajouter que notre service, bien connu, des prévisions du temps pour la côte et mers de Chine, nous fournit toutes les données nécessaires pour la connaissance de l'état simultané de la mer sur des milliers de Km carrés. Nous joignons ici la carte de notre service météorologique. Elle est composée avec l'aide de 150 à 300 dépêches par jour. Les observations dans les phares de la côte de Chine sont faites entre 8 et 12 fois par jour.

1 fig.



Typhon du 23 au 24 soir Août 1923 marche NNW à NNE le 25.

Centre passe sur mer près de Gutzlaff vers 6 a m le 24 à 25 km E/S de l'observatoire 15^m = 1 min.

= 2^o) Les microséismes à groupement régulier avec croissance régulière de l'amplitude et parfois aussi de la période (entre 4 s et 8 s) **A UNIQUEMENT LIEU LORQUE LES MERS ET CÔTES DE CHINE SONT SOUS L'INFLUENCE D'UN CENTRE CYCLONIQUE** (typhons en été et dépressions continentales en hiver, automne et printemps: on a quelques typhons passant au large à 1000 km aussi pendant l'automne).

Nous joignons ici une feuille d'enregistrement de typhon. A ces moments-là, quand le centre est encore à 1000 km de la côte de Chine les groupes réguliers commencent souvent à s'inscrire clairement. Lorsque le typhon est presque sur nous, tout est plus violent **MAIS TOUT RESTE RÉGULIER MALGRE LE DESORDRE APPARENT DES RAFALES DE VENT QUI ATTEIGNENT 180 et 200 km à l'heure⁵⁾**.

Les vagues sont sûrement très grosses comme tous les navigateurs le savent, sur nos côtes, par ces temps de typhons.

POURQUOI DONC LE SIMPLE DÉFERLEMENT DES VAGUES NE PRODUIT IL PAS LES ENREGISTREMENTS EN DENT DE SCIE QUI ONT LIEU EN TEMPS DE MOUSSON VIO LENTE?

Le problème se pose bien nettement, nous semble-t-il.

Nous ajoutons encore un fait bien constaté et qui semble lui aussi exiger que dans la recherche de la *cause adéquate* des microséismes on considère aussi les régimes atmosphériques.

Aussi longtemps que le centre typhonique ou dépressionnaire **CYCLONIQUE** reste sur mer, même à 40 km de notre Observatoire, l'enregistrement de ces microséismes à groupes, reste régulier; remarquablement régulier. Dès que par les dépêches reçues

nous savons que le centre a atterri, ou tout près de notre observatoire, ou à 100 ou 500 km et plus (v. g. pour le typhon de Swatow en 1922) les groupes de microséismes perdent rapidement de leur régularité et en quelques heures tout est heurté. Cependant dès que le centre reprend la mer tout redevient régulier.

Mr. le Dr. B. Gutenberg à eu la bonté de citer cette constatation. Il nous semble qu'elle à une très grande portée. Car il est sûr, d'après les rapports des bateaux et des phares, que la mer reste très dure et les vagues très fortes, de longues heures, et même des jours entiers après que le centre typhonique à pris la côte.

LE SIMPLE DÉFERLEMENT DES VAGUES SUR LES CÔTES VOISINES OU LOINTAINES NE SEMBLE DONC PAS EXPLIQUER ADEQUATEMENT l'inscription des microséismes à groupements réguliers, ni non plus les microséismes à «dents de scie». Il faut aussi considerer, au moins LA MODALITE DES VAGUES OU DE LA HOULE, c'est à dire, ce nous semble, CLASSER LES MICROSEISMES AUSSI SUIVANT LE RÉGIME ATMOSPHÉRIQUE REGNANT.

Nous terminons en avouant que notre position géographique se prête à merveille pour de telles recherches et que Mr. le Prof. Linke dans l'île de Samoa était comme Mr. le Prof. Omori au Japon, dans l'impossibilité de faire cette discrimination dans ses recherches

Ainsi va la science. Chaque chercheur ajoute son coup de ciseau pour l'achevement du monument. Gherzi

Literatur.

1) E. B. Gutenberg: Untersuchungen über die Bodenunruhe mit Perioden von 4 bis 10 sec in Europa. Straßburg 1921.

2) Cf. Académie des Sciences de Russie. — C. R. des S. de la Comm. Sismique permanente. T. 7, livraison II. Petrograd 1919. — »Microseismic movements by Pr. B. Galitzin«: v. 9, p. 154. Strong westerly winds and a rough sea in some of the western and northern ports of Europe are usually accompanied by a rise of microseismic activity on the European and asiatic continents, but these are nevertheless exception to this rule. The relationship between both phenomena, although in a certain sense very probable, is at all events far from being self-evident and obvious.

3) Ibid. »The problem of the true causes, which produce the microseismic vibrations of the ground, notwithstanding much evidence in favour of Wiechert's hypothesis, remain after all still unsolved«, p. 155.

4) Cf. les cartes du travail de Mr. le Dr. B. Gutenberg cite plus haut.

5) Le Directeur du «Royal Observatory de Hongkong publiait les lignes suivantes dans le». Report of the Director of the Royal Observatory, Hongkong for the year 1923, p. 5. »the maximum squall velocity as recorded by the Dines-Baxendell Anemograph was at the rate of 130 miles per hour at 10^h 13^m a. m. (120^o E. G.) on August 18, 1923.«

Gutenberg, B. (Darmstadt): Zu den Untersuchungen von P. E. Gherzi über die Bodenunruhe. (Mit zwei Figuren.)

Das vorstehende Referat von P. E. Gherzi veranlaßt mich zu einigen abschließenden Bemerkungen: Die erwähnten Angaben von Fürst B. Galitzin beziehen sich auf den Zusammenhang zwischen Brandung an den nordwestlichen Küsten von Europa und der Bodenunruhe. Zieht man jedoch auch die Brandungen an den südwestlichen Küsten in Betracht, so verschwinden die wenigen scheinbaren Ausnahmen, und es ergibt sich vorzügliche Übereinstimmung, wie ich 1921 zeigen konnte (vgl. Literaturhinweis 1 bei Gherzi). Diese Untersuchungen wurden nicht nur an Hand von Aufzeichnungen mechanisch registrierender Pendel ausgeführt, sondern auch Originale von Galitzin-Pendeln (je 2 oder 3 Komponenten) folgender Stationen mitbenutzt: Eskdalemuir, Uccle, De Bilt, Paris, Straßburg, Pulkovo, Baku, Ekaterinburg und Makejewka. Ein vollständigeres Beobachtungsmaterial läßt sich zurzeit nirgends finden!

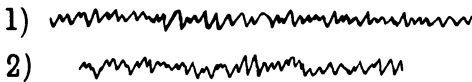
Bei den küstenfernen europäischen Stationen treten ausschließlich die regelmäßigen Bewegungen auf. Galitzin erwähnt z. B. die kurze, sägeartige Bodenunruhe nie, während

sie z. B. in Helgoland (kleines Wiechert-Pendel!) oder in De Bilt oft sehr deutlich ist — ein Argument dafür, daß sie von lokalen Brandungen herrührt. Andererseits ändert sich in Europa das Bild nicht, wenn die Depression, wie so oft, vom Ozean auf das Festland übergeht, sofern nur die Brandung stark bei anlandigen Winden bleibt. (Beispiele l. c. mit Wetterkarten)

Die sägeartige Bodenunruhe besitzt infolge der geringen Perioden T relativ große Energien ($\sim 1 : T^2$). Sowohl bei der Bodenunruhe wie bei den Meeresswellen nehmen die Periode und die Regelmäßigkeit mit zunehmender Entfernung von der Erregungsstelle zu. Auch bei Küstenstationen trifft dies zu, und mehrere Abbildungen, z. B. auf Tafel B, in der schönen ersten Untersuchung von Gherzi zeigen, daß dies auch für Zi-ka-wei gilt, und daß auch dort die Bewegung beim Näherkommen des Zyklons immer unregelmäßiger bei abnehmender Periode wird.

Bei Monsunwinden haben wir — genau wie bei Zyklonen in der Nähe der Küstenstationen — stets starke lokale Brandungen, infolgedessen müssen wir in diesen Fällen stets kurzperiodische, unregelmäßige Bodenunruhe erwarten. Daß dies tatsächlich der Fall ist, zeigt z. B. der Vergleich zwischen Fig. 1 und 2, die den Kurven von Gherzi entnommen sind. Die in Fig. 1 aufgezeichnete Unruhe (7 August 1922)

Fig. 1 und 2.



rührt nach Gherzi von einem küstennahen Zyklon her, die Bewegung in Fig. 2 (24. November 1922) dagegen von antizyklonalem Monsunwind. Der einzige Unterschied ist die schwache

Frostbewegung, die (nach Gherzis eigenen Angaben) die Unruhe in Fig. 2 überlagert. Es liegt daher nahe, zu vermuten, daß auch in Ostasien nicht die Lage der Depression, sondern die Lage der Brandungsstelle den wesentlichen Einfluß hat. Immerhin ist es durchaus denkbar, daß bei der Bodenunruhe dort auch noch andere Ursachen mitspielen, und die verdienstvollen Untersuchungen von Gherzi, dem die Seismologie durch die muster-gültige Leitung der wichtigen Station in Zi-ka-wei soviel verdankt, können viel zur Klärung des Problems beitragen, insbesondere zur Frage nach der Ursache für das verschiedenartige Aussehen der Bewegungen.

Schwinner, Robert (Graz): Zum Aufsatz von Ansel, „Die Alpen im Lichte ihrer Schwerestörungen¹⁾“.

Wenn wir von der Einleitung absehen — und das können wir; denn das ganze Ergebnis der S. 36 bis 42 ist nur die Ableitung der altbekannten Reduktionsformeln —, so finden wir als Ausgangspunkt und Grundlage der Ansel'schen Deduktionen das System der Bouguerschen Schwereanomalien $\Delta g'_0 = g'_0 - \gamma_0$. Ansel verwendet die $\Delta g'_0$ als Maß des isostatischen (= hydrostatischen) Schollenauftriebes. Das geht ungefähr an, wenn es sich um Mittelwerte, genommen über große Flächen, handelt. Für lange, schmale Felder, parallel der Gebirgsachse (S. 44), ist dies nicht zulässig. Bei solcher Summierung muß der Einfluß der sogenannten „Randstörung“ am größten sein, und die für eine solche Scholle genommenen Mittelwerte der $\Delta g'_0$ sind daher kein Maß ihres hydrostatischen Auftriebes. Daß diese Randstörung in den Alpen nicht vernachlässigt werden darf, sieht man aus dem Vergleich der zwei Kartchen, auf denen Niethammer in Linien gleicher Anomalien die Ergebnisse, einmal der Reduktion nach Bouguer, das zweite Mal die der isostatischen Reduktion, dargestellt hat²⁾. Auch letztere kann objektive Geltung nicht ohne weiteres beanspruchen. Würde man andere Annahmen über Tiefenlage und Verteilung der die Unregelmäßigkeiten der Oberfläche kompensierenden Massen machen, so würden sich die Ziffern einigermaßen ändern. Man wird aber vermuten dürfen, daß die großen Züge der unterirdischen Massenverteilung, solange man bei den plausiblen Annahmen bleibt, nicht grundlegend verändert werden würden³⁾, und daß somit aus dem von Niethammer gegebenen Bild der isostatischen Anomalien ein System von Auftriebskräften abgeleitet werden kann, das in gewisser Annäherung

als Darstellung der tatsächlich wirkenden gelten darf, daß hingegen die von Ansel aus den $1/90''$ abgeleiteten Auftriebe zur geophysikalischen Realität keine Beziehungen haben.

Es ist daher auch unzulässig, wenn Ansel aus jenen fiktiven Kräften ein Drehmoment ableitet. Zur weiteren Veranschaulichung sei auf die Ziffern hingewiesen, die Helmert für die Schwerestörungen in einem Profil normal zu einer Steilküste berechnet hat ⁴⁾. Stellt man sich vor, daß diese ganz oder zum Teil durch Beobachtung bekannt geworden wären, und dann nach Ansel's Methode behandelt werden würden, so bekame man ganz merkwürdige Drehmomente; und doch geht Helmerts Rechnung von der Annahme aus, daß in jeder senkrechten Säule vollkommenes isostatisches Gleichgewicht herrscht, weswegen überhaupt kein von Null verschiedenes Drehmoment zustande kommen kann.

Vom geologischen Standpunkt aus ist noch zu bemerken, daß es den tatsächlichen Verhältnissen nicht entspricht, die Alpen in einer Breite von 150 km (S. 42) als starren Körper zu betrachten. Da liegen mehrere streichende Hauptdislokationen und ungezählte kleinere dazwischen, auf denen relative Verschiebung möglich ist, nachweislich auch während der Alpenfaltung stattgefunden hat und vielleicht auch heute noch vor sich geht.

Literatur.

1) Diese Zeitschr. I. Heft 1, S. 36.

2) Niethammer, Th.: Die Schwermessungen der Schweizerischen Geodätischen Kommission. Verh. Schweiz. Naturf. Ges. 102, Schaffhausen 1921.

3) Das scheint mir aus der sehr lehrreichen Nebeneinanderstellung hervorzugehen, in der Heiskanen (Veröff. Finnisch. Geodät. Inst. Nr. 4, Helsingfors 1924) für Stationen sehr verschiedener Lage die isostatische Reduktion nach Hayford und Airy, mit verschiedener Kompensationstiefe, lokaler oder regionaler Kompensation gibt.

4) Helmert, F.R.: Die Tiefe der Ausgleichsfläche bei der Pratt'schen Hypothese .. Sitz-Ber. Berlin 1909.

Prof. Ansel bemerkt dazu:

Der Haupteinwand des Herrn Einsenders betrifft eigentlich die Frage, wie die Anomalien zu bestimmen seien, welche für die Beurteilung des hydrostatischen Gleichgewichtes individueller Schollen der Erdkruste maßgebend sein sollen. Dabei scheiden die auf Grund der Pratt'schen Hypothese nach dem Verfahren von Hayford berechneten Anomalien ganz aus, denn sie stehen in keiner Beziehung zu diesem Gleichgewicht. Aber auch die von Heiskanen für die Airy'sche Annahme ermittelten Anomalien kommen für den Zweck nicht in Frage, weil in der Schwimmlage einer Scholle die Anziehung des gesamten übrigen Schollenkomplexes bereits ihren Ausdruck findet, und demnach eine Berücksichtigung dieser Anziehung zu unrichtigen Werten der Anomalien führen muß. Praktisch bleibt man deshalb auf die auch von mir benutzten Anomalien angewiesen: kommt ihnen im einzelnen Fall keine überzeugende Beweiskraft zu, weil sie nicht völlig streng sind, so wird man doch nicht ganz achtlos an ihrer übereinstimmenden Aussage vorübergehen können, daß die Lagerung der Schollen in der Erdkruste durchaus nicht dem hydrostatischen Gleichgewicht entspricht; teils sind sie zu hoch, teils zu tief gegen diese Normallage gestellt und da und dort wohl auch etwas gekantet. Eine mittelbare Bestätigung dieser Ansicht fließt auch aus der Tatsache, daß sowohl Helmert*) wie Heiskanen aus dem Verlauf der Schwerkraft als Erdgestalt ein dreiaxsiges Ellipsoid erhielten. Bei hydrostatischem Gleichgewicht aller Teile ist eine solche Gleichgewichtsfigur der Erde nicht möglich. Ansel.

*) Helmert: „Schwerkraft und Massenverteilung“, Enc. d. Math. Wiss. VI, 1, S. 7, und „Neue Formeln für den Verlauf der Schwerkraft im Meeresniveau beim Festlande“, Sitz-Ber. d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss. 1915, XLI.

Literaturverzeichnis.

(Seit 1. Januar 1924; Einteilung siehe S. 1. Zur Einführung.)

IV. Kosmische Physik (in ihrer Beziehung zur Erde und ihrer Atmosphäre).

1. Geschichte der Erde, Altersbestimmung der Erde als ganzes und ihrer Kruste.

- F. Nölke. Ist die Entwicklung unseres Planetensystems ein anormaler Fall der kosmischen Entwicklung? Vierteljahrsschr. d. Astr. Ges. **59**, 186 (1924).
2. Solarkonstante, Strahlung der Erde und ihrer Atmosphäre, Durchlässigkeit der Atmosphäre für alle Wellenlängen. (Durchdringende Strahlung, Licht-, Wärme-, drahtlose Wellen.)
- G. Gorczynsky: Sur un pyréliomètre thermoélectrique à lecture directe. Compt. rend. **178** (1924), Nr. 14.
- A. Boutaric: Sur le rayonnement de l'atmosphère. Ebenda, Nr. 15.
- Guinchant. Role de l'atmosphère dans la propagation des ondes hertziennes. Ebenda **179** (1924), Nr. 5.
- W. Martens: Absolute Strahlungsmessung in der freien Atmosphäre. Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. 1924, Nr. 320. Tätigkeitsbericht 1920—1923.
- W. Kühl: Das Weberphotometer des Potsdamer Observatoriums und seine Verwendung zur selektiven Strahlungsmessung. Ebenda, Tätigkeitsbericht 1920—1923.
- R. Emden. Über Strahlungsgleichgewicht. Zeitschr. f. Phys. **23**, 176 (1924).
- Marg. Weiler: Über Sicht- und Sehweiten in schwach getrübbten Medien. Experimenteller Beitrag zur Lösung des Problems von der Form des blauen Himmels. (Auszug aus der Diss., Dresden 1923.) Ann. d. Phys. **74**, 347 (1924).
- A. Wigand und K. Genthe. Zur Präzisierung der Sichtmessung. Phys. Zeitschr. **25**, 212 (1924).
- Dieselben: Zur Messung der vertikalen Sicht. Ebenda, S. 263.
- M. Näbner. Strahlenbrechung und Farbenzerstreuung genügend steiler Sichten durch die Luft. München. Ber. 1924, 3*—4*.
- F. Dannmeyer: Über relative Lichtmessung durch Stufen- und Keilfilter. Ann. d. Hydr. **52**, 108 (1924).
- N. N. Kalitin: Einige Resultate der Beobachtungen über die Durchsichtigkeit und Polarisation der Atmosphäre. Meteorol. Zeitschr. **41**, 9 (1924).
- J. Plassmann. Färbung der tiefstehenden Sonne. Ann. d. Hydr. **52**, 15 (1924).
- L. G. Garbelt: Investigation of the upper air. Marine Observer 1924, Nr. 2.
- S. N. Sen. On the distribution of air density over the globe. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. 1924, Januar.
- M. Wolf: Die hellen Streifen am Nachthimmel. (Leuchtende Staubwolken) Astr. Nachr. **220**, 383 (1924).
- P. Götz: Bemerkungen zu den hellen Streifen am Nachthimmel. Ebenda **221**, 335 (1924).
- F. Linke: Ein Universalaktinometer. Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 59 (1924).
- Derselbe: Über angebliche Schwankungen der Solarkonstante. Astr. Nachr. **221**, 181 (1924).
- H. Seilkopf: Henry Helm Clayton. World Weather. Ann. d. Hydr. **52**, 38 (1924). Progress of the study of the World Weather. Meteorol. Mag. 1924, März.
- Kofler. Zwanzigjährige Messungen der Sonnenstrahlung in Warschau. Meteorol. Zeitschr. **41**, 96 (1924).
- F. Linke: Die angeblichen Schwankungen der Solarkonstanten. Ebenda, S. 74

- W. Milch. Über den Zusammenhang zwischen der Durchlässigkeit der Atmosphäre für Sonnenstrahlung und der Wetterlage nach den Strahlungsmessungen am Taunus-observatorium. Ebenda, S. 109.
- J. J. Tischanowsky. Die Farbe der Polarisationskomponenten des Himmelslichtes. Ebenda, S. 173.
- H. v. Socher. Die Temperaturverteilung in der Atmosphäre bei Strahlungsgleichgewicht. Ebenda, S. 188.
- A. Wigand. Ein Mattkeil-Sichtmesser. Ebenda, S. 216.
- F Linke Ergebnisse von Messungen der Sonnenstrahlung und Lufttrübung über dem Atlantischen Ozean in Argentinien. Ebenda, S. 42.
- H. Koschmieder Theorie der horizontalen Sichtweite Beitr. Phys. d. fr. Atmosphäre **12**, 1 (1924).
- W. Kohlhörster Die experimentellen Grundlagen der Messung der durchdringenden Strahlung. Zeitschr. f. Instrkde. 1924, S. 8.
- Derselbe: Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. Probleme der kosmischen Physik V. 72 S. Hamburg, H. Grand, 1924.
- A. Wigand: Die durchdringende Strahlung. Phys. Zeitschr. **25**, 445 (1924).
- A. Gockel: Ionisation unserer Atmosphäre und Sonnentätigkeit Ref. Meteorol. Zeitschr. **41**, 400 (1924).
- A. Müller. Über die Form des blauen Himmels [Notiz zu der Arbeit von Fräulein Marg. Weiler, Ann. d. Phys. **74**, 347 (1924)]. Ann. d. Phys. **75**, 653 (1924).
- W. Milch: Ist die Solarkonstante Schwankungen unterworfen? Naturw. **12**, 826 (1924).
- Derselbe: Über den Trübungsfaktor für Sonnenstrahlung und seine Verwendung zur Wetterprognose. Das Wetter 1924, Nr. 5/6.
- W. E. Bernheimer. Das Problem der Veränderlichkeit der Sonnenstrahlung. Probl. d. Astronom., Festschr. f. H. v. Seeliger. Berlin, Julius Springer, 1924. S. 452.
- J. J. Tischanowsky: Polarisation des Himmelslichtes und Sonnenhöhe. Meteorol. Zeitschr. **41**, 352 (1924).
- Derselbe. Polychroismus und Himmelpolarisation. Phys. Zeitschr. **25**, 390 (1924).
- O. Hoelper: Strahlungsmessungen im Allgäu. Ebenda, S. 346
- C Dorno, K. W. Meissner und W. Vahlé Zur Technik der Sonnenstrahlungsmessung in einzelnen Spektralbezirken (Filterdurchlässigkeit, Zellenempfindlichkeit, Michelson-Aktinometer). Ebenda, S. 234 u. 262.
- Edward Stenz: Mesures de la radiation solaire à Jungfrauoch. Compt. rend. **178**, (1924), Nr. 5.
- J. Wilsing: Untersuchungen über die Extinktion der Strahlung in der Erdatmosphäre nach bolometrischen Messungen im Sonnenspektrum. Potsdam 1924, 79 S. (Publik. Astrophys. Obs. Potsdam, Nr. 80.)
- N. Conrad: The Twinkling of the stars in relation to the constitution of the upper strata of the atmosphere. Nature, London, **113** (352) (1924).
- J. Kaiser: Die Danziger leuchtenden Nachtwolken. Schriften d. Naturf. Ges. Danzig **16** (1924), Nr. 2.
- Meteorological Office, Air Ministry. Atmospheric pollution. Report on observations in the year ending March 31 st. 1923, London. His Majesty's Stationary Office, M. O. 260, 1924, 59 S., 23 Fig.
- A. Nodon The radioactivity of radium in relation to solar radiation. Nature, London, **113**, 354 (1924).
- A. Koertz Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung, 24 Abb. im Text, XI u. 51 S. Berlin, M. Krayn, 1924. (Die Hochfrequenztechnik, Bd. I)
- A. Meissner: Die Ausbreitung der elektrischen Wellen über die Erde. Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 485 (1924).
- R. Gans Die Farbe des Meeres. Ann. d. Phys. **75**, 1 (1924).
- W. Stonlejkín: On the colour of the sea II. Phys. Rev. **23**, 744, Nr. 739.
- L. W. Austin: Our present knowledge concerning the atmospheric disturbances of radiotelegraphy. Monthly Weather Rev. **52**, 220 (1924).

- J. Brownlee. Ultra violet radiation and cooling power of the air. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.* **50**, 252 (1924).
- J. Dufay: La lumière du ciel nocturne, éclat intrinsèque et composition spectrale. *Journ de phys. et le Radium* 1924, Nr. 4.
- J. C. Gabennes Sur la transparence de l'atmosphère. *Compt. rend.* **179**, 191 (1924).
- A. Pérard. Indice de réfraction de l'air, dans le spectre visible entre 0° et 100°. *Ebenda* **180**, 49 (1925).
- A. Trowbridge Polarisation of Light from the Sky during the Solar Eclipse of January 24. *Nature* **115**, 260 (1925).
- G. Hoffmann: Registrierbeobachtungen in der Höhenstrahlung im Meeresniveau. *Phys. Zeitschr.* **26**, 40 (1925).

3. Beziehung der Sonnentätigkeit zum Wärmehaushalt der Erde und ihrem elektrischen und magnetischen Felde.

- H. H. Kritzinger: Grundlagen der periodischen Schwankung der Sonnenflecken und des Klimas. *Meteorol. Zeitschr.* **41**, 21 (1924).
- F. Baur: Zum Problem der Quasiperiodizität der Witterung. *Ebenda*, S. 23.
- C. Chree: Periodicities, Solar and Meteorological. *Quart Journ. Roy. Met. Soc.* 1924, S. 50.
- L. A. Bauer. Correlations between Solar Activity and Atmospheric Electricity. *Terr. Magn. a. Atm. Electr.* **29**, 23 (1924).
- A. Nodon: Relations entre le magnétisme et l'état de l'atmosphère. *Compt. rend.* **178** (1924), Nr 16.
- L. A. Bauer Cosmic effects in terrestrial magnetism and atmospheric electricity, and their physical bearings. *Phys. Rev.* 1924, p. 303.
- R. Hamer: Earth currents due to asymmetric heating of the earth by solar radiation. *Ebenda*, S. 303.
- C. Chree: Periodicities, solar and meteorological. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.* **50**, 87 (1924).

4. Klimaschwankung.

- W. Köppen und A. Wegener. Die Klimate der geologischen Vorzeit. IV u. 256 S. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1924.
- R. Eckhardt. Die klimatischen Verhältnisse der geologischen Vergangenheit im Lichte von Alfred Wegeners Hypothese der Kontinentalverschiebung. *Naturw.* **13**, 84 (1925).
- W. Ramsay The probable solution of the climate problem in Geology. *Geolog. Mag.* **61**, 152 (1924).
- R. Brinkmann: Über Eiszeittheorien. *Naturw.* **12**, 800 (1924).
- W. Ramsay On relations between crustal movements and variations of sealevel during the late quaternary time especially in Fennoscandia. *Bull. de la Commission Géologique de Finlande* 1924

V. Angewandte Geophysik.

- K. Hausmann. Die Geophysik im Dienste des Bergbaues. *Österr. Zeitschr. f. Vermessungswesen* 1914, Nr. 3.
- J. A. Stigand: Outlines of the occurrence and geology of petroleum; geophysical methods as applied to oilfinding. M. Muhlberg, Illus. 1925, p. 256.

1. Schwerkraft.

- C. Heiland: Die Brauchbarkeit von Drehwagen im Felde. *Zeitschr. f. Instrkde.* 1925, Heft 2, S. 89.
- Derselbe: Die neue Drehwage der Askaniawerke. *Zeitschr. f. Feinmechanik u. Präzision* 1924, S. 213.
- M. Matsuyama: On the gravitational field at the Fushun Colliery, Manchuria. *Jap. Journ. of Astronomy and Geophysics* **2**, 2 (1924).

- H. Holst: Untersuchungen über die Form des Felsuntergrundes des Dreisamtales zwischen Freiburg i. Br. und Kirchzarten auf Grund von Gravitationsmessungen mit der Drehwaage. Dissertation Freiburg 1924.
- J. Koenigsberger. Feststellung der Grenze und Tiefe überdeckter Salzstöcke mit der Drehwaage nach Eötvös. (Petroleum) Zeitschr. f. Mineralölindustrie u. Mineralölhandel, XX. Bd., Nr. 16 (1924).
- A. Born. Beziehungen zwischen Schwerezustand und geologischer Struktur Deutschlands. Leipzig 1924.

2. Seismische und akustische Methoden.

- F. Ritter: Sprengungen für Forschungszwecke. I. Mittell. über die Schallwelle der Sprengung in Jüterbog, 3. Mai 1923. Beitr. z. Physik d. freien Atmosph. **12**, 1 (1925).
- Oliver Lodge: Study of Explosions. Nature **114**, 10 (1924).
- P. J. Ryle, Har. Jeffreys: Study of Explosions **114**, 123 (1924).

3. Magnetische Methoden.

- P. Lasareff. Sur l'anomalie magnétique de Koursk. Compt. rend. **178** (1924), Nr. 5.
- Derselbe: Sur les lois des anomalies magnétiques de Koursk. Ebenda, Nr. 15.
- Derselbe: Nouvelles observations sur l'anomalie de Koursk. Ebenda, Nr. 15.
- Derselbe: Sur la masse de fer métallique contenue dans les gisements ferrugineux de Koursk. Ebenda 1924.
- S. v. Bubnoff: Über die magnetische Anomalie von Koursk. Zeitschr. f. angew. Geophys. I, 1923, S. 144; ebenda 1924, S. 247; Stahl und Eisen 1924, Juli
- E. L. Agrange). Anomalies magnétiques en Russie. Abstr. Ciel et Terre, Bruxelles 40, (80), 1924, Nr. 3.
- Ch. Maurin: Étude détaillée d'une région de forte anomalie magnétique en Bretagne. Compt. rend. **178** (1924), Nr. 5.
- D. L. Hazard: Report of the committee on relations between local magnetic disturbances, gravity anomalies, and geological formations. Abstract. Trans. Amer. Geophys. Union, Fourth Annual Meeting, April 1923, Washington D. C., Bull. Nat. Research. Council. **7**, 105 (1924).
- N. H. Heck, Magnetic methods for locating iron ore. Abstract. Ebenda, S. (120)
- J. Koenigsberger. Die magnetische Feststellung von an Salzvorkommen gebundenen Erdöllagerstätten. (Petroleum) Zeitschr. f. Mineralölindustrie u. Mineralölhandel, XX. Bd., Nr. 7, 1924.
- C. Heiland und P. Duckert: Beschreibung, Theorie und Anwendung einer Neukonstruktion von Ad. Schmidts Feldwaage. Zeitschr. f. angew. Geophys. **1**, 289 (1924).
- J. Koenigsberger: Die magnetische Feststellung von Salzlagerstätten. Kali **18**, 57 (1924).
- P. Lasareff: Sur les anomalies du magnétisme terrestre et de la gravité dans le Gouvernement de Koursk. Journ. de Phys. et le Radium 1924, Nr. 6, S. 180.
- Derselbe: Sur les relations entre les anomalies de magnétisme terrestre et celles de gravité. Ebenda, S. 191.
- A. Nippoldt. Erforschung der erdmagnetischen Anomalie südlich von Königsberg i. Pr. nach ihrer Beziehung zur Geologie des Untergrundes. Geolog. Archiv **3**, 114 (1924)
- C. Heiland Die bisherigen Ergebnisse magnetischer Messungen über norddeutschen Salzhorsten. Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **76**, 101 (1924).
- H. Reich: Magnetische Messungen in Oberschlesien. Jahrb. d. preuß. geol. Landesanstalt für 1923 **44**, 319 (1924).

4. Elektrische Methoden.

- Winnacker: Geophysikalische Untersuchungen auf Radium. Zeitschr. d. intern. Ver. d. Bohring u. Bohrtechniker **32**, 57 (1924).
- H. Runge (Göttingen): Geophys. Untersuchungen am Isaakstanner bei Grund im Harz, elektrisches Schürfverfahren auf Blei-Zinkerzlager. Metall u. Erz **21** (1924)

5. Physikalische Abstands- und Höhenmessungen;
Tiefenbestimmungen des Meeres.

- B. Schulz Geschichte und Stand der Entwicklung des Behlotes. *Ann. d. Hydr* **52**, 254 (1924).
L. Schubert: Die Verwendung der Tiefseelotungen für die Navigation mit Hilfe des Echolots. *Ann. d. Hydr.* **52**, 73 (1924).
H. Maurer. Über Echolotungen der amerikanischen Marine. *Ebenda*, S. 75.
A. Schumacher: Hydrographische Bemerkungen und Hilfsmittel zur akustischen Tiefenmessung. *Ebenda*, S. 87.
H. C. Hayes: Measuring Ocean depths by accoustical methods. *Journ. Frankl. Inst.* 1924, Nr. 3.
H. Maurer: Schall- und Funksignale zur Abstandsbestimmung bei Nebel. *Ann. d. Hydr.* **52**, 18 (1924).

6. Richtungsbestimmungen mittels Magnet- und Kreiselkompaß.

- M. Keiser and E. A. Eckhard: Position finding in hydrography by radio-acoustic method. *Phys. Rev.* 1924, S. 785.
H. Coldewey: Tangenten-Ablenkungsapparat zur Bestimmung des magnetischen Moments der Fluidkompassse *Ann. d. Hydr.* **52**, 60 (1924).
H. Maurer. Deviationsänderung durch Blitzschlag. *Ebenda*, S. 21.

Fortsetzung der Literatur im nächsten Heft.

Mitteilungen.

J C Mc Lennan teilt unter dem 4. April der „Nature“ mit, daß er und Dr. Shrum die Linie $\lambda = 5577 \text{ \AA}$ gefunden haben, die vermutlich mit der grünen Polarlichtlinie identisch ist. Die Linie gehört nach ihrer Meinung dem Sauerstoffspektrum an und tritt auf in einem Gemisch von Sauerstoff und Helium, das zum größten Teil aus Helium besteht, und zwar, bei geeignetem Druck, sowohl bei Zimmertemperatur wie bei Temperatur der flüssigen Luft.

A. A. Michelson und Henry G. Gale haben die bekannten Versuche zum Nachweis eines Einflusses der Erdrotation auf die Lichtgeschwindigkeit wiederholt. Bei früher beschriebenen Versuchen hinderten atmosphärische Störungen die Ausmessung der Interferenzstreifen. Diesmal wurden Wasserröhren von $\frac{1}{3}$ m Durchmesser benutzt (ein Rechteck von 600×340 m). Die ursprünglichen Experimente von Michelson-Morley ließen drei verschiedene Auslegungen zu: a) Der Äther existiert nicht. b) Der Äther nimmt an der Erdbewegung teil. c) Der Äther ruht im Raume; bewegte Körper erfahren die Lorentz-Fitzgeraldkontraktion. Die jetzt vorliegenden Experimente schließen b) aus. Auch die astronomische Aberration spricht gegen b). (Nach „Nature“ 18. April und 2. Mai 1925.)

Inhaltsverzeichnis: K. Haußmann: Isogonenkarte des Deutschen Reiches für die Epoche 1925 5
Mit einer Karte. S. 129 — F. Hubert: Die Registrierung der durch fallende Gewichte erzeugten Bodenschwingungen mit einem zweimillionenfach vergrößernden Wiechertschen Vertikalseismometer. Mit drei Figuren. S. 134 — R. Brinkmann: Über petrographisch-geophysikalische Grenzfragen. S. 143. — H. Benndorf: Über die nächsten Aufgaben luftelektrischer Forschung. S. 147 — J. Koenigsberger und O. Hecker: Beobachtungen des vertikalen Erdstromes an einem Berg und in der Ebene. Mit einer Figur. S. 152. — W. Milch: Über die praktische Verwertbarkeit des Depolarisationsfaktors. S. 159. — **Referate:** E. Gherzi, S. 163. — B. Gutenberg, S. 165. — Robert Schwinner, S. 166. — Ansel, S. 167. — **Literaturverzeichnis.** S. 168. — **Mitteilungen.** S. 172. — **Mitgliederverzeichnis.** S. 173.

Mitgliederverzeichnis der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach dem Stande vom 1. März 1925.

Bankkonto: Deutsche Bank, Filiale Hamburg. Postscheckkonto: Hamburg Nr. 43 999.
(Beides für die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft.)

Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

1. Vorsitzender: E. WIECHERT, Göttingen;
2. Vorsitzende: O. HECKER, Jena, geschäftsführender Vorsitzender, und
H. HERGESELL, Lindenberg.
- Schatzmeister: R. SCHÜTT, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.

Schriftleiter der Zeitschrift für Geophysik: G. ANGENHEISTER, Göttingen, Theaterplatz 6.

Weitere Vorstandsmitglieder:

A. DEFANT, Innsbruck; F. LINKE, Frankfurt a. M.; C. W. LUTZ, München; C. MACK,
Stuttgart-Hohenheim; AD. SCHMIDT, Potsdam; W. SCHWEYDAR, Potsdam.

Es wird gebeten, Änderungen der Anschrift dem geschäftsführenden Vorsitzenden
und der Schriftleitung mitzuteilen.

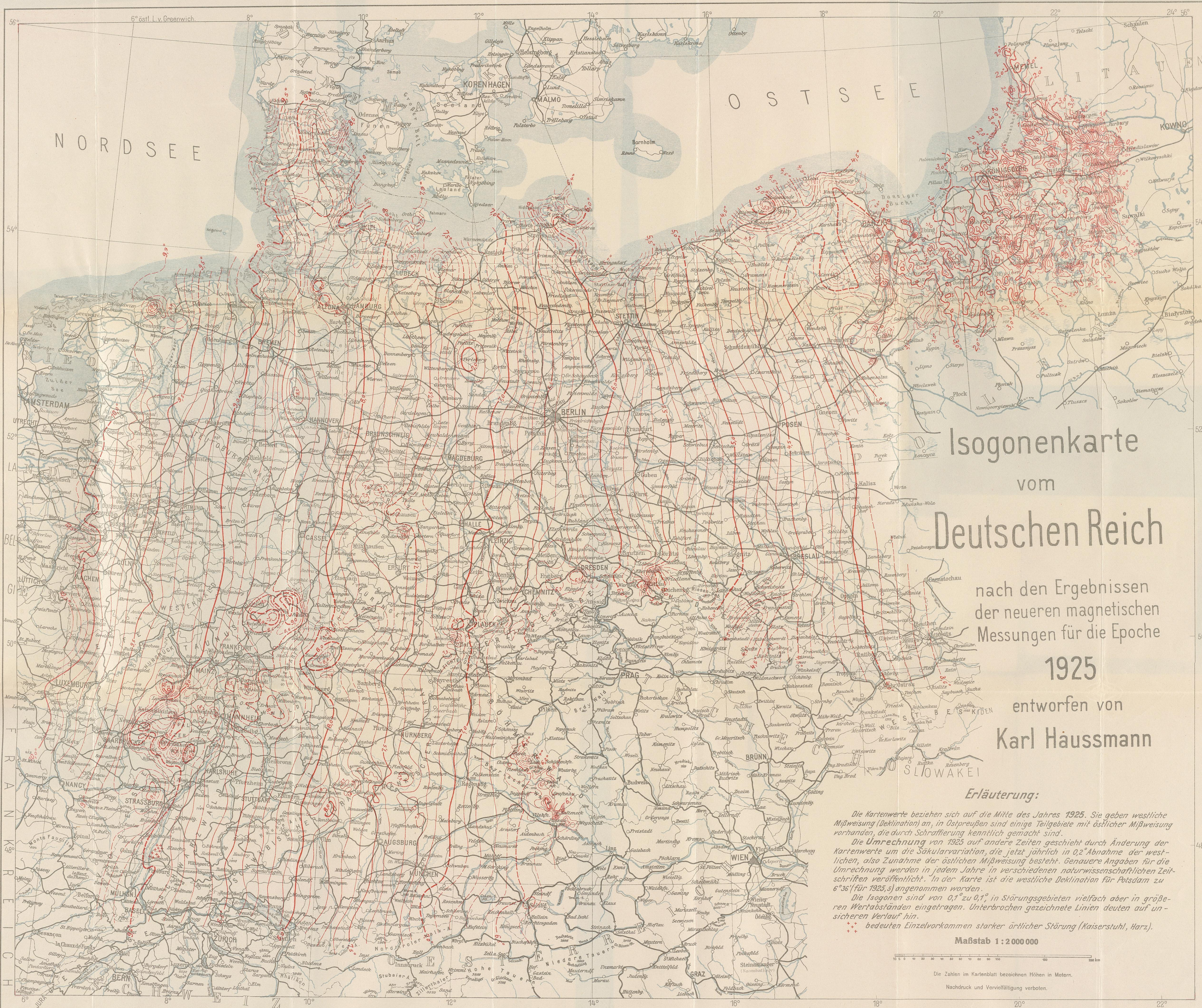
(Die mit * bezeichneten sind Gründer der Gesellschaft)

- *1. ALMSTEDT, KARL, Dr., Braunschweig, Bürgerstraße 18.
2. ANDRAN, E., Dr., Haag (Holland), Newhausstraße 4.
- *3. ANDRÉE, KARL, Prof. Dr., Vorst. d. Hauptstat. f. Erdbebenforschung d. Albertus-
Universität, Königsberg i. Pr., Lange Reihe 4.
- *4. ANGENHEISTER, G., Prof. Dr., Göttingen, Theaterplatz 6.
- *5. ANSEL, Prof. Dr., St. Georgen b. Freiburg i. Br.
6. BARTELS, JULIUS, Dr., Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.
7. BECK, FRANZ XAVER, Physiker, Freiburg i. Br., Herrenstraße 5.
8. BELAR, ALBIN, Prof., Direktor d. Observatoriums „Sir Humphry Davy“, Gorje-
bled (Jugoslawien).
9. BEMMELEN, VAN, Prof. Dr., Den Haag, Holland.
- *10. BERGER, RUD., Assistent am Geodatischen Institut Potsdam.
11. BERROTH, A., Dr., Observator am Geodatischen Institut Potsdam, Telegraphenberg.
12. BOKELER, Prof., Leiter der Erdbebenwarte Ravensburg.
13. BORN, A., Prof. Dr., Geologisches Institut, Frankfurt a. M.
14. BRAND, J., Bremen, Viktoriastraße 6.
15. BRINKMANN, R., Privatdozent Dr., Geolog. Institut Göttingen.
- *16. BURMEISTER, Dr., Assistent an d. Erdphysik. Warte b. d. Sternwarte München.
17. CONRAD, RICHARD, Dr., Freiburg i. Br., Baselerstraße 26¹¹ l.
18. CONRAD, V., Prof. Dr., Leiter d. Erdbebenwarte d. Zentralanstalt f. Meteorologie
und Geodynamik, Wien VI (Österreich), Mariahilferstraße 91.
19. DEFANT, A., Prof. Dr., Institut f. Kosmische Physik, Innsbruck, Schöpfstraße 41.
20. DERAGA, A., Observer. Geophysical Observatory Balboa, Orange County, California.
21. Dominion Observatory, Ottawa (Canada).

- *22. ERRULAT, Dr., Assistent a. d. Hauptstat. f. Erdbebenforschung, Königberg. i. Pr.
23. FONTSERÉ, EDUARDO, Prof. Dr., Direktor d. Seismischen Station d. Observatoriums Fabra, Barcelona (Spanien), C. Salmerón 11.
- *24. FRIEDLÄNDER, IMM., Dr., Direktor d. Vulkanologischen Instituts Neapel (Italien), Vomero, Via Lungia San Felice 60.
25. GALBAS, P. A., Dr., Berlin-Oberschöneweide, Schillerpromenade 12¹.
26. Geographisches Seminar der Universität Göttingen, Prinzenstraße.
27. Geophysikalisches Institut der Universität Göttingen, Herzbergerlandstraße 180.
28. Gesellschaft für praktische Geophysik, Freiburg i. Br., Fabrikstraße 15.
29. GEUSSENHAINER, Dr., Seismos Hannover, Gellertstraße 25 A.
30. Gewerkschaft FRIEDRICH THYSEN, Abt. M. B., Hamborn.
31. GOMEZ DE LLARENA, JOAQUIN, Prof. Dr., Direktor d. Real Instituto de Jovellanos, Gijón (Spanien).
32. GRENACHER, MAX, Dr., Freiburg i. Br., Lessingstraße 8.
33. GUNZBURGER, OTTO, Dr., Freiburg i. Br., Karthäuserstraße 26.
- *34. GUTENBERG, BENNO, Privatdozent Dr., Darmstadt, Mühlstraße 6.
35. HARTMANN, W., Dr., Taunusobservatorium, Post Königstein i. T.
- *36. HAUBOLD, Dr., Seismos Hannover, Gellertstraße 25 A.
37. Hauptstation für Erdbebenforschung, Königsberg i. Pr., Lange Reihe 4.
- *38. HECKER, OSKAR, Oberreg.-Rat Prof. Dr., Direktor d. Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, Villengang 3.
39. HEILAND, CARL, Dr., Berlin-Lichterfelde W, Manteuffelstraße 11¹.
40. HERGESELL, H., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Direktor d. Aeronautischen Observatoriums Lindenberg, Kreis Beeskow.
41. HOLST, HERBERT, Dr., Freiburg i. Br., Dreisamstraße 19.
42. HUBERT, F., Dr. Studienassessor, Assistent am Geophysik. Institut Göttingen, Obere Masch 4.
43. INGLADA, VICENTE, Prof. de la Escuela Superior de Guerra Madrid (Spanien).
44. Institut für Kosmische Physik der Universität Innsbruck, Schöpfstraße 41.
45. Institut für Meereskunde, Berlin NW, Georgenstraße 34—36.
46. Institut für Meteorologie u. Geophysik Frankfurt a. Main, Robert-Mayerstraße 2.
47. JENSEN, C., Prof. Dr., Techn. Staatslehranstalten Hamburg, Privatdozent an der Universität, Hamburg 30, Curschmannstraße 8.
48. JONGMANS, W., Dr., Directeur van het Geologisch Bureau voor het Nederlandsche Myngebied, Heerlen (Holland), Akerstraat 86.
49. KATZ, HEINRICH, Dipl.-Ing., Freiburg i. Br., Geasserstraße 18.
50. KAYSER, EMANUEL, Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., München, Giselastraße 29.
51. KLEINSCHMIDT, Prof. Dr., Direktor d. Meteorol. Abteilung d. Württ. Städtischen Landesamtes, Stuttgart.
52. KOHLSCHÜTTER, E., Geh. Rat Prof. Dr., Direktor d. Geodät. Instituts Potsdam, Telegraphenberg.
53. KOENIGSBERGER, J., Prof. Dr., Freiburg i. Br., Günterstalstraße 47.
54. KOSCHMIEDER, H., Dr., Assistent am Meteorol.-Geophysik. Institut Frankfurt a. M., Robert-Mayerstraße 2.
- *55. KOSSMAT, FRANZ, Geh. Bergrat Prof. Dr., Direktor d. Sächsischen Geolog. Landesuntersuchung, Leipzig, Talstraße 35.
56. KRENKEL, E., Prof. Dr., Leipzig, Ferdinand-Rhodestraße 7.
- *57. KRUMBACH, G., Reg.-Rat bei der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, Humboldtstraße 12.
58. LINKE, FRANZ, Prof. Dr., Leiter d. Meteorol.-Geophysik. Instituts Frankfurt a. M., Robert-Mayerstraße 2.
- *59. LOHR, Marckscheider, Vorst. d. Erdbebenwarte d. Westfäl. Berggewerkschaftskasse, Bochum, Kanalstraße 24.
60. LOOS, P. A., Dr., Godoy Cruz Prov. de Mendoza (Argentinien), Perito Moreno No. 1161.

61. LUTZ, C. W., Prof. Dr., Leiter d. Erdphysik. Warte b. d. Sternwarte München.
- *62. MACK, CARL, Prof. Dr., Vorst. d. Württ. Erdbebenwarte, Hohenheim.
63. MAINKA, CARL, Prof. Dr., Göttingen, Planckstraße V¹¹.
64. MEINARDUS, Prof. Dr., Direktor d. Geogr. Seminars Göttingen, Grüner Weg 2.
65. MEISSER, OTTO, Dr., Assistent an d. Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.
66. MEISSNER, OTTO, Preuß. Geodatisches Institut, Potsdam.
67. MERZ, A., Prof. Dr., Direktor d. Instituts f. Meereskunde, Berlin NW, Georgenstraße 34.
68. Meteorologisch-Magnetisches Observatorium Potsdam, Telegraphenberg.
69. MIHAILOVIĆ, J., Prof. Dr., Direktor d. Institutes Seismologique, Beograd, Tasmaidam, S. H. S.
70. MILCH, W., Dr., Frankfurt a. M., Robert-Mayerstraße 2.
- *71. MINTROP, L., Dr., Direktor d. Seismos, G. m. b. H., Hannover, Gellertstraße 25 A.
72. MUGGE, R., Dr., Göttingen, Wilhelm-Weberstraße 9.
73. NAVARRO-NEUMANN, MANUEL-MARIA, S. J., Dr., Direktor d. Seismischen Station Cartuja-Granada (Spanien).
74. NIPPOLDT, A., Prof. Dr., Potsdam, Weißenburgerstraße 31.
75. PILGRIM, LUDW., Prof. Dr., Meteorol. Abteilung d. Württ. Statistischen Landesamtes, Stuttgart, Urbanstraße 68.
- *76. POLIS, PETER, Prof. Dr., Direktor d. Meteorol. Observator. Aachen, Monheimsallee.
77. Preußisches Geodätisches Institut, Potsdam, Telegraphenberg.
78. QUERVAIN, A. DE, Prof. Dr., Vorst. d. Erdbebenwarte d. Schweiz. Meteorol. Zentralanstalt, Zurich.
79. REICH, HERMANN, Dr., Geologe an d. Preuß. Geolog. Landesanstalt Berlin.
80. Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.
81. RENQVIST, HENRIK, Dr., Abteilungsvorstand am Institut für Meeresforschung, Helsingfors (Finnland), Apollogatan 3.
82. RÉTHLY, ANTON, Prof. Dr., Budapest II (Ungarn), Margit-kört 60 IV. 3.
83. RÜTLINGER, GEORG, Dr., Assistent an d. Technischen Hochschule Darmstadt.
84. RIZZO, G. B., Prof. Dr., Direktor d. Osservatorio di Messina (Sizilien).
85. ROBITZSCH, M., Dr., Aeronautisches Observatorium Lindenberg.
86. ROESENER, FRIEDRICH, Studienrat Dr., Hannover, Ferdinandstraße 16¹¹.
87. ROLF, BRUNO, Meteorologiska Centralanstalten Stockholm (Schweden).
88. ROMBERG, A., Dr. Prof. d. Physik, Universität Austin, Texas U. S. A.
89. SCHMIDT, AD., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Vorsteher d. Meteorol.-Magn. Observatoriums Potsdam, Telegraphenberg.
- *90. SCHÜTT, R., Prof. Dr., Vorsteher d. Hauptstat. f. Erdbebenforschung am Physik. Staatsinstitut, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.
- *91. SCHWEYDAR, W., Prof. Dr., Abteilungsvorsteher am Preuß. Geodatischen Institut Potsdam.
92. SCHWINNER, ROBERT, Prof. Dr., Graz (Österreich), Harrachgasse 26.
93. SEIDLITZ, W. v., Prof. Dr., Geolog. Institut Jena, Reichardstieg 4.
94. SEISMOS, Ges. z. Erforschung von Gebirgsschichten und nutzbaren Lagerstätten Hannover, Gellertstraße 25 A.
- *95. SIEBERG, AUGUST, Prof. Dr., Reg.-Rat bei d. Reichsanstalt f. Erdbebenforschung, Jena, Schützenstraße 17.
96. SIEMENS & HALSKE, Zentralstelle f. wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten des SIEMENS-Konzerns, Siemensstadt bei Berlin.
97. SPITALER, R., Prof. Dr., Vorstand d. Institutes f. kosmische Physik d. Deutschen Universität Prag II, Vinicna 3.
98. STEKLOFF, W., Prof. Dr., Vizepräsident d. Akademie d. Wissenschaft. v. Rußland, Direktor d. Physiko-Mathemat. Instituts, Leningrad (Rußland).
99. STILLE, H., Prof. Dr., Direktor d. Geolog. Instituts d. Universität Göttingen, Herzbergerlandstraße 55.

100. STINY, J., Prof. Dr., Höhere Forstlehranstalt, Bruck a. d. Mur (Österreich).
101. STRAUBEL, R., Prof. Dr., Geschäftsleiter d. Zeißwerkes Jena, Botzstraße 10.
102. STÜVE, G., Dr., Geophysik. Institut, Frankfurt a. M., Robert-Mayerstraße 2.
103. TAMMANN, G., Geh. Rat Prof. Dr., Dr. ing. h. c., Direktor d. Chem.-Phys. Institut Göttingen, Bürgerstraße 50.
- *104. TAMS, ERNST, Privatdozent Prof. Dr., Ständiger Mitarbeiter an d. Hauptstat. f. Erdbebenforschung, Hamburg 36, Jungiusstraße 9.
105. Taunusobservatorium, Post Königstein im Taunus.
106. TETENS, O., Prof. Dr., Lindenberg, Kreis Breskow.
107. TOPIÑO, LUIS G., Direktor d. Obs. Astronomico y Meteorologico Quito (Ecuador).
108. TORALLAS, EDUARDO, Ingeniero Geografo Instituto Geografico, Madrid (Spanien).
109. TRAPPE, FR., Dr., Assistent am Geophysik. Institut Göttingen Herzbergerlandstraße 59.
- *110. WAGNER, Studienrat, Frankfurt a. M., Ginnheimerlandstraße 196.
111. WEICKMANN, L., Prof. Dr., Vorst. d. Erdbebenwarte d. Universität Leipzig, Talstraße 33.
- *112. WIECHERT, E., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Direktor d. Geophysik. Instituts d. Universität Göttingen, Herzbergerlandstraße 180.
113. WILIP, Prof., Physik. Institut d. Universität Dorpat (Estland).
114. WILSKI, P., Prof. Dr., Vorst. d. Erdbebenwarte d. Technischen Hochschule Aachen, Ronheiderweg 32.
115. WOLF, M., Geh. Hofrat Prof. Dr., Vorst. d. Bad. Landessternwarte Heidelberg-Königstuhl.
116. WÜST, Assistent am Institut f. Meereskunde, Generalsekretär d. Ges. f. Erdkunde Berlin NW., Georgenstraße 34—36.
- *117. ZEISSIG, C., Prof. Dr., Vorst. d. Seismischen Stat. Darmstadt-Jugenheim.
118. ZOTZ, LOTHAR, Dr., Freiburg i. Br., Runzstraße 50.



Isogonenkarte vom Deutschen Reich

nach den Ergebnissen
der neueren magnetischen
Messungen für die Epoche
1925

entworfen von
Karl Haussmann

Erläuterung:

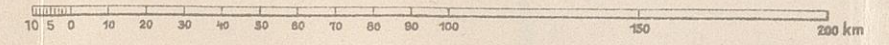
Die Kartenwerte beziehen sich auf die Mitte des Jahres 1925. Sie geben westliche Mißweisung (Deklination) an, in Ostpreußen sind einige Teilgebiete mit östlicher Mißweisung vorhanden, die durch Schraffierung kenntlich gemacht sind.

Die Umrechnung von 1925 auf andere Zeiten geschieht durch Änderung der Kartenwerte um die Säkularvariation, die jetzt jährlich in 0,2° Abnahme der westlichen, also Zunahme der östlichen Mißweisung besteht. Genauere Angaben für die Umrechnung werden in jedem Jahre in verschiedenen naturwissenschaftlichen Zeitschriften veröffentlicht. In der Karte ist die westliche Deklination für Potsdam zu 6°36' für 1925,5 angenommen worden.

Die Isogonen sind von 0,1° zu 0,1° in Störungsgebieten vielfach aber in größeren Wertabständen eingetragen. Unterbrochen gezeichnete Linien deuten auf unsicheren Verlauf hin.

••• bedeuten Einzelvorkommen starker örtlicher Störung (Kaiserstuhl, Harz).

Maßstab 1 : 2 000 000



Die Zahlen im Kartenblatt bezeichnen Höhen in Metern.

Nachdruck und Vervielfältigung verboten.

Hergestellt von der Reichskartenstelle des Reichsamts für Landesaufnahme, Berlin 1925.

Kommissionsverlag: Robert Kiepert, Charlottenburg 2.

3rd Edition Geograph. Jg. 1924

Entfernungsberechnungen von Orten auf der Erde bei kleineren Abständen.

Von E. Wiechert.

Im folgenden sollen bequeme Näherungsformeln angegeben werden, um für geophysikalische Zwecke Abstände von Orten auf der Erde bis zu einigen hundert Kilometern zu berechnen, wenn die geographischen Koordinaten vorgegeben sind. Der verhältnißliche Fehler der Formeln wächst proportional dem Quadrat des Abstandes. Es wird erreicht, daß er bis 55° Breite bei 660 km Abstand $\frac{1}{1000}$ des Wertes nicht überschreitet.

§ 1. Bezeichnungen; Grundlegendes. Mit J. F. Hayford (1909) setzen wir:

$$a = 6378.388 \text{ km}; \quad a = \frac{1}{296.96}; \quad e^2 = \frac{1}{148.73} \dots (1)$$

Es bezeichnet a die äquatoriale, c die polare Halbachse, a die Abplattung, e die Exzentrizität:

$$a = \frac{a-c}{a}; \quad e^2 = \frac{a^2 - c^2}{a^2} \dots (2)$$

Der von F. R. Helmert aus Schwerkräftmessungen abgeleitete Wert $a = 1/296.7$ ist vielleicht besser als der Hayfordsche, doch kommt der Unterschied für uns nicht in Betracht.

B_1, B_2, L_1, L_2 geben in den Formeln die geographischen Breiten und Längen in Bogenmaß an. Mit $(B_2 - B_1)_s$ und $(L_2 - L_1)_s$ werden lineare Strecken bezeichnet werden, welche sich bei vorgegebenen Radien den Zentriwinkeln $B_2 - B_1, L_2 - L_1$ zuordnen. Dabei werden wir für $(B_2 - B_1)_s$ den Krümmungsradius der Erdoberfläche unter 45° Breite im Meridian, für $(L_2 - L_1)_s$ den Krümmungsradius ebenda senkrecht zum Meridian wählen. Es ist besonders zu beachten, daß bei dieser Festsetzung nicht nur für $(B_1 - B_1)_s$, sondern auch für $(L_2 - L_1)_s$ zu je 1° der Winkeldifferenz etwa 111 km gehören. — s bedeutet den linearen (geodätischen) Abstand der Orte B_1, L_1, B_2, L_2 , gemessen längs der Erdoberfläche.

Unter β wird die sogenannte reduzierte Breite verstanden werden. Man denke sich um den Erdmittelpunkt zwei Kugeln mit den Radien a und c gelegt und vom Erdmittelpunkt aus einen Radiusvektor unter dem Winkel β gegen die Äquatorebene gezogen. Wird dann durch den Schnittpunkt des Radiusvektors mit der Kugel (a) das Lot auf die Äquatorebene und durch den Schnittpunkt

mit der Kugel (*c*) das Lot auf die Erdachse gefällt, so schneiden sich die beiden Lote in jenem Punkte der Erdoberfläche, dem β zugeordnet wird. Es ist

$$\sin \beta = \frac{\sqrt{1 - e^2 \sin B}}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 B}}, \quad \cos \beta = \frac{\cos B}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 B}} \quad \dots \quad (3)$$

$$\sin(\beta_2 - \beta_1) = \frac{\sqrt{1 - e^2 \sin(B_2 - B_1)}}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 B_2} \sqrt{1 - e^2 \sin^2 B_1}} \quad \dots \quad (4)$$

$$1 - e^2 \cos^2 \beta = \frac{1 - e^2}{1 - e^2 \sin^2 B} \quad \dots \quad (5)$$

Der Abstand *x* eines Punktes auf der Erdoberfläche mit der Breite β von der Erdachse und der Abstand *z* von der Äquatorebene sind gegeben durch

$$x = a \cos \beta, \quad z = c \sin \beta \quad \dots \quad (6)$$

In diesen einfachen Beziehungen liegt die Bedeutung der reduzierten Breite für die theoretischen Untersuchungen.

§ 2. Ableitung der Rechenformeln für die Entfernung. Der pythagoreische Lehrsatz ergibt mittels der Formeln (6) für den Sehnenabstand der beiden Punkte:

$$(\text{Sehne})^2 = a^2 \left(1 - e^2 \cos^2 \frac{\beta_2 + \beta_1}{2} \right) 4 \sin^2 \frac{\beta_2 - \beta_1}{2} + a^2 \cos \beta_2 \cos \beta_1 4 \sin^2 \frac{L_2 - L_1}{2}. \quad (7)$$

Ist *r* der Krümmungsradius der Oberfläche dort, wo die Sehne liegt, so kann bis auf Glieder höherer Ordnung in (7)

$$(\text{Sehne})^2 = 4 r^2 \sin^2 \frac{s}{2r} \quad \dots \quad (8)$$

geschrieben werden. Werden nun die Sinus

$$\sin(s/2r), \quad \sin(\beta_2 - \beta_1)/2, \quad \sin(L_2 - L_1)/2$$

durch die Bogen ersetzt, so geht (7) über in

$$s^2 = b^2 + l^2 \quad \dots \quad (9)$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} b &= a \sqrt{1 - e^2 \cos^2 \frac{\beta_2 + \beta_1}{2}} (\beta_2 - \beta_1); \\ l &= \sqrt{\cos \beta_2 \cos \beta_1} a (L_2 - L_1); \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (10)$$

(9) werde ich weiterhin die „Pythagorasformel“ für den Abstand *s* nennen.

Diese Formel ist nicht genau, sondern nur näherungsweise richtig. Ihre Fehler müssen wir abschätzen. Es ist bis auf Glieder höherer Ordnung

$$\sin \alpha = \alpha \left(1 - \frac{1}{6} \alpha^2 \right) \quad \dots \quad (11)$$

r liegt in der Nähe von *a*, für *s* = 660 km ist also $s/2r =$ etwa $1/20$. (11) lehrt, daß die Vertauschung von Sinus und Winkel dann für *s* einen Fehler von etwa $1/6 \cdot 20 \cdot 20 = 1/2400$ des Wertes bedingt. Entgegengesetzte Fehler entstehen rechts in (7). Am stärksten kann $(L_2 - L_1)$ wirken; wenn die Breite 55° erreicht wird ($\cos 55^\circ =$ etwa $1/\sqrt{3}$), kann $L_2 - L_1$ etwa $\sqrt{3}$ mal so groß werden als s/r und

also eine dreifache Wirkung ausüben. So ergibt die Pythagorasformel einen verhältnlichen Fehler proportional mit s^2 , der bei 55° Breite bis $s = 660$ km höchstens etwa $\frac{1}{1000}$ erreicht. — Die Umformungen der Werte für b und l , welche wir weiter vornehmen werden, um von der reduzierten Breite zur geographischen überzugehen, haben eine nicht merklich in Betracht kommende Verschlechterung der Genauigkeit zur Folge.

Wir beginnen mit der Umformung von b , uns gegeben durch (10). Werden in (4) die Sinus der Winkeldifferenzen durch die Winkel ersetzt, so entsteht

$$\beta_2 - \beta_1 = \frac{\sqrt{1 - e^2(B_2 - B_1)}}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 B_2} \sqrt{1 - e^2 \sin^2 B_1}} \dots \dots \dots (12)$$

Die verhältnliche Umänderung der linken Seite ist dabei nach (11) $(\beta_2 - \beta_1)^2/6$, die der rechten Seite $(B_2 - B_1)^2/6$. Nehmen wir entsprechend einem Abstand von 660 km als Höchstwert von $B_2 - B_1$ den Betrag 6° an, so wäre $(B_2 - B_1)^2/6 = \frac{1}{600}$. Nach (12) sind $\beta_2 - \beta_1$ und $B_2 - B_1$ höchstens um $\frac{1}{300}$, also $(\beta_2 - \beta_1)^2$ und $(B_2 - B_1)^2$ höchstens um $\frac{1}{150}$ voneinander verschieden. So heben sich beim Übergang von (4) zu (12) die Fehler rechts und links bis auf weniger als 1 Proz., d. h. bis auf weniger als $\frac{1}{60000}$ auf. Hiernach erscheint (12) für uns gleichwertig mit (4). — Es ist

$$\left. \begin{aligned} (1 - e^2 \sin^2 B_2)(1 - e^2 \sin^2 B_1) &= \left(1 - e^2 \sin^2 \frac{B_2 + B_1}{2}\right)^2 - 2e^2 \cos \\ (B_2 + B_1) \sin^2 \frac{B_2 - B_1}{2} - 2e^4 \sin^2 \frac{B_2 + B_1}{2} \sin^2 \frac{B_2 - B_1}{2} + e^4 \sin^4 \frac{B_2 - B_1}{2} & \end{aligned} \right\} (13)$$

Bedenkt man, daß $B_2 - B_1$ höchstens entsprechend 660 km den Wert $\frac{1}{10}$ erhält, so folgt, daß bis auf $\frac{1}{60000}$

$$\sqrt{1 - e^2 \sin^2 B_2} \sqrt{1 - e^2 \sin^2 B_1} = 1 - e^2 \sin^2 \frac{B_2 + B_1}{2} \dots \dots (14)$$

ist. So können wir denn nun an Stelle von (12) schreiben

$$\beta_2 - \beta_1 = \frac{\sqrt{1 - e^2(B_2 - B_1)}}{1 - e^2 \sin^2 \frac{B_2 + B_1}{2}} \dots \dots \dots (15)$$

Nach (5) ist

$$\sqrt{1 - e^2 \cos^2 \frac{\beta_2 + \beta_1}{2}} = \frac{\sqrt{1 - e^2}}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 B}}$$

wobei B den zu $(\beta_2 + \beta_1)/2$ gehörigen Wert bezeichnet. B und β unterscheiden sich allgemein höchstens um etwa $\frac{1}{10}$ Grad; selbst eine Änderung von B um 1° ändert $\sqrt{1 - e^2 \sin^2 B}$ höchstens um etwa $\frac{1}{20000}$. Wir können also schreiben

$$\sqrt{1 - e^2 \cos^2 \frac{\beta_2 + \beta_1}{2}} = \frac{\sqrt{1 - e^2}}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \frac{B_2 + B_1}{2}}} \dots \dots \dots (16)$$

(15) und (16) zusammen, sowie eine kleine Umstellung, verwandeln die erste der Gleichungen (10) in

$$b = a \frac{(1 - e^2)(B_2 - B_1)}{\sqrt{1 - \frac{e^2}{2} + \frac{e^2}{2} \cos(B_2 + B_1)}} \dots \dots \dots (17)$$

Für die zweite der Gleichungen (10) ergibt (3) unter Rücksicht auf (14) entsprechend

$$l = a \frac{\sqrt{\cos B_2 \cos B_1} (L_2 - L_1)}{\sqrt{1 - \frac{e^2}{2} + \frac{e^2}{2} \cos(B_2 + B_1)}} \dots \dots \dots (18)$$

In den Formeln (17) und (18) spiegelt sich der Umstand wieder, daß, wie bekannt, die Krümmungsradien r_m und r_n im Meridian und senkrecht dazu für die Erdoberfläche gegeben sind durch

$$r_m = \frac{a(1 - e^2)}{\sqrt{1 - \frac{e^2}{2} + \frac{e^2}{2} \cos 2B}}; \quad r_n = \frac{a}{\sqrt{1 - \frac{e^2}{2} + \frac{e^2}{2} \cos 2B}} \dots \dots (19)$$

Für praktische Rechnungen wären die Formeln (17) und (18) in Verbindung mit der Pythagorasformel (9) höchst unbequem, wenn man sie direkt verwenden wollte. Da helfen Reihenentwicklungen. Bis auf Glieder höherer Ordnung folgt:

$$\left. \begin{aligned} b &= r_m^{(45)} (B_2 - B_1) \left(1 + \frac{15 e^2}{16 \cdot 4} - \frac{3 e^2}{2 \cdot 2 - e^2} \cos 2B + \frac{15 e^4}{16 \cdot 4} \cos 4B \right), \\ l &= r_n^{(45)} \sqrt{\cos B_2 \cos B_1} (L_2 - L_1) \left(1 + \frac{3 e^4}{16 \cdot 4} - \frac{1}{2} \frac{e^2}{2 - e^2} \cos 2B \right. \\ &\quad \left. + \frac{3 e^4}{16 \cdot 4} \cos 4B \right), \quad B = \frac{B_2 + B_1}{2}. \end{aligned} \right\} (20)$$

Dabei sind

$$\left. \begin{aligned} r_m^{(45)} &= \frac{a(1 - e^2)}{\sqrt{1 - \frac{e^2}{2}}} = a \left(1 - \frac{e^2}{4} - \frac{9 e^4}{8 \cdot 4} \right) = 6367.59 \text{ km}, \\ r_n^{(45)} &= \frac{a}{\sqrt{1 - \frac{e^2}{2}}} = a \left(1 + \frac{e^2}{4} + \frac{3 e^4}{8 \cdot 4} \right) = 6389.13 \text{ km} \end{aligned} \right\} \dots \dots (21)$$

die Krümmungsradien im Meridian und senkrecht dazu unter 45° Breite. — Die Formeln (20) zeigen, daß es bei der von uns verlangten Genauigkeit genügt, zu setzen:

$$\left. \begin{aligned} b &= r_m^{(45)} (B_2 - B_1) \left(1 - 3 \frac{e^2}{4} \cos(B_2 + B_1) \right), \\ l &= \sqrt{\cos B_2 \cos B_1} r_n^{(45)} (L_2 - L_1) \left(1 - \frac{e^2}{4} \cos(B_2 + B_1) \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots (22)$$

§ 3. Rüstzeug für die Rechnungen. Gemäß (22) ordnen wir den Winkeln $B_2 - B_1$ die linearen Längen $(B_2 - B_1)_s = r_m^{(45)} (B_2 - B_1)$ zu, wobei $r_m^{(45)} = 6367.59$ km den Meridiankrümmungsradius unter 45° Breite bedeutet. Es folgt für Bogenminuten- und Gradanteile von $B_2 - B_1$:

Anteile von $(B_2 - B_1)_s$ in Kilometern.

$B_2 - B_1$	+0'	+1'	+2'	+3'	+4'	+5'	+6'	+7'	+8'	+9'	+10'
0'	0.00	1.85	3.70	5.56	7.41	9.26	11.11	12.97	14.82	16.67	18.52
10'	18.52	20.37	22.23	24.08	25.93	27.78	29.64	31.49	33.34	35.19	37.05
20'	37.05	38.90	40.75	42.60	44.45	46.31	48.16	50.01	51.86	53.72	55.57
30'	55.57	57.42	59.27	61.12	62.98	64.83	66.68	68.53	70.39	72.24	74.09
40'	74.09	75.94	77.79	79.65	81.50	83.35	85.20	87.06	88.91	90.76	92.61
50'	92.61	94.47	96.32	98.17	100.02	101.87	103.73	105.58	107.43	109.28	111.14
$B_2 - B_1 =$	1 ⁰		2 ⁰		3 ⁰		4 ⁰		5 ⁰		6 ⁰
$(B_2 - B_1)_s =$	111.14		222.27		333.41		444.54		555.68		666.81

Ebenso werden gemäß (22) den Winkeln $L_2 - L_1$ die linearen Längen $(L_2 - L_1)_s = r_n^{(45)} (L_2 - L_1)$ zugeordnet, wobei $r_n^{(45)} = 6389.13$ km den Krümmungsradius quer zum Meridian in 45° Breite bedeutet. Es folgt:

Anteile von $(L_2 - L_1)_s$ in Kilometern.

$L_2 - L_1$	+0'	+1'	+2'	+3'	+4'	+5'	+6'	+7'	+8'	+9'	+10'
0'	0.00	1.86	3.72	5.58	7.43	9.29	11.15	13.01	14.87	16.73	18.59
10'	18.59	20.44	22.30	24.16	26.02	27.88	29.74	31.59	33.45	35.31	37.17
20'	37.17	39.03	40.89	42.75	44.60	46.46	48.32	50.18	52.04	53.90	55.76
30'	55.76	57.61	59.47	61.33	63.19	65.05	66.91	68.77	70.62	72.48	74.34
40'	74.34	76.20	78.06	79.92	81.77	83.63	85.49	87.35	89.21	91.07	92.93
50'	92.93	94.78	96.64	98.50	100.36	102.22	104.08	105.94	107.79	109.65	111.51
$L_2 - L_1 =$	1 ⁰		2 ⁰		3 ⁰		4 ⁰		5 ⁰		6 ⁰
$(L_2 - L_1)_s =$	111.51		223.02		334.53		446.04		557.56		669.07

Die Anteile von $(B_2 - B_1)_s$ und $(L_2 - L_1)_s$, die zu Bruchteilen der Minuten (Zehntel eventuell auch Hundertstel) gehören, kann man ohne weiteres den ersten Reihen der Tabellen für Bogenminuten entnehmen.

Die Entfernung s der Orte B_1, L_1, B_2, L_2 ergibt sich durch die Pythagorasformel

$$s^2 = b^2 + l^2 \dots \dots \dots (23)$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} b &= (B_2 - B_1)_s + \frac{(B_2 - B_1)_s}{200} \sin(B_2 + B_1 - 90^\circ), \\ l &= \sqrt{\cos B_2 \cos B_1} (L_2 - L_1)_s + \frac{\sqrt{\cos B_2 \cos B_1} (L_2 - L_1)_s}{600} \sin(B_2 + B_1 - 90^\circ). \end{aligned} \right\} (24)$$

Es sind dies mit geringen Umandierungen die Formeln (22); dabei wurde e^2 durch $\frac{1}{150}$ ersetzt, was erlaubt ist. Bei der Kleinheit der „Korrektur“, die in (24) durch die letzten Glieder dargestellt wird, genügt es durchaus, beim Aufsuchen des Sinus den Winkel $B_2 + B_1$ auf Grad abzurunden. In gleicher Weise genügt es für l , bei dem Aufsuchen von $\cos B_2$ und $\cos B_1$ die Winkel auf ganze Minuten abzurunden.

Wer Rechenmaschine und Quadratzahlentafeln (z. B. F. G. Gauß, Fünfstellige Tafeln für Maschinenrechnen, Halle a. S., Verlag E. Strien, 1901) benutzt, wird die Formeln (24) quadriert anwenden:

$$\left. \begin{aligned} b^2 &= (B_2 - B_1)_s^2 + \frac{(B_2 - B_1)_s^2}{100} \sin(B_2 + B_1 - 90^\circ), \\ l^2 &= \cos B_2 \cos B_1 (L_2 - L_1)_s^2 + \frac{\cos B_2 \cos B_1 (L_2 - L_1)_s^2}{300} \sin(B_2 + B_1 - 90^\circ). \end{aligned} \right\} (25)$$

Um das Schreiben zu vieler Ziffern zu vermeiden, ist es nützlich, 100 oder 10 km als Längeneinheit zu wählen. — Bei logarithmischer Rechnung empfiehlt es sich, (24) zu ersetzen durch die für dekadische Logarithmen gültigen Formeln

$$\left. \begin{aligned} \log b &= \log (B_2 - B_1)_s + 0.0022 \sin(B_2 + B_1 - 90^\circ), \\ \log l &= \log (\sqrt{\cos B_2 \cos B_1 (L_2 - L_1)_s}) + 0.0007 \sin(B_2 + B_1 - 90^\circ). \end{aligned} \right\} (26)$$

Führt man dann durch

$$\operatorname{tg} q = \frac{l}{b} \dots \dots \dots (27)$$

die Hilfsgröße q ein, so ergibt sich s mittels

$$s = \frac{b}{\cos q} = \frac{l}{\sin q} \dots \dots \dots (28)$$

Hier ist die Verwendung von $b/\cos q$ oder $l/\sin q$ zu vermeiden, wenn b oder l sehr klein ist. — Die genaueren Werte der Zahlenfaktoren in den Korrekturen von (26) sind 0.002 17 und 0.000 72. Eine Einheit in der vierten Stelle der Logarithmen bedeutet $1/4348$. Man wird die fünfte Stelle also meist gar nicht oder doch nur in Annäherung zu berücksichtigen brauchen.

Der verhältnliche Fehler unserer Formeln darf — abgesehen von der eben besprochenen kleinen Ungenauigkeit der Korrekturen in (26) — proportional mit dem Quadrat des Abstandes angenommen werden. Der für sich genommene maximale Fehler wächst demgemäß proportional mit der dritten Potenz des Abstandes. Bei 660 km erreicht der verhältnliche Fehler höchstens $1/1000$, der für sich genommene Fehler höchstens etwa $2/3$ km. Dies gilt bis 55° Breite, bei 60° Breite sind die möglichen Fehler $3/2$ mal so groß.

Die neue Iseisenkarte des mitteldeutschen Erdbebens vom 6. März 1872.

Von Prof. Dr. J. Gómez de Llarena, Gijón — (Mit einer Abbildung.)

Das Epizentrum des sehr heftigen mitteleuropäischen Erdbebens vom 6. März 1872 legte v. Seebach auf Grund einer Bearbeitung nach der Homoseisenmethode nach Gehren (Thüringer Wald). Die wesentlich sicherere Iseisenmethode ergibt dagegen, wie nachstehend gezeigt wird, als Epizentrum das Bruchfeld von Posterstein bei Gera.

Für eine Reihe bedeutungsvoller Erdbeben, die in Deutschland während der zweiten Hälfte des verflossenen Jahrhunderts aufgetreten sind, liegen ausführliche monographische Bearbeitungen vor. So verdienstlich sie für ihre Zeit auch

gewesen sind, so sind doch manche der darin angewandten Arbeitsmethoden verfehlt und infolgedessen die damit erzielten Ergebnisse unhaltbar. Da diese Untersuchungen glücklicherweise das gesamte Beobachtungsmaterial abgedruckt bringen, „um sie späteren Zeiten zugänglich zu machen, die mit schärferen Waffen an deren Sichtung und Verwertung herantreten werden“, ermöglichen sie erneute Bearbeitung nach modernen Gesichtspunkten. Herr Prof. Sieberg hat solche Neubearbeitungen in Angriff genommen und mich zu derjenigen des vorliegenden Bebens angeregt.

Das ursprünglich von Karl v. Seebach*) eingehendst untersuchte Beben vom 6. März 1872 ist das einzige mit erheblicher Stärke und großem Schüttergebiet, das bisher aus Mitteldeutschland überhaupt bekannt ist und deshalb von ganz besonderer Bedeutung. Sein Schüttergebiet läßt sich verfolgen von Braunschweig im Norden bis Hechingen und Passau im Süden, sowie von Heidelberg-Marburg im Westen bis Breslau im Osten; die entsprechenden Achsen des Schüttergebietes haben Längen von rund 500 km und 650 km. Das Epizentrum hatte v. Seebach, trotzdem er eine nach damaliger Gepflogenheit sehr schematisch gehaltene Isoleistenkarte entwarf, mit Hilfe von Homoleisten, also aus Linien gleicher Stoßzeit bestimmt. Diese Methode ist erfahrungsgemäß aus rein praktischen Gründen für makroseismische Beobachtungen ganz unbrauchbar, und selbst v. Seebach mußte feststellen, daß „die gesammelten Nachrichten gerade nach dieser Seite hin (genaue Bestimmung der Zeit) sehr dürftig waren und ein wahrhaft betrübendes Zeugnis ablegen für die geringe Befähigung des sogen. gebildeten deutschen Publikums zur Anstellung exakter Beobachtungen“. So sind wir uns heutzutage auch durchaus klar darüber, daß wir in den weitaus meisten Fällen nicht einmal die Minute genau erhalten und Zeitfehler von vielen Minuten etwas ganz normales sind. Dementsprechend kam denn auch, wie nicht anders zu erwarten war, bei v. Seebach ein ganz falsches Bild für die Lage des Epizentrums zustande, trotzdem er viel Fleiß und Scharfsinn auf die Gewinnung brauchbarer Zeitangaben unter Hinzuziehung derjenigen von Telegraphenämtern verwandt hatte. Er verlegte das Epizentrum in die Nähe von Amt Gehren (unweit von Ilmenau) auf den Westabbruch des Thüringerwaldhorstes, das ist 90 km vom wirklichen Epizentrum, seinem „pleistoleisten Gürtel“ entfernt. Das auch ihm zunächst unerwartete Ergebnis, daß die pleistoleiste Zone in so großem Abstand vom Epizentrum liegen sollte, sucht er durch theoretische Überlegungen zu erklären, die nur noch historisches Interesse haben.

Die vorliegende Untersuchung stützt sich auf das von K. v. Seebach abgedruckte Beobachtungsmaterial von 324 Ortschaften. Dieses Material wurde zur Konstruktion von neuen Isoleisten verwendet, und zwar nach der von Sieberg und Lais entwickelten Methode**), die letzten Endes darin besteht, daß man die Bebenstärken genau so benutzt wie sie gefunden werden. Auf diese Weise entstehen statt der schematischen Kurvenzüge recht unregelmäßig gestaltete und zerlappte isoleiste Flächen mit Kernen höherer und Inseln niederer

*) K. v. Seebach „Das mitteldeutsche Erdbeben vom 6. März 1872. Ein Beitrag zu der Lehre von den Erdbeben“. Mit 2 Karten und 3 Tafeln. Leipzig 1873

**) Vgl. diese Zeitschr. Heft 1/2, S. 22 nebst der zugehörigen Karte.

Bebenstärken, die mit der Gesteinsbeschaffenheit und der Tektonik des Schüttergebietes in ursächlichem Zusammenhang stehen. Zwar treten im vorliegenden Falle wegen der kleinen Anzahl von Beobachtungsorten die Beziehungen zwischen der örtlichen Bebenstärke und den Untergrundverhältnissen nicht so klar zutage wie etwa bei Sieberg und Lais*), die sich auf rund 6000 Orte stützen konnten; aber immerhin lassen sich manche in deren Arbeit gefundene Einzelheiten auch in der vorliegenden Isoseistenkarte wieder erkennen, z. B. das Endigen des Schüttergebietes am Ostabbruch des Rheinischen Schiefergebirges gegen die Hessische Senke, das Hervortreten von Göttinger Graben und Prager Bruchfeld usw.

Das Epizentralgebiet unseres Bebens fällt, wie bereits gesagt wurde, mit dem von K. v. Seebach gefundenen „pleistoseisten Gurtel“ nahe dem Südostrande des Thüringer Beckens gegen die Leipziger Bucht zusammen. Darin liegen die drei Ortschaften Schmölln, Gößnitz und Posterstein, in denen der 8. Grad der Mercalli-Siebergkala erreicht wurde. Die 7. Gradisoseiste umschließt die Ortschaften Waldenburg, Niederwinkel, Glauchau, Crimmitschau, Werdau, Elsterberg, Greiz, Crouschwitz, Gera, Nöbdenitz und Altenburg. Überall hier gab es erhebliche Gebäudebeschädigungen, zahlreich stürzten die Schornsteine herab, und in vielen Mauern entstanden Spalten und Risse. In Posterstein löste sich ein Felsblock aus Grauwackeschiefer vom Berghang ab und die Gerölle rutschten herunter.

Die geschlossene Zone 6. Grades reicht vom Vogtländischen Bruchfeld weit in das Thüringer Becken hinein bis in die Gegend zwischen Weimar und Erfurt, wohin sie durch den Ilmtalgraben vorgezogen worden ist. Außerhalb dieser Hauptzone liegen noch einige kleine Kerne gleichen Stärkegrades weithin verstreut, deren geologische Deutung nicht immer gelingt. Durch einen Rücken von 6° ist auch der Ostabbruch des Thüringer Waldes bei Ilmenau gekennzeichnet während das Rotliegende und die Eruptiva im Innern dieses Gebirges nur den 4. Stärkegrad aufweisen. Auffällig ist besonders das Auftreten von Kernen 6. Grades im Verlauf der Elbe zwischen Meißen und Wittenberg, während im Gebiet zwischen Leipzig—Chemnitz—Dresden, wo das Kristallin nur stellenweise von dünner Diluvialdecke verhüllt ist, die Bebenstärke auf $\leq 4^{\circ}$ zurückgeht.

Weit ausgedehnt ist die Fläche mit der Bebenstärke 5°. Ihre Ausläufer im Westen und Osten fallen mit Bruchzonen zusammen und sind dadurch erklärt. Östlich von Magdeburg entspricht ihre Grenze ungefähr der Linie, auf der im Untergrund der Leipziger Bucht das Paläozoikum zu großen Teufen abbricht. Am gefalteten Paläozoikum des Harzes macht sie Halt, ebenso an der Böhmischem Masse.

Bei der Grenziseiste des makroseismischen Schüttergebietes fällt der westliche Abschnitt auf, weil hier auf weite Strecken hin der Verlauf durch die Bruchtektonik vorgeschrieben wird. Auf diesen Bruchen ist anscheinend die erheblich zurückgegangene seismische Energie noch einmal so verstärkt worden, daß sie für den Menschen fühlbar wurde. Die Zunge Regensburg—Straubing—Passau scheint auf kombinierter Wirkung vom Abbruch des Bayerischen Waldes und von den Alluvionen des Donaulaufes zu beruhen.

*) A. Sieberg und R. Lais: »Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911. Bearbeitung der makroseismischen Beobachtungen«. Veröffentl. d. Reichsanstalt f. Erdbebenforschung in Jena, Heft 4, 1925. Herausgegeben von O. Hecker.

Die Geologie des pleistoseisten Gebietes gibt uns einige Fingerzeige für die Entstehung des Bebens. Hier haben wir es mit einer Scholle verschiedener Schichtpakete des Paläozoikums (Cambrium, Silur, Rotliegendes) zu tun, die in der Verlängerung der großen Finnestörung von zwei NW—SO streichenden Verwerfungen begrenzt ist. Nach Liebe*) sind „vorzugsweise wirksam zwei parallele, ungefähr von Nordwest nach Südost streichende Verwerfer, zu denen sich aber noch ein ziemlich südlich gerichteter und eine Anzahl kleiner, weniger bedeutender gesellen. Hier war es auch, wo die Erdbebenwelle vom 6. März 1872 . . . die stärkste Wirkung hatte“. Diese Scholle, die wir als das Bruchfeld von Posterstein bezeichnen wollen, ist also wieder in sich zerstückelt, und zwar besonders kraftig in der Gegend der mit am stärksten erschütterten Ortschaft Posterstein, wo „im Bruch südwestlich von Schloß Posterstein durch den Hauptverwerfer das Mitteldevon und der Kulm in dasselbe Niveau gerückt sind**).“ Ähnlich liegen die Verhältnisse in der stark erschütterten Gegend von Gera mit ihren großen und kleinen Verwerfungen. So führt uns denn das seismische und das tektonische Bild unabweisbar zu dem Schluß, daß das Epizentralgebiet des mitteldeutschen Bebens vom 6. März 1872 in der Gegend von Posterstein—Schmölln, im Bruchfeld von Posterstein gelegen hat und nicht bei Amt Gehren auf dem Ostabbruch des Thüringer Waldes, wie es K. v. Seebach annahm. Die Reibung bewegter Teilschollen in diesem Bruchfeld hat die Bebenwellen ausgelöst. Ob ein einzelner von diesen Brüchen, etwa derjenige von Posterstein, oder deren Gesamtheit als Bebenherd angesehen werden muß, läßt sich naturgemäß nicht entscheiden***). Jedenfalls hat es sich um ein Bruchbeben gehandelt.

Dieses Ergebnis ist besonders bemerkenswert im Hinblick auf die anscheinend ganz anders gearteten Verhältnisse im nahegelegenen chronischen Erdbebengebiet des Vogtlandes, das durch seine häufigen Bebenschwärme und durch deren Bearbeitung durch Credner [1875 bis 1902]†) und Etzold ††) (1903 bis 1915) sehr bekannt geworden ist. Denn nach diesen beiden Autoren handelt es sich dort nicht um die Betätigung der sichtbar aufgeschlossenen Verwerfungen, sondern vermutlich um die Neubildung von Brüchen, die erst im Verlauf langer Zeiten durch summierte Wirkungen zahlreicher Einzelimpulse sichtbar werden.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, März 1925.

*) Liebe. Erläuterungen zur geologischen Spezialkarte von Preußen 1878.

***) Zu dem schematischen geologischen Profil des Epizentralgebietes ist zu bemerken, daß — wie schon Liebe in den Erläuterungen zu Blatt Ronneburg betont — die geologische Situation in der Umgebung von Posterstein außerordentlich kompliziert ist. Die Schwierigkeiten liegen einerseits im Aufbau der paläozoischen Schichtenserie (transgressive Verhalten von Mitteldevon, Oberdevon, Kulm), andererseits in den durch die rotliegenden Porphyrdurchbrüche verursachten Störungen. Als besonders erschwerender Umstand kommt ferner die starke Verwitterung und teilweise vorhandene Diluvialbedeckung hinzu.

***) Sieberg. Erdbebenkunde, S. 154 ff.

†) Niedergelegt in zahlreichen Einzeluntersuchungen.

††) Vgl. namentlich F. Etzold. »Die sächsischen Erdbeben während der Jahre 1907—1915«. Nr. 3 des 36. Bd. d. Abhandl. d. math.-phys. Kl. d. Sächs. Ges. d. Wissenschaften. Leipzig 1919.

Bruchlinien und Erdbewegungen in Kalifornien.

Von E. Tams.

Das San Franzisko-Beben vom 18. April 1906 gab seinerzeit bekanntlich Veranlassung zur Durchführung einer neuen Triangulierung eines großen Teils von Kalifornien von Juli 1906 bis Juli 1907, welche dann durch Vergleich mit den Ergebnissen früherer Vermessungen in diesem Gebiet (von 1851 bis 1866 bzw. von 1874 bis 1891) zu wichtigen Schlußfolgerungen, auch allgemeiner Bedeutung, über die während des Erdbebens zu beiden Seiten seiner etwa 400 km langen Herdlinie, der sogen. San Andreas-Spalte, erfolgten absoluten Bodenbewegungen, wie auch über die langsamen, die Spannungen an der Herdlinie erst allmählich auf das kritische Maß erhöhenden Verschiebungen vor dem Beben führte (Erdbeben­theorie des elastischen Zurückschnellens). Dies ist eingehend, empirisch und theoretisch, in dem umfangreichen, zweibändigen Report of the State Earthquake Investigation Commission (Washington, D. C., 1908 u. 1910) von Lawson, Reid, Hayford und Baldwin behandelt [siehe auch die Referate des Verf. hierüber in Beitr. z. Geophysik **11**, 63 u. 340 (1912); **13**, 38 (1914); sowie die Notiz in Petermanns Mitteil. 1918, S. 77]. Der beigegebene große Atlas über das Beben, in welchem neben speziellen Karten der räumlichen und zeitlichen Verteilung der Bodenverrückungen u. a. auch im Maßstab von etwa 1:2 Millionen eine Karte der Dislokationslinien von Kalifornien und Nevada und den angrenzenden Gebieten von Oregon und Idaho gegeben ist, lieferte dazu die notwendigen kartographischen Unterlagen.

Betreffs des Bruch- und Verwerfungssystems sowie des eng damit zusammenhängenden Vorgangs der Erdverschiebungen sind nun, abgesehen von zahlreichen spezielleren seismischen Arbeiten, inzwischen die am Schlusse dieses Berichts angeführten Veröffentlichungen erfolgt, welche ein kurzes, erneutes Eingehen auf diese Verhältnisse gerechtfertigt erscheinen lassen.

Die kartographische Darstellung der Dislokationen ist nunmehr, allerdings unter Beschränkung auf den in erster Linie in Betracht kommenden Staat Kalifornien, durch Bailey Willis und H. O. Wood^{3) 4)} auf weitester Grundlage bewerkstelligt, wie schon daraus hervorgeht, daß das Kartenwerk außer dem Titelblatt aus drei großen Blättern im Umfang von rund 1:1.5 m besteht. In diese ist das Kartenbild im Maßstab 1:506 880 eingezeichnet, das ist also praktisch im Maßstab der bekannten 27 Vogelschen Karten des Deutschen Reichs. Bei den Bruchlinien ist jetzt nach Möglichkeit die Unterscheidung getroffen, ob sie als aktiv oder bereits als tot zu gelten haben, und ob sie ihrem Verlauf und Charakter nach sicher erkennbar sind, oder ob in dieser Beziehung Zweifel vorliegen. Bestimmte Signaturen bringen diese Verschiedenheiten zum Ausdruck. Wichtig ist dabei vor allem, daß die Aktivität eines Bruches dann angenommen wird, wenn entweder noch in historischer Zeit ein Erdbeben von demselben ausgegangen ist, oder wenn durch ihn ein Tal, ein Kamm oder eine

Gebirgskette, die noch gegenwärtig in Fortbildung begriffen sind, bestimmt wird, ohne daß auch ein geschichtliches Erdbeben von ihm bekannt geworden zu sein braucht. Nur südlich von San Luis Obispo gilt zur Hauptsache allein das seismische Kriterium oder daneben doch nur ein physiographisches Kennzeichen rezenter Verschiebungen. Als tot sind solche Dislokationen angesprochen worden, längs welchen keinerlei Bewegung mehr zu erwarten sein dürfte.

Auch in der neuen Darstellung, die indessen noch keineswegs Anspruch auf Vollständigkeit erhebt, fällt wieder der einheitliche Zug der San Andreas-Spalte, die hier von Point Arena in 39° nördl. Br. bis über San Bernardino in 34° nördl. Br. hinaus eingezeichnet ist, besonders auf. Sie ist die seismotektonisch wichtigste Linie von Kalifornien und erweist sich bei einer mittleren Streichungsrichtung von etwa $N 30^{\circ}—40^{\circ} W$ entsprechend dem Verlauf der Küste als nach dem Ozean zu schwach konvex gekrümmt, zeigt sich nun aber infolge des größeren Maßstabes vielfach in ein System wesentlich paralleler Einzeldislokationen aufgelöst. Die aktiven Brüche sind mit vereinzelt Ausnahmen (Owens-Tal) auf eine Küstenzone von im Maximum nicht über 100 km Breite beschränkt, d. h. westlich des großen Längstales des Sacramento und des San Joaquin, im System der Küstenketten gelegen. Besonders zahlreich treten sie in der Umgebung der San Franzisko-Bucht sowie östlich und südöstlich der Monterey-Bucht auf. Im Südwesten beginnt dann bei San Bernardino noch die sehr beachtenswerte aktive San Jacinto-Linie, zu der parallel, weiter nach der Küste zu, außerdem die teilweise aktive Elsinore-Linie auf Cuyamaca zu (s. unten) verläuft. Beide streichen in NW—SE-Richtung bis nach Mexiko (Niederkalifornien) hinein. Das Erdbeben von Inglewood (1920; nahe der Küste bei Los Angeles) deutet schließlich darauf hin, daß auch die hier vorhandenen Brüche wenigstens zum Teil noch durchaus aktiv sind. Betreffs eingehenderer Darlegung der seismischen Bedeutung der einzelnen Bruchlinien sei auf die von Wood bereits 1916 veröffentlichte synthetische Studie aller überhaupt bekannt gewordenen Erdbeben Kaliforniens verwiesen²⁾.

Es ist bemerkenswert, daß insbesondere die San Andreas-Linie nicht so sehr durch steile Verwerfungssprünge, als vielmehr durch wölbungsartige Abdachungen charakterisiert ist. Dieses Zurücktreten steiler Sprünge und der Umstand, daß die Ränder gegeneinander niedergepreßt sind, weist darauf hin, daß die Hauptkomponente der Bodenbewegung hier stets, wie auch 1906, horizontal gerichtet war. Freilich sind auch, wie Willis⁴⁾ betont, stellenweise in der gegenwärtigen Schichtenlagerung deutliche Anzeichen dafür vorhanden, daß vertikale Verschiebungen stattgefunden haben.

Die Karten erlangen noch dadurch einen erhöhten Wert, daß vor der Küste auch die Tiefenlinien eingetragen sind, und zwar in Stufen von 100 Faden (183 m) bis zur 2000-Faden-Tiefenlinie (3660 m). Die Isobathen beruhen dabei auf den Lotungen, welche das Hydrographische Amt der U. S.-Marine erst im Jahre 1922 mittels der neuen Echolotmethode ausführte. Es zeigt sich, daß die 2000-Faden-Isobathe nördlich vom Santa Barbara-Kanal bis auf 70 bis 100 km Abstand an die Küste herantritt.

Wie schon Reid 1910 bemerkte, daß die langsamen Verschiebungen vor dem Beben von 1906, die erst die kritische Spannungsanhäufung bewirkten,

moglicherweise auf isostatisch bedingten Massenflüssen an der unteren Grenzfläche des sich bewegenden Gebietes beruhen, so führte etwas später des näheren auch Wood¹⁾ qualitativ aus, daß gerade bei der in Kalifornien gegebenen Anordnung der Erosions- und Sedimentationsbezirke unterirdische Kompensationsströmungen vorstellbar sind, die durch die mit ihnen in den auflagernden starren Krustenteilen entstehenden Spannungen als Hauptursache der Dislokationsbewegungen in der hier vorherrschenden Streichungsrichtung NNW—SSE in Betracht gezogen werden können, wie letztere ja gerade auch in Verbindung mit dem großen Beben von 1906 genauer festgestellt worden sind. Der von NNW nach SSE verlaufende Zug der kalifornischen Küstenketten, in deren Mitte etwa die Bucht von San Franzisko liegt, ist zu beiden Seiten von einer Zone starker Sedimentation umgeben, nämlich dem oben erwähnten großen Längstal (Great Valley) und dem ozeanischen Küstengebiet, und dürfte von der sinkenden Bewegung dieser angrenzenden Streifen starker Belastung mit ergriffen werden, wenigstens in seinem schmalen zentralen Teil und besonders in der Nachbarschaft der San Franzisko-Bucht, wo nur eine vergleichsweise geringe Denudation statthat, zumal in der Bucht selber und ihrer unmittelbaren Umrandung eine konzentrierte Sedimentation vor sich geht.

So wird zunächst auch unter den zentralen Küstenketten eine überall nach auswärts gerichtete Massenströmung anzunehmen sein. Da indessen die von den beiderseitigen am stärksten niedergehenden Sedimentationsgürteln nach der Küstenkette hin gerichteten Unterströmungen erheblich intensiver sein müssen, so kann die Bewegung unterhalb des Gebirges selbst wesentlich nur in seiner Langsrichtung, d. h. also nach NNW und SSE, erfolgen. Die mit dieser Bewegung verknüpften horizontalen Scherungsspannungen sollen dann nach und nach ein in der genannten Richtung orientiertes Bruchliniensystem, wie es nach den Beobachtungen im Felde vorhanden ist, erzeugen.

Von besonderem Interesse dürften nun im Zusammenhang mit den bisherigen Ausführungen noch die Resultate einer jüngsten Triangulierung in Kalifornien in den Jahren 1922 und 1923 sein. Sie lehren indessen nach dem schon recht eingehenden, wenn auch vorläufigen und die Ergebnisse der Triangulierung von 1906/07 noch nicht mit einbeziehenden Bericht von W. Bowie⁵⁾, daß die Verhältnisse weniger leicht durchschaubar sind, als es nach den eben berührten anregenden, aber notwendig etwas schematisierten Vorstellungen von Wood der Fall ist.

Während die letzte Vermessung von 1906/07 auf einen nur etwa 80 km breiten und 270 km langen Streifen zu beiden Seiten der San Andreas-Spalte zwischen Mount Toro und Santa Ana bei der Monterey-Bucht im Süden bis Ross Mountain, 100 km nördlich von San Franzisko, beschränkt war, erstreckte sich die neueste von den um 250 km von der Küste entfernten Stationen Mount Lola und Round Top in der Sierra Nevada westwärts bis an das Meer und von dort sudwärts bis an die mexikanische Grenze (Stationen San Jacinto und Cuyamaca). Nur das Gebiet am Santa Barbara-Kanal konnte noch nicht wieder vermessen werden; doch ist die so entstandene Lücke vermutlich inzwischen geschlossen worden. Es ist ferner beabsichtigt, im Norden den Anschluß an die internationale Breiten-

station in Ukiah herzustellen und im Südosten bis an den Colorado heranzugehen, so daß dann die Basis für eine Beurteilung etwaiger Bewegungsvorgänge in Kalifornien gewiß groß genug sein dürfte. Unter der Voraussetzung, daß die Stationen Mount Lola und Round Top seit ihrer ersten Vermessung im Jahre 1879 keinerlei Verschiebungen erfahren haben, ergibt sich zurzeit unter Zurückgehen auf die Vermessungen vor 1906 für das nördlich der Lücke gelegene Gebiet das folgende Bild.

Die Stationen nördlich von Mount Toro und Santa Ana lassen, soweit die ermittelten Verrückungen nicht überhaupt den unvermeidlichen Vermessungsfehlern [bis zu 2 bis 3 feet (0.6 bis 0.9 m) auf 100 miles (161 km)] zur Last fallen, keine einheitliche Bewegung erkennen. Nur zwei Stationen, nämlich Point Reyes Lighthouse und Point Pinos, weisen erhebliche Verschiebungen im Betrage von 3.7 m nach Norden bzw. von 3.0 m nach Nordosten auf. Man wird daher dazu geführt, die wirklichen Ortsveränderungen hier lokalen Ursachen zuzuschreiben. Für das Gebiet als Ganzes genommen ergibt sich als Bewegungsergebnis praktisch Null, in bemerkenswerter Übereinstimmung mit dem Umstand, daß nach den Breitebestimmungen auf dem Lick-Observatorium dieses in den letzten 20 Jahren oder mehr keinerlei Verschiebung nach Norden oder Süden erfahren hat. Auffallend große Ortsveränderungen (bis zu 6 bis 7 m) in wesentlich nördlicher Richtung zeigen dagegen die Stationen von Mount Toro und Santa Ana südwärts bis zum Santa Barbara-Kanal, so daß dieser Krustenteil ganz anderen Kräften unterworfen sein muß, sofern hier nicht besonders große Beobachtungsfehler oder unerkannt gebliebene Langenveränderungen bestimmter Dreiecksseiten mit im Spiele sind, was indessen in sorgfältiger Diskussion als unwahrscheinlich hingestellt wird. Ganz andere Verschiebungen ergeben sich aber in dieser Sektion natürlich, wenn man z. B. von der allerdings sehr fragwürdigen Annahme ausgeht, daß ihre südliche Grundlinie (Lospe—Tepusquet) in nur 40 bis 70 km Abstand von der San Andreas-Spalte von einer Vermessungsperiode zur anderen nach Lage und Länge unverändert geblieben ist. Die ursprüngliche Voraussetzung der Konstanz der Position von Mount Lola und Round Top in der Sierra Nevada außerhalb des seismotektonischen Bewegungen in erster Linie unterworfenen Gebietes der kalifornischen Küstenketten erscheint dagegen sehr plausibel. Für den jenseits der oben erwähnten Lücke nach der mexikanischen Grenze zu gelegenen Distrikt werden bei Annahme einer festen Lage der Stationen San Jacinto und Cuyamaca scheinbare Ortsveränderungen gefunden, die wohl zum größten Teil durch zufällige Fehler der Beobachtung und der Berechnungsmethode erklärt werden können. Die hier vermutlich nur als Arbeitshypothese zugrunde gelegte Annahme dürfte freilich wenig für sich haben, da sowohl San Jacinto als auch Cuyamaca im Bereich aktiver Bruchlinien liegen. Es muß daher zum mindesten der bisher noch fehlende Anschluß an die nördliche Sektion abgewartet werden.

Eine Übersicht über die Schwerkraftsverhältnisse in Kalifornien lehrt schließlich, daß von den 30 Schwerestationen hier alle bis auf eine negative isostatische Anomalien im Betrage von -0.003 bis -0.081 C.G.S. haben, und daß für die einzige Ausnahme hiervon die Anomalie Null ist. Bei der iso-

statischen Reduktion wurde mit einer Ausgleichstiefe von 113.7 km gerechnet. Bowie möchte aber in diesen Abweichungen weniger einen Hinweis auf mangelnde Isostasie sehen, als sie durch die rezente, aus leichtem Material bestehende geologische Unterlage der Stationen erklären.

Die unten zitierten Veröffentlichungen ²⁾ bis ⁵⁾ zielen übrigens neben ihrer mehr theoretischen Seite auch durchaus darauf ab, durch möglichst genaue Ermittlung von Lage und seismischem Charakter der Bruchlinien wie des Verlaufs etwaiger langsamer Bodenverschiebungen den Weg zu einer gewissen prognostischen Festlegung der Erdbeben in Kalifornien nach Raum und Zeit weiter zu ebnen.

Literatur.

¹⁾ Harry O. Wood: On a possible causal Mechanism for heave-fault Slipping in the California Coast Range Region. Bull. Seism. Soc. Amer. **5**, 214—229 (1915).

²⁾ Derselbe: California Earthquakes. Ebenda **6**, 55—180 (1916).

³⁾ Fault Map of the State of California compiled from Data assembled by the Seism. Soc. of Amer. etc, Scale 1 : 506 880. Compilation of Faults by Bailey Willis and H. O. Wood, 1922.

⁴⁾ Bailey Willis: A Fault Map of California. Bull. Seism. Soc. Amer. **13**, 1—12 (1923).

⁵⁾ William Bowie Earth Movements in California. U. S. Coast and Geodetic Survey, Special Publication No. 106, 1924, 22 S.

Der jährliche Gang der Erdbebenhäufigkeit und sekundär auslösende Ursachen der Erdbeben.

Von V. Conrad (Wien).

Erdbeben, die in 11 Jahren im Gebiet des früheren Österreich beobachtet wurden, zeigen einen ausgesprochenen jährlichen Häufigkeitgang. Mit Hilfe der Korrelationsrechnung wird er mit der Häufigkeitsverteilung steiler Luftdruckgradienten über das Jahr verglichen. Es resultiert ein großer Korrelationsfaktor, der nur mit einem kleinen wahrscheinlichen Fehler behaftet ist. Für das speziell vorliegende Material wäre im Auftreten steiler Gradienten eine Erklärungskomponente der jährlichen Häufigkeitsverteilung der Erdbeben zu sehen.

In seiner ausgezeichneten Erdbebenkunde*), diesem unentbehrlichen Handbuch, auch des physikalisch orientierten Seismikers, hat Herr A. Sieberg einige meiner Arbeiten in sehr freundlicher Weise berücksichtigt und kommt zu dem erfreulichen Schlusse, daß meine Untersuchungen über die zeitliche Verteilung der Erdbebenhäufigkeit zu plausiblen Resultaten führen. Nur bezüglich meiner Ansicht über den Einfluß des Luftdruckes könnte nach der Fassung, S. 123, vielleicht eine gewisse Unklarheit obwalten. Dies der Anstoß zu den folgenden Zeilen.

*) Geologische, physikalische und angewandte Erdbebenkunde von A. Sieberg mit Beiträgen von B. Gutenberg Fischer, Jena 1923.

In einer über 12 Jahre zuruckliegenden Arbeit*) habe ich unter anderem gezeigt, daß die Eintrittsdaten der Erdbeben von der allgemeinen Luftdruckverteilung über Europa gänzlich unabhängig sind. Im zweiten Teile der Arbeit aber habe ich auf Grund des mir vorliegenden Beobachtungsmaterials und einfacher der Wahrscheinlichkeitstheorie entnommener Schlüsse gezeigt, daß steile Luftdruckgradienten über habituellen Stoßgebieten sehr wohl als sekundär auslösende Ursachen der Erdbeben anzusehen sind.

Die Tage des betrachteten Zeitraumes, an denen es zur Ausbildung steiler Gradienten über den Alpen oder Dalmatien usw. kam, wurden als „kritische“ bezeichnet. Ein gewisser Prozentsatz aller Tage mußte daher als „kritisch“ bezeichnet werden. Bei zufälliger Verteilung der Erdbeben über den ganzen Zeitraum hatte mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit der gleiche Prozentsatz von Bebenagen auf „kritische“ Tage fallen müssen. Es wurde so ein Urnenproblem hergestellt, daß es erlaubte, die Wahrscheinlichkeit zu berechnen, daß der Prozentsatz an Bebenagen überschritten werde, die der Beobachtung nach auf kritische Tage fielen**). Ich erhielt dabei folgende Wahrscheinlichkeiten W .

Gebiet nördlich der Alpen	$W = 55 \cdot 10^{-5}$
" südlich " "	$W = 12 \cdot 10^{-11}$
Dalmatien	$W = 62 \cdot 10^{-4}$

Die Wahrscheinlichkeiten sind so klein, daß man wohl sagen muß, daß hier nicht blinder Zufall waltet, sondern, daß steile Gradienten effektiv das Zustandekommen von Erdbeben begünstigen. Dieser Satz steht übrigens auch im Einklang mit der Ansicht von Herrn Sieberg auf S. 286 seines Buches. Nachdem ich in der zitierten Abhandlung noch mit einer zweiten, der Wahrscheinlichkeitstheorie entnommenen Methode, den Nachweis für obige Tatsachen erhartet hatte, kam ich zu dem Schlusse: „daß ... Luftdruckverteilungen, die über den habituellen Stoßgebieten ... kräftige Gradienten erzeugen, mit den Erdbeben in kausaler Verbindung stehen, also als sekundär auslösende Ursachen zu betrachten sind“.

In einem Anhang der gleichen Arbeit habe ich mich mit den Ursachen des jährlichen Häufigkeitsganges der Erdbeben beschäftigt. Schon damals sprach ich die Vermutung aus, daß die Häufigkeitskurve steiler Luftdruckgradienten in engem Zusammenhang mit der Verteilung der Erdbeben über das Jahr stehen müsse.

Ich habe nun kürzlich den Versuch gemacht, die Korrelation zwischen der Häufigkeit der Erdbebentage (11 Jahre) und der Einzelbeben der gleichen Periode einerseits, und der Verteilung der „kritischen“ Tage über das Jahr andererseits zu berechnen.

*) V. Conrad. Die zeitliche Verteilung der in den Jahren 1897 bis 1907 in den österreichischen Alpen- und Karstländern gefühlten Erdbeben. (Ein Beitrag zum Studium der sekundär auslösenden Ursachen der Erdbeben.) 2. Mitt. Mitt. d. Erdbeb.-Komm. d. Wien. Akad., Nr. 44, N. F., 1912.

***) Die Größen W gälten natürlich für den Fall, daß die Bebenage nach den Gesetzen des Zufalls über die Zeit verteilt sind.

Die folgende kleine Tabelle gibt das Zahlenmaterial, das die Summen aus 11 Jahren darstellt.

Häufigkeit der	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Summe
1. steil. Gradient. .	138	114	117	84	61	49	59	58	56	88	109	122	1055
2. Bebenstage . .	152	146	160	155	130	96	98	104	92	93	123	127	1476
3. Einzelbeben . .	268	280	298	261	227	138	169	160	147	145	210	194	2497

Nach den bekannten Regeln der Korrelationsrechnung*) ergab sich zwischen Bebenstagen und kritischen Luftdrucksituationen (steilen Gradienten) der Korrelationskoeffizient:

$$r = + 0.728 \text{ bei einem wahrscheinlichen Fehler von } f = + 0.095.$$

Für Einzelbeben erhält man analog:

$$r' = + 0.687 \pm 0.103.$$

Der Vollständigkeit halber wurde noch der Regressionsfaktor berechnet und gefunden

$$b = 0.59.$$

Mit Hilfe der Regressionsgleichung wurden nun die Zahlen der Erdbebenstage jedes Monats in Summe der 11 Jahre aus der Zahl der Situationstage zurückberechnet, und die Differenzen gegen die beobachteten Zahlen gebildet.

Es ist vielleicht nicht ganz bedeutungslos, daß die Restkurve einen sehr komplexen Charakter zeigt, während die primäre Häufigkeitskurve der Bebenstage eine Form aufweist, die einer einfachen Sinuswelle sehr nahe kommt. Während die Amplitude des ersten Gliedes der Fourierschen Reihe 25 Proz. des Mittelwertes beträgt, sinkt die relative Amplitude des zweiten Gliedes auf 2.4 Proz. herab, die des dritten Gliedes beträgt auch nur 3.2 Proz.

Die Korrelation, namentlich zwischen der Häufigkeit der Bebenstage und den „kritischen“ Tagen, ist eine recht große bei einem kleinen wahrscheinlichen Fehler. Man muß wohl daraus den Schluß ziehen, daß steile Luftdruckgradienten („kritische“ Tage, Situationen) so weit die Auslösung der Erdbeben begünstigen, daß der jährliche Häufigkeitsgang der kritischen Luftdrucksituationen als eine keineswegs kleine Komponente des Ursachenkomplexes anzusehen ist, der die beobachtete Häufigkeitsverteilung der Bebenstage über das Jahr erzeugt.

Der obige kleine Aufsatz wurde im Mai 1924 abgeschlossen, und ist aus äußerlichen Gründen bisher unveröffentlicht geblieben. Inzwischen hat Herr E. Tams eine bedeutsame Abhandlung**) zu dem obigen Gegenstand publiziert. Herr Tams konnte auch bezüglich der Luftdruckgradienten keinen Zusammenhang mit der Stoßfrequenz seiner Erdbebenschwärme finden. Da Herr Tams selbst auf verschiedene wesentliche Unterschiede aufmerksam macht, die zwischen seinen und meinen Grundlagen bestehen, brauche ich nicht näher auf diese Umstände einzugehen. Dennoch muß auf Grund der Arbeiten von Tams gesagt werden, daß die Frage nach dem Einfluß der Luftdruckgradienten auf die Aus-

*) Siehe hierzu F. M. Exner: Über die Korrelationsmethode. G. Fischer, Jena 1918. Vereinfachungen der Rechnung bei V. Conrad, Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 158.

**) E. Tams: „Zur Frage des Einflusses des Luftdruckes auf die Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme.“ Ber. Akad. d. Wiss. Leipzig, 76. Bd. Sitzung v. 27. Okt. 1924.

lösung der Erdbeben noch nicht allgemein geklärt erscheint. Das Auffinden einer hohen Korrelation mit kleinem wahrscheinlichen Fehler zwischen zwei Ereignisreihen ist gewiß ein guter Fingerzeig für weitere Untersuchungen. Zwingende Schlüsse aber konnten erst dann gezogen werden, wenn die hohe Korrelation zwischen Ereignisreihen verschiedener Materialien immer wieder zu finden ist. Gerade dadurch, daß die Möglichkeit besteht, aus dem Häufigkeitsgang der steilen Gradienten den jährlichen Häufigkeitsgang der Erdbeben bis zu einem gewissen prozentuellen Ausmaß zu erklären, erschiene wohl die Frage nach dem Einflusse der Luftdruckgradienten doppelt wichtig. Ein Haupthindernis für solche Untersuchungen bildet die Unverläßlichkeit der subjektiven makroseismischen Beobachtungen. Ich habe es jetzt daher unternommen, die in Wien registrierten Nahbeben statistisch zu bearbeiten, und hoffe in nicht all zu ferner Zeit über dieses objektiv gewonnene Material berichten zu können.

Einige Bemerkungen zu den Aufsätzen des Herrn Tams über den Einfluß von Sonne, Mond und Luftdruck auf die vogtländischen Erdbebenschwärme.

Von Otto Meissner, Potsdam.

Bei den von Herrn Tams bearbeiteten vogtländischen Bebenschwärmen treten die Wirkungen von Sonne, Mond und Luftdruck gegenüber denen der endogenen Vorgänge sehr zurück. Hoher, aber fallender Luftdruck scheint die Stoßhäufigkeit zu begünstigen, auch sind merkliche Andeutungen einer Mondmonatsperiode vorhanden.

Herr Tams hat in verschiedenen Arbeiten (siehe hinten) den Einfluß exogener Faktoren, nämlich Sonne, Mond und Luftdruck, auf die vogtländischen Erdbebenschwärme der Jahre 1897 bis 1908 untersucht, ist aber zu wesentlich negativen Ergebnissen gekommen.

Es handelt sich um 7 Schwärme mit 311 Stoßtagen und 2989 Stößen; ein Schwarm enthält freilich nur 10 Stöße, Schwarm VI aber 711, VII 1563, die übrigen einige 100. Trotzdem ist, wie Herr Tams mit Recht bemerkt, das Material noch unzureichend, weil die gegenseitige „Unabhängigkeit der Ereignisse“ fehlt; so gibt es zwei Tage mit je 371 bzw. 256 Stößen. Man kann also von vornherein keine „reinlichen“ Ergebnisse erwarten.

§ 1. Einfluß der absoluten Höhe des Luftdruckes. In der folgenden*) Tabelle 1 sind die äußersten Spalten mit nur sehr wenig Stoßtagen und Stößen fortgelassen.

Tabelle 1.

	700 mm +	54—58	58—62	62—66	66—70	70—74	74—78
Zahl der Tage	33	60	68	65	47	18	
" " Stöße	110	245	973	920	607	86	
B—R in Prozenten	— 67	— 59	+ 43	+ 42	+ 29	— 47	

B—R bedeutet die Abweichung von der gleichmäßigen Verteilung in Prozenten.

*) Aus dem Aufsatz von Tams entnommenen.

Berechnet man unter Berücksichtigung der Gewichte, also hier der Anzahl der Tage, den Korrelationsfaktor, so erhält man: $k = 0.41 \pm 0.37$, d. h., wie schon Tams selbst bemerkt, eine kaum nachweisbare Zunahme der Bebenhäufigkeit mit dem Luftdruck. Läßt man aber die letzte Spalte fort, so steigt er auf $+0.65 \pm 0.45$, wird also sofort erheblich größer. Wie unsicher aber auch dies Ergebnis noch zu bewerten ist, zeigt der Umstand, daß in die Spalten 762—766 und 766—770 mm je ein Tag mit 371 bzw. 256 Stößen fällt; wäre auch nur einer dieser Tage in eine andere Spalte gekommen, so hätte sich eine völlig andere Verteilung ergeben! Läßt man übrigens diese Tage fort, weil für sie bestimmt nur endogene Anlässe in Frage kommen können, so folgt als Korrelationsfaktor $+0.54 \pm 0.34$.

Ob man hierin mehr als ein bloß formales Resultat sehen kann, vgl. die Bemerkung am Schlusse des folgenden Paragraphen.

§ 2. Einfluß der Luftdruckänderung. Hier erhält man als Korrelationsfaktor -0.57 ± 0.36 , d. h. eine, allerdings wenig ausgesprochene, Zunahme der Stoßhäufigkeit mit fallendem Luftdruck.

Tabelle 2.

Luftdruckänderung (am Tage) mm	Tage	Stöße	B—R Proz.
— 10 ... — 6	14	150	+ 7
— 6 ... — 2	70	904	+ 29
— 2 ... + 2	143	1513	+ 6
+ 2 ... + 6	54	305	— 44
+ 6 ... + 10	15	77	— 49

Unter dem durch die Natur der Sache gebotenen Vorbehalt könnte man aus den Ergebnissen der beiden Paragraphen doch vielleicht schließen, daß hoher, aber fallender Luftdruck einer Vermehrung der Stoßhäufigkeit günstig ist, was ja schließlich eine gewisse innere Wahrscheinlichkeit besitzt. Es ist begreiflich, daß das bei hohem Luftdruck zusammengepreßte Gestein beim Nachlassen desselben zur Auslösung von Spannungen besonders geneigt ist. Daß man indes dies Ergebnis nicht als zweifelsfrei ansehen darf, geht daraus hervor, daß bei einer Zusammenfassung aller positiven und aller negativen Luftdruckänderungen sich völlig gleichmäßige Verteilung ergibt. Es rührt das daher, daß bei Luftdruckänderung von 0 bis + 2 mm auf 64 Tage 922, bei Luftdruckänderung von 0 bis — 2 mm aber auf 79 Tage nur 391 Stöße kamen.

§ 3. Einfluß des Gradienten. Ein Einfluß der Größe des Gradienten auf die Stoßhäufigkeit ist nicht vorhanden. Unter Berücksichtigung aller Beben (a)

Tabelle 3.

Gradient (mm)	a			b		
	Tage	Stöße	berechnet	Tage	Stöße	berechnet
0.2—0.8	111	1696	1067	106	676	682
0.8—1.2	101	690	971	101	690	650
1.2—3.4	99	603	951	99	603	638

erhält man sogar das widersinnige Resultat, daß die Stöße bei kleinen Gradienten am häufigsten auftreten. Läßt man mit Herrn Tams fünf besonders stoßreiche Tage mit 1020 Stößen, die in die Rubrik der kleinsten Gradienten fallen, fort (b), so ergibt sich ein klares Resultat: die völlige Einflußlosigkeit des Gradienten.

§ 4. Sonnen- und Mondwelle. Für die 1440 Stöße der Bebenschwärme von 1897 bis 1903 findet Herr Tams eine eintägige Welle mit einem Maximum um 1 Uhr früh, für die 1563 des Schwarms von 1908 dagegen eine eintägige mit einem Maximum um $3\frac{1}{2}$ P und eine merklich größere $\frac{1}{3}$ tägige Welle. Wegen der großen Phasenverschiedenheit beider Wellen kann man die Realität wohl nicht als unbezweifelt ansehen; auch die Größe der $\frac{1}{3}$ tägigen Periode spricht nach meinen Erfahrungen eher gegen als für die Realität: bei sehr unausgeglichenen Kurven tritt sie oft auf. Bei der Deformation der äußersten Erdschichten ist die $\frac{1}{3}$ tägige Sonnenwelle von bedeutend kleinerer Amplitude als die ganz- und $\frac{1}{2}$ tägige. Eine $\frac{1}{2}$ tägige Mondwelle, deren Amplitude 8 Proz. des konstanten Gliedes (des Mittels) beträgt, fand Herr Tams gleichfalls.

§ 5. Mondmonatsperiode. Den Einfluß der Mondphasen zeigt folgende kleine Tabelle.

Tabelle 4.

Mondviertel	beobachtet	berechnet	Mondviertel	beobachtet	berechnet
Erstes Viertel . .	1295	743	Letztes Viertel .	356	749
Vollmond	620	681	Neumond	657	749

Tams hält das verschiedene Verhalten der beiden Viertel für Zufall. Es findet sich jedoch bei allen Schwärmen außer V, der mit nur 10 Stößen überhaupt nicht in Frage kommt, und dem nächst kleinsten Schwarm IV mit auch nur etwa 100 Stößen. Berechnet man aus den von Tams gegebenen Daten die Amplituden und Phasen für die einzelnen Schwärme, wobei man zu berücksichtigen hat: daß sich die Phase bei nur vier Gleichungen sehr ungenau ergeben muß, so erhält man die folgende Tabelle, in der die Phasen, um mit Neumond zu beginnen, noch um 90° zu vermindern wären:

Tabelle 5.

Schwarm	c_0	c_1	φ_1
I	73	60 ± 45	23°
II/III (reduz.)	91	87 ± 15	294
IV	35	23 ± 18	118
VI	174	93 ± 30	324
VII	356	328 ± 45	18
Alle	—	467 ± 96	1°

Man könnte, zumal mit Rücksicht auf die mittleren Fehler der Koeffizienten, hier wohl kaum noch von Zufall reden, wenn nicht die Anzahl der Fehlergleichungen die der Normalgleichungen nur um 2 überträfe.

Literatur.

1. E. Tams. Zur Frage der täglichen Perioden in der Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme. Zeitschr. f. angew. Geophys. 1, Heft 2. — Betr. sonnen- und mondtägige Perioden.
2. Derselbe: Zur Frage des Einflusses von Sonne und Mond auf die Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme. Ber. d. math.-phys. Klasse d. sächs. Akad. d. Wiss. 76 (24. Okt. 1924).
3. Derselbe: Zur Frage des Einflusses des Luftdruckes auf die Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme. Ebenda (27. Okt. 1924).
4. Derselbe: Zeitschr. f. Geophys. 1, 117 f.

Bodenerschütterungen durch fallende Gewichte*).

(Göttinger seismische Untersuchungen.)

Von **F. Hubert** in Göttingen. — (Mit fünf Abbildungen.)

Es werden Fallversuche beschrieben, die im Gebiet des Göttinger geophysikalischen Institutes vorgenommen wurden. Die Diagramme, sämtlich mit dem Wiechertschen Zweimillionenseismometer in 125 m Entfernung aufgenommen, zeigen neun verschiedene Einsätze und gestatten, die Abhängigkeit der Amplituden von der Fallhöhe und von der Beschaffenheit des Erdbodens an der Aufschlagstelle, und die Abhängigkeit der Periode des ersten Einsatzes von der Impulsfläche zu bestimmen. Die einzelnen Diagramme können nach Art der identischen Seismogramme bei Fernbeben Schwingung für Schwingung aufeinander bezogen werden.

a) Fallversuche mit größeren Fallgewichten und größeren Fallhöhen. Sämtliche Versuche wurden in der Weise ausgeführt, daß nach der Vorbereitung des Versuches der Lichtpunkt des Wiechertschen Seismographen beobachtet wurde; bei Abwesenheit von Störungen durch Wagenverkehr od. dgl. genügte die Schließung eines elektrischen Kontaktes, um das Gewicht zum Fallen zu bringen. Zu den in diesem Abschnitt beschriebenen Fallversuchen wurden Gewichte von 20, 50 und 117 kg benutzt, die Fallhöhen betragen 1 bis 11 m. Anfangs wurde jeder Versuch mit demselben Gewicht und gleicher Fallhöhe dreimal wiederholt, später erwies es sich als ausreichend, die Versuchsreihen in der Weise auszuführen, daß in einer Versuchsreihe dasselbe Gewicht und um je 1 m abnehmende Fallhöhen von 11 m bis herab zu 1 m benutzt wurden. Solche Versuchsreihen ließen sich an einem Nachmittag oder in einer Nacht durchführen. Bei jedem Diagramm wurde ausgemessen die Einsatzzeit der einzelnen Einsätze, ihre Periode, Amplitude und maximale Beschleunigung. Bei dem ersten Einsatz und zum Teil auch noch bei den folgenden Einsätzen waren die Schwingungen öfters so groß, daß der Lichtpunkt auf beiden Seiten das Papier verließ, so daß dann Amplitudenmessungen und manchmal sogar Periodenmessungen nicht mehr auszuführen waren.

Die Einsatzzeiten sind so gewonnen, daß die Zeit vom ersten Einsatz bis zum n -ten auf dem Diagramm ausgemessen und zu der so erhaltenen Zeit die Laufzeit der Wellen, die den ersten Einsatz hervorrufen, hinzuaddiert wurde. Diese Laufzeit hatte sich bei den Sprengversuchen zu 0.074 Sekunden ergeben, S. 141 dieser Zeitschrift. Das Ausmessen der Diagramme erfolgte mit großer Sorgfalt, eine Wiederholung der Messungen führte zu demselben Ergebnis. Betrachtet man einen Einsatz in den Diagrammen, anfangend mit kleinen Fallenergien und fortschreitend zu immer größeren, so findet man zunächst ein schwaches Auftauchen des Einsatzes, während die Kurve vor dem Einsatz noch

*) Eine Beschreibung der instrumentellen Einrichtungen habe ich in einer Arbeit gegeben, die in Heft 4 dieser Zeitschrift (S. 134—143) erschienen ist. Diese frühere Arbeit stellt den ersten Teil, die vorliegende Arbeit den zweiten Teil einer Göttinger Doktordissertation dar.

verhältnismaßig ruhig ist. Mit dem Größerwerden der Fallenergie wird der Einsatz dann scharfer und allmählich füllt sich auch die Kurve vor dem Einsatz mit Schwingungen an, sodaß bei ganz großer Fallenergie der Einsatz dem ungeübten Auge nur noch schwer zu erkennen ist, häufig nur daran, daß der Lichtpunkt sich auf dem Papier plötzlich sehr schnell bewegt und dann kaum einen Eindruck hinterlassen hat. Falls Zweifel auftauchten, welcher von verschiedenen, nahe beieinander gelegenen Punkten der Einsatz sein sollte, wurden sämtliche in Frage kommenden Punkte auf allen Diagrammen durchgemessen und derjenige Punkt als Einsatz gewählt, für welchen die Einsatzzeit auf allen Diagrammen innerhalb der Fehlergrenze konstant war. Auf diese Weise war es möglich, das Vorliegen eines Einsatzes mit großer Sicherheit zu bestimmen. Es wurden folgende Einsätze gefunden mit den Einsatzzeiten:

i_1	i_2	i_3	i_4	i_5	i_6	i_7	i_8	i_9
0.074	0.179	0.296	0.445	0.611	0.90	1.88	2.5	3.2 sec

Die späteren Einsätze, etwa von i_5 ab, fehlen auf den Diagrammen mit kleineren Fallhöhen, und von i_7 ab ist auch bei größeren Fallhöhen nur ein Auftauchen von Wellen zu bemerken. Doch ist die Existenz dieser Einsätze durch die dem Einsatz vorangehende ruhige Kurve ganz sichergestellt.

Die Einsatzzeiten erweisen sich als vollständig unabhängig von den benutzten verschiedenen Fallgewichten und Fallhöhen, sie sind auch bei dem Sprengversuch dieselben. Auch eine Störung durch Eigenschwingungen des Seismographen oder Teile desselben ist vollständig ausgeschlossen, da dieselben Einsatzzeiten bei ganz verschiedenartigen Einregulierungen des Seismographen gewonnen wurden: Bei weicher Einregulierung auf etwa $\frac{1}{5}$ Sekunde Eigenperiode haben wir dieselben Einsatzzeiten wie bei harter Einregulierung auf etwa $\frac{1}{25}$ Sekunde Eigenperiode.

Die Konstanz der Einsatzzeiten und ihre Unabhängigkeit von allen äußeren Einflüssen ist ein wichtiges Ergebnis. Es zeigt, daß Reflexionen seismischer Wellen an mehr oder minder tief gelegenen Unstetigkeitsflächen auftreten, und daß Schichten in Schwingungen geraten. Die Übereinstimmung der Diagramme geht sogar so weit, daß die einzelnen Diagramme unabhängig von Fallhöhe, Fallgewicht und Seismometerregulierung Schwingung für Schwingung und Zacke für Zacke aufeinander bezogen werden können; nur die Amplituden wechseln in ihrer Größe, und die Übereinstimmung tritt daher besonders deutlich hervor, wenn man die Diagramme in der Reihenfolge allmählicher Zunahme der Fallenergien betrachtet.

Es wird hier angenommen, daß der erste Einsatz i_1 mit 0.074 Sekunden Laufzeit der direkt gelaufenen Longitudinalwelle entspricht. Es braucht dies nicht der Fall zu sein, da der Einsatz auch Wellen entsprechen kann, die in einer tieferen Schicht mit größerer Fortpflanzungsgeschwindigkeit gelaufen sind.

Der geologische Aufbau des Hainberges bei Göttingen, auf welchem die Versuche ausgeführt wurden, bietet genügend Anhaltspunkte zur Erklärung dieser Einsätze, sodaß die vermutlich zu erwartenden reflektierenden Unstetigkeitsflächen den einzelnen Einsätzen zugeordnet werden können. Die genaue Lagerung der Schichten des Hainberges an der Versuchs-

stelle ist leider nicht bekannt, doch haben wir folgendes zu erwarten: An der Oberfläche zutage tretend Muschelkalk, darunter Buntsandstein, dann in noch größeren Tiefen Zechstein mit Einlagerungen von jüngerem und älterem Stein-

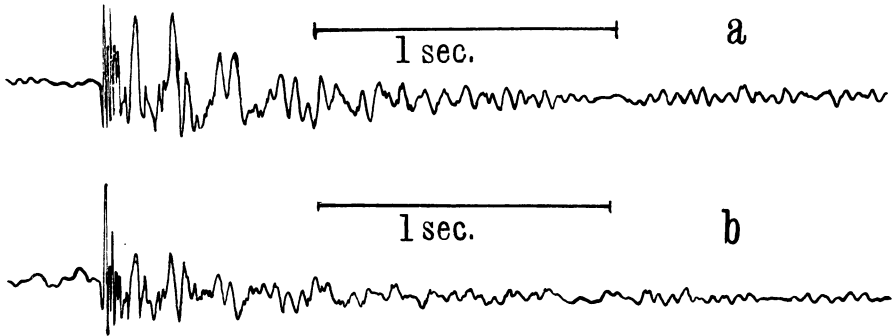


Fig. 1. Aus Versuchsreihe 1. Fallgewicht: 20 kg; Fallhöhe: a) 12 m; b) 3 m. Seismometer: Weiche Regulierung.

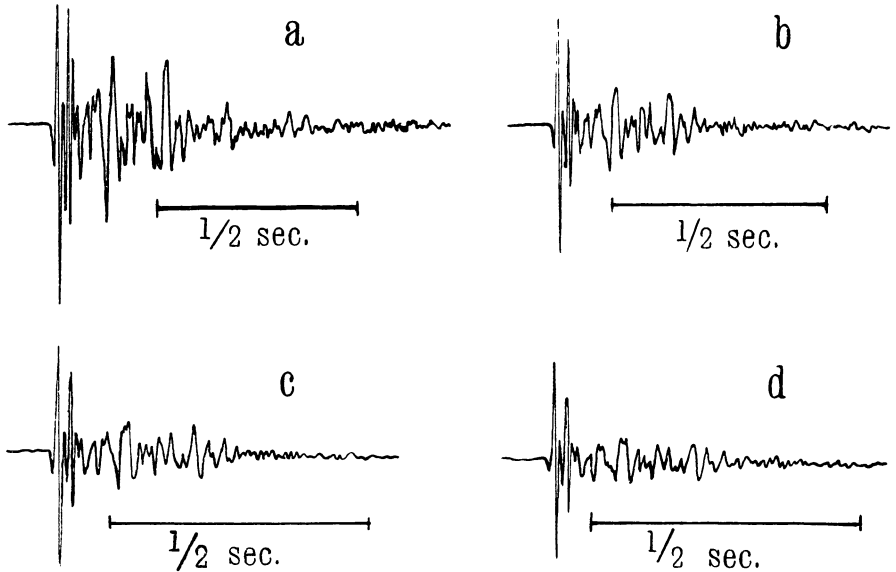


Fig. 2. Aus Versuchsreihe 4. Fallgewicht: 20 kg; Fallhöhe: a) $9\frac{1}{4}$ m; b) $3\frac{1}{4}$ m; c) $2\frac{1}{4}$ m; d) $1\frac{1}{4}$ m. Seismometer: Harte Regulierung.

salz. Diese Schichten liegen auf dem abgetragenen variscischen Grundgebirge auf. Die einzelnen Schichten sind noch weiter unterteilt, in dem mächtigen Muschelkalk können wir Schichten aus dem oberen, mittleren und unteren Muschelkalk erwarten und, je nach der Beschaffenheit der Schichten, auch reflektierende Unstetigkeitsflächen. Im Buntsandstein besteht die obere Schicht aus Röt, also

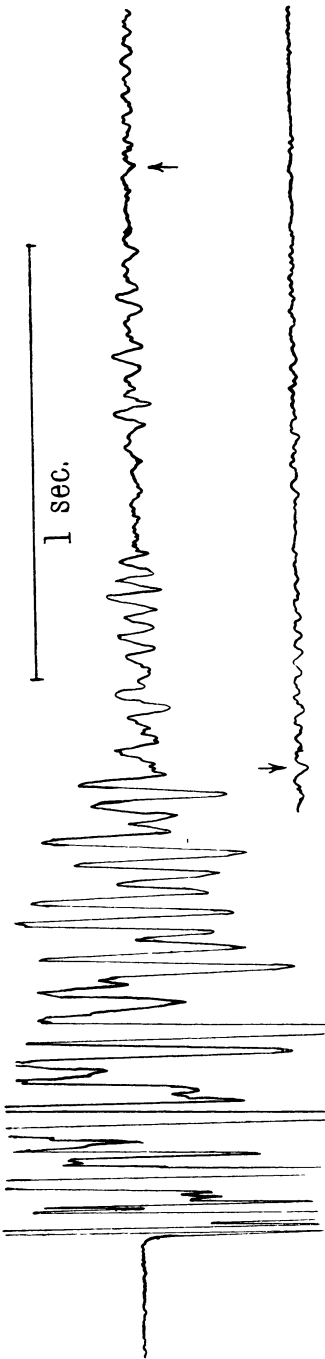


Fig. 3. Aus Versuchsreihe 6. Sprengung: Kanonenschlag mit 110 g Schwarzpulver 0.70 m tief im Sande. Seismometer: Harte Regulierung.

tonigem Material, welches an anderen, aufgeschlossenen Stellen eine Mächtigkeit von etwa 100 m aufweist. Darauf folgt weiter nach unten der Bausandstein.

Die reflektierende Salzschiicht können wir nach den geologischen Aufschlüssen der näheren und weiteren Umgebung in etwa 800 bis 900 m Tiefe erwarten. Sollte sie im Untergrund der Versuchsstelle fehlen, so würden an ihre Stelle andere Schichten des Zechsteins treten, die für die Seismik dieselbe Wirkung haben dürften. Die Salzschiicht würde durch die besondere elastische Beschaffenheit ihres Materials, d. h. Verschiedenheit der elastischen Konstanten der Salzschiicht und des darüberliegenden Deckgebirges, eine besonders starke Reflexion erwarten lassen. Nehmen wir an, daß der Einsatz i_5 , Laufzeit 0.611 Sekunden, der sich auf den Diagrammen mit 20 kg Fallgewicht besonders deutlich infolge der vorher schon wieder eingetretenen Ruhe hervorhebt, der Reflexion an der Salzschiicht entspricht, so erhalten wir für die seismischen Wellen eine Laufgeschwindigkeit von etwa 3 km/sec, ein Wert, der sehr wohl möglich ist. Unter Zugrundelegung dieses Wertes erhalten wir für die Tiefe der reflektierenden Schichten, welche die einzelnen Einsätze hervorrufen:

Einsatz	Tiefe der refl. Schicht in km
i_3	etwa 0.4
i_4	" 0.6
i_5	" 0.8—0.9
i_6	" 1.3
i_7	" 3
i_8	" 4
i_9	" 5

i_7 würde vielleicht der Oberfläche des variscischen Grundgebirges entsprechen, i_2 einer Schicht, die in den oberen Teilen des Muschelkalkes zu suchen wäre. Natürlich erheben diese Zahlen keinerlei Anspruch auf irgendwelche Genauigkeit, sie sollen nur eine Anschauung von der Art und Weise einer möglichen Verteilung geben.

Die Annahme, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen konstant etwa 3 km/sec sei, ist sicher nicht richtig, es muß Feststellung der Größenordnung genügen. Es ist auch nicht ausgeschlossen, daß der eine oder andere Einsatz von transversalen Wellen herrührt. Eine endgültige Entscheidung in dieser und allen anderen noch offen gelassenen, äußerst interessanten und wichtigen Fragen kann erst gegeben werden durch Veränderung der Entfernung vom Seismographen zur Aufschlagstelle der Fallgewichte und Aufstellung einer Laufzeitkurve. Doch kann schon jetzt gesagt werden, daß mit ganz geringen Hilfsmitteln, 110 g Schwarzpulver zu Sprengzwecken oder Fallgewichte von 117 kg bei Fallhöhen von 11 m, die nachweisbaren seismischen Wellen in Tiefen von mehreren Kilometern eingedrungen sind, also in Tiefen, die durch Bohrlöcher oder gar Schächte nicht im entferntesten erreicht sind.

Die folgenden Tabellen enthalten die Auswertungsergebnisse der einzelnen Versuche; sie sind nach den einzelnen Versuchsreihen zusammengestellt. Der erste Einsatz i_1 ist nicht mit aufgenommen, da bei fast sämtlichen Versuchen Perioden- und Amplitudenmessungen wegen der Größe der Ausschläge nicht möglich waren; im nächsten Abschnitt werden kleinere Versuche für den ersten Einsatz i_1 besprochen werden. Für die einzelnen Einsätze ist der Mittelwert der Einsatzzeiten und der Mittelwert der Periode der Bodenbewegung bei jeder Versuchsreihe gebildet worden, eine Abhängigkeit der Einzelwerte von der Fallhöhe war nicht zu erkennen.

Die Versuche der Versuchsreihen 1, 2 und 3 wurden bei weicher Regulierung des Seismographen in tiefer Nacht vorgenommen. Die Eigenperiode des Seismometers betrug ungefähr $\frac{1}{5}$ Sekunde, die Indikatorvergrößerung V dürfte zwischen 1.5 und 2 Millionen liegen, höchstwahrscheinlich näher bei 1.5 Millionen. Infolgedessen sind bei den Amplitudenmessungen nur die Ausschläge des Lichtpunktes auf dem Diagramm in Millimetern wiedergegeben; Amplitude bedeutet Ausschlag von der Ruhelinie aus.

Bei den Versuchsreihen 4 bis 6 besaß das Seismometer harte Regulierung. Angegeben ist bei jeder Versuchsreihe die Eigenperiode T_0 und die Indikatorvergrößerung V . Die weiteren Konstanten sind aus der Tabelle 2, S. 138, zu ersehen. Die angegebenen Amplituden bedeuten hier Bodenbewegung, gemessen in $\mu\mu$ (10^{-6} mm), die maximale Beschleunigung der Bodenbewegung ist in Milligal gemessen.

Tabelle 3.

Versuchsreihe 1. Fallgewicht 20 kg. Seismometer: Weiche Regulierung. Die für die verschiedenen Fallhöhen mitgeteilten Amplituden sind Mittelwerte aus je drei Versuchen.

Einsatz	i_2	i_3	i_4	i_5
Einsatzzeit in Sekunden	0.178	0.296	0.446	} 0.62
Periode der Bodenbewegung in Sekunden	± 0.0005	± 0.0006	± 0.0007	
	0.04	0.051	0.048	0.047
Fallhöhe in Metern	Amplituden des Lichtpunktes in Millimetern			
12	7.2	8.3	3.7	3.4
9	6.5	8.4	3.6	3.3
6	6.0	6.7	3.1	2.7
3	4.6	5.5	2.4	1.9

Versuchsreihe 2. Fallgewicht 50 kg. Seismometer: Weiche Regulierung.

Einsatz	i_2	i_3	i_4	i_5	i_6	i_7	
Einsatzzeit in Sek.	$\left\{ \begin{array}{l} 0.179 \\ \pm 0.0006 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.296 \\ \pm 0.0008 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.445 \\ \pm 0.0005 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.611 \\ \pm 0.001 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.908 \\ \pm 0.0006 \end{array} \right.$	1.86	(auf-tauchen)
Periode d. Bodenbewegung in Sek.	0.04	0.053	0.047	0.045	0.051	0.044	
Fallhöhe in Metern	Amplituden des Lichtpunktes in Millimetern						
11	?	?	?	6.6	5.0	2.0	
10	?	?	11.6	6.9	5.2	2.0	
9	?	?	10.0	7.0	5.5	2.0	
8	?	?	?	6.2	5.0	1.8	
7	?	?	9.2	6.0	4.6	1.8	
6	?	?	8.5	6.3	4.0	1.7	
5	11.5	13.2	7.7	5.6	3.5	1.1	
4	?	?	?	5.0	3.5	1.4	
3	9.0	10.3	6.1	4.0	2.5	1.0	
2	7.5	9.0	4.6	3.5	2.2	1.0	
1	4.9	5.4	2.5	1.8	1.2	—	

Versuchsreihe 3. Fallgewicht: Walze 117 kg. Seismometer. Weiche Regulierung. Die für die verschiedenen Fallhöhen mitgeteilten Amplituden sind Mittelwerte aus je drei Versuchen.

Einsatz	i_2	i_3	i_4	i_5	i_6	i_7	i_8	i_9
Einsatzzeit in Sek.	$\left\{ \begin{array}{l} 0.180 \\ \pm 0.0006 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.297 \\ \pm 0.0005 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.445 \\ \pm 0.001 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.612 \\ \pm 0.0008 \end{array} \right.$	0.91	1.88	nicht zu erkennen	3.2
Periode d. Bodenbewegung in Sek.	?	0.05 [?]	0.046	0.043	0.053	0.046		0.046
Fallhöhe in Metern	Amplituden des Lichtpunktes in Millimetern							
10	?	?	?	8.6	6.8	2.6	—	0.5
4	?	?	?	7.0	5.0	1.9	—	—
2	?	?	9.0	5.2	3.0	1.4	—	—

Versuchsreihe 4. Fallgewicht 20 kg. Seismometer: Harte Regulierung. Seismometerkonstanten: Eigenperiode $T_0 = 0.0400$ sec, $V = 2.01 \cdot 10^6$.

Einsatz	i_2	i_3	i_4	i_5				
Einsatzzeit in Sek.	$\left\{ \begin{array}{l} 0.178 \\ \pm 0.0006 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.296 \\ \pm 0.0008 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.443 \\ \pm 0.0008 \end{array} \right.$	0.62				
Periode d. Bodenbewegung in Sek.	0.037	0.040	0.045	0.044				
Fallhöhe in Metern	Wahre Bodenbewegung							
	Amplituden a in $\mu\mu$				Maximale Beschleunigung b in Milligal			
	a	b	a	b	a	b	a	b
11 ¹ / ₄	3.9	11.4	2.0	5.0	1.0	2.0	0.5	1.0
10 ¹ / ₄	3.7	10.7	2.0	5.0	1.5	3.0	0.7	1.4
9 ¹ / ₄	3.6	10.4	2.4	6.0	1.4	2.8	0.9	1.9
8 ¹ / ₄	3.5	10.2	2.2	5.5	1.4	2.8	0.7	1.4
7 ¹ / ₄	3.1	9.0	1.8	4.5	1.0	2.0	0.6	1.2
6 ¹ / ₄	3.0	8.7	1.8	4.5	1.0	2.0	0.6	1.2
5 ¹ / ₄	2.4	7.0	1.6	4.0	0.9	1.7	—	—
4 ¹ / ₄	2.3	6.7	1.4	3.4	0.7	1.3	—	—
3 ¹ / ₄	1.9	5.5	1.1	2.6	0.6	1.1	—	—
2 ¹ / ₄	1.5	4.4	0.9	2.1	0.4	0.7	—	—
1 ¹ / ₄	1.1	3.2	0.7	1.6	—	—	—	—

Versuchsreihe 5. Fallgewicht 50 kg. Seismometer. Harte Regulierung. Seismometerkonstanten Eigenperiode $T_0 = 0.042$ sec; $V = 1.79 \cdot 10^6$. Für diese Versuchsreihe stand nur ein langsam laufender Lichtschreiber zur Verfügung. Infolgedessen sind nur Amplitudenmessungen möglich. Einsatzzeiten und Perioden der Bodenbewegung von derselben Größenordnung wie bei den übrigen Versuchen.

Einsatz	i_2	i_3	Wahre Bodenbewegung							
			Amplituden a in $\mu\mu$.				Beschleunigung b in Milligal			
			a	b	a	b	a	b	a	b
Fallhöhe in Metern										
11	?	?	?	?	4.6	8.3	2.9	6.6	1.2	2.7
10	?	?	?	?	4.6	8.3	2.9	6.6	1.4	3.2
9	?	?	?	?	4.5	8.2	2.9	6.6	1.1	2.5
8	?	?	?	?	3.9	7.1	2.5	5.7	1.0	2.3
7	?	?	7.1	18.0	3.8	6.9	2.3	5.2	0.9	2.1
6	?	?	?	?	2.6	4.7	2.0	4.5	—	—
5	Das Seismogramm kann wegen Störung nicht ausgewertet werden									
4	6.4	18.7	5.2	14.3	2.2	4.0	1.2	2.7	—	—
3	5.9	17.2	4.6	11.5	1.7	3.1	0.9	2.1	—	—
2	5.8	17.0	4.2	10.5	1.6	2.9	0.9	2.1	—	—
1	3.7	10.8	3.0	7.5	—	—	—	—	—	—

Versuchsreihe 6. Fallgewicht: Walze 117 kg. Sprengung: 110 g Schwarzpulver, 0.70 m tief eingegraben. Seismometer Harte Regulierung. Seismometerkonstanten:

Fallversuch. Eigenperiode $T_0 = 0.0400$ sec; $V = 2.01 \cdot 10^6$

Sprengung. " $T_0 = 0.0410$ " ; $V = 1.91 \cdot 10^6$

Mit der Walze wurden drei Fallversuche bei 10.65 m Fallhöhe vorgenommen. Die Zahlen bedeuten Mittelwerte der drei Versuche

Einsatz	Fallversuche				Sprengung			
	Ein-satzzeit sec	Wahre Bodenbewegung			Ein-satzzeit sec	Wahre Bodenbewegung		
		Periode sec	Ampli-tude $\mu\mu$	Beschleuni-gung Milligal		Periode sec	Ampli-tude $\mu\mu$	Beschleuni-gung Milligal
i_2	0.179	?	?	?	0.179	?	?	?
i_3	0.296	0.047	?	?	0.297	0.056	?	?
i_4	0.446	0.047	?	?	0.446	0.052	?	?
15	0.609	0.043	6.4	13.8	?	0.052	9.6	14.2
16	0.903	0.046	4.3	8.1	?	0.049	6.7	11.2
17	1.89	0.047	0.5	0.9	1.89	0.052	1.4	2.1
18	2.6	0.045	0.2	0.4	2.6	0.042	0.4	0.9
9	—	—	—	—	3.2	0.05	0.2	0.3

Der erste Einsatz i_1 konnte, wie schon erwähnt, wegen der Größe der Ausschläge nicht ausgemessen werden. Es sei hier nur schätzungsweise die Bodenbewegung des ersten Einsatzes beim Sprengversuch angegeben. Der Lichtpunkt bewegte sich nach Schätzung etwa 100 mm von der Ruhelage fort, bei einer Periode von etwa $1/50$ Sekunde. Dies bedeutet für die wahre Bodenbewegung eine Amplitude von $50 \mu\mu$ und eine maximale Beschleunigung von 500 Milligal.

Für die Abhängigkeit der Amplituden von der Fallhöhe zeigen die Tabellen, daß die Amplituden proportional der Wurzel aus der Fallhöhe zunehmen, und zwar ist der Proportionalitätsfaktor etwas kleiner als 1. Die Amplituden der verschiedenen Versuchsreihen sind nicht ohne weiteres miteinander vergleichbar, wie im nächsten Abschnitt gezeigt werden wird.

b) Fünf Versuchsreihen mit kleinen Fallgewichten und kleinen Fallhöhen. Bei diesen Versuchen wurden die Fallgewichte und Fallhöhen so klein gewählt, daß sämtliche Amplituden, auch die des ersten Einsatzes, so klein sind, daß sie nicht über das photographische Papier hinausgehen. Außerdem wurde versucht, eine untere Grenze für die Empfindlichkeit des Seismometers festzustellen. Das Seismometer besaß harte Regulierung. Die benutzten Fallgewichte betragen 0,5, 1, 2, 5, 10 und 20 kg. Mit jedem dieser Gewichte wurde ein Fallversuch gemacht, zunächst am ersten Tage mit einer Fallhöhe von 0,25 und 0,50 m, sodann zwei Tage später mit den Fallhöhen 0,75, 1 und 1,25 m. Der Sand, mit dem der Trichter an der Fallstelle gefüllt ist, war bei

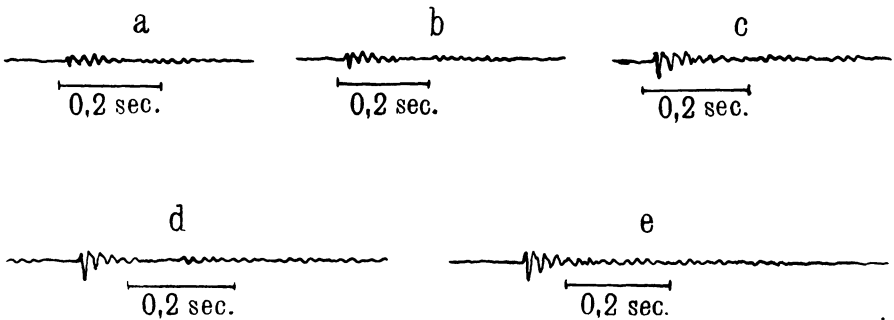


Fig. 4. Aus Versuchsreihe 7 bis 11. Fallgewicht: 2 kg, Fallhöhe a) 0,25 m; b) 0,50 m; c) 0,75 m; d) 1,00 m; e) 1,25 m. Seismometer: Harte Regulierung.

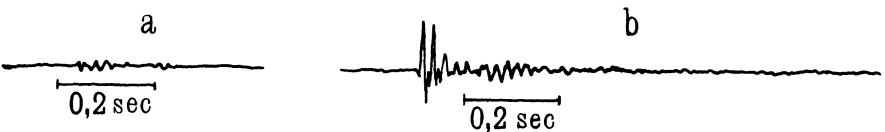


Fig. 5. Aus Versuchsreihe 11. Fallhöhe. 1,25 m; Fallgewicht: a) 0,5 kg; b) 20 kg. Seismometer. Harte Regulierung.

diesen Versuchsreihen schon ziemlich fest geworden infolge der langen Lagerung. Die Aufschlagfläche wurde bei jedem Versuch geebnet und dann leicht festgeklopft, so daß für sämtliche Versuche die gleiche Bodenbeschaffenheit erreicht wurde.

Von sämtlichen Fallversuchen wurden Seismogramme erhalten, auch von dem kleinsten Fallversuch von 0,5 kg Fallgewicht und 0,25 m Fallhöhe. Da dieser Versuch, wie alle anderen, in 125 m Entfernung vom Seismometer vorgenommen wurde, so ist dies ein Beweis einerseits für die außerordentliche Empfindlichkeit des Seismometers und andererseits für die große Ruhe des Bodens. Allerdings hebt sich das Seismogramm nur wenig aus der Bodenunruhe heraus und ist nur dem geübten Auge zu erkennen. Die Bodenunruhe besaß an diesem Tage Amplituden von $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{5}$ mm.

Bei den kleinsten Gewichten und Fallhöhen besteht das Seismogramm aus einem ersten Einsatz und ein paar Wellen, bei den größeren Versuchen sind

noch einige weitere Einsätze angedeutet. Die erste Bodenbewegung des ersten Einsatzes ist ein Stoß von unten nach oben. Die Bodenbewegung ist hierbei noch verhältnismäßig langsam. Bei den Versuchsreihen mit kleinen Fallgewichten und kleinen Fallhöhen ist diese Phase nur schwach angedeutet und bei den ganz kleinen Versuchen nicht zu erkennen. Bei den im vorigen Abschnitt besprochenen größeren Versuchen erfolgt die Bewegung des Lichtpunktes zwar fast senkrecht zur Ruhelinie, doch ist die Bewegung noch so langsam, daß bei allen Versuchen noch ein deutlicher Eindruck auf dem photographischen Papier hinterlassen wurde. Nur bei den Fallversuchen mit der Walze von 117 kg aus 10.65 m Höhe und bei dem Sprengversuch hat der Lichtpunkt dabei das photographische Papier verlassen. Diese Bewegung des Erdbodens von unten nach oben wird dann plötzlich abgelöst durch die entgegengesetzte Bewegung von oben nach unten. Hierbei erfolgt die Bewegung sehr viel schneller, der Lichtpunkt hinterläßt bei den großen Versuchen des vorigen Abschnittes fast gar keinen Eindruck, außerdem verläßt er auf beiden Seiten das Papier.

Der außerordentlich große Einfluß der Bodenbeschaffenheit auf das Ergebnis der Versuche ergibt sich aus folgendem Vergleich. Der eine Versuch gehört zu der Versuchsreihe 4 des vorigen Abschnittes und war dort einer der kleinsten Fallversuche, der andere gehörte zu der Versuchsreihe 11 dieses Abschnittes und war hier der größte Fallversuch. Die Diagramme sind in Fig. 2 d bzw. Fig. 5 b dargestellt. Beide Versuche erfolgten mit dem Fallgewicht von 20 kg und derselben Fallhöhe von 1.25 m; in beiden Fällen besaß das Seismometer harte Regulierung. Die Versuche liegen zeitlich etwa fünf Wochen auseinander, der zeitlich erste Versuch gehört zu den Versuchen des vorigen Abschnittes. Der Sand an der Aufschlagstelle hatte bei dem ersten Versuch noch eine lockerere Beschaffenheit als bei dem zweiten Versuch. Die Auswertung des ersten Einsatzes ergibt folgendes:

	1. Versuch	2. Versuch
Perioden in Sekunden	0.018	0.018
Wahre Boden- bewegung {	Amplituden in $\mu\mu$	6.0
	Maximale Beschleunigung in Milligal	74
		2.4
		30

Dieses Ergebnis zeigt, daß die einzelnen Versuchsreihen nicht ohne weiteres miteinander zu vergleichen sind.

Umstehende Tabelle 4 enthält die Auswertungsergebnisse des ersten Einsatzes i_1 .

Die Periodenmessungen für den ersten Einsatz lehren folgendes: Die Perioden steigen bei jeder Versuchsreihe, also bei konstanter Fallhöhe, mit der Größe der benutzten Gewichte, und zwar um etwa 40 Proz. Andererseits aber bleiben die Perioden nahezu konstant, wenn man dasselbe Gewicht, aber verschiedene Fallhöhen betrachtet. Um die Abhängigkeit der Perioden von den benutzten Fallgewichten zu erhalten, sind die Mittelwerte der Perioden für dasselbe Gewicht, aber verschiedene Fallhöhen berechnet. Dieses ergibt:

Gewicht in Kilogramm	0.5	1	2	5	10	20
Perioden in Sekunden	0.0124	0.0132	0.0144	0.0154	0.0174	0.0174

Tabelle 4.

Versuchsreihe 7 und 8.

Seismometerkonstanten: Eigenperiode $T_0 = 0.0367$ sec; $V = 2.37 \cdot 10^6$.

Fallhöhe m	Fallgewicht kg	Wahre Bodenbewegung			Versuchs- reihe
		Periode sec	Amplitude $\mu\mu$	Maximale Beschleunigung Milligal	
0.25	0.5	0.013	0.16	3.8	7
	1	0.013	0.25	5.9	
	2	0.014	0.33	6.7	
	5	0.015	0.44	7.8	
	10	0.016	0.56	8.8	
	20	0.017	0.49	6.8	
0.50	0.5	0.012	0.21	5.8	8
	1	0.012	0.39	10.8	
	2	0.015	0.57	11.1	
	5	0.016	0.78	12.2	
	10	0.018	0.93	11.5	
	20	0.018	0.93	11.5	

Versuchsreihe 9, 10 und 11.

Seismometerkonstanten. Eigenperiode $T_0 = 0.0382$ sec; $V = 2.25 \cdot 10^6$.

Fallhöhe m	Fallgewicht kg	Wahre Bodenbewegung			Versuchs- reihe
		Periode sec	Amplitude $\mu\mu$	Maximale Beschleunigung Milligal	
0.75	0.5	0.012	0.23	6.5	9
	1	0.013	0.41	10	
	2	0.014	0.8	16	
	5	0.015	1.4	25	
	10	0.017	1.7	24	
	20	0.017	1.8	25	
1.00	0.5	0.012	0.28	7.8	10
	1	0.014	0.56	11.5	
	2	0.015	0.9	16	
	5	0.015	1.6	28	
	10	0.019?	1.7	18?	
	20	0.017	2.2	31	
1.25	0.5	0.013	0.27	6.5	11
	1	0.014	0.65	13	
	2	0.014	1.1	21	
	5	0.016	1.7	27	
	10	0.017	2.3	31	
	20	0.018	2.4	30	

Dann sind berechnet worden die Mittelwerte der Perioden für dieselbe Fallhöhe, aber verschiedene Gewichte. Dieses ergibt die Abhängigkeit der Perioden von der Fallhöhe:

Fallhöhe in Metern	0.25	0.50	0.75	1.00	1.25
Perioden in Sekunden	0.0147	0.0152	0.0147	0.0153	0.0153

Während im ersten Falle die Perioden mit den benutzten Fallgewichten ansteigen, bleiben sie im zweiten Falle trotz Ansteigens der Fallhöhe nahezu konstant. Es kann also die Periode des ersten Einsatzes nicht oder nur sehr wenig

von der durch das Fallgewicht entwickelten Energie abhängen. Denn sonst mußte auch bei Benutzung desselben Gewichtes die Periode mit der Fallhöhe steigen. Dieses Ansteigen der Periode ist allein von dem Größerwerden der Aufschlagfläche des Fallgewichtes abhängig. Es ist deshalb der Inhalt dieser kreisrunden ebenen Aufschlagfläche berechnet und die Abhängigkeit der Periode von der Größe dieser Fläche dargestellt:

Fallgewicht in Kilogramm . . .	0.5	1	2	5	10	20
Inhalt der Aufschlagfläche in Quadratcentimetern	15.2	22.9	39.6	72.2	100	176
Perioden in Sekunden	0.0124	0.0132	0.0144	0.0154	0.0174	0.0174

Bei der Betrachtung der Abhängigkeiten der Perioden des ersten Einsatzes von Fallhöhe einerseits und Fallgewicht bzw. Aufschlagfläche andererseits ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Fallhöhen nur von 0.25 m auf 1.25 m, also auf das 5 fache, die Fallgewichte dagegen von 0.5 kg auf 20 kg, also auf das 40 fache, und die Aufschlagflächen von 15.2 cm² auf 176 cm², also auf das 11- bis 12 fache steigen. Es war zwar ursprünglich beabsichtigt, auch bei diesen kleinen Fallgewichten die Fallhöhen weiter zu steigern, jedoch mußte der benutzte Lichtschreiber plötzlich an die Firma „Seismos“ zurückgegeben werden, da sie ihn selbst dringend brauchte. Da bis zum Abschluß der Arbeit ein guter, schnell laufender Lichtschreiber nicht wieder zur Verfügung gestellt werden konnte, mußte eine Wiederaufnahme der Versuche bisher unterbleiben. Die Tabellen zeigen jedoch, daß auch bei Erhöhung des Fallgewichtes bzw. der Aufschlagfläche auf nur das 5 fache die Perioden im Mittel schon um 0.0025 bis 0.003 Sekunden zunehmen, während bei Änderung der Fallhöhe auf das 5 fache sich im Mittel die Perioden nur insgesamt um 0.0006 Sekunden ändern. Die angedeutete Gesetzmäßigkeit darf also doch als reell betrachtet werden.

Die Amplituden und Beschleunigungen zeigen ein zunächst schnelles, dann langsames Anwachsen, sowohl in ihrer Abhängigkeit von der Größe des Fallgewichtes als auch von der Fallhöhe, in derselben Weise wie bei den Versuchen des vorigen Abschnittes.

Zusammenfassung der Ergebnisse. Das Hauptresultat dieser Arbeit besteht in dem Auftreten von neun scharf definierten Einsätzen, die sich auf den Zeitraum von etwas mehr als drei Sekunden nach dem Aufprallen des Fallgewichtes auf den Boden verteilen. Die Einsatzzeiten der einzelnen Einsätze zeigen innerhalb der Fehlergrenzen eine vollständige Unabhängigkeit von allen äußeren Einflüssen, nämlich Größe der Fallhöhe und des Fallgewichtes, d. h. also der Fallenergie und von der Einregulierung des Seismographen auf kurze oder lange Eigenperiode. Die Deutung der einzelnen Einsätze ist in der Reflexion seismischer Wellen an verschiedenen mehr oder minder tief gelegenen Unstetigkeitsflächen zu suchen, die seismischen Wellen sind dabei in Tiefen von mehreren Kilometern eingedrungen, die Reflexion an der zu erwartenden Salzschieht hebt sich besonders deutlich heraus. Die genaue Tiefe der Reflexionsflächen wird sich nach Aufstellung einer Laufzeitkurve berechnen lassen.

Die Amplituden des ersten Einsatzes sowie auch der späteren zeigen deutlich die Abhängigkeit von Fallhöhe und Fallgewicht, sie sind proportional der

Wurzel aus der Fallenergie. Eine bedeutende Abhängigkeit der Amplituden von der Bodenbeschaffenheit ergibt sich aus zwei Fallversuchen, die mit gleichem Fallgewicht und bei gleicher Fallhöhe ausgeführt, zeitlich etwa fünf Wochen auseinander liegen. Bei lockerer Beschaffenheit des Sandes an der Aufschlagstelle des Fallgewichtes sind die Amplituden etwa $2\frac{1}{2}$ mal größer als bei fester Beschaffenheit.

Die Perioden des ersten Einsatzes zeigen eine fast vollkommene Unabhängigkeit von der Fallhöhe. Das Zunehmen der Perioden des ersten Einsatzes bei den Versuchsreihen mit kleinen Fallgewichten und kleinen Fallhöhen um etwa 40 Proz. scheint seinen Grund allein in dem Größerwerden der „Impulsfläche“ zu haben; die Perioden wachsen dabei von etwa $\frac{1}{80}$ Sekunde bis auf etwa $\frac{1}{56}$ Sekunde. Die Perioden der späteren Einsätze sind wesentlich größer; sie schwanken zwar etwas, doch haben sie sämtlich eine Größenordnung von etwa $\frac{1}{20}$ Sekunde, anscheinend unabhängig von Fallenergie und Tiefe der Reflexionsfläche. Sämtliche Perioden erweisen sich als unabhängig von der Einregulierung des Seismographen, können also nicht auf Eigenschwingungen des Seismographen zurückgeführt werden.

Die Bodenbewegung des ersten Einsatzes besteht in einem Stoß, einer Bodenbewegung von unten nach oben, die dann durch eine bedeutend schnellere Bodenbewegung von oben nach unten abgelöst wird. Bei ganz kleinen Fallenergien ist die erste Phase dieser Bewegung, der Stoß von unten nach oben, nicht mehr zu erkennen.

Die Bodenunruhe macht sich bei weicher Regulierung des Seismometers auf etwa $\frac{1}{5}$ Sekunde Eigenperiode stets bemerkbar, nachts ist sie kleiner als am Tage. Die hohe Vergrößerung des Wiechertschen Seismometers kann demnach bei dieser weichen Regulierung nicht voll ausgenutzt werden. Bei Einregulierung des Seismometers auf kurze Eigenperioden von etwa $\frac{1}{25}$ Sekunde, harte Regulierung, schreibt der Lichtpunkt unter günstigen Umständen eine gerade Linie auf, so daß die Indikatorvergrößerung von 2 Millionen zur Erreichung größerer Empfindlichkeit noch weiter erhöht werden kann. Die günstige harte Regulierung konnte bei den Fall- und Sprengversuchen benutzt werden, da bei diesen künstlichen Erdbeben nur kleine Perioden von $\frac{1}{80}$ bis $\frac{1}{20}$ Sekunde ausgelöst wurden.

Die kleinste, noch meßbare Bodenbewegung des ersten Einsatzes hatte eine Amplitude von $0.16 \mu\mu$ bei 0.013 Sekunden Periode und eine maximale Beschleunigung von ungefähr 4 Milligal. Hervorgerufen wurde sie durch den Fall von 0.5 kg aus 0.25 m Höhe in 125 m Entfernung vom Seismographen. Die Amplitude der Bodenbewegung ist hierbei von der Größenordnung eines Atomdurchmessers.

Bei den Sprengversuchen konnte zweimal eine genaue Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen Wellen in den obersten Muschelkalkschichten des Göttinger Hainberges durchgeführt werden. Beide Versuche ergaben übereinstimmend eine Laufgeschwindigkeit von annähernd 1700 m/sec .

Ferner zeigte sich bei den Sprengversuchen ein überaus großer Einfluß der Lage des Sprengstoffes: Ein im Sande eingegrabener Sprengkörper ergab eine

etwa 50- bis 100 mal stärkere Wirkung auf den Seismographen als ein nur oberflächlich gelagerter Sprengkörper.

Die bei jeder Versuchsreihe durchgeführten Konstantenbestimmungen zeigen, daß die Indikatorvergrößerung von der Eigenperiode des Seismographen abhängt. Mit wachsender Periode sinkt die Indikatorvergrößerung zunächst ziemlich stark; wie eine längere Zeit nach Beendigung der Versuche gelegentlich einer Umregulierung des Seismographen auf etwas längere Eigenperiode vorgenommene Konstantenbestimmung zeigt, scheint sich die Indikatorvergrößerung dabei einem Grenzwert anzunähern.

Anmerkung zu den Figuren: Die Abbildungen sind unter Zwischenschaltung einer Handpause hergestellt, die Wiedergabe kann also nicht in allen Einzelheiten getreu sein. Insbesondere konnte die wechselnde Intensität der Originalkurve, hervorgerufen durch verschiedene schnelle Bewegung des Lichtpunktes, nicht nachgeahmt werden. So sind z. B. in Fig. 3 die ersten Schwingungen im Original nur ganz schwach angedeutet, kaum erkennbar. Die Abbildungen zeigen die Diagramme in natürlicher Größe. Ein Ausschlag auf den Diagrammen nach unten bedeutet eine Bodenbewegung von unten nach oben.

Elektrische Erscheinungen im Zusammenhang mit vulkanischen Ausbrüchen.

Von Dr. A. Stäger, Bern.

Die elektrischen Erscheinungen bei vulkanischen Ausbrüchen werden, von Ausnahmen abgesehen, auf Elektrisierung der Aschen, speziell nach Art des Rudge-, Gitter- und Zerreißeffectes zurückgeführt. Der Rudgeeffect ist von der Temperatur abhängig. Es können infolge Rudgeeffect bis 10 E. S. E. der Menge pro Gramm Vulkanasche erzeugt werden und infolge Gittereffect bis 333 E. S. E. Magnetische Störungen lassen sich durch Bewegung der elektrischen Aschen, also durch Konvektionsströme erklären.

Bekanntlich treten bei Vulkaneruptionen nicht selten an die Örtlichkeit des Ausbruchs gebundene Gewitter auf, die sich oft durch große Heftigkeit auszeichnen. In Ausnahmefällen können sich diese Gewitter mit der Eruptionswolke vom Krater entfernen. Ausführliche Beschreibungen solcher Vulkanengewitter finden sich bei Lacroix*), Anderson und Flett**) und vielen anderen; auch aus neuester Zeit werden Vulkangewitter gemeldet; so sind am Ätna beim Ausbruch 1924 (?) Blitze beobachtet worden.

L. Palmieri***), der eifrig die vulkanisch-elektrischen Vorgänge verfolgte und auch Versuche anstellte, beobachtete, daß die Gewitter stets an das Vor-

*) Lacroix: *La Montagne Pelée et ses Eruptions*. S. 471 ff. Paris 1904.

**) Anderson and Flett: *Lond. Roy. Soc., Phil. Trans., Ser. A., 200, 1903.*

***) Palmieri. *Cronaca del Vesuvio, Sommario della sforza . . del Vesuvio seguita da estessa relazione del ultimo incendio del 1872.* Ann. R. Osservatorio meteorol Vesuviano **1**, 77 (1874)

kommen von Ascheneruptionen gebunden sind, und daß die Gewitter um so blitzreicher sind, je mehr Asche fällt. Er sah keine Blitze in den helleren leichten Eruptionswolken, die man früher für Wasserdampfwolken hielt. Lacroix erwähnt ähnliches für den Mont Pelé (Martinique). Palmieri nimmt verschiedene Ursachen der vulkanischen Elektrizität an, wovon eine ein Effekt zwischen den Dampfwolken und den festen Auswurfprodukten sein soll. Angot machte darauf aufmerksam, daß die von der Erde sich loslösenden Massen gleichsam einen Teil der Erldladung mitführen und daher der positiv geladenen Atmosphäre gegenüber negativ geladen erscheinen.

Von verschiedenen Seiten ist die elektrische Natur der Blitzerscheinungen bestritten worden, mit der Begründung, man habe ausgeworfene glühende Lava-Blöcke, glühende Lapilli, Feuerflammen oder gar den Widerschein der glühenden Lava in den Wolken für Blitze oder Kugelblitze gehalten; demgegenüber sind Berichte von einwandfreien Beobachtern in großer Zahl vorhanden, von denen diejenigen die beweiskräftigsten sind, die nicht nur auf visuelle Eindrücke abstellen, sondern u. a. Ozongeruch und deutliche Donnerschläge erwähnen. Auch sind atmosphärische Parasiten in der Radiotelegraphie festgestellt worden, die die elektrische Natur der Vulkangewitter beweisen.

Pond und Smith*), sowie Kennan**) erwähnen die Beobachtung von Kugelblitzen; Lacroix nennt sie „*étoiles scintillantes*“, die Engländer „*starlightnings, scintillatings*“ oder „*coruscatings*“. Merkwürdigerweise treten Kugelblitze mit Vorliebe dort auf, wo die Elektrizitätserzeugung an feste Materie gebunden ist, wie z. B. bei Sandstürmen und Wintergewittern***).

Die relative Häufigkeit von Kugelblitzen bei vulkanischen Gewittern geht auch aus der Zusammenstellung von Galli†) hervor.

Nach anderen Beobachtern sind auch Elmsfeuer die Begleiter von vulkanischen Ausbrüchen gewesen; diese treten ebenfalls häufig bei Sandstürmen und Schneefällen††) auf, deuten also auch auf die Verknüpfung der vulkanischen Elektrizität mit Wolken von festen Bestandteilen, in diesem Falle Aschenwolken.

Heilprin†††) hat den Mont Pelé wiederholt während starken Ausbrüchen bestiegen und einmal eine Ablenkung der Magnetnadel von 30° bis 40° beobachtet. Diese vereinzelte Feststellung am Rande des Kraters erhält erhöhte Bedeutung durch die bekannte Tatsache, daß von verschiedenen Vulkanausbrüchen, unter anderen vom Mont Pelé starke magnetische Störungen ausgingen, die sozusagen in der ganzen Welt beobachtet wurden; die Zeitübereinstimmung ist zum Teil sehr auffallend.

*) Pond and Smith: Transactions. New Zealand Institut 19, 562 (1883).

**) Kennan: The tragedy of Pelée. The Outlook, Vol. LXXI, Nr. 9 bis 15. New York 1902.

***) Vgl. Brand: Kugelblitze. Hamburg 1923.

†) Accad. Pontif. dei nuovi Lincei 1916

††) Vgl. Ph. Reinhardt. Über Elmsfeuer, „Das Wetter“ 41, 62 (1924).

†††) Heilprin: Mt. Pelée and the tragedy of Martinique. Philadelphia and London 1903.

Verschiedene Beobachter, u. a. Monticelli, haben festgestellt, daß die vulkanischen Aschen mit elektrischen Ladungen behaftet fallen. Die einen betonen, daß die Aschen stets das gleiche Vorzeichen aufweisen; dies scheint mir a priori unwahrscheinlich, da aus verschiedenen Gründen das Vorzeichen wechseln kann; ob die Aschen häufiger positiv oder negativ geladen sind, könnte sich nur durch zahlreiche Versuche entscheiden lassen; wichtig wäre dabei auch die Ladungsmenge pro Gewicht festzustellen und gleichzeitig die physikalisch-chemische Beschaffenheit der Aschen, sowie den zeitlichen Zusammenhang mit dem Ausbruch und seinen Begleiterscheinungen anzugeben. Bis jetzt sind nur wenige derartige Messungen ausgeführt worden.

Aus dem Zusammenhang der elektrischen Erscheinungen mit den Aschen geht hervor, daß die vulkanischen Gewitter nicht mit den Wärmegewittern identifiziert werden dürfen, wie dies Hann in seinem Lehrbuch der Meteorologie getan hat. Vielmehr stellen sie mit einigen ähnlichen Erscheinungen, wie Sand- und Schneestürmen eine eigene Gruppe dar, die man am besten als Staub- oder Trockengewitter bezeichnet*).

Nach den Forschungsergebnissen von A. Brun**) ist die paroxysmale Phase wasserfrei; daraus folgt, daß die Eruptionswolken höchstens in Ausnahmefällen Träger von Wasserdampf oder Wassertropfchen sein können, nämlich dann, wenn die Eruption indirekt, z. B. durch Aspiration von wasserdampfgesättigter, atmosphärischer Luft, Kondensation erzeugt. Für diese Spezialfälle mögen die Erklärungsversuche maßgebend sein, die auf dem Vorkommen von Wasser beruhen. Für alle jenen Ausbrüche aber, bei denen lediglich staubtrockene Asche ausgeworfen wird und trocken fällt — solche Ausbrüche sind häufig mit starken elektrischen Erscheinungen verbunden — müssen die Erklärungen hauptsächlich auf die Elektrisierung von staubförmig zerteilter Materie abstellen.

Laboratoriumsversuche über Staubelektrisierung hat unter anderen A. W. Douglas Rudge***) angestellt, der zeigte, daß alle möglichen Pulver beim Aufwirbeln elektrisch werden, und zwar so, daß die kleineren Teilchen die eine Ladung tragen und die größeren die andere. Thorkell Thorkelson†), der Versuche mit vulkanischer Asche anstellte, glaubte die Elektrisierung auf einen Effekt zwischen chemisch verschiedenen Körpern zurückführen zu müssen. Diese Annahme ist überflüssig; Verfasser ††) hat die Rudgeschen Versuche mit verbesserten Einrichtungen wiederholt und neben anderen Ergebnissen, die Elektrisierung zwischen chemisch gleichartigen Substanzen bestätigen können.

Erwähnenswert sind in diesem Zusammenhang die Untersuchungen von K. Kahler, der fand, daß sich aufgewirbelter Blütenstaub, Straßenstaub oder

*) Vgl. K. Kähler: Die Gewitterelektrizität. Verlag Bornträger, 1924.

**) A. Brun *L'exhalaison volcanique*. Kündig, Genf 1911.

***) W. A. Douglas Rudge, *Phil. Mag.* 25, 481 (1913) und *Proc. Roy. Soc.* 90, 256 und 574 (1914).

†) Thorkell Thorkelsson. „*Volcanic Eruptions in Iceland 1922*“. Timarit V. E. I. 1923.

††) A. Stäger: *Dissertation* Freiburg (Schweiz) 1924.

Schnee elektrisiert und das atmosphärische Potentialgefalle verändern kann. Ferner haben P. Beyersdorfer und F. Kercher*) eine elektrische Entladung in einer Straßenstaubwolke beschrieben und auf Grund von eigenen Experimenten mit Zuckerstaub auf Staubelektrisierung zurückgeführt. — V. Kohlschütter und Tüscher**) haben die Darstellung disperser Substanzen in gasförmigen Medien untersucht und auch ihre elektrischen Eigenschaften erwähnt.

Auf die quantitativen Verhältnisse der Staubelektrisierung bin ich (l. c.) eingegangen, wo ich auch verschiedene Arten von Staubelektrisierung unterschieden habe:

1. Rudgeeffekt. Elektrisierung durch Aufwirbeln von Staub.

2. Gittereffekt. Elektrisierung bei Durchgang einer zuvor ungeladenen Staubwolke durch ein Gitter oder beim Kontakt an einem beliebigen festen Körper; dieser Effekt ist eigentlich schon lange bekannt und wird bei den Lichtenbergschen Figuren mitspielen; er wurde aber früher nicht näher untersucht.

3. Kristallelektrisierung. Sie entsteht beim Zerreißen von feinen Kristallen, z. B. von Kohlensäureschnee, Metaacetaldehyd usw. 0.02 bis 0.03 g Metaacetaldehyd können etwa 6 E.S.E. trennen.

Ich habe diese Untersuchungen auf das vulkanische Gebiet angewendet und vulkanische Asche vom Ätna auf Rudge- und Gittereffekt untersucht, wobei sich zeigte, daß der erste für die betreffende Asche bei gewöhnlicher Temperatur sehr mäßig war, mit der Temperatur aber zunahm, so daß 1 g erwärmte Asche 10 E.S.E. trennen kann, während der Gittereffekt bei gewöhnlicher Temperatur 333 E.S.E. pro 1 g Substanz erzeugt. Bei dem letzteren Versuch wurde die Asche gegen ein isoliertes und mit dem Seitenelektrometer verbundenes Metalldrahtgitter geblasen.

Nimmt man an, daß bei einem vulkanischen Ausbruch, sei es infolge Gittereffekt an der Kraterwand, sei es durch Rudgeeffekt oder durch beide zusammen, eventuell noch vermehrt durch weitere Elektrizitätsquellen 1 g Asche nur 300 E.S.E. trennt, und daß die ausgeworfene Aschenmenge 1 km³ beträgt — einzelne Vulkane haben bis schätzungsweise 300 km³ Aschen gefördert —, so folgt unter Zugrundelegung eines viel zu kleinen spezifischen Gewichts für die Asche, nämlich dem spezifischen Gewicht „1“, daß 1 km³ Asche 3 · 10¹⁷ E.S.E. trennen kann, was 10⁸ Coulomb entspricht. Macht man die weitere Annahme, daß die Aschenmenge von 1 km³ im Verlauf einer Stunde in kontinuierlichem Strome durch die Krateröffnung geht und bis zu einer Höhe von 10 km über den Krater steigt, ferner, daß für diese ganze Aschenmenge die elektrische Ladung pro Gewichtseinheit konstant sei und überall gleiches Vorzeichen aufweise, während die entgegengesetzte Ladung z. B. durch die Kraterwandung in die Erde abfließe, so

*) P. Beyersdorfer und F. Kercher. Über eine elektrische Entladung in einer Straßenstaubwolke. Meteorolog. Zeitschr. **39**, 395 (1922).

**) V. Kohlschütter und J. L. Tüscher. Zeitschr. f. Elektrochem. 1921

berechnet sich die Stärke des aufsteigenden elektrischen Konvektionsstroms zu $\frac{10^8 \text{ Coulomb}}{3600 \text{ sec}} = \text{etwa } 30\,000 \text{ Amp.}$ Zur Vereinfachung der Ausrechnung der magnetischen Feldstärke in einem Punkte P , der vom Krater einen horizontalen Abstand von 10 km hat, soll angenommen werden, daß die aufsteigenden Ladungen sich nicht in der Nähe des Kraters zur Erde zurückbewegen, so daß wir lediglich einen geradlinigen, vertikalen Strom zu berücksichtigen haben, dessen Stärke in jedem Querschnitt die gleiche sei; dann ist die magnetische Feldstärke im Punkte P und überhaupt in einem Umkreis von 10 km vom Krater:

$$H = 0.2 \cdot \frac{J \text{ Amp.}}{d \text{ cm}} = 0.2 \cdot \frac{3 \cdot 10^4}{10^6} = 0.006 \text{ Gauß.}$$

Die angewendete Formel bezieht sich allerdings auf einen unendlich langen geradlinigen Leiter; die Wirkung des 10 km langen Stromes vom Krater bis zum oberen Ende der Wolke bekommt man durch das Integral:

$$H = \frac{J}{10d} \int_{\pi/2}^{\pi/4} \sin \varphi \cdot d\varphi = \frac{J}{10d} \left[\cos \varphi \right]_{\pi/2}^{\pi/4} = 3 \cdot 10^{-3} \cdot 0.7 = 0.002 \text{ Gauß.}$$

Der Konvektionsstrom würde im Abstand von 10 km mit einem gewöhnlichen Kompaß gut wahrnehmbar sein.

Natürlich würden solche elektrische Mengen auch ein starkes elektrisches Feld erzeugen, das sich mit einem gewöhnlichen Elektrometer, z. B. einem Aluminiumblattelektrometer in Verbindung mit einem Kollektor messen ließe.

Derartige Messungen, sowohl magnetische wie auch elektrische, sollten künftig bei Vulkanausbrüchen häufiger als bisher ausgeführt werden, da in der Vulkanologie die Theorie wenig hilft, wenn sie sich nicht auf Messungen stützen kann. Beobachtungen und Messungen der erwähnten Art wären auch bei sonstigen Staubgewittern, Sandstürmen, auch bei großen Explosionskatastrophen oder großzügigen Explosionsexperimenten interessant.

Eine ausführlichere Behandlung dieser hier angedeuteten Probleme habe ich in Arbeit und werde sie demächst veröffentlichen. Mögen diese Zeilen einige Geophysiker anregen, künftige Vulkan- und Staubgewitter nicht ohne Kontrollierung mit Bussole und Elektrometer vorbeigehen zu lassen.

Den Herren Prof. A. Gockel und Prof. E. Hugi möchte ich für ihr Interesse meinen aufrichtigen Dank aussprechen!

Referate.

Rokuro Yamamoto: Sur les Bases nouvelles de la Sismophysique et sur la Constitution interne du Globe. terrestre. Annales de Physique, Paris Mai-Juin 1924.

Das Ziel der Arbeit ist, eine Formel für die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen in der Tiefe zu erhalten, die für den Erdmittelpunkt endliche Werte $\neq 0$ liefert, und Schlüsse über den Aufbau des Erdinnern zu ziehen.

Ausgehend von den Voraussetzungen, daß

1. die Zusammensetzung des Erdinnern nur von der Entfernung r vom Erdmittelpunkt abhängt und
- 2 die Erdbebenwellen dem optischen Refraktionsgesetz folgen,

stellt der Verfasser die Gleichung der Bahnkurve der Erdbebenwellen auf und leitet aus ihr Beziehungen zwischen der Geschwindigkeit der Wellen, der Tiefe und den an der Erdoberfläche zu beobachtenden Größen, Emergenzwinkel ε und Herdentfernung Θ , ab.

Vorwiegend werden longitudinale Wellen betrachtet, und es wird gezeigt, daß für transversale Wellen die gleichen Betrachtungen gelten.

Durch Einführung der stetigen Funktion

$$\Theta(\sigma) = \sum_0^{\infty} a_m \sigma^m, \quad \sigma = \cos. \varepsilon$$

wird die Abhängigkeit des Emergenzwinkels von der Herdentfernung dargestellt. a_0 ist gleich π , da $\sigma = 0$ für $\Theta = \pi$ ist Die vier nächsten Koeffizienten ergeben sich nach Resultaten von Benndorf*) zu

$$a_1 = -2.4044 \pi, \quad a_2 = 1.1748 \pi, \quad a_3 = 1.5771 \pi, \quad a_4 = -1.3475 \pi$$

und nach Resultaten von Geiger**) zu

$$a_1 = -5.4699, \quad a_2 = 0.6173, \quad a_3 = 4.2275, \quad a_5 = -2.5165.$$

Nach längerer Rechnung gelingt es, die Geschwindigkeit der Wellen implizite zu erhalten, abhängig von der Tiefe und den Koeffizienten a_1 bis a_4 . Durch Einsetzen der Zahlenwerte ergibt sich für die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Tiefe eine Funktion, die natürlich keine Unstetigkeit aufweist.

Die Geschwindigkeit im Erdmittelpunkt ist das 2.5471 fache (Benndorf) bzw. 2.0165 fache (Geiger) der Geschwindigkeit an der Oberfläche.

Um die Richtigkeit seiner Theorie zu erweisen, berechnet der Verfasser aus der Laufzeit und der Länge der als Kreis angenaherten Bahnkurve die mittlere Bahngeschwindigkeit der zu Paris ($\Theta = 9765$ km) registrierten longitudinalen Wellen des großen japanischen Erdbebens vom 1. September 1923 und hieraus die Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen an der Oberfläche zu 7.205 km/sec. Dieser Wert weicht nur um 4 3 Promille von dem von Zöppritz und Geiger gegebenen Wert von 7 174 km/sec ab.

Aus der Übereinstimmung dieser kühnen Approximation mit der einen Beobachtung schließt der Verfasser, daß seine Theorie zu Recht besteht und also das Erdinnere keine Unstetigkeit für die Fortpflanzung seismischer Wellen aufweist.

Hierzu sei bemerkt, daß die Laufzeitkurve allein gar nicht genügt, um über die Unstetigkeitsflächen im Erdinnern zu entscheiden. So zeigen sich z. B. die Unstetigkeiten in ungefähr 1250 und 2900 km Tiefe durch plötzliche Abnahme der Intensität der in 40° und 108° Herdentfernung direkt durchs Innere ankommenden Wellen. Die Schattengrenze wird durch Beugung verwischt.

*) Mitt. d. Erdbeb. Komm. d. Akad. Wien, Nr. XXIX, 1905.

**) Phys. Zeitschr. 1910.

Unter der Voraussetzung einer stetigen Zusammensetzung des Erdinnern wird ferner die mittlere Riechheit der obersten Erdschichten bestimmt. Es ergeben sich = $5.9667 \cdot 10^{11}$ C. G. S. in Übereinstimmung mit Shida *) ($5.9 \cdot 10^{11}$ C. G. S.).

Das letzte Kapitel befaßt sich mit der Berechnung der Tiefe des Hypozentrums aus Emergenzwinkel und Laufzeit. Karl Jung.

Kolhoerster, W.: Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. (Jensen-Schwassmann, Probleme der kosmischen Physik, Bd. V.) Hamburg, Henri Grand, 1924. 72 S. Preis geh. R.-M. 3.60.

Die ständig wachsende Bedeutung, die der atmosphärischen durchdringenden Strahlung für die Erklärung der luftelektrischen Zusammenhänge zukommt, und das Interesse, welches diese Strahlung wegen ihrer Natur und Herkunft rein physikalisch wie allgemein geophysikalisch beansprucht, sichern einem Büchlein, wie dem vorliegenden, eine gute Aufnahme. Zur Orientierung von Nachbargebieten aus, wie auch für die Förderung von Arbeiten zur Erforschung der durchdringenden Strahlung wird diese Darstellung des um die Entwicklung dieses Sondergebietes sehr verdienten Verfassers willkommen sein. Man bemerkt vor allem die Beherrschung der hier zunächst ausschlaggebenden Meßtechnik und empfängt einen vollständigen Bericht über die Versuchsergebnisse, sowie einen Eindruck von der verwickelten theoretischen Seite des Problems.

In erster Linie interessiert die von oben kommende durchdringende Höhenstrahlung, für die der Absorptionskoeffizient etwa um eine Zehnerpotenz kleiner ist als für die härtesten γ -Strahlen der bekannten radioaktiven Substanzen, und über deren Herkunft aus der oberen Atmosphäre oder dem Kosmos zahlreiche Hypothesen zur Diskussion stehen. Daneben wird auch über die von der Luft und der Erde ausgehende durchdringende (γ -) Strahlung und ihre Beeinflussung durch die Änderungen der meteorologischen Elemente und der Bodenbeschaffenheit eingehend berichtet. Ein allgemeines Kapitel über Radioaktivität steht am Anfang und bringt Angaben über das Vorkommen der radioaktiven Substanzen in Erde, Gewässern und Luft, über die wichtigsten Eigenschaften dieser Substanzen und besonders über das Verhalten ihrer Strahlen beim Durchsetzen der Materie.

Möchte dieses Heft, wie auch die anderen dieser Sammlung, die verdiente Beachtung finden! Wigand.

Georgii, Walter: Wettervorhersage. „Wissenschaftliche Forschungsberichte.“ Herausgegeben von Dr. Raphael Ed. Liesegang, Frankfurt a. M., Bd. IX, Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff, 1924, 114 S., Oktav.

Das sehr lesenswerte Buch Georgiis gibt eine Zusammenstellung der Fortschritte der synoptischen Meteorologie im letzten Jahrzehnt. Es war ein überaus guter Gedanke des Verfassers, die Hauptresultate der zahlreichen, vornehmlich in der ausländischen Literatur sehr verstreuten Arbeiten der Kriegs- und Nachkriegsjahre in einer übersichtlichen Form zusammenzufassen. Das während des Krieges erschienene Buch von Defant „Wetter und Wettervorhersage“ konnte auf die meisten dieser jetzt auch bei uns herrschenden Anschauungen nicht mehr Bezug nehmen, da die fundamentalen Arbeiten von Bjerknes und Exner, auf die sich die heutige Wettervorhersage jedenfalls in der Theorie stützt, damals noch nicht bekannt waren. Georgiis Buch gibt uns eine wertvolle Ergänzung zu Defants „Wetter und Wettervorhersage“.

Die Richtung, in der sich die Meteorologie — jedenfalls bei uns in Deutschland — entwickeln muß, ist zurzeit bestimmt durch rein praktische Momente. Die reine Wissenschaft kommt hierbei leider zu kurz. Ob der praktische Meteorologe Zeit und Gelegenheit finden wird, die in Georgiis Buch besprochenen Theorien und wissenschaftlichen Erkenntnisse auch praktisch zu verwerten, muß dahingestellt bleiben. Sein Dienst läuft und wird erledigt. Es ist aber anzunehmen, daß auch jeder ernste Vertreter dieser Tätigkeit sich in seinen kargen Mußestunden einmal in Georgiis Darstellungen vertiefen und aus ihnen schöpfen wird. Robitzsch.

*) Memories of the college of science a. engineering, Kyoto 1912, Bd. IV.

Meyer, Rudolf: Haloerscheinungen. Theoretische Beiträge zur meteorologischen Optik. Abhandl. d. Herder-Instituts zu Riga, 1. Bd., Nr. 5.

Die Arbeit gibt eine eingehende Darstellung der Haloerscheinungen und prüft kritisch die bisher aufgestellten Theorien. Neben die von A Wegener vorgeschlagenen Ausdrücke „verschwisterte“ und „vergesellschaftete“ Halos stellt Meyer die Begriffe der „Verwandtschaft“ zweier Haloformen, ihrer „Abhängigkeit“ und ihrer „Selbständigkeit“. Wegeners Definitionen gehen darauf aus, gleichzeitig auftretende Formen zu trennen in solche, die zusammengehören, weil sie dieselbe Kristallform als Entstehungsursache haben (verschwistert) und solche, die nur durch gleichzeitig auftretende, aber verschiedene Kristallformen bedingt sind (vergesellschaftet). Meyer will mit seinen Definitionen nichts über die Ursachen der Erscheinungen aussagen, sondern nur rein statistisch die beobachteten Zusammenhänge im gleichzeitigen Auftreten verschiedener Formen erfassen. Er gibt nach diesem Prinzip auch eine Bearbeitung von Haloerscheinungen, die zum Teil aus den „Onweders, Optische Verschijnselen, Enz. in Nederland“, zum Teil aus eigenen Beobachtungen, zum Teil aus Beobachtungen von Galle u. a., stammen. Die so entstandenen Tabellen, die noch durch Benutzung einer vom Verfasser vorgeschlagenen systematischen Einteilung und abkürzenden Bezeichnung der verschiedenen Haloformen gewinnen, sind sehr übersichtlich; sie lassen sofort jeden der obigen drei Begriffe für jede der aufgeführten 17 Haloformen entnehmen. Für die Erforschung der Ursachen der Haloerscheinungen ist diese Art der Übersicht von großem Wert, wie der Verfasser in der Diskussion der Tabellen zeigt. Eine weitere Tabelle gibt den Zusammenhang zwischen der Sonnenhöhe und den verschiedenen Haloformen. Mit dem ganzen ersten Abschnitt will der Verfasser, obwohl er über tausend Haloerscheinungen verarbeitet hat, „in erster Linie nur die Veranschaulichung einer statistischen Methode“ geben.

Im zweiten Abschnitt wird die „Fallbewegung der atmosphärischen Eiskristalle“ besprochen. Früher arbeitete man mit dem dann als unrichtig erkannten Prinzip, die Kristalle stellten sich beim Fallen auf den geringsten Luftwiderstand ein. Statt dessen muß man jetzt annehmen, daß „kleine Kristalle ohne asymmetrische Dichteverteilung im Innern keine bestimmte Gleichgewichtslage haben, daß sie also geeignet sind, die zur Sonne konzentrischen Haloerscheinungen zu erzeugen“. Größere Kristalle dagegen haben „dank dem hydrodynamischen Drucke“ eine bestimmte Fallstellung und können daher nicht konzentrische Haloerscheinungen hervorrufen. Eingehend werden dann die „schiefen Halos“ besprochen, ohne daß der Verfasser einen von den bisherigen Erklärungsversuchen als quantitativ ausreichend ansieht. Auch hier fehlt zur letzten Entscheidung wieder die öftere gleichzeitige Beobachtung von Halo und Eiskristallen in ihrer Form und Bewegung. Nun geht Meyer noch auf die Pendelungen der Kristalle um ihre Gleichgewichtslage ein. Die dabei gewonnenen Ergebnisse werden im dritten Abschnitt zur Berechnung der Lichtverteilung in Untersonnen und Lichtsäulen benutzt. Einen Vergleich der Galle'schen Theorie, wonach die Lichtsäulen an pendelnden Eisplättchen, und der Stuchteyschen Theorie, wonach sie an rotierenden Kristallen entstehen, entscheidet Meyer zugunsten der ersten Theorie. Die langen Lichtsäulen werden auf mehrfache Reflexion an Eisplättchen zurückgeführt. Hierzu wird eine Abschätzung vorgenommen mit dem Ergebnis, daß die Reflexionen höherer Ordnung, falls nur die Wolke dick genug ist, stärker sein können als die Reflexion erster Ordnung; man kann also mehrfache Reflexionen zur Erklärung langer Lichtsäulen heranziehen. Allerdings bleibt auch hier wieder, wie der Verfasser bemerkt, eine wichtige Frage offen: Ist nicht die Wolkendicke, die zur Erzeugung von mehrfachen Reflexionen großer Intensität nötig ist, so groß, daß zwar die höheren Reflexionen mit der ersten vergleichbar oder größer als diese sind, daß aber schon die erste und das direkte Licht infolge der Schwächung unter die Wahrnehmungsgrenze sinken?

Ganz abgesehen von den neuen Gedanken und Anregungen, die sich in der Arbeit finden, ist sie durch ihre eingehende kritische Prüfung der bestehenden Theorien wertvoll. Am Schlusse ist ein reichhaltiges Literaturverzeichnis zum behandelnden Thema beigegeben.

W. Milch.

Mitteilungen.

Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, Tagung in Innsbruck am 24. u. 25. Sept. 1924.

Die bisherige „Deutsche Seismologische Gesellschaft“ hielt auf der Naturforscherversammlung zu Innsbruck, September 1924, ihre Jahresversammlung ab, in der sie beschloß, sich unter Erweiterung des Arbeitsgebietes im ganzen in die

„Deutsche Geophysikalische Gesellschaft“

umzuwandeln. Der Vorstand wurde für das nächste Jahr wie folgt bestimmt:

Vorsitzende O. Hecker, H. Hergesell, E. Wiechert.

Beisitzende: C. W. Lutz, K. Mack, Adolf Schmidt, A. Defant, F. Linke, W. Schweydar.

Schriftleiter der von der Gesellschaft herauszugebenden Zeitschrift:
G. Angenheister.

Schatzmeister: R. Schütt.

Für die Ausgestaltung der Gesellschaftszeitschrift, deren Herausgabe beschlossen wurde, wurde eine Kommission gegründet, die außer dem Vorstand die Herren E. Tams und L. Weickmann umfaßt. Diese Kommission hat inzwischen als Herausgeber der Gesellschaftszeitschrift mit dem Titel:

„Zeitschrift für Geophysik“

die Herren: G. Angenheister, O. Hecker, Fr. Kossmat, F. Linke, W. Schweydar, E. Wiechert bestimmt.

Als Ort für die nächste Jahresversammlung wurde Göttingen gewählt (Zeit wahrscheinlich Anfang Oktober 1925). _____
E. Wiechert.

Nach Angliederung einer „Erdmagnetischen Basisstation“ an die „Hauptstation für Erdbenenforschung Königsberg-Gr. Raum“ hat der Herr Minister für Wissenschaft usw. die Umwandlung des Namens der letzteren in „Geophysikalische Warte der Albertus-Universität“ verfügt. Leiter derselben ist nach wie vor der Unterzeichnete, mit dem Dienst beauftragt Dr. Fritz Errulat, Privatdozent für Geophysik und Meteorologie. Die Arbeiten in der Erdbenenstation werden wie bisher fortgeführt. Die erdmagnetische Basisstation arbeitet einstweilen mit den seiner Zeit an der Apfelbachbrücke verwendeten und vom Physikalischen Institut der Technischen Hochschule zu Darmstadt bzw. vom Observatorium in Potsdam zur Verfügung gestellten Apparaten. Anschrift der „Geophysikalischen Warte“ ist nach wie vor: Königsberg i. Pr., Lange Reihe 4. K. Andrée.

Neuaufnahmen.

119. SEIDL, E., Geheimrat Dr. ing., Berlin W. 10, Hildebrandtstraße 21.
120. Preußische Geologische Landesanstalt, Berlin.
121. WEIGELT, I., Prof. Dr., Halle a. d. Saale, Bernburgerstraße 28.
122. SCHMIDT, C., Geologe Dr., Sülbeck b. Salzderhelden.
123. CLOOS, E., Geologe Dr., Göttingen, Nikolausbergerweg.
124. HANNEMANN, M., Geologe u. Geograph, Dr., Hannover, Warmbüchenstraße.
125. MEYER, W., Geophysiker, Dr., Hannover, Bäckerstraße.
126. ROPKE, C., Geophysiker Dr., Bisperode b. Hameln.
127. THOMAS, E., Geologe u. Diplomingenieur, Dr., Cannawurf b. Heldringen.
128. HEISE, W., Bergingenieur, Bochum.
129. KOLB, W., Markscheider, Dortmund.
130. Geolog.-paläontolog. Institut der Universität Heidelberg.
131. PRANDTL, L., Prof. Dr., Göttingen, Böttingerstraße 8.

Änderungen der Anschrift. Bei Nr. 3, 22, 37 ist statt Hauptstation für Erdbenenforschung „Geophysikalische Warte“ zu setzen.

Es wird gebeten alle Änderungen der Anschrift der Schriftleitung mitzuteilen.

Literaturverzeichnis.

(Seit 1. Januar 1924; Einteilung siehe S. 1. Zur Einführung.)

VI. Grenzgebiete.

1. Meteorologie: a) Allgemeines.

- Internat. Commission for the investigation of the Upper air. *Nature* **115**, 781 (1925).
Felix M. Exner: *Dynamische Meteorologie*. 2. Aufl. Wien, Julius Springer, 1925. 421 S., 104 Fig.
- W. Georgii: *Wettervorhersage*. Die Fortschritte der synoptischen Meteorologie. *Wiss. Forschungsberichte*. Naturw. Reihe XI, 114 S VIII. Dresden und Leipzig, Steinkopff, 1924.
- M. Robitzsch: *Die Beobachtungsmethoden der modernen Meteorologen*. Sammlung geophys. Schriften Nr. 4. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1925. 125 S.
- Bericht über die Tätigkeit d. Preuß. Meteorol. Instituts im Jahre 1924. Veröff. Nr. 327 (1925).
- International Meteorological Committee. Report of the International Meteorological Conference of Directors and of the Meeting of the International Meteorological Committee at Utrecht Sept. 1923. Kon. Nederl. Meteorol. Inst. Utrecht 1924, Nr. 1 u. 2.
- W. Meinardus: *Meteorol. Ergebnisse der Seefahrt des Gauß 1902—1903*. Referat von J. Bartels. *Ann. d. Hydrogr.* **53**, 17 (1925).
- E. Barkow: *Die Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen der deutschen antarktischen Expedition 1911—1912*. Veröffentl. d. Preuß. Meteorol. Instituts Nr. 325.
- B. C. Kadel, H. C. Frankenfield und F. G. Tingley. *Cloud forms according to the International System of classification*, Weather Bureau, Cloud Committee, Washington 1924, 32 Tafeln.
- b) *Dynamik der Atmosphäre, Zirkulation, Polarfront, Zyklone.*
- W. van Bemmelen: *Der intertropische Teil der allgemeinen Zirkulation nach Beobachtungen in Batavia*. *Meteorol. Zeitschr.* **41**, 133 (1924).
- G. Stüve: *Zur Frage der Äquatorialfront*. *Ebenda*, S. 206.
- H. v. Ficker: *Bemerkungen über die Äquatorialfront*. *Ebenda*, S. 202.
- J. W. Sandström. *Untersuchungen über die Polarfront*. *Ebenda*, S. 33.
- Ph. Schereschewsky et Ph. Wehrli: *Les courants de perturbations et le front polaire*. *Compt. rend.* 1924.
- A. Defant: *Ein Beitrag zur Theorie der Polarfront*. *Meteorol. Zeitschr.* **41**, 1 (1924).
- N. Kotshin: *Bemerkungen zur Theorie der Polarfront*. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* **11**, 251 (1924).
- K. Diesing. *Der Wärmeeinbruch (Warmfront) 12./13. Januar 1920 in Mitteleuropa*. Veröffentl. d. Geophys. Inst. Leipzig 1924, 2. März, Nr. 1.
- H. Schreyfer: *Die Polarfronttheorie in ihrer Bedeutung für die Klimate der Festländer*. *Geogr. Zeitschr.* 1924, S. 3.
- W. Pepler. *Bemerkungen zum Bjerknesschen Schema der Kälte und Wärmefront*. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* **11**, 250 (1924).
- T. Kobayasi: *On the Mechanism of Cyclones and Anticyclones*. *Japan. Journ of Astron. a. Geophys.* **1**, 7 (1924).
- N. Bjerknes: *Le problème des cyclones*. *Journ. d. Phys. et le Radium* 1924, Nr. 4.
- M. Mason: *The physical and geological traces of the cyclone belt across North America*. *Monthly Weather Rev.* **52**, 102 (1924).
- U. Sipilinen: *Einige Versuche mit kleinen Luftwirbeln*. Helsinki, *Annal. Acad. Scient. Fennicae (A)* **23**, 1 (1924).

- G. B. Barbour: Waterspout and tornado within a typhoon area. *Monthly Weather Rev.* **52**, 106 (1924).
- G. Cresciani: Le Trombe del Friuli. *Meteorologia practica* **5**, 90 (1924)
- S. S. Nisher. Effects of tropical cyclones upon the weather of Mid-Latitudes. *Geogr. Rev.* 1925, Jan.
- V. H. Ryd: Travelling Cyclones. *Publ. Danske Meteorol. Inst.* 1923. Besprechung von F. M. Exner. *Ann. d. Hydrogr.* **52**, 113 (1924).
- J. Letzmann. Fortschreitende Luftwirbel. *Meteorol. Zeitschr.* **42**, 41 (1925).
- Derselbe: Grenzwirbel und treibende Wirbel. *Ebenda*, S. 181.
- T. Bergeron und G. Swoboda: Wellen und Wirbel in einer quasistationären Grenzfläche über Europa. *Veröffentl. d. Geophys. Inst. Leipzig* **3**, 2 (1924).
- L. Weickmann: Wellen im Luftmeer. *Abh. d. Sächs. Akad. d. Wiss.* **39**, 2 (1924).
- C. G. Rossby. Über die Entstehung wandernder Diskontinuitäten in der Atmosphäre. *Geografiska Annaler* 1924, S. 180.
- D. Brunt: The dynamics of cyclones and anticyclones regarded as atmospheric vortices. *Proc. Roy. Soc London* **105**, 729.
- Hisamitu Nisi and A Porter: On eddies in the air. *Phil. Mag.* **48**, 608 (1924).
- Th. Hesselberg: Mögliche Luftbewegungen an der Erdoberfläche. *Geophys. Publikat.* **3**, 7 (1924).

c) Wetter und Wettervorhersage.

- C. E. Brooks: The abnormal weather of the winter and early spring 1923/24. *Meteorol. Mag.* **59**, 79 (1924).
- W. Georgii: Korrelation der Sonnentemperatur in Mitteleuropa mit den Luftdruckverhältnissen voraufgehender Jahreszeiten in Süd- und Mittelamerika. *Ann. d. Hydrogr.* **52**, 166 (1924).
- L. Petijean: Sur un procédé de prévision de la nébulosité et de la pluie. *Compt. rend.* **178**, Nr 16 (1924).
- F. Baur: Der gegenwärtige Stand der langfristigen Wettervorhersage. *Naturw.* **12**, 342 (1924).
- Derselbe: Eine Temperaturvorhersage für den Erstfrühling 1925 in Deutschland. *Meteorol. Zeitschr.* 1925, S. 64.
- Schwalbe: Die Hanselmannschen Wettervorhersagen auf Grund der Mondstellungen. *Naturw.* **12**, 535 (1924).
- H. Bongards. Das Problem der Wettervorhersage. *Hansa* 1924, Nr. 9.
- J. Bjerknes: Diagnostic and Prognostic Application of Mountain Observations. *Geophys. Publ.* **3**, 6 (1924).
- D. Nukiyama: On the theory of Monsoon Rainfall. *Japan. Journ. of Astron. a. Geophys.* **2**, 2 (1924).
- W. Milch: Über die praktische Verwertbarkeit des Depolarisationsfaktors. *Zeitschr. f. Geophys.* **1**, 163 (1924).
- Derselbe: Über den Zusammenhang zwischen Durchlässigkeit der Atmosphäre für Sonnenstrahlung und der Wetterlage. *Meteorol. Zeitschr.* 1924, S. 79.
- H. W. Clough: A Systematically Varying Period with an Average Length of 28 Month in Weather and Solar Phenomena. *Washington. Monthly Weather Rev.* **52**, 421—441 (1924). *Nat.* 1925, Nr. 2900, S. 853.
- W. Wiese: Einwirkung der mittleren Lufttemperatur in Nordisland auf die mittlere Lufttemperatur des nachfolgenden Winters in Europa. *Meteorol. Zeitschr.* 1925, S. 53.
- W. B. Schostakowitsch: Warme und kalte Winter in Sibirien und ihre Abhängigkeit vom Zustand des Golfstromes. *Ebenda* **42**, 1, 1925.

d) Statik der Atmosphäre, die meteorologischen Elemente.

- F. Bartels: Der lokale Anteil an der täglichen Luftdruckschwankung. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* **11**, Nr. 2 (1924).
- E. Oddone: Teoria della oscillazione semidiurna di pressione. *Meteorologia practica* **5**, 77 (1924).

- E. Korselt: Über die Entstehung der täglichen regelmäßigen Barometerschwankung. Meteorol. Zeitschr. **42**, 185 (1925).
- P. C. Day: Monthly normal sea-level pressure for the United States, Canada, Alaska, and the West Indies. Monthly Weather Rev. 1924, Jan.
- F. Bartels: Neuere Arbeiten über sonnen- und monatliche Luftdruckschwankungen. Naturw. **12**, 488 (1924).
- W. H. Dines: The correlation between pressure and temperature in the upper air with a suggested explanation. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 1925, Jan.
- G. Stüve: Gleitflächen und Pilotwindmessungen. Meteorol. Zeitschr. **42**, 100 (1925)
- E. Oddone: Sulla resistenza della superficie terrestre oppone al movimento dell'aria. Atti reale Acad. naz. dei Lincei **1**, 308 (1925).
- P. Perlewitz: Windbeobachtungen über dem nördlichen und südlichen Atlantischen Ozean bis 22 km Höhe. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **11**, 317 (1924).
- E. W. Barlow: The upper air circulation of the Atlantic Ocean. Meteorol. Office Prof. Notes 199 (1925).
- W. Peppler: Die thermische Schichtung der Atmosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **11**, 79 (1924).
- Derselbe: Die Dicke der Wolkenschichten. Naturw. **12**, 364 (1924). Meteorol. Zeitschr. **41**, 364 (1924).
- Derselbe: Zum Alto-Cumulusniveau. Meteorol. Zeitschr. **42**, 62 (1925).
- H. Köhler: Über Tropfengruppen in Wolken. Ebenda, S. 137.
- W. Kopp: Ein Beispiel zur Benutzung von Wolkenhöhenmessungen für die Bestimmung des Zusammenhanges der Wolken mit der Wetterlage. Mitteil. d. Aeronaut. Obs. Lindenberg 1925, S. 25.
- W. Hartmann: Tropfenbildung und Tropfengröße in der Atmosphäre. Das Wetter **41**, 129 (1924).
- Fr. Linke: Die Abhängigkeit der Luftdichte von der Meereshöhe. Festschrift zur Jahrhundertfeier des physik. Vereins. Frankfurt a. M. 1924.

2. Hydrologie.

- A. Merz: Die Thermik der Alpenseen. (Vortrag in d. Ges. f. Erdk., Berlin.) Rf. Naturw. **12**, 440 (1924)
- A. Schumacher: Zur Genauigkeit der Temperaturmessung mit dem Richterschen Tiefsee-Umkippthermometer. Ann. d. Hydrogr. **52**, 148 (1924).
- R. de Buen: Influence de la température superficielle sur les changements thermiques profonds dans la Méditerranée occidentale. Compt. rend. **180**, 125 (1925).
- H. Jeffreys: On the Formation of Water Waves by Wind. Proc. Roy. Soc. (A) **107**, 189 (1925).
- C. S. Wright: The Ross Barrier and the mechanism of ice movement. Geogr. Journ. 1925, März.
- E. de Martonne and L. Anfrère: Extension du drainage océanique. Compt. rend. **180**, 939 (1925).
- A. O. Doodson: Meteorological Perturbation of Sea Level and Tides. Monthly Notices of the Roy. Astr. Soc. Geophys. Supplement **1**, 124 (1924).
- W. Koehne: Über die Ursache der Grundwasserschwankung. Deutsche Wasserwirtschaft **1924**, Nr. 7.
- S. Ogura: Effect of Atmospheric Pressure on Sea-Level in the Western Part of the North Pacific Ocean. Japan. Journ. of Astron. a. Geophys. **2**, 4 (1925).

3. Physiogeographie.

- R. T. Gould: The Ross deep. Geogr. Journ. 1924, Nr. 3.
- H. Claus: Der Wind als abtragende Kraft auf der Insel Helgoland. Zentralbl. f. Min., Geol. u. Pal. 1924, Nr. 19.

4. Geodäsie.

- T. Shimizu: Some Provisionary Tests on a Methode of Precise Levelling. Japan Journ. of Astron. a. Geophys. **2**, Nr. 2 (1924).
- Ch. Lallemand. Sur un prétendu affaissement du sol de la France. Compt. rend. **180**, 981 (1925).
- M. Brillouin. Champs de Gravitation extérieure, et densités internes. Ebenda, S. 987.
- E. Kohlschütter. Der Ausgangspunkt für trigonometrische Messungen in Deutschland. (Vortrag in d. Ges. f. Erdk., Berlin.) Rf. Naturw. **12**, 440 (1924).
- E. Anding: Deutung der Hansenschen Koordinaten geodätischer Position. Astron. Nachr. **221**, 1 (1924).
- Karl Lüdemann: Einige Mitteilungen über die Entwicklung der Beleuchtung von Meßstellen an geodätischen Vermessungsinstrumenten. Zeitschr. f. Instrkde. **44**, 33 (1924). Rf. Phys. Ber. 1924.
- W. Bowie: Earth movements in California. U. S. coast and geodetic survey, Nr. 106.

5. Geologie.

- F. Boureart: Une hypothèse vulcanologique sur la formation de l'Adriatique. Compt. rend. **178**, Nr. 15 (1924).
- L. Henkel. Konnte der Druck des Inlandeseis die Tektonik der Erdkruste beeinflussen? Peterm. Mitt. **70**, 270 (1924).
- E. Anteos: Swedish Late-Quaternary Geochronologies. Geogr. Rev. **15**, 280 (1925).
- J. K. Charlesworth. The Glacial Geology of the North-West of Irland. Proc. Roy. Soc. Irish Acad. **36** (B), 174 (1924).

6. Astronomie.

- A. Véronnet: Équilibre adiabatique d'un astre gazeux Compt. Rend. **178**, 692 (1924).
- P. Fatou: Sur le mouvement d'un point matériel soumis à l'attraction d'un spheroidé aplati. Ebenda **180**, 366 (1925).
- F. Buser: Beobachtungen des Zodiaklichts im Winter 1923/24. Astr. Nachr. 223, Spalte 19 (1924).
- E. Oepik: Weitere Bemerkungen zur Statistik der Sternschnuppen. Ebenda, Spalte 73.

7. Astrophysik.

- Royal Observatory, Greenwich. The Rotations Period of the Sun, Derived from measures of Solar Faculae. Monthl. Nat. Roy. Astr. Soc. 1924, Nr. 6.
- C. P. Butler Systematic Distribution of Solar Calcium.
- H. Mache. On a Diffusion Theory of Comets. Phil. Mag. 1924, S. 724.
- W. Anderson. Über die Existenzmöglichkeit von kosmischem Staube in der Sonnenkorona. Zeitschr. f. Phys. **28**, 299 (1924).
- L. d'Azambuja: Observations de masses mobiles de vapeur absorbante à de grandes hauteurs au dessus de la surface solaire. Rapprochement avec les protubérances élevées, à évolution rapide. Compt. rend. **180**, 47 (1925).
- A. Lacroix: La météorite de Roda. Ebenda, S. 89.
- E. Belot. Sur le mouvement d'un tourbillon dans un milieu résistant application aux tourbillons planétaires. Ebenda, S. 122.
- H. G. Block: Sur la répartition dans l'espace de la matière coronal, 15 S. Stockholm, Almqvist & Wiksells Boktryckeri, 1924.
- K. de Boer: Über die Ursachen der Kreisform bei den Mondringbildungen. Astr. Nachr. 223, Spalte 177 (1924)
- A. S. Eddington: Die Beziehung zwischen Masse und Leuchtkraft der Sterne. Naturw. **12**, 271 (1924).
- J. H. Jeans The Ages and Masses of the Stars. Nature **115**, 297 (1925).
- A. S. Eddington. The Source of Stellar Energy. Ebenda, S. 419.
- E. Condon. The Ages and Masses of the Stars. Ebenda, S. 420.

- E. Condon: The Ages of the Stars. Proc. Roy. Soc. Nat. Acad. Amer. **11**, 125 (1925).
- P. ten Bruggencate: Über die Entwicklung stellarer Materie. Nature **13**, 261 (1925).
- P. Ahnert: Die Fleckenverteilung auf der Sonne. Sirius 1924, Nr. 11/12.
- F. Wächter: Die Theorie der Sonnenflecken. Ebenda, Nr. 11/12.
- Ludendorff: Spektralphotometrische Untersuchungen über die Sonnenkorona. Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Berlin, phys.-math. Klasse 1925, S. 83.
- A. Brill: Der physikalische Zustand der Sterne. Zeitschr. f. Phys. **31**, 717 (1925)
- J. H. Jeans: On the Masses, Luminosities and Surface Temperatures of the Stars. Monthly Notices of the Roy. Astr. Soc. **85**, 196 (1925).
- J. K. Jeans. Cosmogonic Problems associated with a Secular Decrease of Mass. Ebenda, S. 2 (1924).
- P. Appell. Sur la nature d'un mouvement d'un corps céleste fluide autour de son centre de gravité. Compt. rend. **179**, Nr. 17 (1924).
- H. Kienle. Kosmische Refraktion. Phys. Zeitschr. **25**, 1 (1924).
- G. E. Hale: The depth of the universe. New York, Charles Scribners Sons 1924, XV u. 98 S., 44 Fig.
- H. Vogt: Die Massenabnahme der Sterne infolge Strahlung. Zeitschr. f. Phys **26**, 139 (1924).
- Kruse: Die ruhenden Calciumlinien. Naturw. **12**, 691 (1924).
- R. Dielzius. Über die Tageswanderung der Temperatur der Mondoberfläche. Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien (IIa), S. 132 (1924).
- J. Spykerboer. Over de Straling en de temperatuur van de buitenste fotosfeerlagen. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, nederlag v. d. gewone Neryadering d. Wis. en Nat. Afdeling 33. Nr. 3.
- G. E. Hale. Sunspots as magnets and the periodic reversal of their polarity. Nature, London, **113** (1924), Nr. 2829.
- R. Emden: Über Strahlungsgleichgewicht und Helligkeitsverteilung der Sonnenphotosphäre, Probleme der Astronomie. Festschr. f. H. v. Seeliger. Berlin, Julius Springer 1924. S. 347.
- C. E. St. John and H. D. Babcock: Note on the Pressure and Currents in the sun's Atmosphere. Proc. Nat. Acad. of Sc. Washington 1924, Nr. 9.
- W. Anderson. Über die Ursachen der großen Geschwindigkeiten der Protuberanzen. Zeitschr. f. Phys. **22**, 322—327 (1924).
- N. N. Russell und J. Q. Stewart. Pressures at the sun's surface. Astrophys. Journ. **59**, 197 (1924).

8. Physik

- J. Thompson: The ballistic air resistance function. Proc. Nat. Acad. of Soc. Washington 1924, Nr. 6.
- S. Butterworth: Distribution of the magnetic field and Return Current round a Submarine Cable carrying Alternating Current Part. 2. Phil. Trans. (A) **224**, 141 (1924).
- L. Hock: Methode zur Bestimmung der Elastizitäten. Verhandl. d. Deutsch Phys. Ges., 3. Reihe, 5. Jahrg., 1924, Nr. 2.
- A. Kussmann: Bestimmung der Konstante σ des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes.
- J. E. P. Wagstaff: An Electrical Method of Determining the Velocity of Detonation of Explosives. Proc. Roy. Soc. London (A) **105**, 282 (1924).
- P. Ludewig: Die Bestimmung des Radiumgehaltes schwach aktiver Substanzen nach der Gammastrahlenmethode. Ebenda, S. 394.
- P. W. Bridgeman: The compressibility of five gases to high pressures. Proc. Acad. Amer. **59**, 171 (1924).
- E. C. Bringham. Plasticity and elasticity. Journ. Frankl. Inst. **197**, 99 (1924).
- K. Försterling. Über die Reflexion und Brechung elektrischer Wellen an geschichtetem Medium. Ann. d. Phys. **74**, 171 (1924).
- L. Meitner. Über die Energieentwicklung bei radioaktiven Zerfallsprozessen. Naturw. **12**, 1146 (1924)

- W. Altbery und M. Holtzmann: Über die Absorption des Schalles in trüben Medien. Phys. Zeitschr. **26**, 149 (1925).
- D. L. Rich und W. H. Pielemeier. Absorption of high frequency sound. Phys. Rev. **25**, 117 (1925).
- H. Fletscher und J. C. Steinberg: The dependence of the loudness of a complex sound upon the energy in the various frequency regions of the sound. Phys. Rev. **24**, 306.
- J. C. Steinberg The relation between the loudness of a sound and its physical stimulus Abstract. Phys. Rev. **25**, 253 (1925).
- F. Trendelenburg: Zur Physik der Klänge (Kondensatormikrophon). Naturw. **12**, 661 (1924).
- Derselbe: Objektive Klangaufzeichnungen mittels des Kondensatormikrophons. Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 236 (1924).
- A. Haas: Einführung in die theoretische Physik mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme. 2. Bd., 3. und 4. Heft. VIII u. 379 S. 72 Abb. Berlin u. Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1924.
- F. Auerbach: Die Methoden der theoretischen Physik X, 435 S., 150 Fig., Leipzig, Akad. Verlagsgesellschaft m. b. H., 1925.
- W. F. G. Swann: The Absence of Ionization by Electrons with Speeds comparable with that of Light. Phil. Mag. 1924, S. 306.
- J. J. Thomson Recombination of Gaseous Ions, the Chemical Combination of Gases, and Monomolecular Reactions. Ebenda, S. 337.
- F. A. and A. F. Lindemann and T. C. Keeley. A New Form of Electrometer. Ebenda, S. 577.
- E. Laurence. The Charging Effect produced by the Rotation of a Prolate Iron Spheroid in a Uniform Magnetic Field. Ebenda.
- Handbuch der Radiologie VI. Die Theorien der Radiologie XI, 806 S., 141 Fig. Leipzig, Akad. Verlagsgesellschaft m. b. H., 1925.
- F. Schröter: Ein neuer Apparat zur Messung magnetischer Felder. Zeitschr. f. Instrkd. **44**, 477 (1924).
- E. Warburg und W. Rump: Über Ozonbildung durch stille Entladung bei kleinen Drucken. Zeitschr. f. Phys **31**, 245.
- K. Nesselmann: Über die spezifische Wärme der Luft. Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 151 (1925).

10. Mathematik.

- E. Madelung: Über die Verwendung der Vektor- und Tensoranalysis in der Theorie des Kreisels. Festschr. d. phys. Vereins, Frankfurt a. M. 1924.
- C. F. Marvin: A new principle in the analysis of periodicities. Monthly Weather Rev. **52**, 85 (1924).
- E. W. Woolard: Note on partial correlation. Ebenda, S. 164.
- Otto Feussner: Graphische harmonische Analyse. Fernmeldetechnik **5**, 5 (1924).
- N. Meyer und A. Deckert: Tafeln der Hyperbelfunktionen, Formeln. VI u. 78 S. Kempton, Josef Kösel und Friedrich Pustel.
- R. F. Gwyther. A simple formal Solution of the General Equation of Elastic Stress. Phil. Mag. (6) **47**, 965 (1924).
- J. Haag: Sur les combinaisons des résultats d'observations. Compt. rend. **179**, 1388 (1924).
- Derselbe: Sur la détermination expérimentelle du paramètre de précision. Ebenda **180**, 41 (1925).
- M. Calichio-pulo: Loi harmonique de la distribution des erreurs d'observation. Ebenda, S. 185.
- P. Levy Théorie des erreurs. La loi de Gauss et les lois exceptionnelles. Bull. de la Soc. Math. de France **52**, 49 (1924).
- N. Camp-Bell: The Adjustment of Observations. Phil. Mag. 1924, S. 816.

11. Kongreßberichte. Verschiedenes.

- American geophysical Union. Trans. Amer. Geophys. Union, fourth annual meeting, April 1923, Washington, D. C. Bull. Nat. Research Council 7, Nr. 41, January 1924.
- A. Lacroix. Compte rendu sommaire de la deuxième Assemblée générale de l'union géodésique et géophysique internationale tenue à Madrid du 1^{er} au 8^{er} octobre. Compt. rend. 179, Nr. 15 (1924).
- Mitteilungen der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte I, 1924, Nr. 9/12. Allgemeiner Bericht über die 88. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte.
- Report of the Council to the Hundred and fifth Annual General Meeting. Monthly Notices of the Roy. Astr. Soc. Febr. 1925.

Verschiedenes.

Unter dem Vorsitz von Fritjof Nansen hat sich eine internationale Studiengesellschaft zur Erforschung der Arktis mit dem Luftschiff gebildet. Über die Ziele und bisherigen Arbeiten hat der Vorsitzende der deutschen Gruppe der Studiengesellschaft E. Kohlschütter, Direktor des preuß. geodätischen Instituts, in der Gesellschaft für Erdkunde am 7. Februar Bericht erstattet.

Der Flug des Kapitäns R. Amundsen zum Nordpol am 23. Juni d. J. endete bei $87^{\circ} 43' 2''$ N und $10^{\circ} 19' 5''$ W.

In Taschkent wird ein Observatorium für erdmagnetische und luftelektrische Beobachtungen eingerichtet. Eine seismische und meteorologische Station ist dort schon tätig.

Charles Chree, der langjährige Leiter des Kew-Observatoriums, ist im Mai d. J. in den Ruhestand getreten. Anfang Januar ist der Kew-Magnetograph außer Tätigkeit gesetzt. Die Registrierungen wurden durch die Einflüsse der elektrischen Bahnen gestört. Die luftelektrischen Beobachtungen werden fortgesetzt.

Ad. Schmidt hat die goldene Georg Neumayer-Medaille erhalten in Anerkennung seiner Forderung der Geophysik, insbesondere des Erdmagnetismus.

C. G. Abbot, W. van Bemmelen, E. van Everdingen, F. Exner, T. Okada und E. Wallén sind im Januar d. J. zu Ehrenmitgliedern der Royal Meteorological Society in London ernannt worden.

Inhaltsverzeichnis: E. Wiechert: Entfernungsberechnungen von Orten auf der Erde bei kleineren Abständen. S. 177. — J. Gómez de Llarena: Die neue Isoseitenkarte des mitteldeutschen Erdbebens vom 6. März 1872. Mit einer Figur. S. 182. — E. Tams: Bruchlinien und Erdbewegungen in Kalifornien. S. 187. — V. Conrad: Der jährliche Gang der Erdbebenhäufigkeit und sekundär auslösende Ursachen der Erdbeben. S. 191. — O. Meissner: Einige Bemerkungen zu den Aufsätzen des Herrn Tams über den Einfluß von Sonne, Mond und Luftdruck auf die vogtlandischen Erdbebenschwärme. S. 194. — F. Hubert: Bodenerschütterungen durch fallende Gewichte. Mit fünf Figuren. S. 197. — A. Stager: Elektrische Erscheinungen im Zusammenhang mit vulkanischen Ausbrüchen. S. 209. — Referate: Jung, S. 214. — Wigand, S. 215. — Robitzsch, S. 215. — Milch, S. 216 — Mitteilungen. S. 217. — Literaturverzeichnis. S. 218. — Verschiedenes. S. 224.

Die Airysche isostatische Hypothese und Schweremessung.

Von **W. Heiskanen.**

Im Folgenden wird zur Arbeit „Untersuchungen über Schwerkraft und Isostasie“ des Autors stützend gezeigt, daß die Airysche isostatische Hypothese wenigstens gleich gut die Schwereanomalien erklärt wie die Prattische Hypothese, dann wird die entgegengesetzte Meinung W. Bowie's besprochen und endlich durch einige Beispiele bewiesen, daß es bei großen lokalen Schwereanomalien überhaupt schwierig ist zwischen den Airyschen und Prattischen Hypothesen zu entscheiden.

Daß die Unebenheiten der Erdoberfläche unterirdisch kompensiert sind, ist heutzutage als eine bestätigte Tatsache zu betrachten. Wie aber diese Kompensation stattfindet, darüber gehen noch die Meinungen gegeneinander. Sowohl die Prattische, von Hayford und von anderen präzisierter als auch die Airysche Hypothese haben Anhänger gefunden.

Viele Geodäten und Geophysiker, wie Helmert, Hayford, Bowie usw. haben die Prattische Hypothese näher geprüft und bemerkt, daß sie mit den Schwereanomalien und Lotabweichungen ziemlich gut im Einklang steht. Die Airysche Hypothese ist dagegen von den Geophysikern nicht unter genauer numerischer Diskussion gesetzt worden.

Da ich in meiner einen Arbeit*) diese Lücke zum Teil gefüllt habe, und weil W. Bowie**) sich gegen die Airysche Hypothese, oder „roots of mountains“ theorie, wie Bowie sie nennt, geäußert hat, so berühre ich hier kurz diese Fragen.

Die Airysche Hypothese gestaltet sich mancherlei, je nachdem wie man die zwei Parameter: die dem Meeresniveau entsprechende Erdkrustendicke T und Dichtendifferenz δ' der Erdkruste und der darunter liegenden nachgiebigen Schicht wählt. Ich habe in meiner Arbeit angenommen, daß T 77.2, 63.8 und 40 km und δ' 0.2, 0.3 und 0.6 betragen. Die Gebirge sinken in die nachgiebige Schicht um so tiefer, je höher sie sind, und die kompensierende Schicht liegt unter den Gebirgen tiefer als unter den Flachländern und unter den Ozeanen, und um so tiefer, je kleiner δ' ist. Es ist aber wahrscheinlich, daß die Erdkrustendicke unter den Gebirgen nicht viel größer sei als unter den Ozeanen, und die Schwerebeobachtungen auf den Ozeaninseln deuten auch darauf hin, so daß die Dichtendifferenz δ' der Erdkruste und der nachgiebigen Schicht verhältnismäßig groß, wahrscheinlich etwa 0.5 bis 1.0 ist. So große Werte

*) W. Heiskanen: Untersuchungen über Schwerkraft und Isostasie. Veröffentl. d. Finnischen geodätischen Instituts, Nr. 4, 1924.

**) William Bowie: A gravimetric test of the „roots of mountains“ theory, U. S. Coast and Geodetic Survey Serial, Nr. 291, 1924.

von δ' sind noch möglich und denkbar*). Im Flachland und in großen Hochländern ist die Airysche Kompensation mit der mittleren Tiefe des Kompensationsgebietes T' sehr nahe gleich der Prattaschen Kompensation mit der Ausgleichstiefe $2T'$, wie man leicht einsieht, und wie die von mir berechneten Tabellen zeigen. Auf den keilartigen Berggipfeln und in Kettengebirgen, die von vielen tiefen Tälern durchschnitten sind, führen aber diese zwei Hypothesen zu Resultaten, die voneinander erheblich abweichen. Auch hier kann man aber eine Airysche Hypothese finden, die die Schwereanomalien ebenso gut erklärt wie irgend eine Prattasche Hypothese.

Bowie nimmt in seinem erwähnten Aufsatz ein Beispiel. Er berechnet den Einfluß der isostatischen Kompensation eines Gebirges, dessen Breite 112.6 km, Länge 321.9 km und Höhe 4.83 km beträgt, unter der Annahme, daß die dem Meeresniveau entsprechende Erdkrustendicke T 96.6 km, die Dichtendifferenz der Erdkruste und der nachgiebigen Schicht δ' 0.15 und die Dichte der Erdkruste 2.70 beträgt. Er erhält für den Einfluß der Kompensation in diesem Fall den Wert 0.096 cm/sec^2 , während der Einfluß der Kompensation im Prattaschen Sinne mit der Ausgleichstiefe 96.6 km gleich 0.274 cm/sec^2 beträgt. Und weil die Prattasche isostatische Hypothese mit der obigen Ausgleichstiefe ziemlich gut mit den Schwereanomalien übereinstimmt, so zieht Bowie die Folgerung, daß die „roots of mountains“ theorie nicht zutreffend ist.

Daß Bowie den Einfluß der isostatischen Kompensation im Sinne von Airy so gering gefunden hat, kommt daher, daß er mit so großer Kompensationstiefe operiert hat. Nach seinen Angaben ist nämlich die Erdkrustendicke unter dem obigen Gebirge $96.6 + 4.8 + 87.0 = 188.4 \text{ km}$ und die mittlere Kompensationstiefe 144.9 km. Diese Airysche Kompensation ist im großen und ganzen mit der Prattaschen Kompensation mit der Ausgleichstiefe 289.8 km gleichbedeutend, und mit so großer Ausgleichstiefe sind keine Schwereanomalien übereinstimmend. Die größte Ausgleichstiefe, die ich gefunden habe, ist 250 km (in Kaukasien), während sie im allgemeinen zwischen 80 und 150 km liegt.

Hätte Bowie z. B. angenommen, daß die dem Meeresniveau entsprechende Erdkrustendicke 37 km und δ' 1.0 beträgt, so wäre er beinahe zu dem Resultat gekommen wie mittels der Prattaschen Hypothese. Die Erdkrustendicke ist nämlich dann unter dem Gebirge gleich $37.0 + 4.8 + 13.0 = 54.8 \text{ km}$ und die mittlere Kompensationstiefe $37.0 + 4.8 + 6.5 = 48.3 \text{ km}$, was die Hälfte von der Prattaschen Ausgleichstiefe 96.6 km ist.

Übrigens habe ich in meiner Arbeit numerisch gezeigt, daß die Airysche Hypothese sowohl in Kaukasien, in den Alpen als auch in U. S. A. die Schwereanomalien wenigstens ebenso gut oder ein wenig besser erklärt als die Prattasche Hypothese. In Kaukasien macht die Airysche Hypothese mit der dem Meeresniveau entsprechenden Erdkrustendicke 77.2 km und mit δ' gleich 0.2 die übrigbleibenden Schwereanomalien kleiner als irgend eine andere von mir benutzte Reduktionsart. In den Alpen stimmen die Schwereanomalien mit den Schwereanomalien in den Randsenken der Alpen über-

*) L. Kober: Der Bau der Erde 1921, S. 9—10.

ein, wenn man in der Airyschen Reduktion die mittlere Kompensationstiefe 35 und in der Prattischen Reduktion die Ausgleichstiefe 107 km benutzt. In U. S. A. erklärt die Airysche Reduktion mit der Erdkrustendicke 50 bis 70 km den Schwereverlauf etwas besser als jede Prattische Reduktion.

Es sei noch erwähnt, daß es mittels der Schwerkraftanomalien sehr schwierig zu entscheiden ist, ob die Prattische oder die Airysche Hypothese dem Schwereverlauf besser entspricht. Man kann nämlich auf mehrere Art — theoretisch auf unendlich manche Art — die Massenordnung unterhalb des Meeresniveaus so wählen, daß sie sich als eine gewisse Schwereanomalie äußert. Und die unregelmäßigen, mit dem geologischen Bau der Erdkruste mehr oder weniger im Zusammenhang stehenden Schwereanomalien sind manchmal so groß, daß sie die nach verschiedenen Reduktionsarten übrigbleibenden regelmäßigen Schwereanomalien überwältigen.

Wenn z. B. in Wiipuri (in Finnland) die nach der Prattischen isostatischen Reduktion übrigbleibende Anomalie -0.049 cm/sec^2 und in Sortavala, etwa 150 km nordöstlich, $+0.020 \text{ cm/sec}^2$ beträgt, so wissen wir sicher, daß dieser Unterschied dem geologischen Bau zuzuschreiben ist, denn diese beiden Stationen liegen im Flachland. Wenn aber z. B. an Kasbek (im Kaukasus), Beobachtungshöhe 1727 m, die nach der Prattischen isostatischen Reduktion — Ausgleichstiefe 113.7 km — übrigbleibende Anomalie $+0.86 \text{ cm/sec}^2$ und an Duschet, etwa 60 km südlich, Beobachtungshöhe 846 m, die Schwereanomalie -0.04 cm/sec^2 beträgt, so ist es schwieriger zu entscheiden, ob dieser Anomalienunterschied vollkommen aus den örtlichen Dichtenunterschieden herrührt, oder ob man die Ausgleichstiefe so verändern muß, daß sie diese Anomalien mehr einander gleich macht. In Alat, am Kaspischen Meere, beträgt die Schwereanomalie nach der isostatischen Reduktion -0.099 cm/sec^2 und in Lenkoran, etwa 135 km südlich an demselben Meere, $+0.062 \text{ cm/sec}^2$. In Sörvaagen, auf den Lofoteninseln, beträgt sie $+0.123 \text{ cm/sec}^2$ und in Bodó, etwa 80 km südöstlich, -0.056 cm/sec^2 usw. Wenn man mittels der Schweremessungen zwischen der Airyschen und Prattischen isostatischen Hypothese sicher entscheiden will, müßte man diese örtlichen Schwereanomalien beseitigen können, was schwierig, wenn nicht ganz unmöglich ist.

Zur Airyschen Hypothese komme ich zurück, wenn ich meine Untersuchungen über die Schwereanomalien in Skandinavien veröffentliche.

Bowie erwähnt noch ein Argument gegen die Airysche Hypothese. Er bemerkt ganz richtig, daß nach den Polschwankungen, Gezeiten und seismischen Ergebnissen im Erdinneren keine bedeutenden zähflüssigen lavaartigen Schichten sein können, in die die Gebirge einsinken könnten. Aber obgleich die nachgiebige Schicht gegen die kurzperiodischen Kräfte, die Polschwankungen und Gezeiten verursachen, wie ein starrer Körper sich verhält, so kann sie doch unter dem ständigen Drucke der Gebirge nachgeben, wie auch Schweydar erwähnt hat. Dann könnten z. B. die positiven Anomalien auf den Ozeaninseln so erklärt werden, daß sie nicht in die nachgiebige Schicht genügend eingesunken sind, und daß dort daher ein Massenüberschuß hervorkommt. Diese Erklärung ist jedoch nicht die einzige mögliche.

Über Gravitationsmessungen mit der Drehwage auf dem Eise des Titisees im Schwarzwald.

Von Dr. H. Holst, Freiburg i. Br. — (Mit drei Abbildungen.)

Durch Vergleich zwischen den auf der Eisdecke eines Sees mittels Drehwage gemessenen Schweregradienten und den aus einer erloteten Isobathenkarte errechneten Gradienten wird gezeigt, daß Messungen mit kleineren Drehwagen frei von systematischen Fehlern sind und sich bei Verwendung zweckmäßiger Korrektionsverfahren auch in gebirgigem Gelände richtig auswerten lassen, und daß schließlich auch regionale Schwerestörungen aus einer solchen Messung ermittelt werden können.

Die von R. v. Eötvös gegen 1900 konstruierte Gravitationsdrehwage hat sich im Laufe weniger Jahre als ein hervorragendes Hilfsinstrument der praktischen Geologie bewahrt. Besonders die Ölgeologen lernten rasch, Nutzen aus den mit ihr ausgeführten Messungen zu ziehen. Die verhältnismäßig großen Dimensionen des Apparates machten ihn aber für den Gebrauch unhandlich und verhinderten seine Anwendung auf eine Anzahl von Problemen, zu deren Lösung er an sich wohl in der Lage wäre. Schon Eötvös selbst sah dies ein und versuchte, durch Verringerung der Abmessungen seine Instrumente handlicher zu machen, wie dies in seinem Bericht an die XVI. Konferenz der internationalen Erdmessung eingehend beschrieben ist. Ein durchgreifender Erfolg war jedoch den zwei kleineren Modellen, die er konstruierte, nicht beschieden. Die auftretenden Störungen erschienen ihm zu groß, als daß angesichts der ungewöhnlichen Empfindlichkeit der Instrumente ein sicheres Arbeiten noch gewährleistet schien. Infolgedessen ruhte die Konstruktion kleinerer Drehwagen einige Zeit, und auch die neueren, nicht von Eötvös oder seinen Schülern gebauten Modelle behielten fast genau die Dimensionen der ersten Konstruktion bei.

Vor etwa sieben Jahren wurde dann von O. Hecker eine Drehwage gebaut, die ungefähr in den Abmessungen des ersten verkleinerten Eötvösschen Instruments gehalten war, aber infolge kompakterer Anordnung und leichteren Baumaterials um rund neun Zehntel des Gewichts der ursprünglichen großen Wagen leichter war. Das ganze Instrument wog mit Stativ etwa 20 kg. Zugleich hatte O. Hecker eine Vorrichtung an diesem Apparat angebracht, die es ermöglichte, die Messungen ohne Beisein eines Beobachters vollständig automatisch durch ein Registrierwerk vornehmen zu lassen. Sowohl dieses Registrierwerk als auch die Leichtigkeit wurden aber bisher stets dem Instrument zum Vorwurf gemacht; man befürchtete einerseits ungünstige Wirkungen des Registrierwerkes auf das Instrument, andererseits Überwiegen der Störungen über die Meßresultate, so daß jedenfalls die Resultate zu unsicher würden, um den Vergleich mit denen größerer oder nicht registrierender Wagen aushalten zu können.

Eine Prüfung, ob dieser Verdacht dem Instrument gegenüber gerechtfertigt ist, mußte in einem Gebiet mit hinreichend genau und leicht auch mit anderen

Mitteln als der Drehwage feststellbaren Schwerestörungen vorgenommen werden. Besonders einfach und günstig in dieser Hinsicht liegen die Verhältnisse bei einem See, auf dessen zugefrorener Oberfläche die Gravitationsmessungen vorgenommen werden. Durch Lotungen ist die Tiefe eines solchen Sees feststellbar, und aus einer in dieser Weise hergestellten Isobathenkarte ist wieder unschwer für jeden Punkt der Seeoberfläche die aus der Form des Seegrundes resultierende Schwerestörung zu ermitteln, vorausgesetzt, daß der Dichteunterschied zwischen Seegrund und Wasser bekannt ist. Die Wirkungen etwa am Seeufer befindlicher Anhöhen können ebenfalls durch Rechnung ermittelt werden, und die Eisoberfläche entspricht mit aller wünschenswerten Genauigkeit einer Niveaufläche der Erdattraktion, so daß für jeden Stationspunkt auf dem Eise die zu erwartende Wirkung einmal durch Rechnung und außerdem durch Messung mit dem Instrument zu ermitteln ist. Ein Vergleich beider Ergebnisse ermöglicht dann ein Urteil über die Richtigkeit des Instruments. Um zugleich die Empfindlichkeit darzulegen, sollte der zu einer solchen Messung dienende See nicht zu groß und tief sein, damit die Gradienten nicht allzu groß werden, sondern ungefähr den sonst in der Praxis vorkommenden und gemessenen Störungsarten entsprechen.

Ein solcher Messungsversuch wird freilich bei der Durchführung auf manche Schwierigkeiten stoßen, da das skizzierte Problem durchaus nicht als meßtechnisch ideal bezeichnet werden kann. Zunächst bildet die Eisoberfläche eines Sees keine stabile Plattform für die Instrumente, da unter dem Einfluß von Wind, Sonnenstrahlung und Wasserstandsänderung dauernd Bewegung im Eise ist, die Fehler in den Angaben oder mindestens Zeitverlust bei den Ablesungen verursachen kann.

Ferner sind die im Winter auftretenden Temperaturänderungen oft sehr groß und können bei temperaturempfindlichen Drähten einen schwer abschätzbaren Einfluß auf die Ergebnisse haben. Schließlich kann unter anderem der auf der Eisoberfläche lagernde Schnee lokale Massenstörungen — freilich untergeordneter Art wegen seiner sehr geringen Dichte — verursachen.

Die ersten beiden Fehlerquellen können nun, wenn auch nur in sehr viel geringerem Maße, bei anderen Meßproblemen auftreten, indem etwa auf nachgiebigem Wiesen- oder gar Sumpfboden oder in Klimaten mit starken täglichen Temperaturgängen gemessen werden muß. Man kann sie daher noch als besonderen Prüfstein für die Güte der Instrumente betrachten. Der an letzter Stelle erwähnte Übelstand ist praktisch wie theoretisch schwer faßbar und würde etwa den bei anderen Messungen in der unmittelbaren Umgebung der Stationen vorkommenden Bodinhomogenitäten entsprechen. Im ganzen zeigt also das Problem etwas größere meßtechnische Schwierigkeiten, als solche sonst wohl vorkommen, die aber nicht unüberwindlich erscheinen.

Als einigermaßen geeignetes Versuchsobjekt wurde der Titisee, der größte See des badischen Schwarzwaldes, ausgewählt, der in 846 m Meereshöhe an der als Höllentalbahn bekannten Eisenbahnlinie Freiburg i. Br.—Donaueschingen liegt. Es gelang mir, die Gesellschaft für praktische Geophysik in Freiburg i. Br., die Herstellerin der erwähnten Drehwagen, für die Vornahme eines Versuchs in

der oben angedeuteten Art auf dem Eise dieses Sees zu interessieren. Die Gesellschaft beauftragte mich, eine solche Messung durchzuführen.

Der Titisee stellt nach den von Halbfaß im Oktober 1897 ausgeführten Lotungen (vgl. Petermanns geogr. Mitt. 1898, S. 18) eine von allen Seiten nach der Mitte zu schwach abfallende Mulde dar. Das Relief des Seegrundes ist verhältnismäßig einfach, jedoch kommen stufenartige Böschungssteigerungen, besonders im Längsprofil, vor. Die größte Länge des Sees (zwischen dem Einfluß des Seebaches und dem Ausfluß der Gutach) beträgt etwa 1800 m, die größte Breite etwa 700 m. Die größte Tiefe von 39.2 m findet sich etwas näher dem Nordwest- als dem Südostufer ziemlich in der Mitte der Längsachse. Der See erfüllt den unteren, durch einen Moränenwall abgeschlossenen Teil des nach dem Feldberg hinaufziehenden Barentals, das in der Gegend des Sees beiderseits von bis zu 1100 m hohen Bergen eingefaßt wird. Geologisch betrachtet stellt dieses Tal eine von Glazialschotter erfüllte, ziemlich flache Mulde von sicher glazialer Entstehung dar. Die beiderseits aufragenden und mit ihrem anstehenden Gestein bis unmittelbar an die Ufer des Sees reichenden Berge bestehen aus wechselnden Rensch- und Schapbachgneisen; im Südosten liegt das Gebiet des Schluchseegransit, der interessante Injektionen in den Gneis bildet, wie das beim Bau der Eisenbahn Titisee—St. Blasien am Südostufer des Sees aufgeschlossene Profil zeigt *). Im Gneis setzen öfters Gesteinsgänge von wechselnder Mächtigkeit und verschiedenem petrographischen Charakter auf; ebenso scheinen auch Amphiboliteinlagerungen im Gebiete des Sees vorzukommen, wie einzelne Lesestücke zeigten. In tektonischer Hinsicht befinden wir uns im Gebiet des den südlichen Schwarzwald in west-östlicher Richtung durchziehenden Bonndorfer Grabens, der jedoch ohne nennenswerten Einfluß auf Entstehung und geologische Geschichte des Sees ist. Im ganzen stellt somit das Seebecken eine ziemlich flache Mulde im Gneis bzw. in Granit dar, am Grunde vielleicht in geringer Mächtigkeit mit Schotter bedeckt und am oberen sowie am unteren Ende von Schottermassen begrenzt, die das Tal ausfüllen bzw. abschließen.

Auf Grund dieser Erwägungen wurde bei Aufstellung des Meßplanes besonderer Wert auf die Durchmessung von Querprofilen gelegt, da diese beiderseits Anschluß an das anstehende Gestein von genau bekannter Dichte finden können und nur durch die unbekannte Mächtigkeit der Schotterbedeckung des Seegrundes, die aber keinesfalls erheblich sein kann, ein wenig unsicher werden. Weniger günstig liegen die Verhältnisse bei einem Längsprofil, das beiderseits im Schotter — und zwar im Glazialschotter — aufsetzt und erst unterhalb dieses Schotters an eine Felschale von unbekanntem, aber sicher nicht zu vernachlässigendem Relief anschließt. Die Abhängigkeit von den Witterungsverhältnissen verbot auch eine allzu weitläufige Anlage des Planes; daher wurde als hinreichend die Durchmessung von zwei Querprofilen und einem Längsprofil angesehen. Die Stationsabstände betragen etwa 50 m und wurden nach der Mitte des Sees zu im Längsprofil auf bis zu 300 m erweitert.

*) Eine über dies Profil berichtende Arbeit des Verfassers ist in Vorbereitung.

Die Messungen wurden vom 18. Januar bis zum 27. Februar 1924 durchgeführt. Eintretendes Tauwetter sowie einige Schneestürme unterbrachen die Arbeit öfters für längere Zeit, einmal sogar für acht Tage. Im ganzen wurden mit einer Wage 36 Stationen gemessen. Während der ersten Messungstage lag kein Schnee auf dem Eise, das infolgedessen kurz nach Sonnenaufgang in Aufregung geriet und erst gegen Mittag so weit ruhig wurde, daß mit Messungen begonnen werden konnte. Bis Sonnenuntergang wurde dann eine Station, eventuell auch zwei Stationen, visuell beobachtet, worauf wieder wegen der dann erneut auftretenden Eisbewegung bis 11 Uhr abends pausiert wurde. Dann ließen wir das Instrument auf einer neuen Station photographisch registrieren. Wir lernten die Nachtzeit zwischen 11 Uhr und Sonnenaufgang noch besser ausnutzen, indem wir gelegentlich nochmals in der Nacht die Station wechselten und so zwei photographisch registrierte Stationen bei Nacht erhielten. Die Stationen des Querprofils *B* wurden sämtlich photographisch aufgenommen, im Profil *A* ist die Station 8 photographisch registriert. Die übrigen Stationen sind visuell beobachtet.

Der Transport des Instruments und der für einen Teil der Beobachtungen benutzten Zelte auf dem Eise gestaltete sich sehr einfach. Auf dem glatten Eise wurden das Instrument und die Zelte geschoben, gelegentlich konnten sogar Schlittschuhe dabei gebraucht werden. Bei Vorhandensein einer Schneedecke, die schließlich etwa 0.5 m dick wurde, so daß sie zu Fuß nur noch mit großer Mühe passiert werden konnte, wurden Schneeschuhe angelegt und das Instrument dann auf der Schulter getragen. Für den Zelttransport wurden Rinnen in den Schnee geschaufelt; da das Zelt aber später nur während der Nacht benutzt wurde, um unberufene Beobachter von dem registrierenden Instrument fernzuhalten, war die dadurch verursachte Mühe ziemlich gering. Die Beobachtungen am Tage konnten während der Schneebedeckung des Eises meist ohne Zelt durchgeführt werden, solange starker Wind, der das Instrument hätte beunruhigen können, nicht vorkam.

Die Ergebnisse der Messungen werden, wie schon eingangs erwähnt, sowohl durch das Relief des Seegrundes als auch durch die am Seeufer befindlichen Anhöhen beeinflusst. Im vorliegenden Beispiel ist dieser Einfluß ziemlich stark; er beträgt bei den nahe dem Ufer gelegenen Stationen fast die Hälfte des Gesamtausschlages. Die sinngemäße Anwendung der bereits von R. v. Eötvös (Bericht an die XV. internationale Konferenz der Erdmessung) gegebenen kartographischen Korrekturen ermöglicht aber, unter Zuhilfenahme von eigens konstruierten Instrumenten und Rechentafeln den Einfluß dieser schon als Berge zu bezeichnenden Anhöhen in verhältnismäßig kurzer Zeit (etwa eine halbe bis höchstens eine Stunde je Station) aus der topographischen Karte zu ermitteln. Da im allgemeinen das Gelände nicht nach bestimmten einfachen mathematischen Gesetzen, sondern unregelmäßig und gleichsam willkürlich gestaltet ist, pflegt eine rein mathematische Vereinfachung der Korrektionsformel eine geringere absolute Genauigkeit zu ergeben als die skizzierte Methode, da das natürliche Gelände gewissermaßen durch ein künstliches mathematisches Gebilde ersetzt wird, das in seiner Wirkung der natürlichen Form gleichkommen soll. Wieweit das statthaft ist, läßt sich kaum allgemein, sondern nur für bestimmte morpho-

logische Geländeformen von Fall zu Fall und auf Grund eines großen statistischen Materials entscheiden. In dieser Weise sind die topographischen Korrektionsformeln von Eötvös entstanden*), die auch für die Wirkungen der Bodengestalt in nächster Nähe des Instruments vorzügliche Werte liefern, aber im Gebirge auf größere Entfernungen nicht geeignet sind. Die angedeuteten Erwägungen veranlaßten uns daher, bei dem eingangs skizzierten Verfahren zu verbleiben und gleichsam das Gebirge in seine Elemente aufzulösen, um dann

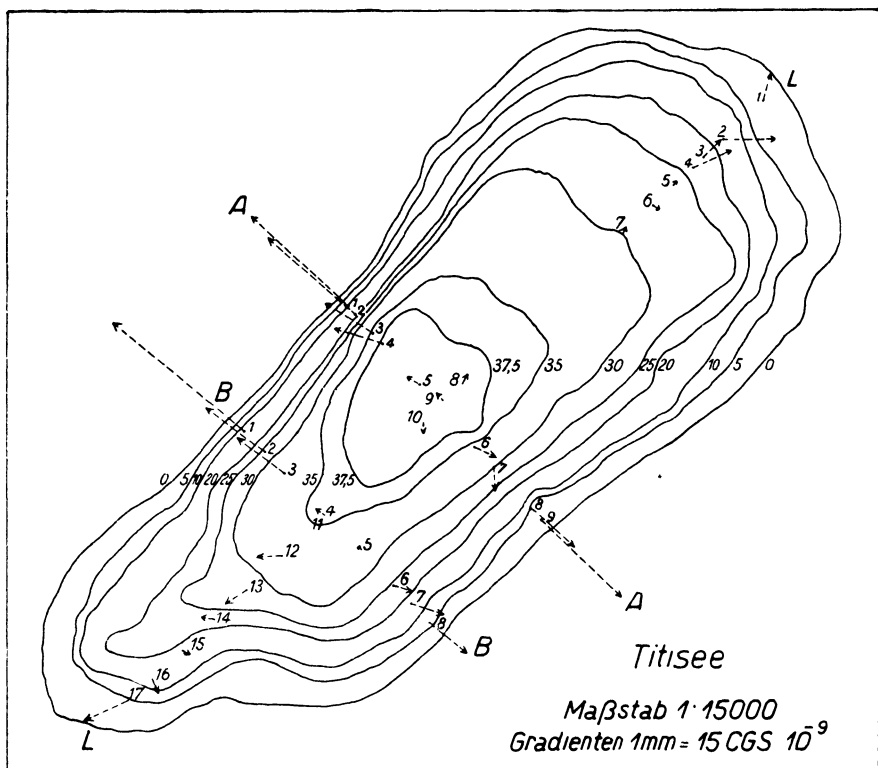


Fig 1. Isobathenkarte des Titisees nach Blatt Feldberg-Altglashütten der Karte 1:25000. Die Gradienten der Schwere sind gestrichelt eingetragen.

die Einwirkungen dieser Elemente für jede Station zu summieren. Die Ergebnisse dieser Methode sind ganz brauchbar, wie die gute Übereinstimmung der im folgenden mitgeteilten Werte deutlich beweist. Damit zeigt sich, daß entgegen der bis jetzt herrschenden Anschauung auch im Gebirge Drehwagenmessungen durchaus möglich sind.

Ferner ist noch zu berücksichtigen, daß in dem genannten Gebiet regionale Schwerestörungen wahrscheinlich sind, wie aus der von W. Döecke [Bericht der

*) Ebenso auch die während der Niederschrift dieser Arbeit von W. Schweydar (diese Zeitschrift 1925, Heft 3) veröffentlichten Formeln.

Naturf. Gesellsch. Freiburg i. B. XVIII (1910), Heft 1, S. 57 bis 65] mitgeteilten Gravitationskarte deutlich hervorgeht. Diese Karte zeigt in der Gegend des Titisees von Südwesten nach Nordosten streichende Isogammen mit nach Nordwesten wachsenden Werten, so daß wir Störungsgradienten von nordwestlicher Richtung zu erwarten haben.

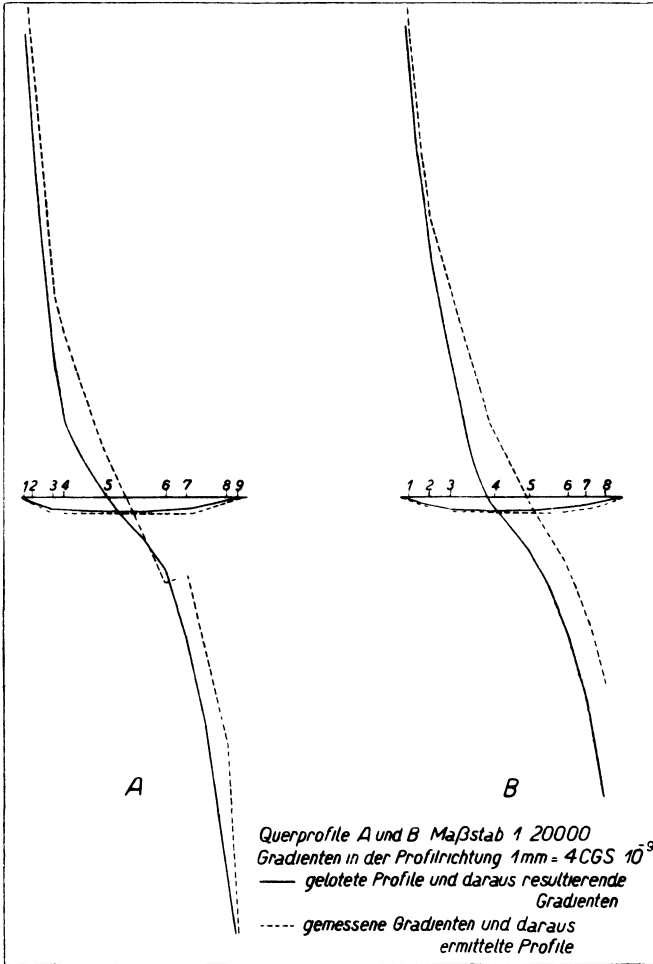


Fig. 2. Profiltafel.

Schließlich sind noch die örtlichen Inhomogenitätsstörungen, die auf die Dichteunterschiede zwischen den das Gelände bildenden Gesteinen zurückzuführen sind, zu beachten. Diese können zwar bezüglich des Anstehenden nicht allzu groß werden, da hier Dichteschwankungen von 2.6 bis maximal 2.9 zwischen Granit und Amphibolit auftreten, bezüglich der Schottersohle ist die Sachlage

etwas weniger günstig, da hier die Dichte um 2.1 herum liegen dürfte. Doch solche Schwierigkeiten begegnen uns bei anderen Messungen auch. Wir haben daher unseren Berechnungen einstweilen eine Dichte des Anstehenden von 2.7 und damit einen Dichteunterschied gegenüber dem Wasser von 1.7 zugrunde gelegt und sind dadurch sicher der Wahrheit recht nahe gekommen.

Denn zunächst zeigt ein Blick auf den beigefügten Gradientenplan, daß sämtliche Gradienten von der Seemitte fort nach den Ufern zu gerichtet sind. Die Feinfühligkeit des Instruments tritt besonders im nordwestlichen Teil des Querprofils *A* in die Erscheinung, wo die Gradienten sich aufs genaueste jeder Einzelheit des Seegrundreliefs anschmiegen, wie ein Vergleich mit den eingezeichneten Isobathen zeigt. Auch sonst ist die Richtung der Gradienten im allgemeinen bis auf wenige Ausnahmen (Station A 7, B 7, L 12) ebenfalls genau senkrecht auf den zugehörigen Isobathen. Daß nicht nur die Richtung, sondern auch die Größe der gemessenen Gradienten durchaus den durch Rechnung ermittelten Störungen entspricht, zeigen die beigefügten Profile. In den Querprofilen ist die obenerwähnte regionale Schwerkstörung absichtlich nicht weg-

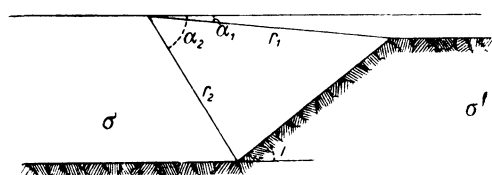


Fig. 3. Wirkung einer unterirdischen Böschung.

korrigiert, um zu zeigen, daß eine solche auch dann, wenn eine Gravitationskarte nicht besteht (wie dies für viele Teile der Erde der Fall ist), aus den Drehwagenmessungen abgelesen werden kann und somit kein Hindernis für die Messungen bietet. Die Profile

zeigen infolge dieser Störung, daß die gemessenen Werte gegenüber den berechneten nach Nordwesten hin zu groß sind, und zwar um einen Betrag, der ziemlich genau dem auf Grund der Gravitationskarte zu erwartenden Wert entspricht. Die im mittleren Teile der Querprofile noch überdies auftretenden Abweichungen werden durch Annahme einer 5 m mächtigen Schotterbedeckung des Seegrundes zwischen Wasser und Felschale völlig erklärt, die auch nach den oben gemachten Darlegungen durchaus glaubwürdig ist. Schließlich treten im Querprofil *A* noch an zwei Stellen kleine Abweichungen auf (Station A 3 und A 7), zu deren Erklärung örtliche Inhomogenitäten der Felschale, die gemäß der eingangs gegebenen geologischen Übersicht durchaus zu erwarten sind, herangezogen werden müssen. Das gleiche gilt von dem südöstlichen Teil des Querprofils *B*, wo ebenfalls eine geringe Abweichung in dieser Weise zu erklären ist. Ein genaues Eingehen auf diese Störungen würde eine umfangreiche geologische Betrachtung erfordern und an dieser Stelle zu weit führen, zumal die Genauigkeit der zugrunde gelegten Isobathenkarte an den von uns gemessenen Profilen nicht durch Lotungen nachgeprüft werden konnte und leicht infolge nicht kontrollierter Ablagerungen Abweichungen gegenüber den der Karte entnommenen Tiefenwerten auftreten können, die auch zur Erklärung der Abweichungen herangezogen werden mußten.

Das Längsprofil zeigt, wie auch auf Grund der obigen Darlegungen zu erwarten, nicht die gleiche quantitative Übereinstimmung wie die Querprofile. Gleich-

wohl treten eigentlich nur im südwestlichen Teile größere Abweichungen auf, die aber zum größten Teile auf die hier reichlich abgelagerten Sinkstoffe des Seebaches und die dadurch bewirkte Profiländerung des Grundes zurückzuführen sind.

Die auf dem beigegebenen Gradientenplan eingetragenen Werte sind die subterranean Störungswerte (nach Eötvös), also der Einfluß der Sphäroidform

Tabelle 1. Gradienten der Schwere mit kartographischen Korrekturen.

Station Nr.	Rohe Werte		Kartographische Korrektion		Endgültige Werte	
	Grad g_x	Grad g_y	Grad g_x	Grad g_y	Grad g_x (abgerundet)	Grad g_y
L 1	+ 68.9	+ 11.3	—	—	—	—
2	+ 17.5	+ 101.5	—	—	—	—
3	+ 52.5	+ 25.4	—	—	—	—
4	+ 50.9	+ 75.2	—	—	—	—
5	+ 18.6	+ 2.8	—	—	—	—
6	+ 2.7	+ 3.8	—	—	—	—
7	+ 34.5	+ 0.9	—	—	—	—
8	+ 37.6	+ 2.8	—	—	—	—
9	+ 35.5	+ 25.4	—	—	—	—
10	— 5.8	— 8.5	—	—	—	—
11	+ 23.9	— 23.5	—	—	—	—
12	+ 26.0	— 31.0	—	—	—	—
13	+ 11.7	— 56.4	—	—	—	—
14	— 8.0	— 53.2	—	—	—	—
15	+ 27.0	— 38.5	—	—	—	—
16	+ 17.0	+ 1.9	—	—	—	—
17	+ 1.1	— 1.9	—	—	—	—
17	— 5.8	— 113.7	—	—	—	—
A 1	+ 153.7	— 165.4	— 27.2	+ 42.7	+ 175	— 195
2	+ 158.5	— 153.2	— 9.7	+ 13.8	+ 150	— 180
3	+ 62.0	— 89.3	— 5.7	+ 8.3	+ 60	— 95
4	+ 38.7	— 94.7	— 1.4	+ 2.6	+ 30	— 100
5	+ 30.7	— 30.1	+ 8.0	— 4.9	+ 10	— 25
6	+ 1.1	+ 26.3	+ 14.6	— 13.7	— 20	+ 40
7	— 18.6	+ 14.1	+ 24.1	— 19.3	— 50	+ 5
8	— 44.8	+ 56.0	+ 35.9	— 39.3	— 80	+ 95
9	— 38.2	+ 63.9	+ 115.4	— 103.9	— 160	+ 165
B 1	+ 211.2	— 252.0	— 8.7	+ 8.4	+ 210	— 265
2	+ 94.4	— 114.8	— 5.3	+ 5.6	+ 90	— 120
3	+ 76.8	— 89.6	— 2.1	+ 4.3	+ 70	— 95
4	+ 43.2	— 30.8	+ 0.3	+ 3.2	+ 20	— 25
5	+ 19.2	— 5.6	+ 1.4	0.0	+ 10	— 5
6	+ 19.2	+ 22.4	+ 20.3	— 17.3	— 10	+ 40
7	+ 17.6	+ 42.0	+ 31.4	— 26.3	— 25	+ 70
8	0.0	+ 33.6	+ 54.9	— 46.1	— 60	+ 80

Besselsche Korrektion für Grad g_x = — 8.1.

der Erde (Besselsche Korrektion) und der Einfluß der Berge (kartographische Korrektion) sind bereits berücksichtigt.

Die in den Profilen eingetragenen Werte sind die in die Profilrichtung fallenden Komponenten dieser Gradienten; mit diesen werden die auf Grund der Böschungformel

$$\frac{dg}{ds} = 2 G (\sigma' - \sigma) \sin i \cdot \left\{ (\alpha_2 - \alpha_1) \cos i + 2.303 \sin i \cdot \log \frac{r_2}{r_1} \right\}$$

und angewandten Geologie durchaus genügt, so daß die Versuche, kleinere Drehwagen zu bauen, als nicht ganz aussichtslos bezeichnet werden müssen. Schließlich zeigt sich auch, daß — und auf welchem Wege — Drehwagenmessungen im Gebirge durchführbar und richtig auswertbar sind, und daß die Drehwage, wie dies bereits von A. Born*) angegeben wurde, ein Instrument ist, das die Abbildung geologischer Strukturfeinheiten und (eventuell in Kombination mit Pendelmessungen) auch der regionalen Struktur gestattet.

Vertikalvariometer für Feldmessungen.

Von J. Koenigsberger. — (Mit einer Abbildung.)

Es wird ein Variometer zur Bestimmung der kleinen Änderungen der Vertikalintensität des Erdmagnetismus beschrieben. Der Magnet ist an einem Faden aufgehängt, dessen Torsionskraft aber nicht für die Direktionskraft maßgebend ist, sondern letztere ist ähnlich wie bei den Wagen mit Schneide durch die Schwerkraft gegeben. Das Instrument gestattet die Variationen auf $\pm 10 \gamma$, unter Umständen sogar mit einer Genauigkeit von $\pm 2 \gamma$ festzustellen. Hierfür werden Messungsbeispiele aus der Praxis gegeben. Erforderlich ist zur sicheren Ermittlung der zeitlichen Änderungen ein zweites Instrument in der betreffenden Gegend selbst aufzustellen.

Die magnetischen Vertikalvariometer zur Vergleichung der Vertikalintensität sind bisher nach drei verschiedenen Prinzipien konstruiert worden. Bei den einen wird die mechanische Kraft auf einem Magneten im Erdfeld direkt gemessen, wobei die Wirkung kompensierender Magnete nicht oder nur nebenbei verwandt wird. Bei den anderen bildet die Vergleichung mit kompensierenden Magneten oder elektrischen Strömen die Grundlage.

Bei den Apparaten erster Art gibt es zweierlei Meßmethoden der mechanischen Kraft. Bei den einen wird der durch das magnetische Feld auf den beweglichen Magneten hervorgerufenen mechanischen Kraft durch die Torsionskraft eines Fadens das Gleichgewicht (H. Wild, W. Watson, G. Angenheister) gehalten.

Bei den anderen geschieht das mit Hilfe der Schwerkraft. Das erstere Konstruktionsprinzip verlangt Drähte bzw. Fäden, die ungefähr horizontal ausgespannt sind und in der Mitte den Magneten tragen, wobei der Schwerpunkt möglichst in den Unterstützungs- oder Aufhängungspunkt (bzw. Linie) fallen muß**). Man kann der Vertikalintensität, die nur dann voll wirkt, wenn der Magnet horizontal steht, durch Torsion des Fadens völlig das Gleichgewicht halten, oder man kann auch die Vertikalintensität durch ein Gegengewicht, also durch die Schwerkraft, zum größten Teil abkompensieren und nur dem nicht abkompensierten Rest durch Torsion das Gleichgewicht halten. Letzteres ist

*) A. Born, Beziehungen zwischen Schwerezustand und geologischer Struktur Deutschlands. Berlin, Springer, 1921.

***) Die Fäden müssen bei dieser Anordnung neben relativ großer Tragkraft eine hinreichende Konstanz des Nullpunktes besitzen. Die Vertikalintensität V beträgt $0.4 \text{ O G. S. Einheiten}$. Soll sie auf $1 \gamma = 1 \cdot 10^{-5} \text{ C G. S.}$ genau gemessen werden und durch Torsion abkompensiert sein, so muß die Torsionskraft auf ein $40\,000$ stel konstant sein.

vorteilhafter. Dann muß nur die durch die Torsion des Fadens bedingte Ruhelage bis auf einen Winkel konstant bleiben, dessen Größe durch die gewünschte Empfindlichkeit gegeben wird. Diese Forderung kommt ungefähr darauf hinaus, für die Torsionswaage Drähte oder Fäden von ähnlichen Eigenschaften anzuwenden, wie sie für die Drehwaage von Eötvös verlangt werden.

Das zweite Konstruktionsprinzip beruht auf der Vergleichung der Schwerkraftwirkung mit der magnetischen Wirkung, z. B. durch eine Waage, die auf Schneiden ruht. Die magnetische Waage von Lloyd*) ist in Observatorien viel angewandt; sie war aber für Messungen im Felde nicht geeignet. Ad. Schmidt**) hat sie derart umgestaltet, daß ein für die Praxis der Feldmessung brauchbares Instrument entstanden ist. Bei der Feldwaage von A. Schmidt liegt eine Schwierigkeit der Konstruktion in der Herstellung der Schneiden. Wenn eine Schneide verletzt wird, so ist eine Reparatur im Felde nicht leicht, und das bedeutet auf größeren Reisen eine Erschwerung.

Der Verfasser hat deshalb ein etwas anderes Instrument angegeben***), das auch das Wagenprinzip, die Vergleichung der Schwerkraft mit der durch den Magnetismus hervorgerufenen mechanischen Kraft benutzt, aber an Stelle von Schneiden die Aufhängung durch einen Faden verwendet†), der leicht erneuert werden kann. Die Torsionskraft des betreffenden Materials ist, verglichen mit

*) Vgl. z. B. L. Graetz, Handb. d. Elektr. u. d. Magn. IV Magnetismus von F. Auerbach, S. 195.

**) Ad. Schmidt, Anhang zum Tätigkeitsbericht des Meteorol Instituts in Potsdam 1914/15. Die Feldwaage von Ad. Schmidt wird von den Askaniawerken, Berlin-Friedenau, angefertigt (vgl. auch C. Heiland und P. Duckert, Zeitschr. f. angew. Geophys. I, Heft 10 u. 11, 1925).

***) Das Instrument wurde zuerst nach Herrn Mechaniker H. Ebbs in Freiburg konstruiert und wird jetzt mit erhöhter Empfindlichkeit von der Gesellschaft für praktische Geophysik in Freiburg i. B. angefertigt.

†) Es gibt außerdem eine Vierfadenwaage von K. Schering, die ebenfalls trotz der Fadenaufhängung die Schwerkraft, nicht die Torsionskraft, als Direktionskraft verwendet. Sie erfordert aber ausgedehnte Räumlichkeiten und ist für das Laboratorium bestimmt. Dem hier beschriebenen Instrument ist am nächsten verwandt ein 1905 von H. Andreesen (Dissertation, Kiel) auf Anregung von L. Weber konstruierter Apparat. Bei letzterem ist der Magnet in einem Messinghohlzylinder luftdicht fest eingelagert. Der Hohlzylinder ist an Kokonfäden aufgehängt und in Glycerin eingebettet. Die Schwerkraft wirkt in doppelter Art, erstens am Schwerpunkt und zweitens am Auftriebspunkt. Die Torsionskraft der Fäden war klein, verglichen mit der Resultierenden der beiden anderen Kräfte. Die Resultierende zwischen Auftriebs- und Schwerpunktskraft ändert sich mit der Temperatur der Flüssigkeit und wird in bestimmter Weise noch zur Temperaturkompensation des Magnets gebraucht. Mit dem recht empfindlichen Apparat ist meines Wissens nur im Keller des Kieler Observatoriums gemessen worden. Die Art der Verwendung der Flüssigkeit bei diesem Instrument, die im Laboratorium Vorzüge hat, macht bei Feldbeobachtungen meines Erachtens Schwierigkeiten. — Das zuerst von H. Wild und dann von G. Meyer, neuerdings von J. H. Shaxby verwendete Prinzip der Induktionsmessung des erdmagnetischen Feldes mittels Nullmethode und Abkompensation ist sehr brauchbar für viele angenäherte Messungen. Beobachtungen von der Genauigkeit, wie sie hier in Frage kommt, verlangen aber, daß man einen Strom oder eine elektromotorische Kraft auf etwa $5 \cdot 10^{-5}$ bis $1 \cdot 10^{-4}$ ihres Wertes konstant hält, was bekanntlich schwierig ist und umständliche Temperaturkorrekturen verlangt.

der Tragkraft, so gering, daß sie gegenüber den beiden Wagekräften, die am Magneten wirken, wenig ausmacht. Ihre Inkonstanz, die wieder nur einen Bruchteil der Torsionswirkung beträgt, kann daher ohne weiteres vernachlässigt werden. Es beträgt die Torsionskraft der verwendeten Spezialdrähte, in ihrer Wirkung mit der magnetischen und Schwerkraft verglichen, etwa $\frac{1}{6}$ bis $\frac{1}{10}$ der letzteren. Wenn also 0.1 Skalenteil 3γ entspricht, so bedingt die Drehung um 0.1 Skalenteil eine Torsionskraft, die einer Wirkung von 0.5 bis 0.3γ an dem Magneten gleichkommt.

Die Ausführung des Instruments geht aus der schematischen Abbildung hervor. Eine Skalenablesung besonderer Konstruktion mit Einstellung auf Unendlich ist fest mit dem Instrument verbunden. Das hat den Vorzug, daß Parallelverschiebungen des Magnets ohne Einfluß auf die Ablesung sind. Der Magnet ist als Wagebalken ausgebildet und trägt an einem Ende eine Regulierschraube. In seiner Mitte sitzt oben ein Spiegel, unten eine Schraube zur Veränderung der Empfindlichkeit. Man kann mit Sicherheit 0.1 Skalenteil ablesen und die Empfindlichkeit so steigern, daß 0.1 Skalenteil = 3γ entspricht. Es ist auch gelungen, noch zweimal größere Empfindlichkeit zu erreichen. Vorläufig hat das aber für Messungen lokaler Variationen bzw. deren Deutung noch keine Bedeutung, weil die Theorie der Induktion nichtellipsoidischer Körper und die Erfahrungen über Einfluß von Bodeninhomogenität noch nicht so weit ausgebildet sind*). Messungen, die Herr Beck auf meine Veranlassung vornahm, zeigten, daß auf Alluvialgebiet des Niederrheins zwei um etwa 10 m voneinander entfernte Stationen auf etwa $\pm 2\gamma$,

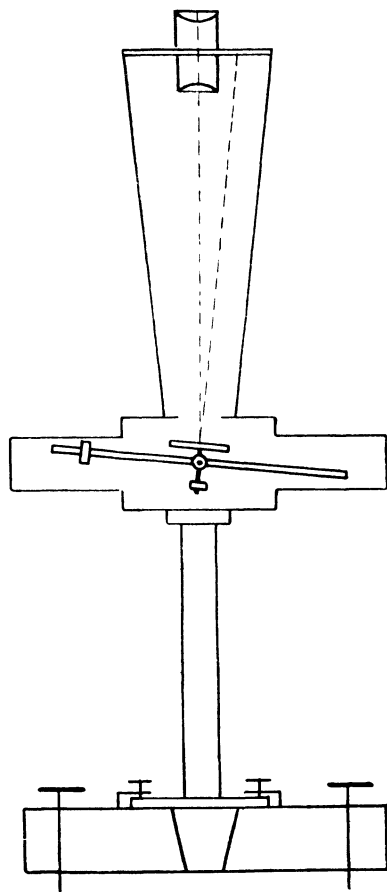


Fig. 1.

also innerhalb der Fehlergrenzen, übereinstimmen können. Bekanntlich begrenzt bei der Drehwaage von Eötvös die Inhomogenität des Bodens in der nächsten Umgebung die Genauigkeit der Messungen. Drehwagenmessungen an zwei um 10 m voneinander entfernten Plätzen zeigen Unterschiede, die größer, oft drei-, manchmal zehnmal größer sind als die Fehler der Messung selbst.

*) Bei einigen neueren Berechnungen wurde der Satz von Poisson, die Beziehung zwischen magnetischem und Gravitationspotential zugrunde gelegt, die aber nur zutrifft, wenn der Körper von Flächen zweiten Grades begrenzt wird.

Die Hauptfrage für die praktische Verwendung des Instruments war die, ob sich genügende Konstanz beim Transport zeigt. Sowohl das magnetische Moment des aus besonderem Material hergestellten Magnets wie die mechanische Anordnung des Apparats müssen völlig konstant oder exakt reversibel oder, falls nicht absolut reversibel, dann langsam stetig veränderlich sein. — Das Instrument hat einen nicht sehr großen, aber zu berücksichtigenden Temperaturkoeffizienten, der genau ermittelt wird. Ein Temperaturkoeffizient ist unvermeidlich, weil erstens das magnetische Moment mit der Temperatur etwas abnimmt, zweitens die Schwerkraftwirkung wegen Verlängerung des Hebelarms etwas zunimmt. Beide Wirkungen addieren sich. Selbstverständlich könnte man diese zwei Effekte durch einen dritten, entgegengesetzt gerichteten kompensieren. Doch würde dies die Herstellung des Instruments verteuern, und es müßte trotzdem zuweilen nachgeprüft werden, ob die Kompensation unverändert gilt. Außerdem ist bei rascheren Änderungen der Temperatur derselbe Temperaturgang von Magnet und von Kompensierungsvorrichtung nicht gewährleistet. Um die Konstanz der Nullage festzustellen, empfiehlt es sich stets, am Anfang und am Ende des Tages an derselben Station zu messen, falls die Messungen auf etwa 3 bis 5 γ genau sein sollen. Dadurch hat man eine Kontrolle für das richtige Funktionieren des Instruments.

Man kann, wie sich im Verlauf zahlreicher Messungen zeigte, etwaige Änderungen, die sich als Differenz der Anfangs- und Endmessung ergeben, der Zeit nach gleichmäßig auf den Tag verteilen. Messungsreihen mit derartigen Änderungen, bei denen dieselben Stationen wiederholt beobachtet wurden, gaben eine Übereinstimmung bis auf wenige γ . Später sind die Magnetsysteme derart geschützt worden, daß auch diese Unterschiede nur in sehr geringem Maße auftraten, so daß man jetzt oftens Messungsreihen hat, die bis auf $\pm 3 \gamma$ untereinander übereinstimmen.

Bei derartig genauen Ausmessungen kann man sich, wenigstens bei größeren Entfernungen von mehreren hundert Kilometern von Potsdam, nicht mehr unbedingt auf die dortigen Registrierungen stützen. Wenn auch im großen ganzen der Gang der zeitlichen Variationen, soweit er kosmischen Ursprungs ist, über sehr viel größere Strecken ähnlich verläuft, so gilt das doch bekanntlich nur genähert, nicht bis auf 1 γ genau. Außerdem aber verschiebt sich die täglich etwa zweimal zwölfstündige Variation bekanntlich mit der Lage des Ortes auf dem Meridian. Man müßte also die Observatoriumskurven der Variationen für diesen Anteil entsprechend umrechnen. Dabei bleiben Unsicherheiten, die zusammen mit der vorher erwähnten bis zu $\pm 2 \gamma$ betragen können, vielleicht auch mehr. Deshalb wurde für die genaue Prüfung des Instruments ein zweites, als Basisinstrument dienendes derselben Art in einem Zelt aufgestellt.

In jedem Instrument befindet sich ein Thermometer, das auf $\pm 0.1^\circ$ abgelesen wird. Bei sehr raschem Temperaturwechsel hat aber der Magnet nicht genau die Temperatur, die das Thermometer anzeigt.

Das Basisinstrument bleibt unbewegt, ist nur Temperatur- und zeitlichen Feldschwankungen unterworfen. Es hat sich dabei in genügender Annäherung als reversibel gezeigt.

Die folgenden Beobachtungen sind von Herrn Dr. F. X. Beck bei Gelegenheit von Messungen der Gesellschaft für praktische Geophysik, Freiburg i. B., für die Deutschen Solvay-Werke in Borth mit dem Instrument angestellt. Sie geben einen Überblick über dessen Genauigkeit. Es ist jeweils das Instrument erst in der Stellung I abgelesen worden, wobei der Nordpol nach Osten stand, dann in Stellung II, wobei der Nordpol nach Westen stand. Es wurde mit Visierbussole und Hilfsstab auf etwa $\pm 1/3^{\circ}$ genau eingestellt.

In der ersten Spalte ist die Stationsnummer angegeben, in der zweiten die mitteleuropäische Zeit, in der dritten das Mittel der Ablesungen. In der Tabelle 1a darunter findet man jeweils die nacheinander in Stellung I und Stellung II, also immer nach Drehen um 180° und nach eventueller Nivellements-korrektion, vorgenommenen Ablesungen. Das Instrument wird dabei auf ± 0.3 Teilstrich der Libelle $= \pm 15''$ einnivelliert. In der vierten Spalte steht die Zahl der Ablesungen, die für die Mittelbildung aus den Werten gedient haben, die in der Tabelle 1a angegeben wurden. In der fünften Spalte findet man den aus den Skalenteilen berechneten unkorrigierten Wert der Änderung der Vertikalintensität in γ gegenüber der unkorrigierten Lage der Basisstation bei der ersten Tagesmessung, in der sechsten die im Instrument vorhandene Temperatur, in der siebenten die Temperaturkorrektur in γ umgerechnet auf $+10^{\circ}\text{C}$ als Normaltemperatur bezogen. In Spalte 8 steht in γ die derart auf 10° korrigierte Differenz der Feldstation gegen den unkorrigierten Wert an der Basisstation bei der ersten Messung dort, in Spalte 9 die auf 10° korrigierte Differenz des Stationswertes gegen den auf 10° korrigierten Basiswert bei der ersten Messung dort.

In Spalte 10 findet man die jeweiligen zeitlichen Änderungen gegenüber dem Werte am Basisinstrument zur mittleren Zeit der ersten Messung, alle auf 10° bezogen.

In Spalte 11 findet man die Ausgleichskorrektion für das Feldinstrument. Sie wird ermittelt aus der völlig korrigierten Differenz Basisinstrument gegen Feldinstrument bei der Schlußmessung an der Basisstation, und es wird daraus proportional der Zeit die Korrektur für die mittlere Zeit der Messung an der jeweiligen Station berechnet.

In Spalte 12 findet man den in dieser dreifachen Weise korrigierten Endwert der dauernden lokalen Differenz einer Station gegen die Basisstation, der jetzt von der Zeit und allen Einflüssen unabhängig ist.

In der Tabelle 2 ist eine Beobachtungsreihe abgekürzt angeführt, die eine etwas größere Differenz, nämlich 10γ , zwischen Anfangs- und Endstation aufweist, und die Aufteilung dieses Unterschiedes dabei zeigt.

Zum Vergleich sei hier noch das Ergebnis an einer Station, an der einmal am 28. Oktober $4^{\text{h}} 25^{\text{m}}$ bis $4^{\text{h}} 39^{\text{m}}$ gemessen wurde, und das Ergebnis am 27. Oktober $11^{\text{h}} 14$ bis $11^{\text{h}} 23$, beide vollständig korrigiert, angeführt. Erstere gibt gegen die Basisstation $+56\gamma$, die zweite $+55\gamma$. Diese gute Übereinstimmung ist zufällig, weil im allgemeinen die Ablesegenauigkeit bestenfalls $\pm 1.5\gamma$ beträgt. Im allgemeinen kann man aber bei sorgfältigster Behandlung des Instruments mit einer Übereinstimmung von etwa $\pm 3\gamma$ rechnen. Bei raschen Messungen, ohne viel Sorgfalt auf Aufstellung, Transport, Temperaturschutz und Ablesung zu verwenden, kommt man ohne weiteres auf mindestens $\pm 10\gamma$.

Selbstverständlich ist es leicht, das Instrument noch unempfindlicher zu machen. — Dem Instrument wird ein Eichmagnet beigegeben, der an einer Stange bestimmter Länge dem Instrument aufgesetzt wird. Mit diesem kann das Instrument jederzeit nachgeeicht werden. Der Eichmagnet wird in Kupfer- und Eisenhülsen aufbewahrt und hat sich monatelang als sehr konstant erwiesen. Der Magnet braucht aber nur eine Konstanz zu haben, die der Messung der Variation entspricht. Letztere soll bei größeren Differenzen, wie sie der Eichmagnet hervorruft, auf etwa 1 bis 2 Proz. genau sein. Der Magnet ist auf 0.05 Proz. monatelang konstant. Sein Temperaturkoeffizient wird bestimmt, er ist klein. — Kompensationsmagnete ähnlich wie bei der Feldwage von Ad. Schmidt werden am Sockel des Instruments verschiebbar angebracht.

Tabelle 1.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Stationsnummer	Zeit	Mittel		Unkorr. $\Delta\gamma$		$\Delta\gamma$ für Δt					Korr. Endwert
0	8 ^a 43—54 ^m	36.9	6	0	7.1	-20	-20	0	0	0	0
51	9 45—51	36.7	4	-6.4	8.1	-13	-19	+1	-4	+0	+5
52	10 06—13	36.3	4	-19	8	-14	-43	-23	-21	0	-2
53	10 28—38	37.1	6	+6	8.6	-10	-4	+16	-12	0	+28
54	10 50—11 ^b 07 ^m	35.7	8	-38	9.6	-3	-41	-21	-27	0	+6
55	11 23—34 ^m	36.4	6	-16	9.0—9.8	-5	-21	-1	-41	0	+40
0	12 22—24	34.7	6	-70	11—11.6	+8	-62	-42	-39	+3	0

(Mitt.)

Tabelle 2.

0	2 ^p 51—59 ^m	54.2	6	0	15.8	+41	+41	0	0	0	0
26	3 47—55	56.9	10	+81	19.2	+22	+103	+62	-6	-3	+65
27	4 25—39	57.6	8	+102	12.7	+19	+121	+68	+5	-7	+55
0	5 18—26	55.4	6	+36	12.0	+21	+57	+06	+6	-10	0

Tabelle 1a.

0	37.1	37.1	37.1	36.9	36.8	36.7	—	—
51	36.7	36.7	36.7	36.7	—	—	—	—
52	36.2	36.4	36.2	36.3	—	—	—	—
53	36.9	37.2	37.0	37.2	36.9	37.2	—	—
54	36.1	36.1	35.9	35.8	35.7	35.4	35.4	35.4
55	36.3	36.3	36.4	36.6	36.4	36.4	—	—
0	35.1	34.9	34.7	34.7	34.4	34.4	—	—

Freiburg i. B., Math.-physikal. Institut der Universität.

Radioaktive Messungen im Quellgebiet von Brambach.

I.

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

Es wird das Ergebnis einer neuen Untersuchung der bei Brambach i. V. auftretenden Quellen auf den Gehalt an Radiumemanation mitgeteilt. Es werden in Tabelle und Kurve die Änderungen der Eigenschaften der Wetтинquelle in Brambach angegeben und eine Zusammenstellung der Meßergebnisse über den Emanationsgehalt der Quellen in den wichtigsten radioaktiven Quellgebieten gegeben.

Unter den radioaktiven Quellgebieten nimmt das Gebiet von Brambach wegen der großen Zahl von Quellen mit beträchtlichem Emanationsgehalt und

wegen der Wetтинquelle, die den höchsten in der Natur vorkommenden Emanationsgehalt im Liter Quellwasser besitzt, eine bevorzugte Stellung ein. Das Freiburger Radiuminstitut hat sich die Aufgabe gestellt, dieses Gebiet radioaktiv näher zu untersuchen. Als erster Schritt auf diesem Wege wurde im Frühjahr 1925 der Emanationsgehalt einer großen Zahl von Quellen, die in der Umgebung von Brambach liegen, neu gemessen. Über das Ergebnis soll im folgenden berichtet werden.

Die Quellen des in Frage kommenden Gebietes sind erstmalig in den Jahren 1910 bis 1912 von Schiffner und Weidig*) untersucht worden. Die Messungen wurden damals mit dem Fontaktoskop in der Weise ausgeführt, daß nach der Hauptmessung der induzierte Niederschlag gemessen und in Abzug gebracht wurde. Diese Meßmethode liefert relativ ungenaue Werte, wie an anderer Stelle**) dargelegt worden ist. Inzwischen ist die Meßart radioaktiver Quellen auf eine neue Grundlage gestellt worden**), die bei den neuen Messungen zu berücksichtigen war. Für die Messung der Emanationsmenge, die in einem Liter Quellwasser enthalten ist, gibt es zwei Methoden:

1. Methode. Man mißt den Ionisationsstrom, der in einer Ionisationskammer durch die Alphastrahlung der aus dem Wasser herausgeschüttelten Radiumemanation erzeugt wird. Die Größe des Ionisationsstromes wird als Maß für die Aktivität der Quelle angesehen. Der tausendfache Wert des in absoluten elektrostatischen Einheiten ausgedruckten Stromes ist die Mache-Einheit.

2. Methode. Man vergleicht die Ionisationswirkung der zu messenden Emanationsmenge mit der Ionisationswirkung einer Emanationsmenge, die man im Laboratorium aus einer Normlösung gewinnt. Man erhält durch diesen Vergleich den Betrag der unbekannteren Emanationsmenge in der internationalen Maßeinheit Curie.

Auf einer Radiumtagung in Freiberg in Sachsen im Mai 1921***) wurde die zweite Methode für die Quellmessung empfohlen, für die Praxis der Betrag 10^{-10} Curie im Liter Wasser als neues Aktivitätsmaß eingeführt und dieser neuen Einheit der Name Eman gegeben. Inzwischen sind nach diesen Beschlüssen die wichtigsten radioaktiven Quellen auf ihren Emanationsgehalt hin gemessen worden†).

Zur Durchführung dieser Messungen werden Normlösungen benutzt, die von der Reichsanstalt ††) geliefert werden und deren Konstanz genügend sichergestellt ist †††).

Für die Messungen wurde im Freiburger Radium-Institut eine Meßanordnung gebaut§), die für Messungen im Laboratorium (nicht im Gelände) bestimmt ist. Auf ein Zweifadenelektrometer nach Wulf ist eine zylindrische Ionisations-

*) Schiffner, Weidig, Friedrich: Radioaktive Wässer in Sachsen. Verlag Craz und Gerlach, Freiburg 1912.

) P. Ludewig: Strahlentherapie **13, 163 (1921) und Jahrb. für das Berg- und Hüttenwesen in Sachsen 1921, S. 10 und Physik. Zeitschr. **22**, 368 (1921).

***) l. c.

†) P. Ludewig, Physik Zeitschr. **25**, 280 (1924).

††) Physik. Zeitschr. **24**, 286 (1923).

†††) Ludewig und Lorenser. Zeitschr. f. Physik **13**, 284 (1923), **21**, 258 (1924).

§) P. Ludewig: Zeitschr. f. d. ges. physik. Therapie **29**, 100 (1924).

Tabelle 1.

Im Kontaktgebiet von Brambach i. Vogtl. zutage tretende Quellen.
Messungen vom April 1925.

Nr.	Bezeichnung des Wassers	Emanationsgehalt pro Liter in		Temperatur 0 C	Ergiebigkeit Liter/min	Messungen aus den Jahren 1911/12, ausgeführt von Schiffner u. Weidig
		Eman	M.-E.			
1	Quelle am Südhänge des Hengstberges nahe dem Gipfel, am Ostrande des Waldgebietes (obere Ackerquelle)	12.7	3.5	5.3	4—6	—
2	Quelle am Südhänge des Hengstberges, nahe der Quelle 1 (oberer Moorhang)	57.5	15.8	5.8	2—3	—
3	Quelle am unteren Eisenbahnseinschnitt (km 477.8) nördlich des Röthenbaches (auf böhmischem Gebiet)	139.6	32.9	7.0	3	—
4	Quelle am oberen Eisenbahndamm	39.9	10.95	7.1	7.4	—
5	Wiesenquelle auf Parzelle 22 Brambach (Geibel)	33.8	9.3	6.8	5	—
6	Trinkwasserquelle der Badegesellschaft für das Weidighaus, nördlich des Röthenbaches an dem unteren südlichen Hänge des Hengstberges	38.1	10.5	5.9	?	—
7	Wiesenquelle beim Bismarckhaus, links des Weges nach Oberreuth (böhmisches Gebiet)	29.9	8.2	5.6	3—4	—
8	Gefäste Brunnenquelle a. Bismarckhaus, Parz. 931 Brambach	48.4	13.3	5.2	15.3	4.6 M.-E.
9	Wiesenquelle rechts des Weges nach Oberreuth (obere Quelle)	a) 290.0 b) 221.8	79.7 60.9	7.5 7.7	3—4 6.4	nach Regen- weiter
10	Wiesenquelle rechts des Weges nach Oberreuth (untere Quelle nahe am Wege)	41.8	11.5	6.4	5—6	—
11	Gefäster Trinkwasserbrunnen am Elektrizitätswerk, rechtes Bachufer (Parz. 371 Brambach)	252.0	69.25	7.0	14.6	105.9 „
12	„Ochsenloch“, Wiesenquelle auf dem Grundstück des Herrn Geibel in Brambach (rechtes Bachufer)	49.3	13.55	7.2	17.4	—
13	Gefäster Brunnen auf dem Grundstück des Herrn Oertel (linkes Bachufer)	87.25	24.0	5.1	spärlich	—
14	Gefäster Brunnen auf dem Grundstück der Frau Schüller, Parz. 124 Brambach (linkes Bachufer)	36.3	10.0	4.0	?	—
15	Wiesenrandquelle am unteren Hänge des Wacheberges (rechte Quelle)	660.0	181.3	6.1	5.4	84.5 „
16	Wiesenrandquelle am unteren Hänge (linke Quelle), etwa 10 bis 12 m von der vorigen Quelle entfernt	373.0	102.5	6.0	7.8	—
17	Tannenquelle, talabwärts unten am Rande d. bewald. Hanges	592.5	162.6	6.1	7.8	165.7 „
18	Quelle an dem Hänge des Wacheberges am Ausgang des Zankbachtales am Waldrand	451.5	123.8	6.3	7.5	139.3 „
19	Brunnen (geböhrt) auf dem Grundstück des Herrn Geh. Rat Dr. Hoffmann, in der Nähe von Quelle 18, weiter tal- wärts nahe der Eisenbahnlinie	205.6	56.5	6.5	?	—

21	einschneidet nahe der Wegüberquerung nach Röthenbach Trinkquelle der Eisenbahnverwaltung, am Bahndamm, nahe dem Röthenbach, noch an dessen rechtem Ufer, Parzelle 887 Brambach	36.4	10.0	3.1	?	—
22	Kurhausquelle II, gefaßt, rechts d. Weges nach Röthenbach, nicht weit von Quelle 21 entfernt, Parz. 886 Brambach	283.5	77.9	6.2	3.9	—
23	Quelle des Bades Franzensbad, gefaßt, nahe dem Röthenbach auf dessen linkem Ufer (auf böhmischem Gebiet) . . .	238.4	65.5	7.2	19.0	—
24	Tiefbohrquelle, etwas weiter bachabwärts, an dem linken Ufer nahe am Röthenbach; stark gashaltig, Parz. 961 Oberrente (auf böhmischem Gebiet)	355.4	97.7	8.1	etwa 4.0	—
		366.0	Wasser 100.6	8.4	2.5	—
25	Grenzquelle, noch weiter talwärts, auf dem linken Ufer nahe dem Röthenbach, gefaßt; stark gashaltig, Parz. 960 Oberrente (auf böhmischem Gebiet)	21.2	entw. Gas	—	—	—
		1479.0	406.5	7.2	4—6	366 9 M.-E.
26	Bosehausquelle auf dem rechten Ufer des Röthenbaches, etwa 55 m vom Bache entfernt, gefaßt, Parz. 948 Brambach	670.0	184.2	6.2	28.7	—
27	Fischerquelle, ganz nahe am Röthenbache, auf dessen rechtem Ufer, Parz. 945 Brambach	131.75	36.2	3.9	3.9	20,0 "
28	Schillerquelle, an dem linken Ufer des Röthenbaches, etwa 45 m vom Bache entfernt, stark kohlenstoffhaltig, Parz. 946 Brambach	1697.0	466.4	5.9	1.75	460,0 "
29	Eisenquelle, an dem linken Ufer des Röthenbaches, etwa 5 bis 10 m vom Bache entfernt; stark kohlenstoffhaltig, Parz. 947 Brambach	483.5	132.8	6.4	2.9	167,2 "
30	Brambacher Sprudel, westlicher, in nächster Nähe des Röthenbaches, auf dessen rechtem Ufer, Parz. 950 Brambach	261.0	71.7	5.8	4.6	124,4 "
31	Brambacher Sprudel, östlicher, in nächster Nähe des Röthenbaches, auf dessen rechtem Ufer, etwa 7 m von Quelle 30 entfernt, Parz. 950	a)	342.8	5.0	4.5	103,7 "
		b)	324.0	89.0	5.6	—
32	Wettingquelle, sehr nahe d. Röthenbach, auf dessen rechtem Ufer; stark kohlenstoffhaltige Mineralquelle, Parz. 950	5900.0	1622.0	7.1	3.5	1948,0 "
33	"Wiesenquelle", an dem rechten Ufer des Röthenbaches, etwa 60 m von der Wettingquelle talabwärts entfernt . .	5800.0	1593.0	7.2	2.7	(April 1912)
34	Heizhausquelle an dem rechten Ufer des Röthenbaches, etwa 50 m vom Bache entfernt, bei den Bureau- und Betriebsgebäuden, Parz. 950 Brambach	631.5	173.5	5.6	33	176,8 "
35	Betriebsbrunnen, nicht weit von Quelle 34 entfernt, an der anderen Seite der Häuser, Parz. 950 Brambach . . .	442.2	121.4	9.0	63	145,9 "
36	Schloßparkquelle am Kapellenberg bei Schönberg	381.0	104.7	6.3	8.9	126,9 "
		497.0	136.4	5.0	4—5	—

Anmerkung: Die Quellen 25, 27, 28, 29, 30, 31, 32 sind Mineralquellen.

kammer aufgesetzt, die evakuiert werden kann. Zwei Schlauchansätze mit Hahn ermöglichen die Einführung der Emanation. Das Quellwasser wird in besondere

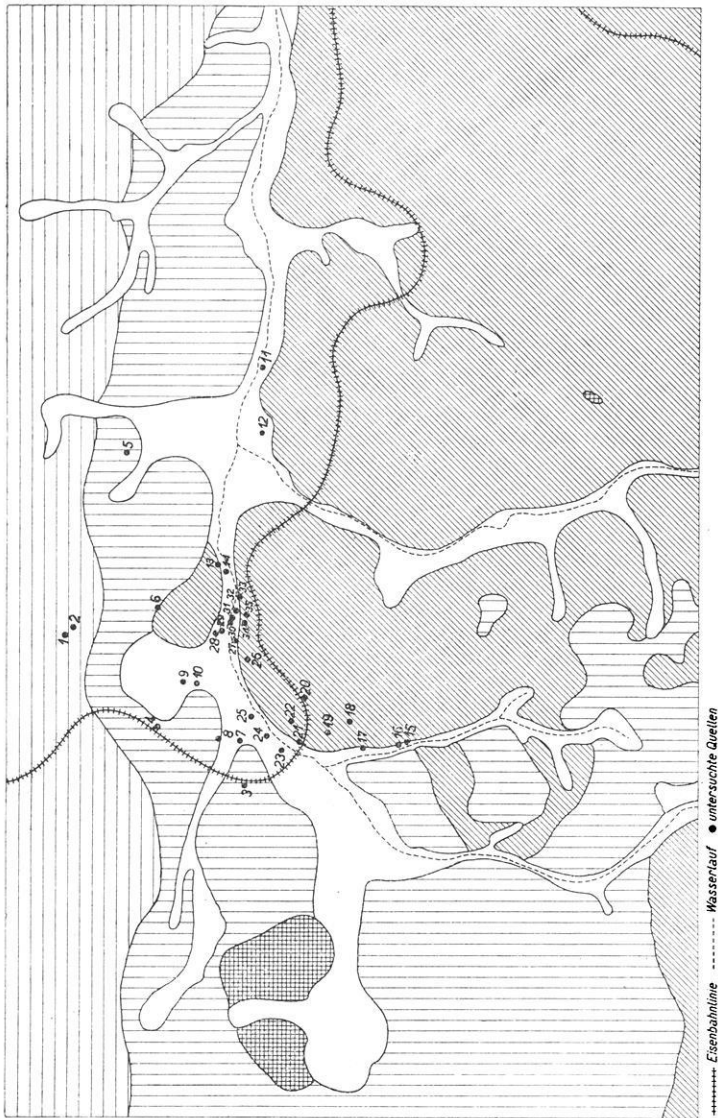


Fig. 1.

Gluckergefäße an der Quelle abgefüllt, die Gefäße werden abgeschmolzen und es wird nach dem Transport zum Laborium die Emanation in dem luftleer gepumpten Ionisationsraum hinübergezogen.

Bei den zu beschreibenden Messungen in Brambach waren eine große Zahl von Quellen im Gelände und in kurzer Zeit zu messen. Es wurde deswegen zur Messung nicht die geeichte Laboratoriumsapparatur benutzt, sondern ein Fontaktoskop, das mit der Normalapparatur in folgender Weise geeicht war: Ein im Freiburger Radium-Institut hergestelltes emanationshaltiges Wasser wurde in verschiedener Konzentration zu gleicher Zeit mit dem Fontaktoskop und mit der Normalapparatur gemessen. Die Art der Messung mit dem Fontaktoskop im Gelände wurde dann in der gleichen Weise vorgenommen wie bei dieser Eichung. Dadurch sind auch diese Messungen an die Normallösungen der Reichsanstalt angeschlossen.

Außer dem Emanationsgehalt wurde bei allen Quellen die Temperatur und die Ergiebigkeit bestimmt. Die Tabelle 1 enthält die Ergebnisse. In der Tabelle

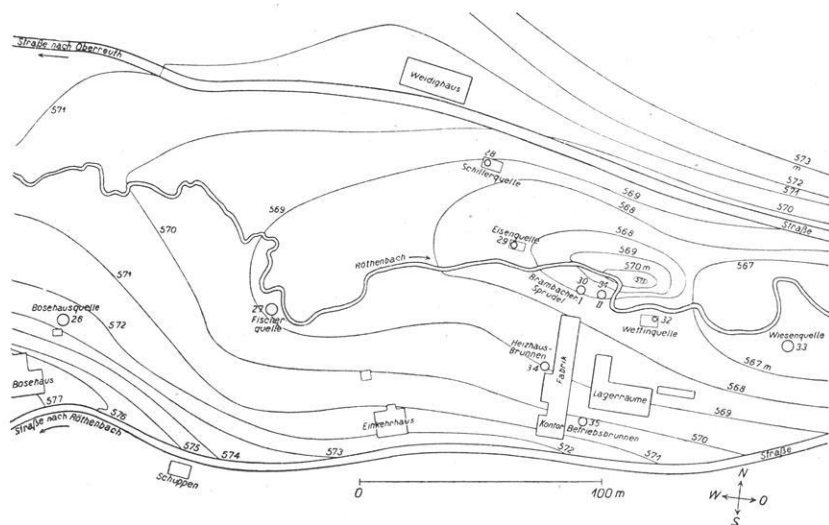


Fig. 2.

sind in der letzten Vertikalreihe die Aktivitätswerte aus den Jahren 1911 bis 1912 mit angegeben. Bei einem Vergleich ist zu berücksichtigen, daß diese älteren Werte nach der Differenzmethode gewonnen worden sind (s. oben).

In der ersten Zahlenvertikalreihe stehen die Aktivitäten in Eman, in der zweiten die Mache-Einheiten pro Liter, die aus den Zahlen der ersten Vertikalreihe durch Division durch 3.64 erhalten worden sind. Zwischen den beiden Einheiten besteht ja die Beziehung:

$$1 \text{ M.-E.} = 3.64 \cdot 10^{-10} \text{ Curie,}$$

$$1 \text{ M.-E./Liter} = 3.64 \text{ Eman.}$$

Die Verteilung der gemessenen Quellen im Gelände zeigt die vereinfachte geologische Karte Fig. 1. In die Karte sind die Granitgebiete in schräger, die Gneisgebiete in horizontaler und vertikaler, das Basaltgebiet in Kreuzschraffierung

eingetragen, während die Alluvialablagerungen unschraffiert geblieben sind. Die Nummern der Quellen der Karte entsprechen den Nummern in der Tabelle 1. Die dicht beieinander liegenden Quellen im Brambacher Kurpark sind in ihrer gegenseitigen Lage aus der Fig. 2 zu erkennen.

Bei der Entnahme des Wassers an den Quellen mußten oft besondere Vorichtsmaßregeln getroffen werden. Diese gestalteten sich bei den ungefaßten Quellen am einfachsten, da hier das Wasser am eigentlichen Quellort entnommen werden konnte. Die Messung von wilden Quellen auf sumpfigem Gelände, z. B. der Quellen 9, 10, 11 und 12, konnte dadurch beeinflußt werden, daß durch Regenwasser verursachter Oberflächenwasserzufluß die Höhe des Emanationsgehaltes herabdrücken konnte. Quellen dieser Art wurden nur bei gutem Wetter gemessen. Bei der Schiller-, Eisen- und Wettingquelle wurde das aus dem Trinkwasserhahn ablaufende Wasser zur Messung benutzt. Bei Quellen mit Sammelbehältern, z. B. bei der Wiesen-, Kurhaus-, Fischer- und Trinkwasserquelle, wurde das in den Behältern befindliche Wasser gemessen. Bei dem Heizhaus- und Betriebsbrunnen wurden die Sammelbehälter leergepumpt und von dem frisch einströmenden Wasser Proben entnommen. Die Messungen an der Grenzquelle und der dicht dabei liegenden, Franzensbad gehörenden Quelle sind vielleicht weniger genau, da die Fassungen defekt geworden waren und die Wasserentnahme dadurch erschwert wurde.

Die Messungen der Ergiebigkeit ließen sich leicht durchführen, nur die Ergiebigkeit von Pumpen und ganz schwach laufenden Quellen war nicht zu ermitteln.

Von den untersuchten Quellen liegt die Quelle 36 mitten im Granitgebiet bei Schönberg südlich von Brambach. Die Quellen 1 bis 5, 7 und 8 liegen im Gneis, und die Mehrzahl der anderen Quellen in der zerrissenen Kontaktzone, die sich zwischen Granit und Gneis im Bogen herumzieht. In dieser Zone liegen auch die hochaktiven Quellen, die für das Bad von besonderer Bedeutung sind. Meistens müssen diese Quellen vor ihrem Zutagetreten eine Geröll- oder Moorschicht durchsetzen, z. B. die Quellen 9, 10, 11, 12, 16, 17, 18. Die für die Badeverwaltung wichtigsten Quellen sind mit Fassungen versehen, die bis auf festes Gestein hinabreichen.

Die Tabelle zeigt, daß die im Gneise zutage tretenden Wässer einen Emanationsgehalt von nur geringem Betrag besitzen. Groß ist der Betrag bei Quellen, die im Granit entspringen oder in der Kontaktzone liegen. Das nördlich des Röthenbaches liegende Granitgebiet weist keine aktiven Quellen auf. Es ist nicht ausgeschlossen, daß das hier aufsteigende Wasser zum guten Teil in die Röthenbachniederung unterirdisch abfließt.

Die Aktivität der wichtigsten Brambacher Quelle, der Wettingquelle, ist in den letzten Jahren vom Oberbergamt zu Freiberg laufend gemessen worden. Schon vor der Freiburger Radiumtagung waren diese Messungen im Gange. Im Jahre 1919 (also vor der Tagung) wurde vom Freiburger Radium-Institut dem Oberbergamt empfohlen, die Messung immer nach dem gleichen Verfahren auszuführen, um vergleichbare Werte zu erhalten. Die Messungen wurden mit einem Fontaktoskop vorgenommen, dessen Volteichkurve wiederholt im Freiburger Radium-Institut nachgeeicht wurde. Als dann die Freiburger Radiumtagung

das Vergleichsverfahren empfohlen hatte, wurde bei den Messungen des Oberbergamts, die nur für einen engen Kreis bestimmt waren, die alte Methode beibehalten, um nicht einen Sprung in den Kurven zu erhalten.

Die oberste Kurve der Fig. 3, die den Verlauf der Aktivität nach diesen Messungen des Oberbergamts*) enthält, ist daher nur in ihren Schwankungen von Interesse, nicht nach den angezeigten Absolutwerten. Die Absolutwerte der Quelle wurden in den Jahren 1923/24 nach dem Vergleichsverfahren mehrere Male vom Freiburger Radium-Institut bestimmt**).

Wie aus diesem Kurvenblatt zu ersehen ist, schwankt die Aktivität der Wetтинquelle in relativ geringen Grenzen. Eine wesentliche Abhängigkeit von der Ergiebigkeit ist nicht zu verzeichnen. Regelmäßig folgen sich die durch den Wechsel von Sommer und Winter bedingten Schwankungen in der Temperatur des Quellwassers. Auch diese Schwankungen halten sich in geringen Grenzen.

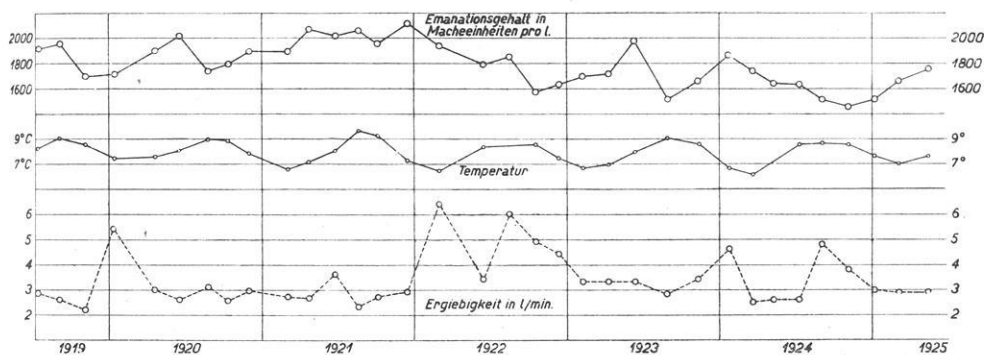


Fig. 3.

Nach den bisher vorliegenden Messungen des Emanationsgehaltes von Quellwässern ergibt sich die folgende tabellarische Zusammenstellung. In die Tabelle 2 ist der Emanationsgehalt der (alphabetisch geordneten) wichtigsten radioaktiven Quellgebiete eingetragen. Wo keine neuen Messungen nach dem Vergleichsverfahren (dieses ist für die Aufstellung der Tabelle maßgebend gewesen) vorhanden sind, sind die alten Werte eingeklammert worden. Bei Brambach sind für die Wetтинquelle die Messungen des Freiburger Radium-Instituts aus den Jahren 1923/24, für die anderen wichtigsten Brambacher Quellen die oben erstmalig veröffentlichten Zahlen angegeben, für Oberschlema die Meßergebnisse des Freiburger Radium-Instituts aus den Jahren 1922/24; für die Joachimsthaler Quelle ältere Angaben der Badeverwaltung, für die Quellen in Kreuznach Angaben von Aschoff. Die von Mache ermittelten Zahlen für die Quellen in Bad Gastein und die von St. Meyer gefundenen Zahlen für Teplitz verdanke ich brieflichen Mitteilungen der Badeverwaltungen.

*) Für die Erlaubnis zur Veröffentlichung dieser Kurven sage ich dem Oberbergamt und der Badeverwaltung von Brambach besten Dank. Diese Messungen wurden von Herrn Oberbergamtsrat Bachmann ausgeführt.

**) P. Ludewig: Physikal. Zeitschr. 25, 280 (1924).

Tabelle 2. Der Emanationsgehalt der Quellen
in den wichtigsten radioaktiven Quellgebieten (Alphabetisch geordnet.)

	Quellname	Datum	Eman im	M.-E. Liter	Angabe von
Brambach	Wetтинquelle	25. Jan. 1923	6500	1790	Ludewig
	"	27. Mai 1923	7010	1930	
	"	24. Jan. 1924	7540	2070	
	Schillerquelle	April 1925	1700	466	Ludewig u. Witte
	Grenzquelle		1480	407	
	Bosehausquelle		670	184	
Wiesenquelle	632		174		
Eisenquelle	483	133			
Gastein (aufgeführt sind nur die Quellen über 300 Eman im Liter)	Reißacherstolln, rechte Seitenquelle	Okt. 1920	995	308	Mache
	Reißacherstolln, linke Seitenquelle		840	260	
	Sophienquelle		827	256	
	Mesnilquelle		633	196	
	Grabenbäckerquelle		555	172	
	Reißacherstolln, Sammelbecken		552	171	
	Elisabethstolln, Hauptquelle		533	165	
	Wasserfallquelle		478	148	
Joachimsthal	Quellen im Werner- schacht	1923	—	(600)	Badeverwalt.
Kreuznach	Gradierhaus I	?	—	(171)	K. Aschoff
	Bäderquelle	?	—	(25)	
Oberschlema	Trinkquelle	18 Dez. 1922	6690	1840	Ludewig
	"	24. April 1923	6880	1890	
	"	1. Febr. 1924	9460	2600	
	"	15. Febr. 1924	9200	2530	
	Bohrloch I	24. April 1923	3780	1040	
	" II		1200	330	
" III	4230		1180		
Teplitz	Bergquelle	1920	335	92	St. Meyer
	Hügelquelle		277	76	
	Steinquelle		70	19.2	
	Schlangenbadquelle		61.2	16.8	
	Frauenquelle		35.7	9.8	
	Urquelle		27.2	7.5	

Aus der Zusammenstellung ergibt sich, wie schwer es ist, die verschiedenen Quellgebiete in ihrem Werte gegeneinander abzuwägen, besonders da außer dem Emanationsgehalt noch andere Faktoren für die Bewertung der Quellen eine große Rolle spielen.

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

Über die Durchlässigkeit der Atmosphäre für die Sonnenstrahlung.

Von Otto Hoelper, Riezlern.

Die Bouguersche Formel Trübungsfaktor. Anteile der Strahlungsschwächung. — Extinktionskoeffizienten für molekulare und H_2O -Zerstreuung. Absorptionskoeffizienten für selektive H_2O -Absorption und für Dunst. Tages- und Jahresgang in Monatsmitteln für Riezlern. — Vergleichsmessungen auf Borkum. — Abhängigkeit der atmosphärischen Trübung von der Wetterlage.

Die Formel von Bouguer stellt den empirischen Zusammenhang dar zwischen der extraterrestrischen Sonnenstrahlung und der nach ihrem Durchgang durch die Atmosphäre gemessenen. Sie ist der mathematische Ausdruck für die durch Beobachtungen hinlänglich gesicherte Tatsache, daß die Lichtschwächung einer dünnen Schicht der Atmosphäre proportional ist der Dichte der durchstrahlten Schicht. Da die Dichte eine Funktion des Druckes ist, so bestimmt

$$I = I_0 \cdot e^{-\int_b^0 \varphi \cdot db} \dots \dots \dots (1)$$

die Intensität der Strahlung im Niveau des Druckes b ; wir konnten sie rechnerisch ermitteln, wenn die Funktion φ bekannt und damit das Integral auflösbar wäre.

Die Formel ist zunächst nur für homogene Strahlung gültig. Es darf als feststehend angenommen werden, daß die Zerstreuung an den Luftmolekeln umgekehrt proportional der vierten Potenz der Wellenlänge erfolgt. Der Anteil des Wasserdampfes an der nichtselektiven Schwächung der Strahlung beruht nicht auf der Diffraktionswirkung an den Wasserdampfmolekeln, sondern an größeren Teilchen. Er ist umgekehrt proportional der zweiten Potenz der Wellenlänge. Der Transmissionskoeffizient, das Verhältnis der bei der Schichtdicke Eins austretenden zur eintretenden Strahlung, nimmt daher mit der Wellenlänge stark zu; da mit wachsender durchstrahlter Luftmasse das nichthomogene Licht also ärmer an kleinen Wellenlängen wird, so ändert sich mit wachsender Luftmasse der Transmissionskoeffizient der Gesamtstrahlung: er wird größer.

F. E. Fowle*) hat die Transmissionskoeffizienten verschiedener Wellenlängen für trockene wasserdampffreie Luft bestimmt, und zugleich den Faktor, der bei wechselndem Wassergehalt der Atmosphäre zu ihm hinzutritt. F. Linke**) hat aus diesen Transmissionskoeffizienten der homogenen Strahlung in einem zweckmäßigen Näherungsverfahren die Transmissionskoeffizienten der inhomogenen Gesamtstrahlung berechnet. Durch die strenge Scheidung zwischen dem „speziellen“ und „wirklichen“ Transmissionskoeffizienten hat er dem Durcheinander der fast von jedem Autor anders definierten Transmissionskoeffizienten ein Ende gemacht und die Grundlage gegeben für eine Trennung der verschiedenen Anteile der atmosphärischen Strahlungsschwächung.

*) Fowle: *Astrophys. Journ.* **35**, 149 (1912), **37**, 359 (1913); **38**, 392 (1913).

) Linke: *Beitr. z. Physik d. fr. Atmosphäre* **10, 91 (1922).

Für den Strahlungsverlust beim Durchgang durch die Atmosphäre kommen fünf Ursachen in Betracht: Die Extinktion durch die Luftmoleküle selber, die Extinktion und die selektive Absorption an dem meist vorhandenen Wasserdampf, die Absorption durch die permanenten Gase der Atmosphäre und schließlich die Absorption (oder Reflexion) durch den wechselnden Gehalt an trockenem oder feuchtem Dunst. Nur die Extinktion durch die Luftmoleküle und den Wasserdampf läßt sich durch die Formel von Bouguer rechnerisch genau erfassen, da nur für diesen Fall das Integral $\int \varphi$ auflösbar ist. Die Absorptionsvorgänge unterliegen weniger einfachen Gesetzmäßigkeiten, und über die Strahlungseinbuße durch Dunst wissen wir bisher überhaupt kaum etwas.

Betrachten wir also die gesamte Schwächung der eindringenden Sonnenstrahlung bis zu einem gewissen Punkte der Atmosphäre, so tritt an die Stelle des Integrals ein empirisch zu bestimmender Mittelwert, und wenn wir den von der Strahlung zurückgelegten Weg auf den bei senkrechter Inzidenz durchlaufenen als Einheit beziehen, so gewinnt das Bouguersche Gesetz die bekannte Form

$$I = I_0 \cdot e^{-m \cdot A} = I_0 \cdot q^m \dots \dots \dots (2)$$

Die Konstante A (oder q) — eine Funktion der Luftmasse — besitzt aber nur für den betreffenden Beobachtungsort Gültigkeit. Ihre Reduktion auf ein anderes Niveau ist so lange unmöglich, als wir über die Abhängigkeit der selektiven Absorption und des Dunstes von der Höhe nichts wissen.

Der Dunst- und Wassergehalt der Atmosphäre ist beträchtlichen Schwankungen unterworfen. Linke hat daher den Trübungszustand der Atmosphäre durch Einführung des Trübungsfaktors charakterisiert. Dabei faßt Linke den Anteil der selektiven Absorption und des eigentlichen Dunstes (feste und flüssige Bestandteile der Atmosphäre) zusammen und macht die Annahme, daß bei gleichbleibendem Dunstgehalt die Größe $T = A : a$ (wo a nur die molekulare Extinktion umfaßt) für alle Luftmassen konstant sei, d. h. daß die Extinktion (Absorption) des Dunstes in derselben Weise mit wachsender Wellenlänge abnehme wie die Molekularextinktion. Die quantitative Zulässigkeit der Hypothese mußte durch besondere Versuche geprüft werden.

In erster Annäherung scheint der Trübungsfaktor für die zeitlichen Änderungen der atmosphärischen Durchlässigkeit eines bestimmten Beobachtungsortes ein zutreffendes Maß abzugeben. Dagegen ist er zu einer allgemeinen Vergleichung ebensowenig auf Meeresniveau reduzierbar, wie der aus Strahlungsmessungen ermittelte Koeffizient der Gesamtextinktion. Als Einheit der Luftmasse können wir mangels Kenntnis der genauen Dichteverteilung in der Atmosphäre stets nur die jeweils senkrechte Entfernung des Beobachtungsortes von der Grenze der Atmosphäre nehmen; auf diese Einheit muß folglich die Gesamtextinktion und die in ihrer gesetzmäßigen Änderung berechenbare Molekularextinktion bezogen werden. De facto geschieht dies zwar bei der „Reduktion der Luftmassen auf 760 mm“. Denn in der Bestimmungsgleichung des Trübungsfaktors

$$T = \frac{A_m}{a_m} = \frac{2.3}{m \cdot a_m} \cdot \log \frac{I_0}{I_m} \dots \dots \dots (3)$$

bleibt das Verhältnis $A:a$ dasselbe, ob wir das aus Beobachtungen ermittelte A mit dem Verhältnis der Barometerstände oder das theoretische a mit dem umgekehrten Verhältnis multiplizieren. Aber der Vergleich der Trübungsfaktoren verschiedener Beobachtungsorte untereinander hat eine weit weniger einfache Bedeutung als die des Vergleichs bloßer Zahlengrößen. Die Schwankungen der Trübungsfaktoren an einem bestimmten Beobachtungsort sind durch die Beziehung auf eine diesem eigentümliche Einheit denen eines anderen Beobachtungsortes nicht kommensurabel.

Über die verschiedenen physikalischen Vorgänge bei der Schwächung der Strahlung durch Dunst sind vorerst nur Vermutungen möglich. Einmal spielt die Reflexion an den größeren festen Teilchen eine bedeutende Rolle. Die durchgehende Strahlung wird abgelenkt und zerstreut, verschieden nach der Größe der Dunstpartikeln. Feste Dunsteilchen, Ionen usw. dienen als Ansatzkerne von Kondensationen. Während das flüssige Wasser im Gegensatz zum Wasserdampf molekular zerstreut, hängt der Zerstreungsgrad der festen Teilchen davon ab, ob sie groß oder klein gegen die Wellenlänge des Lichtes sind. Zu dieser mechanischen Trübung durch feste und flüssige Bestandteile der Atmosphäre, die außer durch Zerstreung auch noch in beträchtlichem Ausmaß selektiv absorbierend wirken, tritt eine optische, die bedingt ist durch die Turbulenz der Atmosphäre.

Es ist bekannt, daß die der Erde unmittelbar aufgelagerten dunst- und wasserdampfreichen Schichten der Atmosphäre die Strahlung besonders stark schwächen. Sie reichen infolge der allgemeinen Turbulenz im Sommer höher hinauf als im Winter, ihre obere durchschnittliche Grenze liegt zwischen 500 und 1000 m. Durch gleichzeitige Messungen wird es gelingen, die Schwächung der Sonnenstrahlung in diesen Schichten meßbar zu verfolgen. In der vorliegenden Untersuchung soll der Versuch gemacht werden, aus Mittelwerten der in 1100 m Meereshöhe gemessenen Strahlung*) die verschiedenen Anteile der durch die Atmosphäre und ihre Beimengungen verursachten Schwächung festzulegen. Die tägliche und jährliche Schwankung im Betrag dieser Verluste, ihre Abhängigkeit von der Wetterlage und der Seehöhe lassen erkennen, daß wir von einer rechnerischen Erfassung der atmosphärischen Trübungsverhältnisse noch weit entfernt sind.

Die „wirklichen“ Koeffizienten der molekularen Extinktion sind für einen mittleren Barometerstand von 670 mm:

$m = 1.0$	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
$a_m = 0.109$	0.102	0.097	0.093	0.089	0.086	0.084

und lassen sich durch die Formel darstellen:

$$a_m = 0.109 - 0.042 \cdot \log m \dots \dots \dots (4)$$

Für verschiedenen Wassergehalt, ausgedrückt in Zentimeter Niederschlag, ergeben sich die wirklichen Extinktionskoeffizienten dunstfreier feuchter Luft für die Seehöhe von 1100 m:

	$m = 1$	2	3	4
für $w = 1$ cm	0.124	0.111	0.102	0.095
„ $w = 2$ „	0.140	0.124	0.114	0.106
„ $w = 3$ „	0.155	0.137	0.126	0.118

*) Hoelper: Meteorol. Zeitschr. 1924, S 346.

Beide sind verbunden durch die Beziehung

$$a_{w,m} = a_m \cdot (1 + 0.14 \cdot w) \dots \dots \dots (5)$$

Die Differenz der aus den Beobachtungen ermittelten wirklichen Extinktionskoeffizienten gegen diese $a_{w,m}$ enthält den nicht auf molekulare oder Wasserdampfextinktion zurückzuführenden Anteil der Strahlungsschwächung.

Die „Absorptionskoeffizienten des Dunstes“ (in weiterem Sinne) geben die großen Änderungen im täglichen und jährlichen Gang der atmosphärischen Trübung wieder. Auf gleiche Luftmassen bezogen, nehmen sie von Januar bis Juni zu, von Juli bis Dezember-Januar wieder ab (zwischen 0.36 und 0.19). In der zweiten Jahreshälfte liegen sie durchschnittlich über denen der ersten Hälfte. Im Tagesgang steigen sie im Mittel morgens regelmäßig an, über Mittag hinaus wachsend bis etwa zur Luftmasse 2, um dann schnell abzunehmen; bei Luftmasse 4 liegen sie meist bereits unter den Morgenwerten. Im großen und ganzen ist ihr Gang parallel mit dem des Trübungsfaktors. Die starken regelmäßigen Schwankungen enthalten offenbar funktionelle Zusammenhänge mit den gleichsinnigen regelmäßigen Änderungen der meteorologischen Elemente. Doch ist eine eindeutige Abhängigkeit von der Temperatur, dem Dampfdruck oder der relativen Feuchtigkeit zunächst nicht nachzuweisen.

Wir wissen, daß die Dunstpartikeln meist hygroskopischer Natur sind. Der an sie gebundene Wasserdampf wirkt einmal extingierend im gesamten Spektrum — in diesen Teilen ist er durch die Koeffizienten $a_{w,m}$ erfaßt — und dann aber auch selektiv absorbierend. Während die selektive Absorption der permanenten Gase in der Atmosphäre nur einen kaum merkbaren Anteil (etwa 1 Proz.) der Strahlung verwandelt, absorbiert der Wasserdampf sehr beträchtliche Mengen, die den Strahlungsverlust durch Extinktion um ein Mehrfaches übersteigen. F. E. Fowle*) hat aus spektrobolometrischen Messungen den Zusammenhang zwischen Strahlungsverlust durch selektive Absorption und Wasserdampfgehalt in der Atmosphäre empirisch ermittelt. Er ist mit großer Genauigkeit bereits durch eine Kurve zweiter Ordnung darzustellen; die von Fowle für drei verschiedene Beobachtungsorte gegebenen Daten lassen die gewählten relativen Einheiten mit einer für Mittelwerte hinreichenden Annäherung auf Grammkalorien beziehen.

Gehen wir von den obengenannten Absorptionskoeffizienten zu den ihnen entsprechenden Strahlungsverlusten in Grammkalorien über, so können wir den durch selektive Absorption des Wassergehaltes verursachten Anteil abtrennen und den bleibenden Rest als Strahlungsverlust durch reinen Dunst ansehen. Rückwärts finden wir dann die den beiden Anteilen zukommenden Absorptionskoeffizienten s_m und d_m .

Die Absorptionskoeffizienten der selektiven Wasserabsorption erweisen sich als linear abhängig vom Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, wenn wir sie auf gleiche Luftmassen beziehen. Dabei entspricht dem Wasserdampfgehalt 0 cm Niederschlag eine Konstante.

*) Fowle *Astrophys. Journ.* **42**, 394 (1915).

	$m = 1.5$	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
für $w = 0$ cm	0.051	0.044	0.039	0.035	0.032	0.030
" $w = 1$ "	0.069	0.061	0.054	0.048	0.044	0.041
" $w = 2$ "	0.088	0.077	0.069	0.062	0.056	0.053

Ganz entsprechend den Koeffizienten der molekularen und der Wasserdampfextinktion läßt sich der Zusammenhang der Absorptionskoeffizienten durch die Formel darstellen:

$$s_{w,m} = (0.059 - 0.05 \log m) \cdot (1 + 0.38 \cdot w) \dots \dots (6)$$

Es ist also wohl das Verhältnis $s_{w,m} : s_{0,m}$ konstant; aber das Verhältnis $s_{w,m} : a_m$ nimmt mit wachsender Luftmasse deutlich ab. Offenbar erfolgt mit zunehmender Luftmasse die Absorption kleiner Wellenlängen in einer wasserdampfgesättigten Atmosphäre schneller als die Extinktion. Das ist nicht unerwartet; denn die Absorption, die nach der fast allgemein angenommenen Anschauung auf Resonanz beruht, hängt ab vom molekularen Aufbau der absorbierenden Schichten; die Extinktion des Wasserdampfes dagegen geht an Teilchen vor sich, die groß sind gegen die Wellenlänge des Lichtes. Wir müssen annehmen, daß ein gewisser konstanter Betrag den Kondensationskernen zuzuschreiben ist, die als Träger dienen für die sich anlagernden H_2O -Moleküle. Ein Teil des in der Atmosphäre enthaltenen Wasserdampfes ist sicherlich kondensiert, aber das Spektrum gibt darüber keine Auskunft, da die Absorptionsbanden des flüssigen und dampfförmigen Wassers bei den gleichen Wellenlängen liegen.

Nach Abtrennung der Anteile der Extinktion und der selektiven Absorption bleibt der Strahlungsverlust durch reinen Dunst als Rest übrig. Die Absorptionskoeffizienten des reinen Dunstes sind in ihrem Mittelwert von etwa der gleichen Größenordnung wie die der selektiven Absorption, doch haben sie eine weit größere Amplitude. Im Winter ist die Dunstabsorption des geschlossenen Hochtales praktisch zu vernachlässigen. Erst im Frühjahr erreicht sie eine nennenswerte Größe. Unverkennbar ist der Zusammenhang mit der Bodenbedeckung. Solange dieser von Schnee bedeckt ist, ist auch die Turbulenz nur gering. Im Sommer steigen die Absorptionskoeffizienten stark an, auf fast das Hundertfache der Winterwerte. Durch sehr geringen Dunstgehalt ist die Atmosphäre im Herbst ausgezeichnet; ganz im Gegensatz zu dem noch sehr hohen Strahlungsverlust durch Wasserdampf sinkt der Verlust durch trockenen Dunst schnell auf sehr kleine Beträge herab.

Die tägliche Schwankung der selektiven Wasserdampfabsorption folgt natürlich dem täglichen Gange des Dampfdrucks mit einem Maximum in den frühen Nachmittagsstunden. Sie erreicht im Sommer in den Mittelwerten eine Größe von 50 Proz. In Einzelfällen kann sie bedeutend stärker variieren. In den Dunstkoeffizienten kommt offensichtlich sehr stark der Einfluß der Wetterlage und auch lokaler Verhältnisse zum Ausdruck. Wenn Dunstmassen in der Frühe das Tal erfüllen, sind die morgendlichen Werte anormal hoch; während im Mittel ungestörter Tage (Februar-März und Juli-August) die Absorptionskoeffizienten des Dunstes morgens ansteigen, tritt in jenem Falle (vgl. April und Mai) mit abnehmenden Dunstkoeffizienten erst ein Aufklären der Atmosphäre ein, bis der der Jahreszeit entsprechende mittlere Wert erreicht ist. Das Maximum der

Dunstababsorption fällt meist in die frühen Nachmittagsstunden; später nimmt sie wieder ab. Doch scheint im Herbst bei kürzerer Tagesdauer eine abermalige Zunahme der Absorptionskoeffizienten mit wachsender Luftmasse die Regel zu sein. Die nachfolgenden Tabellen geben eine Übersicht über die wechselnde Zusammensetzung der im Mittel an der atmosphärischen Schwächung der Sonnenstrahlung beteiligten Faktoren.

Tabelle I. Extinktionskoeffizienten für H₂O-Zerstreuung (0.0...).

	$m = 3.5$	3.0	3.5	2.0	1.5	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
Januar	06	07	07	—	—	—	—	07	07	06	06
Februar	05	05	05	06	—	—	06	06	05	05	05
März	09	10	10	11	11	11	11	11	11	11	10
April	15	15	16	16	17	15	15	14	12	12	11
Mai	18	19	20	21	24	26	25	23	23	21	20
Juni	20	21	22	23	25	27	24	23	23	22	22
Juli	23	25	25	27	29	33	31	29	28	27	26
August	23	24	26	26	29	32	30	29	27	26	26
September	18	20	21	22	25	27	27	25	24	23	23
Oktober	14	15	16	17	19	19	19	18	17	17	17
November	13	14	14	—	—	—	—	16	16	15	15
Dezember	07	07	08	—	—	—	—	08	08	07	07

Tabelle II. Absorptionskoeffizienten für selektive H₂O-Absorption (0.0...)

	$m = 3.5$	3.0	2.5	2.0	1.5	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
Januar	36	38	—	—	—	—	—	—	37	36	36
Februar	37	40	46	51	—	—	51	45	41	38	35
März	41	45	50	56	66	67	57	51	47	43	40
April	48	51	58	64	75	72	61	56	47	44	41
Mai	49	55	61	68	84	90	73	65	59	54	50
Juni	52	57	64	70	84	86	71	64	59	55	50
Juli	56	61	67	73	90	91	79	71	64	60	56
August	53	61	68	74	92	94	79	71	64	62	56
September	52	57	62	71	87	89	76	71	63	57	52
Oktober	48	52	58	64	78	78	68	60	55	51	48
November	47	51	53	—	—	—	—	56	54	50	46
Dezember	41	45	—	—	—	—	—	3	46	40	39

Tabelle III. Absorptionskoeffizienten für Dunst (0.0...).

Januar	00	(-02)	—	—	—	—	—	—	01	(-02)	(-05)
Februar	02	02	12	—	—	—	—	29	19	12	08
März	15	22	24	31	28	30	43	53	49	44	36
April	75	57	48	30	30	44	57	61	64	62	64
Mai	62	52	49	49	49	49	65	71	68	69	72
Juni	75	77	79	72	57	104	108	107	100	100	91
Juli	46	45	50	56	59	112	106	100	73	60	53
August	46	36	30	35	31	51	48	43	42	25	16
September	32	22	16	11	13	11	03	04	09	13	08
Oktober	28	22	08	01	23	17	12	14	16	18	22
November	19	09	01	—	—	—	—	01	08	10	06
Dezember	19	11	—	—	—	—	—	—	08	02	01

Vergleichsmessungen. In den Sommer- und Herbstmonaten Juli bis Oktober 1924 habe ich auf der Nordseeinsel Borkum Vergleichsmessungen angestellt, die in besonderem Hinblick auf die Benutzung des gleichen Instruments und der gleichen Beobachtungsmethode zu den seit 1922 in Riezlern getätigten

in Beziehung gesetzt werden sollen. Die Beobachtungen sind zu wenig zahlreich, um aus ihnen Normalwerte im Sinne der Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 346 geforderten Eigenschaft ableiten zu können. Immerhin lassen sie das für eine Gegenüberstellung in diesem Zusammenhang Wesentliche erkennen.

Tabelle IV. Absorptionskoeffizienten (0.0...).

a) Selektive H ₂ O-Absorption.												
<i>m</i> = 4.0	3.5	3.0	2.5	2.0	1.5	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	
Juli	69	70	75	85	90	106	106	90	80	75	70	69
August	70	71	75	82	91	107	107	91	82	75	71	70
September	65	67	72	79	87	—	—	87	78	72	66	65
Oktober	58	61	65	71	81	—	—	81	74	67	63	60
b) Dunstabsorption.												
Juli	76	84	94	91	95	110	76	90	76	87	74	62
August	62	56	95	98	105	78	—	—	—	—	—	—
September	40	40	47	39	53	—	—	28	30	35	28	25
Oktober	105	93	97	70	73	—	—	78	91	144	168	192

Entsprechend dem höheren, geringeren Schwankungen unterworfenen Wasserdampfgehalt an der See ist die H₂O-Absorption größer und gleichmäßiger als im Hochgebirge. Die auf gleiche Luftmasse bezogenen Absorptionskoeffizienten hängen hier wie dort linear ab von der in Zentimeter Niederschlag gemessenen Wassermenge. Für gleiches *w* sind die Koeffizienten von Borkum größer als die von Riezlern, da der Druck im niedrigeren Niveau größer ist. Sie lassen sich durch eine der obigen Formel (6) analoge darstellen; doch sei auf deren Wiedergabe verzichtet, da die Extrapolation auf niederen Wasserdampfgehalt mit zu großen Ungenauigkeiten behaftet ist. Während der Betrag der selektiven Absorption offenbar gesetzmäßig mit abnehmender Höhe wächst, ist die Absorption durch den Dunst sprunghaft gesteigert. In einer Atmosphäre, die durch den Reichtum an festen Teilchen (Salzpartikel) ausgezeichnet ist, muß natürlich der Betrag der Dunstabsorption besonders groß sein. Sei es nun, daß der Strahlungsverlust durch Absorption oder Reflexion an den festen Teilchen eintritt, oder daß diese als Ansatzkerne für kondensierende Wasserteilchen dienen, die beim Überschreiten einer gewissen Größe als feuchter Dunst okular sichtbar absorbierend wirken. Die Verhältnisse können außerordentlich kompliziert sein, und für die Veränderlichkeit der Erscheinungen haben sich noch keine Regeln aufstellen lassen. Zwar bleibt qualitativ, d. h. bezüglich der Lage der Absorptionsbanden, die Konstanz des H₂O-Spektrums in allen Aggregatzuständen erhalten. Aber die physikalische oder chemische Bindung fester Bestandteile der Atmosphäre an H₂O-Moleküle ist mit tiefgehenden Änderungen der Absorption verbunden. Da Disgregationen sowohl wie Hydratbildungen, Hydrolyse oder Dissoziation den molekularen Aufbau der absorbierenden Teilchen erheblich modifizieren.

Charakteristisch für die Absorption in Borkum ist, daß die Morgenwerte gegenüber den nachmittäglichen relativ hoch sind, und daß die Tagesschwankung eine nur kleine Amplitude besitzt, welche die der selektiven Absorption nicht wesentlich übersteigt. Die Bodenfläche der Insel ist nicht groß genug, eine

eigene Luftzirkulation auszubilden. Die Turbulenz der Atmosphäre ist daher nur gering. Durch eine gleichförmige horizontale Luftbewegung wird die schichtmäßige Anordnung der absorbierenden Teilchen offenbar weniger gestört. So erklärt sich die Gleichmäßigkeit der Dunstabsorption in den Sommermonaten, in denen zur Zeit der Beobachtungen für Luftmassen kleiner als 4 die Atmosphäre in einem gewissen Gleichgewichtszustand sich befindet. Im Spatherbst — der im Hochgebirge sich durch besonders große Klarheit der Atmosphäre auszeichnet — lagern dichte Dunstmassen in den Morgen- und Abendstunden über der Insel, die natürlich eine besonders starke Schwächung der Strahlung herbeiführen und eine direkte Umkehrung des täglichen Ganges der Absorptionskoeffizienten im Gefolge haben.

Von entscheidender Bedeutung für die Veränderlichkeit der Dunstabsorption muß in Borkum die jährliche Drehung der Windrichtungen sein. Im Herbst und Winter herrschen ozeanische Winde vor, während im Frühsommer, etwa April bis Juni, ostliche und nordöstliche Winde überwiegen, die oft mit großen Mengen festländischen trockenen Staubes beladen sind. Länger durchgeführte Beobachtungen werden daher über die Natur der trübenden Teilchen Aufschluß geben können.

Tabelle V. Absorptionskoeffizienten für Dunst in Abhängigkeit von der Wetterlage (0.0...).

		a) Kontinentales Hoch.									
$m = 3.5$		5.0	2.5	2.0	1.5	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
Winter	05	04	02	—	—	—	—	00	08	08	06
Frühjahr	16	20	24	30	41	47	75	65	59	52	39
Sommer	37	44	49	57	63	105	82	63	56	41	31
Herbst	17	13	08	08	—	—	02	04	10	11	09
		b) Föhnlage.									
Winter	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Frühjahr	24	30	37	34	26	40	27	37	54	54	55
Sommer	09	24	24	17	19	42	56	68	75	67	66
Herbst	00	00	00	00	—	—	03	06	14	16	17
		c) Tiefdruckausläufer.									
Winter	09	09	14	—	—	—	—	23	16	24	18
Sommer	61	85	82	86	75	100	101	88	93	80	79

Die Abhängigkeit der atmosphärischen Trübung von der Wetterlage. Es ist oben bereits darauf hingewiesen worden, daß in den wechselnden Absorptionsverhältnissen ein nicht unbeträchtlicher Einfluß der herrschenden Witterung enthalten ist. Wenn es schon gelungen ist, in den Änderungen des Trübungsfaktors eine Beziehung zur Wetterlage aufzufinden, so muß diese um so schärfer sich ausprägen, wenn wir den vom Dampfdruck direkt abhängigen, mit der Witterung aber in nur losem Zusammenhang stehenden Anteil der selektiven H₂O-Absorption abtrennen. Zumal nachdem gezeigt worden ist, daß mindestens dieser Anteil an der Größe des Trübungsfaktors eine Funktion von m , also auch bei gleichbleibendem Trübungszustand veränderlich ist, müssen wir auf die Absorptionsveränderlichkeit des eigentlichen Dunstes zurückgehen. Die

Betrachtung von Einzelfällen wird natürlich erst die Möglichkeit abgeben für eine quantitative Behandlung dieser Frage; aber bereits in den hier zugrunde gelegten Mittelwerten sind die gesuchten Zusammenhänge gut erkennbar.

Die Beobachtungen entstammen vollständigen nicht interpolierten Tagesreihen. Sie lassen sich ohne Zwang in drei Gruppen einreihen: 1. Tage, an denen ein kontinentales Hoch die Wetterlage beherrscht (östliche bis nördliche Winde, beständiges Wetter). 2. Ausgesprochene Föhnstage (südliche und südwestliche absteigende Luftzufuhr, meist Witterungsumschlag folgend). 3. Tage im Bereich eines Tiefdruckausläufers oder Randtiefs (westliche Winde, veränderlicher Witterungscharakter).

Der in der oben wiedergegebenen Tabelle III gut ausgeprägte tägliche Gang der Absorptionskoeffizienten des Dunstes bleibt bei wechselnder Witterung erhalten. Indessen tritt im Verlauf der an- und absteigenden Äste ein in die Augen fallender Unterschied zutage. Die einem kontinentalen Maximum entstammenden Winde, lokal meist als schwache talaufwärtsgerichtete Luftströmung in Erscheinung tretend, verursachen oft eine nicht geringere Trübung, als wenn die Atmosphäre unter dem Einfluß von Tiefdruckausläufern steht. Während aber in letzterem Falle die Dunstabsorption im ganzen Tage gleichmäßig gesteigert ist, die mittlere Tageskurve gewissermaßen in ein höheres Niveau verschoben ist, tritt bei Herrschaft eines kontinentalen Hoch eine starke Dunstabsorption auf, die mit steigender Sonne deutlich den Einfluß vertikaler Konvektion erkennen läßt. Die Luft ist an solchen Tagen sehr stark inhomogen. Von den mittäglichen stark betonten Höchstwerten fällt die Kurve dann sehr stark ab zu relativ sehr kleinen Abendwerten. Ganz anders dagegen an typischen Föhn Tagen. Die absteigende Luftströmung hat vor Sonnenaufgang das Tal von allen Dunstmassen leergefegt, so daß die Tageskurve der Sonnenintensität mit anormal hohen Werten einsetzt, denen nur eine ganz geringe Dunstabsorption entspricht; selbst im Sommer können dann die Absorptionskoeffizienten auf fast 0 herabgehen. Im Laufe des Tages bleiben sie zunächst relativ niedrig. Das mittägliche Maximum ist meist auch nur unbedeutend, aber der absteigende Ast der Kurve der Absorptionskoeffizienten hält sich auf einer beträchtlichen Höhe. Und die Abendwerte übertreffen die der Koeffizienten kontinentalen Witterungscharakters bedeutend. Zuweilen steigen die Koeffizienten nachmittags stark an, um so schneller, je näher der Witterungsumschlag bevorsteht; aber Stunden vergehen, bevor der Himmel anfängt sich zu bedecken.

Süring*) hat seine am Südhang der Alpen angestellten Strahlungsbeobachtungen nach ähnlichen Gesichtspunkten zusammengefaßt und auf ihre Wetterabhängigkeit geprüft. Auch er findet, daß die Durchlässigkeit der Atmosphäre keineswegs proportional zum Wasserdampfgehalt geht — eine Feststellung, die auch von dem von Marten**) veröffentlichten Beobachtungsmaterial bestätigt wird — und urteilt, daß die Turbulenz der wesentliche Faktor für die Intensitätsverminderung der Sonnenstrahlung ist.

*) Süring. Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 325.

**) Marten Veröffentl. d. Preuß. Meteorol. Inst. 1914, Nr. 279.

Es ist offenbar, daß an den Tagen, die im Bereich einer Depression liegen, die gleichmäßig gesteigerte Absorption auf eine Trübung der oberen Schichten der Atmosphäre hindeutet, dagegen spielen für die Strahlungsschwächung an Tagen antizyklonaler Wetterlage orographische Verhältnisse eine große Rolle. Wenn die Ausbildung einer starken Turbulenz in ihnen begünstigt ist, lokal lagernde Dunstmassen aufgewühlt oder mit Talwind herangeführt werden, dann ist eine starke Dunstabsorption in den unteren Schichten der Atmosphäre zu erwarten. Wenn aber die Turbulenz dieser Schichten nur gering ist — sei es, daß wie in Borkum die sie bedingende feste Unterlage fehlt, oder daß bei Föhn intensiv absteigende Luftströmungen sie nicht aufkommen lassen —, dann sinken die Absorptionskoeffizienten und ihre Tagesschwankung auf ein Minimum herab. Süring erklärt die an Föhntagen in Agra im Frühjahr und Sommer beobachtete nachmittägliche Strahlungsdepression durch eine Vermischung talaufwärtswehender Winde mit Föhnwinden. Mir scheint, daß am Nordabhang der Alpen die Turbulenz der unteren Luftschichten sehr wohl die Strahlungsminde rung an Tagen mit kontinentalen Winden erklärt, da mit dem Nachlassen jener auch die Absorption schnell abnimmt. An den Föhntagen aber ist in den hohen Werten der nachmittäglichen Absorptionskoeffizienten des Dunstes bereits der Übergang zu einer anderen Wetterlage erkennbar. Mit zunehmender Luftmasse nachmittags stark herabgehende Absorptionskoeffizienten lassen sich prognostisch immer auf Fortbestand des schönen Wetters deuten, während eine nur langsame Abnahme oder gar Zunahme einen Witterungsumschlag bevorstehend anzeigt.

Riezlern im Algäu, Physik-meteorol. Station, April 1925.

Berichte und Referate.

Neuere Untersuchungen über Gezeiten und ähnliche Meeresbewegungen.

Von B. Gutenberg.

Bei der theoretischen Untersuchung der Gezeiten wurde früher meist angenommen, daß das Wasserbecken, in dem die Gezeiten betrachtet werden, einen Kanal darstellt, der eventuell mit einem Weltmeer in Verbindung steht. Es treten dann Längs- und Querschwingungen auf, die sich überlagern. Beide setzen sich zusammen aus den Mitschwingungsgezeiten des Kanals mit den Gezeiten vor der Mündung, den Eigengezeiten des Kanals, sowie den Schwingungen infolge der Erdrotation. Die Superposition all dieser Schwingungen ergeben die beobachteten Gezeiten. Dabei tritt oft eine Erscheinung auf, die man als „Amphidromie“ bezeichnet. Verbindet man die Punkte gleicher Flutzeit, so rotieren die hierbei entstehenden „Flutstundenlinien“ um einen Punkt, ähnlich wie die Speichen eines Rades. Mit Recht warnte H. Thorade¹⁾, der sich auch sonst viel mit den Amphidromien theoretisch beschäftigt hat²⁾³⁾, vor einer Überschätzung dieser Erscheinung, denn vielfach haben die Flutstundenlinien keine besondere Bedeutung, und oftmals fallen sie nicht mit dem Wellenkamm zusammen. Es kann

z. B. im Zeitpunkt 0 die Flut in *A* eine Maximalhöhe von 70 cm haben, im benachbarten *B* kann der Wasserstand im gleichen Zeitpunkt 75 cm über der Mittellage betragen und im Verlauf der nächsten Stunde noch weiter bis 80 cm wachsen; es geht in diesem Falle zwar die Flutstundenlinie um 0^h durch *A*, der Wellenkamm jedoch bestimmt nicht. Dem Bilde der Eintrittszeiten der Flut in verschiedenen Gewässern geben die Amphidromien jedoch ein charakteristisches Aussehen. Sehr wertvoll und lehrreich sind hier z. B. die Ergebnisse von Sterneck⁴⁾. Im Atlantischen Ozean fand er für die Halbtagszeiten eine Amphidromie im Bereich der Antillen, eine weitere etwa in der Mitte zwischen Irland und Amerika, eine dritte zwischen der Nordküste von Schottland und Island. A. Defant⁵⁾ suchte diese Beobachtungen durch die Superposition der verschiedenen Schwingungen zu erklären, und zwar mit sehr gutem Erfolg. Er fand, daß in erster Linie die Längen- und Tiefenverhältnisse, viel weniger die Breite des Atlantischen Ozeans für dessen Längsschwingungen in Frage kommen, für die Querschwingungen dagegen besonders die Breite und Tiefe. — Auch im Pazifischen Ozean finden sich mehrere Amphidromien. Dabei werden durch Superposition verschiedener Partialtiden unter Umständen Haupttiden fast ganz unmerklich. In der Nähe von Batavia sinkt z. B. die halbtägige Hauptmondflut stellenweise unter $\frac{1}{6}$ der Sonnenflut und ist vielfach kleiner als die ganztägige Flut, so daß dort etwa alle 24 Stunden Flut eintritt. Die übliche Ansicht von der von Osten nach Westen laufenden Flutwellen ist jedenfalls widerlegt. Auch über die Gezeiten der Nordsee werden mehrere Untersuchungen veröffentlicht, so von A. Defant⁶⁾, A. Merz⁷⁾, A. T. Doodson⁸⁾ und A. Schumacher⁹⁾. Die halbtägigen Gezeiten der Nordsee besitzen hiernach drei Amphidromien, die entgegen dem Uhrzeiger umlaufen werden. Die südlichste liegt in den Hoofden, sie erweckt nach A. Schumacher den Eindruck einer um einen festen Punkt sich drehenden Fläche. Eine weitere Amphidromie hat ihren singulären Punkt in etwa 55° 40' n. Br., 5 $\frac{1}{2}$ ° ö. L., während der Knotenpunkt der nördlichsten Amphidromie in etwa 58 $\frac{1}{2}$ ° n. Br. in der Nähe der norwegischen Küste liegt, vielleicht sogar auf dem Lande, was theoretisch möglich ist. Nach Defant rühren die Gezeitenströmungen der Nordsee im wesentlichen von solchen Strömungen her, die auftreten, wenn die Wassermassen dieses Nebenmeeres auf der rotierenden Erde unter Reibungseinfluß mit der Gezeitenbewegung des Ozeans vor der Mündung mitschwingen. Die direkten Nordseezeiten treten dagegen bis zur Unmerklichkeit zurück. An der weiteren Diskussion beteiligte sich vor allem noch R. v. Sterneck¹⁴⁾. Eine eingehende Darstellung der Theorie der Gezeiten in Nebenmeeren gab neuerdings A. Defant¹⁵⁾, und wandte sie auf zahlreiche Nebenmeere und Meeresteile von Europa und auch auf außereuropäische Meere an. Das Buch bringt eine Fülle von Problemen, und seine Lektüre ist außerordentlich anregend. Auch die Gezeitenströme wurden hierbei näher untersucht, und bei der Anwendung der Theorie auf die Gezeitenströme im Englischen Kanal eine vorzügliche Übereinstimmung mit den Beobachtungen gefunden.

Die Flutstundenlinien der ganztägigen Gezeiten sind meist einfacher. Im nördlichen und südlichen Atlantik haben wir je eine große Amphidromie, während der Indische Ozean und der Pazifische Ozean im wesentlichen von einer bzw. zwei großen Amphidromien beherrscht zu werden scheinen.

Unter diesen Umständen ist die Kompliziertheit der beobachteten Gezeitenschwankungen für einen bestimmten Ort nicht verwunderlich. Die Vorausberechnung geschieht jetzt fast überall mit Gezeitenrechenmaschinen; auch Deutschland besitzt jetzt eine solche, die nach Rauschelbach¹⁰⁾ bis zu 20 Partialtiden zusammensetzt und bei voller Arbeitsleistung die graphische Flutvorhersage für ein Jahr für 900 Häfen im Verlauf eines Jahres liefert.

In der Ostsee haben die Gezeiten keine große Bedeutung mehr. Hier treten kürzere Schwingungen auf (Eigenschwingungen von Meerestellen), die neuerdings von O. Meissner¹¹⁾ genauer untersucht wurden. In Wismar zeigt z. B. die Häufigkeit der Perioden zwei Maxima bei 42^m und 48^m, in Marienleuchte liegt das Maximum bei etwas kleineren Perioden. Die Amplituden wachsen ganz ausgesprochen mit den Perioden.

Neben diesen regelmäßigen Schwingungen („Seiches“ der Ostsee) treten plötzliche, starke Erhöhungen des Wasserspiegels auf, die meist nach kurzer Zeit wieder zurück-

gehen und sich manchmal mehrfach hintereinander wiederholen. Man bezeichnet sie als „Seebären“. Im Anschluß an die Beobachtung eines solchen bei Stolpmünde, bei dem das Wasser am Pegel von $10\frac{1}{4}$ bis $10\frac{1}{2}$ Uhr um 46 cm stieg, worauf es dann in einer $\frac{1}{4}$ Stunde um 53 cm fiel, sprachen O. Meissner¹²⁾ und H. Maurer¹³⁾ die Ansicht aus, daß es sich hierbei um die Wirkung von schnellem Windrichtungswechsel an geknickten Isobaren (V-Depressionen) handelt. Während im allgemeinen durch die damit verbundenen Änderungen des Wasserstandes Seiches ausgelöst werden, wölbt sich an besonders geeigneten Stellen das Wasser zum Seebären auf. Nach Seebären wurden vielfach längere Zeit andauernde Seiches beobachtet.

Literatur.

- 1) Ann. d. Hydr. u. maritimen Meteorol. **52**, 27 (1924).
- 2) Ebenda, S. 136.
- 3) Ebenda, S. 184.
- 4) Die Gezeiten der Ozeane. Akad. Wien **129** (1920); **130** (1921); **131** (1922) (Schwarzes Meer, Mittelmeer).
- 5) Ann. d. Hydr. u. maritimen Meteorol. **52**, 153 (1924); **52**, 177 (1924).
- 6) Ebenda **51**, 57, 177 (1923); **53**, 231 (1925).
- 7) Nordseehandbuch. Südl. Teil. Berlin 1923.
- 8) Geogr. Journ. London, Febr. 1924..
- 9) Ann. d. Hydr. u. maritimen Meteorol. **52**, 53 (1924).
- 10) Zeitschr. f. Instrkde. **44**, 285 (1924).
- 11) Ann. d. Hydr. u. maritimen Meteorol. **53**, 63 (1925).
- 12) Ebenda **52**, 14 (1924).
- 13) Ebenda, S. 63
- 14) Ebenda **53**, 147 (1925).
- 15) Gezeitenprobleme des Meeres in Landnähe. 80 S., 17 Abbild. Hamburg 1925.

Biot, A.: Remarques sur les microseïsmes. Ann. Brüssel **44**, 203 (1925).

Gleichzeitig mit P. E. Gherzi (vgl. Heft 1 u. 4) und unabhängig von diesem kam A. Biot zu dem Ergebnis, daß die kurzperiodische Bodenunruhe durch Übertragung von Schwingungen der Meeresoberfläche auf den Meeresgrund durch Vermittlung der dazwischen liegenden Wasserschicht zustande kommt. Während jedoch Gherzi als erregende Ursache Luftdruckwellen annahm, sieht Biot diese in der Dünung. Die bei der Abnahme der Dünung bei deren Fortpflanzung verschwindende Energie soll in Form von Bodenunruhe wieder bemerkbar werden. Die Küstenbrandung soll keine Rolle spielen. — Gegen diese Theorie läßt sich ein sehr einfacher Einwand erheben. Die Dünung nimmt nur sehr langsam ab, sie pflanzt sich unter günstigen Umständen über 24 Stunden lang fort; wenn die relativ geringe hierbei verschwindende Energie in Bodenunruhe umgesetzt wird, wie groß müßte dann erst die Unruhe durch Brandung sein, bei der viel mehr Energie plötzlich umgesetzt und direkt ohne Verlust in der beträchtlichen Wasserschicht (nach Biot) auf das Land übertragen wird! B. Gutenberg.

Kelly, Sherwin F.: Experiments in Electrical Prospecting. Engineering and Mining Journal — Press Bd. 114. Nr. 15/16, 1922.

Der Verfasser gibt nach einer Einführung in die geophysikalisch-elektrischen Methoden, Theorien und Apparate Schlumbergers, die auf die sogenannte spontane Polarisation zurückgehen, eine ausführliche Beschreibung der von ihm in verschiedenen Gebieten der östlichen und nördlichen Vereinigten Staaten zum Teil recht erfolgreich durchgeführten Experimente.

Die Untersuchungen erstrecken sich auf sulfidische Lagerstätten (Magnetkies, Kupferkies, Pyrit, pyritisches Gold, mit Kobaltkies vereinigt Silber, Nickelmagnetkies), Kupferlagerstätten und Anthrazitflöze. Nachdem mit Hilfe des sogenannten Potentiometers, eines mit der übrigen Apparat verbundenen Millivoltmeters der Punkt nie-

drigsten Potentials festgelegt ist, werden um diesen Äquipotentiallinien gelegt. Deutlicher noch scheint sich das Vorhandensein eines Erzganges in den möglichst quer zum Streichen durchgemessenen Profilen des elektrischen Potentials kundzugeben. Auf Kartenskizzen und übersichtlichen Diagrammen, die erschöpfend erläutert werden, ist es dem Verfasser gelungen, den Verlauf und selbst die annähernde Mächtigkeit eines Erzganges bzw. eines Flözes klar zur Darstellung zu bringen. Wesentlich ist die nachgewiesene Übereinstimmung mit zum Teil schon vorhandenen bergmännischen Aufschlüssen oder Bohrlöchern. Besonders interessant ist es, daß ein im Pegmatit eingelassener Gangzug von nickelhaltigem Magnetkies, obwohl von einer Moräne von rund 60 m Mächtigkeit überlagert, sich deutlich im Verlauf der elektrischen Linien heraushebt.

Die Experimente an pyritischen Goldlagerstätten scheinen die Tatsache erwiesen zu haben, daß fein verteilte, metallische Einsprenglinge in kiesiger Gangart nicht aufgefunden werden können, während ihre Entdeckung, falls sie in Schiefen eingelagert sind, keine Schwierigkeiten bereitet

Nach Schlumberger ist auch Anthrazit ein Erzeuger von Elektrizität. Die beschriebenen Versuchsergebnisse beweisen, daß er eine sehr bestimmte, elektrische Reaktion gibt, und die Flöze deshalb leicht nachzuweisen sind. Es muß darauf hingewiesen werden, daß in dem von Kelly untersuchten Gebiet die Flöze zu Tage austreichen, so daß die Methode für den Kohlenbergbau in weitem Sinne zunächst nicht von Bedeutung sein kann.

Die an Lagerstätten gediegenen Kupfers durchgeführten Experimente hatten, wenn wir aus den längeren Ausführungen ein kurzes Fazit ziehen wollen, einen negativen Erfolg, selbst die Anwendung der Äquipotentiallinienmethode selbsterzeugter Ströme mit Hilfe von Punktelektroden scheint mir in gegensätzlicher Meinung zum Verfasser nicht wesentlich bessere Ergebnisse als die spontane Polarisationsmethode geliefert zu haben. Selbstverständlich sind diese letzteren Experimente heute vervollkommenet und überholt. Kelly schließt, „Elektrisches Prospektieren wird vermutlich seine meiste Anwendung finden in der vorläufigen Vermessung von Mineraldistrikten, mit dem Zweck, die vorteilhaftesten Lokalitäten zur Niederbringung von Bohrlöchern zu bestimmen. Die Methode gibt einen allgemeinen Begriff von der Lokalität und der Streichrichtung der Mineralzonen, kann aber nicht über Charakter und Wert der vorhandenen Metalle unterrichten. Diamantbohrung hingegen wieder ist zu kostspielig zur Erforschung weiter Gebiete. So können sich beide Methoden ergänzen. Der praktische Geologe sollte in der elektrischen Schürfmethode eine wertvolle Ergänzung seiner Felddarstellung finden“.

Dr. L. Zotz.

Exner, Felix M.: Dynamische Meteorologie. Wien 1925, Julius Springer. Zweite stark erweiterte Auflage. 8°. 421 S. mit 104 Figuren im Text.

Angesichts der raschen und teilweise in recht ungleicher Richtung fortschreitenden Entwicklung der Meteorologie darf man wohl mit Recht die neue Auflage des Exnerschen Lehrbuches als eine äußerst wertvolle und in vieler Hinsicht notwendige Bereicherung der meteorologischen Literatur begrüßen. In seinem Referat über die erste Auflage (Meteorol. Zeitschr. 1917) sprach R. Emden die Erwartung aus, daß das Exnersche Buch vor allem befruchtend und reinigend wirken würde. Für die Berechtigung dieser Anschauung ist die jetzt vorliegende Neubearbeitung des Buches selbst der beste Beweis; enthält doch ein großer Teil der darin berücksichtigten neueren Arbeiten eine Weiterentwicklung oder Klärung von Problemen, die in der alten Auflage noch offen gelassen werden mußten.

Trotz der starken Erweiterung hat es Exner geschickt verstanden, die in der ersten Auflage gewählte Einteilung des Lehrstoffes, sowie die mathematisch klare und anschauliche Behandlung der oft nicht einfachen Probleme in der früheren Weise beizubehalten.

Im folgenden soll der Inhalt der einzelnen Kapitel kurz besprochen werden, wobei auf die wichtigsten in die Neuauflage aufgenommenen Abschnitte besonders Rücksicht genommen ist.

Nachdem in den beiden ersten Kapiteln die grundlegenden Gleichungen der Mechanik, Thermo- und Hydrodynamik abgeleitet sind, bespricht der Verfasser in Kapitel 3 und 4 die Statik, in Kapitel 5 und 6 die Dynamik der Atmosphäre, worauf sich ein besonderes Kapitel über den Energiehaushalt der Atmosphäre anschließt. In diesem Teile des Buches, auf dessen grundlegende Betrachtungen in allen folgenden Kapiteln immer wieder zurückgegriffen wird, sind eine große Menge neuerer Arbeiten, zum Teil von Exner selbst herrührend, hineingearbeitet worden, welche die Reibungs- und Austauschvorgänge, sowie die damit verbundene Bildung von Wirbeln und Diskontinuitäten in der Atmosphäre zum Gegenstand haben. Ein besonderer Abschnitt ist dabei dem durch Bjerknes in die Meteorologie eingeführten Zirkulationsprinzip gewidmet worden (Abschnitt 42), auf dessen Anwendung für die Zyklonentheorie wir noch zurückkommen.

Die S. 104 gegebene allgemeine Lösung der Bewegungsgleichung für ein geradlinig bzw. kreisförmig gekrümmtes Isobarensystem führt auf oszillierende Strömungsbahnen der Luftteilchen. Hier wäre vielleicht die sonst meist durchgeführte Durchrechnung eines Zahlenbeispiels erwünscht, zumal ja oszillierende Strömungsbahnen der Luft in unseren Breiten sehr häufig vorkommen. Es sei hier nur an das bekannte Rückseitenwetter mit Böen erinnert, auf dessen wellenförmigen Charakter bereits Helmholtz aufmerksam gemacht hat.

In Kapitel 7 über die Energetik der Atmosphäre behandelt der Verfasser zunächst die klassischen Untersuchungen von Margules. Im Interesse einer Klärung der verschiedenen Ansichten ist es sehr zu begrüßen, daß Exner hier auch die Möglichkeit anderer Energiequellen für die Sturmbildung, z. B. die Kondensationswärme und die Energiekonzentration als eine Folge der Geometrie des Stromfeldes kritisch erörtert. Als wesentliche Energiequelle für die meisten der bestehenden Zirkulationen kommt wohl immer die Umlagerung verschieden temperierter Luftmassen in Frage, wobei ursprünglich nebeneinander liegende Luftmassen sich übereinander ausbreiten. Die antreibende Wärmemaschine ist dann durch die ungleiche Erwärmung mehr oder weniger weit auseinander liegender Teile der Erdoberfläche gegeben. Die thermodynamische Behandlung dieser Vorgänge mit Hilfe des Zirkulationsprinzips (Kreisprozeß) wird von Exner S. 172 bis 186 seines Buches ausführlich durchgeführt, und führt auf eine sehr anschauliche Darstellung der zur Entstehung der Bewegungsvorgänge notwendigen Bedingung. Exner faßt sie in die Worte:

„Die Bedingung zur Änderung der Zirkulation, also zur Wirbelbildung oder Wirbelauflösung, erkennen wir nunmehr darin, daß die Druckkraft auf der geschlossenen Kurve Arbeit leistet. Ist die Massenverteilung in der Luft so beschaffen, daß die potentielle Energie der Druckverteilung durch eine Zirkulationsbewegung geringer werden kann, so entsteht diese Bewegung. Dies ist dann der Fall, wenn die warme Masse nach dem tieferen Druck hinfließen kann.“

Die Bedeutung des Arbeitsbegriffes und des Wärmeaustausches als wesentliche Vorbedingung der großen Zirkulationsströmungen ist auch in dem folgenden Abschnitt über die stationären Strömungen und den allgemeinen Kreislauf der Atmosphäre (Kapitel 8 und 9) hervorgehoben. Zum ersten Male wird hier im Anschluß an die diesbezüglichen Arbeiten Defants der horizontale Wärmetransport längs eines Meridians mit der Größe der allgemeinen Zirkulation in rechnerische Beziehung gebracht. Das Ergebnis dieser Rechnung liefert für diesen Transport überraschend hohe Werte, die besonders bei Betrachtung des Zusammenhanges im Witterungsverlauf weit auseinanderliegender Gebiete einer Beachtung wert scheinen. Zu Werten von ähnlicher Größenordnung für die horizontale Konvektion kommt man auch bei der Berechnung dieser Größe aus der Differenz zwischen lokaler Einstrahlung und Ausstrahlung, wobei diese Differenz aus der jeweiligen Stratosphärentemperatur abzuleiten ist.

Von besonderem Reiz, nicht nur für den Meteorologen, sondern für den physikalisch gebildeten Naturwissenschaftler überhaupt, ist das Studium der folgenden drei Kapitel (10 bis 12), in denen die unperiodischen Veränderungen der Atmosphäre, also Erscheinungen, die uns Bewohnern mittlerer und höherer Breiten am nächsten stehen, besprochen sind.

Das von jeher so heiß umstrittene Problem der Zyklonenbildung ist in den letzten Jahren in vieler Hinsicht sehr viel klarer geworden. Seitdem man erkannt hat, welche wichtige Rolle hierbei die Asymmetrien in der Temperaturverteilung und die atmosphärischen Diskontinuitätsflächen spielen, sind eine große Reihe von Einzeluntersuchungen über diese Erscheinungen entstanden. Neben den Lindenberger Untersuchungen über Luftkörper und Gleitflächen sei hier nur an die Fickerschen Studien über den Vorstoß und die Ausbreitung kalter oder warmer Luftmassen erinnert, die in den Abschnitten 78 bis 82 des Exnerschen Buches behandelt sind. Für die mathematische Theorie dieser Vorgänge hat Exner selbst wichtige Beiträge geliefert, deren Inhalt im Abschnitt 79 seines Buches über Vorstoß und Rückzug von Luftkörpern, sowie im Abschnitt 83 über die Bewegungsgleichungen eines Kälteschalles wiedergegeben sind.

Die eigentliche Wirbelbildung der Zyklone (Abschnitt 85) ist nach Exners Ansicht ein rein dynamischer Vorgang, veranlaßt durch eine Störung des Stromfeldes, wie der Wirbel im Flußwasser durch einen Brückenpfeiler. Der störende Einfluß kann dabei durch die Gestaltung der Erdoberfläche gegeben sein; Exner vermutet jedoch, daß in den meisten Fällen der bewegliche kalte Luftkörper selbst mit seinen vorstoßenden Zungen den Anlaß zur Wirbelbildung geben wird. Die Energie zur dauernden Erhaltung des Arbeit leistenden Wirbels muß jedoch stets durch den Temperaturgegensatz der an der Bewegung beteiligten Luftmassen nachgeliefert werden, wie denn auch die störende pfeilerartig vorspringende Form des Kaltluftkörpers erst durch seine Temperaturdifferenz gegen die Nachbarluft zustande kommen kann.

Die durch die Theorie der Gleitflächen begründeten Vorstellungen fanden eine glänzende Anwendung in den Untersuchungen der Norwegischen Schule. Das durch seine außerordentlich anschauliche Darstellungsweise ausgezeichnete Zyklonenschema von Bjerknes (Abschnitt 86) gab zum ersten Male eine sehr präzise Begrenzung des warmen Sektors einer niedrigen Zyklone auch nach Norden und Osten, und lieferte damit einen großen Fortschritt in der Kenntnis der Konstitution und der Lebensgeschichte der Depressionen.

Es wäre zu wünschen, daß diese gewiß recht fruchtbare Arbeitsweise, deren Erfolg nicht zum wenigsten einem vortrefflichen Beobachtungsdienst zu danken ist, auch auf die der Österreichischen Schule näher liegenden Probleme anwendbar wäre. Auch in den hochreichenden Druckgebilden wäre eine nähere Kenntnis der darin ausgebildeten Diskontinuitätsflächen sehr vorteilhaft, doch ist dieses Ziel nur durch ein enges Netz von Höhen- und Pilotstationen zu erreichen.

Das letzte Kapitel ist den periodischen Vorgängen der Atmosphäre gewidmet. Neben der Betrachtung von Gravitationswellen und der täglichen Perioden von Luftdruck, Wind und Temperatur ist hier besonders der erste Abschnitt des Kapitels (Abschnitt 92) erweitert worden durch eine Diskussion der Perioden, welche durch den Umlauf der Luft um die Erde bewirkt werden können. Es scheint, daß hier eine Reihe häufig im Witterungsverlauf beobachteter Perioden eine Erklärung finden.

Für den Fachmann ist das Exnersche Buch schon heute zu einem unentbehrlichen Hilfsmittel geworden, daneben wird es auch seinem vornehmsten Zwecke als Lehrbuch in vollstem Maße gerecht werden

R. M ü g g e

Conrad, V.: Dynamische Geologie. Enzyklopadie der mathematischen Wissenschaften VI, 1 B; 11, S. 397—496, 4^o, 1 Fig.

Der vorliegende Enzyklopadieartikel besteht aus drei Hauptteilen. — Das erste Kapitel („Erdbeben als Erreger elastischer Wellen in der Erde“) behandelt Fortpflanzung und Reflexion elastischer Wellen in einem isotropen Medium, nachdem darauf hingewiesen ist, daß man die Erde im großen und ganzen als solches betrachten kann. Die mathematischen Ableitungen folgen im wesentlichen den Gedankengängen Wiecherts („Über Erdbebenwellen I“). Ein besonderer Abschnitt ist den Oberflächenwellen, Rayleighwellen und Querschwingungen, gewidmet. Mehrfach wird der Dispersion erzeugende Einfluß der Gravitation erörtert.

Das zweite Kapitel bringt die Theorie des Erdbebenstrahles, d. h. seinen Verlauf im Erdinnern und die Verteilung der Geschwindigkeit auf demselben. Letztere wird

einerseits direkt aus der Laufzeitkurve nach der Herglotz-Wiechertschen Methode ermittelt, andererseits werden die Grundzüge einiger Methoden angegeben, die die Geschwindigkeit von Schicht zu Schicht — „indirekt“ — zu bestimmen gestatten (Benndorf, Galtzin, Wiechert, v. Kövesligethy, A. Mohorovičić).

Mit dem Aussehen und der Deutung des Seismogrammes befaßt sich das dritte Kapitel, und ein Anhang gibt eine kurze Übersicht über die Methoden zur Bestimmung von Epizentrum, Epizentralzeit und Herdtiefe.

Außer einem Hinweis auf Wiecherts „Theorie der automatischen Seismographen“ wird das Instrumentelle weiter nicht behandelt.

Entsprechend dem Charakter der Enzyklopädie fehlen zahlenmäßige Angaben und Figuren fast vollständig. Dies ist zu bedauern, da auf diese Weise der Zusammenhang mit den Beobachtungsergebnissen und die Anschaulichkeit der Darstellung ein wenig leidet.

Das Ganze ist eine sehr dankenswerte und wertvolle Zusammenstellung aller mathematischen Theorien auf seismischem Gebiet, die in leicht faßlicher Form eine vollständige Übersicht gibt. Die vielen Hinweise auf Originalabhandlungen werden demjenigen willkommen sein, der sich eingehendere Kenntnisse aneignen will. Jung.

Literaturverzeichnis.

(Seit 1. Januar 1924; Einteilung siehe S 1 Zur Einführung.)

I. Bewegung und Konstitution der Erde.

1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankungen.

H. Thorade: Die Trägheitsbahn eines Massenpunktes auf der sich drehenden Erde. Mitt. d. Math. Ges. Hamburg, Bd. VI, Heft 3.

S. Róna: Die Ableitung der ablenkenden Kraft der Erddrehung. Peterm. Mitt. **70**, 21 (1924).

E. Hammer: Ständige Verlagerung des Nordpols? Peterm. Mitt. **70**, 89 (1924).

R. Meyer: Die vom Foucaultschen Pendel beschriebenen Kurven. Latvijas Univ. Raksti **VIII** (1923).

2. Masse, Schwere, Figur, Dichte, Elastizität der Erde.

K. Wegener: Die Gleichgewichtsfläche des Meeres. Ann. d. Hydr. **52**, 188. Nr. 8.

M. Matsuyama: On the gravitational field of the fushun Colliery, Manchuria Jap. Journ. of Astr. a. Geophys. **2** (1924). Nr. 2.

J. J. Müller: Holländische Pendelbeobachtungen im Unterseeboot. Nature **113** (1924).

Derselbe: Dutch pendulum observations in submarines. Nature, London **113**, 308 (1924).

K. Mader: Die Verwendung der Drehwage Eötvös bei nahen grossen Massen. Sitzber. Akad. d. Wiss. Wien, Math. nat. Klasse IIa, **133** (1924), No. 3/4.

Derselbe: Ein Beispiel der gravimetrischen Tiefenforschung im Wiener Becken mit der Drehwage von Eötvös. Österr. Monatssch. f. d. öffentlichen Baudienst u. d. Hüttenwesen, 1924. Nr. 9.

W. Bowie: Isostatic investigations and data for gravity stations in the United States established since 1915 Washington D. C. U. S. Dept. Com., Coast and Geod. Serv. Spec. Publ. N. **99** (1924). IV v. **91**. S. 26, fig. 3, 2 Karten.

A. Birnbaum: Drehwagenmessungen im Salzbergbau über und unter Tage. Kali **18**, 144 (1924).

J. L. Wilser: Neuzeitliche Erdkrustenbewegungen in Frankreich. Central. f. Min, Geol. u. Pal. 1924, Nr. 16.

G. Rovereto: Forma della terra. Trattato de Geologica Morphologica, Vol. I Basi.

- W. de Sitter: Over de afplatting en de samenstelling de aarde. Verslag v. d. grosse Vergadering der Wis-en natuurkundige Afdeling, Kon. Acad. v. Wet. Amsterdam **33**, Nr. 3.
- G. Mc. Caw: The proposed adoption of a standard figure of the Earth. Geogr. Journ. 1924. August.
- J. Boccardi: Les moyennes par dixièmes d'années dans les variations des latitudes. Compt. rend **179**, 1249 (1924).
- Ch. Lallemand: Au sujet du système tétraédrique. (Über die Schrumpfungsgestalt der Erde.) Ebenda **8**, 1562.
- Ch. Gorceix: Constatation métrique de la forme ovoïde de la terre. Compt. rend. **180**, 152 (1925).
- D. Brouwer: Over de samenstelling der aarde. Verslag van de gewone Vergadering der Wis-en Nat. Afdeling. Akad. v. Wet. Amsterdam **33**, 617 (1924).
- E. Hammer: Isostasie und Schweremessung. Peterm. Mitt. **70**, 125 (1924).
- N. Meinesz: Observations de pendule sur la mer pendant un voyage en sous-marin de Hollande à Java. Ref. Naturw. **13**, 535 (1925). Publication de la commission géodésique Néerlandaise.
- A. H. Miller: Gravity in Northwestern Canada. Publ. of Dominion Observatory Ottawa, Vol. **VIII**, Nr. 6 (1924).

3. Zusammensetzung, Druck, Temperatur des Erdkörpers, des Meeres und der Atmosphäre, Aggregatzustand des Erdkörpers.

- M. Goldschmidt: Verteilungsgesetze der Elemente. II. Beziehung zwischen den geochemischen Verteilungsgesetzen und dem Bau der Atome. III. Röntgenspektrographische Untersuchungen über die Verteilung der seltenen Erdmetalle in Mineralien. Kristiania, Jakob Duwald, 1924.
- F. Linke: Die Abhängigkeit der Luftdichte von der Meereshöhe. Festschr. d. Phys. Vereins Frankfurt a. M., 1924.
- A. Lacroix: Les fers météoriques du Sénégal et du Sahara. Compt. rend. **179** (1924), Nr. 6.
- Derselbe: Sur un nouveau type de fer météorique, trouvé dans le désert de l'Adrac en Mauretanie. Ebenda. Nr. 5.
- C. Pape: Über die Verwendbarkeit des Interferometers zur Bestimmung des Salzgehaltes von Meerwasser. Weitere Ergebnisse. Ann. d. Hydr. **52**, 249 (1924).
- L. H. Baruch: The Chemistry of the Earth's Core. Journ. of. Geol. **32**, 615 (1924).
- C. G. Rossby: Thermisches Gleichgewicht in der Atmosphäre. Ark. f. Mat. Astron. och Physik **18**, Nr. 20, 8 S. (1924), Heft 3.
- T. C.: Metal Resources and the Constitution of the Earth. Nature **115**, 914 (1925).
- Berichte d. deutschen wiss. Kommission für Meeresforschung. Neue Folge. Bd. I.
- R. B. Sosman: Status and problems of geophysical chemistry. Bull. National Research Council. Vol. 7, Nr. 41 (1924).
- Fr. Wigglesworth Clarke and H. S. Washington: The composition of the earth's crust. U. S. Geol. Survey Prof. Paper Nr. 127 (1924).
- A. L. Day and E. T. Allen: The source of the heat and the source of the water in the Lot springs of the Lassen National Park. J. Geol. **32**, 178 (1924).
- L. H. Adams: A physical source of heat in springs. J. Geol. **32**, 191 (1924).
- G. W. Morey: Relation of crystallization of the water content and vapor pressure of water in a cooling magma. J. Geol. **32**, 291 (1924).

4. Massenverteilung im Erdinnern, isostatische Lagerung.

- J. W. Gregory: Continental Drift. Nature **115**, 255 (1925).
- A. C. Lawson: The geological implication of the doctrine of isostasy. Bull. Nat. Res. Council **8**, p 4, Nr. 46 (1924).
- W. Heiskanen: Untersuchungen über Schwerkraft und Isostasie. Ref. Naturw. **13**, 535 (1925). Veröff. d. finn. geodät. Inst. Nr. 4.
- J. W. G.: Geodynamic Problems of the Alps. Nature **115**, 791 (1925).
- K. Wegener: Die Kontinentalschollen. Petermanns Mitt. 1925, Heft 3/4.

- O. Meissner: Zur Vereinfachung der isostatischen Reduction. *Ztschr. f. Vermessungswesen* (1925), Heft 7 u. 8.
- A. Knopf: Bibliography of isostasy. Division of Geol. and Geography. Nat. Research Council, Washington D C. (1924).
- O. Ampferer: Über Kontinentalverschiebungen. *Naturw.* **13**, 669 (1925).
- S. Rösch. Unsere heutige Kenntnis von der Tiefengliederung der Erde. *Naturwiss.* **12**, 868 (1924).
- W. Heiskanen. Topographisch-isostatische Reduktionen der Lotabweichungen an den Dreieckspunkten der Südfinnischen Dreieckskette.

II. Deformationen, Strömungen, Schwingungen.

1. Geologische Hebungen und Senkungen, Faltung, Gebirgsbildung, Vereisung, Gletscherbewegungen, Vulkanismus.
- R. Schwinner: Neuere Anschauungen über den Alpenbau, gewonnen in den Ostalpen, besonders an der östlichen Zentralzone. *Ztschr. d. Deutsch. Geol. Ges.* **75**, 164.
- A. Penck. Das Antlitz der Alpen. *Naturw.* **12**, 1000 (1924).
- O. Ampferer: Über die Tektonik der Alpen. *Ebenda*, S. 1007.
- F. Nölke. Geotektonische Hypothesen. *Samml. geophys. Schriften* Nr. 2, VIII u. 128 S. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1924.
- E. Tams: Erdbeben und Ausbruch des Katmai im Jahre 1912. *Ztschr. f. Vulkanologie.* **8**^o. 1924.
- W. Altberg. Die physikalischen Bedingungen der Eisbildung auf Flüssen und Seen. *Ann. d. Hydr.* **52** (1924), Nr. 10, 11.
- T. A. Jaggar and R. H. Finch: The Explosive Eruption of Kilauea in Hawaii 1924. *Amer. Journ. of Science* **8**, 353 (1924)
- Dieselben. The lava tide seasonal tilt and the volcanic cycle. *Mountl. Weather Rev.* **52**, 142 (1924).
- Dieselben. The borings at Kilauea Vulcano. *Ebenda*, S. 146.
- J. E. Church. Present methode of glacier studies in the Swiss Alps. *Ebenda*, S. 264.
- F. Machatscheck Die Vermessung des Hintereisferners. *Naturw.* **13**, 536 (1925).
- G. v. Zahn. Die Umkehrung der Strandverschiebung in der Erdgeschichte. *Peterm. Mitt.* **70**, 84 (1924).
- R. Hamer: A theory of vulcanoes. *Abstract. Phys. Rev.* **25**, 255 (1925).
- W. H. Hobbs The unstable Middle Section of the Island Arcs. *Gedenkboek Verbeek. Verhand. van Het Geolog. Mijnbouwkund. Genootschap voor Nederland en kolon. Geol. Serie. Deel VIII*, 219 (1925).
- Cl. Fenner: Earth Movements accompanying the Katmai Eruption *Journ. Geol.* **2**, 3 (1925). (Geophys. Lab. Carn. Inst. Washington.)
- F. Kossmat: Die Beziehung des südosteuropäischen Gebirgsbaues zur Alpentektonik. *Geol. Rundschau* **15**, 3, 255 (1924).
- W. Ramsay On the Relation between crustal movements and variation of Sea-Level during the late quaternary time especially in Fennoscandia. *Bull. Commiss. Geolog. de Finlande* No. 66, 1924.
- R. Eckard Die klimatischen Verhältnisse der geolog. Vergangenheit im Lichte von Alfred Wegeners Hypothese der Kontinentalverschiebungen. *Naturw.* **13**, 5. S. 84 (1925).
- G. Rovereto: *Forme della terra. Trattato di Geolog. Morphologica. Vol. II* (1925).
- A. L. Day: The years progress in Volcanology. *Bull. Nat. Research Council* Nr. 41. Vol. **7** (1924).
2. Gezeiten der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdkörpers.
- S. Yamaguti: On Secondary Undulations of Tides. *Jap. Journ. of Astr. a. Geophys.* **2** (1924), Nr. 2.
- F. Proudman and A. T. Doodson: The Principal Constituent of the Tides of the North Sea. *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **224**, 185 (1924).

- R. H. Finch: On the prediction of tidal waves. *Monthly Weather Rev.* 1924.
A. T. Doodson: Perturbation of Harmonic Tidal Constants. *Proc. Roy. Soc. March. London (A)* **106** (1924), Nr. 139.
H. Rauschelbach: Die Gezeitenrechenmaschine der Deutschen Seewarte. *Deutsche Uhrmacherzeitung* 1924, Nr. 1.
H. Thorade: Einige Bemerkungen über Amphidromien II (Mischformen von Schwingungen, Rechteckiges Becken). *Ebenda*, Nr. 8.
R. Sterneck: Zu den halbtägigen Gezeiten der Nordsee. *Ann. d. Hydr.* **53**, 147 (1925).
M. Gevrey: Sur l'intégration de l'équation des marées dynamiques *Compt. rend.* **179**, S. 1243.
H. A. Marmer: Tides and Currents in New York Harbor. *U. S. Coasta, Geod. Survey* Nr. 111 (1925).

3. Wellenbewegung und Strömung in Luft und Wasser

- E. Huyenard, A. Maunan et A. Plianol. Sur la variation de la vitesse du vent avec l'atitude au voisinage du sol. *Compt. rend.* **179**, 1067 (1924).
C. G. Rossby: On the origin of travelling discontinuities in the atmosphere. *Geografiska Annalec* **6**, 180 (1924).
H. Murakami. On the Hydrodynamis Group Waves and the flux of the Wave-Energy. *Tokyo* 1924.
F. E. Fournier: Sur les tourbillons cycloniques des cirrus ne se propageant pas jusqu'au niveau terrestre. *Compt. rend.* **178** (1924), Nr. 17.
Th. Hesselberg: Über Reibung und Dissipation in der Atmosphäre. *Geophys. Publ. Kristiania* **3**, 26 (1924), No. 5.
B. Isswekow: Das verallgemeinerte Margulesche Problem. *Ann. d. Hypr.* **52**.
P. A. Rittich: Distribution relative du vent dans les ondes inférieures de l'atmosphère (jusqu'à 1000 m) au dessus de la surface concave (Ontotovo) et convexe (Pavlovsk) de la terre. *Pavlovsk 1924. Veröff. aus d. Aeron. Obs. Pavlovsk. I, IV. Russisch mit franz. Auszug.*
A. Schmauss: Die Lebensdaten der mitteleuropaischen Depressionen I, II. *München* 1924. *Deutsch. Met. Jahrb. f. Bayern* 1923.
F. M. Exner. Über die Temperaturverteilung in vertikalen Zirkulationen. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* **11**, 101 (1924).
J. Letzmann: Grenzwirbel und treibende Wirbel. *Met. Ztschr.* **42**, 181 (1925).
W. Milch: Über die Windänderung mit der Höhe bei variablem Reibungskoeffizienten. *Ebenda*, S. 188.
E. W. Barlow. The upper air circulation of the Atlantic Ocean. *Meteor. Office, Profess. notes, Vol. 3, Nr. 39, S. 199, London* (1925).
L. D. Vaughan: On the mechanism of fluid rotation in the atmosphere. *Bull. Amer. Met. Soc.* (1925), Nr. 1.
A. B. Dobrowolsky: Mouvement de l'air et de l'eau sur des accidents du sol. *Geografiska Annaler* 1924, Häft 3 och 4.
M. Poltschanoff: Über vertikale Geschwindigkeiten der Pillotballone nach Beobachtungen des Aerologischen Observatoriums in Pavlosk. *Ann. d. Hydr.* **53**, 163 (1925).
L. J. Sutton: The upper currents of the atmosphere in Egypt and the Sudan, *Cairo. Phys. Departm. Paper* Nr. **17**, 136 S. (1925).
P. Zistler: Über primäre und sekundäre Druckwellen. *Met. Ztschr.* **42**, 225 (1925).
P. L. Mercanton: Die Wasserhose auf dem Genfer See vom 3. August 1924. *Ebenda*, S. 244.
L. Weickmann. Wellen im Luftmeer. Neuere Untersuchungen über Gesetzmässigkeiten im Gange und in der Verteilung des Luftdruckes. I. Mitteil.: Symmetriepunkte des Luftdruckanges. *Der Luftdruck als zusammengesetzte Schwingung. Abh. Sächs. Ak. d. Wiss. Math.-Phys. Kl.* **39**, 2 (1924), 65 S.
N. Kotchine: Modèle théorique d'un cyclone mobile. *Journ. of Geophysics and Meteorology. Vol. 1, 1* (1924).

- W. Wiese: Ice in the Polar Seas and the general Circulation of the Atmosphere. Ebenda. 84 S.
- F. Baur: Statistische Untersuchungen über Auswirkungen und Bedingungen der großen Störungen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation. I. Ann d. Hydr. **53**, 1 (1925).
- H. Thorade: N. W. Ekman's Theorie der Horizontalzirkulation bei widerstehenden Meeresströmungen. Ebenda, S. 21.
- A. Defant: Oscillations of the atmospheric circulation over the North Atlantic Ocean in the 25 year period 1881—1905. Monthly Weather Rev. 1924 August.
- N. Korotkewitsch. Über die Entstehung des Windes. Met. Ztschr. **42**, 15 (1925).
- Ph. Shereschewsky und Ph. Wehrlé: Les pseudo-fronts polaires. Compt. rend. **179**, 1183 (1924).
- M. Gevrey: Sur l'intégration de l'équation des marées dynamiques Ebenda, S. 1243.
- L. Petitjean. Sur le déplacement des fronts de discontinuité. Ebenda, S. 1279.
4. Elastische Deformationen, Seismizität der Erde, Seismik, Schallausbreitung in Luft, Wasser und Erde
- N. Conrad: Dynamische Geologie. Enzyklop. d. math. Wissenschaften VI. **1**, 11 (1924). S. 397—496
- K. Suda: On the great Japanese earthquake of september 1st 1923. Mem. of the imp. Marine Obs. Kobe, Japan **1**, 137 (1924).
- H. Hubert: Contribution à l'étude de l'agitation microsmique à Daskar (Sénégal) Compt. rend. **179**, 1332 (1924).
- F. Graatz: Erdbebensichere Hochhäuser. Der Bauingenieur **6**, 31 (1925).
- E. Tams: Zur Frage des Einflusses von Sonne und Mond auf die Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme. Ber. über die Verh. der Akademie der Wiss. Leipzig **76**, 179 (1924).
- Derselbe. Zur Frage des Einflusses des Luftdrucks auf die Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme. Ebenda, S. 188.
- E. Meissner. Die Geschwindigkeitszunahme der Erdbebenwellen mit der Tiefe, berechnet aus Beobachtungen über das Explosionsbeben in Oppau. Vierteljahrsschr d Naturforsch. Ges. Zürich **69**, 34 (1924).
- Met. Observatorium Batavia: Vulkanische Verschynselen en Aardbevingen in den Ost-Indischen Archipel, waargenommen gedurende het jaar 1923. Natuurkundig Tydschrift voor Nederl. Indie 1924, S. 158.
- S. K. Banerji: On the Depth of Earthquake forms. Phil. Mag. **49**, 65 (1925).
- E. A. Eckhardt. Accurate determinations of the speed of sound in sea water. Phys Rev. **24**, 452 (1924).
- S. W. Visser: Some Researches into the Propagation of Seismic Long Waves. Konigl. Mag. en Met. Observ. Batavia-Verhand. Nr. 16, 1925.
- J. B. Macelwane: The Earthquake of Jan. 31, 1922. Bull. of the Seism. Stations Berkeley a Lick. Vol. II, 3 (1924). S. 46.
- P. Byerly: The S. American Earthq. of Jan. 17, 1922. Ebenda, S. 50.
- P. Lafitte: Sur la propagation de l'onde de choc. Compt. rend. Paris, juillet **178**, Nr 15.
- R. Stonely: Elastic Waves at the Surface of Separation of Two Solids. Proc. Roy. Soc. **106** (A), 416 (1924).
- J. Lacoste: Sur le mouvement microséismique à Strasbourg. Compt. rend. **179**, Paris 1924. M 12.
- E. Rothé et Mme A. Hée: Sur les tremblements de terre observés en France au cours de l'année 1923. Ebenda, Nr. 18.
- Mme A. Hée: Sur la fréquence des tremblements de terre en Algérie dans la période de dix années (1911—1920). Ebenda, Nr. 19.
- E. Rothé et C. Bois. Sur les séismes du 10 juillet et du 19 novembre 1923 dans les Pyrénées. Ebenda, Nr. 20.
- B. Gutenberg: Dispersion und Extinktion von seismischen Oberflächenwellen und der Aufbau der obersten Erdschichten. Phys. Ztschr. **25**, 377 (1924).

- H. Thams Über die Erdbebenkatastrophe in Japan am 1. September 1923. *Naturw.* **12**, 975 (1924).
- A. Imamura. A Diary on the Great Earthquake. *Bull. Seism. Soc. Amer.* **14**, 1 (1924), Nr. 1.
- H. M. Hadley. Earthquake Proof. Building Construction as Revealed by the Japanese Earthquake. *Ebenda*, S. 6.
- B. Willis. Earthquake Risk in California. *Ebenda*, S. 9.
- C. Davison. Notes on Seismological Terms. *Ebenda*, S. 26.
- A. Mohorovičić. A Critical Review of the Seismic Instruments. Used today and of the Organization of Seismic Service. *Ebenda*, S. 38.
- H. O. Wood Earthquake Reports. *Ebenda*, S. 60.
- B. Gutenberg. Die seismische Bodenunruhe und ihr Zusammenhang mit den Nachbargebieten, insbesondere Geologie und Meteorologie. *Samml. geophys. Schriften*, herausg. v. C. Mainka, Nr. 3, X, 69 S. Berlin, Gebr. Bornträger, 1924.
- Mitteilungen der Hauptstation für Erdbebenforschung im Physikalischen Staatsinstitut Hamburg 1924, Nr. 599.
- Royal Meteorological Society. Meeting for the discussion of geophysical subjects. The twenty-one Minute Period in Earthquakes Observatory, 47. London 1924, Nr. 599.
- Manuel Mc S.-Navarro Neumann. El sismógrafo „Javier“ de la estacion sismológica de Cantuja. *Iberica*, 21. Junio 1924, Nr. 533.
- J. A. Anderson and H. O. Wood: A Torsion seismometer. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **8**, 813 (1924).
- R. P. E. Gherzi Études sur le microséismes. Observatoire de Zi-ka-wei, notes de seismologie Nr. 5. Zi-ka-wei-Chang-hai 1924, 15 S., 17 Tafeln.
- W. Bowie: Earth movements in California. *Ref. Naturw.* **13**, 536 (1925). U. S. coast and geodetic survey, special publication Nr. 106.
- Earth Movements in California. *Kurze Bem. Nature* **115**, 886 (1925).
- S. Nakamura: Barometric and tidal effects on the occurrence of earth quakes in Kwanto district *Journ. Met. Soc. Japan*, **2**, 219 (1925).
- R. Bruns. Das Behmloch. *Ztschr. f. Feinmechanik und Präzision* **33**, 67—71, 85—87, 94—96 (1925).
- Seismic Waves. Kurze Notiz über die Sprengung bei La Courtine, Mai 1924. *Nature* **116**, 61 (1925).
- E. A. Hoodgson. Report of the Seismic Division for 1923. *Publ. of the Dominion Observatory Ottawa*. Vol. VII, Nr. 1 (1925).
- W. W. Doxsee The Location of Epicentres 1921. *Ebenda*, Nr. 2 (1925).
- K. Shiratori. Notes on the Destructive Earthquake in Sayami Bay on the first of September 1923. *Jap. Journ. of Astr. and Geophys.* **II**, 174 (1925).
- H. Nakano. On Rayleigh Wave. *Ebenda*, S. 233.
- A. Sieberg und R. Lais: Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911. Bearbeitung der mikroseismischen Beobachtungen. Jena, Gustav Fischer, 1925.
- A. Biot: Remarques sur les microséismes *Ann. Brüssel* **44**, 1. Teil, S. 203.
- M. Navarro Neumann: La componente vertical. „Belarmino“ *Iberica* Nr. 572 (1925).

Fortsetzung der Literatur im nächsten Heft.

Mitteilungen.

Die für Göttingen im Oktober vorgesehene Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft ist wegen Erkrankung des Herrn Geheimrat Wiechert verschoben worden. Sie beginnt voraussichtlich am 7. Dezember 1925.

Änderung der Anschrift der Mitglieder der D. G. G.

35 HARTMANN, W., Dr., jetzt Bremische Landeswetterwarte.

Verschiedenes.

Nachweis einer Relativbewegung zwischen Äther und Erde? Morley und Miller haben 1905 auf einer 100 m hohen Anhöhe bei Cleveland den Michelson-Morleyschen Versuch im Freien angestellt und fanden Anzeichen einer Bewegung des Äthers gegen die Erde, einer Ätherdrift von etwa $\frac{1}{10}$ der erwarteten Größe, während in abgeschlossenen Erdgeschloß des Laboratoriums in Cleveland dieser Effekt höchstens $\frac{1}{15}$ betrug. Die benutzte Apparatur ließ für eine Relativgeschwindigkeit von 30 km/sec zwischen Äther und Erde eine Verschiebung der Interferenzstreifen um $\frac{1}{2}$ Streifen erwarten. Nach langer Pause wurden 1921 bis 1925 die Versuche von D. C. Miller in dem weit höher gelegenen Mt. Wilson (etwa 2000 m) wieder aufgenommen. Die Andeutungen, die die Clevelandbeobachtungen ergeben hatten, zeigten sich hier vergrößert. Eine Ätherdrift von $\frac{1}{3}$ der Bahngeschwindigkeit der Erde, also 10 km/sec wurde gemessen. Dies Resultat soll bis auf $\frac{1}{2}$ km/sec sichergestellt sein. Die Interferenzstreifen zeigten eine periodische Verschiebung, wenn das Interferometer in der Horizontalebene gedreht wurde. Der Vergleich der Beobachtungen in Cleveland und Mt. Wilson deuten auf ein Mitführen des Äthers durch die Erde, das mit wachsender Höhe abnimmt. Eine eingehendere Bearbeitung und Fortsetzung der Beobachtungen werden es voraussichtlich ermöglichen, die verschiedenen Komponenten der Ätherdrift infolge der täglichen Umdrehung, des jährlichen Umlaufes der Erde und der Bewegung des Sonnensystems im Raume voneinander zu sondern und Azimut und Größe der letzteren zu bestimmen. Zunächst muß natürlich abgewartet werden, ob diese Beobachtungen an anderen Orten bestätigt werden. Die Zunahme der Ätherdrift mit der Höhe würde zur Folge haben, daß ein Stern, der in Mount Wilson vertikal steht, im Meeresniveau um 7 Bogensekunden abgelenkt erscheint. Dieser Betrag müßte im Laufe des Tages variieren. Das wird sich schwer mit den vorliegenden Messungen der absoluten Sternpositionen an Observatorien verschiedener Meereshöhe vereinigen lassen (Nature 23. V., 11. VII.). G. A.

Sollten die im vorstehenden Referat behandelten Millerschen Ergebnisse über Ätherströmung sich bestätigen, so wäre das für die physikalische Auffassung der Materie von fundamentaler Bedeutung. Miller ist geneigt, aus seinen Beobachtungen zu folgern, daß in Bergeshöhe die Ätherströmung relativ zur Erde erheblich größer sei als unten. Beachtet man die neuere Auffassung des Verhältnisses von Äther und Materie und insbesondere die heute geltende Vorstellung, daß die Kerne der Materie nur sehr geringen Raum beanspruchen, so ist es nach meiner Meinung in höchstem Maße unwahrscheinlich, daß die geringe Lagedifferenz, welche ein Berg bewirkt, schon auf die Ätherbewegung einen merklichen Einfluß ausüben sollte. Recht wohl aber könnte es sein, daß bei Relativbewegung der Materie gegen den Äther die Deformation der Materie geringer ist, als man bisher nach Lorentz und Fitzgerald angenommen hat. Aber dann wäre an verschiedenen Orten und in verschiedenen Höhen stets der gleiche Effekt zu erwarten, was in Widerspruch mit den Millerschen Angaben ist. Unter solchen Umständen scheinen weitere Untersuchungen von größter Wichtigkeit. E. Wiechert

Inhaltsverzeichnis: W. Heiskanen: Die Airysche isostatische Hypothese und Schweremessung. S. 225. — H. Holst: Über Gravitationsmessungen mit der Drehwaage auf dem Eise des Titisees im Schwarzwald. Mit drei Figuren. S. 228. — J. Koenigsberger: Vertikalvariometer für Feldmessungen. Mit einer Figur. S. 237. — P. Ludewig und H. Witte: Radioaktive Messungen im Quellgebiet von Brambach. I. Mit drei Figuren. S. 242. — Otto Hoelper: Über die Durchlässigkeit der Atmosphäre für die Sonnenstrahlung. S. 251. — **Berichte und Referate:** B. Gutenberg. Neuere Untersuchungen über Gezeiten und ähnliche Meeresbewegungen. S. 260. — Gutenberg, S. 262. — Zotz, S. 262. — Mugge, S. 263. — Jung, S. 265. — **Literaturverzeichnis.** S. 266. — **Mitteilungen.** S. 271 — **Verschiedenes.** S. 272

Über die Struktur des meteorischen Nickeleisens und ihre Bedeutung für die Bildung der Meteorite.

Von **R. Vogel**. — (Mit sieben Abbildungen.)

Bei der δ - γ -Umwandlung der Eisen-Nickelmischkristalle entsteht eine Mischungslücke zwischen 6 und 30 Proz. Ni, welche sich nach tieferen Temperaturen wieder schließt. Diese Feststellung bildet die Grundlage zu einer neuen Erklärung der Widmannstätten-schen Struktur, welche danach als ein infolge der δ - γ -Umwandlung entstandener und bei tieferen Temperaturen instabiler Gefügezustand aufzufassen ist.

Die Widmannstätten-schen Figuren des meteorischen Nickeleisens, welche beim Ätzen polierter Schlißflächen mit verdünnter Salpetersäure zum Vorschein kommen, werden gebildet durch zwei Strukturelemente von verschiedenem und mehr oder weniger veränderlichem Ni-Gehalt, den Kamazit mit rund 5 bis 7 Proz. Ni und den Taenit mit rund 22 bis 35 Proz. Ni. Der Kamazit bildet ein Fachwerk von Lamellen, welche den Flächen des Oktaeders parallel orientiert sind und auf der Schlißfläche als ein Netz entsprechend orientierter Balken erscheinen, der Taenit einen dünnen Belag der Kamazitlamellen, welcher diese vollkommen umhüllt und auf der geätzten Schlißfläche als schmale, glänzende, die Kamazitbalken umsäumende Leisten hervortritt. Die durch diese Lamellensysteme gebildeten Fächer sind erfüllt von einem feineren Gemenge aus Kamazit und Taenit, dem Plessit. In vielen Fällen ist aber auch kein Plessit vorhanden, und die Kamazitbalken sind alsdann nur durch einfache Taenitleisten voneinander getrennt.

Ist der Ni-Gehalt des Meteoriten kleiner als der des Kamazits, so besteht er nur aus diesem, ist er hoher, so tritt zum Kamazit noch der Taenit, dessen Menge mit wachsendem Ni-Gehalt des Meteoriten zunimmt, während die des Kamazits dementsprechend abnimmt. Dagegen erweist sich die Menge des Plessits als recht veränderlich und nicht in einfacher Weise vom Ni-Gehalt des Meteoriten abhängig.

Glüht man meteorisches Nickeleisen aus, so entsteht zunächst im Kamazit eine mikroskopisch feine Körnung, die Unterschiede des Ni-Gehalts von Kamazit und Taenit gleichen sich allmählich aus, und die Widmannstätten-schen Figuren verschwinden*). Auch beim Umschmelzen von Meteorisen erhält man die Widmannstätten-sche Struktur in ihrer ursprünglichen Ausbildung nicht wieder, sondern es entsteht die viel feinere mikroskopische Struktur des synthetischen Nickeleisens, welche jedoch, wie sich zeigen wird, in allen wesentlichen Eigenschaften mit der meteorischen Struktur übereinstimmt.

*) F. Berwerth: Sitzungsber. d. Wien. Akad. d. Wissensch. (I) **114**, 345 (1905), W. Fränkel und G. Tammann „Über meteorisches Eisen“, Zeitschr. f. anorgan. Chem. **60**, 416 (1908); F. Rinne und H. Boeke, Neues Jahrbuch für Mineralogie, Festband 1907, S. 252.

Zu diesen wohlstudierten Eigentümlichkeiten der meteorischen Struktur kommt noch eine wenig bekannte, auf welche man erst in neuerer Zeit bei eingehenderem, mikroskopischem Studium hier und da aufmerksam geworden ist. Es handelt sich dabei, wie im folgenden gezeigt wird, um ein Gefüge aus feinen, Ni-reicheren, orientierten Nadeln oder Lamellen, welche innerhalb des Kamazits gewissermaßen eine Wiederholung der Widmannstätten'schen Figuren im kleinen bilden. Diese Strukturierung des Kamazits, welche nicht mit einem lokal vorkommenden Eutektikum, an welchem Troilit beteiligt ist, verwechselt werden darf, ist nicht immer vorhanden. Eine mir von Herrn Geheimrat G. TAMMANN zur Verfügung gestellte Probe von Tolucaeisen zeigte die Struktur von vornherein, beim Erhitzen wurde sie noch deutlicher, und auch der Taenit begann eine ähnliche Struktur zu zeigen, indem dunklere, Fe-reichere Felder sichtbar wurden. An Proben der Eisen von Butler und Gibeon (Deutsch-Südwestafrika) war eine Strukturierung des Kamazits anfänglich nicht sichtbar, trat aber nach fünfständigem Erhitzen auf 1000° deutlich hervor.

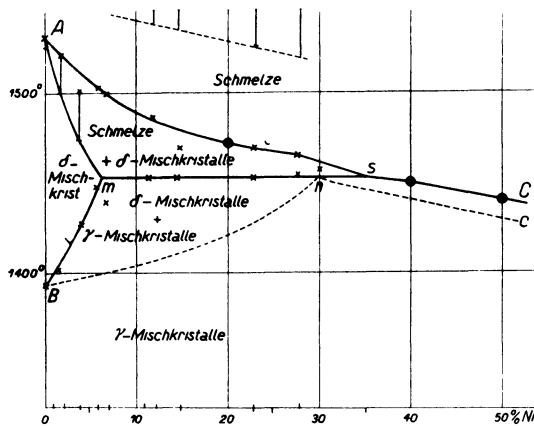
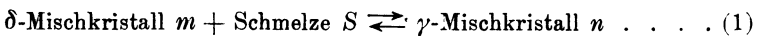


Fig. 1.

der meteorischen Struktur durch die Vervollständigung des Zustandsdiagramms der Fe-Ni-Legierungen hinsichtlich der δ - γ -Umwandlung der Eisen-Nickelmischkristalle gezeigt werden. Das Ergebnis zeigt Fig. 1.

Die Umwandlung der δ - in γ -Mischkristalle vollzieht sich in folgender Weise: Im Gebiet der Fe-reichen Fe-Ni-Legierungen von 0 bis etwa 35 Proz. Ni beginnt die Kristallisation bei den Temperaturen der Kurve AS mit der Ausscheidung von Mischkristallen des δ -Eisens, über 35 Proz. Ni hingegen bilden sich bei den Temperaturen von SC direkt aus den Schmelzen Mischkristalle des γ -Eisens. Die Zusammensetzung der sich ausscheidenden δ -Mischkristalle ändert sich auf Am, die der γ -Mischkristalle auf nc, und beide Kurven geben zugleich die Temperaturen an, bei denen die Kristallisation beendigt ist.

Zwischen m und S erfolgt bei Wärmeentziehung unter gleichzeitiger Kristallisation der Schmelze S die Umwandlung des primär ausgeschiedenen δ -Mischkristalls m in einen Ni-reicheren γ -Mischkristall n nach der Reaktionsgleichung:



Die Reaktion (1) verläuft nun, wie fast alle Umsetzungen dieser Art, nicht vollständig, weil die primär ausgeschiedenen Mischkristalle m von einer wenig durchlässigen Schicht des Mischkristalls n umhüllt werden, dessen Ni-Gehalt bei der Kristallisation der restierenden Ni-reicheren Schmelze sich dann noch bis über n hinaus erhöhen kann. Hierdurch sowie durch die nachgewiesene Neigung der Mischkristalle, sich bei schnellerer Abkühlung mit Nickel zu übersättigen, wird die Zusammensetzung der Mischkristalle m und n und besonders die der letzteren veränderlich und von den jeweiligen Abkühlungsverhältnissen abhängig.

Die Umwandlung der so entstehenden δ -Mischkristalle vollzieht sich sekundär in Berührung mit den γ -Mischkristallen beim Passieren des Feldes Bmn , also im festen Zustand, wobei sich die Zusammensetzung der ersteren auf mB , die der letzteren auf nB so lange ändert, bis der Ni-Gehalt der letzteren, d. h. der γ -Mischkristalle, dem der betreffenden Legierung gleich geworden ist.

Bei 1455° existiert also zwischen 6 und 30 Proz. Ni eine Mischungslücke, welche durch zwei Mischkristalle mit diesen Ni-Gehalten, also von der mittleren Zusammensetzung des Kamazits und des Taenits, begrenzt ist. Nach tieferen Temperaturen zu schließt sich diese Lücke, indem die primär aus der Schmelze ausgeschiedenen δ -Mischkristalle mB bei ihrer Umwandlung sich in γ -Mischkristalle nB wieder auflösen, so daß das Ergebnis, wenn der Gleichgewichtszustand erreicht wurde, Legierungen mit homogener Struktur sein müßten, welche nur aus einer Art in sich und unter sich homogener Mischkristalle bestehen.

Die mikroskopische Untersuchung der Struktur der Legierungen lehrt nun, daß der Gleichgewichtszustand gewöhnlich nicht erreicht wird. Die bei der δ - γ -Umwandlung gemäß Fig. 1 und Gleichung (1) entstandene Heterogenität des Gefüges ist zurückgeblieben und verschwindet erst bei längerem Erhitzen der Legierungen unter Ausbildung gleichartiger homogener Kristallite. Eingeleitet wird dieser Vorgang wie beim meteorischen Nickeleisen durch das Sichtbarwerden einer mikroskopisch feinen Körnung.

Wie eingehende Versuche zeigten, verläuft die Homogenisierung um so schneller, je höher die Temperatur, je geringer der Ni-Gehalt der Legierung und je feiner die ursprünglichen Ausscheidungen des Ni-reicheren Mischkristalls n sind, und umgekehrt erfolgt die Homogenisierung langsamer, wenn die Temperatur niedrigerer, die Struktur gröber und der Ni-Gehalt der Legierung höher ist, von welchen Momenten das letztere ganz besonders stark verzögernd wirkt.

So war die Homogenisierung einer Legierung mit 12 Proz. Ni, die 7 Stunden auf 600 und 5 Stunden auf 1000° erhitzt worden war, vollkommen, die einer Legierung mit 28 Proz. Ni nach 58stündigem Erhitzen zwischen 1000 und 1200° jedoch noch nicht beendet. In ganz entsprechender Weise werden im meteorischen Tolucaeisen beim Erhitzen die Ni-ärmeren Partien mit wenig und dünnem Taenit schneller, die Ni-reichen mit reichlichem, dick ausgeschiedenem Taenit langsamer homogen.

Die Übereinstimmung der Struktur des synthetischen und des meteorischen Nickeleisens und ihres Verhaltens beim Erhitzen wird durch folgende Photogramme veranschaulicht. Fig. 2 zeigt eine Legierung mit 12 Proz. Ni nach gewöhnlicher Abkühlung aus dem Schmelzfluß. Man erkennt deutlich die recht-

winklig orientierten, dem Kamazit entsprechenden balkenartigen Ausscheidungen der Ni-ärmeren γ -Mischkristalle m (Fig. 1), umsäumt von hellglänzenden und im Relief stehenden Leisten des Ni-reicheren Mischkristalls n , welche dem Taenit entsprechen. Die so entstehenden Figuren, welche bei schwächerer Vergrößerung deutlicher, als es die Abbildung zeigt, hervortreten und den gröberen Widmannstättenschen Figuren des Meteoreisens entsprechen (vgl. Fig. 6), bezeichnen wir wegen ihrer Entstehung aus dem Schmelzfluß als Kristallisationsfiguren, („K-Figuren“). In Fig. 3 erkennt man außerdem am synthetischen Nickeleisen von gleicher Zusammensetzung noch besondere Figuren innerhalb des Balkenelements, welche durch orientierte Ni-reichere Nadeln gebildet werden. Dieselben sind das Ergebnis der unvollständig verlaufenen Auflösung der Fe-reicheren Mischkristalle mB in den Ni-reicheren Mischkristallen nB bei der δ - γ -Umwandlung. Wir nennen dieselben zum Unterschied von der ersten Figurenart Umwandlungsfiguren („U-Figuren“). Beide Figurenarten sind, wie Fig. 4 zeigt, nach genügend langem Erhitzen verschwunden, und die Legierung ist in sich homogen geworden. Die helleren und dunkleren Kristallitenteile in Fig. 4 rühren nicht von Verschiedenheiten des Nickelgehalts her, sondern von der verschiedenen Ätzgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Richtung, in der die Kristallite geschnitten sind.

In Fig. 5 sind netzartig verbundene, im Relief stehende Ausscheidungen des Mischkristalls n (Taenit) und in den von ihm umsäumten primären Mischkristallen m (Kamazit) die U-Figuren zu erkennen. Ein Vergleich mit der in Fig. 6 wiedergegebenen Stelle des Tolucaeisens, an welcher der Taenit in ähnlicher Weise netzartig ausgebildet ist, zeigt augenfällig die Identität des Strukturcharakters des synthetischen und des meteorischen Nickeleisens. Das weiße verzweigte Strukturelement ist Taenit, die Grundmasse Kamazit mit U-Figuren. Die Veränderungen einer taenitarmen Stelle des Tulukaeisens nach 15stündigem Erhitzen auf 1000° veranschaulicht Fig. 7. Die Homogenisierung ist unter Ausbildung neuer Kristallkörner hier schon weit fortgeschritten. Die Auflösung dicker Taenitausscheidungen, während welcher dunkle orientierte eisenreichere Felder im Taenit sichtbar werden, erfolgt ganz bedeutend langsamer.

Die heterogene Struktur der K- und U-Figuren im synthetischen und meteorischen Nickeleisen repräsentiert also einen bei allen Temperaturen unterhalb 1400° instabilen Zustand, der je nach dem Nickelgehalt der Legierung und ihrer Strukturelemente sowie deren gröberer und feinerer Ausbildung durch anhaltendes Erhitzen mehr oder weniger leicht in den stabilen homogenen Strukturzustand, in welchem beide Figurenarten verschwunden und nur noch Kristallkörner von gleichem Nickelgehalt vorhanden sind, übergeführt werden kann.

Auch die schnell vorübergehende Erhitzung des Meteoriten beim Durchgang durch die Atmosphäre, währenddessen er aufleuchtet, bewirkt häufig eine deutliche Strukturveränderung. Dieselbe macht sich in einer dünnen Oberflächenschicht, der Brandzone, als feine von Oxyd durchsetzte Körnung, die durch Schmelzung entstanden ist, bemerkbar. Diese Strukturänderung hat Interesse für die geophysikalische Frage nach der Beschaffenheit der Atmosphäre in den obersten Schichten, in denen der Meteorit zum Aufleuchten kommt, weil aus



Fig. 2.

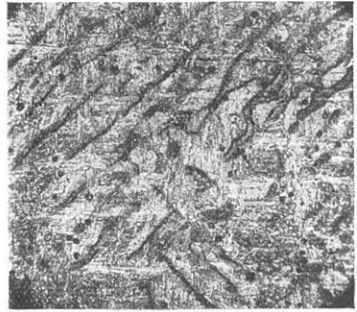


Fig. 3.



Fig. 4.

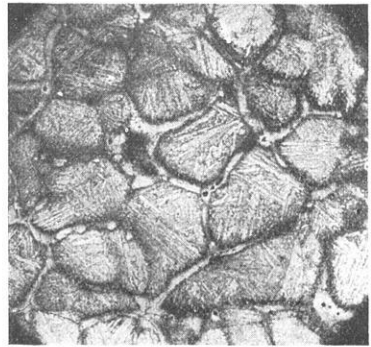


Fig. 5.

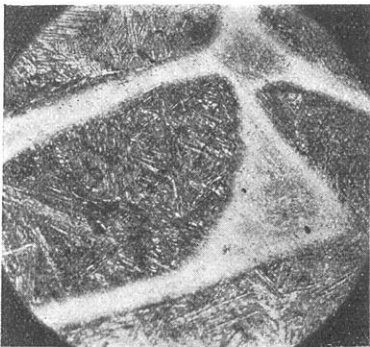


Fig. 6.

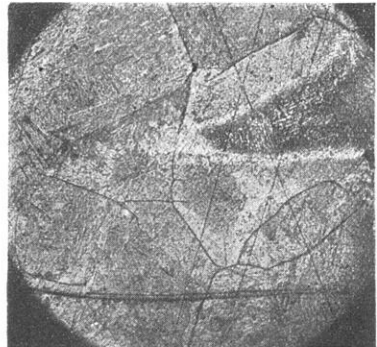


Fig. 7.

der Tiefe der Veränderungszone auf die dem Meteoriten zugeführte Warmemenge geschlossen werden kann.

Die δ - γ -Umwandlung der Eisen-Nickelmischkristalle ist kürzlich auch von H. Hanson untersucht worden*). Nach ihm sollte die δ - γ -Umwandlung nur bis 5 Proz. Nickel reichen, während der Verfasser (vgl. Fig. 1) die Grenze bei etwas über 30 Proz. fand. Diese erhebliche Diskrepanz läßt sich indessen leicht erklären. Aus Hansons Arbeit ist nämlich zu ersehen, daß seine Resultate auf kohlenstoffhaltige Legierungen zu beziehen sind. Eine Betrachtung der im Dreistoffsystem Fe-C-Ni zu erwartenden Verhältnisse zeigt nun, daß schon geringe Kohlenstoffgehalte von wenigen Zehntelprozenten genügen, um die δ - γ -Umwandlung auf den kleinen Konzentrationsbereich von 5 Proz. herabzudrücken. Es entspricht der großen Ähnlichkeit des Verhaltens von Nickel und Kobalt gegenüber dem Eisen, daß die δ - γ -Umwandlung sich im System Eisen-Nickel auf einen ähnlichen Konzentrationsbereich wie im System Eisen-Kobalt, nämlich im ersteren auf etwas über 30 Proz. Nickel, im letzteren auf etwa 25 Proz. Kobalt erstreckt.

Aus vorstehendem ergibt sich:

1. Zwischen der Struktur des synthetischen und der des meteorischen Nickelseisens besteht kein wesentlicher Unterschied.

2. Die δ - γ -Umwandlung erzeugt in der Reihe der Eisen-Nickelmischkristalle eine Lücke, die sich zwischen 1450 und 1400° weiter schließt. Kamazit und Taenit sind die Grenz-mischkristalle dieser Lücke.

3. Das heterogene Gefüge aus Kamazit und Taenit verschwindet bei rascherer Abkühlung nicht nach dem Wärmefluß, sondern bleibt als instabiler Zustand bei tieferen Temperaturen, wo die Umwandlungsgeschwindigkeit verschwindend klein wird, erhalten. Der homogene stabile Gefügestand bildet sich bei genügend langem Erhitzen des Nickeleisens auf höhere Temperaturen unter 1400° bzw. bei sehr langsamer Abkühlung.

Der Kamazit entsteht als nickelärmerer Mischkristall des δ -Eisens mit etwa 6 Proz. Nickel primär aus der Schmelze. Seine Abscheidungsform ist die eines Skeletts oder Dendriten, dessen Säulen zu Lamellen parallel den Oktaederflächen verwachsen sind, sein etwas veränderlicher Nickelgehalt erklärt sich durch Übersättigung an Nickel, welche von der Abkühlungsgeschwindigkeit abhängt.

Der Taenit bildet sich als nickelreicherer γ -Mischkristall sekundär nach Gleichung 1 als Umhüllung des Kamazits, doch kann er sich bei den häufig vorkommenden Unterkühlungen der Schmelze auch primär und gleichzeitig mit Kamazit ausscheiden. Durch derartige Störungen des normalen Kristallisationsverlaufs, welche nach der primären Bildung des Kamazit-Taenitskeletts in der noch vorhandenen Schmelze auftreten können, erklärt sich der Plessit. Die große Veränderlichkeit des Ni-Gehalts des Taenits ist im wesentlichen eine Folge des unvollständigen Ablaufs der Reaktion (1).

Dem instabilen, nach schnellerer Abkühlung erhaltenen Gefügestand sind zwei Arten von Figuren von verschiedener Entstehungsursache eigentümlich.

*) Engineering 1923, S. 667

1. Die K-Figuren, welche bei der Kristallisation des flüssigen Nickeleisens sich bilden und an der Umhüllung eines nickelärmeren, dendritisch ausgebildeten Strukturelements (Kamazit) durch eine Schicht eines nickelreicheren (Taenit) kenntlich sind.

2. Die U-Figuren. Dieselben bilden sich bei dem Konzentrationsausgleich zwischen Kamazit und Taenit, den die δ - γ -Umwandlung zur Folge hat, also im festen Zustand, und sind kenntlich als eine besondere Struierung des Kamazits und Taenits.

Die Widmannstättenschen Figuren können entweder K-Figuren oder U-Figuren sein, und beide können auch gleichzeitig auftreten. Ob und welche natürliche Beispiele hierfür unter den Meteoriten vorhanden sind, müssen weitere Versuche, die im Gange sind, lehren. Schon jetzt aber sieht man, daß alle diejenigen Widmannstättenschen Figuren als K-Figuren gekennzeichnet sind, welche das charakteristische Merkmal derselben, die Umhüllung der Kamazitbalken durch eine Taenitleiste zeigen.

Es lassen sich also drei typische Gefügestände unterscheiden, welche als Grundlage für eine Einteilung der Eisen-Nickelmeteoriten nach ihrem Aufbau vom Standpunkt der Gleichgewichtslehre dienen können.

I. Das Kristallisationsgefüge, die K-Figuren. Stabil bei 1455° , bei allen tieferen Temperaturen instabil.

II. Das δ - γ -Umwandlungsgefüge, die U-Figuren. Stabil innerhalb des Zustandsfeldes *mnB* (Fig. 1) zwischen 1455 und 1400° .

III. Das homogen-körnige Gefüge. Stabil bei allen Temperaturen unterhalb *Bn*.

In Wirklichkeit hat man natürlich noch mit mannigfachen Übergangszuständen zwischen diesen drei Strukturtypen zu rechnen. Welcher Gefügestand uns in einem Meteoriten entgegentritt, hängt, wenn auch verschiedene Momente wie die Dicke und der Ni-Gehalt des Taenits eine Rolle spielen, doch wesentlich von seiner thermischen Vorgeschichte ab, und allgemein läßt sich sagen, daß das Vorhandensein der instabilen Widmannstättenschen Figuren auf eine schnellere, der homogen-körnige oder der unigrane Zustand auf langsamere Abkühlung des Meteoriten hinweist. Jedenfalls setzt das Vorhandensein Widmannstättenscher Figuren Abkühlungsgeschwindigkeiten voraus, bei denen das Temperaturgebiet von 1600 bis etwa 1000° innerhalb von Stunden, höchstens Tagen durchlaufen wird. Es könnte sich also nur um verhältnismäßig kleine Massen bzw. solche mit großer Oberfläche handeln. Für die Bildung der Widmannstättenschen Struktur an kleinen selbständigen kosmischen Massen mit geringerem Schwerfeld und verhältnismäßig großer Abkühlungsgeschwindigkeit spricht unter anderem die unvollständige Trennung der Silikate*) und des Schwefeleisens vom Nickeleisen, deren häufig unvollendete Tropfenform, das Vorkommen von Silikatglas, die zum Teil ungewöhnliche Größe der Kristallindividuen, welche zeigt, daß die Kristallisation nur von wenigen Zentren ausgegangen ist

*) V. M. Goldschmidt Über die Massenverteilung im Erdinnern. Naturwissenschaften 10, 918 (1922).

und darauf schließen laßt, daß es zur Bildung zahlreicher Zentren, welche kleinere Kristalle ergeben würden, an Zeit gefehlt hat, und schließlich auch noch die an keiner künstlichen Legierung erreichte, außerordentlich schöne Ausbildung der Kamazitskelette, welche verständlich wird, wenn die Kristallisation in einem sehr kleinen Schwerefeld stattfindet, wo keine die dendritische Kristallisation störende Konvektionsströme auftreten *).

Die Forderung schneller Abkühlung, welche sehr wohl mit denjenigen Hypothesen im Einklang steht, welche die Meteoriten als Abkommlinge der Kometen oder als Verdichtungsprodukte primitiver kosmischer Materie ansprechen, gilt unter der Voraussetzung, daß der Druck bei der Abkühlung so gering ist, daß sein Einfluß vernachlässigt werden kann. Bildet aber das Nickeleisen den Kern eines größeren Weltkörpers, so kann dasselbe unter den auf ihm lastenden hohen Drucken bei Temperaturen oberhalb seines Schmelzpunktes zäh und sogar hart werden **). Da mit zunehmender Zähigkeit einer Flüssigkeit die Neigung zur dendritischen Kristallausbildung in derselben zu-, das spontane Kristallisationsvermögen abnimmt und auch die Absonderung nicht mischbarer Bestandteile sowie alle Vorgänge, welche auf Diffusion beruhen, außerordentlich verlangsamt werden können, so würden die Eigentümlichkeiten der meteorischen Struktur auch als Folge langsamer Abkühlung unter hohem Drucke verständlich, also unter Verhältnissen entsprechend der Anschauung, nach der die Meteoriten als Trümmer größerer Weltkörper aufzufassen sind.

Zur Frage der elektrischen Vertikalströme.

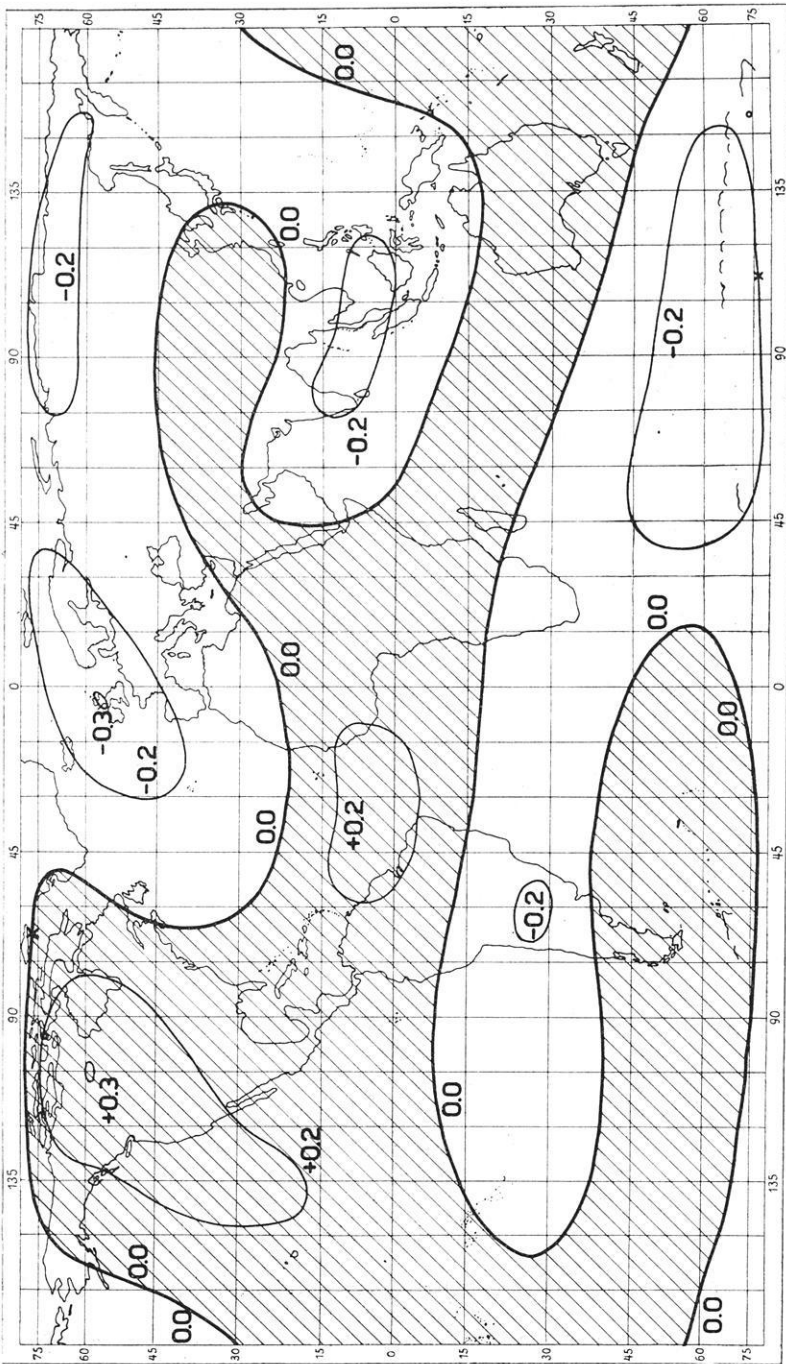
Von Adolf Schmidt. — (Mit einer Abbildung.)

Nachträgliche Mitteilung einer Karte der geographischen Verteilung der sogenannten Vertikalströme, die der Verfasser seinerzeit auf Grund von Neumayers erdmagnetischen Karten abgeleitet, damals aber nur in zahlenmäßiger Form veröffentlicht hat. Formulierung des Zusammenhanges zwischen den Vertikalströmen und dem erdelektrischen Grundproblem.

Angeregt durch das Referat von Benndorf auf der vorjährigen Innsbrucker Naturforscherversammlung¹⁾ hat sich neuerdings die Aufmerksamkeit wieder den hypothetischen, die Erdoberfläche durchdringenden elektrischen Strömen zugewendet, die nach dem heutigen Stande der Physik zur Erklärung des potentiallosen Teiles des horizontalen erdmagnetischen Feldes angenommen werden müssen. Es ist deshalb zu wünschen, daß das zur Beurteilung der Frage bisher gewonnene Material möglichst vollständig bekanntgegeben werde. Das mag es rechtfertigen, wenn ich hier eine kartographische Darstellung der Verteilung dieser Ströme mitteile, die ich seinerzeit auf der Grundlage von Neumayers

*) R. Vogel: Über dendritische Kristallisation. Zeitschr. f. anorgan. Chem **116** 21 (1921).

***) G. Angenheister Sitzungsber. d. Seismologischen Gesellschaft, Jena 1923



Flächendichte in Amp./km² und Vorzeichen des in die Erde eintretenden Vertikalstromes nach den für die Epoche 1885 von G. Neumayer bearbeiteten Karten der Deklination und der Horizontalintensität. (○ = Magnetische Pole, × = Spurpunkte der magnetischen Achse.)

erdmagnetischen Karten für die Epoche 1885 berechnet habe²⁾. Ich zeichnete schon damals ein solches Kärtchen (in Mercators Projektion), das ich später auch gelegentlich Fachgenossen gezeigt habe; diese Darstellung zu veröffentlichen, trug ich jedoch Bedenken, und ich beschränkte mich deshalb darauf, die Verteilung der Stromdichte in der Form ihrer Entwicklung nach Kugelfunktionen zu veröffentlichen. (Die Einzelwerte, die sich aus dieser Entwicklung ergeben, sind mit 0.001573 zu multiplizieren, um in der Einheit Amp./km² zu erscheinen.) Eine sehr eingehende Prüfung der Fehlermöglichkeiten (a. a. O. S. 26—31) hatte gezeigt, daß die Realität des überraschenden Ergebnisses nur unter ganz unwahrscheinlichen Annahmen über große systematische Fehler der empirischen Grundlage in Zweifel gezogen werden könne, daß aber die Unsicherheit im einzelnen doch vielfach an den Betrag der Werte selbst heranreichen möge. Schon verhältnismäßig geringe Änderungen einzelner Koeffizienten der Reihendarstellung können unter Umständen das Kartenbild ganz wesentlich beeinflussen. Andererseits legt aber gerade ein solches Bild die Vorstellungen viel wirksamer fest, als Zahlen es zu tun vermögen.

Die Karte, deren Entwurf zwischen Flächen- und Winkeltreue vermittelt und die Gebiete mittlerer Breite bevorzugt, zeigt in den Polargebieten negativen Zustrom. An den Polen selbst ist die Stromdichte rund — 0.08 Amp./km². Annähernd längs des Äquators zieht sich eine breite Zone mit positivem Zustrom rings um die Erde. Sie entsendet breite Ausläufer in die nördlichen Landgebiete, wobei es freilich auffallend ist, daß Asien sehr gegen Nordamerika zurücktritt. Man könnte vermuten, daß die Lage des Magnetpols mit im Spiele sei. Indessen wäre es müßig, jetzt schon solche Einzelheiten, die möglicherweise zum großen Teil auf die Unvollkommenheit der zugrunde liegenden Beobachtungen zurückgehen, zu erörtern. Dasselbe gilt von der Bemerkung, daß die negativen Höchstwerte im nördlichen Atlantischen Ozean an die Lage des Luftdruckminimums erinnern.

Es wäre zu wünschen, daß L. A. Bauer⁴⁾ recht bald die Ergebnisse seiner neuen, auf ein sehr viel besseres Material gegründeten Rechnung in ähnlicher Form und Vollständigkeit veröffentlichen möchte. Was davon bisher bekannt geworden ist [vgl. die Zusammenstellung bei Benndorf]³⁾, scheint die hier mitgeteilte ältere Darstellung befriedigend zu bestätigen. Auch die Größenordnung der Dichte ist dieselbe.

Was die Zurückführung des negativen in die Erde eindringenden Stromes auf eine sehr durchdringende, nicht merklich ionisierende Strahlung betrifft, so wird man dem von Benndorf in Note³⁾ Gesagten wohl beipflichten müssen. Damit ist aber das Phänomen der Vertikalströme, wie man diese bisher meistens kurz und hinreichend bezeichnend genannt hat, in seinem Zusammenhang mit dem luftelektrischen Grundproblem noch keineswegs erklärt. Auf welche durch die bisher ausgebildeten luftelektrischen Methoden nicht zu entdeckende Weise wird die zugeflossene negative Elektrizität neutralisiert oder wieder abgeleitet? Und wie ist es zu verstehen, daß der Ausgleich der beiden entgegengesetzten Vorgänge, die doch wohl sicherlich zeitlichen Schwankungen unterliegen, immer gerade den ihnen gegenüber sehr kleinen, aber so gut wie konstanten Betrag

ubrig läßt, der zur Aufrechterhaltung der Erdladung dient und erst über diese hinweg im Ausgleich mit der Luftladung den am vollen erdmagnetisch erschlossenen Strom noch fehlenden Rest bildet? Ist A die der Erde in einer gewissen Zeitspanne zufließende, B die in derselben Zeit wieder abströmende, also $e = A - B$ die in die Erdladung übergehende Elektrizitätsmenge, so sind A und B von der Größenordnung von $10\,000 e$. Zeitliche Schwankungen von A und B müßten sich also, wenn sie voneinander unabhängig wären, in verhältnismäßig sehr viel stärkeren Schwankungen von e verraten, als solche bei dieser Größe vorzukommen scheinen. Eine strenge gegenseitige Abhängigkeit wäre aber schwer zu verstehen, wenn B in einer negativen Ausstrahlung bestände, die ja unter ganz anderen Bedingungen wie die Einstrahlung A vor sich gehen müßte. Anders läge es, wenn es sich bei B um eine positive Einstrahlung handeln könnte. An der Ursprungsstelle beider Vorgänge im Außenraum waren sie ja notwendigerweise als Ergebnisse irgend eines Scheidungsvorganges genau gleich stark. Es wäre dann nur die weitere unbedenkliche Annahme nötig, daß die positive Strahlung um einen geringen Bruchteil n stärker absorbiert werde als die negative. Dann wäre $e = nA$ und würde nur in demselben Verhältnis wie A schwanken. So ergäbe sich eine ungemein einfache, ungezwungene Erklärung, wenn nur nicht leider die Möglichkeit solcher durchdringender positiver Strahlen als ausgeschlossen gelten müßte.

Die Durchführung des von Benndorf angeregten Gedankens begegnet somit nach allen Richtungen zunächst noch anscheinend unüberwindlichen Schwierigkeiten. Die formale Darstellung des Elektrizitätshaushaltes der Erde durch $A - (B + e) = 0$ (Vertikalströme) und $e - e = 0$ (Ausgleich Erde—Luft) ist ja selbstverständlich; aber die Aufklärung der physikalischen Bedeutung der einzelnen Glieder bleibt noch zu finden.

Literatur.

1) H. Benndorf: Über das Grundproblem luftelektrischer Forschung. Physik. Zeitschr. **26**, 81—91 (1925).

2) Ad. Schmidt: Mitteilungen über eine neue Berechnung des erdmagnetischen Potentials. Abh. d. II. Kl. d. Kgl. Akad. d. Wiss. (München) 1895. 66 S. Die Tafel der Koeffizienten der Darstellung der Vertikalströme findet man auf S. 59. Eingehende Angaben über den Gang der Rechnung enthält die weitere Schrift. Der magnetische Zustand der Erde zur Epoche 1885.0. Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte, XXI. Jahrg., Nr. 2, 1898, 75 S. Vgl. besonders S. 25 und 27.

3) H. Benndorf: Über die nächsten Aufgaben luftelektrischer Forschung. Zeitschr. f. Geophysik, Jahrg. 1924/25, S. 147—152.

4) L. A. Bauer: Vertical Earth-Air Electric Currents. Terr. Magn **2**, 11 (1897). — On Vertical Electric Currents and the Relation between Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity. Terr. Magn. **25**, 145 (1929).

Die Erdbebenwarten von Deutschland und Österreich im Jahre 1925.

Aachen.

Erdbebenwarte: $\varphi = 50^{\circ} 46' 49''$, $\lambda = 24^m 19^s$ o. v. Gr., Höhe über dem Meeresspiegel 179 m. Untergrund: Diluvium, Löß. In Betrieb nur ein astatisches Wiechertsches Pendelseismometer. Stationäre Masse 986 kg.

NS-Komponente	EW-Komponente
$T_0 = 12.8$ sec (Periode der ungedämpften Schwingung)	$T_0 = 12.8$ sec
$L = 40.7$ m (äquivalente Pendellänge)	$L = 40.5$ m
$J = 8.4$ km (Indikatorlänge)	$J = 7.9$ km
$V = 206$ (Vergrößerung)	$V = 196$
$\varepsilon = 3.9$ (Dämpfung)	$\varepsilon = 3.7$
$r = 1.4$ (Reibungskoeffizient)	$r = 1.4$

Wenn man die stationäre Masse nach Süden kippt, schlägt die Schreibnadel nach links aus; kippt man nach Westen, schlägt die Nadel nach rechts aus. Die Zeit schreitet dabei auf dem Registrierbogen von links nach rechts.

Die Registriergeschwindigkeit beträgt 14.7 mm in der Minute.

Der Zeitdienst besteht in telephonischen Zeitsignalen, welche alle 10 Tage von der Sternwarte Hamburg bezogen werden. P. Wilski.

Bochum.

Erdbebenstation der Westfälischen Berggewerkschaftskasse:

1. Geographische Lage: $\varphi = 51^{\circ}$, $29.6' N$, $\lambda = 7^{\circ}$, $14.0' o. v. Gr.$ Die Meereshöhe beträgt + 118 m.

2. Untergrundverhältnisse: 9 m fester, lößähnlicher und sandiger Lehm mit kleinen und groberen Quarz- und Sandsteingeröllern. 70 m Deckgebirge, bestehend aus Schichten des Turons und Cenomans, darunter Steinkohlengebirge.

3. Instrumente: Als Stationsinstrumente für Erdbebenbeobachtungen dienen:

Horizontalseismograph nach Wiechert	200 kg
Vertikalseismograph „ „	1000 „
„ „ „ „	1300 „

An tragbaren Instrumenten für die Beobachtung „künstlicher Erdbeben“, d. h. Bodenerschütterungen durch industrielle Betriebe, sind vorhanden: Ein photographisch registrierender Erschütterungsmesser für kurzperiodische Bodenschwingungen nach Wiechert-Mintrop, eine Horizontalkomponente mit 10 kg Masse, Vergrößerung 2000- bis 30 000 fach (hierzu ein besonderes Registrierwerk für Dauerbeobachtungen); ein photographisch registrierendes Universalpendel für drei Komponenten nach Mintrop, Vergrößerung 5000 fach; ein mechanisch registrierendes Horizontalpendel nach Mintrop, eine Komponente mit 2.5 kg Masse,

zweifache Vergrößerung; ein mechanisch registrierender Apparat für Vertikal-
komponenten nach Mintrop mit 3 kg Masse und zweifacher Vergrößerung.
Sodann besitzt die Station noch Instrumente für Beobachtungen langsamer
Niveauänderungen, z. B. von Bodensenkungen durch Bergbau, und zwar: Ein
mechanisch registrierendes Horizontalpendel für zwei Komponenten, konstruiert
nach dem Prinzip der v. Rebeurschen Horizontalpendel, Aufhängung mit Federn,
Masse je 15 kg, $V = 10$ - bis 20 fach, $T_0 = 1$ bis $10''$, sowie einen Apparat
gleicher Art, jedoch mit Spitzenaufhängung.

4. Mittlere Konstanten der Stationsinstrumente:

Komponenten	Masse kg	T_0	V	ε	r/T_0^2
N }	200	8.5	61	2.9	0.032
O }		7.3	67	2.4	0.052
N }	1000	9.5	120	3.3	0.020
O }		9.5	107	3.4	0.023
Z	1300	3.4	177	1.8	0.043

5. Ausschlag der Schreibnadel bei der Registrierung:

Geräte	Bewegung der Pendelmasse	Anschlag der Schreibnadel bei einer Registrierrichtung von links nach rechts
200-kg- H -Pendel	nach Süden	nach unten
200 "	" Westen	" oben
1000 "	" Süden	" oben
1000 "	" Westen	" unten
1300 \check{V} -Pendel	" unten	" unten

6. Registriergeschwindigkeit:

200-kg- H -Pendel	= 10 mm = 1 Minute
1000 "	= 11 " = 1 "
1300-kg- \check{V} -Pendel	= 9 " = 1 "

7. Zeitdienst: Als Normaluhr dient ein Marinechronometer von Broeking,
dessen Stand täglich auf funkentelegraphischem Wege mit der Pariser Zeit ver-
glichen wird. Die Ermittlung der Zeitkorrektur für die Registrierung erfolgt
durch weiteren täglichen Vergleich dieses Chronometers mit der Kontaktuhr für
die Instrumente. Die Empfangsstation ist mit einer Luftantenne ausgerüstet.
Die Zeitsignale werden durch das Telephon aufgenommen. Löhr.

Breslau.

Die Station ist zurzeit in Umwandlung begriffen und außer Betrieb.

Clausthal.

Außer Betrieb.

Darmstadt und Durlach.

Diese Stationen sind zurzeit wegen Geldmangel außer Betrieb. Wegen der
besonderen Art der Apparate ist dies sehr zu bedauern. Auf der Innsbrucker
Tagung hat die Deutsche geophysikalische Gesellschaft den Wunsch ausgesprochen,
die Stationen möchten recht bald wieder ihre Arbeit aufnehmen.

Feldberg.

Die v. Reinachsche Erdbebenwarte auf dem Kl. Feldberg im Taunus ($\varphi = 50^{\circ} 13' \text{ NBr.}$, $\lambda = 8^{\circ} 27' \text{ EL.}$) liegt auf dem zweithöchsten Taunusgipfel in 810 m Seehöhe. Der Untergrund besteht aus steil aufgerichteten Schichten von Taunusquarzit. In den letzten Jahren waren nur die zwei Komponenten des Mainka-Horizontalpendels (Masse 450 kg) und das Wiechertsche Vertikalpendel (80 kg Masse) in Betrieb. Letzteres erforderte vielfache Neujustierungen. Eine Wiederinbetriebnahme der Galitzin-Horizontalpendel unterblieb bisher der Kosten wegen.

Die mittleren Konstanten der Mainkapendel sind: $T_0 = 8$ bis 9 sec, $\varepsilon = 1:5$, Vergrößerung etwa 150fach. Bei dem NS-Pendel bedeutet (fortschreitende Zeit von links nach rechts) ein Ausschlag der Masse nach S eine Bewegung auf dem Papier nach oben, bei dem WE-Pendel bedeutet eine Bewegung der Masse nach W eine Bewegung auf dem Papier nach unten.

Die mittlere Registriergeschwindigkeit beträgt etwa 12 mm für die Minute.

Der Zeitdienst läßt infolge der Lage der Station im besetzten Gebiet zu wünschen übrig. Hier wird erst eine Besserung eintreten können, wenn nach Freigabe des Radioverkehrs durch die Besatzungsbehörde eine Funkstation wieder eingebaut werden kann. Im Augenblick werden telephonische Vergleiche mit dem Frankfurter Meteorologisch-Geophysikalischen Institut vorgenommen, welches mit Hilfe einer Radiostation Zeitsignale aufnehmen kann.

Die Station wird von Herrn Dr. W. Hartmann verwaltet. Linke.

Göttingen.

Geophysikalisches Institut (Hauptstation für Erdbebenforschung):

1. Geographische Lage: Breite $51^{\circ} 32.8'$, Länge $9^{\circ} 57.9'$ ö. v. Gr., Höhe über NN 272 m.
2. Untergrund: Muschelkalkfelsen, im Erdbebenhaus durch Betonüberzug geebnet.
3. Seismometer, sämtlich nach Wiechert:

1. 1200-kg-Horizontalseismometer, Rußschrift,
2. 1300-kg-Vertikalseismometer, Rußschrift,
3. 17 400-kg-Horizontalseismometer, Rußschrift,
4. 200-kg-Horizontalseismometer, Rußschrift, außer Betrieb,
5. ein photographisch registrierendes Vertikalseismometer, Vergrößerung $2 \cdot 10^6$, T_0 von $\frac{1}{5}$ bis $\frac{1}{30}$ sec regulierbar.

Ein zweites Erdbebenhaus ist im Bau, in dem photographisch registrierende Instrumente aufgestellt werden sollen.

Mittlere Werte der Konstanten der in Ruß registrierenden Instrumente:

Komponente	Masse kg	T_0	V	ε	Registrier- geschwindigkeit
NS	1 200	12	140—150	3	10 mm/min
EW	1 200	12	150—160	$4\frac{1}{2}$	10 "
Z	1 300	5	150	$3\frac{1}{2}$	11 "
NS	17 400	1.4	2200	6	62 "

Ausschlag auf dem Diagramm, wenn es so gelegt wird, daß die Registrier-richtung von links nach rechts läuft.

Seismometer	Bewegung der Masse	Ausschlag
1 200 kg { NS	nach Norden	nach oben
EW	" Osten	" "
1 300 " Z	" oben	" "
17 000 " NS	" Norden	" "

Zeitdienst: Der Stand der Normaluhr (Strasser-Rohde) wird täglich nach dem Nauener Zeitsignal festgestellt, die Kontaktuhr (Utzschneider) täglich mit der Normaluhr verglichen.
E. Wiechert.

Hamburg.

Hauptstation für Erdbebenforschung am Physikalischen Staatsinstitut:

Ort: Hamburg 36, Jungiusstr. 9.

Geographische Koordinaten: $53^{\circ} 33' 34''$ N, $9^{\circ} 58' 52''$ E v. Gr.

Höhenlage der registrierenden Seismographen: 16 m über N.N.

Untergrundverhältnisse: Die ersten 2 m sind wahrscheinlich auf-gebrachter Boden. Von 2 bis 4 m Tiefe folgt kalkfreier Sand, vermutlich Deck-sand, weiter bis zu 20 m Tiefe und vermutlich darüber hinaus Geschiebemergel.

Instrumente: 1. Horizontalseismograph nach Wiechert (N- und E-Kompo-nente): Registriergeschwindigkeit = 15 mm min, Masse = 1000 kg, $T_0 = 10$ sec, $V = 200$, variable Luftdämpfung. Unter den gestellten Bedingungen schlägt die Schreibnadel in beiden Komponenten nach oben aus.

2. Vertikalseismograph nach Wiechert (Z-Komponente): Registrier-geschwindigkeit = 15 mm/min, Masse = 1300 kg, $T_0 = 4$ bis 6 sec, $V = 200$, variable Luftdämpfung. Unter den gestellten Bedingungen schlägt die Schreib-nadel nach unten aus.

3. Zwei Horizontalpendel nach Mainka (N- und E-Komponente): Registrier-geschwindigkeit = 10 mm/min, Masse je 225 kg, $T_0 = 10$ sec, $V = 80$, Flussig-keitsdämpfung. Unter den gestellten Bedingungen schlägt die Schreibnadel in beiden Komponenten nach unten aus.

4. Zwei Horizontalpendel nach v. Rebeur-Hecker mit photographischer Registrierung und variabler Luftdämpfung. Zurzeit nicht in Betrieb.

Zeitdienst: Besorgt von zwei Riefleruhren und einer Lenzkircheruhr.

Die Uhren können jederzeit mittels eines Hippischen Chronographen mit einer Normaluhr der Hamburger Sternwarte in Bergedorf verglichen werden. Auch ist die Einrichtung getroffen, das drahtlose Nauener Zeitsignal aufzunehmen und chronographisch zu registrieren.
R. Schütt. E. Tams.

Helgoland.

Erdbebenwarte der Staatlichen Biologischen Anstalt:

1. Geographische Lage: Breite $54^{\circ} 10.9'$, Länge $7^{\circ} 53.3'$ ö. v. Gr.

2. Untergrund: Felsen des Helgoländer Oberlandes, im Erdbebenhause durch Betonüberzug geebnet.

3. Seismometer: Wiechertscher Horizontalseismograph. Masse: 1000 kg.
 Registrierung: Rußschrift. — Konstanten:

Komponente	T_0	V	e	Registrier- geschwindigkeit
NS	10.1 sec	141	4	14 mm/min.
EW	10.1 sec	148	4	14 mm/min.

Ausschlag auf dem Diagramm, wenn es so gelegt wird, daß die Registrier-
 richtung von links nach rechts läuft:

	Bewegung der Masse	Ausschlag
NS	nach Norden	nach unten
EW	nach Osten	nach oben

Zeitdienst: Minutenmarken. Der Stand der Kontaktuhr wird täglich
 nach dem Nauener Zeitsignal festgestellt.

Veröffentlichungen: Die Diagramme werden monatlich an das Geo-
 physikalische Institut Göttingen gesandt.

Hohenheim.

Länge = $9^\circ 12' 45''$ o. v. Gr., Breite = $48^\circ 43' 00''$ N, Meereshöhe = 396 m.

Untergrund: Liassandstein in einer Tiefe von 2 m, darüber eine Lehmschicht.

Instrumente: Bifilares Kegelpendel nach Mainka, NS-Komponente,
 $M = 450$ kg, $T_0 = 9$ sec, $V = 155$, $e = 5:1$, $r/T_0^2 = 0.006$. Die Schreibnadel
 liefert einen Ausschlag nach unten, wenn man die Masse nach Süd bewegt. (Vgl.
 Anmerkung am Schluß.) Die bis jetzt fehlende zweite Komponente des bifilaren
 Kegelpendels ist zurzeit im Bau und wird in einigen Wochen zur Aufstellung
 gelangen. — Horizontalpendel, System Omori-Bosch.

NS-Komponente, $M = 50$ kg, $T_0 = 9$ sec, $V = 23$, $e = 3:1$, r/T_0^2
 $= 0.004$. Die Schreibnadel liefert einen Ausschlag nach oben, wenn man die
 Masse nach Süd bewegt.

EW-Komponente, $M = 50$ kg, $T_0 = 9$ sec, $V = 23$, $e = 3:1$, r/T_0^2
 $= 0.004$. Die Schreibnadel liefert einen Ausschlag nach unten, wenn man die
 Masse nach West bewegt.

Trifilargravimeter nach A. Schmidt, zurzeit außer Betrieb. Mißt die
 Vertikalkomponente der Beschleunigung. $T_0 = 1.5$ sec. Der Lichtpunkt des
 Spiegels liefert einen Ausschlag nach unten (auf dem abgenommenen photo-
 graphischen Registrierbogen), wenn man die Masse nach unten bewegt.

Registriereschwindigkeit: Bei sämtlichen Instrumenten beträgt die
 Minutenlänge 15 mm.

Zeitdienst: Zur Feststellung der Zeitkorrektur wird ein standiges Zeit-
 diagramm geführt auf Grund täglicher Vergleichung der Kontaktuhr (Sekunden-
 pendeluhr mit Nickelstahlpendel) mit den Pariser funkentelegraphischen Zeit-
 signalen mittels Telephons. Die Kontaktuhr wird durch Auflegen und Abnehmen
 von Reguliergewichtchen am Pendel möglichst auf 0 Differenz gehalten.

Anmerkung: Die Angabe, nach welcher Seite die Schreibnadel auf der
 Registrierung ausschlägt, wenn man die Masse der Horizontalseismometer nach

Süd bzw. West bewegt, ist unter der Voraussetzung gemacht, daß der Registrierbogen von der Walze abgenommen und in richtiger Lage (so, daß die Zeit von links nach rechts fortschreitet) vor dem Beobachter ausgebreitet gedacht ist. Der Seitenausschlag wird dann entweder nach unten (nach dem Beobachter zu) oder nach oben (von ihm weg) gerichtet sein. Mack.

Ravensburg.

Länge = $9^{\circ} 36' 50''$ ö. v. Gr., Breite = $47^{\circ} 47' 00''$ N, Meereshöhe = 460 m.
 Untergrund: Tertiäre, fluvio-glaziale Sande.

Instrumente: Bifilares Kegelpendel nach Mainka, NS-Komponente, $M = 450$ kg, $T_0 = 8.9$ sec, $V = 137$, $e = 5:1$, $r/T_0^2 = 0.0078$. Die Schreibnadel liefert einen Ausschlag nach „unten“, wenn man die Masse nach Süd bewegt. (Vgl. Anmerkung am Schluß). — Bifilares Kegelpendel nach Mainka, EW-Komponente, $M = 450$ kg, $T_0 = 9.2$ sec, $V = 140$, $e = 4.5:1$, $r/T_0^2 = 0.0082$. Die Schreibnadel liefert einen Ausschlag nach „oben“, wenn man die Masse nach West bewegt. — Conradpendel, NS-Komponente, $M = 23$ kg, $T_0 = 4.9$ sec, $V = 13.2$, $e = 3:1$, $r/T_0^2 = 0.002$. Die Schreibnadel liefert einen Ausschlag nach „oben“, wenn man die Masse nach Süd bewegt.

Registriereschwindigkeit: Bei sämtlichen Instrumenten beträgt die Minutenlänge 15 mm.

Zeitdienst: Die Zeitkorrektur wird durch Vergleichung der Kontaktuhr (Sekundenpendeluhr mit Nickelstahlpendel) mit den Pariser funkentelegraphischen Zeitsignalen mittels Telefons ermittelt.

Anmerkung: Die Angabe, nach welcher Seite die Schreibnadel auf der Registrierung ausschlägt, wenn man die Masse der Horizontalseismometer nach Süd bzw. West bewegt, ist unter der Voraussetzung gemacht, daß der Registrierbogen von der Walze abgenommen und in richtiger Lage (so, daß die Zeit von links nach rechts fortschreitet) vor dem Beobachter ausgebreitet gedacht ist. Der Seitenausschlag wird dann entweder nach unten (nach dem Beobachter zu) oder nach oben (von ihm weg) gerichtet sein. Mack.

Jena.

$\varphi = 50^{\circ} 56' 07''$, $\lambda = 11^{\circ} 35' 00''$ ö. v. Gr., $H = 195$ m.

Untergrund: Fester roter Ton.

Apparat	Komp.	V	T_0	ϵ	r/T_0^2	Registrier- Geschw. mm/min	Bewegung der Pendelmasse nach			Bemerkungen
							S	E	unten	
Wiechert 1200 kg	NS	{ etwa 200	{ etwa 10	4—5	0.007	16	oben	—	—	Die Seismometer sind noch nicht völlig fertiggestellt
	EW	{ etwa 200	{ etwa 10				—	unten	—	
Vertikal- apparat 1300 kg	Z	{ etwa 200	{ etwa 5	4—5	0.007	15	—	—	unten	
18 000 kg- Pendel	NS EW	{ etwa 2000	{ etwa 2—2.5	4—5	0.005	60	oben	—	—	

Für Bodenbewegung
umgekehrt.

Hecker.

Karlsruhe.

Technische Hochschule, Keller des Aulabaues.

Geographische Lage: Breite 49° 00' 39', Länge 8° 24' 44" ö. v. Gr. Höhe über dem Meere: 114.2 m.

Untergrundverhältnisse: Jungdiluviale Aufschüttungen (Sand und Kies).

Instrumente: Ein biflares Kegelpendel nach Mainka, stationäre Masse 140 kg, Eigenperiode $T_0 = 9.4$ sec, Reibung $r = 2.1$, Dämpfung $\varepsilon = 4.0$, Vergrößerung $V = 100$.

Bei Bewegung der Masse nach Süd schlägt die Schreibnadel ebenfalls nach Süd aus. Bei Fortschreiten der Zeit von links nach rechts auf dem Registrierbogen schlägt bei Bewegung der Masse nach Süd die Schreibnadel nach oben aus. In der Richtung der fortschreitenden Bewegung betrachtet, schlägt also die Schreibnadel nach links aus.

Registriergeschwindigkeit: 12 mm pro Minute.

Die beiden großen Mainkapedel ($p = 2000$ kg) werden zurzeit wieder aufgebaut. Brauchbare Aufzeichnungen sind vor Herbst 1925 kaum zu erwarten.

Zeitdienst: Telegraphische Zeitübertragung von der Bad. Landessternwarte in Heidelberg. Nábauer.

Königsstuhl bei Heidelberg (Baden).

Badische Landessternwarte, NBr. 49° 23' 56'', EL 0^h 34^m 53^s, Höhe des Seismographen 558 m.

Der Königstuhl ist in Blöcke zersprungener Buntsandstein (Trias) und liegt unmittelbar östlich von der Bruchlinie des Rheingrabens.

Nur ein Instrument im Gebrauch, das ohne besondere Angestellte oder Entschädigung neben den laufenden Arbeiten der Sternwarte besorgt wird: ein astatisches Pendel mit mechanischer Registrierung (berußtes Papier) von 2100 kg; selbst hergestellt. Papiergeschwindigkeit 6 mm/1 min. Zeitregistrierung durch Pendeluhr, die elektrisch ein 2 g-Gewicht vom astatischen Pendel abhebt; dreimal täglich durch unmittelbare Signale ab Hauptuhr der Sternwarte in ihrem Gange kontrolliert. Zeit unmittelbar aus dem laufenden Zeitdienst der Sternwarte. Durchschnittliche Konstanten:

	EW	NS
T_0	11	14
L	33	48
J	3400	4100
ε	17	20
V	100	85
r	0.6	0.6
ν 1	1.5	1.9

Beim Fortschreiten der Zeitmarken von L nach R und beim Bewegen der Pendelmasse nach S schreibt die Nadel nach unten, beim Bewegen der Pendelmasse nach W schreibt die Nadel nach oben auf dem Papierstreifen. Außer diesem Apparat sind ein v. Rebeursches photographisch registrierendes Horizontalpendel und zwei Bosch'sche Pendel im Besitz der Anstalt, die aber nicht benutzt werden können. W.

Leipzig.

Geographische Lage: $\lambda = 12^\circ 23' 30''$, $\varphi = 51^\circ 20' 6''$, Höhe über dem Meere = 113 m.

Untergrundverhältnisse: Ausgefüllte ehemalige Braunkohlengrube, 1,2 m in den Baugrund eingesenkter Sockel aus Klinksteinen auf 30 cm mächtiger Zementbetonschicht.

Instrument: Horizontalseismograph von Wiechert, 1100 kg. Mittlere Konstanten:

	T_0	V	ϵ	r/T_0^2
NS	8	200	3.7	0.009
EW	8	225	4.5	0.015

Bei Bewegung der Pendelmasse nach S schlägt die Schreibfeder nach oben aus.

· " " " " " W " " " " " " "

Registriergeschwindigkeit: 60 sec = 13 mm.

Zeitdienst: Riefleruhr, Nauen F. T.

Weickmann.

Plauen.

Der Apparat, ein Wiechertsches Horizontalpendelseismometer, ist im neuen Seminar an der Blücherstraße in Plauen aufgestellt.

Geographische Lage: Länge = $29^\circ 49.5'$, Breite = $50^\circ 29.9'$, Höhe über NN = 390 m.

Untergrund: Fester oberdevonischer Diabastuff. (Beim Bau des neuen Seminargebäudes im Jahre 1900 wurde auf dem Tuffgestein im Untergrund eine 2.75 m hohe, vom Fußboden unabhängige Säule aufgemauert, auf dieser steht das Pendel, der Tisch auf dem Fußboden. Der Seismograph besitzt nur die NS-Komponente.)

Mittlere Konstanten:

$r =$ Reibung = 2.5,

$E =$ Dämpfungsverhältnis = 1.2,

$T =$ Periode = 7 sec,

$V =$ Vergrößerung = 116,

$L =$ äquivalente Pendellänge = 12.25 m,

Gewicht der Masse = 120 kg.

Bei Bewegung der Masse nach S schlägt die Nadel nach E aus, auf der Trommel nach links.

Registriergeschwindigkeit: In 10 Minuten laufen auf der Trommel 49 mm ab.

Zeitdienst: Der Zeitmarkierungsapparat der Uhr wird betrieben durch eine Akkumulatorenbatterie (Accomet 1).

Weise.

München.

„Erdphysikalische Warte bei der Sternwarte“. $48^{\circ} 8' 46''$ N,
 $11^{\circ} 36' 31''$ ö. v. Gr., $H = 528$ m.

Untergrund: Gletscherschotter.

Horizontalseismograph nach Wiechert, 1000 kg Masse.

$T_0 = 9.0$ sec; $e/1 = 5.5/1$; $V = 195$.

Pendelmasse bewegt nach S-Schreibnadel schlägt aus nach unten.

„ „ „ W- „ „ „ „ „

Registriergeschwindigkeit: 15 mm in der Minute.

Zeitdienst: Tägliche chronographische Vergleichung der Kontaktuhr
(Spindler & Hoyer mit Holzpendel) mit einer Hauptuhr der Sternwarte.

C. W. Lutz.

Hausham.

Private Erdbebenwarte. $47^{\circ} 46' 29''$ N, $11^{\circ} 52' 23''$ ö. v. Gr., $H = 765$ m.

Untergrund: Lehm und Kies gemengt.

Nur EW-Komponente eines Conradpendels. Masse 23 kg.

$T_0 = 5$ sec; $e/1 = 5.5/1$; $V = 15$.

Pendelmasse bewegt nach West-Ausschlag nach oben.

Registriergeschwindigkeit: 17 mm in der Minute. C. W. Lutz.

Hof a. S.

Private Erdbebenwarte. $50^{\circ} 19' 36''$ N, $11^{\circ} 55' 34''$ ö. v. Gr., $H = 511$ m.

Untergrund: Grünstein.

Kleiner Horizontalseismograph nach Wiechert, 200 kg Masse.

$T_0 = 5$ sec; $e/1 = 3/1$; $V = 80$.

Pendelmasse bewegt nach Süd-Ausschlag nach oben,

„ „ „ West- „ „ unten.

Registriergeschwindigkeit: 10 mm in der Minute. C. W. Lutz.

Nördlingen.

„Erdbebenwarte“. Zweigstelle der Erdphysikalischen Warte bei der Sternwarte München. $48^{\circ} 50' 55''$ N, $10^{\circ} 29' 26''$ ö. v. Gr., $H = 432$ m.

Untergrund: Kalkfelsen.

Bifilares Kegelpendel nach Mainka, 465 kg Masse. Nur EW-Komp.
 $T_0 = 5.5$ sec; $e/1 = 5/1$; $V = 140$. (Für Nahbeben.)

Pendelmasse bewegt nach W-Schreibnadel schlägt aus nach oben.

Registriergeschwindigkeit: 15 mm in der Minute.

Zeitdienst: Tägliche telegraphische Übertragung des Zeitzeichens der Münchener Sternwarte. Telegraphenklopfer neben der Uhr (Bosch mit Nickelstahlpendel). Signal wird abgehört.

C. W. Lutz.

Potsdam.

Erdbebenwarte des Preuß. Geodätischen Instituts. $\varphi = 52^{\circ} 22.8'$,
 $\lambda = 13^{\circ} 4.1' = 0^h 52^m 16.5^s$ ö. v. Gr., 80 m über N.N.

Untergrund: Sand (diluviale Ablagerungen).

Zurzeit sind folgende Instrumente in ständigem Betrieb:

1. Astatischer Horizontalseismograph nach Wiechert, $M = 1000$ kg, Luftdämpfung, mechanische (Ruß-) Registrierung mit einer Registriergeschwindigkeit von 0.2 mm in der Sekunde für EW- und NS-Komponente. Für sie gelten als mittlere Konstanten: $T_0 = 7.6^s$, $V = 250$, $\varepsilon = 3.5$.

Wird die Pendelmasse nach Süden bzw. nach Westen bewegt, so schlägt bei beiden Komponenten die Schreibnadel nach oben aus, wenn die Zeit auf dem Registrierbogen von links nach rechts fortschreitet.

2. Vertikalseismograph nach Galitzin mit magnetischer Dämpfung für photographische Registrierung, vorläufig mit Hilfe von drei Spiegeln (galvanometrische Registrierung in Vorbereitung). Registriergeschwindigkeit 0.2 mm in der Sekunde. Seine mittleren Konstanten: $T_0 = 6.3^s$, $V = 45$, $\varepsilon = 1.3$.

Wird die Pendelmasse nach unten bewegt, so erfolgt Ausschlag unter den oben angegebenen Voraussetzungen ebenfalls nach unten.

Die Zeitmarken erfolgen durch die Pendeluhr Strasser & Rohde 94, die täglich telephonisch mit der Sekundenpendeluhr Bullock verglichen wird. Durch täglichen Vergleich mit den Hauptuhren des Instituts und im Bedarfsfall durch Korrektur des Ganges wird diese möglichst genau auf MEZ gehalten.

Aufstellung zweier aperiodischer Horizontalpendel nach Galitzin mit galvanometrischer Registrierung ist in Aussicht genommen.

Eigener Zeitdienst des Instituts.

Kohlschütter.

Groß-Raum bei Königsberg i. Pr.

Lage: $\lambda = 20^{\circ} 29.8'$, $\varphi = 54^{\circ} 49.9'$, Höhe = 33 m N.N.

Untergrund: Etwa 70 m Geschiebemergel über anstehender Kreide.

Instrumente: 1. Horizontalseismograph nach Wiechert, $M = 985$ kg,
 2. Vertikalseismograph nach Wiechert, $M = 1300$ kg. Mittlere Konstanten:

		T_0	V	$E:1$	r/T_0^2	Registrier- geschwindigkeit
Zu 1	NS	9—10 sec	200	4—5	0.016	15 mm/min
	EW	9—10 "	200	4—5		15 "
Zu 2	Z	3—4 .	150	4—5	0.03	13 "

Bewegung der Masse nach Westen gibt Ausschlag im Diagramm nach oben }
 " " " " Süden " " " " unten } zu 1
 " " " " oben " " " " oben zu 2

wenn die Zeitmarkierung im Diagramm von links nach rechts fortschreitet.

Die Zeitmarkierung erfolgt durch eine Kontaktuhr, deren Gang durch telephonischen Uhrvergleich mit der Universitätssternwarte wöchentlich zwei- bis dreimal festgestellt wird.

Dr. Errulat.

Graz.

1. $\varphi = 47^{\circ} 4.6'$, $\lambda = 15^{\circ} 26.9'$, $H = 370$ m; Untergrund: Schotter. Das Seismometer steht im Keller des physikalischen Instituts auf einem vom Boden isolierten 1 m tief fundierten Betonsockel.

2. Wiechertsche 1000 kg Pendel, die Konstanten sind etwa $V = 200$, $T_0 = 11$ sec, $\varepsilon = 5$.

3. Zeitdienst: Die Zeitmarken werden von einer Nickelstahlpendeluhr, System Neher, gemacht, deren Gang wöchentlich zweimal mittels der radiotelegraphischen Zeitzeichen von Nauen oder Paris kontrolliert wird.

4. Veröffentlichungen: Die Station war vom Beginn des Jahres 1907 bis Mai 1919 im Betrieb. Sie veröffentlichte regelmäßige Wochenberichte, die durch die Zentralanstalt für Meteorologie in Wien an die auswärtigen Erdbebenstationen versendet wurden, außerdem Jahreszusammenstellungen, die in den Mitteilungen des naturwissenschaftlichen Vereins von Steiermark abgedruckt wurden. Nach 6 jähriger Pause ist es gelungen, die nötigen Mittel zum Betrieb der Station aufzutreiben und sie mit dem 1. Oktober 1925 wieder in Betrieb zu setzen. Vorläufig ist geplant, lithographierte Monatsberichte herauszugeben, die wieder von der Zentralanstalt für Meteorologie versendet werden. Ob es möglich sein wird, wieder Jahresberichte zu drucken, ist noch unbestimmt.

H. Benndorf.

Innsbruck.

Erdbebenstation des Instituts für Kosmische Physik der Universität.

1. $\varphi = 47^{\circ} 15.7'$ nördl. Br., $\lambda = 11^{\circ} 23.8'$ östl. Länge v. Gr., $H = 575$ m; Untergrund: Innaltschotter.

2. Mainka-Horizontalpendel, zwei Komponenten zu je 135 kg (NE-SW und SE-NW). Konstanten: $V = 80$ bis 120; $T_0 = 9.4$ bis 11.0 sec; $\varepsilon : 1 = 4.5$ bis 5.5; $\frac{r}{T_0^2} = 0.02$.

— — — — → Schreibrichtung

Ausschlag nach unten

Bodenbewegung aus SE bei der SE-Komponente

 " " NE " " NE- "

3. Täglicher drahtloser Empfang des Eiffelturms-Zeitzeichens zur Kontrolle einer Neheruhr mit Rifflerpendel (zugleich Kontaktuhr).

4. Auswertung im Institut, veröffentlicht durch die Erdbebenberichte der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien. A. Defant.

Wien.

Daten der Erdbebenwarte der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Hohe Warte 38.

Ort: Wien XIX, Hohe Warte 38.

Geographische Koordinaten: $48^{\circ} 14' 53''$ N, $16^{\circ} 21' 42''$ o. v. Gr.

Seehöhe: 198 m.

Untergrund: Löß, darunter Lehm.

Instrumente: 1. Wiechertsches astatisches Pendel, Masse 1.000 kg.

Mittlere Konstanten:

	V	T_0	$\varepsilon \cdot 1$	r/T_0^2
N \ E)	180	10 sec	5	0.002
N-Komponente		↑ + nach Nord		↓ — nach Süd
E-Komponente		↑ + nach Ost		↓ — nach West

Registriereschwindigkeit: 14.5 mm/min.

2. Wiechertsches Vertikalpendel, Masse 1.300 kg.

Mittlere Konstanten:

V	T_0	$\varepsilon \cdot 1$	r/T_0^2
180	3 sec	5	0.003
	↓ + gegen Zenith	↑ — gegen Nadir	

Registriereschwindigkeit: $11\frac{1}{2}$ mm/min.

3. Conradpendel, Masse 24 kg.

Mittlere Konstanten:

V	T_0	$\varepsilon \cdot 1$	r/T_0^2
16	$4\frac{1}{2}$ sec	5	0.002
1 Komponente WE	↑ + nach Ost		↓ — nach West

Registriereschwindigkeit: $17\frac{1}{2}$ mm/min.

Zeitdienst: Die Zeitmarken werden an allen drei Instrumenten von einer astronomischen Uhr (mit Rieflerpendel) (Neher, München) bewerkstelligt. Eine gleiche Reserveuhr wird ständig in Gang gehalten und in die Vergleiche regelmäßig mit einbezogen. Als Vergleichsuhr dient eine Riefleruhr mit Luftdruckkompensation.

Die Zeitvergleiche der Uhren untereinander geschehen mit Auge und Ohr.

Eine funkentelegraphische Anlage mit Hochantenne und Drei-Röhren-Verstärker erlaubt die Zeitkontrolle durch Aufnahme der Signale des Eiffelturms, auf den alle Zeitangaben bezogen werden. Die Übertragung der Zeit vom Parterre (Empfangsstation) in den Keller (Uhrenseismometerraum) geschieht mit einem Assmannschen (Glashütte) Taschenchronometer. V. Conrad.

Die äußere Hörbarkeitszone.

Von Alfred Wegener, Graz. — (Mit einer Abbildung.)

Es werden die Beobachtungsergebnisse, geordnet nach Kanonendonner, Explosionskatastrophen, vulkanischen Detonationen, Meteorknallen und Sprengungen dargestellt, hieraus sieben allgemeine Gesetzmäßigkeiten abgeleitet und auf dieser Grundlage eine Kritik der bisherigen Erklärungsversuche gegeben. Zum Schluß wird eine neue Erklärung durch Riemannsche Stoßwellen vorgeschlagen.

1. Einleitung. Die Kenntnis einer äußeren Hörbarkeitszone bei der Schallausbreitung in der Atmosphäre datiert im wesentlichen seit der Dynamitexplosion zu Förde am 14. Dezember 1903 bzw. seit der 1904 veröffentlichten Untersuchung derselben durch von dem Borne¹⁾. Seitdem ist eine bedeutende Zahl von Untersuchungen über die Schallausbreitung beim Kanonendonner, bei Explosionskatastrophen und vulkanischen Detonationen veröffentlicht worden, zu denen neuerdings noch Sprengungen zu vorher festgesetzter Zeit kommen. In allen diesen Untersuchungen spielt die äußere Hörbarkeitszone die Rolle des Grundproblems der atmosphärischen Akustik. Andererseits ist auch eine große Zahl theoretischer Untersuchungen veröffentlicht worden, die sich mit der Entstehung dieser auf den ersten Blick rätselhaften Erscheinung befassen. Im folgenden soll über die ziemlich zerstreute Literatur dieses Gebietes berichtet, die bis jetzt erkennbaren Gesetzmäßigkeiten zusammengestellt und die Erklärungsversuche und -möglichkeiten kritisch besprochen werden. Wir beginnen mit der Darstellung der Beobachtungen.

2. Schallausbreitung beim Kanonendonner. Schon bei der Kanonade von Spit-head am 1. Februar 1901 wurde nach Davison²⁾ eine Außenzone bemerkt, deren Innenrand bei etwa 90 km Entfernung von der Schallquelle lag. Besonders zahlreich sind aber die Beobachtungen aus dem letzten Kriege. Van Everdingen³⁾ und Meinardus⁴⁾ untersuchten die Schallausbreitung bei der Belagerung von Antwerpen vom 7. bis 9. Oktober 1914. In diesem Falle begann die Außenzone erst in etwa 160 km Zentralabstand und reichte in Holland bis 230, in Deutschland bis 215 km. Am Innenrande war die Intensität noch so bedeutend, daß Fensterscheiben klirrten. Morf⁵⁾ benutzte die Aufzeichnungen über Hörbarkeit des Kanonendonners, welche die meteorologischen Beobachter an den drei täglichen Ableseterminen an 41 Tagen des Winters 1917 bis 1918 in der Schweiz gemäß besonderer Instruktion einlieferten; er fand die Erscheinung stets mehr oder weniger deutlich ausgesprochen; der Innenrand der Außenzone lag bei 100 bis 125 km. Brand⁶⁾ sammelte u. a. die Beobachtungen bei der Kanonade vor Verdun und fand positive Schallmeldungen in

200 bis 250 km	Entfernung	4	Fälle
250 "	300 "	"	12 "
300 "	350 "	"	9 "
350 "	400 "	"	7 "
> 400 "	"	"	0 "

Hillers⁷⁾ glaubte jedoch in diesem Falle die Hörbarkeit noch in 570 km Entfernung in der Lüneburger Heide nachweisen zu können, was deswegen interessant ist, weil dies der doppelte Zentralabstand des von Brand gefundenen Intensitätsmaximums ist. Hierdurch ist die Existenz einer zweiten Hörbarkeitszone im doppelten Abstände der ersten angedeutet.

Wenngleich das äußere Hörbarkeitsgebiet nie fehlt, so kann doch mitunter die „Zone des Schweigens“ fehlen. So beschreibt de Quervain⁸⁾ einen Fall (Kanonade im Elsaß am 25. Dezember 1915), bei dem das innere Gebiet so ausgedehnt ist, daß es mit dem Außengebiet zusammenfließt.

Verschiedene Untersuchungen betreffen die Jahresperiode der Hörbarkeit in der Region der Außenzone. Brand⁹⁾ machte zuerst auf das Nachlassen der Hörbarkeit in den Sommermonaten und Verstärkung in den Wintermonaten aufmerksam und sammelte hierfür zahlreiche Beispiele⁶⁾ ebenso wie Ludewig¹⁰⁾. Zu zahlenmäßigen Ergebnissen gelangte de Quervain⁸⁾, indem er die Anzahl der Meldungen über die Hörbarkeit des Kanonendonners in der Ostschweiz und dem Mittellande aus den Jahren 1915 und 1916 zu folgender Reihe zusammenstellte:

	Jan.	Febr.	Marz	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Zahl der Meldungen	21	22	17	3	1	1	0	1	1	3	3	22

Als Ursache dieser ausgesprochenen Jahresschwankung betrachtete man auf deutscher Seite die geringere vertikale Temperaturabnahme und größere Häufigkeit der Inversionen im Winter, durch welche die Ausbreitung des Schalls begünstigt wird. Aber die nach Kriegsschluß bekanntgewordenen Veröffentlichungen von französischer und englischer Seite zeigen, daß diese Erklärung falsch ist, und daß ein größeres Problem hinter dieser Gesetzmäßigkeit steckt. Denn auf französischer Seite wurde nach Schaffers¹¹⁾ und Collignon¹²⁾ der Kanonendonner auf große Entfernungen gerade nur im Sommer gehört, und zwar, wie hinzugefügt wird, weniger gut bei Ostwind, der doch seine Hörbarkeit begünstigen sollte. Wir werden dies gegensätzliche Verhalten in Abschnitt 6 auf eine allgemeine Gesetzmäßigkeit der äußeren Hörbarkeitszone zurückführen.

3. Schallausbreitung bei Explosionskatastrophen. Günstiger als Kanonendonner sind für unsere Zwecke Explosionskatastrophen, weil die Schallquelle hier scharfer lokalisiert und die Intensität größer ist. Eine solche Dynamitexplosion [14. Dezember 1903 zu Forde in Westfalen¹⁾], war es, bei deren Untersuchung von dem Borne zum ersten Male die Existenz einer äußeren Hörbarkeitszone einwandfrei feststellen konnte; sie lag östlich der Schallquelle, begann bei 120 und endete bei 180 km Zentralabstand und füllte einen Sektor von 100°, gemessen an der Schallquelle. Ein zweiter, sehr ähnlicher Fall war der von Witten-Annen¹³⁾. Durch das Studium dieser beiden Erscheinungen wurde von dem Borne zu seiner später zu besprechenden Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone durch Schallreflexion an der Sphäre der leichten Gase geführt. Dann folgte die von de Quervain beschriebene Explosion der Jungfraubahn, am 15. Nov. 1908¹⁴⁾, bei der das äußere Hörbarkeitsgebiet im Nordosten lag, von 140 bis etwa 200 km reichte und einen Sektor von 90° bildete. In der Zone des Schweigens wurde der Schall auf mehreren Höhenstationen gehört, woraus hervorgeht, daß es sich hier um einen Schallschatten handelt.

Weitere Ergebnisse brachte Dörrs Untersuchung über die Explosion von Wiener Neustadt am 7. Juni 1912¹⁵⁾. Hier lag das Außengebiet im Westen, beginnend bei 180 und endend bei 300 km Zentralabstand, und einen Sektor von 160° bildend. Eine Auszählung der positiven Schallmeldungen für die verschiedenen Entfernungen ergab:

Abstand	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170
Anzahl		2	15	20	27	36	19	12	12	11	11	5	3	1	2	1	4	2

Abstand	. 170	180	190	200	210	220	230	240	250	260	270	280	290	300	310	320 km
Anzahl	. . 8	24	40	45	44	47	38	27	12	5	8	3	8	0	0	

Berücksichtigt man den zunehmenden Flächeninhalt der Abstandsgruppen und bildet dementsprechend Relativzahlen der Häufigkeit, so liegt das Maximum im Intervall 200 bis 210 km, also auch dann noch etwa 20 bis 30 km jenseits des Beginns der Außenzone. Da der Innenrand geometrisch eine Brennpunktlinie sein muß, muß es sich hier um eine Halbschattenzone durch Beugung handeln. Wie in früheren Fällen zeigte sich auch hier eine Vervielfältigung des Knalles mit Zwischenzeiten von einigen Sekunden. Diese Schallvervielfältigung, die keineswegs auf die äußere Hörbarkeitszone beschränkt ist, sondern auch schon in geringer Entfernung von der Schallquelle auftreten kann, soll indessen in dieser Abhandlung außerhalb der Erörterung bleiben.

Beachtenswert sind die beträchtlichen, auch von Dorr hervorgehobenen Schwankungen des Zentralabstandes der Außenzone. Bei späteren Fällen tritt dies noch mehr hervor. So wird bei der Explosion in East London am 19. Januar 1917 für den Innenrand der Außenzone 104 km angegeben¹⁶⁾. Hier konnte übrigens festgestellt werden, daß die unhörbaren langen Wellen in der Außenzone früher eintrafen als die hörbaren kurzen (im inneren Hörbarkeitsgebiet war es umgekehrt). Bei der Explosion von Oppau am 21. Sept. 1921 dagegen lag der Innenrand der Außenzone bei 200 km. Letztere umfaßte einen Sektor von 150°, dessen Achse nach Ost-südost wies¹⁷⁾. Noch größer, nämlich 220°, war der Sektor bei der von de Quervain beschriebenen Explosion von Vergiate am Südfuß der Alpen¹⁸⁾, wo der Innenrand der Außenzone im Mittel 165 km von der Schallquelle entfernt war. Außer der schon im Titel von de Quervain betonten diametralen Ausbildung der Außenzone ist beachtenswert, daß diese gerade auch im Norden, jenseits des Alpenkammes, gut ausgebildet war, wodurch bewiesen wird, daß die Schallfortpflanzung jedenfalls in Schichten oberhalb 3000 m vor sich geht. De Quervain versuchte auch die Laufzeit des Schalls für die Außenzone zu bestimmen und fand, daß sie einer zu kleinen Schallgeschwindigkeit entspricht, wenn nur die horizontale Entfernung in Betracht gezogen wird. Quantitativ kann sein Ergebnis (247 m/sec) allerdings nicht mit den weiter unten zu nennenden exakt bestimmten Werten verglichen werden. Bei der Explosion von Rothenstein bei Königsberg am 10. April 1920 war die Lage so ungünstig, daß der größte Teil der Außenzone auf das Meer oder jenseits der deutschen Grenze fiel, so daß Errulats Untersuchung¹⁹⁾ kaum einen wesentlichen Beitrag zu unserer Frage liefern konnte. Endlich hat Witkiewicz²⁰⁾ die Explosion von Moskau am 9. Mai 1920 be-

schrieben, bei welcher die Außenzone ringförmig geschlossen auftrat (Fig. 1) wenn auch die Mehrzahl der Schallmeldungen auf die Kreishälfte NNW–W–S–SSE konzentriert war. Der Hinweis des Verfassers, daß bei den Meldungen aus NE möglicherweise Gewitter Anlaß zu Täuschungen gegeben haben, erscheint mir wenig von Bedeutung angesichts der allgemeinen Erfahrung, daß Explosionsknalle nie mit Donner verwechselt werden, und des Umstandes, daß die Meldungen genau in den Hörbarkeitsring fallen. Es wäre dies also der erste Fall einer ringförmig geschlossenen Außenzone der Hörbarkeit. Der Innenrand lag bei 150 km.

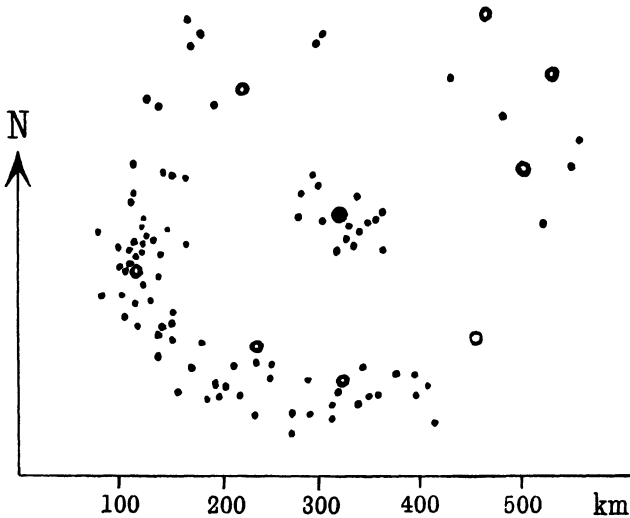


Fig. 1. Hörbarkeit der Explosion von Moskau am 9. Mai 1920 nach Witkiewicz.

● Schallquelle (Moskau), • pos. Schallmeldung, ○ desgl. aus größeren Städten

4. Schallausbreitung bei vulkanischen Detonationen und Meteoriten. Die Detonationen bei vulkanischen Eruptionen sind bisweilen noch erheblich stärker als die im vorangehenden besprochenen Explosionen. Auf diese Weise sind die ältesten Wahrnehmungen über die äußere Hörbarkeitszone erhalten worden, zu einer Zeit, als man die Allgemeinheit dieser Erscheinung noch nicht erkannte. So beschrieb Wolf²¹⁾ den Ausbruch des Cotopaxi im Jahre 1744, bei dem die Außenzone sehr deutlich, und zwar in diametraler Ausbildung, auftrat. In der Zone des Schweigens lagen die Orte Latacunga (40 km SSW) und Quito (55 km NzW); dagegen wurde der Schall gut gehört in Guayaquil (240 km SW) und Piura (575 km SSW) und andererseits auch in Pasto (245 km NEzN) und Popayan (412 km NEzN). Diese Entfernungen sind weit größer als die bei Explosionen beobachteten. Ähnlich, nur ohne Nachrichten aus dem Norden, war die Schallausbreitung bei dem von Wolf eingehender beschriebenen Ausbruch vom 26. Juni 1877. Auch bei dem Ausbruch des Krakatau in der Sundastraße im Mai 1883, der dem Hauptausbruch im August voranging, wurde eine Zone des Schweigens und eine Außenzone festgestellt, indem

die Detonationen in Batavia (150 km E) und Buitenzorg (155 km ESE) vernommen wurden, aber nicht in den näher gelegenen Orten Serang (78 km E) und Anjer [50 km E]²²⁾. Diese Fälle zeigen, daß die äußere Hörbarkeitszone nicht nur in unseren Breiten, sondern auch in den Tropen eine regelmäßige Erscheinung ist. Bei dem Hauptausbruch am 27. bis 28. August 1883 (die Hauptluftwelle entstand am 27. August 9^h 58^m vorm. mittl. Krakatauzeit) war jedoch die Intensität der Detonationen so groß, daß eine Zone des Schweigens und damit überhaupt eine zonale Gliederung des Schallgebietes nicht bemerkt werden konnte. Andererseits wurden die Detonationen nach allen Seiten bis in Entfernungen von 3000 bis 4000 km direkt mit dem Ohr gehört, bisher der einzige Fall so ungeheurer Reichweiten. So wurde z. B. der Schall gehört an folgenden Orten:

	Entfernung
Manila	2902 km
Dorey (Neu-Guinea)	3240 "
Alice Springs (Zentralaustralien)	3593 "
Perth (Westaustralien)	3060 "
Daly Waters (Nordaustralien)	3256 "
Diego Garcia (Tschagosinseln)	3648 "
Rodriguez	4775 "
Dutch Bay (Ceylon)	3312 "
Tovoy (Birma)	2378 "

Trägt man die Gesamtheit der Schallmeldungen auf die Karte ein, so findet man, daß das ganze Gebiet bis zu dieser Grenze gleichmäßig von ihnen bedeckt ist (soweit es nicht vom Meere eingenommen wird, von wo nur sehr spärliche Meldungen vorliegen). Eine zonale Einteilung ist nicht erkennbar. Die stärkste Luftwelle wurde an Bord der „Berbice“ in der Sundastraße auf dem Barographen registriert und verursachte einen Ausschlag von 50 mm. Im Hafen von Batavia wurden 12 mm gemessen. Hier sprangen Scheiben von Ladenfenstern. Die Druckregistrierung der Gasfabrik registrierte auch die Luftwellen; so konnte festgestellt werden, daß die Hauptwelle hier um 10^h 45^m eintraf und eine Wellenlänge von 300 m besaß. Diese Hauptwelle konnte aber mit Hilfe von Barographen über die ganze Erde verfolgt werden, nämlich an 29 Stellen in Europa, wo die Druckschwankung etwa 1¹/₄ mm betrug und die Welle nach dem Aussehen der Kurven eine Länge von mindestens 500 km gehabt haben muß²³⁾, ferner in Amerika in Toronto, New York, Washington, Mexiko, Havana; in Afrika in Loanda und Mauritius; in Südamerika nur in Süd-Georgien, wo gerade eine deutsche Polarstation arbeitete; in Australien in Melbourne, Sidney, Dunedin, Wellington N.Z.; in Asien in Bombay, Calcutta, Zi-ka-wei, Tokio. An vielen dieser Stationen wurde die Welle siebenmal registriert, nämlich viermal direkt und dreimal rückkehrend vom Gegenpunkt. Als mittlere horizontale Fortpflanzungsgeschwindigkeit ergab sich 314.2 m/sec. Die Ausbreitung nach Osten und Westen und ebenso auch die im tropischen Ostwindgebiet und im gemäßigten Westwindgebiet zeigt systematische Unterschiede, die man in die Angabe zusammenfassen kann:

Gegen den Wind	309.3 m/sec
Mit dem Wind	320 6 "

Außerdem zeigt sich noch eine fortschreitende Abnahme der Geschwindigkeit in folgenden Zahlen [nur aus europäischen Registrierungen]²⁴⁾:

Ursprung und I	I u. III	III u. V	V u. VII
315.9	305.9	305.1	302.3
Ursprung und II	II u. IV	IV u. VI	
322.5	320.1	317.5	

In neuerer Zeit sind besonders in Japan bei den zahlreichen Ausbrüchen des Vulkans Asama die Schallerscheinungen untersucht worden^{25) 26)}. Letztere hielten sich dabei stets in demselben Rahmen wie bei Explosionen. In einem Falle, am 7. Dez. 1909, läßt sich keine Zone des Schweigens feststellen, weil das innere Gebiet mit dem äußeren zusammenfließt. Das äußere Gebiet ist aber stets vorhanden, allerdings in wechselndem Zentralabstand und in wechselndem Azimut. Im übrigen bieten diese Fälle kaum etwas Erwähnenswertes. Das zonale Verteilungsbild ist durchgängig unregelmäßiger als in den meisten anderen Fällen, offenbar hauptsächlich aus dem Grunde, weil ein großer Teil der Außenzone auf dem Meere lag, von wo keine oder nur sehr spärliche Beobachtungen zu erhalten waren.

Auch bei detonierenden Meteoriten ist bereits die Entstehung einer äußeren Hörbarkeitszone außerhalb des meist etwa 60 km Radius haltenden inneren Hörbarkeitsgebiets beobachtet worden, nämlich bei dem Meteoritenfall von Treysa²⁷⁾, bei dem der Meteorit, ein 63 kg schweres Nickeleisen, auf Grund der Licht- und Schalluntersuchung nachträglich aufgefunden wurde. Das Ende der Lichterscheinung (der sogenannte Hemmungspunkt) lag hier in 16 km Höhe. (Die größte Endhöhe detonierender Meteore ist etwa 50 bis 60 km.) Die äußere Zone ist in unserem Falle durch zwei Beobachtungen in 95 und 120 km Entfernung vom Fallort nachgewiesen. Diese Zahlen zeigen, daß bei so großer Höhe der Schallquelle der Zentralabstand der Außenzone merklich verkleinert wird. Aber auch unter den älteren Beobachtungen befinden sich manche Berichte über außerordentlich große Hörweite der Meteor detonation, die auf die Existenz eines äußeren Hörbarkeitsgebiets schließen lassen. So wurde nach v. Nießl das Meteor vom 19. Februar 1899 noch in 120 km Entfernung gehört. Auch bei dem von de Quervain untersuchten „Meteorbeben“ vom 28. Juli 1915²⁸⁾ kommen Entfernungen von 150 km vor. Nach Muncke²⁹⁾ wurde der Meteoritenfall bei l'Aigle gleichfalls bis 150 km gehört. v. Nießl gibt daher allgemein als äußerste Hörgrenze 120 bis 150 km an³⁰⁾. Es scheint, als ob die Ausbildung dieser Außenzone an relativ niedrig gelegene Hemmungspunkte gebunden ist. Bei dem von v. Nießl sehr sorgfältig untersuchten Meteor vom 17. Januar 1890³¹⁾, bei dem der Hemmungspunkt in 40 km Höhe lag, bildete sich nur ein kreisförmiges Hörbarkeitsgebiet von 70 km Radius, aber keine Außenzone.

5. Schallausbreitung bei Sprengungen. Bei vorher angesagten Sprengungen hat man die Möglichkeit zur instrumentellen Beobachtung und zur exakten Messung der Laufzeit. Die erste derartige Sprengung war die von Oldebroek in Holland am 28. Oktober 1922. Nach van Everdingen³²⁾ hatte der Innenrand der Außenzone einen Zentralabstand von im Mittel 162 km (in

Belgien 176, in Deutschland 147 km); das Intensitätsmaximum, durch Anhaufung der Beobachtungen erkennbar, dürfte in etwa 200 km Zentralabstand gelegen sein.

Am 24. Juli 1924 fanden in Jüterbog drei Sprengungen statt, die in Göttingen, in 215 km Entfernung, instrumentell und auch mit dem Ohr beobachtet werden konnten, worüber Wiechert³³⁾ und Angenheister³⁴⁾ berichtet haben. Die Beobachtung geschah teils mit einem zweimillionenfach vergrößernden Vertikal-seismographen, teils durch Sichtbarmachung der Durchbiegungen einer Zinkplatte, die an Stelle einer Glasscheibe in ein Fenster eingelassen war, und drittens durch die Bewegung eines Kolbens in einem Rohre, das einem größeren Luftbehälter aufgesetzt war. Das Eintreffen des Schalles wurde 730 bis 734 Sekunden nach der Explosion beobachtet, was im Mittel einer horizontalen Geschwindigkeit von 293 m/sec entspricht. Die Registrierung zeigte für die einzelne Sprengung zwei in etwa $\frac{1}{2}$ Sekunde aufeinanderfolgende Einsätze, der schon erwähnten Schallverdoppelung entsprechend. Durch die Instrumente wurden hauptsächlich unhörbare lange Wellen angezeigt, und diese trafen etwa $1\frac{1}{2}$ Sekunden früher ein als die hörbaren (was bereits bei der Explosion von East London beobachtet war). Bei der Sprengung in Jüterbog am 3. Mai 1923 wurde ein sehr umfangreiches Material von Seiten des Aeronautischen Observatoriums Lindenberg gesammelt, doch ist bisher nur ein kurzer vorläufiger Bericht von Hergesell³⁵⁾ darüber erschienen, in dem die Laufzeiten nicht angegeben sind. Aus dem von ihm mitgeteilten Kärtchen geht hervor, daß die äußere Zone im Zentralabstand von im Mittel 150 km (100 bis 180 km) begann und einen Sektor von 290° umfaßte. Da der fehlende Sektor über Böhmen lag, von wo überhaupt keine Meldungen erhalten wurden, ist es keineswegs ausgeschlossen, daß auch in diesem Falle das Außengebiet in Wirklichkeit ringförmig geschlossen war. Über die Laufzeiten kann ich jedoch eine Angabe machen, da ich selbst gemeinsam mit J. Georgi in Hamburg die Beobachtung mit Hilfe eines Kolbenapparates ausgeführt habe, und die Zeit der Sprengung inzwischen von Ritter³⁶⁾ mitgeteilt worden ist. Die Schallwelle brauchte für den etwa 275 km langen Weg von Jüterbog bis Hamburg 936 Sekunden, was einer horizontalen Geschwindigkeit von 294 m/sec, also praktisch ebenso wie in Göttingen, entspricht. Eine zweite Welle traf in Hamburg 15 Sekunden später ein (was 289 m/sec entsprechen würde). Von den zahlreichen weiteren deutschen Sprengungen von 1924 und 1925 sind Resultate irgendwelcher Art noch nicht veröffentlicht.

Dagegen sind bereits Berichte betreffend die drei Sprengungen in La Cour-tine (Frankreich) vom 15., 23. und 25. Mai 1924 erschienen. So gibt Gazeaud³⁷⁾ an, daß Beobachtungen in Montpellier (270 km SSE) und in l'Etoile, 10 km nördlich Marseille (360 km SE), erhalten wurden, wobei die Laufzeiten einem Umweg von 90 bzw. 135 km entsprechen würden, weshalb Gazeaud, in Ver-kennung des allgemeinen Charakters dieser Erscheinung, ein Echo an einem cu-ni annehmen zu sollen glaubt. Villard³⁸⁾ gibt an, daß die Sprengungs-welle auch in Meudon (Paris) (350 km N) und in Fontainebleau (300 km NzE) wahrgenommen wurde. Dufour³⁹⁾ diskutierte die bei der Explosion in Er-scheinung getretenen Wellenarten, die, wie auch in den anderen Fällen, teilweise

von großer Wellenlänge und also unhörbar sind. Einer brieflichen Mitteilung von Georgi⁴⁰) entnehme ich, daß die Luftwelle auch noch in Hamburg (1040 km NNE) zu beobachten war, und Ritter³⁶) gibt an, sie noch in 1100 km Abstand nachgewiesen zu haben. Aber auch von dieser Sprengung ist noch keine Veröffentlichung des gesamten Beobachtungsmaterials erfolgt.

Das allgemeine Ergebnis der bisherigen Sprengungen formuliert Hergesell⁴¹) in folgender Weise: „In der ersten Zone ist die Schallgeschwindigkeit so gut wie normal. In der Zone des Schweigens ist bisher mit Sicherheit weder eine Druck- noch eine akustische Welle konstatiert worden. Dieselbe tritt erst wieder in größerer Entfernung auf, wo sich dann stets eine scheinbar kleinere Fortpflanzungsgeschwindigkeit zwischen 280 und 310 m in der Sekunde ergibt.“

6. Allgemeine Gesetzmäßigkeiten der äußeren Hörbarkeitszone. Im folgenden sollen die bisher erkennbaren Gesetzmäßigkeiten kurz zusammengestellt werden.

a) Die äußere Hörbarkeitszone tritt bei genügender Intensität des Schalles stets in Erscheinung. Gegenteilige Fälle sind nicht bekannt. Die Zone des Schweigens kann dagegen fehlen, wenn das innere Hörbarkeitsgebiet durch Windeinfluß im Azimut des Außengebietes so ausgedehnt wird, daß es mit letzterem zusammenfließt (Elsaß 25. Dez. 1915, Japan 7. Dez. 1900). Ebenso fehlte die Zone des Schweigens beim Hauptausbruch des Krakatau, wo die Schallintensität sehr viel größer war als in allen anderen bekannten Fällen. Von einem Fehlen auch der äußeren Hörbarkeitszone kann man aber in diesen Fällen nicht sprechen.

b) Das Auftreten des Außengebietes ist nachgewiesen für Europa, Japan und den Äquator (Cotopaxi, Krakatau), also für etwa 50, 35 und 0° Breite. Es darf daher angenommen werden, daß die Erscheinung überall auf der Erde anzutreffen ist.

c) Der Zentralabstand der Außenzone variiert (in Europa und Japan) mit der Jahreszeit. Wie A. Wegener⁴²) gezeigt hat, liegt ihr Innenrand im Januar und Februar bei etwa 110 km, im August bei etwa 190 km. Die Zone größter Intensität (größter Zahl positiver Meldungen) variiert entsprechend zwischen etwa 125 km im Januar und Februar und etwa 230 km im Juli und August. Nimmt man Rücksicht auf den zunehmenden Flächeninhalt der Zonen bei wachsendem Zentralabstand und bildet so das relative Intensitätsmaximum, so verringern sich diese letzteren Zahlen ein wenig. Da bei rein geometrischer Schallausbreitung der Innenrand der Außenzone eine Brennlinie sein sollte, so muß dieser 15 bis 30 km breite Halbschattenstreifen zwischen Innenrand und Intensitätsmaximum auf Beugung beruhen.

d) Der Zentriwinkel des Außengebietes kann beliebige Werte zwischen etwa 90 und 360° haben. Beispiele für große Zentriwinkel sind insbesondere: Witten-Annen 150°, Oppau 150°, Wiener Neustadt 160°, Cotopaxi (1744) > 180°, Vergiate 220°, Jüterbog (3. Mai 1923) mindestens 270°, vielleicht 360°, Hauptausbruch des Krakatau wahrscheinlich 360°, Moskau 360°. Mit Ausnahme von Jüterbog gelten alle Zahlen für die hörbaren kurzen Wellen.

Es ist möglich, daß für die unhörbaren langen Wellen der Ring stets geschlossen ist. Bemerkenswert ist ferner, daß der Innenrand der Außenzone, auch wenn ihr Zentriwinkel klein ist, stets einem Kreis um die Schallquelle am besten entspricht.

e) Das Außengebiet liegt im Winter vorzugsweise im Osten, im Sommer vorzugsweise im Westen der Schallquelle. Diese Gesetzmäßigkeit ist meines Wissens bisher nirgends hervorgehoben und bedarf daher der Begründung.

Ordnen wir die verfügbaren Fälle nach Sommer- und Winterhalbjahr, getrennt für Europa und Japan, so erhalten wir:

I. Europa.

Sommer:	Azimet des Außengebietes
Elsaß, 25. April 1915	SE
Moskau, 9. Mai 1920	WSW
Wiener Neustadt, 7. Juni 1912	W
Oppau, 21. Sept. 1921	ESE
Winter.	
Antwerpen, 7. bis 9. Okt. 1914	NE
St Helena bei Savona, 25. Okt. 1921	ENF
Lyon, 15. Okt. 1918	NE
Witten-Annen, 28. Nov. 1906	E
Jungfraubahn, 15. Nov. 1908	NE
Vergiate, 26. Nov. 1920	NE (N u. SE)
Förde, 14. Dez. 1903	E
Elsaß, 25. Dez. 1915	E
Mülhausen, 31. Dez. 1915	E
Sundgau, 24. Dez. 1914	E
East London, 19. Jan. 1917	N
Elsaß, 16. u. 24. Febr. 1918	SE
Elsaß, 3., 4., 5., 6. März 1918	ESE

II. Japan (Vulkan Asama).

Sommer:	Azimet des Außengebietes	Winter:	Azimet des Außengebietes
4. April 1911	W	26. Okt. 1913	NNE
17. Juni 1913	WSW	14. Dez. 1912	ESE
26. Juni 1913	WSW	14. Dez. 1903	E
19. Juli 1913	SW	7. Dez. 1909	E
12. Aug. 1913	WSW	25. Dez. 1910	W

Durch die Tabellen I und II dürfte der oben angegebene Satz vom Azimet des äußeren Hörbarkeitsgebietes hinreichend bewiesen sein. Er gilt in gleicher Weise für Europa wie für Japan. In Europa dauert die Winterlage länger als die Sommerlage, indem für April und September noch die Winterlage gefunden wird.

Durch diesen jahreszeitlichen Wechsel des Azimuts des Außengebietes findet die oben angeführte, bisher rätselhafte Beobachtung ihre Erklärung, daß der Kanonendonner der Westfront im letzten Kriege auf deutscher Seite nur

im Winter, auf französischer nur im Sommer noch in Abständen zu hören war, die der äußeren Hörbarkeitszone entsprechen. Umgekehrt kann man auch sagen, daß das hier gefundene Ergebnis auch durch die zahlreichen Kriegsbeobachtungen bestätigt wird.

f) Die Scheitelpunkte der Strahlen, die in der Außenzone den Boden erreichen, müssen in bedeutenden Höhen liegen. Die Explosion von Vergiate am Südfuß der Alpen zeigt, daß der Alpenkamm keinen Einfluß auf die Ausbildung der jenseits gelegenen Außenzone hatte. Die Scheitelpunkte müssen hiernach wesentlich oberhalb 3000 m liegen. Der Meteoritenfall von Treysa bezeugt weiter, daß die Scheitelpunkte sogar noch wesentlich oberhalb 16 km liegen müssen. Dagegen braucht der Scheitelpunkt nach den Meteorochallerscheinungen nicht wesentlich höher als 40 km über dem Boden angenommen zu werden. Die Laufzeitmessungen im Außengebiet geben scheinbare horizontale Schallgeschwindigkeiten von 280 bis 310 m/sec, was einer Temperatur von -77° bzw. -33° entsprechen würde. Zwei sichere Beispiele ergaben 294 m/sec, -57° C entsprechend. Berücksichtigt man, daß die Schallgeschwindigkeit am Erdboden etwa 340 m/sec und also im Scheitelpunkt mindestens ebensoviel beträgt, so sieht man, daß selbst die Stratosphärentemperatur nicht imstande ist, die mittlere Geschwindigkeit bis auf die beobachteten Werte herabzusetzen; es gehört vielmehr ein bedeutender Umweg dazu, welcher die berechnete Geschwindigkeit zu einer scheinbaren macht. Die Schallstrahlen müssen also jedenfalls Höhen von etwa 50 km erreichen.

g) Jenseits der Außenzone, im doppelten Zentralabstande, scheint eine zweite, allerdings weit schwächere Hörbarkeitszone zu liegen. Diese Erscheinung wurde schon bei den Beobachtungen des Kanonendonners von Verdun besprochen. Ferner hat Verfasser⁴²⁾ darauf aufmerksam gemacht, daß sie sich bei Witten-Annen, Vergiate und Lyon zeigt. Im letzteren Falle lag das Intensitätsmaximum der Außenzone zwischen 190 und 200 km. Bei 280 km hören die positiven Schallmeldungen auf, eine Meldung aber kam noch aus 380 bis 390 km Abstand, also etwa dem doppelten Abstand des Intensitätsmaximums der Außenzone. Bei Witten-Annen lag der größte Teil positiver Meldungen etwa zwischen 120 und 160 km; von 220 ab hören die Meldungen auf, dann folgen noch zwei Meldungen aus 250 bis 270 km. Am deutlichsten ist die Erscheinung bei Vergiate: Das Intensitätsmaximum lag hier im Intervall 180 bis 190 km; von 280 ab hören die Meldungen auf, dann kommen aber wieder vier Meldungen zwischen 350 und 380 km.

Trotz der geringen Zahl der Belege möchte ich die Erscheinung für reell halten. Sie erklärt sich durch Reflexion des Schalls am Erdboden und Wiederholung des Weges durch die hohen Luftschichten.

7. Die Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone. a) Durch Temperatur. Wurschmidt⁴⁸⁾ ist der Ansicht, daß zur Entstehung der äußeren Hörbarkeitszone bereits Temperaturinversionen innerhalb der Troposphäre oder an der Grenze der Stratosphäre ausreichen. Dies Urteil ist deswegen seltsam, weil seine eigenen zahlreichen Beispiele Annahmen über den thermischen Auf-

bau der Atmosphäre zugrunde legen müssen, deren vollige Unmöglichkeit durch die Aerologie längst nachgewiesen ist. Dies geht schon daraus hervor, daß im Scheitelpunkt der Strahlen stets eine Temperatur mindestens gleich der am Boden herrschen müßte, während bekanntlich die Troposphäre einen Temperaturabfall von 60° aufweist, und die Stratosphärentemperatur etwa -55°C beträgt. Eine solche Wiedererreichung der Bodentemperatur kann nur bei sehr niedrigen Inversionen vorkommen, die aber wiederum nur Außenzonen sehr viel kleinerer Dimension erzeugen können, so daß sich derartige Störungen stets im Bereich des inneren Hörbarkeitsgebietes abspielen werden. Kommerell⁴⁴⁾ hat daher mit Recht die Temperatur als Erklärung für die äußere Hörbarkeitszone abgelehnt. Auch der Versuch Nölkes⁴⁵⁾, durch Benutzung abgelenkter Schallstrahlen die Notwendigkeit zu umgehen, im Scheitelpunkt mindestens die Bodentemperatur anzunehmen, liefert keine brauchbare Lösung. Die Beugung spielt zwar bei der Schallausbreitung eine große Rolle; sowohl die große Ausdehnung des inneren Hörbarkeitsgebietes wie die Halbschattenzone des äußeren (zwischen dem Innenrand und dem Intensitätsmaximum) muß auf Beugung beruhen. Aber gerade die Beugung mußte bei niedriger Scheitelhöhe der geometrischen Strahlen eine vollige Verwischung der Erscheinung bewirken. Vor allem aber verbieten die oben angeführten Beobachtungstatsachen überhaupt die Annahme, daß der Scheitelpunkt der in Frage kommenden Schallstrahlen innerhalb der Troposphäre liegt.

Neuerdings haben Lindemann und Dobson⁴⁶⁾ aus Meteorerscheinungen den Schluß gezogen, daß die Temperatur der Atmosphäre oberhalb 50 km Höhe wieder zunimmt und etwa den Betrag von $+27^{\circ}\text{C}$ erreicht, und Whipple⁴⁷⁾ macht darauf aufmerksam, daß hierdurch die Entstehung der äußeren Hörbarkeitszone erklärt werden könnte. Allein die Schlüsse von Lindemann und Dobson ruhen auf sehr unsicherer Grundlage. Sie haben nämlich gefunden, daß die Endhöhen der Meteore und Sternschnuppen in 50 bis 60 km Höhe ein Häufigkeitsminimum aufweisen, und erklären dies dadurch, daß die Meteore hier aus einer Atmosphäre von $+27^{\circ}\text{C}$ in eine solche von -51°C eintreten, wodurch die Verdampfung zeitweise gehemmt wird. Ist schon diese Deutung keineswegs zwingend, so erscheint nach meiner Ansicht auch die Realität des gefundenen Häufigkeitsminimums nicht genügend verbürgt, da die größeren Endhöhen (die den gewöhnlichen Sternschnuppen entsprechen) im allgemeinen nach einer anderen Beobachtungsmethode, nämlich durch systematische Beobachtung des Himmels, gefunden werden, während die niedrigeren Endhöhen den großen Meteoriten entsprechen und durch Sammlung zufälliger Beobachtungen bestimmt werden. Dadurch kann ein doppeltes Häufigkeitsmaximum vorgetäuscht werden. Die Existenz der leuchtenden Nachtwolken oder Hochzirren scheint vielmehr zu zeigen, daß die Temperatur in diesen Höhen wieder abnimmt, da sonst der Wasserdampf nicht zur Kondensation kommen könnte*). Solange die Schluß-

*) Ganz zu schweigen von dem mir allerdings nicht sehr wahrscheinlichen Ergebnis von Vegard, daß das Polarlicht auf Phosphoreszenz festen Stickstoffstaubes beruhen soll, wonach in 100 km Höhe bereits eine Temperatur von -238°C herrschen müßte.

folgerungen von Lindemann und Dobson nicht besser begründet sind, erscheint es mir unmöglich, sie zur Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone heranzuziehen.

b) Durch Wind. Nachdem bereits Mohn⁴⁸⁾ und Jäger⁴⁹⁾ den bedeutenden Einfluß, den der Wind auf die Schallausbreitung hat, klargelegt hatten, haben sich namentlich Emden⁵⁰⁾ und Morf⁵⁾ bemüht, zu zeigen, daß die äußere Hörbarkeitszone durch Windschichtung in Verbindung mit der allerdings weit weniger wirksamen Temperaturschichtung erklärt werden könne, und haben für eine größere Anzahl spezieller Annahmen die geometrischen Schallstrahlen im Hörbarkeitsgebiete berechnet. In allen diesen Beispielen verlaufen die Schallstrahlen sehr flach, was den oben angeführten Beobachtungstatsachen widerspricht und auch zu dem Bedenken Anlaß gibt, daß die berechneten Ergebnisse durch die Beugung verwischt werden müßten. Vor allem aber ist der Windeinfluß stets polarisiert, d. h. im wesentlichen auf das Azimut der Windänderung in der Vertikalen beschränkt, und Außenzonen von großem Zenitwinkel oder gar solche von geschlossener ringförmiger Anordnung, wie sie beobachtet sind, lassen sich auf diesem Wege natürlich nicht erklären. Als Ergebnis dieser theoretischen Untersuchungen kann angenommen werden, daß die jahreszeitlich wechselnde Bevorzugung der östlichen und westlichen Hälfte der Außenzone sehr wahrscheinlich auf Windeinfluß zurückzuführen ist, aber die Entstehung der Außenzone überhaupt muß eine andere Ursache haben.

c) Durch die Zunahme der Schallgeschwindigkeit infolge Änderung des Molekulargewichts der Luft in großen Höhen. Im Anschluß an die von Hann, Humphreys und dem Verfasser entwickelten Vorstellungen von einer etwa bei 70 km Höhe beginnenden Sphäre leichter Gase hat von dem Borne⁵¹⁾ die äußere Hörbarkeitszone durch die Annahme erklärt, daß der Scheitelpunkt der Schallstrahlen im Übergangsbereich zu den leichten Gasen liegt, wo die Schallgeschwindigkeit infolge Verringerung des (mittleren) Molekulargewichts der Luft schnell die am Boden herrschenden Werte erreicht und überschreitet. Indem er für die Änderung des Molekulargewichts mit der Höhe die Beziehung

$$\mu = 2 \frac{e^{0.15 h} + 53\,000}{e^{0.15 h} + 3000}$$

annahm und die Rechnung für sechs Strahlen ausführte, die von der Schallquelle mit von 10 zu 10° wachsenden Zenitdistanz ausgehen, erhielt er folgende Scheitelhöhen und Rückkehrpunkte zur Erdoberfläche (Z_0 Zenitdistanz an der Schallquelle, H Höhe des Scheitelpunktes, Δ Entfernung des Schnittpunktes mit der Erdoberfläche):

Z_0 . .	17° 20'	20	30	40	50	60	70	80°
H . .	∞	89	75	69	65	62	58	56 km
Δ . .	∞	126	116	120	126	142	210	290 „

Das Außengebiet ist ringförmig und hat am Innenrande, bei 116 km Entfernung, eine Brennlinie mit maximaler Intensität. Den Verlauf der Schallstrahlen selbst hat de Quervain⁵²⁾ dargestellt.

Van Everdingen²⁵⁾ fand bei Nachrechnung unter den Annahmen von dem Bornes als Innenrand der Außenzone nur 103 km. Er variierte dann die Rechnung für verschiedene Annahmen über den Gehalt der Luft an leichten Gasen und kam zu folgenden Werten für den Abstand Δ des Innenrandes der Außenzone:

Wasserstoffgehalt am Boden (Vol.-Proz.)	Helium	Geokoronium	Δ
0.01	0.005	ja	102
0.01	0.005	nein	117
0.0033	0.005	ja	114
0.0033	0.005	nein	126
0.000 55	0.000 15	nein	136
0.0001	0.000 15	nein	160

Er schloß hieraus, daß der Gehalt der Luft an leichten Gasen wesentlich geringer sein müsse, als nach den bisherigen, in der ersten Zeile der Tabelle zugrunde gelegten Annahmen. Dies wird übrigens auch durch die neuen Luftanalysen von Krogh⁵³⁾ bestätigt, der zu dem Ergebnis kam, daß der prozentuale Anteil brennbarer Gase, mögen sie in Wasserstoff oder anderen Gasen bestehen, sicher kleiner als 0.0005 Proz. und wahrscheinlich kleiner als 0.0002 Proz. ist.

Wiechert³³⁾ ist auffallenderweise zu dem entgegengesetzten Ergebnis gelangt, nämlich, daß der Wasserstoffgehalt größer sein mußte, als von dem Borne voraussetzt. Er schließt dies aus der Laufzeit des Schalles von Jüterbog nach Göttingen. Da die Entfernung 215 km beträgt, benutzte er denjenigen von dem Borneschen Strahl, der mit einer Zenitdistanz von 70° die Schallquelle verläßt und in 210 km Entfernung wieder den Boden erreicht. Die Rechnung ergibt für ihn eine theoretische Laufzeit von 770 Sekunden, während nur 734 beobachtet wurden, was einen größeren Wasserstoffgehalt nahelegt. Ich möchte indessen darauf aufmerksam machen, daß diese Abweichung eine andere Ursache haben kann. Die Beobachtung fand im Juli statt, in welchem Monat der Innenrand der Außenzone nicht bei 116 km, wie bei von dem Borne, sondern bei etwa 190 km liegt; möglicherweise müssen wir statt dessen sogar den Wert für das Intensitätsmaximum (230 km) benutzen. Infolgedessen darf nicht der von dem Bornesche Strahl der Rechnung zugrunde gelegt werden. Aus diesem Grunde möchte ich dem Ergebnis von Wiechert gegenüber dem von van Everdingen keine Beweiskraft beimessen.

Gegen die Theorie von dem Bornes sind verschiedene Bedenken geäußert worden. Die Existenz von Wasserstoff in den hohen Schichten wurde bezweifelt, weil dessen Moleküle durch die Erdanziehung nur unvollkommen gefesselt werden und sich daher längst im Raume zerstreut haben müßten. Auch scheinen im Spektrogramm des Polarlichts die Wasserstofflinien zu fehlen. Demgegenüber betont Wiechert³³⁾, daß durch die Sonnenstrahlung Wasserstoff in der Atmosphäre neu gebildet wird, wodurch der Verlust ersetzt werden kann. Auch zeigen bekanntlich die Luftproben aus dem oberen Teil der Tropo- und dem unteren Teil der Stratosphäre bei spektroskopischer Untersuchung tatsächlich eine Anreicherung der leichten Gase. Die sehr großen Höhen der Polarlichter und Meteore scheinen zudem die Hypothese leichter Gase, durch welche die Druck-

abnahme gestreckt wird, unentbehrlich zu machen. Beim Polarlichtspektrum kann es sein, daß der Wasserstoff trotz reichlichen Vorhandenseins nicht „anspricht“.

Einen Einwand anderer Art hat W. Schmidt gemacht⁵⁴⁾; er nimmt an, daß die Amplitude der Schallwellen beim Übergang von den dichteren unteren Schichten zu den dünneren oberen jedenfalls nicht größer werden kann. Dann muß aber die Intensität in den hohen Schichten bis auf unmerklich kleine Restbeträge sinken, die bis zum Abstieg zur Erde noch weiter verringert werden. A. Wegener⁵⁵⁾ hat dagegen geltend gemacht, daß dies eine Verletzung des Prinzips von der Erhaltung der Energie bedeuten würde, und daß die von Schmidt vorausgesetzte Gesetzmäßigkeit deshalb hier nicht gelten könne. Schrödinger⁵⁶⁾ hat dies durch eine eingehende mathematische Darstellung bestätigt und die für den vorliegenden Fall gültigen Formeln abgeleitet, wodurch Schmidts Einwand endgültig abgewiesen ist.

Aber Schrödinger selbst kommt zu Bedenken gegen von dem Bornes Theorie, indem er die durch Wärmeleitung und innere Reibung erzeugte Dämpfung der Wellen berechnet. Sowohl die Temperaturleitfähigkeit als auch das Verhältnis der Reibung zur Dichte zeigen eine angenähert exponentielle Zunahme mit der Höhe. Hierdurch wird die Dämpfung, wenigstens der kurzen hörbaren Wellen, die ihr mehr unterliegen als die langen unhörbaren, so groß, daß sie nicht viel über 80 km Höhe vordringen können. A. Wegener⁴²⁾ hat dagegen eingewendet, daß bei der Ableitung dieser Ergebnisse die gewöhnliche barometrische Höhenformel zugrunde gelegt ist, in welcher keine Rücksicht auf die leichten Gase genommen ist, durch welche der Luftdruck und daher auch die Dämpfung in diesen großen Höhen stark beeinflußt werden. Die wirkliche Dämpfung muß daher wesentlich kleiner sein als die von Schrödinger berechnete.

Weitere Einwände von Bedeutung sind nicht bekannt. Die Erklärung von dem Bornes ist also zwar hypothetisch, aber unwiderlegt, im Gegensatz zur Erklärung aus Temperatur und Wind.

d) Durch Zunahme der Schallgeschwindigkeit infolge der Luftdruckabnahme in großen Höhen. Ich möchte hier noch über eine andere Erklärungsmöglichkeit berichten, die, soweit mir bekannt, bisher noch nicht in Betracht gezogen ist. Es handelt sich darum, daß das bekannte Gesetz der Unabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom Luftdruck in unserem Falle ungültig wird, und zwar wegen des außerordentlich großen Betrages der Luftdruckabnahme, die die Schallwellen durchlaufen müssen.

Die Laplacesche Formel für die Schallgeschwindigkeit:

$$v = \sqrt{\frac{p}{d} \frac{c_p}{c_v}} = \sqrt{p \frac{c_p}{c_v} \cdot \frac{RT}{p}},$$

worin der Druck p sich heraushebt, ist abgeleitet unter der Voraussetzung, daß die Druckschwankung klein ist gegen den Luftdruck selbst. Dies ist bei gewöhnlichen Schallwellen durchaus der Fall. Bei Explosionen haben wir in der Nähe der Schallquelle so große Druckschwankungen, daß die Voraussetzung hier nicht mehr zutrifft; die Folge ist, daß die Geschwindigkeit weit über 400, ja

über 1000 m pro Sekunde anwächst. Die Region der Überschallgeschwindigkeit hat allerdings einen Radius von nur wenigen hundert Metern, und darüber hinaus sind auch bei heftigen Explosionen die Vorbedingungen für die Formel erfüllt, und beobachten wir keine Abweichungen von ihr.

Wie aber, wenn die Schallwelle nach oben fortschreitet? Nehmen wir der Einfachheit halber eine ebene Schallwelle an, so muß nach Schrödinger die Energie in jeder Flächeneinheit der Wellenfläche — bis auf unbedeutende Verluste — konstant bleiben, während die Welle in immer niedrigeren Luftdruck fortschreitet. Das kann offenbar nur dann geschehen, wenn auch die Druckschwankung ihrem absoluten Betrage nach annähernd konstant bleibt; folglich muß das Verhältnis

$$\frac{\text{Druckschwankung}}{\text{Luftdruck}} = \frac{\Delta p}{p}$$

immer größer werden, je größere Höhen die Welle erreicht. Beträgt die Druckschwankung z. B. 0.76 mm, so daß am Boden $\frac{\Delta p}{p} = 0.001$, mithin die Voraussetzung der Laplaceschen Formel hinreichend erfüllt ist, so wird dies Verhältnis in 20 km Höhe (Luftdruck etwa 42 mm) gleich 0.02, in 40 km Höhe (Luftdruck etwa 1.9 mm) bereits gleich 0.4 und in 60 km Höhe (Luftdruck etwa 0.1 mm) sogar gleich 7.6. Mit anderen Worten: schon lange bevor wir in die Zone der leichten Gase kommen, sind wir aus dem Geltungsbereich der Laplaceschen Formel für die Schallgeschwindigkeit heraus. In Wirklichkeit haben wir allerdings Kugelwellen statt ebener Wellen, und in solchen kann die Energie pro Flächeneinheit der Wellenfläche nicht konstant bleiben, sondern muß mit zunehmendem Abstände von der Schallquelle abnehmen (proportional $1/r^2$); aber es ist klar, daß hierdurch die exponentielle Abnahme des Druckes mit der Höhe nicht kompensiert werden kann.

Das allgemeine Problem der Fortpflanzung von Luftwellen endlicher Schwingungsweite ist bekanntlich von Riemann⁵⁷⁾ für die vereinfachende Annahme ebener Wellenflächen behandelt worden. Hiernach ist anzunehmen, daß nach oben fortschreitende Schallwellen in der Atmosphäre sich in „Stoßwellen“ umwandeln, bei denen die Druckerhöhung sprunghaft einsetzt, während der Teil der Welle, der einer Verdünnung entspricht, sich weit ausdehnt. Die Geschwindigkeit dieser Wellen ist wesentlich größer als die Laplacesche Schallgeschwindigkeit und darf wohl verglichen werden mit den anfänglichen Geschwindigkeiten von Explosionswellen, die ja gleichfalls als Riemannsche Stoßwellen aufgefaßt werden.

Für eine Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone leistet natürlich die Geschwindigkeitszunahme durch Umformung in Stoßwellen dasselbe wie diejenige durch Änderung des Molekulargewichts der Luft.

Eine endgültige Stellungnahme zu diesem neuen Erklärungsversuch wird natürlich erst dann möglich sein, wenn das Problem einer exakteren mathematischen Behandlung unterworfen ist. Es ist der Hauptzweck dieser Zeilen, diejenigen Theoretiker, die hierzu imstande sind, zu einer Prüfung dieser Frage anzuregen.

Mir selbst scheinen in den Beobachtungen Andeutungen, wenn auch unsicherer Art, vorhanden zu sein, daß diese Erklärung den Vorzug vor der von dem Borneschen verdient. Denn einerseits scheinen mir die Verhältnisse beim Meteorschall, die von Schrödinger berechnete Dämpfung und auch die Laufzeiten dahin zu deuten, daß die Scheitelpunkte der Schallstrahlen doch vielleicht etwas tiefer liegen als nach den Rechnungen von dem Bornes und van Everdingens, und andererseits würde die neue Auffassung auch die starke jährliche Abstandsschwankung vermutlich leichter erklären lassen, nämlich durch die starke jährliche Druckschwankung in großen Höhen, die dadurch zustande kommt, daß bei praktisch gleichem Bodendruck die Druckabnahme nach oben im Sommer wegen der höheren Temperaturen langsamer erfolgt als im Winter. Noch in der Stratosphäre haben wir ja eine jährliche Temperaturschwankung um mindestens 8°. Die Höhe, in welcher die Laplacesche Formel ihre Gültigkeit verliert und die Schallgeschwindigkeit wieder zunimmt, wird daher im Sommer größer sein als im Winter, und demgemäß muß auch der Zentralabstand der äußeren Hörbarkeitszone im Sommer größer sein als im Winter.

Literatur.

- 1) G. von dem Borne: Über die Verbreitung der durch die Dynamitexplosion zu Förde in Westfalen verursachten Schallphänomene. Die Erdbebenwarte **4**, 1 (1904—1905).
- 2) Ch. Davison: Sound areas of great explosions. Nature **98**, 438 (1917).
- 3) E van Everdingen: De hoorbaarheid in Nederland van het Kanongebulder by Antwerpen op 7—9 October 1914. Hemel en Dampkring 1914.
- 4) W. Meinardus. Die Hörweite des Kanonendonners bei der Belagerung von Antwerpen. Meteorol. Zeitschr. 1915, S. 199.
- 5) H. Morf: Über den Einfluß der meteorologischen Zustände der Troposphäre auf die Ausbildung der anormalen Schallzone (davon III. Teil. Hörbarkeit des Kanonendonners im Winter 1917—1918 in der Schweiz und in Süddeutschland). Jahresber. d. Schweiz. Erdbebedienstes 1918, Anh., Zürich 1919.
- 6) W. Brand. Jährliche Hörbarkeitsperiode des Geschützdonners und seine größten bisherigen Reichweiten. Meteorol. Zeitschr. 1917, S. 58.
- 7) W. Hillers. Über eine vermutete Beobachtung außerordentlich weiter Hörbarkeit des Geschützdonners. Ebenda 1916, S. 548.
- 8) A. de Quervain: Weitere Beiträge zur Frage der atmosphärischen Schallausbreitung. Jahresber d. Schweiz. Erdbebedienstes 1915, Anh. 2, Zürich 1917.
- 9) W. Brand. Reichweite des Geschützdonners nach Kriegsbeobachtungen. Sitzungsber. d. Ges. z. Beförd. d. gesamt. Naturw. zu Marburg, Nr. 3, 14. Juli 1915.
- 10) P. Ludewig: Einige Beobachtungen über die Hörbarkeit des Kanonendonners. Meteorol. Zeitschr. 1916, S. 35. Siehe auch Ann. d. Hydr. usw. **44**, 381 (1916).
- 11) V. Schaffers: The Sound of Distant Gun-fire. Nature **107**, 44 (1921).
- 12) M. Collignon. Sur la propagation du son canon à grande distance. Periodicité annuelle. Compt. rend. **172**, 213 (1921) [siehe auch ebenda **167**, 333 (1918)].
- 13) G. von dem Borne: Über die Fernwirkung der Roburitaufflammung in Witten-Annen. Die Erdbebenwarte **6**, 110 (1906—1907).
- 14) A. de Quervain: Die Erdbeben der Schweiz i J. 1908 und die Schallverbreitung der Dynamitexplosion an der Jungfraubahn am 15. November. Ann. d. Schweiz. Meteorol. Zentralanst. 1908, Zürich 1909.
- 15) J. N. Dörr. Über die Fernwirkung der Explosion auf dem Steinfeld bei Wiener Neustadt (7. Juni 1912). Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien, Oktober 1913.
- 16) Ch. Davison: The Sound-Waves and other Air-Waves of the East London Explosion of January 19, 1917. Proc. Edinburgh **38**, 115 (1918) [siehe auch 2].

17) A. de Quervain und A. de Weck Mitteilungen über weitere Fälle von ungewöhnlicher Schallausbreitung bei Explosionen a) Explosion von Oppau am 21. September 1921; b) Explosion des Forts von St. Helena am 25. Oktober 1921. Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes 1920, Anh. 1, Zürich 1922.

18) A. de Quervain: Ein erster Fall diametraler Ausbildung des anormalen Schallgebietes (Explosion von Vergiate vom 26. November 1920). Ebenda 1919, Anh 2, Zürich 1920.

19) F. Errulat: Die Fernwirkungen der Explosion von Rothenstein bei Königsberg i. Pr. am 10. April 1920 mit besonderer Berücksichtigung der Bodenerschütterungen. Schrift d. Physik.-ökonom. Gesellschaft Königsberg, Jahrg. LXIII, 1922.

20) W. J. Witkiewicz. Der Schallstrahl als Methode der Untersuchung der Atmosphäre (in russ. Sprache). Études scientifiques de l'atmosphère. Edition de l'Observatoire Aerologique de Moscou, Fasc. II, Moscou 1925, S. 14—42 (russ.)

21) Th. Wolf: Geognostische Mitteilungen aus Ecuador N. J. f. Min. usw. 1878, S. 113 (besonders S. 129).

22) R. D. M. Verbeek: Krakatau, Batavia 1886 (in franz. Sprache, mit Atlas).

23) R. H. Scott. Die „Krakatoa“-Luftwelle. Zeitschr. d. Österr. Ges. f. Met. 1884—1885, S. 97 (mit Reproduktion von 14 europäischen Luftdruckregistrierungen und derjenigen von Toronto).

24) J. M. Pernter: Der Krakatau-Ausbruch und seine Folgeerscheinungen. Meteorol. Zeitschr. 1889, S. 329.

25) E. van Everdingen: The propagation of sound in the atmosphere. Kon. Ak. van Wetenschappen te Amsterdam. Proc. Vol. XVIII, Nr. 6, S. 933 (1915) [teilweise nach S. Fujiwhara in Bulletin Central Meteorological Observatory Japan 2, 1 (1912)].

26) S. Fujiwhara: On the abnormal propagation of sound waves in the atmosphere (Abstr.). Monthly Weather Review 1916, S. 436 (nach der gleichnamigen Arbeit in Bull. Centr. Met. Obs. Tokyo, Japan, 1916). Siehe auch Monthly Weather Review 1914, S. 258.

27) A. Wegener: Das detonierende Meteor vom 3. April 1916, 3 $\frac{1}{2}$ Uhr nachmittags in Kurhessen. Schrift d. Ges. z. Beförd. d. gesamt. Naturw. zu Marburg 14, Heft 1, Marburg 1917.

28) A. de Quervain: Das Meteorbeben vom 28. Juli 1915. Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes 1916, Anh., Zürich 1917.

29) Muncke: Artikel „Meteorstein“ in Gehlers Phys. Wörterbuch 6, Leipzig 1837.

30) G. v. Nießl: Über die Rolle der Atmosphäre im Meteorphänomen. Astronom. Kalender. Wien 1901.

31) Derselbe. Bahnbestimmung des großen Meteors vom 17. Jänner 1890. Sitzungsber. Akad. d. Wiss. Wien 99, Dez. 1890.

32) Briefliche Mitteilungen von E. van Everdingen an den Verfasser über die Sprengung von Oldebroek. Die ausführliche Arbeit van Everdingens soll demnächst erscheinen.

33) E. Wiechert: Seismische Untersuchungen, 1. Mitteilung. Beobachtungen von Lufterschütterungen in Göttingen bei Sprengungen in Jüterbog. Zeitschr. f. Geophysik 1, 14, Heft 1/2 (1924/25),

34) G. Angenheister. Anhang zu vorigem. Ebenda S. 20.

35) H. Hergesell: Kurzer Bericht über das Ergebnis der Ohrbeobachtungen und der Varioskopablesungen bei dem Schallversuch am 3. Mai 1923. Mitt. d. Aeronaut. Obs. Lindenberg 1924.

36) F. Ritter: Sprengungen für Forschungszwecke. Erste Mitteilung über die Schallwelle der Sprengung in Jüterbog am 3. Mai 1923 Beitr. z. Physik d. freien Atm. 12, Heft 1 (1925), S. 1.

37) L. Gazeaud: Sur les zones de silence, Compt. rend. 179, 284—285 (1924).

38) P. Villard: Sur les expériences de La Courtine. Compt. rend. 179, 617—620 (1924).

39) Dufour: Sur la longueur d'onde du maximum d'énergie du spectre sonore d'une explosion. Compt. rend. 179, 759—761 (1924.). Ferner ebenda S. 1741.

40) Briefliche Mitteilung von J. Georgi an den Verfasser vom 18. Juni 1925.

- 41) Briefliche Mitteilung von H. Hergesell an den Verfasser vom 14. Mai 1925
- 42) A. Wegener: Die äußere Hörbarkeitszone und ihre periodische Verlagerung im Jahreslauf. *Meteorol. Zeitschr.* 1925, S. 261.
- 43) J. Würschmidt. Über die „Zone des Schweigens“. *Sitzungsber. d. phys.-med. Soz. in Erlangen* 50—51 (1918/19).
- 44) V. Kommerell: Die Bahn der Schallstrahlen in der Luft unter dem Einfluß der Temperatur. *Phys. Zeitschr.* 1916, S. 172.
- 45) F. Nölke: Zur Erklärung der beim Geschützdonner, bei großen Explosionen usw. beobachteten Fortpflanzungseigentümlichkeiten des Schalles. *Phys. Zeitschr.* 17, 31 (1916). — Ergänzung dazu ebenda S. 283. — Über die bei heftigen Explosionen und beim Geschützdonner beobachteten Anomalien der Schallausbreitung. *Ebenda* 18, 501 (1917).
- 46) 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) Nr. 717. — Note on the Temperature of the Air at Great Heights. *Ebenda* 103, 339—342 (1923), Nr. 721.
- 47) F. J. W. Whipple The High Temperature of the Upper Atmosphere as an Explanation of Zones of Audibility. *Nature* 111, 187 (1923).
- 48) H. Mohn: Studien über Nebelsignale. *Ann. d. Hydr. usw.* 20, 85 u. 117 (1892).
- 49) G. Jäger Über die Fortpflanzung des Schalles in bewegter Luft. *Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien* 105, Dez. 1896.
- 50) R. Emden Beiträge zur Thermodynamik der Atmosphäre. *Meteorol. Zeitschr.* 1918, S. 13, 74. 114.
- 51) G. von dem Borne: Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen. *Phys. Zeitschr.* 11, 483 (1910)
- 52) A. de Quervain Die Ausbreitung des Kanonendonners aus dem Sundgau an Weihnachten 1914. *Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes 1914, Anh. 2, Zürich* 1916.
- 53) A. Krogh: The composition of the Atmosphere. *Det kgl. Danske Videnskabernes Selskab Math.-fys. Medd. I, 12, København* 1919.
- 54) W. Schmidt. Zur Erklärung abnormer Hörbarkeit. *Meteorol. Zeitschr.* 1915, S. 366.
- 55) A. Wegener: Äußere Hörbarkeitszone und Wasserstoffsphäre. *Ebenda* 1916 S. 523.
- 56) E. Schrödinger. Zur Akustik der Atmosphäre. *Phys. Zeitschr.* 1917, S. 445.
- 57) B. Riemann. Über die Fortpflanzung ebener Luftwellen von endlicher Schwingungsweite. *Ges. Math. Werke, herausgeg. v. H. Weber, Leipzig* 1876, S. 145.

Die Laufzeit des Schalls für große Entfernungen.

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

Es werden Laufzeitkurven der „normalen“ Schallausbreitung zwischen $d = 0$ und 344 km und der „anormalen“ zwischen $d = 157$ und 310 km aufgestellt. Die „normalen“ Laufzeiten entsprechen nahezu der Schallgeschwindigkeit bei der herrschenden Lufttemperatur am Boden. Die „anormalen“ Laufzeiten sind 70 bis 130 sec länger. Der „anormale“ Laufstrahl für $d = 240$ km erreicht eine Scheitelhöhe von etwa 37 km und eine Scheitelgeschwindigkeit von etwa 350 m/sec. In verschiedenen Azimuten vom Schallherd zeigen die „anormalen“ Laufzeiten für gleiche Herddistanz Unterschiede bis zu 60 sec; desgleichen in gleichem Azimut und gleicher Herddistanz für verschiedene Wetterlagen.

Die Beobachtung der Schallfortpflanzung hat gezeigt, daß die Zone normaler Hörbarkeit umgeben ist von einer Zone des Schweigens, auf die weiterfort eine Zone anormaler Hörbarkeit folgt. Die Schallbahn verläuft in der Nähe der

Schallquelle bei normaler Temperaturabnahme mit der Höhe konvex zum Erdboden. Dadurch entsteht die Zone des Schweigens. Was führt den Schall darüber hinaus in der Zone anormaler Hörbarkeit zum Boden zurück?

Bis vor einigen Jahren beschränkten sich die Schallbeobachtungen in weiter Entfernung auf die Feststellung der Lage und Ausdehnung der Zone des Schweigens und der normalen Hörbarkeit. Der Grund dieser Beschränkung war die Zufälligkeit der Beobachtung, die eine Feststellung der Laufzeit verhinderte (Vulkanausbrüche, Geschützdonner, Explosionsunglücke). Daher gründen sich die Erklärungsversuche der Zone anormaler Hörbarkeit bisher fast ausnahmslos auf die Form und die Lage dieser Zone.

Zwei verschiedene Arten von Erklärungsversuchen sind dabei zu unterscheiden. Die eine Theorie nimmt an, daß in der Troposphäre Temperaturinversionen und geeignete Windgradienten den Schall zum Boden zurückführen; die Schallstrahlen dringen dabei nur wenige Kilometer empor und erreichen (bei Windzunahme mit der Höhe) den Beobachtungsort früher, als wenn sie langs des Bodens gelaufen wären. Außer Temperatur und Wind kann auch Reflexion und Schallbeugung wirksam werden. Die Laufzeiten würden sich dadurch verlängern.

An der Ausbildung dieser Theorie haben vor allem de Quervain, Emden, Morf, Fujiwhara, Schrödinger und schon früher Tyndall und Mohn gearbeitet.

Die Verteilung von Inversion und Windgradienten läßt sich so wählen, daß sich im wesentlichen die Gestalt und Entfernung der beobachteten Zone des Schweigens und der anormalen Hörbarkeit ergeben. Tatsächlich steht in einzelnen Fällen die beobachtete Wetterlage, soweit sie bekannt, nicht im Widerspruch mit der geforderten, so daß ein Zusammenhang recht wahrscheinlich ist; besonders spricht dafür die oftmals beobachtete einseitig ausgebildete Zone des Schweigens.

Die andere Theorie, von v. d. Borne begründet, nimmt an, daß das mittlere Molekulargewicht der Luft durch eine Beimischung von Wasserstoff und Helium mit der Höhe abnimmt; von etwa 50 km an soll dies rasch stark wirksam werden. Die Schallgeschwindigkeit wächst dadurch bis zum Ausgangswert am Boden und darüber an und der Schallstrahl kehrt zum Boden zurück. Wasserstoff- und Heliumgehalt am Boden kann man so wählen, daß sich die Entfernung und Ausdehnung der Zone anormaler Hörbarkeit ergibt, wie es die Erfahrung verlangt⁴). Der hierzu nötige Gehalt an H und He ist jedoch wesentlich größer, als die neuesten Beobachtungen am Boden anzeigen.

In den letzten Jahren sind nun Explosionen zu Studienzwecken ausgeführt worden. Systematische Beobachtungen mit geeigneten Instrumenten haben ein neues und sehr bedeutsames Material gefördert. Es war möglich, in einer Anzahl von Fällen die Laufzeit, die Form, Intensität und Schwingungszahl des Schalls zu bestimmen. Dadurch sind neue Daten gewonnen, die einen Ausbau der Theorie ermöglichen.

Ein Teil dieses Materials ist schon veröffentlicht; besonders liegen Mitteilungen über die Sprengungen in La Courtine vor¹) und ebenso über Sprengungen in Jüterbog²) im Juli 1924. In der letzteren vergleicht E. Wiechert die in Göttingen beobachtete Laufzeit mit der Theorie von v. d. Borne.

Es sind nun inzwischen weitere Sprengungen vorgenommen worden. Dank der Unterstützung der Notgemeinschaft deutscher Wissenschaften konnten bei dieser Gelegenheit systematische Beobachtungen angestellt werden. Einige der Resultate dieser Arbeiten liegen bereits vor.

Vom Geophysikalischen Institut in Göttingen wurden für die Zeit der Sprengungen ein oder zwei Außenstationen eingerichtet (Clausthal, Eschwege, Jena und Langensalza, Eschwege, Gudensberg). An den Beobachtungen nahmen teil: Prof. E. Wiechert und G. Angenheister, Dr. F. Hubert und F. Trappe, die Doktoranden cand. math. J. Brand, W. Feld, F. Gerecke, K. Jung, E. Kanzenbach, H. Mothes, H. Röpke, H. Schminke, H. Schnell.

Außer den Arbeiten des Geophysikalischen Instituts in Göttingen konnte ich Beobachtungen des Meteorologischen Instituts in Potsdam (Prof. Süring und Prof. Kühl vom 14./15. Januar und 25./27. Februar 1925), der Versuchsanstalt der Seewarte in Hamburg (Prof. A. Wegener, Prof. Gregori vom 3. Mai 1923 und 23. Mai 1924) verwenden. Das Physikalische Institut, die Sternwarte (Station Aussig) und das Donnersberg-Observatorium der deutschen Universität in Prag beteiligten sich auf meinem Wunsch an einigen Beobachtungen (Privatdoz. Dr. Pollack, Dr. J. Mrazek und Mildner), desgleichen das physikalische Institut der Bergakademie in Clausthal (Dr. Kettmann) und das Brockenobservatorium (Grobe).

Schallausbreitung. Beobachtet wurden die Laufzeiten T des Schalls in verschiedenen Abständen Δ vom Sprengherd. Kommen die Strahlen auf gekrümmten Wegen an, so gibt $\frac{d\Delta}{dT}$ die „scheinbare Oberflächengeschwindigkeit“ \mathfrak{B} .

Die Beobachtung der Laufzeit zeigt, daß zwei Arten von Schallausbreitung unterschieden werden müssen. Erstens eine Ausbreitung, die (am Boden gemessen) mit einer Oberflächengeschwindigkeit fortschreitet, die sehr nahe der Schallgeschwindigkeit bei der Temperatur am Boden entspricht; diese soll im folgenden „normale“ Schallausbreitung genannt werden. Sie wurde instrumentell bis zu 344 km Entfernung wahrgenommen. Zweitens wurden Laufzeiten gemessen, die gegenüber den „normalen“ erhebliche Verspätung aufwiesen; zwischen 160 und 310 km Herddistanz (Abstand vom Sprengherd) betrug diese Verspätungen 70 bis 130 sec. Zur Unterscheidung von der „normalen“ soll die Ausbreitung mit Verspätung „anormale“ Ausbreitung genannt werden. In gleichem Sinne soll „normale“ und „anormale“ Laufzeit, Zone, Strahl usw. unterschieden werden.

Die Beobachtungen sind zum Teil instrumentelle, zum Teil Ohrbeobachtungen. Die Instrumente zeichneten Wellen auf von $\frac{1}{5}$ bis $\frac{1}{7}$ sec Periodenlänge; also Schwingungen, die unter der Grenze der Hörbarkeit liegen. Wir haben somit zu unterscheiden zwischen Hörbarkeit und instrumenteller Wahrnehmung. Das Ohr reagiert auf etwa 10^{-6} g/cm² bei hoher Frequenz $\tau = 2600$ in der Sekunde; bei niedriger weniger gut; bei $\tau = 40$ etwa auf 10^{-4} bis 10^{-5} g/cm². Die benutzten Instrumente geben für eine Druckschwankung von 10^{-3} g/cm² etwa 1 mm Ausschlag oder mehr. Die Beobachtung ergab, daß oft noch gute instrumentelle Aufzeichnungen vorlagen, die auf eine Druckschwankung von 10^{-2} g/cm² schließen

lassen, während ein horbarer Schall nicht wahrgenommen wurde. Das Gebiet instrumenteller Wahrnehmung kann somit in die Zone des „Schweigens“ hineinragen.

Nach den Messungen von Ritter betrug der Überdruck bei einer Sprengladung von 1000 kg in 500 m Entfernung 40.3 g/cm²; in 2500 m 9.5 g/cm². Er nahm zwischen 500 m und 2500 m nahezu umgekehrt proportional der Entfernung ab. Die Frequenz war 8. In Göttingen in 215 km Abstand lag bei anderen Explosionen gleicher Sprengladung die maximale Druckschwankung zwischen 0.001 und 0.01 g/cm². Die Druckabnahme auf große Entfernung erfolgt also, wie auch zu erwarten ist, schneller als reziprok proportional der Entfernung, in erster Annäherung reziprok proportional dem Quadrat der Entfernung. Die in 100 bis 300 km registrierte Frequenz lag zwischen 5 und 7, war also nahe dieselbe wie die an der Sprengstelle gemessene. Der Hauptanteil der Energie ist somit an niedere Frequenz gebunden, an Wellenlängen von etwa 40 bis 70 m. Zum mindesten gilt dies für große Entfernungen.

Tabelle 1. Laufzeiten der normalen Schallausbreitung.

Spreng- ort	Datum	Zeit	Beobachtet in	Herd- distanz in km	Azimut der Station vom		Beobachtet mit	Lauf- zeit T in sec	T in m/sec	c_t in m/sec
					Spreng- herd aus	Beobachtet				
Oppau	21. IX. 1921	—	Heidelberg	29	110 ⁰		Ohr	87	334	—
Ohrdruf	18. XII. 1924	12 ^h 5 ^m	Göttingen	95.2	329		Instrument	284	335.2	337
		12 10	"			"	281	338.8	337	
		1 5	"			"	285	334.1	338	
	19. XII. 1924	3 5	"			"	286	332.9	337	
		1 5	"			"	288	330.6	335	
Juterbog	9. X. 1925	2 ^h 5 ^m	Thale	141	261		Instrument	415.0	340	339
		2 10	"			"	414.2	340	339	
	6. X. 1925	12 ^h	Brocken	170	264		Ohr	486	350	339
		10	"			"	480	353	339	
	9. X. 1925	2 ^h	Göttingen	215	257		Instrument	649	332	339
La Courtine	23. V. 1924	—	Lyon	205	90		—	—	—	339
	15. V. 1924	—	Orleans	244	354		Instrument	715	341.4	342
	15. V. 1924	—	Vale Joyeux	341.7	356		"	1002	341	342
	15. V. 1924	—	Paris	344.4	0		"	1006	342.3	342
	15. V. 1924	—	Meudon	338	356		Mikrophon	983	343.8	343
	23. V. 1924	—	"	338	356		"	994	340.0	339

I. Die normale Schallausbreitung. Tabelle 1 und Fig. 1 geben eine Zusammenstellung der Laufzeiten der normalen Schallausbreitungen als Funktion der Entfernung. Diese Beobachtungen sind mit empfindlichen Instrumenten gewonnen, abgesehen von der Beobachtung der Oppauexplosion in 29 km Entfernung und der Beobachtung auf dem Brocken. Es zeigt sich, daß der normale Schall unter besonderen meteorologischen Bedingungen bis auf 344 km Entfernung instrumentell wahrgenommen werden kann. Die gleichzeitigen Ohrbeobachtungen (abgesehen von Oppau und Brocken, 6. und 7. Oktober 1925) waren stets negativ.

Nach den instrumentellen Angaben war die Intensität von der Größenordnung 10^{-8} g/cm^2 und die Schwingungszahl höchstens 7, also unter der Grenze der Hörbarkeit.

Bei den verschiedenen Sprengungen lagen die Orte, an denen der normale Schall noch beobachtet wurde, in verschiedenen Azimuten vom Sprengherd aus. Bei der Sprengung von La Courtine am 15. Mai 1924 wurde der normale Schall instrumentell an zwei Stationen beobachtet, die 30 km voneinander entfernt 342 und 344 km nördlich vom Sprengort lagen, also nahezu dasselbe Azimut besaßen. Ein weiterer Ort im selben Azimut in 240 km Entfernung erhielt ebenfalls den normalen Schall. Die Zone der normalen Hörbarkeit (nicht instrumenteller Aufzeichnung) war nach S etwa 25 km breit, nach N dagegen etwa 150 km. Es hat also den Anschein, daß durch die Wetterlage die Schallausbreitung nach N begünstigt war. Über Mittelfrankreich herrschten zu dieser Zeit in niederen und mittleren Höhen (3000 m) südliche Winde.

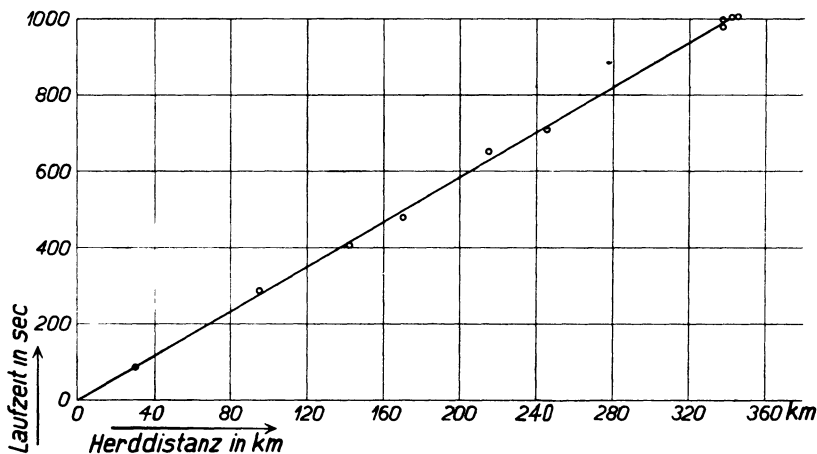


Fig. 1. Laufzeitkurve der normalen Schallausbreitung.

Bei der Sprengung vom 22. Mai 1924 in La Courtine lagen ähnliche Verhältnisse vor. Die Zone normaler Hörbarkeit war hier nach N und E weit ausgedehnt und ebenso die Zone, in der die normale Schallausbreitung noch instrumentell festgestellt wurde. Im N wurde der Schall in 340 km, im E in 200 km instrumentell wahrgenommen. Im NE dagegen wurde in der großen Entfernung von 460 km und 1040 km (Hamburg) der Schall mit Verspätung instrumentell beobachtet. Leider scheint die Beobachtung in 460 km nicht ganz sichergestellt zu sein. Nach W und S war die normale Hörbarkeit nahe begrenzt. Hier (im W und S) rückt der innere Rand der Zone anormaler Schallausbreitung gleichfalls nahe heran (160 km). Die Windrichtung über Mittelfrankreich am Boden und in mittleren Höhen (bis 4000 m) war S bis SSW.

Die Beobachtungen des normalen Schalls in Göttingen am 18. Dezember 1924, in Thale, auf dem Brocken und in Göttingen am 6. bis 9. Oktober 1925 erfolgten

in 95, 141, 170 und 215 km Entfernung. Bei diesen Sprengungen wurde an den hier genannten Orten ein anormaler Schall gleichzeitig nicht beobachtet. Unten war nahezu Windstille, darüber starke nordliche Winde.

Man kann zusammenfassend sagen:

1. Das Gebiet normaler Hörbarkeit kann asymmetrisch um die Schallquelle liegen. In der Richtung größter Ausdehnung der Zone normaler Hörbarkeit, das ist mit dem Winde, reicht auch die Zone instrumenteller Aufzeichnung des normalen Schalls (niederer Frequenz) weit hinaus. Diese Zone kann bis 344 km reichen. In derselben Richtung liegt dann vielleicht auch die Zone des anomalen Schalls, der mit Verspätung eintrifft, besonders weit entfernt. Dies letztere ist leider nicht sichergestellt. In den Richtungen geringer Ausdehnung der Zone normaler Hörbarkeit, das ist gegen den Wind, rückt der innere Rand der anomalen Zone näher heran. Offenbar verlaufen die anomalen Strahlen mit dem Winde flacher, gegen den Wind steiler.

Der Grund für die weitreichende Ausdehnung der Zone normaler Schallwahrnehmung ist darin zu suchen, daß bei besonderer Wetterlage die Windzunahme mit der Höhe, vielleicht auch Totalreflexion und Beugung den durch den Temperaturgradienten aufwärts gebogenen Strahl zum Boden zurückführen kann.

Ein klares Bild der Gründe dieser Schallausbreitung wird darum erst an Hand der gleichzeitigen Wetterlage in den unteren und höheren Schichten erkennbar werden.

2. Die beobachteten Laufzeiten entsprechen ungefähr den Zeiten, die ein geradliniger Strahl am Boden bei der herrschenden Lufttemperatur t^0 gebraucht hätte. Die Werte von $\frac{\Delta}{T}$ bei der Sprengung von La Courtine (15. Mai 1924) in 244 bis 344 km Entfernung schwankten zwischen 341 bis 344 m/sec. Der unten herrschenden Temperatur von 18° C entspricht 344 m/sec. Die vier Beobachtungen der Laufzeit Ohrdruf-Göttingen (18. Dez. 1924) für 95 km Entfernung sind in guter Übereinstimmung untereinander 284, 281, 285, 286 sec. Das Mittel 284 sec führt auf $\frac{\Delta}{T} = 335$ m/sec. Der Temperatur am Boden von 9° entspricht 337 m/sec. Für Jüterbog-Thale (141 km) sind die entsprechenden Zahlen $\frac{\Delta}{T} = 340$ m/sec; $c_t = 339$ m sec.

Laufstrahl und Laufzeit der normalen Schallausbreitung. Aus dieser ungefähren Übereinstimmung der gemessenen Laufzeiten mit den Laufzeiten eines geradlinigen Strahles längs des Bodens folgt aber nicht, daß der Strahl tatsächlich geradlinig längs des Bodens gelaufen ist. Das zeigt die folgende Überlegung.

In jeder Klasse n (für jeden Temperaturgradienten) einer polytropen Atmosphäre gibt es für jede Ausgangsrichtung (i, φ) des Schallstrahls einen kompensierenden Windgradienten $w_0 \alpha$, der den Einfluß der Temperatur gerade aufhebt⁸⁾. Zu jedem n, i, φ gehört ein bestimmter kompensierender Gradient $w_0 \alpha$. Für einen horizontal in der Windrichtung abgehenden Strahl ist dies $w_0 \alpha$ am

kleinsten. Bei kompensierendem Windgradienten verläuft der Strahl i geradlinig. Der horizontale bleibt horizontal.

Für die Klasse $n = 4.5$ (Temperaturgradient $\frac{dh}{dt} = 0.62^\circ\text{C}$, $\mathfrak{H}_n = 44\,000\text{ m}$)

ist der kompensierende Windgradient $w_0\alpha = \frac{v_0}{2\mathfrak{H}_n} = \frac{1}{266}\text{ sec}^{-1}$. Das ist 3.75 m Windzunahme auf 1000 m. $\mathfrak{H}_n =$ Höhe der polytropen Atmosphäre der Klasse n .

Für größere Windgradienten werden auch Strahlen $i < 90^\circ$ wieder zur Erde zurückgebogen. Wir können nun für jede Entfernung und jeden mit der Höhe konstanten Windgradienten, der größer als der kompensierende ist, einen Einfallswinkel und eine dazugehörige Scheitelhöhe des Schallstrahls angeben, der dort den Boden wieder erreicht.

Bei überkompensierenden Windgradienten ist im Vertikalschnitt der Windrichtung gegen den Wind der Boden schallfrei; in Windrichtung dagegen eine Zone des Schweigens am Boden nicht vorhanden, überall treffen hier Schallstrahlen von oben kommend ein.

Für die Berechnung der Scheitelhöhe h der Schallbahn kann man diese in genügender Annäherung als Parabel ansehen. Legt man den Koordinatenanfang in die Scheitelhöhe und bezeichnet den Krümmungsradius mit σ und im Scheitelpunkt mit σ_1 , also für $i_0 = 90^\circ$, so ist im Vertikalschnitt der Windrichtung:

$$h = \left(\frac{\mathcal{A}}{2}\right)^2 \frac{1}{2\sigma_1},$$

$$\sigma = -\frac{c}{\frac{dc}{d\sigma}} = -\frac{c}{\frac{dc}{dz} \sin i} = \frac{c_0}{[c_0\beta - w_0\alpha \sin i_0] \sin i_0}; \quad \sigma_1 = \frac{c_0}{c_0\beta - w_0\alpha},$$

$$T = \frac{\mathcal{A}}{c(1 + \frac{1}{3}\beta h) + w(1 - \frac{1}{3}\alpha h)}.$$

Temperatur und Windgradient sind bestimmt durch

$$w = w_0(1 - \alpha h);$$

$$c = c_0(1 + \beta h); \quad \beta = \frac{1}{2\mathfrak{H}_n}.$$

Während der Sprengung Jüterbog-Thale, 9. Oktober 1925, herrschte unten nahezu Windstille, darüber N- bis NE-Wind. Der Gradient betrug etwa $+4\frac{1}{2}\text{ m}$ pro Kilometer; die Windzunahme mit der Höhe war bis zu 8 km einigermaßen konstant. Die Lufttemperatur am Boden betrug $+11^\circ\text{C}$. Legt man eine polytrope Atmosphäre der Klasse $n = 4.5$ zugrunde und für Windgradient und Lufttemperatur am Boden die obigen Werte, so ergibt sich in Windrichtung für eine Entfernung von $\mathcal{A} = 141\text{ km}$ (Thale) ein Strahl, dessen Scheitelhöhe 5.6 km und dessen Laufzeit 413 sec beträgt, also praktisch dieselbe Laufzeit, die für einen geradlinigen Strahl längs des Bodens bei $t^\circ = 11^\circ\text{C}$ zu erwarten ist. Die Beobachtung ergab für die Laufzeit 415 sec. Thale lag nicht genau in der Windrichtung.

Unter diesen meteorologischen Verhältnissen läuft der Schall zwar auf gekrümmten Bahnen, aber trifft ohne Verspätung ein.

Kleine Variationen im Temperatur- und Windgradienten ergeben erhebliche Variationen in der Scheitelhöhe, jedoch nur geringe in der Laufzeit.

Außer der hier besprochenen Krümmung der Schallbahnen durch Windzunahme mit der Höhe kann auch Totalreflexion und Beugung die Schallstrahlen zum Boden zurückführen.

Tabelle 2. Laufzeiten der anormalen Schallausbreitung.

Sprenghort	Datum	Beobachtet in	Herd-distanz Δ in km	Laufzeit T in sec	$\frac{\Delta}{T}$ in m/sec	Azimet der Station v. Sprengherd aus		
La Courtine	15. V. 1924		217.3	778	281	326 ⁰		
			220	773	285	313		
			241	838	289	242		
			249.5	865	288.5	275		
			284.4	975	292	312		
			160	579	276	105		
			198	659	300.5	90		
La Courtine	23. V. 1924		205.5	697	295	50		
			207.5	718	289	72		
			162.2	614.4	265	265		
			202	735	275	172		
			214	769	278	194		
			239.4	832.4	288	250		
			248	857.4	289	277		
Hamburg			248	889	279	198		
			416	1561	266	36		
			1040	3915	266	35		
Munsterlager	14. I. 1925	Göttingen	156.6	535	294	183		
			196.8	662	300	182		
			196.8	678	292	182		
			214	703	304.5	109		
			214	728 ²	294	109		
Jüterbog	24. VII. 1924	Göttingen	215	729	295	257		
			3. V. 1923	Hamburg	275	936	295	309
Gravenwöhr	26. II. 1925	Teplitz	170	610	279	54		
			Göttingen	246.7	860	287	325	
			Potsdam	310	1023	295	21	
Jüterbog	4. XII. 1924	Aussig	160	560	286	157		
			9. X. 1925	"	160	573	279	157
			9. X. 1925	Brocken	170	580	295	264

Zeit un-sicher

II. Die anormale Schallausbreitung. Tabelle 2 und Fig. 2 geben eine Darstellung der Laufzeit der anormalen Schallausbreitung als Funktion der Herddistanz. Diese Laufzeitkurve erstreckt sich von 157 bis 310 km. Die weniger sichere Messung in 416 km soll zunächst nicht berücksichtigt werden. Für den obigen Bereich liegen 28 Laufzeiten vor, die sich auf 26 Distanzen verteilen. Hierbei sind mehrfach Laufzeiten, die für dieselbe Station am selben Tage

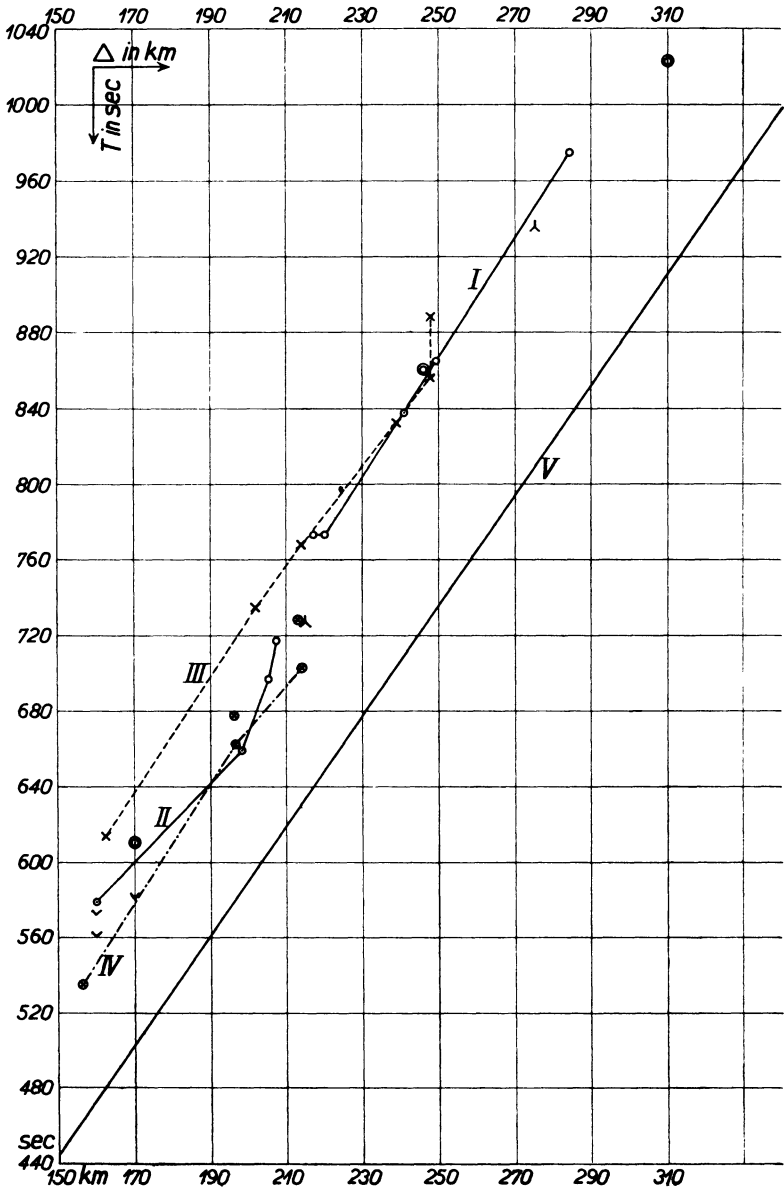


Fig. 2. Laufzeitkurve der anomalen Schallausbreitung.

I. 15. Mai 1924	Az. W	IV. 14. Jan. 1925	⊙	24. Juli 1924	V. Laufzeitkurve f. konst. Geschw. 340 m/sec
II. 15. " " "	O	⊙	26. Febr. "	3. Mai 1923	
III. 22. " " "	W-S	⊗	15. Jan. "	4. Dez. 1924	
				9. Okt. 1925	

gewonnen wurden, zu einem Mittelwert zusammengefaßt. Die Änderung der Laufzeit innerhalb weniger Stunden wird unten näher untersucht. Die Beobachtungspunkte zeigen nun eine große Streuung. Die Ursache dieser Streuung soll zunächst untersucht werden.

1. Sprengungen in Frankreich: Fig. 2 gibt Laufzeiten für verschiedene Sprengungen: Kurve 1, 2 und 3 beziehen sich auf die Sprengungen in La Cour-tine; 1 und 2 am 15. Mai 1924; Kurve 3 am 22. Mai. Am 15. Mai waren zwei Zonen anormaler Schallwahrnehmungen vorhanden, getrennt durch eine Zone des Schweigens. Die eine lag im Westen, die andere im Osten vom Sprengherd. Kurve 1 verbindet die Laufzeiten für die Stationen westlich, Kurve 2 für die Stationen östlich vom Sprengherd. Am 22. Mai war nur eine Zone anormaler Schallwahrnehmung vorhanden, sie lag im Westen und Süden vom Sprengherd, Kurve 3 gilt für diese Zone.

Die einzelnen Punkte der Kurven 1 und 3 liegen sehr nahe auf einer gemeinsamen Geraden, ganz besonders gilt dies für die Punkte der Kurve 1. Kurve 1 und 2 sind stark gegeneinander verschoben, ebenso 3 und 2. Die Verschiebung beträgt 30 bis 60 sec. Die Stationen der Kurven 1 und 3 lagen vom Sprengherd aus in nicht sehr verschiedenen Azimuten. 242° bis 326° und 172° bis 277° (von N über E gezählt); die Stationen der Kurve 3 dagegen im Azimut 50° bis 105° . Für verschiedene Azimute ergeben sich also verschiedene Laufzeiten. Die Wetterlage macht sich hier bemerkbar.

2. Sprengungen in Deutschland. Kurve 4 (Fig. 2) gilt für die Sprengung im Munsterlager, 14. Januar 1925. Es liegen drei Beobachtungen vor, zwei im Azimut S, Göttingen und Eschwege; eine im ESE, Potsdam. Die drei Punkte liegen wieder nahezu auf einer Geraden. Die Herddistanzen dieser Punkte sind ähnliche wie die der Kurve 3. Letztere liegt etwa 60 sec höher als Kurve 4. Dies muß dem Einfluß der verschiedenen Wetterlage zwischen dem Herd und den Stationen zugeschrieben werden. Es handelt sich hier nicht um eine Fehlerstreuung, da die einzelnen Stationen ähnlichen Azimuts untereinander nahezu auf einer Geraden liegen.

Für die Sprengungen am 14. und 15. Januar 1925 (Munsterlager) liegt auf einer Distanz von 197 km (Eschwege) und 157 km (Göttingen) eine längere Reihe sehr zuverlässiger Aufzeichnungen vor. Herr cand. math. Gerecke und Herr Dr. Trappe registrierten in Eschwege 11 Sprengungen. Herr Gerecke, der mit mir zusammen schon die Jüterboger Sprengungen am 24. Juli 1924 in Göttingen und am 4./5. Dezember in Clausthal beobachtet hatte, benutzte in Eschwege denselben Zinkmembranapparat, den ich bereits Jahrg. 1, Heft 1, S. 20 dieser Zeitschrift beschrieben habe. Die photographische Aufzeichnung geschah mit einem Lichtschreiber, der schon früher von Geh.-Rat Wiechert für seismische Zwecke konstruiert war. Herr Dr. Trappe hatte den Zeitdienst übernommen und zu diesem Zweck eine drahtlose Feldstation errichtet. Diese Aufzeichnungen ergaben am 14. Januar bei jeder Sprengung zwei, zuweilen drei besonders deutliche Einsätze, die leicht identifiziert werden konnten. Sie folgten in Abständen von wenigen Sekunden aufeinander. Es ergab sich für den 14. Januar das überraschende Ergebnis, daß die Laufzeiten dieser Einsätze, abgesehen von einem

geringen systematischen Gang, der später zu erörtern ist, sehr genau, etwa innerhalb einer halben Sekunde, konstant waren (Tabelle 3). Die Laufzeit ist also für eine bestimmte Wetterlage und Entfernung und für ein bestimmtes Azimut eine sehr scharf definierte Größe. Bei derselben Sprengung und bei gleichen Entfernungen müssen also Verschiedenheiten der Laufzeiten an Stationen von verschiedenem Azimut durch die verschiedene Auswirkung der Wetterlage bedingt sein. Unterschiede in der Laufzeit für gleiche Entfernungen bei Sprengungen an verschiedenen Tagen müssen gleichfalls der Wetterlage zugeschrieben werden. Das ist ein wichtiges Ergebnis, das die Verwertbarkeit dieser Methode in der praktischen Meteorologie wahrscheinlich macht.

Tabelle 3. Veränderung der Laufzeiten im Verlauf weniger Stunden.

Sprengort	Datum	Zeit der Sprengung	Beobachtet in	Herddistanz Δ in km	Azimut	Laufzeit in sec	
						t_1	t_3
Munsterlager	14. I. 1925	12 ^h 5 ^m	Eschwege	197	182 ⁰	661.2	667.0
		1 5	"			661.8	667.8
		10	"			662.9	667.3
		2 5	"			662.3	667.9
		10	"			662.0	667.3
		3 5	"			661.8	668.2
	15. I. 1925	10	"	661.9	668.1		
		11 5	"	—	677.3		
		10	"	—	678.0		
		12 5	"	—	678.2		
	14. I. 1925	12	Potsdam	214	109	705	—
		1	"			704	—
		2	"			703	—
		3	"			701	—
		15. I. 1925	12			"	728?
24. VII. 1924			2			Göttingen	215
Jüterbog	4. XII. 1925	4	"	160	157	732.5	—
		6	"			729	—
		3	Aussig			563	—
	5. XII. 1925	1	"	560	—		
		2	"	559	—		
		3	"	557	—		
	9. X. 1925		"	573	—		

3. Die Laufzeit an verschiedenen Tagen für denselben Sprengherd und dieselbe Station. Am selben Tage stimmen die Laufzeiten verschiedener Sprengungen, abgesehen von dem schon erwähnten systematischen Gang, für dieselbe Station sehr gut untereinander überein. An zwei aufeinanderfolgenden Tagen zeigen sich schon erhebliche Änderungen. Die Laufzeit schwankte am 14. Januar 1925 (Munsterlager) in Eschwege (197 km, 182⁰) für den besonders deutlichen dritten Einsatz von 667.0 bis 668.2, am 15. Januar von 677.3 bis 678.3. Die Laufzeit war am 15. Januar also 10 sec höher. Die Sicherheit der Messungen beträgt $\frac{1}{3}$ sec. Für die gleiche Sprengung lag in Potsdam (214 km, 109⁰) am 14. Januar die Laufzeit zwischen 705 und 701 sec; am

15. Januar liegt nur eine leider nicht ganz sichere Messung vor: 728 sec. Die Laufzeit war hier am 15. Januar also 25 sec höher. Auch in Göttingen war die Laufzeit am 15. Januar ein paar Sekunden größer als am 14. Januar.

An drei verschiedenen Tagen wurden Sprengungen von Jüterbog in Aussig (160 km, 157°) beobachtet. Die Laufzeit betrug am 4. Dezember 1924 563 sec, am 5. Dezember 560 bis 557 sec, am 9. Oktober 1925 573 sec. Hier sind die Unterschiede der Laufzeit für die aufeinanderfolgenden Tage etwa 5 sec und gegenüber der Sprengung vom 9. Oktober 1925 10 und 15 sec.

4. Änderung der Laufzeit im Laufe des Tages für denselben Sprengherd und dieselbe Station (Tabelle 3). Die Laufzeiten in Göttingen bei der Sprengung in Jüterbog am 24. Juli 1924 zeigen eine Änderung mit fortschreitender Tageszeit. Um 2^h 734¹/₂ sec, um 4^h 732¹/₂ sec, um 6^h 729 sec. Die Laufzeiten in Eschwege (197 km, 182°), bei der Sprengung im Munsterlager am 14. Januar 1925 änderten sich von 667.0 um 12^h auf 668.2 sec um 3^h (für den dritten Einsatz). Die gleichzeitigen Laufzeiten für dieselben Sprengungen änderten sich in Potsdam im umgekehrten Sinne. Von 705 sec um 12^h auf 701 sec um 3^h (erster Einsatz). Die Laufzeiten in Eschwege am 15. Januar änderten sich von 677.3 bis 678.3 (dritter Einsatz).

Die Laufzeiten in Aussig bei der Sprengung von Jüterbog am 5. Dezember 1924 änderten sich von 560 sec um 1^h auf 557 sec um 3^h. Tabelle 3 zeigt in allen Fällen, wenn mehrere Sprengungen am selben Tage erfolgten, einen systematischen Gang der Laufzeit. Eine Änderung der Laufzeit wird also schon in wenigen Stunden merklich durch die fortschreitende Änderung der Wetterlage. Für Stationen mit verschiedenen Azimuten wirkt sich dies in verschiedenem Maße und Sinne aus (Eschwege-Potsdam am 14. Januar 1925).

Die mittlere Laufzeitkurve. Die Streuung der Punkte der Laufzeitkurve beruht nicht auf Unsicherheit der Beobachtung, sondern auf meteorologische Beeinflussung des Laufstrahls. Zum eingehenden Studium des vorliegenden Materials eröffnen sich nun zwei Wege: Erstens kann man versuchen, die Besonderheiten der einzelnen Laufzeitkurve auf Grund der gerade herrschenden Wetterlage zu ermitteln; zweitens kann man eine mittlere Laufzeitkurve aufstellen. Wird der Schallstrahl aus der Höhe durch die Abnahme des mittleren Molekulargewichts der Luft jenseits der Zone des Schweigens zum Boden herabgeführt, so muß es eine „ideale“ Laufzeitkurve geben, die für eine windstille Atmosphäre mit normalem Temperaturgradienten gilt. Für jeden Augenblick geben dann die Abweichungen der tatsächlichen Laufzeiten in verschiedenen Azimuten gegen diese „idealen“ Laufzeiten ein Maß für die Wetterlage. Durch geeignete Kombination der tatsächlichen Laufzeiten in verschiedenen Azimuten ließe sich diese „ideale“ Kurve approximieren.

Wenn das vorliegende Material auch zur Ausführung dieser Aufgaben noch nicht ausreichend ist, so ergeben sich doch schon jetzt einige wichtige Eigenschaften der Laufzeitkurve. So zeigt sich, daß für größere Herddistanz, etwa zwischen 240 und 310 km, die Streuung, d. h. also die Abhängigkeit vom Azimut geringer ist als in der kleineren Herddistanz von 160 bis 240 km. Die mittlere (nicht die ideale) Laufzeitkurve zwischen 210 und 310 km läßt sich schon jetzt

mit einiger Genauigkeit angeben. Sie besitzt eine mittlere Neigung, die einem Fortschreiten der anormalen Schallausbreitung über der Erdoberfläche von 350 bis 370 m/sec entspricht (scheinbare Oberflächengeschwindigkeit). Der Schall trifft bei 210 km etwa 140 sec, bei 310 km etwa 110 sec später ein, als wenn er längs des Bodens mit der Geschwindigkeit von 340 m/sec fortgeschritten wäre. Die beiden Grenzstrahlen können unterhalb 160 und über 300 km liegen. Für die Bestimmung dieser Grenzen sind die negativ verlaufenen Beobachtungen wichtig. Über diese wird später berichtet.

Zur Erklärung dieser großen Verspätungen muß angenommen werden, daß der Laufstrahl zunächst Schichten abnehmender Geschwindigkeit durchläuft und dann höhere Schichten mit größerer Geschwindigkeit. In diesem sind die zur Umbiegung des Strahles notwendigen erheblichen Temperatur- oder Windgradienten nach den bisherigen Anschauungen der Meteorologie kaum mehr zu erwarten. Es scheint also notwendig, entweder Beugung der Schallstrahlen anzunehmen, dagegen spricht die eingangs erwähnte relativ hohe Intensität, oder eine Helium- oder Wasserstoffatmosphäre. Macht man Annahmen über den Wasserstoffgehalt am Boden, so läßt sich auch hier wieder die Scheitelhöhe und Laufzeit angeben. Legt man die heute geltenden Daten über den Wasserstoffgehalt der Atmosphäre zugrunde (am Boden kleiner 0.0002 Proz.), so führt die Rechnung auf noch größere Höhen als nach den v. d. Borneschen Angaben, und diese führen schon auf zu große Laufzeiten. Auf Grund der Annahmen von v. d. Borne erhält man für $\Delta = 290$ km und $h = 56$ km als Laufzeit etwa 1030 bis 1040 sec statt der beobachteten 980 sec; für $\Delta = 210$ km und $h = 58$ km etwa 780 bis 790 sec statt 750 sec.

Legt man eine windstille Atmosphäre zugrunde, gibt die vorliegende Laufzeitkurve indes schon einen gewissen Anhalt über die tatsächlichen Verhältnisse. In dem best gesicherten Teil der Kurve etwa $\Delta = 245$ km, $T = 850$ sec ist die Neigung einigermaßen sicher. Dort ergibt sich für die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit

$$\mathfrak{B} = \frac{d\Delta}{dT} = 350 \text{ m/sec; es ist aber } \mathfrak{B} = \frac{c_0}{\sin i_0}.$$

Die Scheitelgeschwindigkeit c_s dieses Strahles ist dann

$$c_s = \frac{\sin i_s}{\sin i_0} c_0 = \frac{c_0}{\sin i_0} = \mathfrak{B}.$$

c_0 ist für die Temperatur, bei der die Beobachtung gewonnen ist, bekannt; es ergibt sich daher i_0 .

Teilen wir die Atmosphäre in die Troposphäre bis 10 km Höhe mit konstantem Temperaturgradienten und in die isotherme Stratosphäre ($t = -53^\circ \text{C}$), so ist auch c_{10} , die Schallgeschwindigkeit an der unteren Grenze der Stratosphäre, bekannt. Die Änderung des mittleren Molekulargewichts der Luft bis zu dieser Höhe ist wohl sicher gering.

$$\text{Es ist dann } \sin i_{10} = \sin i_0 \frac{c_{10}}{c_0}.$$

† In erster Annäherung läßt sich der Laufstrahl als Kreisbogen ansehen, sowohl der Teil des Laufstrahls in den unteren 10 km als auch darüber hinaus. Außer den Einfallswinkeln ist die Höhe h_t der Troposphäre bekannt. Die horizontale Projektion der Schallbahn in der Troposphäre läßt sich berechnen. Aus der bekannten Entfernung Herd-Station folgt dann auch die horizontale Projektion der Schallbahn in der Stratosphäre. Weiter folgen Krümmungsradius und Scheitelhöhe. Für die gesamte Scheitelhöhe h gilt dann

$$h = h_t + \left(\Delta - h_t \operatorname{tg} \frac{i_0 + i_{10}}{2} \right) \left(\frac{1}{\cos i_{10}} - \operatorname{tg} i_{10} \right).$$

Für $\Delta = 245$ km ergibt sich die Scheitelhöhe $h = 37$ km. Die Laufzeit läßt sich durch stufenweise Integration der Gleichung

$$T = \int \frac{ds}{c}$$

errechnen, wenn man c als Funktion der Höhe kennt. Uns liegen nur für drei Höhen Werte vor: $c_0 = 340$; $c_{10} = 300$; $c_{37} = 350$ m/sec. Eine Geschwindigkeitsverteilung mit der Höhe läßt sich im Anschluß an diese drei Punkte natürlich nicht ohne Willkür, aber doch immerhin mit einer ersten Annäherung geben. Diese führt zu einer Laufzeit für $\Delta = 245$ km von $t = 832$ sec, beobachtet wurden 850 sec. Gewiß ist dies eine rohe Annäherung. Eingehendere Untersuchungen müssen sich anschließen. Besondere Angriffspunkte für die Rechnung sind noch in den Grenzstrahlen und in den Überschneidungen gegeben. Die beiden Einsätze, die mehrfach beobachtet wurden, deuten auf zwei Strahlen, die auf verschiedenem Wege zur Beobachtungsstation gelangten. Schon die Theorie der Erdbebenwellen von Wiechert und die Rechnung von v. d. Borne sieht solche Überschneidungen vor.

Der nächste Schritt zur Lösung des Problems der Schallausbreitung in der oberen Atmosphäre ist wohl die Beschaffung einer weiter verbesserten Laufzeitkurve. Um diese zu erlangen, wird es notwendig sein, in systematischer Weise gleichzeitig in verschiedenen Azimuten und Entfernungen zu beobachten und die Wetterlage durch ausreichende Aufstiege zu erforschen.

Literatur.

- 1) Mehrere Arbeiten Compt. rend. **178** u. **179** (1924), Ch. Maurain, ebenda **179**, 1334 (1924).
- 2) E. Wiechert, Zeitschr. f. Geophys. **1**, 14; G. Angenheister, ebenda **1**, 20; F. Ritter, Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. **12**, 1 (1925).
- 3) R. Emden, Meteorol. Zeitschr. 1918, S. 13.
- 4) E. v. Everdingen: Kon. Ak. v. Wet. Amsterdam **18** II, 933 (1916).

Referate.

Innes, R. T. A.: Variability of the Earth's Rotation. Astr. Nachr. Nr. 5382.

Die Veränderlichkeit der Erdrotation wird durch die Zusammenstellung astronomischer Beobachtungsergebnisse verschiedener Art in einem, auf den ersten Blick bestechenden Diagramm glaubhaft gemacht. Das Material ist zu einem großen Teile den Untersuchungen Newcombs über das gleiche Thema entnommen, die in den Astr. Papers of the American Ephemeris and Nautical Almanac, Bd. 1 (1882) und Bd. 9 (1912 Washington) enthalten sind. Betrachten wir die Daten genauer, so ist folgendes zu sagen:

1. Die Merkurdurchgänge Auf Grund ausführlicher Untersuchungen kommt Newcomb zu folgendem Resultat: die durch die Merkurvorübergänge angedeuteten Änderungen in der Erdrotation sind dem Betrage nach von der gleichen Grössenordnung mit den Fehlern der Beobachtung dieser Erscheinung. Man kann aus allen beobachteten Merkurdurchgängen den Schluß ziehen, daß die Erdrotation nahezu unveränderlich ist (l. c. 9, 247).
2. Die Fluktuationen der Mondbewegung haben für diese Frage vollständig auszuscheiden, da die Mondtheorie mit empirischen Gliedern arbeitet, also die Bewegung des Mondes noch nicht restlos erfaßt ist (vgl. Enzykl. d. math. Wissensch. 6 (2), 726). Innes sagt ja auch selbst: The inclusion of empirical terms confuses.
3. Die Bewegung der Jupitermonde bedarf noch eingehender Untersuchungen. A. Wilkens hat in den Astr. Nachr. 201, S. 85 einen ausführlichen Vergleich seiner Theorie mit der Souillarts durchgeführt und findet hierbei zum Teil große Unterschiede in gewissen langperiodischen Gliedern. Es finden sich l. c. Perioden von rund 7, 23, 187 und 502 Jahren angegeben, so daß der Vergleich der Beobachtung mit einer vollständigen Theorie über einen langen Zeitraum sich erforderlich erweist, was nach obigem heute noch nicht möglich ist. 13 Jahre wie sie Innes verwendet, können daher gar nichts besagen.
4. Die Unterschiede zwischen den beobachteten und berechneten Örtern der Sonne, die Innes nach den Greenwicher Beobachtungen in Jahresmitteln zusammenstellt, bedürfen einer ausführlichen Diskussion. Erst seit dem Jahre 1915 wird in Greenwich mit dem unpersönlichen Mikrometer am Meridiankreis beobachtet. Es sind daher bei einer so schwierigen Beobachtung, wie den Sonnendurchgängen, alle früheren Resultate als durchaus ungenügend zum Nachweis einer Größe zu betrachten, die unter einer Bogensekunde liegt. Die Zahlen R—B von 1915 bis 1921 sind aber alle von derselben Grössenordnung — rund — 1,5'', denn der m. F. eines Jahresmittels ergibt sich zu $\pm 0,1''$ aus den Monatswerten. Geht man aber auf die aus den einzelnen Tagen abgeleiteten Werte R—B zurück, so gestaltet sich die Aussicht, aus den Werten für den besagten Zweck etwas ableiten zu dürfen, noch ungünstiger. Um dies zu zeigen, seien hier auszugsweise einige Werte von gleichem Gewicht aus den Greenwich Observations mitgeteilt:

Jahr	Monat Tag	R—B	
1910	Jan. 4.	+ 0,10	Zeitsekunden
	„ 28.	— 0,10	„
	„ Mai 15.	+ 0,13	„
	„ 23.	— 0,11	„
1915	Aug. 1.	— 0,15	„
	„ 28.	+ 0,10	„
1920	Jan. 8.	— 0,22	„
	„ 30.	+ 0,07	„

Aus diesen Beispielen erkennt man, daß die Unterschiede zwischen den extremen Tageswerten in einem Monat auf die Ekliptik in Bogenmaß umgerechnet oft 2'', manchmal sogar 3'' übersteigen. Wenn man solche differierende Werte zur Ableitung

eines Mittelwertes mit gleichem Gewicht herangezogen findet, so wird man die Zahlen kaum für geeignet halten dürfen, aus ihnen irgendwelche feinen Beziehungen abzuleiten. Man wird also die Sonnenbeobachtungen nicht undiskutiert hinnehmen dürfen. Zu einer ausführlichen Diskussion gehört auch die Berücksichtigung des Umstandes, daß die Greenwicher Beobachtungen in den verschiedenen Jahren, die Innes heranzieht, auf verschiedener Grundlage reduziert wurden. Die Verwendung verschiedener Fundamentalkataloge, von der man in den Greenwichbänden erfährt, muß die einfache Übernahme der Ergebnisse ohne ausführliche Untersuchung über die systematischen Unterschiede der Grundlagen recht bedenklich erscheinen lassen.

Auf Grund des Vorangehenden wird man sich auch in Hinsicht auf die großen Fehler der Sonnenbeobachtungen mit einer linearen Ausgleichung begnügen. Der Versuch, die Unterschiede der Werte R—B zur Ableitung eines quadratischen Gliedes zu verwenden, ist besonders in Anbetracht des doch recht kurzen Zeitraumes von 20 Jahren, wovon nur 5 in die unpersönliche Beobachtungsmethode fallen, abzulehnen.

Unser Zeitmaß wird von der Sternzeit hergeleitet und beruht auf den Meridiandurchgängen der Fundamentalsterne. Es hat also den Fehler des Fundamentalsystems, der uns hier insoweit interessiert, als er von einer höheren als der ersten Potenz der Zeit abhängig ist. Dieser Fehler ist uns unbekannt. Das aus der Rotation der Erde abgeleitete Zeitmaß kann nur auf dem Wege einer Längenmessung auf seine Gleichmäßigkeit geprüft werden. Hierzu dient uns der Keplersche Flächensatz. Wir bedürfen zur Definition der Gleichzeitigkeit der Annahme, daß das Licht sich unabhängig von der Bewegung Quelle—Empfänger überall hin im Raume gleichmäßig ausbreitet. Es bleibt dann noch zu berücksichtigen, daß alle Bewegungen der Planeten gestört sind, es bedarf also die Nachprüfung durch den Flächensatz der strengsten theoretischen Untersuchungen. Irgend eine unbekannte Störung in der Erdbewegung, z. B. eine Flutreibung oder sonstige Ursache, müßte sich in den streng von allen Störungen befreiten Bewegungen aller umlaufenden Körper erkennen lassen. Man kann nunmehr zusammenfassend sagen, die Merkurdurchgänge sind mit zu großen Beobachtungsfehlern behaftet, die Mondbewegung ist noch nicht vollständig dargestellt, die Theorie der Jupitermonde verlangt auch einen größeren Beobachtungszeitraum als den zur Verfügung stehenden und die Unterschiede zwischen beobachtetem und berechnetem Sonnenort sind ebenfalls nicht geeignet, die Annahme zu stützen, daß die Rotationszeit der Erde sich geändert hätte. Innes gibt dagegen an, daß die Erde in den letzten 40 Jahren rund 80 Sekunden gewonnen hätte. Es bleibt somit trotz der Untersuchung von Innes die Ausführung von J. Hartmann in Kultur der Gegenwart, Astronomie, S. 109, zu Recht bestehen: „Wäre unser mittlerer Tag nicht von konstanter Dauer, so müßten die Beobachtungen aller Planeten und Satelliten im gleichen Sinne von der Berechnung abweichen. Nicht ein einziges Mal hat sich eine Spur einer solchen Erscheinung gezeigt, und so müssen wir sagen, daß bisher keinerlei Veränderung der Tageslänge hat nachgewiesen werden können“ J. Weber.

Stille, Hans: Grundfragen der vergleichenden Tektonik. Berlin, Gebr. Bornträger, 1924 399 S. und 44 Registerseiten, 14 Textfiguren.

Da die Erdrinde aus Bauelementen von verschiedenem geologischem Alter zusammengesetzt ist, muß eine vergleichende tektonische Betrachtung eine möglichst scharfe Erfassung der zeitlichen Beziehungen anstreben, um den Gang der Veränderungen des Erdbildes zu erfassen. Unter den deutschen Geologen hat Stille in zahlreichen, vom saxonischen Faltings- und Bruchgebiet Nordwestdeutschlands ausgegangenen Studien diesem Zweige der Tektonik besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Er gibt im vorliegenden Werke nicht nur eine Zusammenfassung der Ergebnisse seiner früheren Arbeiten, sondern erstreckt die Darstellung über möglichst große Teile der Erdoberfläche, um eine breite Basis für die Ableitung empirischer Regeln der Krustenbewegungen zu erhalten. Das folgende Referat soll einen kurzen Überblick über den Gedankengang des Buches geben.

Die Bewegungen der Erdkruste lassen sich nach dem Vorgang G. K. Gilberts in die beiden großen Gruppen: Orogenese und Epirogenese aufteilen, deren Unterscheidung Stille zum Ausgangspunkt seiner Überlegungen macht. Die orogenetischen Vorgänge bringen Veränderungen (Falten und Brüche) im tektonischen Gefüge der Erdrinde hervor und sind episodischer Natur; die epirogenetischen Vorgänge sind hingegen weitgespannte säkulare, gewissermaßen kontinuierliche Bewegungen, die das tektonische Gefüge intakt lassen.

Epirogenetischer Art sind sowohl die Geantiklinalen, die große Regionen flach emporsteigen lassen, als auch die Geosynklinalen, die weite, meist vom Meere überflutete Einmündungen der Erdoberfläche schaffen. Von der durch Kober vorgeschlagenen Bezeichnung Thalattogenese für die letztgenannte Bewegungstendenz macht Stille keinen Gebrauch. Die Randsenken und Vortiefen vor Kettengebirgen, sowie die „Großfalten“ W. Pencks werden als kürzere Wellen (Spezialundationen) zur epirogenetischen Kategorie gerechnet. Wo Brüche in Verbindung mit epirogenetischen Undationen auftreten z. B. als Einfassung von Randsenken der Kettengebirge (vergl. den Donaubruch N. des Alpenvorlandes) oder als Grenzen an Kontinentalblöcken, gehören sie nach Stille im wesentlichen orogenetischen Episoden an. Es wird aber im Hinblick auf das Beispiel der heutigen seismischen Brüche zugestanden, daß die epirogenetische Bewegung nicht völlig bruchlos zu verlaufen braucht.

Alle **Orogenese** (Gebirgsbildung) ist an verhältnismäßig wenige und zeitlich engbegrenzte Phasen von mehr oder minder weltweiter Bedeutung gebunden. Sie tritt gleichzeitig in den verschiedensten Erdteilen auf („orogenetisches Zeitgesetz“). Selbstverständlich ruhen die epirogenetischen Erscheinungen auch in solchen Zeiten nicht — und werden dann als synorogenetisch zu bezeichnen sein.

Die Zeitbestimmung orogenetischer Ereignisse stützt sich in erster Linie auf Winkeldiskordanzen in der Schichtfolge, wird aber in vielen Fällen ergänzt und verfeinert durch Beobachtungen über grobklastische Horizonte in angrenzenden Sedimentationsräumen. Schwierig wird die Aufgabe, wenn die Zeitlücke zwischen den gestörten Gesteinen und der diskordanten Auflagerung sehr groß ist. Stille versucht in solchen Fällen durch Vergleichung mit zeitgenauen Gebirgsbildungsphasen des näheren oder weiteren Bereichs zu einer schärferen Bestimmung zu gelangen; doch läßt sich nicht leugnen, daß dabei Irrtümer nicht ausgeschlossen sind. Es können manchmal in solchen Fällen orogenetische Phasen versteckt sein, die sich bisher einem strikten Nachweis entzogen haben.

Der Entwicklungsgang sämtlicher großer Gebirge, speziell der Faltungsgebirge, ist das Ergebnis einer Reihe orogenetischer Einzelphasen in Verbindung mit epirogenetischen Bewegungen, die auch während der „atektonischen“ Intervalle sanfte Undationen (Großfaltung u. a.) bewirkten.

Sehr ausführlich und inhaltsreich ist der Abschnitt, der die einzelnen **Phasen der Gebirgsbildungen der Vorzeit** behandelt. Auf die Darstellung der vorkambriischen Orogenesen wird dabei wegen der Unsicherheit der stratigraphischen Grundlagen verzichtet, weshalb Stille die vergleichende Betrachtung mit der kaledonischen Gebirgsbildung beginnt, die für den nordwestlichen Teil Europas und das östliche Randgebiet Nordamerikas eine wichtige Rolle spielt. In dieser Faltungsperiode läßt sich eine ältere „takonische“ Phase während der Übergangszeit vom Unter- zum Obersilur, eine „ardennische“ Phase vor Ende und eine „erische“ Phase nach Ende des Obersilurs nachweisen. Kleinere, ausklingende Bewegungen folgten im Devon nach. Vergleichende Betrachtung verschiedener außereuropäischer Gebiete zeigt, daß die Hauptphasen der kaledonischen Gebirgsbildungsperiode weltweite Verbreitung hatten, wobei allerdings die relative Bedeutung regionenweise verschieden war.

Sehr reiches Material liegt für die Darstellung der variscischen (varistischen) Gebirgsbildung vor, als deren älteste Phase die „bretonische“, am Ende des Devons, bezeichnet wird, während die jüngste in den Ausgang der paläozoischen Zeit fällt. In Mitteleuropa liegen die Hauptfaltungen am Ende des Untercarbons (sudetische Phase) und Ende der Saarbrückener Stufe (asturische Phase), während die „saalische“ Dis-

kordanz zwischen Unter- und Ober-Rotliegendem und die „pfälzische“, zwischen letzterem und dem Buntsandstein, bereits das Ausklingen zeigen. Übrigens dürfte sich die Phasenzahl vermehren lassen, da z. B. in Sachsen bedeutende orogenetische Vorgänge in einer zwischen der sudetischen und asturischen Phase gelegenen Zeit eingetreten sind. (Anmerkung des Referenten.)

Auch in dem varistischen Gebirgsbildungskomplex ist die relative Bedeutung der einzelnen Faltungsstadien schon in Europa nicht überall gleich; so hat beispielsweise der Ural, ähnlich wie die Appalachen, seine Hauptfaltung in der „saalischen“ Phase erfahren, also in einer Zeit, da im varistischen Stammgebiet die Bewegungen bereits ausklangen.

Die jüngeren Gebirgsbildungen werden von Stille als alpidisch zusammengefaßt und umspannen den Zeitraum vom Ende der Trias bis in die Quartärzeit. Die Trias selbst gilt als anorogenetische Periode, was allerdings im Hinblick auf die in manchen Teilen des Mediterrangebiets beobachtete obertriadische Diskordanz der Überprüfung bedarf. In dem alpidischen Bewegungskomplex werden 13 Phasen unterschieden, von denen 9 nach Ende der mesozoischen Zeit gezählt werden. Diese Häufung im Tertiär fällt im Vergleich mit den älteren, zum Teil zeitlich größeren Formationen auf und legt die Deutung nahe, daß die vollständigere Erhaltung tertiärer Randsedimente und die Möglichkeit, morphologische Veränderungen zur Beurteilung der Bewegungen heranzuziehen, eine Verfeinerung in der Registrierung der einzelnen Bewegungsstadien zur Folge hat und daher die jüngeren Orogenesen als phasenreicher erscheinen läßt.

Auch in den alpidischen Gebirgssystemen ist die relative Bedeutung der einzelnen orogenetischen Phasen zonen- und regionenweise wechselnd. So fällt beispielsweise die „Stammfaltung“ der pazifischen Ketten Nordamerikas in den oberen Jura (nevadische Faltung), in den Ost-Alpen, Dinariden, Pyrenäen u. a. spielt die vorcenomane (austriische) Orogenese eine ähnlich maßgebende Rolle, in den Rocky Mountains die laramische Bewegung am Ende der Kreide, u. s. w.

Ein besonderes Kapitel befaßt sich mit den **Erscheinungsformen der Orogenese**. Stille faßt Decken- und Faltengebirge als alpinotyp, Bruchfalten- und Schollengebirge als germanotyp zusammen. In allen orogenen Zeiten haben sich alle diese Baustile nebeneinander ausbilden können, andererseits konnte jeder Teil der Erde in verschiedenen Zeiten je nach seiner jeweiligen Mobilität verschiedenen Baustil erhalten. Es werden nämlich die mobilen, faltbaren Teile der Erdrinde durch den Faltungsvorgang und die begleitenden Intrusionen konsolidiert und nehmen dann unter Wirkung orogenen Drucks nur mehr germanotypen Baustil an; umgekehrt werden konsolidierte Gebiete der Erdrinde durch Senkung und Sedimentüberdeckung in Geosynklinalen mobil, also faltbar. Im Bau Europas treten verschieden alte Konsolidationsgebiete hervor: Archeuropa (starr seit der vorkambrischen Faltung), Paläoeuropa (starr seit der kaledonischen Faltung), Mesoeuropa (seit der varistischen Faltung), Neoeuropa (seit der alpidischen Faltung).

Der orogene Druck ist das Hauptmotiv aller Orogenese. Man kann keine Grenze ziehen zwischen tangentialen Kräften, die Faltung hervorrufen, und radialen, die Schollenbau bewirken. (Satz von der Einheitlichkeit der orogenen Kräfte.) Zerrungen (z. B. in Grabengebieten) spielen nach Stilles Ansicht nur eine untergeordnete Rolle als mittelbare oder unmittelbare Nebenwirkung des orogenen Drucks.

Alle Orogenese erfolgt unter Hochbewegung. (Stille teilt nicht die Auffassung des Referenten, daß der orogenen Hochbewegung der Gebirge eine gleichzeitige Tiefbewegung im Nachbarbereich entspricht, so daß z. B. die Entstehung der Randsenken und Saumtiefen ein Korrelat zur Kettengebirgsbildung darstelle.)

Nach dem Hallischen Gesetz entwickeln sich die Kettengebirge aus Geosynklinalen, sobald diese durch Ansammlung von entsprechend mächtigen Sedimentmassen die „Reife“ erlangt haben, d. h. genügend mobil geworden sind. Die nun durch den orogenetischen Druck entstehenden Faltungszonen schmiegen sich dem pressenden konsolidierten Rahmen an, sie sind als Deszendenzen des letzteren zu bezeichnen. Die Faltenkränze laufen nicht geschlossen um die Erde, sondern weisen Lücken auf, wo ein starres Widerlager fehlte.

Die Zonen der Faltung verbreitern sich im Laufe eines mehrphasigen Gebirgsbildungszyklus durch Anbau neuer Stränge (intrazyklisches Wandern der Faltung); sie können sich außerdem in der Längsrichtung durch Fortbau vergrößern.

Die Einseitigkeit oder Zweiseitigkeit von Kettengebirgen hängt von der Breite der Geosynklinale und ihrem Verhältnis zum Rahmen ab (vergl. die Zweiseitigkeit des aus einer schmalen Geosynklinale entstandenen fächerartigen kaledonischen Gebirges mit der Einseitigkeit mancher anderer Faltenstränge).

Die **epirogenetischen Vorgänge** sind bestimmend für die regionalen Veränderungen in der Verteilung von Hoch- und Tiefgebieten. Die Transgressionen und Regressionen (beide Begriffe auf Verschiebungen der marinen Strandlinie beschränkt) sind in der Hauptsache Wirkung dieser weitgespannten Krustenbewegungen. Eustatische Schwankungen des Wasserspiegels, die Suess als maßgebend betrachtete, treten dagegen zurück. Die vergleichende Untersuchung zahlreicher Schichtserien ergibt, daß die Tendenz zu Transgressionen oder Regressionen weite Räume in gleicher Weise gleichzeitig auszeichnet, daß also eine Art „Canon der Strandverschiebungen“ zu beobachten ist. Im großen kommt dies durch den Wechsel geokrater und thalattokrater Perioden, d. h. Zeiten der Meereseinengung und solchen der Meereserweiterung zum Ausdruck. Als Beispiele für letztere mögen die kambrische, die oberjurassische und die cenomane Transgression, für erstere die starke Regression am Ende der Permformation und der Kreide erwähnt werden.

Haug hat versucht, ein Gesetz für diese Bewegungen der Strandlinie zu finden und glaubte feststellen zu können, daß den Überflutungen von Kontinentalplattformen Regressionen in den Geosynklinalgebieten entsprechen, daß also erstere durch Verdrängung von Wasser aus den sich hebenden (faltenden) Geosynklinalen verursacht sind (et vice versa). Die sorgfältige Überprüfung des Tatsachenmaterials stützt diesen Gedanken nicht; man beobachtet häufig, daß die Strandverschiebungen in Geosynklinalen und in Extrageosynklinal-Gebieten zu gleichen Zeiten gleichsinnig verlaufen. Hingegen läßt sich erkennen, daß große Regressionen meist mit bestimmten orogenen Phasen zusammenfallen, während die Transgressionen für anorgene Zeiten bezeichnend sind. Sie weisen auf eine Abschwächung des Erdreliefs und damit der ozeanischen Beckenvertiefungen hin, im Gegensatz zu dem stark betonten Relief geokrater Zeiten.

In gewissem Sinne sind die Orogenesen als Kulminationen der Epirogenese zu betrachten. In besonders mobilen Gebieten mag sich die letztere auch in anorogenen Zeiten zu tektonischen, also orogenetischen Erscheinungen steigern („Synepirogenese“). Die beiden Bewegungskategorien stehen sich mithin nicht fremd gegenüber. Nach Stille führen sich beide auf tangentialen Druck zurück, doch verkennt er nicht, daß unterirdische Massenverlagerungen (durch isostatischen Ausgleich bewirkte Massenströmungen) und thermische Vorgänge eine Rolle spielen, wenn er auch diese Fragen nur kurz behandelt. Das vom Ref. angenommene Hinabziehen der Randsenken infolge der isostatischen Anpassung der angrenzenden Faltengebirgsmasse erkennt Stille an, wenn auch nicht als Teil des orogenen Vorgangs, sondern als Nachwirkung desselben.

Es ist eine Fülle wichtiger Tatsachen, die auf dem von Stille eingeschlagenen Wege einer vergleichend stratigraphischen Betrachtungsweise für die Beantwortung von Fragen der Tektonik gewonnen werden. Es wird die weitere Anwendung dieser Methode zusammen mit der von den magmatischen Massenbewegungen und deren Äußerungen ausgehenden Betrachtungsweise eine immer befriedigendere Festlegung von Gesetzen der Krustenbewegungen gestatten und auch befriedigend auf die Behandlung der großen geophysikalischen Probleme einwirken.

F. Kossmat.

Literaturverzeichnis.

(Seit 1. Januar 1924; Einteilung siehe S. 1: Zur Einführung.)

- A. de Quervain. Über das Erdbeben am Walchensee vom 7. November 1924 und die Auslösung des Felssturzes auf die Bahnlinie am 8. und 11. November durch dasselbe. Anhang z. Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes 1923. Ann. d. Schweiz. met. Zentralanstalt 1923, Zürich (1924).
- H. P. Berlage: Untersuchung des de Quervain-Piccardschen Seismographen und einiger allgemeiner seismometrischer Probleme. Ebenda.
- S. W. Visser: Vulkanische Verschijnselen en Aardbevingen in 1924. Naturkundig Tydschrift voor Nederlandsch-Indie, Teil 85, 1. Lieferung. Batavia 1925.
- Ch. Maurin, L. Eblé und H. Lacoste: Sur les ondes sismiques des explosions de la Courtine. Journ. de Phys. et le Radium **6**, 14 (1925).
- Annual Report of the Meteorological and Seismological Observations made at the International Latitude Observatory of Mizusawa for the year 1923. Mizusawa, 1924.
- J. B. Macelwane: The Interior of the Earth. Bull. of the Seism. Soc. America. Vol. **14**, 2, 81 (1924).
- P. Byerly: Dispersion of Energy without Dispersion of Frequencies in Transverse Elastic Waves in the Earth. Bull. Seism. Soc. America **14**, 2. S. 90.
- A. Imamura: Preliminary Note on the Great Earthquake of Southeastern Japan on Sept. 1. 1923. Ebenda, p. 136.
- R. H. Finch. Seismic Sequences of the Explosive Eruption of Kilauea. Ebenda, S. 217.
- Js. R. Neumann: The Southern Appalachian Earthquake of Oct. 20, 1924. Ebenda, S. 223.
- L. E. Kemnitzer: The Salinas Earthquake of Dec. 27, 1924. Ebenda, S. 230.
- W. W. Porter: The New England Earthquake of Jan. 7, 1925. Ebenda, S. 233.
- E. Merten: Über die Fortpflanzung ebener Wellen in geschichteten elastischen Medien. Inaug.-Diss., Freiburg i. B., 1924.
- B. Gutenberg: Neue Auswertung der Aufzeichnung der Erdbebenwellen infolge der Explosion von Oppau. Phys. Zeitschr. 1925, S. 258.
- Derselbe: Die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen und die elastischen Konstanten in den obersten Erdschichten. Naturw. **13**, 17, 360 (1925).
- H. Deslandres: Enregistrement de l'onde explosive de la Courtine à l'observatoire de Meudon. Compt. rend. **178**, 1647 (1924).
- Derselbe: Enregistrement de l'onde de la Courtine à l'Observatoire de Meudon. Deuxièmes et troisièmes explosions.
- A. Dufour. Sur la perturbation acoustique, enregistrée à Paris, produite par l'explosion du 15. mai à La Courtine. Ebenda, S. 1741.
- A. Nodon. Observations sur la propagation des ondes explosives lors des expériences de La Courtine. Ebenda, S. 1993.
- O. Lodge: Study of Explosions. Nature **114**, 10 (1924).
- P. J. Ryle and H. Jeffreys. Study of Explosions. Ebenda, S. 123.
- Ch. Maurin: Sur la propagation des ondes aériennes lors des expériences de la Courtine. Compt. rend. **179**, 1334 (1924).
- P. Laffitte. Sur la propagation de l'onde explosive. Ebenda, S. 1394.
- M. Collignon. Sur l'audition des ondes de l'explosion à grand distance. Ebenda, S. 1615.
- P. Villard: Sur les expériences de la courtine. Compt. rend. **179**, Paris 1924, Nr. 14.
- F. J. W. Whipple: The propagation of sound in the atmosphere. Meteor. Mag. **59**, Nr. 699 (1924).
- W. J. Humphreys: The relation of sound velocity to height. Journ. Frankl. Inst. 1924, Nr. 6.
- M. L. Gazeaud. Sur les zones de silences. Compt. rend., Paris, juillet 1924.

- M. M. Rothé, Lacoste, Bois, Mlle Dammann et Mlle Rée: Comparaison entre l'explosion d'Oppau et celle du 23. mai à la Courtine Ebenda **179**, 507 (1924).
Dieselben: Études de la propagation de l'ébranlement des explosions de la Courtine. Ebenda, S. 339.
- E. Esclançon: Sur les zones de silence par réflexion sur des surfaces de discontinuité atmosphériques. Compt. rend. **180**, 1412 (1925).
- Barrée und Schnell: Sur la propagation des ondes sonores dans le sol. Ebenda, S. 1415.
- E. Esclançon: Sur les expériences relatives à la propagation du son jusqu' aux grandes distances. Ebenda **178**, 9 (1924).
- Th. Nautier: Sur la propagation des ondes explosives. Ebenda **179**, 4 (1924).
- Earthquake Investigation in the United States. Nature **116**, 377 (1925).
- E. Rothé: Erdbeben vom 22. Febr. 1924 in den Pyrenäen. Compt. rend. Paris, 27. Juli 1925.
- Echo Sounding: Hydrographic Review May 1925 (Halbjährliche Veröffentlichung des internationalen Hydrographischen Bureaus).
- B. Gutenberg: Der Aufbau der Erde. S. 168, Abb. 23. Berlin, Bornträger, 1925.
- Kgl. niederländ. Meteorol. Institut in De Bilt. Seismische Registrierungen 1922. Utrecht, Nr. 108, 1925.
- E. Gherzi: Études sur les ondes de Dilatation et les ondes de condensation Observatoire de Zi-Ka-Wei. Notes de Sismologie Nr. 6 (1925).
- H. Nakano: On Rayleigh waves. Contributions from the Central Meteorological Observatory of Japan. Vol. I, Nr. 1. Tokio (1925). Japan. Journ. of Astron. a. Geophys., Vol. II, Nr. 5 (1925).
- K. Shiratori: Notes on the Destructive Earthquake in Sagami Bay on the First of September 1923. Ebenda Nr. 4, S. 174—192.
- Fujiwhara Torsional Form of the Earth Surface and the great Earthquake of Sagami Bay. Journ. Met. Soc. Jap. **43**, 6—15 (1924).
- T. Hirano. Investigation of After-shocks of the Kwantó Earthquake. Ebenda, S. 77—84.
- Tyōsi, Meteorological Observatory. Note on the waves and Tides of the Great Earthquake. Ebenda, S. 88—91.
- S. Nakamura: On the Seismogram (1). Ebenda, Ser. II, **2**, 108—111 (1924).
- T. Hirano: Determination of Seismic Origin by Means of Omori's Formula. Ebenda, S. 112—116.
- Derselbe On the Velocity of propagation of the Preliminary Tremors of the Great Kwantó Earthquake and the Area of the Seismic Origin. Ebenda, S. 116—121

III. Elektrisches und magnetisches Feld der Erde.

1. Das innere permanente Magnetfeld der Erde, seine geographische Verteilung und säkulare Variation.
- E. Tabesse: Mesures magnétique en Normandie. Compt. rend. **180**, 382 (1925).
- A. Nippoldt: Ergebnisse der großen magnetischen Aufnahme der Erde durch die Carnegie-Institution. Petermanns Mitt. **70**, 84 (1924).
- G. Angenheister. Das Magnetfeld der Erde und der Sonne. Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, math.-phys. Klasse, 1924.
- Derselbe: Die physikalische Natur des erdmagnetischen Feldes. Phys. Zeitschr. 1925, S. 305.
- H. Haalk. Über eine Möglichkeit der Konstruktion hochempfindlicher Universalvariometer für erdmagnetische Messungen. Zeitschr. f. techn. Physik **6**, 262 (1925).
- Derselbe: Der Erdinduktor als Lokalvariometer und seine praktische Verwendungsmöglichkeit. Ebenda, S. 377.
- W. F. G. Swann: A generalisation of electrodynamics correlating the primary features of terrestrial magnetism, atmospheric electricity and gravitation under a scheme consistent with restricted relativity. Phys. Rev. **25**, 253 (1925) (Bericht: Phys. Ber. **14**, 977 (1925)).

Fortsetzung der Literatur im nächsten Heft.

Mitteilungen.

Vierte Tagung

der Deutschen geophysikalischen Gesellschaft in Göttingen

am 7., 8. und 9. Dezember 1925.

Montag,	den 7.	Dezember 1925,	vormittags.	Geschäftliches.
"	"	7.	"	nachmittags: Vorträge.
Dienstag,	"	8.	"	Vorträge.
Mittwoch,	"	9.	"	Besichtigungen.

Vorläufig angemeldete Vorträge.

1. Angenheister-Göttingen. Schallbeobachtungen, luftelektrische, magnetische Demonstrationen.
2. Gutenberg-Darmstadt. Untersuchungen zur Frage, bis zu welcher Tiefe die Erde kristallin ist.
3. Hecker-Jena: Geophysik in Rußland; Viergehänge-Drehwage.
4. Krumbach-Jena: Vergleich und Zusammenfassung der Laufzeitkurven.
5. Linke-Frankfurt: Atmosphärische Strahlungsprozesse.
6. Mainka-Göttingen: Kurzer Bericht über einige geophysikalisch-instrumentelle Neuheiten.
7. Meisser-Jena: Zur Weiterentwicklung der Drehwage. Absolute Inklinationmessungen im Gelände.
8. Schmidt-Potsdam: Über den magnetischen Mittelpunkt der Erde.
9. Sieberg-Jena: Auffälliges Wandern seismischer Stoßpunkte im südlichen Europa
10. Tams-Hamburg: Die Frage der Periodizität der Erdbeben (Bericht).
11. Wiechert-Göttingen. Über Luftschall.
12. Meinardus-Göttingen: Mittelwerte der Temperatur und des Luftdrucks in höheren südlichen Breiten.

Verschiedenes.

Fumarolentätigkeit eines Vulkans in Persien? Der Reichsanstalt für Erdbenenforschung in Jena ist seitens der deutschen Gesandtschaft in Teheran der nachstehende Bericht von Mitte August 1925 zugegangen, der den Leiter des teheraner Heeresarsenals, Herrn Oberingenieur Gerhard Hartmann, zum Verfasser hat.

„Gegenüber dem Orte Beidjan am Harrasfusse (Araxes?) raucht seit ungefähr fünf Monaten auf halber Höhe des Berges die Erde und versetzt dadurch die dortige Bevölkerung in begriffliche Angst. Um dieses seltene Ereignis näher zu ergründen stieg ein Teil der Expedition bis nahe an die rauchende Stelle. Schon beim Aufstieg konnte an vorhandenen alten Lavaströmen früherer Zeiten ersehen werden, daß der Berg schon früher vulkanische Tätigkeit gezeigt hatte, zumal neben Lava auch Schwefel gefunden war. Der Rauch ist also zweifelsohne auf vulkanische Tätigkeit im Innern des Berges zurückzuführen. Schon in weiterer Umgebung des Kraters war die Erde sehr warm und besteht aus Asche, in die man stark versinkt, so daß eine Annäherung an den Krater nur schwer möglich und gefährlich ist. Der Krater selbst hat einen Umfang von schätzungsweise 18 bis 20 m. Er besteht aus feiner Asche und ist mehrere Meter hoch. Der Kratertrand befindet sich in leichter Bewegung, erkenntlich am dauernden Herabrieseln der Asche. Der stark austretende Rauch ist von weißlich bis blaßblauer Farbe. Die Rauchentwicklung wechselt in ihrer Stärke. Auch seitlich des Kraters tritt aus einer größeren Erdspalte der gleiche Rauch aus. Zweifellos handelt es sich bei dieser Sachlage um einen alten Vulkan, der erneut in Tätigkeit tritt und zunächst nur Wasserdampf ausstößt. Angeblich wurde die gleiche Erscheinung schon vor sieben

Jahren an derselber Stelle auf mehrere Monate beobachtet. Zu einer Eruption ist es aber damals nicht gekommen, so daß wohl auch diesmal nichts derartiges zu befürchten ist. Schwefelhaltige Wasser, die in dieser Gegend vorkommen, beweisen übrigens, daß die Gebirge vulkanischen Ursprungs sind.“

Neuorganisation des Geophysikalischen Zentralobservatoriums, Leningrad. Zahl der Mitarbeiter 324; jährliches Budget 225 000 Rubel. Das Stationsnetz ist unter der Leitung des Geophys. Zentralobservatoriums und enthält:

40 aerolog. Stationen, 19 meteorol. Hauptstationen, 49 meteorol. Stationen mit Registrierinstrumenten, 475 meteorol. Stationen zweiter Ordnung, 240 meteorol. Stationen dritter Ordnung und für Regenmessungen, zusammen 823 meteorol. und aerol. Stationen. Die Veröffentlichungen des Instituts sind:

„Les Annales“; „Le Recueil Geophysique“; „Le Bulletin Météorologique Quotidien“; „Le Bulletin tu temps (Décadaire)“; „Revue „Météorologique“; „Le Bulletin du Magnétisme terrestre et de l'Électricité atmosphérique“.

Résultats de Sondages de la Haute Atmosphère, effectués à l'observatoire Aérologique de Sloutzk“.

Ein neues geophysikalisches Observatorium ist in Jakutsk $\varphi = 62^{\circ} 01'$; $\lambda = 129^{\circ} 48'$ gegründet worden. Es wird geleitet vom Zentralobservatorium in Leningrad. Es soll hauptsächlich meteorologischen und aerologischen Forschungen dienen nebenher aber auch optischen, aktinometrischen und magnetischen.

Es ist beabsichtigt in Godhavn (Grönland) ein magnetisches Observatorium zu errichten.

Die Dichten im Innern der Sterne. Eddington schloß aus theoretischen Überlegungen über Konstitution des Sterninnern, das dort Dichten möglich seien, tausendmal höher als die unserer Metalle auf der Erde; daß also im Sterninnern die Materie weit dichter zusammengepackt sein kann, als in unseren verhältnismäßig dünn mit Masse besetzten Atomen. Die äußeren Elektronenbahnen sind dort durch die Wärmebewegung zerstört.

Der Siriusbegleiter muß nach seinem Spektraltyp, demselben wie der des Hauptsternes, eine sehr hohe Flächenhelligkeit besitzen. Seine geringe Lichtstärke führt dann zu einer sehr kleinen Oberfläche. Er kann nur so groß wie der Uranus sein. Seine Masse — als Doppelstern berechenbar — ist $\frac{3}{4}$ der Sonnenmasse. Seine Dichte also 50 000. Auf einem solchen Sterne besitzt das Gravitationspotential m/r und damit die Rotverschiebung einen außerordentlich hohen Wert. Während man für die Sonne und den Sirius selbst nur hundertstel Angström erwarten kann, muß sie auf dem Siriusbegleiter 0.32 Å betragen. Die Radialbewegung beider Komponenten des Doppelsternsystems ist nach Berücksichtigung der Bahnbewegung die gleiche. Vergleicht man also die darauf korrigierten Spektren beider Komponenten, so fällt der Dopplereffekt fort und es ergibt sich die relativistische Rotverschiebung. W. S. Adams (Proc. Nat. acad. of Sc. U. S. A., July 1925) berichtet über diese Messung in Mt. Wilson, Californien, die am Siriusbegleiter eine relativistische Rotverschiebung von 0.31 Å nachgewiesen haben. Danach scheinen in der Tat solch hohe Dichten möglich zu sein. Unsere Anschauung über die Konstitution der Materie, über die im Innern der Weltkörper möglichen Dichten, hätten dadurch eine außerordentliche Erweiterung erfahren, die sich im Laboratorium kaum gewinnen ließ. Der Kosmos ist ein Laboratorium großer Dimensionen mit eigenen Gesetzen.

Ed. A.

Inhaltsverzeichnis: R. Vogel: Über die Struktur des meteorischen Nichteisens und ihre Bedeutung für die Bildung der Meteorite. Mit sieben Figuren. S. 273. — Adolf Schmidt: Zur Frage der elektrischen Vertikalströme. Mit einer Figur. S. 281. — Die Erdbebenwarten von Deutschland und Österreich im Jahre 1925. S. 285. — Alfred Wegener: Die äußere Hörbarkeitszone. Mit einer Figur. S. 297. — G. Angenheister: Die Laufzeit des Schalls für große Entfernungen. Mit zwei Figuren. S. 314. — Referate: Weber, S. 328. — Kossmat, S. 329. — Literaturverzeichnis. S. 33. — Mitteilungen. S. 335. — Verschiedenes. S. 335.

Alfred Merz †.

Fern von der Heimat, im deutschen Krankenhause in Buenos Aires, starb am 16. August 1925 Alfred Merz, ord. Prof. der Berliner Universität und Direktor des Instituts und Museums für Meereskunde. Erst 45-jährig, wurde Merz auf der Höhe seines Schaffens mitten aus der Arbeit herausgerissen, die das Hauptwerk seines Lebens zu werden versprach. Aber nicht dies allein macht seinen Tod so unendlich traurig, sein Geschick so tief tragisch, sondern ebenso der Umstand, daß mit ihm ein Mann von außerordentlicher Begabung und von seltenem Ideenreichtum dahingegangen ist, der das Beste seiner wissenschaftlichen Leistungen noch in sich trug. Vielleicht ist dies vielen Fachgenossen nicht so zum Bewußtsein gekommen wie denen, die das Glück hatten, ihm freundschaftlich nahezutreten und über seine Ansichten, Pläne und Ziele mit ihm sprechen zu können. Manchem erschien Merz nur als der Schüler von Penck. Und da seine Hauptarbeiten entweder gar nicht oder nur in vorläufigen kurzen Mitteilungen veröffentlicht sind, war es für den Fernerstehenden schwer zu erkennen, daß er sich in der Stille zu einem durchaus selbständigen Forscher von großem Ausmaß entwickelt hatte, der dem Meister ebenbürtig an die Seite trat. Neidlos erkannte der einstmalige Lehrer dies an. Und als Merz die Möglichkeit hatte einem Rufe nach Frankfurt zu folgen, da konnte ihn das Ministerium in Berlin halten, weil Penck von der Leitung des Instituts und Museums für Meereskunde zurücktrat. So konnte Merz an der Stelle bleiben, die seiner Begabung am besten entsprach. Für beide Männer ehrenvoll und ihr Vertrauens- und Freundschaftsverhältnis kennzeichnend ist es, daß eine solche Lösung gefunden wurde.

Kurz bevor Merz den Plan einer großen pazifischen Forschungsreise entwarf, äußerte er einmal, daß seine bisherige Tätigkeit im wesentlichen in der Sammlung von Beobachtungsmaterial bestanden habe, und daß er nunmehr viele Jahre hindurch seine ganze Kraft der Verarbeitung dieses Materials und der Entwicklung seiner Ideen widmen müsse. Nicht ohne Sorge, daß die Vollendung der früher begonnenen Arbeiten darunter leiden würde, trat er an die neue große Aufgabe der wissenschaftlichen Leitung der Forschungsfahrt des „Meteor“ heran. Um wenigstens noch etwas von den älteren Forschungen zum Abschluß zu bringen, hat er neben den Vorbereitungen zur Meteorfahrt im letzten Jahre mit eisernem Willen Körper und Geist zu Arbeitsleistungen gezwungen, denen seine Kräfte

nicht gewachsen waren. Diese Überanstrengung hat wahrscheinlich den Ausbruch der todlichen Krankheit, deren Keime schon in ihm lagen, ausgelöst oder wenigstens beschleunigt.

Merz besaß einen Teil der Gabe, die das Genie kennzeichnet. Er sah Probleme und neue Aufgaben auf Forschungsgebieten, die anderen bereits geklärt erschienen. Auf Einzelheiten seiner Schriften einzugehen, deren Verzeichnis rund 50 Nummern umfaßt, ist hier nicht der Platz. Nur an den hervorragendsten Beispielen soll die Arbeitsweise von Merz gezeigt werden, die meist auf einer Weiterentwicklung der Forschungsmethoden beruht. Mit dem ihm eigenen Blick für das Wesentliche erkannte er die Stellen, wo der Fortschritt der Wissenschaft methodische Erweiterungen oder Änderungen erheischte. Gleich seine erste Arbeit nach der Dissertation legt davon Zeugnis ab. Als Geograph der Terminfahrten zur Erforschung der Adria erkannte er, daß zur Erzielung neuer Erkenntnisse schnell aufeinanderfolgende ozeanographische Messungen und die Ausdehnung derartiger Reihen auf einen Zeitraum von 24 Stunden auf jeder einzelnen Station notwendig seien. In ähnlicher Weise fuhrte er später fortlaufende und zeitlich dicht aufeinanderfolgende Untersuchungen des Sakrower Sees durch. Dies gab ihm gleichzeitig die Möglichkeit, seinen Schülern ozeanographische Übungsaufgaben zu stellen, die später wissenschaftlich verwendet wurden, und denen dadurch das Tote und Unbefriedigende, das sonst Übungsbeobachtungen leicht anhaftet, genommen wurde.

Eine andere Arbeit, deren Erfolg auf der Vertiefung der Methode beruht, war die Neukonstruktion der Gezeitenkarte der europäischen Gewässer. Als für den Minen- und U-Bootskrieg eine neue Anleitung zur Vorausberechnung der Wasserstände bearbeitet wurde, bot sich Merz zur Hilfeleistung an. Auf meinen Vorschlag wurde ihm eine Nachprüfung der bisherigen Gezeitenkarten vom Reichsmarineamt übertragen. Er verwendete dabei nicht die bequem zugänglichen, in Tafeln und Karten angegebenen Werte, sondern ging auf die muhsam zu ermittelnden und schwer zu beschaffenden Originalbeobachtungen und alten Veröffentlichungen zurück. Bei der Konstruktion der Karten stellte er nicht wie üblich einfach die beobachteten Werte so gut es ging durch Linien gleicher Werte dar, sondern er suchte die Gesetze auf, denen die Gezeitenerscheinungen beim Aufeinandertreffen zweier oder mehrerer Gezeitenwellen folgen. Dadurch wurde es möglich, die Beobachtungen der Hochwasserzeiten und Tidenhube durch Beobachtungen der Gezeitenströme zu ergänzen, weil beides nur verschiedene Erscheinungsformen derselben Wellenbewegung sind. Indem er außerdem das Fortschreiten der Wellen entsprechend der Tiefe und dem Bodenrelief in den einzelnen Seegebieten berechnen ließ, konnte er alle die verwickelten Erscheinungen an den europäischen Küsten erklären und zuverlässige Karten auch für solche Gegenden entwerfen, für die es früher nicht möglich war, nämlich für das offene Meer und diejenigen Stellen, wo die Beobachtungen ungenügend waren oder sich zu widersprechen schienen.

Ein besonderer Erfolg dieser Neubearbeitung zeigte sich darin, daß die Beobachtungen des Kanonenbootes „Drache“ auf der Doggerbank, die früher stets als unzuverlässig und fehlerhaft verworfen worden waren, vorzüglich mit

der Merzschen Theorie übereinstimmten, wodurch einerseits die Richtigkeit dieser Theorie bestätigt, andererseits die Zuverlässigkeit der alten Beobachtungen erwiesen wurde. Eine weitere Bestätigung der Richtigkeit seiner Karten für das offene Meer konnte er selbst noch dadurch erbringen, daß er durch Lotungsreihen vom verankerten Schiffe aus nachwies, daß in der Deutschen Bucht der Nordsee an der von ihm bezeichneten Stelle sich tatsächlich ein Punkt ohne Gezeitenhub findet.

Während des Krieges untersuchte Merz die Strömungen des Bosphorus und der Dardanellen und führte zu dem Zwecke selbst viele Tausende von Strommessungen aus. Er entdeckte dabei den charakteristischen Unterschied zwischen Oberflächenströmungen und Tiefenstrom derartiger Wasserstraßen. Auch für die Kriegsführung und die Fischerei ergaben diese Untersuchungen wertvolle Gesichtspunkte, indem sie die Stellen anzeigten, wo die Minenanker und Netze vom Tiefenstrom abgerissen werden konnten und wo nicht.

Die meisten Arbeiten seiner Schuler sind nach Merzschen Ideen, Merzschen Arbeitsmethoden und vielfach auch unter starker eigener Mitarbeit von ihm entstanden; so die Verdunstungsmessungen von Dr. Wust und die Karten der Oberflächenströme der Ozeane von Dr. Meyer. Bei dieser letzteren Arbeit prüfte Merz das ungeheuer, teilweise neu reduzierte Beobachtungsmaterial und die daraus abgeleiteten Stromdarstellungen stets daran, ob sie mit den hydrodynamischen Gesetzen in Einklang ständen. Die so entstandenen Karten haben uns ein ganz neues Bild der ozeanischen Strömungsvorgänge gebracht und sind frei von den Unmöglichkeiten und Widersprüchen mancher früheren Stromkarten.

Eine wissenschaftliche Großtat ersten Ranges vollbrachte Merz mit der Umwälzung unserer Anschauungen über die Vertikalzirkulation der ozeanischen Wassermassen. Früher glaubte man, daß diese ähnlich der atmosphärischen Zirkulation durch den Äquator in einen nördlichen und südlichen Kreislauf geschieden werde. Durch sorgfältige Reduktion und Vergleichung der Temperatur- und Salzgehaltsmessungen in einem Längsprofil des Atlantischen Ozeans führte Merz den Nachweis, daß diese Vorstellung nur für die obersten Schichten in den Tropen gilt, daß dagegen in der Hauptsache nur ein Kreislauf vorhanden ist, der über den Äquator hinübergreift. Er bringt Wasser von der Antarktis weit nach Norden auf die nördliche Halbkugel und Wasser von dieser in hohe südliche Breiten. Galt dies zunächst nur für den Atlantik, so konnte Merz später auch noch einen Längsschnitt durch den westlichen Pazifik vorführen, der in der Tiefe ebenfalls einen einzigen sich über die Nord- und Südhalbkugel erstreckenden Kreislauf des Wassers zeigt.

Seine Fähigkeit, die Notwendigkeit methodischer Fortschritte zu erkennen, bewies Merz auch bei der Planlegung der von der Reichsmarine nach Kriegsende beabsichtigten ozeanographischen Forschungsfahrt. Er hatte erkannt, daß wesentlich Neues nicht zu finden sein würde, wenn diese Fahrt in der Weise früherer Reisen durchgeführt wurde, die seinerzeit zur Gewinnung der Grundlagen ozeanographischer Erkenntnisse geeignet war, die aber jetzt, nachdem diese Grundlagen bekannt sind, nicht mehr ausreicht. Jetzt müssen die Messungs-

reihen so angeordnet werden, daß sie vollständige und verhältnismäßig dicht liegende Langs- und Querprofile ergeben. Nur so ist die räumliche Verteilung der Strömungsvorgänge und physikalischen Eigenschaften des Wassers nach allen drei Koordinaten für das untersuchte Gebiet vollständig zu erkennen. Von diesem Gesichtspunkte ausgehend, hatte Merz zunächst einen bis in die Einzelheiten gehenden Plan für die von Kapitän zur See Nippe angeregte Erforschung des Stillen Ozeans ausgearbeitet. Die Verwirklichung dieses Planes scheiterte daran, daß dem in Aussicht genommenen Schiff nicht der für den Pazifik erforderliche große Fahrbereich gegeben werden konnte, und ferner an den wirtschaftlichen Schwierigkeiten der Inflationszeit.

Merz gab aber den Gedanken an eine Forschungsfahrt nicht auf. Er wählte dafür den weniger breiten Atlantischen Ozean, auf dem mit einem geringeren Fahrbereich auszukommen war. Außerdem wiesen ihn seine früheren Arbeiten sowieso mehr auf den Atlantik hin. An ihm hatte er seine Entdeckung der über beide Halbkugeln sich erstreckenden Vertikalzirkulation gemacht. Die Widersprüche, die er bei einer früheren Kabeldampferreise von Monrovia nach Pernambuco im Jahre 1912 zwischen seinen Tiefseebeobachtungen und der Theorie gefunden hatte, waren noch nicht restlos aufgeklärt. Mit bewundernswerter Geistesgegenwart wußte Merz eine sich gänzlich unerwartet bietende Gelegenheit auszunutzen, um den Präsidenten der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft für seinen Gedanken einer großen ozeanographischen Unternehmung zu gewinnen. Aus dem Stegreif entwickelte er in längerem Vortrag den Plan einer Forschungsreise in den Südatlantik und die Bedingungen, unter denen er sich verwirklichen lassen wurde.

Auch die Marineleitung ging bereitwillig auf den neuen Plan ein und stellte Schiff und Besatzung und deren Unterhaltungskosten zur Verfügung. Die Notgemeinschaft gab die Mittel für die wissenschaftlichen Aufgaben her.

In der kurzen Zeit von nur einem Jahre gelang es Merz, den Plan für eine Forschungsreise im einzelnen auszuarbeiten, den Mitarbeiterstab zu gewinnen und die Vorbereitungen für die Fahrt zu treffen. Ohne das Ganze aus dem Auge zu verlieren, durchdachte er dabei in so weitgehender Weise alle Einzelheiten, daß das Unternehmen auch bei längerer zur Verfügung stehender Zeit kaum hätte besser vorbereitet werden können. Bis zuletzt arbeitete er an der Vervollkommnung der Instrumente. Mit Stolz konnte er darauf hinweisen, daß kein Instrument an Bord des „Meteor“ gekommen sei, das nicht infolge von Neukonstruktionen von ihm selbst oder von seinen Mitarbeitern Fortschritte gegenüber der bisher üblichen Form aufweist. Die kühnste Forderung, die Merz für die Reise aufstellte, war, daß das Schiff auch auf ozeanischen Tiefen von 4000 bis 5000 m verankert werden müsse. Der Reichsmarine, insbesondere dem Führer des „Meteor“, Fregattenkapitän Spieß, ist es gelungen, diese Merz'sche Forderung zu erfüllen. Wenn die deutsche atlantische Forschungsfahrt, wie zu erwarten ist, zu großen Erfolgen führt, so ist das in erster Linie der von Merz herrührenden Anlage des Reiseplanes und seinen sorgfältigen Vorbereitungen zu verdanken.

Überblicken wir die Merz'schen Arbeiten, so zeigen sich folgende Hauptmerkmale seiner Arbeitsweise: Großer Fleiß und Gründlichkeit in der Beschaffung

des Materials, sei es durch eigene Beobachtungen, sei es durch Zurückgehen auf die Originalquellen; strenge Kritik und Prüfung des Wertes der Beobachtungen, nötigenfalls ihre Neureduktion, um sie alle auf dieselben Grundlagen zu beziehen und dadurch wirklich vergleichbar zu machen; steter Vergleich der Beobachtungen mit den physikalischen Gesetzen. Eine klare räumliche Vorstellung der untersuchten Vorgänge und sein scharfer Blick für das Wesentliche gaben Merz die intuitive Sicherheit, daß die von ihm aus den Beobachtungsergebnissen gezogenen Folgerungen physikalisch möglich und richtig waren.

Außer in der wissenschaftlichen Arbeit hat Merz auch auf anderen Gebieten sein großes Organisationstalent betätigt. Von 1907 bis 1910 war er Hilfsarbeiter an der K. K. Familien-Fideikommiß-Bibliothek in Wien. Dort hat er einen neuen Katalog und ein neuzeitliches Bücherinventar angelegt und 100000 Bände in dieser verhältnismäßig kurzen Zeit neu aufgestellt. Die Erfahrungen, die er dabei gesammelt hatte, kamen ihm bei der Neuordnung der Bücherei des Institutes für Meereskunde sehr zu statten, die er dadurch zu einer vorbildlichen Institutsbücherei umzugestalten mußte.

Von 1911 bis 1918 war er Schriftleiter der Zeitschrift der Gesellschaft für Erdkunde zu Berlin. Es war ein gänzlich herabgewirtschaftetes Erbe, was er damit übernahm. Sein Vorgänger war nicht Geograph von Fach gewesen und außerdem durch Krankheit stark behindert. Merz stellte sogleich einen Plan auf, um die Zeitschrift wieder aufzubauen. Sowohl durch eine große Anzahl eigener Beiträge als auch dadurch, daß er geeignete Mitarbeiter gewann und sie veranlaßte, über zeitgemäße Themen zu schreiben, die er gerade brauchte, sorgte er dafür, daß der Plan auch zur Ausführung kam. Trotz der Schwierigkeit, die darin liegt, daß sich diese Zeitschrift nicht nur an Fachleute, sondern auch an geographisch interessierte Laien wendet, gelang es ihm, sie zu einer der führenden erdkundlichen Zeitschriften zu machen.

Als nach der Staatsumwälzung der Ruf nach einer Volkshochschule für Groß-Berlin ertönte, wurde Merz von seinem sozialen Empfinden getrieben, sich in den Dienst dieser Sache zu stellen. Er hielt zunächst selbst eine Anzahl von Lehrgängen für Arbeitslose ab und entwickelte daneben die Grundgedanken, auf denen eine Volkshochschule für Berlin aufgebaut werden konnte. Zahlreiche Schriften über Wesen und Ziele der Volkshochschule hat er verfaßt, ihre Organisation entworfen und sie 4 Jahre lang geleitet. Sein Ziel war, in den Hörern das Streben nach objektiver Erkenntnis und das Suchen nach der in den Dingen ruhenden Wahrheit zu fördern, um sie dadurch zu selbständig denkenden und geistig freien Persönlichkeiten zu erziehen. Er war sich wohl bewußt, daß eine Volkshochschule der Gefahr ausgesetzt ist, daß sich aus den Hörern Halb- oder Viertelgelehrte entwickeln. Er hat stets darauf hingewiesen, daß dieser Gefahr vorgebeugt werden müsse, und daß das Ziel nur die Pflege logischen Denkens und die Entwicklung der Persönlichkeit sein könne, die die Hörer instand setzt, sich zu einer selbständigen Weltanschauung durchzuringen.

Mit dem scharfen Verstande und seiner großen wissenschaftlichen Begabung verband Merz einen offenen und aufrichtigen Charakter. In den Umgangsformen war er von gewinnender Liebenswürdigkeit. Trotzdem konnte er, wo sein

Gerechtigkeitssinn es verlangte, auch von abweisender Schärfe sein. Hatte er eine Sache als wertvoll erkannt, so setzte er sich mit seiner ganzen Kraft dafür ein. Er wußte die Mittel und Wege, die ihn seinem Ziele näher bringen konnten, genau abzuwägen. Bei Verhandlungen zeigte er große Schlagfertigkeit und einen feinen diplomatischen Takt. Er wußte den richtigen Zeitpunkt abzapassen, um durch treffende Bemerkungen den Gang der Verhandlungen in seinem Sinne und meist erfolgreich zu beeinflussen. Hatte er jemand sein Vertrauen geschenkt, so suchte er ihn mit allen Mitteln zu fördern und ließ sich auch nicht durch Verdächtigungen darin beirren. Obwohl er sich seines Wertes voll bewußt war, bewahrte er sich eine herzerfreuende Bescheidenheit. Er hat sich nie in den Vordergrund gedrängt und sich stets suchen lassen. Deshalb ist auch von seiner großzügigen und an Erfolgen reichen Tätigkeit so wenig in die Öffentlichkeit gedrungen.

Wir haben in ihm einen Mann verloren, der als Gelehrter und als Persönlichkeit ein leuchtendes Vorbild war. Durch seine wissenschaftlichen Leistungen hat er der Ozeanographie und der Hydrographie auf lange Zeiten hinaus neue Wege gewiesen.

Dr. E. Kohlschutter.

Polarlicht und Lufterktrizität.

Von Dr. H. Rudolph, Coblenz.

Wenn jede irdische Energieströmung von beträchtlicher Intensität nur eine Umwandlung und Entwertung von Sonnenenergie darstellt, so muß die eigentliche Quelle der lufterlektrischen Vorgänge in einer so hochwertigen Energieform liegen, daß auch die experimentell am besten begründeten, bisherigen Theorien nur für Begleiterscheinungen und Auslösungsbedingungen Geltung haben können.

Durch L. Vegards Forschungen*) im Leidener Kaltlaboratorium ist endlich das Geheimnis der grünen Nordlichtlinie λ 5577 Å.-E. entschleiert worden. Das Ergebnis ist von höchster Bedeutung wegen der weitreichenden und trotzdem sehr sicheren Schlußfolgerungen, die sich daraus ziehen lassen.

Nach dem genannten Forscher muß die gasförmige Atmosphäre der Erde noch von einer Staubhülle aus feinsten Stickstoffkristallen in einer besonderen, eisartigen Modifikation, die nur unterhalb 35.5° absolut oder — 237.6°C beständig ist, umgeben sein. In ihr fehlt gasförmiger Stickstoff nicht ganz. Daher müssen positive und negative elektrische Strahlen, die den Kristallstaub zum Leuchten mit der Nordlichtlinie anregen und deren tatsächliches Vorkommen durch die jeder dieser Strahlenarten eigentümlichen, spektralen

*) L. Vegard. The Light emitted from Solidified Gases and its Relation to Cosmic Phenomena. Nature **114**, 357—359 (1924), Nr. 2862. Derselbe Das Nordlicht und die höheren Atmosphärenschichten Die Naturwissenschaften **13**, 541—550 (1925) [25].

Eigenschaften von Vegard erwiesen ist, auch innerhalb der Staubhülle ionisierend wirken, wie in verdünntem Gas.

In Hohen bis weit über 700 km wird der feine Kristallstaub durch elektrische Abstoßung schwebend erhalten, und er bildet wohl die von F. Schmid*) nachgewiesene Staublinse, die nach ihm in der Ekliptikebene etwa 4000 km, an den Polen 800 km hoch ist und die das Zodiakallicht verursacht, in dem sich alle stärkeren Absorptionslinien des Sonnenlichts, aber auch die grüne Nordlichtlinie finden, ähnlich wie in dem zuerst von F. Schmid und E. Wiechert**), neuerdings besonders von Lord Rayleigh***) nachgewiesenen Nachthimmelslicht. Während das Nordlicht nach den magnetischen Polen hin zunimmt, ist das Nachthimmelslicht intensiver in niederen Breiten.

Die an Gas äußerst arme, aber an Stickstoffstaub reiche Hülle muß schon dicht über der durch erdmagnetische und wellentelegraphische Untersuchungen bereits seit langer Zeit bekannten Heavisideschicht beginnen. Das ist eine Luftschicht in etwa 80 km Höhe, die so gut leitet, daß sie fast vollständig ionisiert sein muß, was nur bei ihrem gasförmigen Zustand möglich ist. Es ist nun höchst merkwürdig, daß nach Vegard in nur wenig größerer Höhe bereits die Isothermenfläche von -237.6° C liegt. Es muß sich also in dieser Höhe eine Sprungschicht der Temperatur befinden, vielleicht gerade infolge der Heavisideschicht, deren erdmagnetisch durch die tägliche Variation nachweisbaren Ströme nicht ohne Heizwirkung bleiben können.

In derselben Höhe muß jedoch auch eine Sprungschicht der Dichte liegen, die Vegard zwar nicht erwähnt, die sich aber aus der elektrischen Abstoßung der höheren Staubschichten ergibt, weil der auf die untersten Schichten ausgeübte Rückstoß durch Einbettung derselben in Gas-schichten abgefangen werden muß, die im Vergleich zu den aufgelockerten Staubschichten darüber als relativ dicht zu bezeichnen sind; was jedoch nicht hindert, daß nach Vegard in den höchsten Staubschichten wiederum eine mittlere Stoffdichte von weit höherem Betrage als nach der barometrischen Höhenformel herrscht.

Fast noch wichtiger als diese wertvollen und sehr zuverlässigen Aufschlüsse über Dichte und Temperatur in der äußersten Hülle unseres Planeten sind die von Vegard aufgefundenen Bedingungen für spektrale Unterschiede beim Nordlicht und Nachthimmelslicht. Denn dadurch wird der Spektrograph für das Polarlicht und mit Hilfe von Beobachtungsmethoden, die Lord Rayleigh eingeführt hat, auch für das Nachthimmelslicht zu einer Art Sonde, mit der man den elektrischen Zustand jener

*) F. Schmid: Nouvelles observations sur la nature de la lumière zodiacale. Archives des sciences physiques et naturelles **39** [4], 149—166 und 237—246 (1915) [1].

) E. Wiechert: Polarlichtbeobachtungen in Göttingen. Phys. Zeitschr. **3, 365 (1902).

***) Lord Rayleigh. The Aurora Line in the Spectrum of the Night Sky. Proc. Roy. Soc. London (A) **100**, 367—378 (1922), Nr. 705. Derselbe. The Light of the Night Sky. Its Intensity Variations, when Analysed by Colour Filters. Proc. Roy. Soc. London (A) **106**, 117—137 (1924), Nr. 736.

Regionen nicht nur hinsichtlich des Vorzeichens, sondern sogar in bezug auf die durchlaufenen Spannungsdifferenzen und Feldstärken bestimmen kann. So hat Vegard festgestellt, daß beim Nachthimmelslicht und Zodiakallicht, die beide nach niederen Breiten hin zunehmen, auch positive Strahlen beteiligt sind, während das eigentliche Polarlicht nur durch langsame Kathodenstrahlen verursacht wird, die aber mindestens 350 Volt frei durchlaufen haben müssen.

In dem vorliegenden Bericht soll nun gezeigt werden, wie sehr diese neuen Tatsachen im Sinne des seit mehr als 25 Jahren vom Verf. betonten gemeinsamen Ursprungs aller luftelektrischen Erscheinungen auf der Erde sprechen. Den Anlaß dazu gaben die Patentschriften Nr. 98288, Klasse 77, und Nr. 98180, Klasse 21; beide vom 19. Januar 1897. Durch die vor deren Abfassung erforderliche Sammlung aller erreichbaren Aufzeichnungen über elektrische Vorgänge in der Atmosphäre befestigte sich beim Verf. die Überzeugung, daß jede Theorie, welche die Trennung positiver und negativer Ionen als eine bloße Begleiterscheinung gewöhnlicher oder außerordentlicher meteorologischer Vorgänge ansieht, wegen der tatsächlich vorkommenden Feldstärken und der gewaltigen Kräfte, mit denen diese sofort den Ionentrennungsprozeß stilllegen müßten, abzulehnen sei.

Eine gleichzeitige Untersuchung über die Entstehung der Sonnenflecken*) führte dann zur Annahme der auch von Birkeland u. a. als erwiesen angesehenen Kathodenstrahlung der Sonne als der allein möglichen Ursache aller irdischen, natürlichen elektrischen Erscheinungen von Bedeutung. Des Raummangels wegen kann hier nicht auf die weitere Entwicklung dieses Grundgedankens eingegangen werden, und es sei deshalb nur kurz auf einige diesbezügliche Schriften des Verf. verwiesen**).

In den beiden Veröffentlichungen des Jahres 1918 konnte in großen Zügen etwa folgender Zusammenhang als logische Notwendigkeit bezeichnet werden: Durch Aufsaugung des im interstellaren Raume stets neugebildeten atomisierten Stoffes seitens der großen Weltkörper würden letztere immer weiter an Größe zunehmen, wenn nicht die Festigkeit der Atome eine Grenze hätte. Der zunehmende Gravitationsdruck muß also zuletzt zur Atomzermalmung im Kern der Sonnen führen und verhindern, daß deren Masse über einen gewissen Grenzwert hinaus anwächst. Die hierbei frei werdende Energie deckt, abgesehen

*) H. Rudolph Über die Ursachen der Sonnenflecken. Denkschriften der math.-naturw. Kl. d. Akad. d. Wiss. in Wien **68**, 463—482 (1899) (Sitzung v. 12. Mai 1899) Derselbe Die Entstehung der Sonnenflecken. Meteorol Zeitschr. **17**, 418—419 (1900) [9]

***) H. Rudolph: Erdmagnetismus und Luftpolarität Coblenz 1906. Selbstverlag. Derselbe. Die Magnetfelder der Sonnenflecken und die Kathodenstrahlung der Sonne. Gaea **45**, Heft 10 und 11 (1909). Derselbe. Über eine mögliche Ursache der Erdbeben. Gaea **45**, 112—115 (1909) [2]. Derselbe. Ergebnisse und fernere Ziele der wissenschaftl. Drachen- und Ballonaufstiege. Naturwissensch. Wochenschr. (2) **9**, 369—376 (1910) [24] Derselbe Zum allgemeinen Magnetfeld der Sonne. Die Naturwissenschaften **10**, 57—58 (1922) [3]. Derselbe. Über die Vorgänge in den Sonnenflecken. Sirius **51**, Heft 9 (1918). Derselbe. Der Zusammenhang zwischen dem Sonnenfleckenphänomen und dem Erdmagnetismus. Sirius **51**, 181—186 (1918) [10].

von Schwankungen während der Dauer von Äonen, die Ausstrahlung der Sonnen und ist zugleich Quelle ihrer primären Kathodenstrahlung in den Raum hinaus.

Eine entsprechende primäre positive Strahlung gibt es nicht, weil beim Zermalmten eines Atoms zwar seine als scheibenförmige Ätherwirbel gedachten Elektronen entweichen können, nicht aber die positiv geladenen Kerne, welche nach des Verf. Ansicht die durch Schleuderkraft leer gehaltenen innersten Teile eines schlauchförmigen Ätherwirbels sind, um welchen die Elektronen kreisen. Werden diese Zusammenflußstellen des Raumäthers in den Atomen vom Gravitationsdruck im Kerne von Sonnen bis über die Grenze ihrer scheinbaren Elastizität gegen äußeren Druck beansprucht, so fallen sie zugleich mit dem Mikrokosmos des Atoms, in und mit dem sie allein existenzfähig sind, der Zerstörung anheim. Es bleibt weiter nichts übrig als Elektronenather und dessen kinetische Energie, herrührend von der fortschreitenden Bewegung dieser flachen und mit ihrer Scheibe natürlich um und um gewirbelten Rotationsgebilde, die den Energieaustausch zwischen Atomen und Raumäther vermitteln.

Zeigen sich positive Strahlen in der Hülle einer Sonne oder eines Planeten, so sind sie an Ort und Stelle sekundär, ebenso wie die daselbst ebenfalls auftretenden sekundären Kathodenstrahlen durch kosmische Kraftfelder infolge von ausgesandten oder empfangenen primären Kathodenstrahlen entstanden. Wie alle Sonnen, so sendet auch unsere Sonne ständig Elektronen aus; ein Teil der vom Magnetfeld der Erde eingefangenen wird in der Staubhülle in der Nähe der Magnetpole niedergeschlagen. Aber auch dieser Teil muß, ebenso wie der Schwarm der nicht absorbierten Elektronen, später irgendwie wieder in den Weltraum zurückkehren, da bei jeder irdischen Ionisierung positive und negative Elementarladungen in gleicher Anzahl frei werden. Mithin ist wohl eine vorübergehende, aber keine endgültige Neutralisierung der von der Sonne stammenden Elektronen auf Erden möglich.

Weil selbst die schnellsten Kathodenstrahlen im Magnetfeld der Erde noch in engen Windungen um die Kraftlinien kreisen müssen, können die kosmischen Elektronen die Erde nur dort wieder endgültig verlassen, wo die Kraftlinien radial gerichtet sind, also genau über den Polen. Dort besteht demnach ein ständiger Abfluß von negativer Elektrizität in den Weltraum hinaus, einerlei, ob mit oder ohne Polarlicht, entsprechend dem freilich starken Schwankungen unterworfenen Zufluß von Sonnenelektronen an nahezu denselben Stellen in der Umgebung der Magnetpole. Dieser kosmische Energiestrom ist es, der die Trennung der vermischten Ionen beiderlei Vorzeichens in der Gasatmosphäre der Erde bewirkt, und zwar mit Kräften von solcher Intensität, daß auch kein irdischer Vorgang überhaupt dazu imstande wäre.

Das Ergebnis ist eine periodische positive Aufladung der Luft unterhalb der Heavisideschicht, und zwar vorzugsweise in niederen Breiten, sowie eine Diffusion von negativen Gasionen auf der ganzen Erde aus der Heavisideschicht der Polkapfen in die Gebiete der barometrischen Minima, die gemäß der Bjerknesschen Auffassung, wie schon früher nach Dove, Schauplätze des Kraftspiels zwischen der Polar- und der Äquatorialfront sind.

Die vorläufige Vereinigung eines Teiles der über den Polkappen niedergeschlagenen Sonnenelektronen, die wohl sehr schnell, aber wenig dicht sein werden, so daß sie kaum schon bei ihrem Eintritt in die Staubhülle der Erde ein bemerkbares Leuchten hervorbringen können, mit irdischen positiven Ionen geschieht nur selten, während großer Polarlichter, langs der magnetischen Kraftlinien innerhalb der Stickstoffstaubhülle, sondern findet meistens auf vielen, etwa 10 bis 20 einzelnen, rings um die Erde verteilten Bahnen von im Mittel 4000 km Länge mit zweimaligem Durchtritt durch die Erdoberfläche statt. Solche Bahnen bieten einen weit geringeren Widerstand, als ihn die Nordlichtstrahlen auf vielmal längeren Wegen in dem extremen Vakuum der Staubhülle haben müssen.

Wenn die Bahnen zwischen zwei positiv und negativ geladenen Gebieten der Erdoberfläche, die mit den darüber befindlichen, entgegengesetzt geladenen Luftregionen bis hinauf zur Heavisideschicht jedesmal einen Doppelkondensator von etwa zweimal 10 Millionen Quadratkilometern Gesamtfläche bilden, von denen vielleicht 18 bis 19 Millionen Quadratkilometer auf den negativ geladenen und 2 bis 1 Million auf den in Schlechtwettergebieten entsprechend hoher positiv geladenen Erdoberflächenteil kommen, je nach der augenblicklichen Wetterlage auch starkem Wechsel unterworfen sein müßten, so kommen doch zwei Einflüsse hinzu, die sie in Wirklichkeit außerordentlich stabil machen werden. Das ist einerseits die richtende Kraft des permanenten Erdfeldes auf das horizontale Stück der Strombahn, welches in den gut leitenden magmatischen Regionen bis etwa 40 km Tiefe verläuft, und andererseits die Unveränderlichkeit der meistens in den Hochgebirgen der Erde liegenden Ein- und Austrittsstellen der vertikalen Ströme.

Der Durchtritt durch die Erdoberfläche wird in der Hauptsache durch St. Elmsfeuer über den Gipfeln und Kämmen stattfinden, denen es bei Sturm auch entlang laufen kann, um nach dem Abreißen am Ende wieder auf den Anfang des Kammes zurückzuspringen. Denn bei dieser luftelektrischen Erscheinung ist die Leitfähigkeit der Luft soviel mal größer wie bei Gewitter oder gar bei schonem Wetter, daß für die ganze Erde nur eine glimmende Gesamtfläche von 10 qkm nötig wäre. Wechselt das Vorzeichen des St. Elmsfeuers, so wechselt nur die Gruppierung der zu einem Doppelkondensator gehörigen positiven und negativen Teile der Erdoberfläche, nicht aber die Stromrichtung innerhalb des Gürtels der hauptsächlichsten Anfangs- und Endpunkte von Strombahnen, der auf einer Erdkarte etwa das Aussehen wie eine Darstellung der Haupterdbebengebiete haben muß.

Da in niederen Breiten auch Regionen mit täglichen tropischen Gewittern und positivem Gefälle zu den abnorm leitfähigen Gebieten gehören, so wird das Ergebnis der erdmagnetischen Untersuchungen von L. A. Bauer*) zu einem weiteren Beweisgliede in der Kette von Schlüssen über die wirklichen Erde-Luftströme, deren Größenordnung 10 bis 20 Millionen Ampere statt des vermeintlichen einseitigen Stromes von 1000 Ampere für die ganze Erde beträgt.

*) L. A. Bauer On the physical composition of the earths magnetic field in 1922. Phys. Rev. (2) 21, 370—371 (1923) [3].

Alle bekannten Tatsachen sind also in Einklang mit denjenigen Leitsätzen, welche der Verf. nun schon über ein Vierteljahrhundert gegen die herrschenden Ansichten über die Lufterlektrizität immer von neuem begründet hat. Sie lauten:

1. Der Ursprung aller Formen der Lufterlektrizität, nicht nur des Polarlichts, liegt in der ununterbrochenen, wenn auch starken Intensitätsschwankungen unterworfenen Aussendung von Kathodenstrahlen durch die Sonne.
2. Die Trennung der beiden Elektrizitäten in dem hierbei nötigen Ausmaße kann nur durch kosmische Kraftfelder und eine Art Elektronengitterwirkung erklärt werden, da kein mit erheblicher Ionentrennung verbundener Massentransport auf der Erde gegen die Feldkräfte der getrennten Raumladungen aufrechterhalten bleiben konnte.
3. Die lufterlektrischen Vertikalströme sind von der Größenordnung, die sich aus L. A. Bauers Untersuchungen ergibt, da die Anwendung der direkten Meßmethoden unter Vernachlässigung des St. Elmsfeuers im Hochgebirge einem Versuche gleicht, aus dem vom Wind fortgewehten Wasserstaub den Energiestrom der stürzenden Massen des Wasserfalles selbst zu bestimmen.

Am nötigsten wäre daher die bis jetzt gänzlich vernachlässigte systematische Beobachtung des St. Elmsfeuers in allen Hochgebirgen der Erde, verbunden mit Ermittlung der von ihm ausgehenden wellentelegraphischen Störungen nach dem Vorschlage des Verf.*). Ferner eine ebenso systematische Beobachtung der Eigenladung des Erdbodens an möglichst vielen und über die ganze Erde verteilten Punkten nach der Methode von Ramsauer**).

Hoffentlich läßt sich letztere bei jeder Witterung anwenden, damit endgültig festgestellt werden kann, ob die ganze Erde unter Einrechnung der Polkappen eine in der Hauptsache einheitliche Eigenladung besitzt oder nicht.

*) H. Rudolph Lufterlektrizität und wellentelegraphische Störungen. Radio-Umschau 2, 781—782 (1925) [21].

***) C. Ramsauer Über den unmittelbaren Nachweis der elektrischen Erdladung Ann. d. Phys (4) 75, 449—458 (1924) [21].

Coblenz, den 5. Juli 1925.

Ein Beitrag zum Studium der Bodenbewegungen nicht seismischen Ursprungs.

(Auszug aus der Inaugural-Dissertation, Göttingen 1925.)

Von **Johann Brand**. — (Mit siebzehn Abbildungen.)

Mit einem Wiechertschen Horizontalseismometer von 150 000 facher Vergrößerung wurde die natürliche und die durch fahrende Züge hervorgerufene Bodenunruhe untersucht. Die Bodenunruhe stellt im wesentlichen Eigenschwingung des Untergrundes dar und ist unabhängig vom Azimut. Fahrende Züge geben hauptsächlich nur Vergrößerung der Amplituden. Eigenschwingungen der Nachbarschollen können merkbar werden

I. Registrierungen der immerwährenden Bodenunruhe ohne erkennbare Ursache. Die Untersuchung wurde mit einem von E. Wiechert konstruierten Horizontalseismographen mit photographischer Registrierung durchgeführt. Die optischen Einrichtungen wurden vom Verfasser so umgebaut, daß die Vergrößerung etwa verdoppelt wurde.

Eine nach den üblichen Methoden durchgeführte Konstantenbestimmung ergab für V : etwa 150 000; T_0 : 0.62 sec; ϵ : 1:3.5 — 4.

a) Bodenunruhe auf dem Hainberg bei Göttingen. Der Seismograph stand auf dem freigelegten Felsboden des Erdbebenhauses des Geophysikalischen



Fig. 1. Bodenunruhe Hainberg NS. Tag.



Fig. 2. Bodenunruhe Hainberg Nacht.



Fig. 3. Bodenunruhe Hainberg. 2 sec

Instituts. Es wurde zu verschiedenen Tageszeiten und in verschiedenen Azimuten beobachtet. Die Fig. 1 bis 3 geben typische Diagramme wieder. Die Bodenunruhe tritt in allen Azimuten ungefähr gleich stark auf, auch die Perioden sind innerhalb der Fehlergrenze dieselben. In der Hauptsache kommen Perioden von 0.59 und 0.29 sec vor. Die Schwingungen mit der letztgenannten Periode tragen fast sinusförmigen Charakter. Das Diagramm 3 zeichnet sich durch eigenartige Regelmäßigkeit im Rhythmus aus, offenbar liegen Schwebungen vor. Unter der Annahme, daß es sich hier um Überlagerung nur zweier Wellen handelt, deren Perioden sich nur wenig voneinander unterscheiden, und daß die Periode des einen Wellenzuges 0.29 sec beträgt, berechnet sich die Periode des zweiten Wellenzuges aus der Schwebungsperiode zu etwa 0.31 bzw. 0.27 sec.

b) Bodenunruhe im Leinetal. Beobachtet wurde in den Kellerräumen der Pergamentfabrik Rube & Co. in Weende, etwa 3.5 km nördlich von Göttingen.

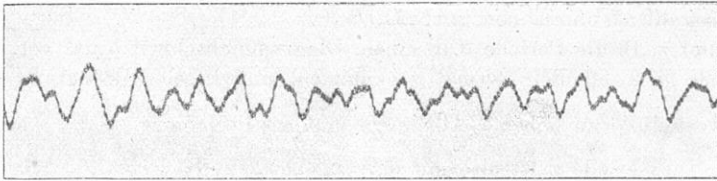


Fig. 4. Bodenunruhe Weende NS.

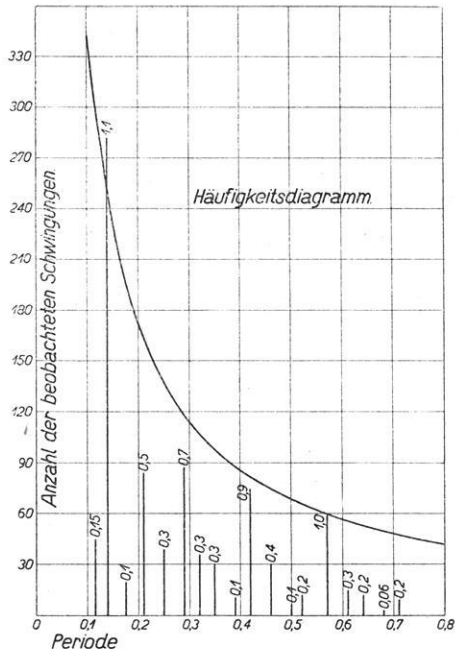


Fig. 5. Bodenunruhe Weende EW.

Es wurde in verschiedenen Azimuten und zu verschiedenen Zeiten beobachtet, hauptsächlich zur Nachtzeit, während der Fabrikbetrieb still lag. Störungen durch Maschinen kommen also nicht in Frage. Typische Diagramme sind in Fig. 4 und 5 zusammengestellt.

Ein Vergleich läßt erkennen, daß die Bodenbewegung im Leinetal sehr viel komplizierter ist als auf dem Hainberg. Der Kurvencharakter wechselt sehr. Eine Abhängigkeit der Bodenunruhe vom Azimut scheint nicht zu bestehen.

Die Auswertung der Diagramme geschah in der Weise, daß Welle für Welle ausgemessen wurde; die Resultate der Messungen sind in dem folgenden Häufigkeitsdiagramm niedergelegt. Die Abszisse dieses Diagramms gibt die Wellenperiode an, die zugehörige Ordinate, wie oft die betreffende Periode gemessen wurde. Es ist aber stets zu berücksichtigen, daß die Häufigkeitszahlen für Bodenunrubewellen nur relativ genommen werden dürfen,



denn eine große Zahl von Schwingungen wird der Ausmessung entzogen. Außerdem ist noch folgender Umstand zu bedenken. Die Registrierungen geben nur Aufschluß über die Bodenbewegung während eines kurzen Zeitabschnittes. In einem abgegrenzten Zeitraum kann eine kleine Periode natürlich häufiger vorkommen als eine größere. Die gewöhnliche Darstellung der Häufigkeit gilt darum

streng nur für zeitlich unbegrenzte Diagramme, wo jede Periode gleichberechtigt ist. In zeitlich begrenzten Diagrammen sind die Häufigkeitszahlen großer und kleiner Perioden nicht schlechthin vergleichbar; man muß auf „gleichwertige Häufigkeitszahlen“ umrechnen.

Kommt z. B. die Periode a in einem Diagrammabschnitt b mal vor, so muß die Periode $a/2$ offenbar $2b$ mal vorkommen, um dieselbe Bedeutung für die Periodenverteilung zu haben. Allgemein muß die Periode $x = \frac{a \cdot b}{x} = y$ mal vorkommen. Die Periode x ist also mit der zugehörigen gleichwertigen Häufigkeitszahl y hinsichtlich der Häufigkeitszahl einer als Bezugsmaß gewählten Periode graphisch durch eine Hyperbel verknüpft. Das beigegebene Häufigkeitsdiagramm gibt für jede Periode die tatsächlich beobachtete Häufigkeit (Ordinate) und die zugehörige gleichwertige Häufigkeit (Hyperbel) an, außerdem ist noch für jede Periode die „relative Häufigkeit“, der Quotient tatsächlicher Häufigkeitszahl durch gleichwertige Häufigkeitszahl berechnet. Um eine geeignete Darstellung zu bekommen, wurde als Bezugsmaß die häufig gemessene Periode von 0.57 sec gewählt. Die gemessenen Perioden wurden auf $1/2$ mm abgerundet und dann auf Sekunden umgerechnet. Die dadurch entstehenden Fehler ändern nichts an der Gruppierung der Perioden um die Häufigkeitsstellen.

Das Häufigkeitsdiagramm zeigt, daß die Perioden 0.14, 0.29, 0.43 und 0.57 sec relativ am häufigsten vorkommen. Die anderen treten relativ dagegen zurück, wenn auch die Periode 0.21 der von 0.29 numerisch gleichkommt und die 0.57 Sek.-Periode sogar zahlenmäßig übertrifft. Die Periode 0.29 sec erreicht nicht ganz den gleichwertigen Häufigkeitswert. Es ist aber zu bedenken, daß sie ungefähr das Doppelte der Periode 0.14 ausmacht. Bei geeignetem Amplitudenverhältnis ist dann ein Übersehen der größeren Periode leicht möglich. Außerdem tritt noch eine Periode von nahezu 0.029 sec auf. Sie scheint stets vorhanden zu sein, in manchen Teilen des Diagramms ist sie ohne weiteres zu erkennen, an anderen Stellen nur mit Hilfe einer Lupe. In das Häufigkeitsdiagramm wurde sie nicht eingetragen, weil ihre Häufigkeitszahl doch nur schätzungsweise angegeben werden könnte.

c) Die Bodenunruhe in Langwedel bei Verden. Das Instrument stand im Keller eines Wohnhauses auf Betonuntergrund. Typische Diagramme sind in Fig. 6 bis 8 zusammengestellt. Ein Vergleich dieser Diagramme mit den Aufzeichnungen der Bodenunruhe in Weende zeigt, daß die Bodenschwingung vollständig veränderten Charakter trägt. Während in den Diagrammen Fig. 4 und 5 die kleinen Perioden hinsichtlich der Amplitude in den Hintergrund treten, überwiegen sie hier ganz erheblich und geben dem Ganzen das Gepräge. Die Amplituden sind vergleichbar, weil die Perioden nur wenig voneinander verschieden sind. In Weende klingen die Schwingungen einer Periode rasch ab, hier dauern sie längere Zeit hindurch an. Sieht man von den überlagerten Schwingungen kurzer Periode ab, so haben wir mitunter einen fast sinusförmigen Kurvenzug mit wenig schwankender Amplitude. Die Diagramme sind teilweise so regelmäßig, daß die Annahme nicht fern lag, es mit durch Maschinen erregten erzwungenen Bodenschwingungen zu tun zu haben. Diese Ansicht mußte

aber aufgegeben werden, denn die Messungen wurden zu Zeiten vorgenommen, wo im Orte sicher keine Maschinen im Betrieb waren, außerdem zeigt die Bodenschwingung nicht immer diesen ruhigen und regelmäßigen Verlauf bei gleichbleibender Periode. Nach der Mintropschen Arbeit müßte man, wenn

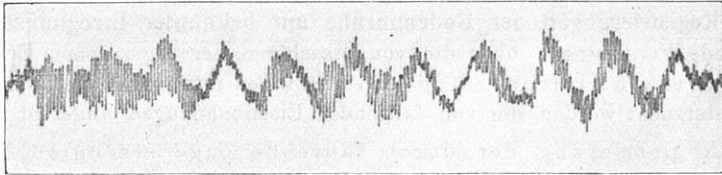


Fig. 6. Bodenunruhe Langwedel EW.

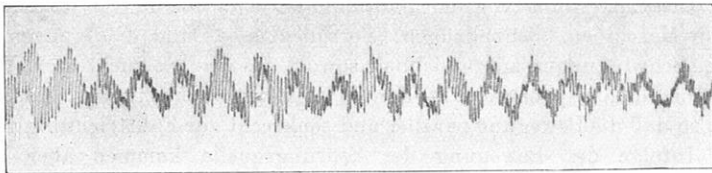


Fig. 7. Bodenunruhe Langwedel EW.

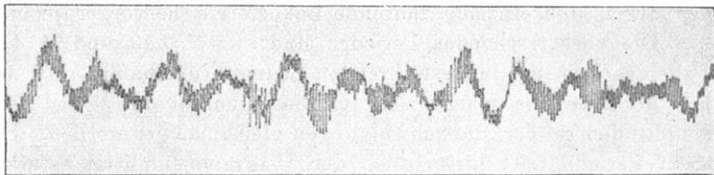


Fig. 8. Bodenunruhe Langwedel NS.

Maschinen die Bewegung verursachten, auch eine Abhängigkeit vom Azimut erwarten, auch dies konnte nicht nachgewiesen werden.

Relativ am häufigsten kommen die Perioden 0.52, 0.22 sec vor. Die 0.31 Sek.-Periode ist die vorherrschende. Stets vorhanden, zeitweilig mit großer Amplitude ist die Periode von 0.026 sec.



Fig. 9. Bodenunruhe Daverden.

d) Bodenunruhe in Daverden bei Langwedel. Das Instrument stand im Keller der Schule auf Betonuntergrund. Fig. 9 gibt ein Diagramm wieder. Obwohl die Stationen Langwedel und Daverden etwa nur 1 km auseinanderliegen, haben wir hier wieder ein ganz anderes Schwingungsbild. Die kurzen Schwingungen, die für Langwedel so charakteristisch waren, fehlen hier fast vollständig. Typisch für die Bodenunruhe in Daverden ist das Auftreten von

Schwebungen. Die vorherrschende Periode beträgt etwa 0.33 sec, daneben tritt noch eine Periode von 0.18 sec auf, wenn auch nicht so häufig und weniger schön ausgebildet. Die Schwebungsperiode ist nicht stark definiert. Die Periode des zugehörigen zweiten Wellenzuges liegt aber selbstverständlich in der Nähe von 0.33 sec.

II. Registrierungen der Bodenunruhe mit bekannter Erregungsursache.

Eingehende Forschungen über die von Maschinen hervorgerufenen Erschütterungen rühren von Mintrop her. Im folgenden sollen nun die Bodenschwingungen näher untersucht werden, die von fahrenden Eisenbahnzügen angeregt werden.

a) Registrierung der durch fahrende Züge erzeugten Bodenunruhen in Weende. Das Wiechertsche Seismometer wurde in der Nähe der Eisenbahnlinie Gottingen—Hannover in der Rubeschen Fabrik in Weende aufgestellt. Die Entfernung von der Bahnlinie ist etwa 300 m. Es wurden die von einzelnen Maschinen, Schnellzügen, Personenzügen und Guterzügen hervorgerufenen Schwingungen aufgezeichnet, sowohl die NS- als auch die EW-Komponente. Die NS-Komponente fällt nahezu mit der Richtung der Bahnlinie zusammen, so daß die Bewegung parallel und senkrecht zur Fahrtrichtung registriert wurde. Infolge der Bewegung der Störungsquelle kommen aber auch die zwischenliegenden Azimute in Frage, allerdings mit anderer Störungsintensität.

Typische Diagramme geben die Fig. 10 bis 13. Fig. 10 gibt ein Diagramm der durch eine einzelne fahrende Lokomotive hervorgerufenen Bodenbewegung. Die vorherrschenden Perioden sind: 0.57, 0.43 und 0.14 sec, also Perioden, die schon in der immerwährenden Bodenunruhe häufig auftraten. Das Herannahen der Maschine macht sich im Diagramm in der Weise bemerkbar, daß die Amplituden größer, die Schwingungen gleichmäßiger werden. Besonders die 0.14 Sek.-Periode tritt hinsichtlich der Diagrammamplitude stark in den Vordergrund und verleiht dem Diagramm den sinusförmigen Charakter. Die Hauptbewegung klingt bald wieder ab, die übrigen Perioden treten wieder deutlicher hervor, das Diagramm bekommt wieder ein unregelmäßiges Aussehen. Manchmal zeigt es für einige Sekunden durchaus wieder den Typ der allgemeinen Bodenunruhe. Kurz darauf wird wieder die 0.14 Sek.-Periode stark angeregt, im Diagramm treten wieder glatte harmonische Wellenzüge auf. Das Anschwellen und Abflauen der Bewegung wiederholt sich einige Male, bis dann die Bodenschwingung allmählich wieder das allgemeine Gepräge annimmt. Die Fig. 11 bis 13 zeigen, daß auch in der Bodenbewegung, die durch verschiedene Zugarten verursacht wird, die 0.14 Sek.-Periode stark hervortritt. In einigen Diagrammen tritt außerdem noch eine neue Periode von 0.08 sec auf, die für unseren Erklärungsversuch von Wichtigkeit ist. Sie kommt bei weitem nicht so häufig vor, wie die 0.14 Sek.-Periode, ist auch nicht so gut ausgebildet.

b) Registrierung der durch fahrende Züge erzeugten Bodenbewegungen in Langwedel. Das Instrument stand am selben Orte, wo schon die immerwährende Bodenunruhe beobachtet wurde. Typische Diagramme sind in Fig. 14 und 15 zusammengestellt. Der Kurvencharakter ist von den Zug-

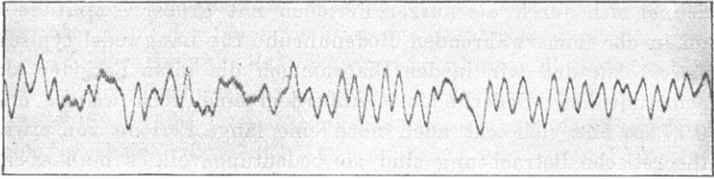


Fig. 10. Einzelne Maschine. Weende EW.

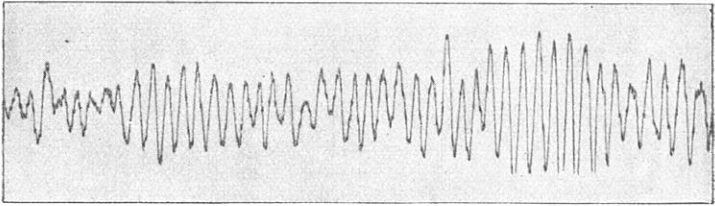


Fig. 11. Schnellzug. Weende NS.

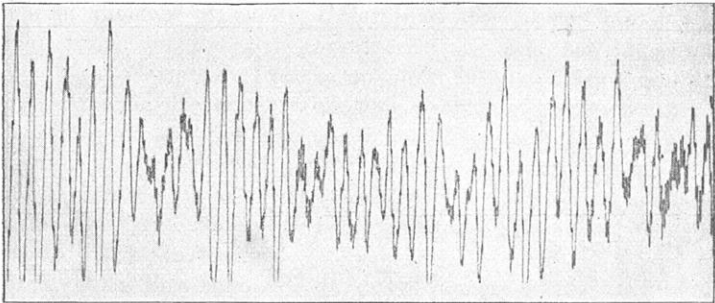


Fig. 12. Güterzug. Weende EW.

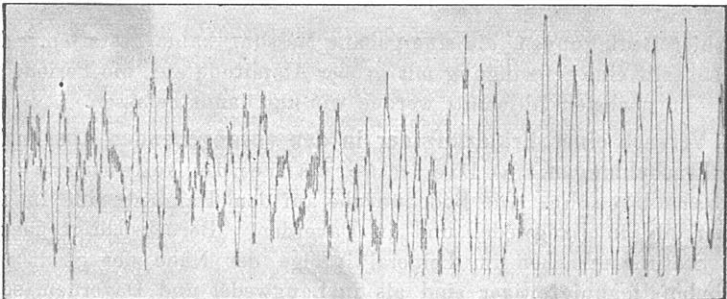


Fig. 13. Schnellzug und Personenzug. Weende NS.

diagrammen, die in Weende aufgenommen wurden, völlig verschieden. Die Kurve zeichnet sich durch die kurzen Perioden mit großer Amplitude aus, die auch schon in der immerwährenden Bodenunruhe für Langwedel typisch waren. Bemerkenswert ist, daß wir in den Diagrammen die alten Perioden der allgemeinen Bodenunruhen wiederfinden. Außerdem sind noch weitere erkennbar, nämlich 0.17 sec und vielleicht auch noch eine lange Periode von etwa 1.6 sec. Für die theoretische Betrachtung sind sie bedeutungsvoll, es muß aber hervorgehoben werden, daß die Auswertung sehr unsicher ist, die Überlagerungen

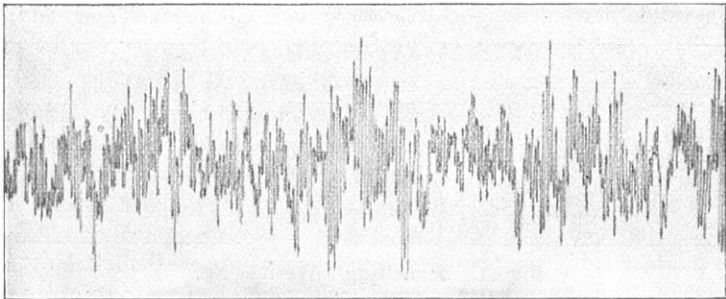


Fig. 14. Zug. Langwedel EW.

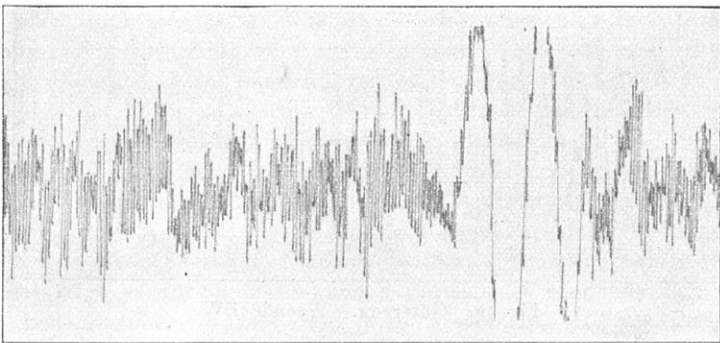


Fig. 15. Zug. Langwedel NS.

schaffen hier Bedingungen, die eine genaue Messung kaum gestatten. Im Diagramm 15 fällt eine Schwingung mit großer Amplitude auf, die Periode beträgt 0.52 sec. Im nächsten Abschnitt werden wir uns damit befassen.

III. Versuch einer Erklärung der in den vorangehenden Abschnitten erörterten Erscheinungen. a) Die immerwährende Bodenunruhe ohne erkennbare Ursache. Die Bodenunruhe auf dem Hainberg und im Leinetal ist kleiner als in Langwedel und in Daverden. Berücksichtigt man noch, daß die Störungsursachen im Leinetal infolge der Nähe der Stadt und des Güterbahnhofs mannigfaltiger sind als in Langwedel und Daverden, so ergibt sich daraus die Tatsache, daß wir es in dem Moor- und Sanduntergrund von

Langwedel und Daverden mit einem schwingungsfähigeren Gebilde zu tun haben, als der Felsuntergrund des Leinetals und des Hainbergs darstellt. So erklärt sich auch die Wahrnehmung, daß Schwingungen einer Periode in Langwedel längere Zeit andauern, während sie im Leinetal bald wieder abklingen. Wichtigere und sichere Schlüsse läßt die vergleichende Betrachtung der Perioden an den verschiedenen Stationen zu.

Das Auftreten ungleicher Perioden an den verschiedenen Stationen kann seine Begründung in einer Änderung der Erregungsursache oder aber auch in der Verschiedenheit des Untergrundes haben. Für die letzte Ansicht spricht die Tatsache, daß die immerwährende Bodenunruhe in Daverden ein grundverschiedenes Bild von der in Langwedel zeigt, auch hinsichtlich der Perioden.

Tabelle 1.

Station	Untergrund	Relativ häufige Perioden	Größenordnung der wahren Bodenampl.
Hainberg	Felsboden	0.59, 0.29, 0.31 bzw. 0.27*)	0.01 μ
Leinetal bei Weende . .	{ Kalkstein, Tone, } { Buntsandsteine }	0.57, 0.43, 0.29, 0.14, 0.029	0.04 μ
Langwedel	Moor, Sand	0.52, 0.31, 0.22, 0.026	0.05 μ
Daverden	Düne	0.33, 0.18	0.03 μ

Die beiden Stationen sind benachbart, die Summe der Störungen für beide Orte ist darum wohl ungefähr gleich, der Untergrund aber ist verschieden. Man darf darum wohl annehmen, daß das charakteristische Bild der immerwährenden Bodenunruhe ohne erkennbare Ursache an einem Orte im wesentlichen durch den Bau des Untergrundes bestimmt wird und unabhängig von der Art der Erregung ist, sofern diese selbst nur unregelmäßig erfolgt, oder, wie die weitere Untersuchung zeigen wird, vorwiegend stoßartigen Charakter trägt. Diese letzte Einschränkung fordern die Ergebnisse der Mintropschen Arbeit, die gezeigt hat, daß die Periode der durch Maschinen hervorgerufenen Bodenunruhe eine Funktion der Tourenzahl der Maschine ist.

Unser Ergebnis wird besonders durch eine nähere Betrachtung der Perioden der Bodenunruhe am selben Orte gestützt.

Zunächst Station Langwedel. Häufungsstellen der Periodenwerte liegen bei 0.52, 0.31 und 0.22 sec. Die Zahlen dieser Reihe verhalten sich nahezu wie 7 : 5 : 3 zueinander. Diese Tatsache läßt darauf schließen, daß die immerwährende Bodenunruhe Eigenschwingungen des Untergrundes mit einer Grundperiode von 1.56 sec darstellt. Weil nur die ungeraden Oberschwingungen auftreten, so verlangt die Erklärung, daß die untere Grenzfläche der schwingenden Schicht eine Knotenfläche darstellt. Daraus ergibt sich dann, daß die Dicke der schwingenden Schicht $\frac{1}{4}$ der Wellenlänge der Grundschwingung beträgt. Schichtdicke und Grundperiode sind durch die Formel $d = \frac{1}{4} T \cdot v$ untereinander verknüpft. Hierin bedeutet d die Schichtdicke, T die Periode der Schwingung, v die Geschwindigkeit der Scherungswelle. Ist v bekannt, so kann d berechnet werden, leider ist mir diese Geschwindigkeit nicht bekannt, ich bin darum nur

*) Aus Schwebungen berechnet.

auf Vermutungen angewiesen. Nehmen wir für den moorigen, wasserhaltigen Untergrund von Langwedel eine Transversalgeschwindigkeit von 200 m/sec an, so ergibt sich für die Schicht eine Mächtigkeit von 78 m. Bohrungen in dieser Gegend sind mir nicht bekannt, so daß das Ergebnis nicht geprüft werden konnte.

Ob auch die für Langwedel so charakteristische Periode von etwa 0.026 sec als Oberschwingung gedeutet werden kann, ist natürlich nicht einwandfrei zu begründen. Es besteht auch die Möglichkeit, daß sie die Eigenschwingung einer oberen Schicht (Humusschicht) darstellt, die von der darunter liegenden Schicht einfach mitgeführt wird.

In Daverden wurden folgende Perioden beobachtet: 0.33 sec und 0.18 sec. Außerdem traten Schwebungen auf, die durch Überlagerung mindestens zweier Wellenzüge mit Perioden in der Größenordnung 0.3 sec entstanden. Die Perioden verhalten sich nahezu wie 5:3. Nach unserem Erklärungsversuch hätten wir es demnach mit einer Eigenschwingung des Untergrundes zu tun, deren Grundperiode 0.99 sec beträgt, und wo die untere Schichtgrenze eine Knotenfläche ist. Die Schwebungen sind wohl so zu erklären, daß die Eigenschwingung des Untergrundes der benachbarten Station Langwedel den Dünenrücken von Daverden in erzwungene Schwingungen versetzt. Der Dünenrücken wird dann besonders auf Schwingungen reagieren, die in der Nähe seiner Eigenperiode oder einer Oberschwingung liegt. In der Tat tritt in Langwedel eine Schwingung von 0.31 sec auf, die im guten Einklang mit den Forderungen unserer Hypothese steht.

Dieser Erklärungsversuch gewinnt um so mehr an Wahrscheinlichkeit, als unter ähnlichen Verhältnissen Ähnliches beobachtet wurde. Wir werden diesen Fall, Leinetal und Hainberg, weiter unten behandeln.

Nun zur Betrachtung der Bodenunruhe im Leinetal.

Wir hatten folgende Häufungswerte: 0.14, 0.29, 0.43 und 0.57 sec; die Werte verhalten sich zufällig ungefähr wie 1:2:3:4. Die Perioden lassen sich nur unter unwahrscheinlichen Annahmen in ein System von Grund- und ungeraden Oberschwingungen hineinzwängen.

Die Perioden 0.14 und 0.43 sec verhalten sich aber ungefähr wie 1:3, lassen sich also unschwer als Grund- und Oberschwingung einer Schicht mit fester unterer Grundfläche erklären. Andererseits beträgt die 0.57 Sek.-Periode ungefähr das Doppelte der 0.29 Sek.-Periode. Schwingungen mit solchen Perioden lassen sich dann als Grund- und Oberschwingung einer Schicht deuten, wenn die untere Grenzfläche frei beweglich ist.

Die oberen Schichten im Leinetal bestehen aus Ton, Kalkstein und Buntsandstein. Für diese Gesteinsarten haben wir nach einer Zusammenstellung, die Sieberg in seiner Erdbebenkunde bringt, eine Transversalgeschwindigkeit von der Größenordnung 2 km/sec zu erwarten. Die Dicke der schwingenden Schicht berechnet sich dann etwa zu 600 m.

Nach einer Mitteilung, die ich der Freundlichkeit des Herrn Privatdozenten Dr. Brinkmann verdanke, liegt in dieser Tiefe eine Salzschrift. An der Grenzfläche dieser Schicht müßten wir dann eine leichtbewegliche Schicht erwarten.

Für die Mächtigkeit der Schicht, deren Grundperiode den Wert 0.43 sec hat (erste ungerade Oberschwingung 0.14 sec), ergibt sich ein ungefährer Wert von

200 m. In etwa 300 m Tiefe liegt nun eine Kalksteinschicht. Die darüberliegenden Schichten bestehen aus Ton und Buntsandsteinen. Es ist demnach die Möglichkeit gegeben, daß die in Frage stehende Bodenbewegung Eigenschwingungen dieser Tonschicht darstellt. Der aus den Beobachtungen berechnete Tiefenwert stimmt nicht mit dem geologisch geschätzten überein, es ist aber zu bedenken, daß die geologische Tiefenschätzung nur einen ungefähren Wert für größere Gebiete angibt, außerdem ist, wie schon erwähnt, die Wellengeschwindigkeit, worauf unsere Berechnung fußt, nur in der Größenordnung richtig. Vielleicht kommt auch eine andere als die angenommene Schicht in Frage. Wir hätten also folgendes Schwingungsbild: eine erste Schicht, die vom Salz bis zur Oberfläche reicht und in ihrer Grund- und ersten geraden Oberschwingung schwingt; eine zweite, die die Buntsandsteinschicht umfaßt und Schwingungen in der Grund- und ersten ungeraden Oberperiode ausführt. Die obere Humusschicht wird mitgeführt, führt aber vielleicht auch noch Eigenschwingungen aus, die dann die beobachtete kleinste Periode deuten.

Es soll durchaus nicht bestritten werden, daß auch noch weitere Schichten Eigenschwingungen ausführen. Die 0.21 Sek.-Periode, die zwar auch oft beobachtet wurde, den gleichwertigen Häufigkeitswert aber nicht erreichte, hatte dann ihre Deutung gefunden. Der komplizierte Bau des Leinetals bedingt nach unserer Hypothese eben ein verwickeltes Schwingungsbild der Bodenunruhe. In Langwedel, wo man wohl einfachere Untergrundverhältnisse annehmen darf, wenigstens bis zu Tiefen, die hier in Frage kommen, finden wir ja auch einfachere Diagramme.

Die Bodenunruhe auf dem Hainberg ist zwar äußerst regelmäßig, trotzdem können wir aber wohl kaum Schlüsse auf die Mächtigkeit der schwingenden Schicht ziehen, denn einmal sind die Perioden fast die gleichen wie im Leinetal, so daß sehr wohl erzwungene Schwingung in Frage kommen kann; andererseits liegen nicht genügend Perioden vor, um mit einiger Sicherheit die zur Berechnung notwendige Grundperiode zu ermitteln. Immerhin scheinen die Schwingungen im Diagramm 3 darauf hinzudeuten, daß eine Grund- oder Oberschwingungsperiode in der Nähe von 0.29 sec liegt. Gerade diese Periode wird von der ungefähr gleichen des Leinetals besonders stark angeregt, so erklärt sich ihr häufiges Auftreten und die Schwebung.

b) Die durch fahrende Züge hervorgerufene Bodenschwingung. Nebenstehende Tabelle 2 gibt eine Übersicht über die auftretenden Perioden.

Aus der Tatsache, daß die durch Züge verursachte Bodenbewegung unabhängig vom Beobachtungszazimut ist, daß ferner auch verschiedene Zugarten hinsichtlich der Periode gleiche Diagramme zeitigen, ist wohl zu schließen, daß als Erregungsursache weniger die Kolbenbewegung der Maschine in Frage kommt als die sogenannten Schienenstöße. Anderenfalls hätte sich nämlich nach Mintrop wohl eine Abhängigkeit vom Azimut zeigen müssen, wengleich auch die Fortbewegung der Erregungsquelle andere Verhältnisse schafft. Entscheidend ist aber, daß das Seismogramm 13, das durch die gleichzeitige Vorüberfahrt zweier Züge hervorgerufen wurde, keine Abweichungen zeigt. Weil nun, wie die Tabelle 2 zeigt, die bei der Vorüberfahrt auftretenden Bodenbewegungs-

perioden abhängig vom Untergrund sind und auch die Perioden der immerwährenden Bodenunruhe mit verstärkter Amplitude auftreten, so ist zu schließen, daß die unregelmäßig erfolgenden Schienenstöße die Eigenschwingungen des Bodens stark anregen. Die durch fahrende Züge hervorgerufene Bodenbewegung ist also nichts anderes als verstärkte Bodenunruhe. Eine Bestätigung findet diese Behauptung darin, daß zuweilen noch eine Periode 0.08(5)sec in Weende, 0.17 sec in Langwedel auftreten.

Die 0.08(5)Sek.-Periode läßt sich den Eigenschwingungsperioden der Buntsandsteinschicht des Leinetals als dritte ungerade Oberschwingung angliedern. Die 0.17 Sek.-Periode in der Bodenbewegung von Langwedel ist als vierte ungerade Oberschwingungsperiode der vielleicht auch angedeuteten 1.6 Sek.-Grundperiode zu erklären.

Charakteristisch ist die im Diagramm 15 auftretende Periode mit großer Amplitude. Der Periodenwert beträgt etwa 0.52 sec, wir haben demnach die erste ungerade Oberschwingung des Untergrundes vor uns. Wahrscheinlich kommt die eigentümliche Schwingung beim Halten des Zuges in der Station

Tabelle 2.

Station	Untergrund	Periode
Leinetal }	Kalkstein, Tone,	{ 0.57, 0.43
	Buntsandsteine	{ 0 14, 0.085
Langwedel }	Moor-Sand	{ 0.52, 0 31
		{ 0.22, 0.17, 1.6

Langwedel zustande, denn nach dem Auftreten dieser Schwingung ebbt die allgemeine Unruhe wieder ab und tritt erst wieder auf, wenn der Zug sich wieder in Bewegung gesetzt hat, was vom Beobachtungsort gehört werden konnte. Diese Erscheinung findet wohl ihre Erklärung in folgender Überlegung: Freie Schwingungen — um diese handelt es sich ja in unserer Hypothese — treten in einem Körper dann auf, wenn Kräfte plötzlich zu wirken anfangen oder aufhören. Infolge der Beharrung nimmt der Körper nicht unmittelbar den neuen Zustand an, sondern geht über diesen hinaus in einen neuen Zustand über und würde unaufhörlich hin und her pendeln, wenn nicht als neues Moment die Reibung hinzukäme. Die hier als Erregungsursache angeführten Schienenstöße sind solche Kräfte, sie regen den Untergrund zu freien Schwingungen an. Nun tritt aber offenbar beim Halten des Zuges noch eine horizontal gerichtete Kraft auf und gibt Veranlassung zu der fraglichen Bewegung.

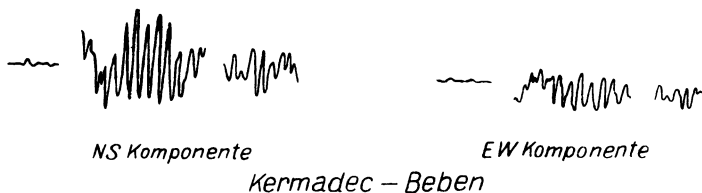
Weil die Kraft horizontal gerichtet, erklärt sich die große Amplitude der Schwingung, denn die Eigenschwingung der Schicht erfolgt ebenfalls in dieser Richtung. Obwohl die Erregungsursache also anderer Natur ist, wird doch dieselbe Periode beobachtet, ein Beweis für die Gültigkeit unserer Hypothese.

Nach diesen Ausführungen glaube ich den Satz aufstellen zu können: Die immerwährende Bodenunruhe ohne erkennbare Ursache ist eine Funktion des Untergrundes und stellt im wesentlichen Eigenschwingungen der Untergrundschichten dar. Die Schwingungen scheinen keine Richtung zu bevorzugen.

Stoßen Gebiete verschiedener Eigenschwingungsperioden aneinander, so führen die Schichten außerdem erzwungene Schwingungen mit Perioden der Schwingungen der erzwingenden Nachbarscholle aus. Fällt die Periode einer Grund- oder Oberschwingung einer Schicht in die Nähe der Periode der erzwingenden Kraft, so tritt diese Bewegung in der Bodenunruhe stark hervor, im Seismogramm treten Schwebungen auf.

Die durch Züge hervorgerufene Bodenbewegung ist unabhängig von der erregenden Zugart und unabhängig vom Beobachtungsazimut. Als erregendes Moment kommen hauptsächlich die Schienenstöße in Frage. Die Bewegung ist abhängig vom Bau des Untergrundes und stellt im wesentlichen verstärkte Bodenunruhe dar.

IV. Bemerkungen zu einem Erdbeben vom 17. April 1919. Herr Prof. Angenheister machte mich auf die sehr regelmäßigen Schwingungen im ersten Vorläufer eines submarinen Kermadec-Bebens aufmerksam und stellte mir eine Kopie dieses Bebens zur Verfügung. Das Beben wurde am 17. April



1919 von dem Wiechertschen Seismographen des Samoa-Observatoriums aufgezeichnet. Meiner Ansicht nach spielen auch hier Eigenschwingungen eine wichtige Rolle.

Es treten Schwingungen von etwa 4.3 und 2.1 Sek.-Periode auf, und regen die darüber befindliche Meeressäule zu longitudinalen Eigenschwingungen an. Durch Resonanzwirkung dieser Wassersäule wird die Intensität der in Frage stehenden Schwingung verstärkt. Die Schwingungen werden durch den Meeresgrund übertragen und als erzwungene Bewegungen am Seismometerort aufgezeichnet. Diese Resonanzwirkung tritt für die 4.3 Sek.-Periode bei einer Meerestiefe von 3000 m ein. Nach der von Angenheister berechneten Lage des Herdes ist es nicht unwahrscheinlich, daß der Herd in der geforderten Tiefe liegt.

Literatur.

L. Mintrop Über die Ausbreitung der von den Massendruckten einer Großgasmaschine erzeugten Bodenschwingung. Dissertation Göttingen, 1911.

L. Grunmach. Experimentaluntersuchung zur Messung von Erderschütterung. Verh. Vereins z. Förderung d. Gewerbeleißes.

O Hecker. Seismische Beobachtungen in Potsdam. Veröffentl. d. Kgl. preuß. Geod. Instituts, Bd. 29, 1906.

E. Wiechert. Über Erdbebenwellen.

B. Gutenberg: Die seismische Bodenunruhe. Dissertation Göttingen, 1912.

Sieberg: Erdbebenkunde.

Zur Frage der Laufzeitkurven und der Bearbeitung der Erdbebendiagramme.

Von G. Krumbach. — (Mit fünf Abbildungen.)

Nach einem Vergleich der gebräuchlichen Laufzeitkurven werden aus diesem Material mittlere Laufzeittabellen bis 16 000 km Herdentfernung zusammengestellt.

1. Vergleich des Laufzeitkurvenmaterials. Die wichtigste Grundlage für die Bearbeitung von Erdbebendiagrammen sind möglichst gesicherte Laufzeitkurven, die einerseits genaue Lokalisierung der Erdbebenherde gestatten und andererseits auch aus ihrem Verlauf das Material für die Erforschung des Aufbaues des Erdkörpers vermitteln.

Im Laufe der Entwicklung der Arbeitsmethoden ist das Bebenmaterial für die Aufstellung dieser Kurven immer vollkommener geworden, ebenso ist auch eine Reihe von Laufzeitfunktionen bestimmt worden.

Für den Bearbeiter von Erdbebendiagrammen erhebt sich jetzt die Schwierigkeit, welche von den vorhandenen Laufzeitkurven zur Bestimmung der Herdentfernung und der Herdzeit zu verwenden sind. Damit verbunden ist auch die Frage, welche von den verschiedenen Einsätzen innerhalb der Vorphasen bei Benutzung einer bestimmten Laufzeitkurve zugrunde gelegt werden müssen. So müssen sich auch bei der Benutzung der Berichte verschiedener Stationen, die ihre Bearbeitungen nach verschiedenen Gesichtspunkten vornehmen, bei zusammenfassenden Bearbeitungen gewisse Schwierigkeiten ergeben.

Zur Klärung der erwähnten Fragen soll daher im folgenden vor der Bearbeitung neuer Erdbebenkataloge durch die Reichsanstalt eine Gegenüberstellung der gebräuchlichsten [Laufzeitkurven vorgenommen, und der Versuch unternommen werden, nach dem jetzigen Stand des Materials eine gewisse Vereinheitlichung zu erzielen.

Es werden von den verschiedensten Stationen hauptsächlich folgende Laufzeitkurven verwendet.

Wiechert-Zöppritz 1907 *)	(W-Z)	} In den Tabellen verwendete Abkürzungen
Geiger-Gutenberg 1912 *)	(G-G)	
Mohorovičić 1914 **)	(M)	
Hecker 1915 ***)	(H)	
Klotz 1916 †)	(Kl)	
Angenheister 1921 *)	(A)	
Visser 1921 ††)	(V)	
Mohorovičić 1922 **)	(M)	

Dieses Material soll jetzt untereinander verglichen werden, indem die neuesten Kurven, Mohorovičić 1922, zugrunde gelegt und die Abweichungen für *P*

*) Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen.

**) Akademie d. Wiss. Zagreb.

***) Gerlands Beiträge.

†) Seismol. Tables, Ottawa.

††) Verhand. No. 7, Batavia.

Tabelle 1. Vergleich der Laufzeiten für die P-Wellen.

Δ km	M		W-Z		G-G		H		V		Abweichg. geg. Mohorovičić			
	min	sec	min	sec	min	sec	min	sec	min	sec	δ W-Z	δ G-G	δ H	δ V
1 000	2	12	2	16	2	16	—	—	2	16	+ 4	+ 4	—	+ 4
2 000	4	13	4	17	4	17	4	19	4	17	+ 4	+ 4	+ 6	+ 4
3 000	5	56	5	58	5	58	5	56	5	58	+ 2	+ 2	+ 2	+ 2
4 000	7	20	7	22	7	22	7	22	7	22	+ 2	+ 2	+ 0	+ 2
5 000	8	27	8	32	8	32	8	34	8	31	+ 5	+ 5	+ 7	+ 4
6 000	9	32	9	32	9	39	9	35	9	39	+ 0	+ 7	+ 3	+ 7
7 000	10	29	10	31	10	43	10	31	10	43	+ 2	+ 14	+ 2	+ 14
8 000	11	21	11	28	11	42	11	26	11	39	+ 7	+ 21	+ 5	+ 18
9 000	12	12	12	23	12	30	12	19	12	31	+ 11	+ 18	+ 7	+ 19
10 000	13	04	13	15	13	17	13	19	13	20	+ 11	+ 13	+ 15	+ 16
11 000	13	50	14	04	—	—	14	02	14	05	+ 14	—	+ 12	+ 15

Tabelle 2. Vergleich der Laufzeitdifferenzen S-P.

Δ km	M		W-Z		G-G		V		Abweichg. geg. Mohorovičić		
	min	sec	min	sec	min	sec	min	sec	δ W-Z	δ G-G	δ V
1 000	1	43	1	48	1	48	1	47	+ 5	+ 5	+ 4
2 000	3	18	3	23	3	23	3	19	+ 5	+ 5	+ 1
3 000	4	35	4	43	4	43	4	35	+ 8	+ 8	+ 0
4 000	5	37	5	47	5	48	5	36	+ 10	+ 11	- 1
5 000	6	35	6	42	6	43	6	40	+ 7	+ 8	+ 5
6 000	7	31	7	36	7	35	7	35	+ 5	+ 4	+ 4
7 000	8	29	8	29	8	26	8	26	+ 0	- 3	- 3
8 000	9	26	9	20	9	13	9	16	- 6	- 13	- 10
9 000	10	16	10	10	9	57	10	04	- 6	- 19	- 12
10 000	10	58	10	58	—	—	10	46	0	—	- 12
11 000	11	28	11	41	—	—	11	25	+ 13	—	- 3

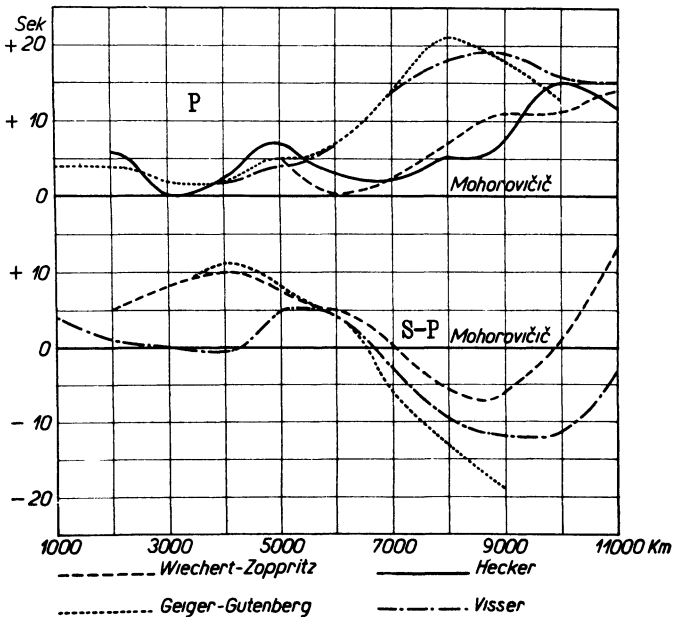


Fig. 1. Vergleich der Laufzeitkurven.

(Tabelle 1) und $S-P$ (Tabelle 2) bestimmt werden. Die angegebenen Werte δ geben die Korrekturen, die an den Mohorovičić-Kurven anzubringen sind, um die übrigen Kurven zu erhalten. (Siehe Tabelle 1 und 2, Fig. 1.)

Es zeigt sich bei beiden Zusammenstellungen, daß bei der Aufstellung der Laufzeitfunktionen ganz verschiedene Einsätze zur Verwendung gekommen sein müssen.

Die Zeiten für die P -Wellen liegen gleichmäßig bei allen anderen Autoren später als bei Mohorovičić, ebenso haben wir bei $S-P$ stets denselben Gang der Abweichungen.

Diese Verschiedenheiten sind auf die Unterscheidung der nebeneinander vorkommenden Einsätze eP und iP (Mohorovičić 1914) zurückzuführen. So bezieht sich bei Mohorovičić die Laufzeit der „normalen Primae“ auf die im Diagramm früher gelegenen schwachen Einsätze eP eines Erdbebens.

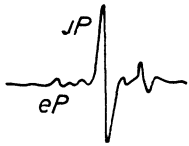


Fig. 2.

Bei allen übrigen Autoren sind die späteren scharfen Einsätze verwendet worden, welche auch von Stationen mit weniger empfindlichen Instrumenten zur Aufzeichnung gelangen.

Wegen der Verschiedenheit des verwendeten Materials erscheint auch das Verfahren von Klotz, die Herdentfernung nach Wiechert-Zóppritz (Klotz, Tabelle 5) und die Herdzeit nach Mohorovičić (Klotz, Tabelle 1) zu bestimmen, für die Bestimmung der Herddaten ungeeignet. Ebenso sei an dieser Stelle auf eine irrtümliche Bestimmung der Laufzeit der Wechselwelle durch denselben Autor hingewiesen, die auch schon früher von mir erwähnt wurde.

Es wird von Klotz nämlich gegenüber den üblichen Darstellungen angenommen, daß eine Wechselwelle PS vor dem zweiten Vorläufer gelegen sei. Es war zunächst zu vermuten, daß dieser Kurve ein besonderes Beobachtungsmaterial zugrunde läge. So wurde daher zur Kontrolle auf Grund der Theorie die Laufzeit der Wechselwelle rechnerisch bestimmt.

Hierbei wurde die alte Annahme bestätigt, daß die Wechselwelle PS bei etwa 30° Herdentfernung beginnt und hinter dem zweiten Vorläufer gelegen ist.

Bei einer erneuten Prüfung wurde dann festgestellt, daß die Klotzsche Laufzeitfunktion auf einen Ansatz in der Berechnung der Laufzeit PS zurückzuführen ist:

$$T_{PS}(\Delta) = T_P(\Delta/2) + T_S(\Delta/2).$$

Die beiden Komponenten der Wechselwelle sind also addiert worden ohne Berücksichtigung des Reflexionsgesetzes:

$$\sin i_P : \sin i_S = v_P : v_S,$$

das z. B. bei 60° Herdentfernung genähert die beiden Anteile $\Delta_P = 15^\circ$ und $\Delta_S = 45^\circ$ liefert.

2. Aufstellung mittlerer Laufzeitkurven. P . Da die Laufzeitkurven von Wiechert-Zóppritz, Geiger-Gutenberg, Hecker, Visser nach Art der Aufstellung und in den Zahlenangaben genähert übereinstimmen, so erscheint es zunächst das richtigste, nach diesen Daten durch Mittelwertbildung eine mittlere Laufzeitkurve herzustellen.

Bis 10000 km Herdentfernung läßt sich die Rechnung in dieser Weise durchführen.

Von 10000 km an wurde die Laufzeitkurve von Angenheister unverändert übernommen. Diese entspricht den am Kern gebeugten Wellen und stellt sich als gerade Linie dar. Der Anschluß zwischen den beiden Laufzeitkurven ist sehr gut, so daß eine Ausgleichung nicht erforderlich war.

Es hätte nahegelegen, auch in diesem Bereich das Material von Visser zur Bearbeitung heranzuziehen. Dieses ist indessen nach Angaben des Autors von Milne*) übernommen worden und wird von ihm selbst als unsicher erachtet, „da die Beobachtungen über 110° hinaus zu zweifelhaft erscheinen, um eine Korrektur der Milneschen Kurve zu gestatten“. Die Laufzeitkurve von Angenheister ist als sicherer anzusehen, da sie sich auf ein umfangreicheres Bebenmaterial stützt und gerade in neuerer Zeit eine weitgehende Bestätigung durch Beobachtungsmaterial hochempfindlicher Seismographen gefunden hat.

Für die Laufzeitdifferenz $S-P$ besteht das Material von drei Autoren: Wiechert-Zöppritz, Geiger-Gutenberg, Visser. Dieses wurde von 9000 km Herdentfernung in der obigen Weise verwendet. Für größere Herdentfernung haben wir nur das Material von Wiechert-Zöppritz und Visser, daß jedoch größere Abweichungen untereinander aufweist. Auf Grund des weit umfangreicheren neueren Beobachtungsmaterials von Visser wurde dessen Angaben der Vorzug gegeben, da hier eine Mittelbildung unzulässig erschien.

Der Anschluß der mittleren Kurve und der Kurve von Visser ist auch hier ohne Korrekturen durchführbar, da schon bei 5000 km Herdentfernung die Abweichung von der mittleren Kurve nur 1 sec beträgt und bei 9000 km den Wert 0 erreicht.

Reflektierte Wellen. Für die Aufstellung der Kurven der reflektierten Wellen wird das Material von O. Meissner-Potsdam**) verwendet, das in seinem vollen Umfang zur Verfügung gestellt wurde. Der Anschluß an die übrigen Daten läßt sich ohne weiteres durchführen, da die Laufzeitdifferenz $R-P$ als Funktion der Laufzeitdifferenz $S-P$ gegeben ist. Die Laufzeit der Wechselwelle PS wurde vorläufig in der Weise aufgestellt, daß die Differenz $PS-S$ verwendet wurde, wie sie durch Geiger-Gutenberg gegeben ist.

Die einzelnen Werte wurden in der genannten Weise von 100 zu 100 km errechnet. Unregelmäßigkeiten, die gerade bei den Reflexionen auftreten, sind absichtlich nicht ausgeglichen worden, da es sich um wirklich vorhandene Unstetigkeiten der Laufzeitkurve zu handeln scheint und nicht um etwaige Beobachtungsfehler.

Hauptwellen. Zur Aufstellung von Laufzeitkurven für die Hauptwellen und Wiederkehrwellen sind die Ergebnisse von Zeissig-Mack***) zu verwenden:

vL_1	3.9
vL_2	3.6
vL_3	3.4
vL_4	3.3

Die neuen mittleren Laufzeitkurven sind in Tabelle 3 zusammengestellt worden.

*) Milne, Brit. Association Reports 1903.

**) Phys Zeitschr. 1920.

***) Zeitschr. f. angew. Geophys. 1922

Tabelle 3. Mittlere Laufzeitkurven

Δ km	<i>P</i>	<i>S-P</i>	Δ km	<i>P</i>	<i>S-P</i>	Δ km	<i>P</i>	<i>S-P</i>
100	14	12	800	110	86	1500	199	156
200	28	12	900	123	97	1600	211	165
300	42	34	1000	136	108	1700	223	175
400	55	45	1100	150	117	1800	235	184
500	69	55	1200	163	127	1900	246	193
600	83	66	1300	175	138	2000	257	202
700	97	76	1400	187	147	2100	268	210

2200 bis 4500 km.						4600 bis 5900 km.							
Δ km	<i>P</i>	<i>S-P</i>	<i>PP-P</i>	<i>PPP-P</i>	<i>PS-P</i>	<i>SS-P</i>	Δ km	<i>P</i>	<i>S-P</i>	<i>PP-P</i>	<i>PPP-P</i>	<i>PS-P</i>	<i>SS-P</i>
2200	279	219	16	31			4 600	485	379	90	113	385	552
2300	290	228	19	36			4 700	492	385	92	117	392	563
2400	300	236	23	40			4 800	499	391	94	120	399	574
2500	310	244	27	44			4 900	506	397	97	125	405	584
2600	320	251	30	47		325	5 000	512	402	99	130	411	594
2700	330	259	34	52		337	5 100	520	408	101	136	418	603
2800	340	266	37	56		352	5 200	527	414	104	141	424	613
2900	349	274	41	60		365	5 300	533	419	106	147	430	625
3000	358	281	44	63		378	5 400	539	424	108	152	436	633
3100	367	288	47	66		390	5 500	546	429	110	157	442	642
3200	376	295	50	70		402	5 600	552	435	112	162	448	652
3300	384	302	53	73		413	5 700	558	440	114	168	453	662
3400	393	307	57	77		425	5 800	564	445	116	173	459	670
3500	401	314	60	80		436	5 900	570	450	118	177	465	679
3600	410	320	62	84		447	6 000	576	455	120	182	471	688
3700	418	326	65	87		458	6 100	583	460	122	187	477	696
3800	426	332	68	90	332	469	6 200	589	465	124	192	483	706
3900	434	338	70	92	339	478	6 300	595	471	126	197	489	716
4000	442	344	73	95	345	490	6 400	601	477	129	202	495	725
4100	450	350	76	98	352	501	6 500	607	482	131	207	501	734
4200	457	356	79	101	358	512	6 600	613	487	133	211	507	742
4300	464	362	82	104	365	521	6 700	619	492	136	216	513	750
4400	471	368	85	107	372	532	6 800	625	497	138	221	519	758
4500	478	374	88	110	379	542	6 900	631	502	141	226	525	767

7000 bis 9500 km.						9600 bis 12 000 km.							
7000	637	507	144	231	531	776	9 600	777	630	214	325		993
7100	643	513	148	236	536	785	9 700	782	634	216	328		1000
7200	649	518	152	240	543	794	9 800	787	638	218	332		1006
7300	655	523	155	244	549	803	9 900	792	642	219	335		1014
7400	660	528	158	247	555	812	10 000	796	646	222	339		1022
7500	666	533	161	250	561	820	10 100	800	650	224	342		1026
7600	672	538	164	253	567	829	10 200	804	654	226	346		1032
7700	677	543	167	255	573	838	10 300	808	658	227	349		1039
7800	683	547	169	258	579	847	10 400	812	662	229	352		1045
7900	688	552	172	260	585	855	10 500	815	665	230	355		1050
8000	694	557	174	262	591	864	10 600	820	668	230	358		1056
8100	699	561	176	265	597	872	10 700	824	672	231	361		1061
8200	704	566	179	268	603	880	10 800	828	675	232	364		1067
8300	710	571	181	272	609	888	10 900	832	678	233	367		1072
8400	715	576	184	276	616	896	11 000	836	681	233	368		1075
8500	720	581	187	280	623	904	11 100	840	684	233	370		1080
8600	726	585	190	284	629	911	11 200	844	686	234	372		1085
8700	731	590	192	288	636	919	11 300	848	688	234	375		1090
8800	736	595	195	293	643	929	11 400	852	690	235	377		1095
8900	741	600	197	298	650	938	11 500	856	692	235	379		1100
9000	746	604	200	302	656	946	11 600	860	694	236	381		1105
9100	751	609	202	306	663	955	11 700	864	697	278	384		1111
9200	755	613	204	310	669	962	11 800	868	700	238	386		1116
9300	760	618	206	314	676	970	11 900	872	703	239	388		1122
9400	766	622	209	317	683	978	12 000	876	705	239	390		1127
9500	771	628	212	321	695	985							

Laufzeiten der P-Wellen. 12 100 bis 16 000 km.

Δ	T	Δ	P	Δ	P	Δ	P	Δ	P
12 100	880	12 900	912	13 700	945	14 500	977	15 300	1009
12 200	884	13 000	916	13 800	949	14 600	981	15 400	1013
12 300	888	13 100	920	13 900	953	14 700	985	15 500	1017
12 400	892	13 200	924	14 000	957	14 800	989	15 600	1021
12 500	896	13 300	928	14 100	961	14 900	993	15 700	1025
12 600	900	13 400	932	14 200	965	15 000	997	15 800	1029
12 700	904	13 500	937	14 300	969	15 100	1001	15 900	1033
12 800	908	13 600	941	14 400	973	15 200	1005	16 000	1037

Bei der ganzen Darstellung kann es sich zunächst nur um einen Versuch handeln, der als Grundlage für weitere Untersuchungen dienen soll. Bei Verwendung dieser Kurven bei einer Bearbeitung eines umfangreichen Bebenmaterials sind die Gesichtspunkte für die endgültige Aufstellung einer durchaus gesicherten Laufzeitkurve zu gewinnen.

Zum Schluß sind noch einmal die Ergebnisse dem Ausgangsmaterial in Fig. 3 und Tabelle 4 gegenübergestellt.

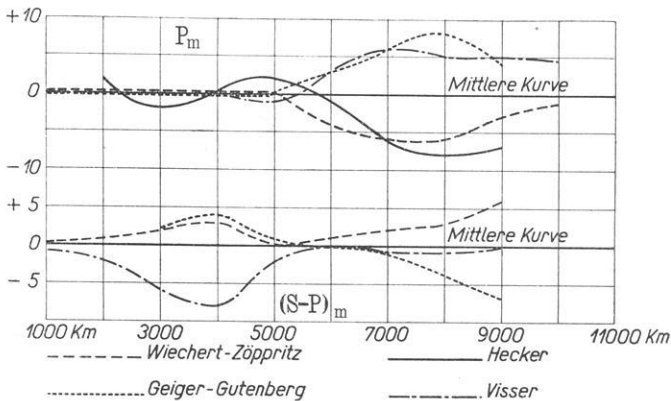


Fig. 3.

Tabelle 4.

Abweichungen der Ausgangskurven von den mittleren Laufzeitkurven.

Δ km	T					$S-P$			
	M	W-Z	G-G	H	V	M	W-Z	G-G	V
1000	136	0	0		0	108	0	0	-1
2000	257	0	0	+2	0	202	+1	+1	-2
3000	358	0	0	-2	0	281	+2	+2	-6
4000	442	0	0	0	0	344	+3	+4	-8
5000	512	0	0	+2	-1	402	0	+1	-2
6000	576	-4	+3	-1	+3	455	+1	0	0
7000	637	-6	+6	-6	+6	507	+2	-1	-1
8000	694	-6	+8	-8	+5	557	+3	-4	-1
9000	746	-3	+4	-7	+5	604	+6	-7	0

3. Bemerkungen zur Auswertung der Seismogramme. Aus der vorstehenden Bearbeitung des Materials der Laufzeitkurven geht hervor, daß bei der Auswertung der Seismogramme zwei verschiedene Laufzeitfunktionen zur Verwendung gelangen können:

1. Die Laufzeitkurve von Mohorovičić, welche sich auf die im Anfang eines Seismogramms gelegenen schwachen Einsätze bezieht;
2. die oben aufgestellte mittlere Laufzeitkurve, welcher die stark ausgeprägten Einsätze zugrunde gelegt sind.

Die beiden Kurven entsprechenden Einsätze werden bisher mit dem Symbol P gekennzeichnet. So erscheint daher die Unterscheidung eP und iP , sofern nicht beide Phasen gleichzeitig im Bericht verwertet werden, nicht ausreichend.

Liegt z. B. folgendes Diagramm vor:

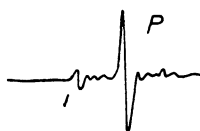


Fig. 4.

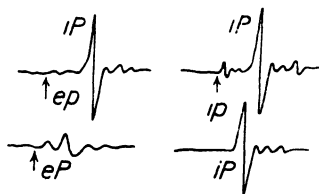


Fig. 5.

so wird der Bearbeiter den ersten Einsatz mit iP bezeichnen, und es geht in diesem Falle nicht aus dem Bericht hervor, daß die zugeordnete Zeit der schwachen Phase im Bereich des Vorläufers entspricht.

Würde man für diese Phase zur Kennzeichnung ein neues Symbol einführen, p , so würden die Angaben ep , ip , eP , iP in einem Bericht sofort einem späteren Bearbeiter das exakte Material liefern. Die Bezeichnung P und S bleibt nur für die Haupteinsätze bestehen.

Es seien jetzt noch einige Diagrammbeispiele mit den neuen Bezeichnungen angeführt (siehe Fig. 5):

4. Ausführung der Stationsberichte. Für die Zusammenstellung des Stationsmaterials für den Stationsdienst und auch für Sammelberichte hat sich das nebenstehende Schema als zweckmäßig erwiesen. In die Kolonne P und S sind die Zeiten für die stark ausgeprägten Einsätze, nicht aber p und s einzutragen.

Wegen der großen Unsicherheit des Einsatzes der Hauptwellen ist die Zeitangabe in Bruchteilen von Minuten vorge-

Station und Datum	km	A μ	h	m	s	T	P	A μ	h	m	s	T	S	h	m	s	T	A μ	h	m	s	T	M _u	A μ	h	m	s	T	C	T	D	h	Bemerkungen

sehen. Aus demselben Grunde wird bei den Nachläuferwellen nur die mittlere Periode angegeben, die wegen der Rückschlüsse auf den Wellenweg wichtig erscheint*). Neu eingeführt wird an Stelle von F die Dauer des Bebens D in Stunden.

Alle weiteren Einsätze, insbesondere auch ep , es oder eP , eS (Mohorovičić), sowie Besonderheiten des Bebens, Angaben über das Schüttergebiet usw. fallen unter die Rubrik Bemerkungen.

Die einzelnen Komponenten des Bebens stehen in der Reihenfolge NEZ untereinander.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Oktober 1925.

Graphische Methode zur Berücksichtigung des topographischen Einflusses und des Einflusses der unterirdischen Massen auf die gravimetrischen Beobachtungen.

Von **B. Numerov.**

Für Schweremessungen wird ein Verfahren angegeben, daß es ermöglicht, sowohl die Terrainkorrekturen graphisch zu ermitteln als auch die Diskussion der unterirdischen Massen, die die Schwereanomalie hervorrufen, zu erleichtern.

1. Es gibt zwei Methoden der Gravitationsbeobachtungen: es werden erstens Schwerebeobachtungen mit Hilfe des Pendels ausgeführt; zweitens erlaubt die Drehwage von Eotvös die Eigenschaften der Potentialfunktion der Schwerkraft zu untersuchen. Die Resultate der Pendel- und Drehwagenbeobachtungen werden hauptsächlich zu geologischen Zwecken verwendet. Um ein Urteil über die Dimensionen und die Form der inneren unterirdischen Massen zu erhalten, hat man zuerst die Beobachtungen für die Anziehung des äußeren topographischen Reliefs in der Umgebung des Beobachtungsortes zu korrigieren; der Vergleich der für das Relief korrigierten Werte mit den normalen, die aus der Betrachtung der Erde als homogenes Spheroid folgen, ergibt die Schwereanomalien, auf Grund welcher man über die innere Konstitution der oberen Erdschichten beurteilen kann. Das Problem der Bestimmung der Form und der Dimensionen der unterirdischen Massen auf Grund der Schwereanomalien ist mit bedeutenden Schwierigkeiten verbunden, so daß eine allgemeine Lösung derselben kaum möglich ist. Bei der praktischen Anwendung der Schwerebeobachtungen sind die Kenntnisse des geologischen Aufbaues, der Erdbohrungen sowie auch die theoretischen Berechnungen des Einflusses der unterirdischen Massen von einigen bestimmten, hauptsächlich regelmäßigen, geometrischen Formen von großer Bedeutung. Das Hauptproblem der Gravimetrie, abgesehen von der Methodik der Beobachtungen und der Instrumentenforschungen, ist die Berücksichtigung des Einflusses der äußeren

*) Diss. Wellmann, Hamburg 1923.

topographischen Massen und der unterirdischen Massen auf die Differentialquotienten der Potentialfunktion. Selbstverständlich sind diese beiden Probleme im Grunde genommen identisch, doch unterscheiden sie sich bedeutend in der Form der Lösung.

Nachstehend soll eine graphische Lösung der beiden Probleme gegeben werden. Die Methode, der ich folge, kann auch auf analoge Fälle der numerischen Berechnung der Volumenintegrale Anwendung finden.

2. Zur Berücksichtigung der topographischen Reduktion hat Hayford*) Formeln und Hilfstafeln sowie auch Isostasietafeln vorgeschlagen. Formeln für die Berücksichtigung des topographischen Einflusses bei Beobachtungen mit der Drehwaage wurden zuerst von Eötvös**) gegeben und später von Schweydar***) und anderen Autoren umgeändert. Die Ableitung der nötigen Formeln soll hier kurz gezeigt werden.

Den folgenden Betrachtungen liege ein rechtwinkliges Koordinatensystem mit den Koordinaten x, y, z zugrunde. Die elementare Masse dm mit den Koordinaten a, b, c ruft in dem Punkte xyz das Potential

$$dw = \frac{k^2 dm}{\rho} \dots \dots \dots (1)$$

hervor, wo $k^2 = 667 \cdot 10^{-10}$ CGS — die Gravitationskonstante — und!

$$\rho^2 = (a - x)^2 + (b - y)^2 + (c - z)^2 \dots \dots \dots (2)$$

Wir führen ein neues System zylindrischer Koordinaten ein:

$$a - x = l \cos \alpha; \quad b - y = l \sin \alpha; \quad c - z = h \dots \dots \dots (3)$$

Es sei ferner δ die Dichte und σ die Elementarfläche; man hat also:

$$dm = \sigma \delta dh = \delta l dl d\alpha dh \dots \dots \dots (4)$$

Wenn wir die erste Integration nach h ausführen, so finden wir:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{k^2 \sigma \delta}{l} [\cos \varphi]^2 \\ 2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} &= +\frac{k^2 \sigma \delta}{l^2} \sin 2\alpha [3 \sin \varphi - \sin^3 \varphi]^2 \\ \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} &= +\frac{k^2 \sigma \delta}{l^2} \cos 2\alpha [3 \sin \varphi - \sin^3 \varphi]^2 \\ \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} &= -\frac{k^2 \sigma \delta}{l^2} \cos \alpha [\cos^3 \varphi]^2 \\ \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} &= -\frac{k^2 \sigma \delta}{l^2} \sin \alpha [\cos^3 \varphi]^2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

*) Hayford und Bowie: The effect of topography and isostatic compensation upon the intensity of gravity.

**) Eötvös: Bericht über die geodätischen Arbeiten in Ungarn. Verh. der 15. All. Konfer. d Intern. Erdmess. 1906.

***) W. Schweydar Die topographische Korrektion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswaage.

wobei

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{h}{l} \dots \dots \dots (6)$$

in den meisten Fällen klein ist. Beim Einsetzen der Integrationsgrenzen hat man zu beachten, daß $h_1 = -J$ und $h_2 = h - J$ ist, wo h die Erhöhung der Säule über dem Fuße des Instruments und J die Höhe des Schwerpunkts des Instruments bedeuten.

Die folgende Integration nach l kann man nach der Formel von Simpson oder nach anderen Formeln für mechanische Quadraturen ausführen und so die Wirkung des elementaren Sektors mit dem Öffnungswinkel $d\alpha$ berücksichtigen. Wenn man die Nivellierung in verschiedenen Winkeln α und in verschiedenen Azimuten ausführt, so läßt sich die Wirkung dieses elementaren Sektors in eine Fouriersche Reihe entwickeln. Dadurch wird die letzte Integration nach α bedeutend vereinfacht und läßt sich auf die Berechnung der vier ersten Glieder der Fourierschen Reihe reduzieren. Unter verschiedenen lokalen Verhältnissen kann sich die Zahl der Nivellements merklich ändern und weit über 8 betragen, wie bei Eötvös und anderen Autoren. Bei der Integration nach l kann man die Frage nach einer zweckmäßigen Wahl der sukzessiven Halbmesser der Nivellements stellen. Es können auch spezielle Tafeln für bestimmte Halbmesser l konstruiert werden, welche mit dem Argument h die einzelnen Komponenten der Wirkung des elementaren Sektors ergeben, wodurch man die intermediären Multiplikationen vermeiden kann.

Zur Berücksichtigung der topographischen Reliefs nach diesem Verfahren sind in jedem Punkte spezielle Nivellierungen erforderlich; es kommen dabei noch ganz erhebliche Rechnungen vor. Es kann sich auch in komplizierten Fällen erweisen, daß eine große Anzahl von Nivellements nach den Halbmessern erforderlich ist, und daß doch die Fouriersche Entwicklung trotzdem schlecht konvergieren wird. Die Lösung des Problems wird sehr vereinfacht, wenn man den topographischen Einfluß mit Hilfe einer mit Horizontalen (Isohypsen) versehenen Karte berücksichtigt, d. h. wenn man den Einfluß des Massivs zwischen je zwei benachbarten Horizontalen in Betracht zieht. Eine derartige Lösung des Problems kann auf Grund folgender Auseinandersetzungen in geometrischer Form dargestellt werden.

Jeder beliebige Differentialquotient (5) kann als ein Flächenintegral dargestellt werden:

$$R = \int F(l, \alpha, h) \sigma \dots \dots \dots (7)$$

Teilen wir σ in elementare Flächen ungleicher Größe $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \dots$ und setzen:

$$F_1 \sigma_1 = F_2 \sigma_2 = F_3 \sigma_3 = \dots = f \dots \dots \dots (8)$$

so kann man die Formel (7) auch schreiben:

$$R = Nf \dots \dots \dots (9)$$

Mit anderen Worten, es wird das Integral R in diesem Falle gleich N gleichen Elementen f sein. Das Element f wird auf Grund von (8) und je nach

den Werten von l , α und h verschiedenen Flächen σ entsprechen. Wenn wir alle Elemente auf der Zeichnung durch Punkte darstellen (für ein konstantes h), so werden sich diese Punkte nicht regelmäßig, sondern nach einem bestimmten Frequenzgesetz je nach dem Verlauf der Funktion F verteilen. Je mehr wir uns von dem Zentrum des Instruments entfernen, desto seltener werden sich die Punkte verteilen. Die Punkte des Vektors $\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z}$ werden beim Meridian sehr

dicht und beim ersten Vertikal gar nicht vorhanden sein. Für die Berechnung des Einflusses des Massivs mit der Höhe h von beliebiger Form in der horizontalen Ebene wird es genügen, die Zahl N der in diese Kontur fallenden Punkte zu zählen. Der Zählwert des Elements f für ein gegebenes h kann ganz beliebig gewählt werden — damit wird der Maßstab der Frequenz bestimmt. Die Größe f ist eine Funktion der Höhe h , wenn man die Glieder höherer Ordnung von y in der Formel (5) vernachlässigt. Der Einfluß des Massivs wird nach der Formel (9) gefunden. Man hat drei Diagramme herzustellen: erstens zur Berücksichtigung des topographischen Einflusses auf die Schwerkraft, zweitens für die Gradienten $\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z}$ und $\frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z}$ und drittens für die Größen $\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}$ und $\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}$.

3. Das Problem des Einflusses der unterirdischen Massen kann in derselben geometrischen Form gelöst werden. Wir wollen neue Koordinaten in bezug auf das Zentrum des Instruments $\xi = a - x$, $\eta = b - y$, $h = c - z$ einführen. Die elementare Masse wird hier $dm = \delta \sigma \eta$, wo σ die elementare Fläche in der Ebene ξ, h ist. Die erste Integration in den Grenzen von 0 bis η ergibt

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial z} &= \frac{k^2 \delta \sigma h}{r^2 u} \\ \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} &= \frac{3}{2} \frac{k^2 \delta \sigma}{r^2} \left(\frac{1}{u} - \frac{1}{3 u^3} \right) \sin 2\alpha \\ \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} &= -k^2 \delta \sigma [(\eta^2 + r^2)^{-3/2} - r^{-3}] \sin \alpha \\ \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} &= -k^2 \delta \sigma [(\eta^2 + r^2)^{-3/2} - r^{-3}] \cos \alpha \\ \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} &= 3 k^2 \delta \sigma \left[\frac{1}{3 r^2 u^3} - \frac{\cos^2 \alpha}{r^2} \left(\frac{1}{u} - \frac{1}{3 u^3} \right) \right] \end{aligned} \right\} \dots (10)$$

Hier ist der Kürze halber

$$r^2 = \xi^2 + h^2 \quad \text{und} \quad u \eta = \sqrt{\eta^2 + r^2} \dots (11)$$

gesetzt worden.

Jeder von den fünf Differentialquotienten nimmt nach der Integration nach der Fläche σ die Form

$$R = \int F(r, \alpha, \eta) \sigma = N f \dots (12)$$

an, wobei

$$\sigma_1 F_1 = \sigma_2 F_2 = \dots = f \dots (13)$$

Die Frequenz der Punkte hängt von dem Verlauf der Funktion F ab, welche mit den polaren Koordinaten r , α und η verbunden ist. Da η in der Funktion F nur zusammen mit r vorkommt, so ist das Gewicht der Elements f zwischen zwei konzentrischen Kreisen eine Funktion von η allein. Darum hat man bei dem Zählen der Punkte innerhalb einer gegebenen geschlossenen Kurve den Punkten ein verschiedenes Gewicht, je nach der Koordinate und nach der Nummer des Kreises, zuzuordnen. In dem Spezialfalle einer unendlichen Ausdehnung der Massen längs der η -Achse ist f überall konstant und die Berücksichtigung des Einflusses der unterirdischen Massen wird durch ein einfaches Zählen der Punkte innerhalb einer Kontur von einem beliebigen Schnitte mit der $\xi\eta$ -Ebene erzielt.

Berlin, August 1925.

Berichte und Referate.

Über die Möglichkeit des Auftretens von Gashydraten in höheren Schichten der Atmosphäre.

Von G. Tammann und G. J. R. Krige*). — (Mit einer Abbildung.)

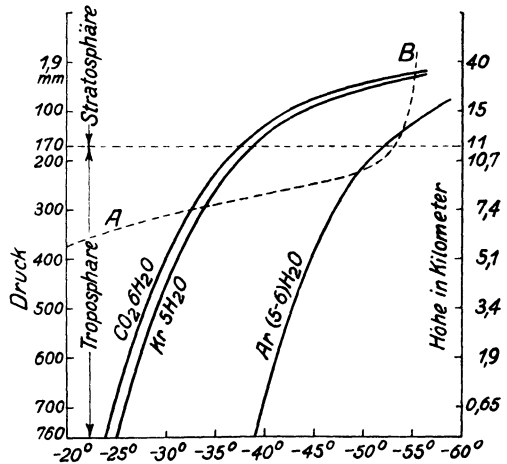
Wenn die Drucktemperaturkurve der Erdatmosphäre bekannt ist, und außerdem die Dissoziationskurven der Gashydrate, dann kann die Höhe in der Atmosphäre angegeben werden, in der die Bildung eines Gashydrats eintreten könnte.

Die Bildung eines Gashydrats wird möglich in Höhen, deren pt -Werte auf dem Flächenstück zwischen der pt -Kurve der Atmosphäre und der Dissoziationskurve des betreffenden Gashydrats liegen.

In der Figur sind für verschiedene Höhen der Erdatmosphäre die zugehörigen Drucke und die ihnen entsprechenden Temperaturen durch die gestrichelte Kurve AB angegeben**). Die Dissoziationskurven der Gashydrate von Ar, Kr und CO_2 sind ebenfalls eingetragen.

Wenn beispielsweise die Atmosphäre nur aus CO_2 und Wasserdampf bestände, so würden in Höhen von 7 bis 30 km sich Wolken aus Kohlenäurehydrat bilden können.

In der folgenden Tabelle sind für die Gase CO_2 , Ar und Kr ihre Partialdrücke an der Erdoberfläche sowie die in einer Höhe von 11 km an der Grenze von Tropo-



*) Aus: „Die Gleichgewichtsdrucke von Gashydraten“. Zeitschr. f. anorgan. u. allgem. Chem. 146, 179 (1925).

***) Wegener: Thermodynamik der Atmosphäre 1911, S. 41, 130.

und Stratosphäre angegeben. An dieser Grenze beträgt die Temperatur -53° und der Druck 170 mm. In der letzten Spalte sind aus den Dreiphasenkurven die Dissoziationsdrucke der betreffenden Gashydrate für diese Temperatur angegeben.

Gas	Partialdruck an der Erdoberfläche mm	Partialdruck des Gases in einer Höhe von 11 km (Temp. -53°) mm	Dissoziationsdruck für das Gashydrat bei -53° mm
CO ₂	0.23	0.05	36.5
Ar	7.12	1.59	150.2
Kr	0.01	0.002	35.5

Man sieht, daß in der Höhe von 11 km der Partialdruck des CO₂ nur $\frac{1}{730}$ von dem Dissoziationsdruck des CO₂-Hydrats bei -53° beträgt, und für Ar nur $\frac{1}{100}$ von dem Dissoziationsdruck des Argonhydrats. Beim Krypton liegen die Verhältnisse noch ungünstiger als bei der Kohlensäure. An der Grenze der Tropo- und Stratosphäre ist demnach für die Gase CO₂, Ar und Kr eine Hydratbildung unmöglich.

Wenn oberhalb der Stratosphäre mit sinkendem Drucke auch die Temperatur tiefer sinkt, so wäre die Möglichkeit der Bildung der betreffenden Gashydrate gegeben. Doch ist es sehr fraglich, ob, wenn auch die Bedingungen der Entstehung erfüllt sind, die Bildung auch wirklich eintritt, denn in einer sehr verdünnten Mischung von CO₂ und Wasserdampf wäre die spontane Bildung eines Kristallisationszentrums des entsprechenden Hydrats ein sehr unwahrscheinliches Ereignis, auch wenn die thermodynamischen Stabilitätsbedingungen für das betreffende Hydrat erfüllt sind.

Göttingen, Physikalisch-chemisches Institut der Universität.

Nölke, Fr.: Geotektonische Hypothesen. Eine kritische Zusammenstellung. (Nr. 2 der Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgeg. von C. Mainka.) Berlin, Gebr. Borntraeger, 1924. 128 S.

Der Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt, durch eingehende kritische Beleuchtung der verschiedenen Hypothesen, welche bezüglich der Herausbildung des Erdantlitzes ausgearbeitet worden sind, eine Klärung dieses geophysikalisch und geologisch so wichtigen und anziehenden Problems herbeizuführen. Ein jeder solcher ernste Versuch kann nur mit Dank begrüßt werden, denn namentlich auf dem in Frage stehenden Gebiet bedürfen die Hypothesen einer eindringenden Beleuchtung, um einen nicht gar zu unsicheren Boden für weitere Schlüsse zu haben.

Den Ausgangspunkt für die Kritik bilden 10 Abschnitte eines ersten Teils über die Beobachtungstatsachen und die aus ihnen gezogenen theoretischen Folgerungen. Hier finden wir u. a. kurze Betrachtungen über das Erdinnere, die Verteilung der Höhen und Tiefen auf der Erdoberfläche, das Prinzip der Isostasie, die Orogenese und Epirogenese, die Polwanderungen, die Eiszeiten sowie über die Entstehung unseres Planetensystems. Es sei hervorgehoben, daß der Standpunkt eingenommen wird, daß bei dem jetzigen Zustand unserer Erde nur unbedeutende Polschwankungen möglich sind, und daß für die Entwicklung unseres Sonnensystems die Meteoritenhypothese abgelehnt und die Nebularhypothese als allein in Frage kommend betrachtet wird, und zwar in der Form, „daß die Planeten von Anfang an als selbständige Massen neben der Sonne existierten, daß der Urnebel unseres Systems also, wie zahlreiche im Weltraum anzutreffende unregelmäßige Nebel, der Symmetrie entbehrte“.

Im zweiten Teil finden dann zunächst die außer der Kontraktionshypothese aufgestellten geotektonischen Hypothesen die beabsichtigte kritische Besprechung, und zwar neben anderen namentlich die bisher vor allem beachteten Lehren von Reyer (Gleitfaltungshypothese), von Reade (thermische Hypothese), von Ampferer und Schwinner

(Unterströmungshypothese), von W. Penck (plutonische Hypothese) und von Wegener (Kontinentalverschiebungshypothese). Wie besonders die letztgenannte Hypothese im ganzen und im einzelnen völlig abgewiesen wird, so führt auch in den übrigen Fällen die Betrachtung immer nur zur Ablehnung. Obwohl nun der Verfasser selbstverständlich eine solche Negierung stets des näheren begründet und offensichtlich von sich aus mit Erfolg immer eine klare Stellungnahme erstrebt, so hätte man aber wohl wünschen mögen, daß auch die verwertbaren Momente, welche in diesen Gedankengängen (und auch in den Wegenerschen) doch zweifellos enthalten sind, hier und da mehr hervorgehoben wären.

Ganz auf dem Boden der Kontraktionshypothese stehend, unternimmt es der Verfasser sodann, dieselbe so auszugestalten, daß sich alle bisherigen Beobachtungstatsachen zwanglos ihr einordnen lassen. Bei der Unsicherheit mancher der hierzu benötigten Grundlagen und auf die Erde anzuwendenden Schlussfolgerungen konnten indessen die Ausführungen naturgemäß nicht so präzise gefaßt werden, daß sie in allem zu überzeugen vermöchten. Die eingehenden, gedankenvollen Darlegungen nehmen ihren Ausgang von dem durch Emden aufgehellten Kontraktionsvorgang bei Gaskugeln und fassen die Schrumpfung der Erde wesentlich als Folge intratellurischer Vorgänge thermodynamischen Charakters auf, mit denen nur geringe oder gar keine Wärmeabgabe verbunden ist. Es wird dabei mit der Möglichkeit gerechnet, daß der Eisenkern der Erde in seinem Inneren Teil noch jetzt Gascharakter habe.

Die Erklärung der tektonischen Vorgänge auf unserem Planeten von dem so gewonnenen Boden aus und eine kurze vergleichende Betrachtung der Entwicklung des Mondes und der Erde bilden zur Hauptsache den Abschluß des inhaltreichen Buches.

E. Tams.

Nikiforov, P.: L'anomalie de la gravité dans la région de Kursk. Bull. Inst. Math. de l'Académie des Sciences de Russie. Petrograd 1922.

Der Verfasser gibt in dieser Arbeit einen Bericht über seine Schweremessungen mit der Eötvösschen Drehwaage, die im September 1921 bei Śiğry (Gouv. Kursk) vorgenommen wurden, um auch von dieser Seite her einen Beitrag zur Klärung der magnetischen Anomalie im Kursker Gebiet zu liefern.

Im größeren Teile der Abhandlung wird auf die Arbeitsweise und Theorie der Drehwaage ausführlich eingegangen. Das benutzte Instrument ist analog dem von Hecker (1910) gebauten Modell, abgesehen von einigen technischen Änderungen. Für die Auswertung der Messungen werden nicht nur die registrierten Ruhelagen der Gehänge benutzt, sondern man bestimmt die Ruhestellungen auch aus den jeweiligen Umkehrpunkten der Gehängeschwingungen, wozu eine laufende Registrierung der Gehängebewegung stattfindet. Die angeführte Konstantenbestimmung schließt sich noch dem von Eötvös gegebenen Verfahren an. Ferner sind die bekannten geophysikalischen Deutungen der zweiten Differentialquotienten des Anziehungspotentials übersichtlich zusammengestellt. Neu sind die entwickelten Terrainkorrektionsformeln. Sie eignen sich in dieser Gestalt jedoch nur für sehr ebene Gelände.

Im letzten Abschnitt gibt der Verfasser die Ergebnisse seiner Messungen. Wegen technischer Schwierigkeiten und ungünstiger Witterung konnten in 26 Tagen nur 15 Stationen gemessen werden. Diese liegen hauptsächlich auf einer Geraden, die senkrecht zur magnetischen Anomalie verläuft, d. h. von Osten nach Westen. Die Gradienten ergeben deutlich eine beträchtliche Schwereanomalie, die parallel mit der magnetischen geht. Die eingehende Diskussion erlaubt noch das ungefähre Profil des eingelagerten schwereren Gesteins anzugeben.

Zu erwähnen ist noch, daß beim Bestimmen der Schwerkraftdifferenz mittels Pendels und der Drehwaage eine recht gute Übereinstimmung erzielt wurde.

Dr O. Meisser.

Nakano, Hiroshi: On Rayleigh Wave. Japanese Journal of Astronomy and Geophysics, Vol. III, Nr. 5. Tokio 1925. — (Mit einer Abbildung.)

Diese Arbeit, eine der wichtigsten der theoretischen Seismik, kann als Fortführung von Lambs „On the Propagation of Tremors over the Surface of an Elastic Solid*“) betrachtet werden. Nakano geht über Lamb hinaus, indem er den Herd der Störung nicht mehr in die Oberfläche des, wie bei Lamb von einer Ebene ($y = 0$) begrenzten, unendlich ausgedehnten isotropen Mediums legt, sondern in die Tiefe $y = f$.

Die Bezeichnungsweise ist (mit einer einzigen Ausnahme: N und T statt H und Y) von Lamb übernommen. Es bedeuten:

- x die Fortpflanzungsrichtung längs der Oberfläche,
- y die senkrechte Koordinate, positiv nach unten;
- u, v die Amplituden parallel zu x und y ;
- u_0, v_0 die entsprechenden Werte an der Oberfläche ($y = 0$);
- λ, μ die Laméschen Elastizitätskonstanten;
- ρ die Dichte des Mediums;
- p gibt an, wieviel Perioden in der Zeit 2π enthalten sind, also das 2π fache der Frequenz;
- ξ , wieviel Wellenlängen auf die Strecke 2π fallen, so daß

$e^{i(p t \pm \xi x)}$ der einfachste Ausdruck einer fortschreitenden Sinuswelle ist;

$V_1 = \frac{1}{a} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$, $V_2 = \frac{1}{b} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ und $V_3 = \frac{1}{c}$ sind die Geschwindigkeiten longitudinaler, transversaler und Rayleighwellen;

$h = p a$, $k = p b$ und $K = p c$ haben dieselbe Dimension und physikalische Bedeutung wie ξ .

p_{xx} , p_{xy} und p_{yy} sind die Druckkomponenten.

Der Herd wird als unendlich lange Gerade durch den Punkt ($x = 0$, $y = f$) angenommen, senkrecht zu x und y . Es werden also nur Lambs „zweidimensionale“ Probleme weiter ausgeführt.

Das Kapitel „Elementary Solutions“ führt in die Lambsche Betrachtungsweise ein und ist zum größten Teil eine fast wörtliche Wiederholung Lambs. Trotzdem sei hier darauf eingegangen, da es für das Verständnis der Hauptuntersuchung wesentlich ist.

Durch die Beziehungen

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

werden Potentialfunktionen eingeführt, derart, daß $\Psi = 0$ eine longitudinale, $\Phi = 0$ eine transversale Welle darstellt, wie aus den Wellengleichungen

$$(\mathcal{L}^2 + h^2) \Phi = 0, \quad (\mathcal{L}^2 + k^2) \Psi = 0$$

ersichtlich ist.

$$\Phi = A e^{-\alpha y} e^{i(p t \pm \xi x)}, \quad \Psi = B e^{-\beta y} e^{i(p t \pm \xi x)}$$

stellt eine Oberflächenwelle dar, wenn

$$\begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\xi^2 - h^2} \text{ für } \xi > h, & \beta &= \sqrt{\xi^2 - k^2} \text{ für } \xi > k \\ &= i \sqrt{h^2 - \xi^2} \text{ „ } \xi < h & &= i \sqrt{k^2 - \xi^2} \text{ „ } \xi < k \end{aligned}$$

Eine freie Oberflächenwelle (Rayleighwelle) wird erhalten, indem man eine Lösung der Wellengleichung sucht, die an der Oberfläche die Bedingung $p_{xy} = 0$, $p_{yy} = 0$ erfüllt. Man erhält

$$\begin{cases} \Phi = (2K^2 - k^2) \cdot C \cdot e^{-\alpha_1 y} e^{+iKx}, & \Psi = \pm 2iK\alpha_1 \cdot C \cdot e^{-\beta_1 y} e^{+iKx} \\ \left\{ \begin{aligned} u_0 &= -iK(2K^2 - k^2 - 2\alpha_1\beta_1) C e^{i(p t - Kx)} \\ v_0 &= k^2 \alpha_1 C e^{i(p t - Kx)}. \end{aligned} \right. \end{cases}$$

*) Phil. Trans. Roy. Soc. London 203, 1-42 (1904).

Hierbei ist C ein Amplitudenfaktor. $\pm K$ ist gegeben als reelle Wurzel von

$$f(F/\xi) = (2\xi^2 - k^2)^2 - 4\xi^2 \alpha \beta.$$

α_1, β_1 sind die Werte von α, β für $\xi = \pm K$. Die Geschwindigkeit der freien Oberflächenwelle ist also eine ganz bestimmte, $V_3 = \frac{p}{K}$. Die einzelnen Massenteilchen schwingen elliptisch. Nach Lamb ist $\frac{1}{V_3} = 1.087664 \cdot \frac{1}{V_3}$ für $\lambda = \mu$.

Verfasser leitet die Reflexionsgesetze für longitudinale und transversale Wellen ab, indem er die durch diese Wellen erzeugten Druckkomponenten $[p_{xy}]_0$ und $[p_{yy}]_0$ an der Oberfläche bestimmt und, um eine freie Oberfläche zu erhalten, diejenige Bewegung zur gegebenen addiert, die die vorgegebenen Drucke $[p_{xy}]_0$ und $[p_{yy}]_0$ zum Verschwinden bringt. Es zeigt sich, daß in beiden Fällen eine longitudinale und eine transversale Welle reflektiert wird, und daß für bestimmte Einfallswinkel der erzeugten Transversalwelle an Stelle der longitudinalen reflektierten Welle eine Oberflächenwelle entsteht, die aber nicht, wie die Rayleighwelle, für sich bestehen kann.

Zu allen Lösungen der Wellengleichung kann eine freie Oberflächenwelle addiert werden.

Das Kapitel „Preliminary Analysis“ bringt verschiedene Darstellungen des Integrals

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\alpha y + i\xi x}}{\alpha} d\xi = 2 \int_0^{\infty} e^{i h \sqrt{x^2 + y^2} \cos h \varphi} d\varphi = \frac{\pi}{i} H_{2,0}(hr),$$

welches in den nächsten Kapiteln Anwendung findet. Hierbei ist $H_{2,0}$ die Haukelsche Funktion 2. Art und 0. Ordnung, deren Realteil bekanntlich die Besselsche Funktion 0. Ordnung ist. $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ist die Herdentfernung.

Es folgen zwei parallel gebaute Kapitel.

„Waves due to a Compressional Origin“ und

„Waves due to a Distorsional Origin“.

Es genügt, das eine derselben, z. B. das erste, genauer zu betrachten.

$$\Phi = e^{ipt} H_{2,0}(hr) = \frac{2i}{\pi} \int_0^{\infty} e^{i(pt - hr \cos h \varphi)} d\varphi, \quad \Psi = 0$$

stellt eine longitudinale Welle dar, bei der die einzelnen Massenteilchen sinusförmig schwingen, deren räumliches Aussehen durch die Besselsche Funktion 0. Ordnung dargestellt wird, also eine mit Zunahme der Herdentfernung abklingende Bewegung*). Da die Bewegung eine unendlich lange Dauer hat, kann nicht von Einsätzen, sondern nur von Phasenverzögerungen (phase retardations) die Rede sein.

Für die freie Oberfläche erhält man die Amplituden

$$u_0 = \frac{4k^2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\beta \xi}{F(\xi)} e^{-\alpha f + i\xi x} d\xi, \quad v_0 = -\frac{2ik^2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\xi^2 - k}{F(\xi)} e^{-\alpha f + i\xi x} d\xi.$$

*) Siehe z. B. Jahnke-Emde. Funktionentafeln.

Durch Integration über einen geeigneten komplexen Integrationsweg [Integration über einen Sattel*)] gelingt folgende Darstellung:

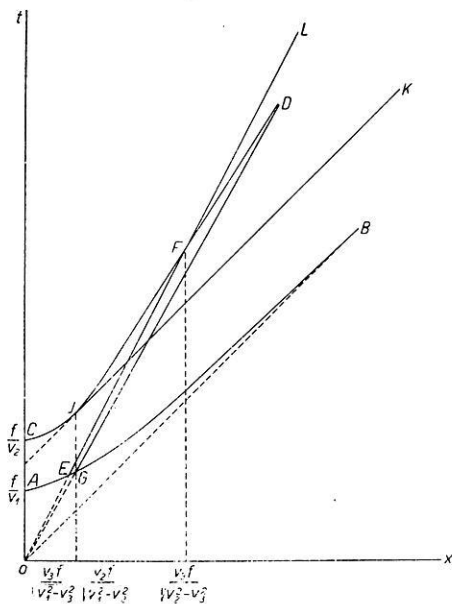
$$\begin{aligned}
 u_0 &= u_1 + u_r + u_3, & v_0 &= v_1 + v_r + v_3, \\
 \left. \begin{aligned} u_1 &= U_1(\zeta, h, k) \cdot e^{i(p t - h r)} \\ v_1 &= V_1(\zeta, h, k) \cdot e^{i(p t - h r)} \end{aligned} \right\} \\
 \left. \begin{aligned} u_3 &= 0 \\ v_3 &= 0 \end{aligned} \right\} & \text{für } x < \frac{h f}{\sqrt{k^2 - h^2}} = \frac{V_2 f}{\sqrt{V_1^2 - V_2^2}} \\
 \left. \begin{aligned} u_3 &= U_3(\zeta, h, k) \cdot e^{i(p t - k x)} \\ v_3 &= V_3(\zeta, h, k) \cdot e^{i(p t - k x)} \end{aligned} \right\} & \text{für } x > \frac{V_2 f}{\sqrt{V_1^2 - V_2^2}} \\
 \left. \begin{aligned} u_r &= 0 \\ v_r &= 0 \end{aligned} \right\} & \text{für } x < \frac{h f}{\sqrt{K^2 - h^2}} = \frac{V_3 f}{\sqrt{V_1^2 - V_3^2}} \\
 \left. \begin{aligned} u_r &= 8 i k^2 \frac{\beta_1 K}{F'(K)} e^{-\alpha_1 f} e^{i(p t - K x)} \\ v_r &= -4 k^2 \frac{2 K^2 - k^2}{F'(K)} e^{-\alpha_1 f} e^{i(p t - K x)} \end{aligned} \right\} & \text{für } x > \frac{V_3 f}{\sqrt{V_1^2 - V_3^2}}
 \end{aligned}$$

ζ ist die bei der Integration an die Stelle von ξ gesetzte komplexe Variable ($\zeta = \xi + i \eta$). Die Form der Amplitudenfaktoren U_1, V_1, U_3, V_3 wird vom Verfasser bestimmt und wurde in diesem Referat zwecks kürzerer Darstellung durch obige Symbole ersetzt.

(u_r, v_r) ist eine Rayleighwelle. Die Welle ($u_1 v_1$) hat eine Phasenverzögerung, die der Laufzeit einer vom Herd ausgehenden direkten Longitudinalwelle entspricht. Die Phasenverzögerung von (u_r, v_r) entspricht der Laufzeit einer vom Epizentrum ausgehenden Rayleighwelle und die Phasenverzögerung von ($u_3 v_3$) der Laufzeit einer vom Epizentrum ausgehenden, die Oberfläche entlang laufenden Transversalwelle. (u_r, v_r) und ($u_3 v_3$) treten erst in den Entfernungen $\frac{V_2 f}{\sqrt{V_1^2 - V_2^2}}$

und $\frac{V_3 f}{\sqrt{V_1^2 - V_3^2}}$ auf. Die Punkte des ersten Auftretens findet man nach folgender Regel: Man lasse gleichzeitig eine longitudinale Welle vom Herd und eine (nur gedachte) Rayleigh- bzw. Transversalwelle vom Epizentrum der Oberfläche entlang ausgehen. Da die Geschwindigkeit der Longitudinalwelle am größten ist, gibt es stets einen Punkt, in dem sie

gleichzeitig mit der Rayleighwelle und einen anderen, in dem sie gleichzeitig mit der Transversalwelle eintrifft. In diesen Punkten beginnt das wirkliche Auftreten der Wellen (u_r, v_r) und ($u_3 v_3$). Am besten zeigt dies die Laufzeitkurve (siehe unten).



*) Siehe z. B. Courant-Hilbert: Methoden d. math. Phys. 1, 435.

Geht vom Herd keine ständige Sinusschwingung, sondern eine unregelmäßige Bewegung, z. B. ein einmaliger Stoß, aus, so tritt an die Stelle des Zeitfaktors e^{ipt} das Fouriersche Integral

$$f(t) = \frac{1}{\pi} \Re \int_0^{\infty} dp e^{ipt} \int_{-\infty}^{+\infty} f(v) e^{-ipv} dv.$$

Die Integration geschieht auf einem anderen Wege. Man erhält als wesentlichstes, daß sich die Rayleighwelle zur Zeit $t = t_0 + cx$ [$t_0 =$ Herdzeit] durch starkes Anwachsen der Bodenbewegung zeigt. Mit zunehmender Epizentralentfernung herrscht sie immer mehr vor, da ihre Amplitude langsamer abnimmt als die der direkten Welle. Auch hier tritt sie erst auf, wenn $x > \frac{V_3 f}{\sqrt{V_1^2 - V_3^2}}$.

Eine Bewegung, die der Welle ($u_3 v_3$) entspricht, tritt nicht auf. Während also die Rayleighwelle, einmal erregt, selbständig längs der Oberfläche weiter läuft, tritt die Welle ($u_3 v_3$) nur bei ständig wiederholter Erregung auf, ihre Energie wird im Innern des Mediums zerstreut.

Die Ergebnisse des Kapitels „Waves due to a Distorsional Origin“ erhält man dadurch, daß man in obigem überall die Begriffe „longitudinal“ und „transversal“ vertauscht. Die Rayleighwelle wird ein zweites Mal angeregt, gerade in dem Punkte, in dem die von der longitudinalen Welle erregte Rayleighwelle mit der direkten Transversalwelle zusammentrifft. Eine neue Welle entsteht also nicht, nur eine Verstärkung der ersten.

Die Laufzeitkurve aus dem letzten Kapitel „Concluding Remarks“ wird dies noch mehr verdeutlichen. HB und CD sind die erregenden longitudinalen und transversalen Wellen. Die erregten Rayleighwellen sind EL und FL . JK und GD sind Wellen, die sich mit transversaler bzw. longitudinaler Geschwindigkeit längs der Oberfläche fortpflanzen, erregt von der longitudinalen bzw. transversalen Welle.

Zu bedauern sind die vielen Druckfehler, meist vertauschte Vorzeichen und Indizes, die das Lesen der Arbeit oft sehr erschweren. Einen Teil derselben [auch das Zurückfallen in die Lambsche Bezeichnungsweise, Formel (95)] wird der Leser selbst leicht berichtigen. Einem Abdruck dieser Arbeit [Contributions from the Central Met. Observ. of Japan I, Nr. 1, Tokio (1925)] ist ein leider nicht ganz vollständiges Druckfehlerverzeichnis beigegeben. — Zwischen u, v und u_0, v_0 ist nicht immer scharf unterschieden, jedoch läßt der Text kaum Zweifel aufkommen.

Hervorzuheben ist, daß außer einigen Kenntnissen über elastische Schwingungen, partielle Differentialgleichungen, Besselsche Funktionen und Funktionentheorie nichts vorausgesetzt wird. Nicht einmal die Kenntnis der Lambschen Arbeit ist nötig.

Der Zusammenhang mit dem Seismogramm fehlt bei dieser rein theoretischen Arbeit vollständig. Ein zusammenfassender Bericht über den Stand der Rayleighwellenforschung ist für eins der nächsten Hefte dieser Zeitschrift in Aussicht genommen.

Karl Jung.

Zur Frage nach der Konstanz der Solarkonstante.

Referat von W. Milch.

Bekanntlich ist das Wesen der Solarkonstantenbestimmung neben der Messung der innerhalb der Atmosphäre wirksamen Strahlungsintensitäten die Extrapolation auf die Strahlung an der Grenze der Atmosphäre. Dabei ergeben sich zwei Hauptschwierigkeiten: Einmal die Veränderung der Energieverteilung im Sonnenspektrum bei verschiedenen durchlaufenen Luftmassen und als Folge davon der wechselnde Extinktions-

koeffizient der reinen Luft und zweitens die Veränderung des Trübungsstates der Atmosphäre. Nach Linke kann man die Extinktionsformel schreiben :

$$\log J_m = \log J_0 + m \cdot T \cdot \log q_m.$$

Hierbei ist J_m die Strahlungsintensität nach dem Durchlaufen der Schichtdicke m , q_m der Transmissionskoeffizient für reine trockene Luft in Abhängigkeit von der Schichtdicke, und T der Trübungsfaktor. Man sieht aus der Gleichung, daß $\log J_m = f(m)$ eine Gerade darstellt, da q_m Funktion von m ist. Geradlinige Extrapolation ist also unzulässig und würde zu kleine Solarkonstanten ergeben. Dieser Schwierigkeit begegnen Abbot und Fowle, von denen wir die exaktesten Bestimmungen der Solarkonstante haben, dadurch, daß sie mit Hilfe eines Spektrobographen die Intensität der Sonnenstrahlung in 40 Spektralbändern messen; für jedes solches Spektralband, das sie als hinreichend monochromatisch ansehen, um q darin konstant setzen zu können, extrapolieren sie linear und finden durch Addition der so gewonnenen Solarkonstanten der einzelnen Bänder die Gesamtsolarkonstante. Die Umgehung der ersten erwähnten Extrapolationsschwierigkeit scheint damit hinreichend gelungen zu sein. Anders der Versuch, der zweiten Schwierigkeit Herr zu werden: Der wechselnden Absorption und der Extinktion an größeren Teilchen der Atmosphäre. Wie die Linkesche Extinktionsformel zeigt, kann der Trübungsfaktor einen beliebigen Wert haben, ohne daß dadurch die Extrapolation erschwert wird, falls nur T konstant bleibt. Das ist nun erfahrungsgemäß nicht der Fall. Abbot sucht der Variation der Durchlässigkeit dadurch Rechnung zu tragen, daß er an der Solarkonstante eine Wasserdampfkorrektur abhängig von dem Gesamtwassergehalt der durchlaufenen Atmosphäre anbringt. Selbst wenn diese empirische Korrektur richtig ist, ist damit doch noch nicht jede Trübungsursache erschöpft, denn es fehlt noch die Wirkung der größeren Teilchen in der Atmosphäre. Auch diese versucht Abbot wieder empirisch zu berücksichtigen mit Hilfe der pyrometrisch gemessenen Himmelsheelligkeit in Sonnennähe, die gerade von dem zuletzt genannten Trübungsbestandteil abhängt. Ganz ist diese Korrektur offenbar nicht gelungen. Die abgeleiteten Werte der Solarkonstante zeigen nämlich nach eingehenden Untersuchungen von Marvin³⁾ starke Zusammenhänge mit dem Extinktionskoeffizienten (in der Linkeschen Fassung ist der Marvinische Extinktionskoeffizient gleichbedeutend mit $-\frac{\log q_m}{\log e} \cdot T$) und außerdem mit dem Wassergehalt der Atmosphäre. Beides dürfte natürlich, wenn es richtig eliminiert wäre, nicht mehr mit der Solarkonstante zusammenhängen. Die von Marvin hierbei berechneten Korrelationskoeffizienten beweisen, daß die Extrapolation der Solarkonstante die zweite erwähnte Schwierigkeit noch nicht ganz überwunden hat. Allerdings ist zu bedenken, daß es sich hierbei um Fehler von 5 bis 10 pro Mille der Solarkonstante handelt. Immerhin ist die Feststellung von Marvin wertvoll, da sie die von Abbot der wechselnden Sonnentätigkeit zugeschriebenen kurzperiodischen Schwankungen der Solarkonstante wenigstens zum Teil, wenn nicht ganz auf Extrapolationsfehler zurückführt. Damit stimmt überein der von Marvin gezeigte fortlaufende Rückgang der prozentualen Schwankung der Solarkonstante im Laufe der Jahre 1906 bis 1922; Marvin erklärt ihn einfach, außer durch Verbesserung der Meßmethoden, in erster Linie durch Verbesserung der Extrapolation. Sehr auffallend ist in der Darstellung von Marvin das plötzliche Ansteigen des Fehlers der Solarkonstante im Jahre der Katmaitrübung, ein offener Effekt fehlerhafter Extrapolation, verursacht durch Änderung des Trübungsstates der Atmosphäre. Hierher gehört noch der Einfluß des jährlichen Ganges der Trübung der Atmosphäre auf einen jährlichen Gang der Solarkonstante, den Marvin durch harmonische Analyse feststellt. Dabei zeigt sich, daß die Verwendung des Spektrobographen eine Verbesserung der Meßmethode darstellt, indem die bographisch bestimmten Werte der Solarkonstante im Gegensatz zu den gleichzeitig rein pyrheliometrisch bestimmten fast keinen jährlichen Gang zeigen.

Als letztes Mittel, um sich von instrumentellen und atmosphärischen Einflüssen frei zu machen, hat Abbot Messungen an zwei unabhängigen weit voneinander entfernten Stationen anstellen lassen. Auch diese Parallelmessungen prüft Marvin. Er benutzt sie, um aus den Fehlern jeder einzelnen Meßreihe und aus den Fehlern der Differenz der beiden, die auf reelle Schwankung der Sonnentätigkeit zurückgehenden Variationen der Solarkonstante, die in beiden Reihen gleichmäßig auftreten, in der Differenz sich also herausheben müssen, von den atmosphärischen und instrumentellen Fehlern jeder Reihe zu trennen. Er findet dabei 0,5 bis 1,3 Proz. Instrumental- und Extrapolationsfehler bei gleichzeitiger Schwankung der Sonnentätigkeit um 0,15 bis 0,55 Proz. Unter diesen Umständen müssen die unter der Fehlergrenze der Bestimmungsmethode liegenden Schwankungen der Sonnentätigkeit von Tag zu Tag, wie sie Abbot vertritt, als durchaus unsicher abgelehnt werden.

Die gleichen Parallelmessungen unterzieht Kimball⁴⁾ einer Untersuchung auf Korrelation der Solarkonstantenbestimmung beider Stationen und findet an Stelle der starken Korrelation, die durch tatsächliche Schwankungen der Sonnentätigkeit hervorgerufen werden müßte, für drei Zeitintervalle getrennt, einmal eine kleine, sonst eine unbedeutende Korrelation; im weiteren Verlauf seiner Untersuchungen schließt er, daß von den Schwankungen der Solarkonstante von Tag zu Tag nicht mehr als höchstens 0,003 g cal (d. h. 0,15 Proz.) auf Änderung der Sonnentätigkeit zurückgeführt werden können. Auch er lehnt dann die Schwankungen der Sonnentätigkeit als innerhalb der Fehlergrenzen der Bestimmung liegend ab.

Damit kommen Marvin und auch Kimball auf Grund eingehender Untersuchungen des Materials nach allen möglichen Methoden zu demselben Schlusse, den schon Linke²⁾ früher aus einer kritischen Überlegung betreffend die Genauigkeit der Meß- und Extrapolationsmethode gezogen hat. Auch die Größenordnung der Fehler, wie sie Linke angibt, wird durch die eingehenden Untersuchungen von Marvin an Hand des Beobachtungsmaterials bestätigt. Linke wendet sich in einer der erwähnten Arbeiten¹⁾ auch gegen die Heranziehung der Solarkonstantenschwankungen zur Wetterprognose und erklärt die von H. Clayton angenommene Wirkung der Solarkonstantenschwankungen auf die Witterung, umgekehrt als Einfluß der Witterung auf die Extrapolation und die dadurch hervorgerufenen Fehler der Solarkonstanten. Linke weist überhaupt als Erster auf den Einfluß des im Laufe des Tages variierenden Trübungs-faktors auf Extrapolationsfehler hin und charakterisiert damit klar die Hauptfehlerquelle der Solarkonstantenbestimmung. Neu an den Veröffentlichungen von Marvin und Kimball sind also nicht die angegebenen Gründe für die auftretenden Fehler der Solarkonstante, sondern nur die, allerdings sehr eingehende, kritische Verarbeitung des vorliegenden Solarkonstantenmaterials.

Zusammenfassend können wir auch nach den neuesten Arbeiten mit Linke sagen²⁾: „Vorläufig hindert jedenfalls nichts die »Solarkonstante« wirklich als konstant anzusehen“. Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß bei den erwähnten Untersuchungen abgesehen ist von dem gesetzmäßig bekannten Einfluß der wechselnden Entfernung Erde-Sonne im Laufe des Jahres auf die Solarkonstante, und daß auch langperiodische, säkulare Schwankungen der Solarkonstante davon nicht betroffen werden.

Literatur.

¹⁾ F. Linke: Die angeblichen Schwankungen der Solarkonstanten. Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 74.

²⁾ Derselbe: Über angebliche Schwankungen der Solarkonstanten. Astron. Nachr. 221, Nr. 5291.

³⁾ C. F. Marvin: On the question of day-to-day fluctuations in the derived values of the Solar Konstant. Monthly Weather Review 1925, S. 285.

⁴⁾ H. H. Kimball. Smithsonian Solar Konstant values. Ebenda, S. 203.

Literaturverzeichnis.

(Seit 1. Januar 1924; Einteilung siehe S. 1: Zur Einführung.)

- L. A. Bauer and J. A. Fleming: Annual report of the director of the department of terrestrial magnetism. Extractes from year book for 1924. Carnegie-Institution of Washington.
- L. A. Bauer: Terrestrial magnetism and electricity at the Madrid meeting, October 1924. Int. Geodetic and Geophys. Union Bull., Nr. 4. Baltimore, The John Hopkins. press, 1924.
- K. Lüdemann: Die erdmagnetische Deklination in Deutschland von 1890—1920. Zeitschr. f. Vermessungswesen 1925, Heft 7.
- A. Schmidt: Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Potsdam im Jahre 1924. Meteorol. Zeitschr. **42**, 238 (1925).
- W. v. Bemmelen: De Kompaswaarnemingen der oude Zeevaarders en de Verplaatsing der magnetische Pool. Tijdschr. v. het kgl. Nederl. aardrijkskundl. Genootschap. **52** (1925).
- A. Gernet: Das Vermessungsschiff „Cecilie“. Reval Topohydrograafia Aastaraamat **75** (1924).
- A. Nippoldt: Der Erdmagnetismus. Ebenda **67** (1924).
- W. H. Herbert: The accuracy of the theodolite-compass. Toronto Journ. R. Astr. Soc. Can. **18**, 381 (1924).
- J. Koenigsberger: Die magnetische Feststellung von an Salzvorkommen gebundenen Erdöllagerstätten. Petroleum **20**, 227 (1924).
- A. Nippoldt: Die Erforschung der erdmagnetischen Anomalie südlich von Königsberg i. Pr. nach ihrer Beziehung zur Geologie des Untergrundes. Geol. Arch. **3**, 114 (1924).
- Derselbe: Magnetische Aufnahme der Ostsee und Ostseeländer. Zeitschr. Ges. Erdkunde **317** (1924).
- F. Burmeister. Magnetische Karte von Bayern. Petermanns Mitt. **70**, 268 (1924).
- N. Malinine: Sur les variations seculaires du magnétisme terrestre au Nord de la Russie d'Europe. Journ. of Geophys. and Meteorol. Moskau **1**, 35 (1924).
- F. Errulat: Über den Stand der Erforschung der erdmagnetischen Störung in Ostpreußen. Phys.-ökon. Ges. Königsberg **64**, 30 (1925).
- D. L. Hazard: Results of observations made at the United States. Coast and Geodetic Survey Magnetic Observatory at Cheltenham 1921 and 1922. Washington 1924. Ebenso von Sitka (1921/22); Honolulu, Hawaii (1921/22); Tuscon, Ariz. (1919/20).
- Derselbe: Results of magnetic observations made by the United States Coast and Geodetic Survey in 1923. Washington 1924.
- H. W. Fisk and C. R. Duvall: A Differential method for deriving magnetometer constants. Terr. Magn. **30**, 1 (1925).
- A. Baldit: Mesures magnétiques dans le centre et l'est de la France. Compt. rend. **180**, 1410 (1925).
- D. Mawson: Antarctic terrestrial magnetism (Scientific reports of the australian antarctic expedition 1911—1914). Ber. Nature **116**, 289 (1925).
- G. S. Ljingsdahl: Jordmagnetiska undersökningar i nörtra och mellersta Sverige Åren 1913—1921. Kungl. Sjökarteverket, Jordmagnetiska Publikationer, Nr. 4. Stockholm 1925.
- S. W. Visser: Isomagnetism for the Netherlands East Indian Archipelago, Epoch 1925. C. Kon. Magn. en Met. Obs. Batavia 1925.
- M. R. Chevallier: Magnetic declination and the magnetisation of ancient lava. Nature **116**, 515 (1925).

- D. L. Hazard: Terrestrial magnetism in the twentieth century. I. Wash. Acad. Sc. **15**, 111 (1925).
- J. de Moidrey: Études sur le magnétisme terrestre. Bull. Obs. Lyon I, Nr. 4, avril 1925, **7**, 75.
- A. Nippoldt: Die einfachste Erklärung des Magnetismus der Erde. „Weltall“ **24**, Heft 5.
- Derselbe: Louis Agricola Bauer und der Erdmagnetismus. Naturw. **13**, 317 (1925).
- L. Palazzo: Determinazioni magnetiche nelle isole maggiore mediterranea. Rend. Acc. Naz. Lincei **33**, 452 (1925).
- P. Lasaraff. The Kursk magnetic anomaly. Terr. Magn. **30**, 11 (1925).
- L. Eblé: Mesures magnetiques dans le centre de France. Compt. rend. **180**, 14 (1925).
- K. Lüdemann: Die Genauigkeit der Magnetorientierung. Vermess.-Nachr. 1924.
2. Das erdmagnetische Außenfeld und seine periodischen Variationen.
Erdmagnetische Störungen.
- J. de Moidrey. Études sur le magnetisme terrestre. Observatoire de Zi-Ka-Wei. Fascicule IV. Second album 1920—1924.
- S. Chapman. The evidence of terrestrial magnetism for the existence of highly ionized regions in the upper atmosphere. Proc. Roy. Soc. London **37**, 38 D—45 D (1925), Phys. Ber. **6**, 1108 (1925).
- Derselbe: The lunar diurnal magnetic variation at Greenwich and other observatories. Observatory London, Vol. **48**, No. 611, Apr. 1925.
- L. A. Bauer u. W. L. Peters: Regarding abruptly beginning magnetic disturbances. Terr. Magn. **30**, 45 (1925).
- A. Crichton Mitchell: On the changes in vertical force during the „sudden commencement“ of a slight magnetic storm. Roy. Soc. Edinburgh, 22. June 1925.
- Mr. E. N. Webb and Dr. Chree Antarctic Terrestrial Magnetism. I. Vol. of Series B of the Scientific Reports of the Australian Antarctic Expedition of 1911—1914.
- L. A. Bauer. Remarks on non-cyclic changes and calm days. Terr Magn **30**, 78 (1925).
- C. Chree. On diurnal inequalities and the tabulation of curves. Ebenda, S. 69.
- J. de Moidrey: Calm and disturbed days. Ebenda, S. 79.
- C. A. French: Declination results obtained at the total Solar Eclipse. I. **24**. 1925 at Long's Corners, Ontario, Canada. Ebenda, S. 87.
- A. Pödder On the periodicity of magnetic storms at Irkutsk. Ebenda, S. 93.
- J. de Moidrey. Perturbation magnetique 1. XI. 1924 à Lu-Kia-Pang et à Tsin-Tao. Ebenda, S. 25.
- C. R. Duvall and C. C. Ennis. Supplementary note on a graphical method of computing diurnal variation by differential formula. Ebenda, S. 27.
- Principal magnetic storms at Watheroo, Apia, Cheltenham, Huancayo. Oct.—Dec. 1924. Ebenda, S. 30.
- E. W. und A. S. D. Maunder: La période de rotation du Soleil d'après les orages magnetiques. Bull. Obs Lyon **7**, 19 (1925).
- W. v. Bemmelen: Nachstörung, Aktivität und interdiurne Veränderlichkeit der Horizontal Komponente beim Erdmagnetismus. Meteorol. Zeitschr. **42**, 143 (1925).
- J. Bartels: Eine universelle Tagesperiode der erdmagnetischen Aktivität. Ebenda, S. 147.
- Ad. Schmidt: Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Potsdam 1924. Ebenda, S. 238.
- Kgl. niederländ. Meteorol. Institut in De Bilt. Der magnetische Charakter des Jahres 1924. Ebenda, S. 358.
- J. Bartels: Tafeln für die erdmagnetische Aktivität 1836—1923. Ebenda, S. 400
- P. Gussev. Magnetische Perturbationen im Zusammenhang mit der heliographischen Lage der Aktivitätszentren der Sonne. Journ. of Geophys. and Meteorol. Moskau **1**, 77 (1924).
- C. Chree: The relationship between the solar constant and terrestrial Magnetism. Proc. Roy. Soc. **109** (1925).

3. Erdströme und Polarlicht.

- Vegard: The polar aurora. *Nature* **115**, 959 (1925).
- J. C. McLennan: On the luminiscence of solid Nitrogen and Argon. *Nature* **115**, 46 (1925) und *Proc. Roy. Soc.* **108**, 501 (1925).
- S. C. Lind: The origin of terrestrial helium and its association with nitrogen and hydrogen. *Science* **61**, 547 (1925).
- W. J. Rooney and O. H. Gish: Measurements of the resistivity of large volumes of undisturbed earth. *Phys. Rev.* **25**, 254 (1925), Nr. 2; *Phys. Ber.* **6**, 1038 (1925).
- Carl Störmer: Aus den Tiefen des Weltenraumes bis ins Innere der Atome. Deutsch von J. Weber, Leipzig 1925; *Phys. Ber.* **6**, 1086 (1925).
- L. Vegard: Les spectres lumineux de l'azote solidifié et leur application aux aurores boréales et à la lumière diffuse du ciel nocturne. *Compt. rend.* **179**, 35 (1924); *Phys. Ber.* **6**, 1107 (1925).
- O. H. Gish: Some characteristic of earth currents storms. *Phys. Rev.* **25**, 254 (1925); *Phys. Ber.* **6**, 1109 (1925).
- J. C. McLennan: The auroral green line. *Nature* **115**, 382 (1925). *Phys. Ber.* **6**, 1124 (1925).
- L. Vegard: The auroral spectrum and the upper strata of the atmosphere. *Skrifter Kristiania* 1923, Nr. 8; *Phys. Ber.* **6**, 1125 (1925).
- Derselbe: Auroral spectra at different altitudes and the origin of the green auroral line. *Ebenda*, Nr. 9.
- Derselbe: Distribution of matter in the highest strata of atmosphere. *Ebenda*, Nr. 10.
- D. Pacini: Beobachtungen über den vertikalen Erdstrom. *Kgl. Akademie Rom*, 21. Juni 1925.
- M. A. Tuve and G. Breit: Note on a radio method of estimating the height of the conducting layer. *Terr. Magn.* **30**, 15 (1925).
- G. J. Elias: Enkele beschouwingen over de Heavyside-laag. *Tijdschr. Ned. Radiogen*, Amsterdam 1923, S. 1—14.
- L. Vegard: Das Nordlicht. *Handbuch der Radiologie* VI.
- Derselbe: Communication on low temperature investigations in the service of cosmical physics. *Rep. and Comm. 4 internat. Congres of refrig.* London 1924. S. 129.
- D. Stenquist: Étude des courants telluriques. *Mem. publiés p. la Direction gen. des Telegraphes de Suede.* Stockholm 1925.
- L. Vegard: The luminiscence from solidified gases down to the temperature of liquid hydrogen and its application to cosmic phenomena. *Norske Vid. Akad. Oslo I, mat-nat. Klasse* **9** (1925).
- Derselbe: Emission de lumière par des gaz solidifiés à la température de helium liquide et origine de spectre auroral. *Compt. rend.* **180**, 1084 (1925).

4. Luftelektrizität, Radioaktivität der Erde, des Meeres und der Luft.

- W. H. Eccles: The solar Eclipse of January 24 and Wireless Signals. *Nature* **115**, 26 (1925).
- H. Benndorf: Über das Grundproblem luftelektrischer Forschung. *Phys. Zeitschr.* **26**, 81 (1925).
- R. Castagné: Radioactivité des sources de quelques stations des Alpes, des Pyrénées, et des Cévennes, et des gaz naturels de Nergèze, de Hérépian et de Gabian. *Compt. rend.* **180**, 510 (1925).
- R. Bureau: Les atmosphériques. Leur classification. Leurs propriétés thermodynamiques. *Ebenda*, S. 529.
- S. J. Mauchly: The radium-emanation content of sea air from observations aboard the Carnegie, 1915—1921. *Abstract. Phys. Rev.* **25**, 254 (1925) und *Terr. magn.* **29**, 189 (1924).
- F. Sanford: Bulletin of the terrestrial electric observatory (Palo Alto, California), Vol. II. Summary of observations on earth potential, air potential gradients and earth-currents, Sept. 1923 bis Dec. 1924, 35 S., Palo Alto Calif. (1925).

- W. C. Reynolds: The Positive Electrical Drift in the Air. *Nature* **115**, 886 (1925).
Derselbe: The Distribution of the two electrical Zones in the Atmosphere. *Ebenda* **116**, 394 (1925)
- Radioactivity and Geology. Kurze Bemerkungen. *Ebenda* **115**, 851 (1925).
- F. Trey: Beitrag zur Erklärung der langen Dauer und der mehrfachen Schläge des Donners. *Meteorolog. Zeitschr.* **41**, 231 (1925).
- Radium ore deposits in Central Asia. *Nature* **116**, 27 (1925).
- W. D. Bauröft. Removal of gas films. *Journ. phys. chem.* **29**, 20 (1925). *Phys. Ber.* **6**, 955 (1925).
- K. Kähler u. C. Dorno: Über die Elektrisierung von Wasser, Schnee und anderen festen Substanzen durch feine Zerstäubung. *Ann. d. Phys.* **77**, 71 (1925).
- S. Ray: Das erdelektrische Feld und sein vertikales Potentialgefälle. *Zeitschr. f. Phys.* **33**, 48 (1925).
- V. H. Blackman: Atmospheric electric currents normal and abnormal, and their relation to the growth of plants. *Q. Journ. R. Met. Soc.* **50**, 197 (1924).
- F. Sanford: Summary of observations on earth potential, air potential gradient and earth currents. *Bull. of the Terr. El. Observatory* **2**, 1 (1925).
- A. Gockel. Das Gewitter. Berlin u. Bonn 1925. VIII u. 316 S.
- B. Chauveau: Electricité atmosphérique. Paris 1924. X u. 264 S., 25 francs.
- Th. E. W. Schumann: Zu Elster und Geitels Influenztheorie der Niederschlags- elektrizität. Inaug.-Diss. Göttingen 1924.
- H. Markgraf: Die gegenseitige Beziehung der luftelektrischen Elemente. *Meteorol. Zeitschr.* **42**, 321 (1925).
- J. Joly: Radioactivity and the surface history of the earth. Oxford 1924. Bericht: *Naturw.* **13**, 796 (1925).
- W. N. Obolensky. Über elektrische Ladungen in der Atmosphäre. *Ann. d. Phys.* **77**, 644 (1925).
- Traité d'électricité atmosphérique et tellurique (E. Mathias, J. Bosler, P. Loisel, R. Dougier, Ch. Mourain, G. Girousse, R. Mesny). Paris 1924. Pp. XX + 580; 40 francs.
- W. Schulze: Über atmosphärische Ionisation. *Naturw. Rundschau* 1925. Juli.
- A. Gockel Quelques problèmes d'électricité atmosphérique résolubles par des observations au col de la Jungfrau. *Arch. Sci. Phys.* **7**, 52 (1925)
- J. F. Lehmann and T. H. Osgood: The ionisation produced in Air during the complete Absorption of Slow Elektrons. *Nature* **116**, 242 (1925).
- H. Benndorf: Richtlinien für eine Theorie des elektrischen Feldes der Erde (I) *Wiener Akad. d. Wiss.*, Mai 14 (1925).
- L. A. Bauer: Regarding atmospheric electricity and its relation with solar activity. *Terr. Mag.* **30**, 17 (1925).
- A. Gockel: Über die Ionisation der Atmosphäre. *Phys. Zeitschr.* **25**, 646 (1924).
K. Kähler: Die atmosphärische Elektrizität über den Meeren. *Ann. Hydr.* **52**, 201 (1924).
- G. Hoffmann: Registrierbeobachtung der Höhenstrahlung im Meeresniveau. *Phys. Zeitschr.* **26**, 40 (1925).
- W. Kohlhörster: Ein neues Fadenelektrometer. *Zeitschr. f. Instrumentenkunde* **44**, 494 (1924).
- K. Kähler: Das luftelektrische Potentialgefälle in Potsdam 1904—1923. *Meteorol. Zeitschr.* **42**, 69 (1925).
- W. Kohlhörster: Weitere Messungen der durchdringenden Strahlung am Jungfraujoeh. *Ber. d. preuß. Akad.* **7**, 120 (1925).
- A. Wigand: Summary of atmospheric-electric investigations during airplane flights. *Terr. Magn.* **30**, 33 (1925).
- A. Mc Adie: The Kenelly-Heaviside layer. *Science* **61**, 540 (1925).
- A Stäger: Weitere Untersuchungen über Kontaktelektrisierungen bei fein zertellten Körnern, besonders bei Schnee. *Ann. d. Phys.* **77**, 225 (1925).

- Th. Wulf:** Über einen Zylinderkondensator zur Messung kleinster Kapazitäten. Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **6**, 18 (1925); Phys. Ber. **6**, 1097 (1925).
- W. Busse:** Über wasserfallelektrische Trägerbildung bei reinem Wasser und Salzlösungen und über deren Oberflächenbeschaffenheit. Ann. d. Phys. **76**, 493 (1925).
- G. Halledauer:** Über eine Methode zur Messung kleinster Emanationsmengen und ihre Anwendung zur Bestimmung des Radiumgehaltes einiger Meteorite. Wien. Anz. 1925, S. 10, Nr. 2; Phys. Ber. **6**, 1099 (1925).
- C. T. R. Wilton:** The electric field of a thundercloud and some of its effects. Proc. Roy. Soc. London **37**, 32D—37D (1925); Phys. Ber. **6**, 1100 (1925).
- C. Chree:** Atmospheric ionization and its variations. Proc. Roy. Soc. London **37**, 5D—15D (1925); Phys. Ber. **6**, 1106 (1925).
- A. Wigand:** Luftelektrische Untersuchungen bei Flugzeugaufstiegen. Berlin 1925.
- R. Castagné:** Radioactivité des sources de quelques stations des Alpes des Pyrénées et des Cévennes et des gaz naturels de Vergèze, de Hérépiant et de Galian. Compt. rend. **180**, 510 (1925); Phys. Ber. **6**, 1153 (1925).
- A. Baldit:** Sur un alignement des sources radioactives dans la région du Velay. Ebenda, S. 1026; Phys. Ber. **6**, 1153 (1925).
- B. Szilard:** Sur une méthode de comparaison permettant la mesure de courants extrêmement faibles. Ebenda, S. 576; Phys. Ber. **6**, 1207 (1925).!
- J. J. Nolau, R. K. Boylau and G. P. de Sacy:** The equilibrium of ionization in the atmosphere. Proc. Roy. Irish. Acad. **37** (A), 1 (1925); Phys. Ber. **6**, 1216 (1925).

IV. Kosmische Physik (in ihrer Beziehung zur Erde und Atmosphäre).

1. Geschichte der Erde, Altersbestimmung der Erde als ganzes und ihrer Kruste.

- A. Holmes:** The Origin of the Continents Nature **115**, 873 (1925).
- N. Sh. Shaw:** The Earth's Evolution Geogr. Rev. **15**, 255 (1925).
- A. C. Lane:** The age of the earth and the oceans. Journ. of the Wash. ac. of sciences **15**, 304 (1925).
- G. Tamman:** Die Entstehung des freien Sauerstoffes der Luft. Zeitschr. f. phys. Chemie **110**, 17 (1924); Ber. Naturw. **13**, 758 (1925).
- L. Kober:** Gestaltungsgeschichte der Erde. Berlin, Bornträger, 1925. 200 S., 60 Fig., 1 Karte.
- 2. Solarkonstante, Strahlung der Erde und ihrer Atmosphäre, Durchlässigkeit der Atmosphäre für alle Wellenlängen, für die durchdringende Strahlung, Licht-, Wärme-, drahtlose Wellen.**
- L. Gorczynski:** Ou a simple method of recording the total and partial intensities of solar radiation. Journ. Opt. Soc. Amer **9**, 455 (1924).
- H. Jeffreys:** The cooling of the earth. Nature **115**, 876 (1925).
- A Discussion on ionization in the atmosphere and its influence on the propagation of wireless signals held Nov. 28, 1924, at the imperial college of science.**
South Kensington S. W. 50 S., 3 Taf., London (1925).
- W. Möbius:** Die Optik der Atmosphäre. Enzykl. d. math. Wiss. Bd. VI. 1 B. Heft 5, S. 497—540. Leipzig, B. G. Teubner (1925).
- A. Schmauss:** Das Strahlungsgleichgewicht der Erde in zeitgemäßer Darstellung. Da Wetter **42**, 56 (1925).
- W. Kartschagin:** Tagesgang der Sonnenstrahlungsintensität. Met Zeitschr. **42**, 228 (1925).
- F. W. P. Götz:** Sur la clarté locale en lumière ultraviolette. Archives des sciences phys. et naturelles **7**, 49 (Genf 1925).
- T. L. Eckersly:** Radio transmission round the earth. Nature **115**, 942 (1925).

- Meritt: Direction of radio signals during the Eclipse of Jan. 1924. *Nature* **115**, 960 (1925)
- E. V. Appelton and M. A. F. Barnett: Local Reflection of Wireless Waves from the Upper Atmosphere. *Nature* **115**, 333 (1925).
- H. W. Nichols and J. C. Schelleng: The Propagation of Radio Waves over the Earth. *Ebenda*, S. 334.
- E. V. Appelton: The propagation of Radio Waves over the Earth *Ebenda*, S. 382.
- H. H. Kimball: Variation in solar radiation intensities measured at the surface of the earth. *Washington Monthly Weather Rev.* 1924 November.
- H. Koschmieder: Theorie der horizontalen Sichtweite. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph.* **12**, 33 (1925).
- E. Stenz: Supra variabilitate de constante solare. *Circulaires de l'Observatoire. de Cracovie* 1924.
- J. Yamamoto: On some Relations between the Solar Constant and Solar Activity. *Monthly Notices of the Roy Astr. Soc.* **85**, 71 (1924).
- A. Gockel: Ionisation der Atmosphäre und Ausbreitung elektrischer Wellen. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* **25**, 131 (1925). *Phys. Ber.* **6**, 1380 (1925).
- R. C. Colwell: Direction finding and the Heaviside layer. *Phys. Rev.* **25**, 589 (1925). *Phys. Ber.* **6**, 1381 (1925).
- Derselbe: The Heaviside layer and night reception. *Ebenda*.
- G. Hoffmann: Registrierbeobachtungen der durchdringenden Höhenstrahlung im Meeresniveau. *Phys. Zeitschr.* **26**, 669 (1925).
- R. A. Watson Watt: Atmospheric (Atmosphärische Störungen in der Funkentelegraphie) *Proc. Roy. Soc. London* **37**, 23 D—31 D (1925). *Phys. Ber.* **6**, 1112 (1925).
- J. A. Fleming: The propagation of wireless waves of short wave-length round the world. *Nature* **115**, 123 (1925). *Phys. Ber.* **6**, 1113 (1925).
- W. H. Eccles: The solar eclipse of January 24. and wireless signals. *Nature* **115**, 260 (1925). *Phys. Ber.* **6**, 1113 (1925).
- M. A. Shirmann: Bemerkung zur Veröffentlichung J. J. Tichanowski. „Der Polychromismus der Himmelspolarisation“ *Phys. Zeitschr.* **25**, 584 (1925). *Phys. Ber.* **6**, 1117 (1925).
- A. Müller: Über die Form des blauen Himmels. Notiz zur Arbeit von Fr. Magarete Weiler. *Ann. d. Phys.* **75**, 653 (1925). *Phys. Ber.* **6**, 1117 (1925).
- A. Meissner: Die Ausbreitung der elektrischen Wellen über die Erde. *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie* **24**, 85 (1925). *Phys. Ber.* **6**, 1164 (1925).
- L. W. Austin: Some transpacific radio field intensity measurements *Journal Washington Academie* **15**, 139 (1925). *Phys. Ber.* ebenda.
- L. W. Austin and E. B. Judson: A method of measuring radio field intensities and atmospheric disturbances. *Proc. Inst. Radio. Eng.* **12**, 521 (1925). *Phys. Ber.* ebenda.
- L. W. Austin: Long distance radio receiving measurements in 1924. *Journ. Washington Acad.* **15**, 227 (1925). *Phys. Ber.* ebenda.
- R. L. Smith-Rose: The effect of the shape of the transmitting aerial upon observed bearings on a radio direction finder. *Journ. Inst. electricity Eng.* **62**, 957 (1924). *Phys. Ber.* **6**, 1298 (1925).
- L. W. Austin: A suggestion for experiments on apparent radio direction variations. *Proc. Inst. Radio.* **13**, 3 (1925). *Phys. Ber.* ebenda.
- G. Breit und M. A. Truve: A radio method of estimating the height of the conducting layer *Nature* **116**, 357 (1925). *Terr. Mggn.* **30**, 13 (1925).
- P. Harzer: Berechnung der Ablenkung der Lichtstrahlen in der Atmosphäre der Erde auf rein meteorologisch-physikalischer Grundlage. *Publ. d. Sternwarte in Kiel* **XIII**, Kiel (1924).
- A. Ångström: Report to the international commission for solar research on actinometric investigations of solar and atmospheric radiation. London 1924.

E. V. Appleton and A. F. Barnett: A note of wireless signal strength movements made during the solar eclipse of 24. January 1925. Proc. of Cambridge Phil. Soc **22**, 672 (1925).

Dieselben: Wireless wave propagation; the magneto-ionic theory the part played by the atmosphere, the effect of diurnal variation. Elect., London v. 94. No 14 (398) 1925.

G. J. Elias: Enkele beschouwingen over de Heaviside-laag. Tidschr. Ned. Radiogen, Amsterdam **2**, 1 (1923).

3. Beziehung der Sonnentätigkeit zum Wärmehaushalt der Erde und zu ihrem elektrischen und magnetischen Felde.

C. E. P. B.: Periodicity in Weather and Solar Phenomena. Nature **115**, 853 (1925).

O. Aufsess: Kosmische Einflüsse auf die Luftverteilung über Mitteleuropa. Deutsch Met. Jahrbuch 1924, München.

C. Chree: The relation between sunspots, terrestrial magnetism and atmospheric electricity. Nature **115**, 982 (1925), hierzu Nature **116**, 45 (1925).

Stephanie Maracineanu: Recherches sur l'effet du soleil au point de vue radioactif. Bull. Acad. Roumaine **9**, 51 (1924). Bericht: Phys. Ber. **14**. 976 (1925).

M. Kawazoe: The solar activity and the continental cyclones and anticyclones, Abstract: Japanese journal of astr. and geophys. Vol. I. No. 7, 59 (1924).

Derselbe: The direction of the movements of upper clouds and sunspot number Ebenda.

S. Unitomi and H. Takô: On the correlation between the fluctuation of the sunspot area and the terrestrial precipitation. Ebenda.

F. Terada, M. Marumo, a. y. Horii: Solar faculae and tracs of cyclones. Ebenda.

T. Terada: Solar activity and atmospheric pressures. Ebenda.

Derselbe: Some remarkable realtions between the yearly variations of terrestrial phenomena and solar activities. Ebenda.

H. H. Clayton: The dependence of the earth weather on variations of the sun. Science **61**, 550 (1925)

L. A. Bauer: Further evidence regarding the correlation between the solar activity and atmospheric electricity. Phys. Rev. **25**, 253 (1925). Phys. Ber. **6**, 1107 (1925).

O. v. und z. Aufsess: Kosmische Einflüsse auf die Luftdruckverteilung über Mitteleuropa. Deutsches Met. Jahrbuch f. Bayern. 46. Jahrgang (1924). Met. Zeitschr **42**, 277 (1925).

R. K. Sur: The motion of eruptive solar prominences. Nature **116**, 395 (1925). Erwiderung von J. Evershal. Ebenda.

C. Chree: The relationship between the solar constant and the terrestrial magnetism Proc. Roy. Soc. A. 1091 (1925)

A. L. Cortie: Sunspot areas and terrestrial horizontal ranges and disturbances 1924. Observatory, London **48**, 76 (1925).

4. Klimaschwankung.

F. Baur: Präzession und Klimaschwankung. Met. Zeitschr. **42**, 165 (1925).

A. Wagner: Eine bemerkenswerte 16jährige Klimaschwankung, mit einem Anhang. Mögliche Perioden verschiedener Wellenlänge. Sitzs. Ber. d. Akad. Wiss. Wien. math.-nat. Klasse **133**, 169 (1924).

J. Mascart: Notes sur la variabilité des climats: documents lyonnais, étude de la climatologie 382 S. Lyon, Audin et Cie. (1925).

K. Prohaska: Klimaänderungen innerhalb der letzten Jahrhunderte in Karnten. Met Zeitschr. **42**, 236 (1925).

- P. J. Brounov The causes of glacial periods. Priroda, a periodical of the Russian Ac. of Science 1924 No. 7—12 Bericht. Nature **116**, 112 (1925).
- O. Myrbach: Ein siebenjähriger Rhythmus in den Niederschlägen in Wien. Das Wetter **42**, 143 (1925).
- C. E. F. Brooks: Rainfall variations of Great Britain Meteor. Mag. June 1925. Ber. Nature **116**, 373 (1925).
- A. Schmauß Korrelationsstudien I Deutsches meteorol. Jahrb. f. Bayern 1924
- L. Egersdörfer u Zierl Korrelationsstudien II. Ebenda.

V. Angewandte Geophysik

(schon in Teil I bis IV angeführt).

- K. Mader, M. Matsuyama, A. Birnbaum siehe I, 2, S. 266
- H. Haalk, J. Koenigsberger, A. Nippoldt, H. Errulat, P. Lasareff siehe III, 1.
- R. Bruns siehe II, 4, S 271.
- J. Bahurin: The magnetic field of a magnetized ellipsoid from the point of view of magnetometric studies (russisch mit einem Auszug in englisch) Bul. of the Inst. of Part. Geophysics, Leningrad, Nr. 1, S. 19, 1925
- Derselbe: The activity of the magnetic department of the J. P. G. in summer 1924. Ebenda, S. 37.
- L. Bogojavlensky: On the principles of radiometric surveying and its applications. Ebenda, S. 57.
- Derselbe: A concise survey of radiometrical explorations of the J P. G. in 1924. Ebenda, S. 69.
- A. Petrowsky. The Theory of Earth's Current Measurement. Ebenda, S 73.
- Derselbe: Natural Electric Field produced by ore. Ebenda, S. 87.
- Derselbe. Electrometric Methods in Ore Prospecting and Experimental Investigations at Ridder's Mine during summer 1924. Ebenda, S. 107
- Derselbe: Radio in Ore Prospecting. Ebenda, S 135.
- P. Nikiforov: Physical Principles of the gravitational Method of Prospecting. Ebenda, S. 153.
- Derselbe Preliminary Report on Gravimetric Expedition for the Study of Platinum Deposits in the Urals in 1924. Ebenda, S 259.
- J. Tcherepennikov Some Determinations of Radioactivity of Natural Gases in the Region of Baku. Ebenda, S. 277.
- K. Prokopov: On Gases of mud volcanus. Ebenda, S. 279.

VI. Grenzgebiete.

1. Meteorologie a) Allgemeines

- A. Kaminsky: Der Kreislauf des Wassers auf der Erde. Nachr. d. Zentralbureaus f. Hydrometeorologie Leningrad 1925, Heft 4.
- Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorologischen Instituts im Jahre 1924. Erstattet vom Direktor. Mit einem Anhang, enthaltend wissenschaftliche Mitteilungen. Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst, Nr. 327. Berlin, Behrend u. Co., 1925.
- E. Woolard. The general problem of teoretical meteorology. Bull. Amer. Met. Soc., Mai 1925.
- W. Heubner: Über die Messung der Tropfengröße bei zerstäubten Medien. Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 149 (1925).
- N. W. Cummings: The relative importance of wind, humidity and solar radiation in determining evaporation from lakes. Phys. Rev. **25**, 721 (1925).
- G. C. Simpson: The new ideas in metereology Nature **116**, 361 (1925).

b) Dynamik der Atmosphäre, Zirkulation, Polarfront, Zyklone

- W. Georgii: Die obere Begrenzung der abgelenkten Luftströmung an Hindernissen
Zur Frage der „Einflußhöhe“. Zeitschr. f. Flugtechn **16**, 105 (1925).
- R. Benkendorff: Kann der Begriff „Einflußhöhe“ aufrecht erhalten werden? Ebenda
S 108.
- Fr. Ahlborn: Zyklonen und Antizyklonen im Mechanismus der Atmosphäre. Beitr. z.
Phys. d. fr. Atmosphäre **12**, 63 (1925).
- Velocity of upper Air. Kurze Bemerkungen. Nature **115**, 852 (1925).
- C D Steward. The measurement of upper wind velocities by observations of artificial
clouds. Meteor. Office Profess. notes, Vol. 3, Nr. 38, S. 183. London 1924.
- S S. Visher: Effects of tropical cyclones upon the weather of Mid-latitudes. Geogr.
Rev. **15**, 106 (1925).
- R. Fischer: Rasch wandernde Hochdruckgebiete durch Mitteleuropa um gewisse Mond-
zeiten in 1924 und die Witterung. Das Wetter 1925, Heft 2.
- L. Petitjean: Sur le déplacement des fronts de discontinuité. Compt. rend. **179**, 1279
(1924). Phys. Ber. **6**, 1082 (1925)
- F. E. Fournier. Variations de la baisse barométrique et des vents de girations dans
cyclones et dans les typhons. Ebenda, S. 905.
- Ph Schereschewsky et P. Wehrlé: Les pseudo-fronts polaires. Ebenda, S. 1183.
- L. Knoch: Polar und Tropikluft nach Registrierungen der Temperatur und der relativen
Feuchtigkeit auf dem Atlantischen Ozean. Meteorol. Zeitschr. **42**, 297 (1925).
- F. Baur: Statistische Untersuchungen über Auswirkungen und Bedingungen der großen
Störungen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation. Ebenda **53**, 1 und 241
(1925.)
- C. E. P. Brooks. The distribution of thundersstorms over the globe. London, Brooks, 1925.
Bericht. Nature **116**, 484 (1925).
- W. H. Hobbs. The source of the cold air of the north polar front. Nature **116**, 519 (1925).

c) Wetter und Wettervorhersage.

- F. Baur. Die Vorhersage des Witterungscharakters der Jahreszeiten. Die Umschau **19**,
247 (1925)
- W. Wiese: Eis im Barentsmeere und Lufttemperatur in Europa. Nachr. d. Zentral-
bureaus f. Hydrometeorologie. Leningrad 1924, Heft 3.
- B. Multschanowsky: Die Nordoststürme des Schwarzen Meeres und ihre Bedeutung
für die synoptische Meteorologie Europas, 12S., 4 Taf. (Russisch mit deutschem Auszug).
Leningrad 1924
- W. Wiese. Polareis und atmosphärische Schwankungen. Geographiska Annaler 1924,
Häft 3 och 4.
- World meteorology and long-range forecasting. Nature **116**, 413 (1925).

d) Statik der Atmosphäre, die meteorologischen Elemente.

- E. Becker. Winddruck- und Windrichtungsanzeiger mit elektrischer Übertragung.
Zeitschr. f. Instrumentenkunde **45**, 44 (1925).
- G. Ohrt: Die Wirkungsweise und Berechnung des Kontrabarometers. Gas und Apparat
6, 17 und 25 u. 33 (1925).
- Kölzer. Beiträge zu Meßmethoden im praktischen Wetterdienst (Vortrag in der Deutsch.
Meteorolog. Ges. Berlin). Ref. Naturw. **13**, 516 (1925).
- H. Philippot. Expression analytique des variations de la température de l'air. 48 S.
Bruxelles 1924.
- Pollog: Untersuchung von jährlichen Temperaturkurven zur Charakteristik und Definition
des Polarklimas.
- E. Korselt: Über die Entstehung der täglichen regelmäßigen Barometerschwankungen.
Meteorol. Zeitschr. **42**, 185 (1925).

- C. E P. Brooks: The problem of warm polar climates. *Quart Journ of the Roy. Met. Soc.* 1925, Heft 5.
 S Chapman: On the change of temperature in the lower atmosphere, by eddy conduction and otherwise. *Ebenda* 51, 101

6. u. 7. Astronomie und Astrophysik.

- H. Jeffreys. The Origin of the Solar System, in relation to Professor Eddington's Theory of Stellar Lumiosity. *Monthly Notices of the Roy Astr. Soc.* 85, 413 (1925)
 G Prasad: On the progression of Stellar Velocity with Absolute Magnitude. *Ebenda*, S. 417.
 Royal Observatory Greenwich. Determination of the Solar Rotation from Long-lived-Spots. *Ebenda*, S. 548.
 Dasselbe. Characteristic Movements of Sunspots. *Ebenda*, S 553.
 W. Anderson: Die physikalische Natur der Sonnenkorona. *Zeitschr f. Phys.* 33, 273, (1925); *Phys. Ber.* 6, 1087 (1925).
 Pettit u. Nichelson: (Strahlung der Sonnenkorona.) *Astron. Soc of the Pacific* 37, 152; *Naturw.* 41, 860 (1925).
 A. Wolfer: Observed sunspot relative numbers 1749—1924 *Terr Magn.* 30, 88 (1925).
 S. Rosseland: On the Distribution of Hydrogen in a Star. *Monthly Notices of the Roy. Astr. Soc.* 85, 541 (1925).
 M. F. Baldet Carbon bands in Comet tails. *C. R. Acad. Sc, Paris*, April 20. [Bericht: *Nature* 116, 111 (1925)]

8. u. 9. Physik und Chemie.

- J. M. Burgers: Die Strömung in der Grenzschicht an einer ebenen glatten Wand. *Flugwesen* 1925, April
 F. Lütgenbier. Die Bewegung der Haupttragheitsachsen des allgemeinen kräftefreien Kreisels, eine Anwendung elliptischer Funktionen. *Mitt d Math. Sem. d. Univ. Münster* 1924, 1. Heft, S. 1.
 L. Kriegesmann: Über eine experimentelle Bestimmung des Energieverbrauches bei der Ionisation der Luft durch Röntgenstrahlung verschiedener Wellenlänge *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* 5, 62 (1924).
 F. Trendlenburg: Objektive Klangaufzeichnung mittels des Kondensatormikrophons II Teil: Zur Physik der Konsonanten *Wiss Veröff. d. Siemenskonzerns* IV, Nr. 1, S 1 (1925).
 Th. Wulf: Eine Umkonstruktion des Zweifadenelektrometers. *Phys. Zeitschr.* 26, 352 (1925).
 Derselbe: Ein Zylinderkondensator zur Messung kleiner Kapazitäten. *Ebenda*, S. 353.
 L P. Delcasso: A recording acoustic marine sounder. *Phys Rev.* 25, 720 (1925)
 F Paneth. Die geochemischen Arbeiten von V. M Goldschmidt. *Naturw* 13, 805 (1925)
 A F. Kovarik und L. W. Keehan *Bulletin of the National Research Council.* Bd. X, Nr. 51. Radioactivity. Bericht *Naturw.* 13, 797 (1925). (Übersicht über neuere Arbeiten seit 1916.)
 E. Perucca: Elektrisierung durch Reibung zwischen festen Körpern und Gasen. *Zeitschr f. Phys.* 34, 210 (1925).
 G. J Pokrovski: Über die Lichtstreuung in der Atmosphäre. *Ebenda*, S. 49.
 D Skobeletzyn. The effective wave length of γ -Rays. *Nature* 116, 206 (1925).
 J. F Lehmann und T. H. Osgood: The ionisation in air during the complete absorption of slow electrons. *Ebenda*, S 242.
 W. Vernadski *La Geochemie* Paris 1924. Bericht *Nature* 116, 43 (1925).

10. Mathematik.

- P. Schreiber: Graphisches Rechnen mit Logarithmenpapieren oder Flächenmonographie. Deutsche Uhrmacherzeitung 1925, Nr. 12.
- E. Schneider: Mathematische Schwingungslehre, 6 u. 194 S., 49 Abb. Berlin, Julius Springer, 1924.
- H. Schwerdt: Lehrbuch der Nomographie auf abbildungsgravimetrischer Grundlage, 8 u. 275 S., 137 Abb. Berlin, Springer, 1924.
- Dr. H. Rauschelbach: Harmonische Analyse der Gezeiten, des Meeres. Eine Weiterentwicklung des Börgerschen Verfahrens. Hamburg 1924.
- L. W. Pollack: Hilfsmittel zur Aufsuchung versteckter Periodizitäten sowie zur harmonischen Analyse überhaupt. Ann. d. Hydr. 53, 209 (1925).
- C. F. Sacia: A photomechanical wave analyser applied to inharmonic analysis. Journ. Opt. Soc. Amer. 9, 487 (1924).

Verschiedenes.

Die U. S. Hydrographic Office hat folgende magnetische Karte der Erde (zwischen 78° N und 69° S) herausgegeben: Deklination für 1925; Inklination für 1925; Horizontalintensität für 1925. Es sind die Nummern 2406; 1700; 1701 der II. Edition (27 × 48 inches). (Terr. Magn., Sept. 1925.) Preis pro Stück 50 Cents.

Der dritte Pan-Pacific Science Congress findet vom 25. Okt. bis 18. Nov. 1926 in Tokio statt. Das Programm umfaßt: 1. Sonnentätigkeit in Beziehung zu den geophysikalischen Problemen der pazifischen Gegend. 2. Verteilung des Erdmagnetismus dort. 3. Meteorologie und Zirkulation dort. 4. bis 6. Geologische Probleme dort. 7. Vulkanologie dort. 8. Erdbebensichere Bauten. (Terr. Magn., Sept. 1925.)

Untersuchungen des Himmelspektrums, angestellt von J. Cabannes und J. Dufay (Compt. rend., Aug. 1925), haben eine ozonreiche Schicht in etwa 50 km Höhe nachgewiesen. Der Ozongehalt ist im ganzen äquivalent mit einer Schicht reinen Ozons von 0.3 cm Dicke bei Atmosphärendruck.

In Leningrad ist ein Institut für praktische Geophysik entstanden, unter der Leitung von Prof. Muschketoff. Es wurde gegründet Januar 1924 und enthielt zunächst Abteilungen für Magnetismus, Schwere, Elektrizität und Radiometrie. 1925 kamen seismische Untersuchungen und solche mit drahtlosen Wellen hinzu. Außer dem Direktor sind drei Abteilungsvorsteher vorhanden.

Von diesem Institut wird eine Zeitschrift herausgegeben in russischer Sprache mit englischen Inhaltsangaben. Bulletin of the Institut of practical Geophysics of the supreme Council of Public Economy. Leningrad, Nr. 1, 1925. Inhalt dieses Heftes siehe Literaturbericht unter angewandte Geophysik. G. A.

Inhaltsverzeichnis: E. Kohlschütter: Alfred Merz†. S. 337. — H. Rudolph: Polarlicht und Luftelektrizität. S. 342. — Johann Brand: Ein Beitrag zum Studium der Bodenbewegungen nicht seismischen Ursprungs. Mit siebenzehn Figuren. S. 348. — G. Krumbach: Zur Frage der Laufzeitkurven und der Bearbeitung der Erdbendidiagramme. Mit fünf Figuren. S. 360. — B. Numerov: Graphische Methode zur Berücksichtigung des topographischen Einflusses usw. S. 367. — Berichte und Referate: Tammann und Krige, S. 371. — Tams, S. 372. — Meisser, S. 373. — Jung, S. 374. — Milch S. 377. — Literaturverzeichnis. S. 380. — Verschiedenes. S. 390.

Autorenregister.

(* bedeutet Berichte und Referat.)

Angenheister, G. 20,
70*, 314.

Ansel, A. 36, 167*.

Benndorf, H. 147.

Berroth, A. 89.

Brand, J. 348.

Brinkmann, R. 148.

Biot, A. 262*.

Conrad, V. 191, 265*.

Exner, F. M. 263*.

Georgii, W. 215*.

Gherzi, 163*.

Gutenberg, B. 69*, 94,
165*, 260*, 262*.

Hausmann, K. 129.

Hecker, O. 152.

Heiland, H. 118*.

Heiskanen, W. 225.

Holst, H. 228.

Hoelper, O. 251.

Hubert, F. 134, 197.

Innes, R. T. A. 328*.

Jung, K. 214*, 265*,
347*.

Kelly, Sh. F. 262*.

Kiebitz, F. 122*.

Krige, 371*.

Koenigsberger, J. 152,
237.

Kohlschütter, E. 65,
337.

Kolhörster, W. 215*.

Kossmat, F. 329*.

Krumbach, G. 74*, 360.

Linke, F. 55.

Llarena, J. 182.

Ludewig, P. 242.

Meisser, O. 32, 373*.

Meissner, O. 194.

Meyer, R. 216*.

Milch, W. 109, 159, 216,
377*.

Mügge, R. 263*.

Nölke, Fr. 372*.

Numerov 367*.

Prandtl, L. 47.

Reich, H. 120*, 121*.

Robitzsch, M. 215*.

Rudolf, H. 342.

Schmidt, A. 3, 281.

Schuler, M. 59.

Schweydar, W. 81.

Schwinner, R. 166*.

Sieberg, A. 21.

Stäger, A. 209.

Stille, H. 329*.

Tamman, G. 23, 371*.

Tams, E. 68*, 117*, 187,
372.

Tollmien, W. 47.

Vogel, R. 273.

Wegener, A. 297.

Wellmann, H. 74*.

Wiechert, E. 14, 177.

Wigand, K. 215*.

Wilip, J. 74*.

Witte, H. 242.

Yamamoto, R. 214*.

Zotz, L. 262*.

Sachregister:

(* bedeutet Berichte und Referat.)

Allgemeines.

E. Kohlschütter: Alfred Merz †. S. 337*.

I. Konstitution der Erde und Schwere.

Konstitution.

G. Tammann: Bemerkungen zur Geochemie. S. 23.

R. Brinkmann: Über petrographisch-geophysikalische Grenzfragen. S. 143.

R. Vogel: Über die Struktur des meteorischen Nickелеisens und ihre Bedeutung für die Bildung der Meteorite. S. 273.

R. T. A. Innes: Variability of the earth rotation. S. 328*.

G. Tammann u. Krige: Über das Möglichkeit des Auftretens von Gashydraten in höheren Schichten der Atmosphäre. S. 371*.

Fr. Nölke: Geotektonische Hypothesen. S. 372*.

Schwerkraft, Figur.

A. Ansel: Die Alpen im Lichte ihrer Schwerestörung. S. 36.

E. Kohlschütter: Die geodätische Konferenz in Helsingfors im Sommer 1924. S. 65.

A. Berroth: Schweremessungen mit zwei und vier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingenden Pendeln. S. 89.

R. Schwinner: Zum Aufsatz von Ansel „Die Alpen im Lichte ihrer Schwere-störung“. S. 166.

A. Ansel: Erwiderung dazu. S. 167.

E. Wiechert: Entfernungsberechnungen von Orten auf der Erde bei kleineren Abständen. S. 177.

W. Heiskanen: Die Airysche isostatische Hypothese und Schweremessungen. S. 225.

II. Deformationen, Strömungen usw.

Seismik und Schall.

E. Wiechert: Seismische Untersuchungen. S. 14.

G. Angenheister: Schallbeobachtungen in Göttingen während der Sprengungen in Jüterbog am 24. Juli 1924. S. 20.

A. Sieberg: Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911, mit 1 Karte 50 × 46 cm. S. 21.

B. Gutenberg: Bemerkungen zu den Untersuchungen von Gherzi: Die seismische Bodenunruhe in Zi-ka-wei. S. 69*, 165*.

H. Wellmann: Über die Untersuchung der Perioden der Nachläuferwellen in Fernbebenregistrierungen auf Grund Hamburger und geeigneter Beobachtungen. S. 74*.

J. Wilip: Emergenzwinkel, Unstetigkeitsflächen, Laufzeit. S. 74*.

B. Gutenberg: Der Aufbau der Erdkruste auf Grund geophysikalischer Beobachtungen. S. 94.

E. Tams: Zur Frage des Einflusses von Sonne und Mond sowie des Luftdrucks auf die Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme, S. 117*.

E. Gherzi: Microseismes et Deferlement des vagues sur les côtes. S. 163*.

J. Gomez de Llarena: Die neue Isoseistenkante des mitteldeutschen Erdbebens vom 6. März 1872. S. 182.

E. Tams: Bruchlinien und Erdbewegungen in Kalifornien. S. 187.

- V. Conrad: Der jährliche Gang der Erdbebenhäufigkeiten und sekundär auslösenden Ursachen der Erdbeben. S. 191.
- O. Meissner: Einige Bemerkungen zu den Aufsätzen des Herrn Tams über den Einfluß von Sonne, Mond u. Luftdruck auf die vogtländischen Erdbebenschwärme. S. 194.
- R. Yamamoto: Sur les bases nouvelles de la Sismophysique et sur la constitution interne du globe terrestre. S. 214*.
- A. Biot: Remarques sur les Microseismes. S. 262*.
- V. Conrad: Dynamische Geologie. S. 265*.
- Die Erdbebenwarten von Deutschland u. Österreich im Jahre 1925. S. 285.
- A. Wegener: Die äußere Hörbarkeitszone. S. 297.
- G. Angenheister: Die Laufzeit des Schalles für große Entfernungen. S. 314.
- H. Stille: Grundfragen der vergleichenden Tektonik. S. 329*.
- J. Brand: Beiträge zum Studium der Bodenbewegung nicht seismischen Ursprungs. S. 348.
- Krumbach: Zur Frage der Laufzeitkurven und der Bearbeitung der Diagramme. S. 360.
- H. Nakano: On Rayleigh Waves. S. 374*.

Strömungen.

- L. Prandtl und W. Tollmien: Die Windverteilung über dem Erdboden, errechnet aus den Gesetzen der Rohrströmung. S. 47.
- B. Gutenberg: Neuere Untersuchungen über Gezeiten und ähnliche Meeresbewegungen. S. 260*.

III. Elektrisches und magnetisches Feld der Erde.

Erdmagnetismus.

- Ad. Schmidt: Das erdmagnetische Außenfeld. S. 3.
- K. Haussmann: Isogonenkarte des Deutschen Reiches für die Epoche 1925.5, mit 1 Karte. S. 129.
- J. Koenigsberger u. O. Hecker: Beobachtungen des vertikalen Erdstromes an einem Berge und in der Ebene. S. 152.
- Ad. Schmidt: Zur Frage der elektrischen Vertikalströme. S. 281.

- Luftelektrizität und Polarlicht:
- G. Angenheister: Das Polarlichtspektrum und die Konstitution der oberen Atmosphäre. S. 70*.

- F. Kieblitz: Zur Rolle der Heavisidschicht in der drahtlosen Telegraphie. S. 122*.
- H. Benndorf: Über die nächsten Aufgaben luftelektrischer Forschung. S. 147.
- A. Stäger: Elektrische Erscheinungen im Zusammenhang mit vulkanischen Ausbrüchen. S. 209.
- W. Kohlhörster: Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. S. 215*.
- H. Rudolf: Polarlicht und Luftelektrizität. S. 342.

IV. Kosmische Physik, Strahlung usw.

Strahlung.

- F. Linke: Verwertung von Sonnenstrahlungsmessungen in Luftfahrzeugen. S. 55.
- W. Milch: Über den Einfluß größerer Teilchen in der Atmosphäre auf das Polarisationsverhältnis des Himmelslichts. S. 109.
- Derselbe: Über die praktische Verwertbarkeit des Depolarisationsfaktors. S. 159.
- Derselbe: Zur Frage nach der Konstanz der Solarkonstante. S. 377*.
- W. Georgii: Wettervorhersage. S. 215*.
- R. Meyer: Haloerscheinungen. S. 216*.
- O. Hoelper: Über die Durchlässigkeit der Atmosphäre für die Sonnenstrahlung. S. 251.
- F. M. Exner: Dynamische Meteorologie. S. 263*.

V. Angewandte Geophysik.

- O. Meisser: Ermittlung der Tiefe der schwerestörenden Massen mittels Drehwagen. S. 32.
- M. Schuler: Der Kreisel als Richtungsweiser. S. 59.
- E. Tams: Über die erdmagnetischen Anomalien im Gouvernement Kursk. S. 68*.
- W. Schweydar: Die topographische Korrektion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswaage. S. 81.
- C. Heiland: Instrumentelle Neuerungen auf dem Gebiet der angewandten Geophysik. S. 118*.
- H. Reich: Die Bedeutung der neuen geophysikalischen Untersuchungsmethoden

- für die Geologie nach den bisherigen Erfahrungen. S. 120*.
- H. Reich: Instrumentelle Seismik und Geologie. S. 121*.
- F. Hubert: Die Registrierung der durch fallende Gewichte erzeugten Bodenschwingungen mit einem zweimillionenfach vergrößernden Wiechertschen Vertikalseismometer. S. 134.
- F. Hubert: Die Bodenerschütterungen durch fallende Gewichte. S. 197.
- H. Holst: Über Gravitationsmessungen mit der Drehwage auf dem Eise des Titisees. S. 228.
- J. Königsberger: Vertikalvariometer für Feldmessungen S. 237.
- P. Ludwig und H. Witte: Radioaktive Messungen im Quellgebiet von Brambach. S. 242.
- Sh. F. Kelly: Experiments in electrical prospecting. S. 262*.
- Numerov: Graphische Methode der Berechnung der topographischen und der unterirdisch gelagerten Massen bei Schwermessungen. S. 367.
- P. Nikiforov: L'anomalie de la gravité la région de Kursk. S. 373*.

Literaturverzeichnis.

S. 75, 123, 168, 218, 266, 333, 380.

Mitteilungen.

S. 78, 172 (Mitgliederverzeichnis 173), 217, 271, 335.

Verschiedenes.

S. 80, 224, 272, 335, 390.
