

Werk

Jahr: 1926

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:2

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0002

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0002

LOG Id: LOG_0067

LOG Titel: Vorträge, gehalten auf der 5. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft ... vom 22. bis 24. September 1926

LOG Typ: section

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

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

Contact

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

Im Apparat nochmals getempert; dann OL bei 19° 57.9; bei 104° 77.0; also $+ 20.9$ für 85° ; $\alpha' = + 0.25$.

Nochmals öfters im Apparat getempert; dann OL bei 19° 47.0; OL bei 109° 49.1; bei 19° 46.8; $\alpha' = + 2.2:80 = + 0.027$.

Nochmals getempert; dann bei 18° 46.1; OL bei 120° 44.3; bei 19° 46.2; $\alpha' = - 1.85:101 = - 0.018$.

Nach drei Tagen α' wieder bestimmt bei 190 44.5; bei 102° 42.95; bei 21° 44.6; $\alpha' = - 1.6:83 = - 0.019$.

Nochmals getempert OL : 43.9 bei 19° ; 42.0 bei 98° ; 44.0 bei 28° ; $\alpha' = - 1.9:79 = - 0.024$. Tempern ändert jetzt praktisch nur noch wenig*).

Man sieht aus diesen Versuchen, daß schon die vorsichtige Übertragung eines dünnen Drahtes mit seinen Endplättchen von einem Apparat in den anderen dessen Nullpunkteigenschaften völlig und ungünstig verändert. Die Anwendung dünner Drähte erweist sich aber als notwendig, wenn man die Beobachtungszeit herabsetzen will, und als möglich, wenn man dabei die Temperaturstörungen durch Luft vermeiden kann. Wie das am besten geschieht, soll a. a. O. dargelegt werden.

Dünne Drähte muß man daher stets, und dicke Drähte bei genauen Messungen, im Apparat selbst tempern, während die Drähte das Gehäuse tragen.

Nullagen-Temperaturkoeffizienten gelten genau nur, solange der Draht keine Verbiegung erfährt und im Apparat und in der Anordnung geblieben ist, für die der Koeffizient bestimmt wurde. — Die vorliegende Arbeit ist Teil einer größeren Untersuchung, die teilweise mit Mitteln ausgeführt wird, die der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu verdanken sind.

Mathem.-physik. Institut der Universität Freiburg i. B., Oktober 1926.

Vorträge, gehalten auf der 5. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft im Anschluß an die Düsseldorfer Naturforscher-Versammlung

vom 22. bis 24. September 1926.

Die Entstehung der anormalen Schallzonen bei Explosionen.

Von **B. Gutenberg** in Frankfurt a. M. — (Mit zwei Abbildungen.)

Es wird eine Übersicht über die verschiedenen Erklärungsversuche der anormalen Schallzonen gegeben und gezeigt, daß man zu einem in etwa 35 km Höhe beginnenden Temperaturanstieg kommt, der in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Lindemann und Dobson von 50 bis 60 km Höhe an zu Temperaturen über 300° absolut führt.

Bei Explosionen werden zweierlei Gebiete mit Schallempfang festgestellt: Zonen normaler Hörbarkeit, nach denen sich der Schall mit einer „scheinbaren“ Geschwindigkeit C' von etwa 335 m sec ($C' = \text{etwa } 20 \sqrt{T}$) fortpflanzt, und

*) Worauf der kleine übrigbleibende Temperaturkoeffizient beruht, konnte nicht festgestellt werden.

Zonen anormaler Hörbarkeit, nach denen die scheinbare Geschwindigkeit im allgemeinen 300 m/sec nicht übersteigt. Beide Zonen können aus mehreren nicht zusammenhängenden Teilen bestehen, die von der um die Schallquelle liegenden normalen Zone durch Zonen des Schweigens getrennt sein können [vgl. Fig. 1, nähere Angaben z. B. bei A. Wegener¹⁾]. Während die Theorie der normalen Schallausbreitung, die nur durch die Troposphäre erfolgt, durch die Untersuchungen von S. Fujiwhara, A. de Quervain, R. Emden, H. Morf u. a. [Literatur vgl. 1)] sowie G. Angenheister²⁾ ziemlich geklärt ist, bestehen über die Entstehung der anormalen Zonen noch recht verschiedene Ansichten. Im folgenden wollen wir von lokalen anormalen Schallbeobachtungen [vgl. 1^{a)}, S. 235] und von längeren, nicht hörbaren Druckwellen, die oft sehr spät registriert werden, absehen.

Auf Grund der beobachteten Laufzeiten berechnet zunächst G. Angenheister²⁾ für einen bestimmten Strahl angenähert eine Scheitelhöhe von 37 km und eine Scheitelgeschwindigkeit von 350 m/sec, E. Wiechert³⁾ fand dann auf Grund von Durchprobieren mehrerer Annahmen, daß die Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre bis etwa 30 km Höhe ziemlich konstant 295 m/sec bleibt, dann ziemlich stark zunimmt bis 40 km Höhe, wo die Schallgeschwindigkeit am Boden überschritten wird. Gleichzeitig versuchte B. Gutenberg⁴⁾, die Schallgeschwindigkeit *C* zu berechnen und kam dabei etwa zu folgenden Werten:

Höhe	0	10—25	30	40	50	60	70 km
<i>C</i>	335	295	300	340	370	390	410 m/sec

Die verschiedenen Ergebnisse stimmen gut zueinander, die Unsicherheit der Werte für die Stratosphäre dürfte unter 10 Proz. betragen. Gutenberg⁴⁾ stellte weiter fest, daß Schallwellen, die über 70 bis 80 km Höhe emporgedrungen waren, bisher nicht beobachtet worden sind.

Zur Erklärung dieser Ergebnisse wurden zwei Gruppen von Theorien aufgestellt: Die eine nahm an, daß das Gesetz für die Schallfortpflanzung in ruhender Luft nicht anwendbar sei, die zweite setzte dessen Anwendbarkeit voraus.

Zur ersten Gruppe gehört zunächst der Erklärungsversuch von A. Wegener¹⁾, daß das Verhältnis des durch die Schallwelle erzeugten Überdruckes zum Drucke selbst so groß werde, daß sich der Schall, ähnlich wie in der Nähe von Explosionsstellen, anormal schnell fortpflanzt. E. Wiechert³⁾ zeigte jedoch unter Voraussetzung von Kugelwellen, daß dies in 45 km Höhe nicht der Fall ist, und R. Meyer⁵⁾ fand unter etwas allgemeineren Bedingungen, daß diese Erscheinung bei den senkrecht nach oben gehenden Wellen erst in 65 bis 70 km Höhe be-

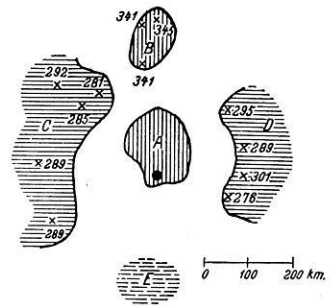


Fig. 1.

Schallbeobachtungen bei der künstlichen Explosion bei La Courtine am 15. Mai 1924 nach Maurin¹⁾. Die angegebenen Zahlen sind die beobachteten scheinbaren Schallgeschwindigkeiten (meist Mittel aus mehreren Beobachtungen). A und B sind Zonen normaler Hörbarkeit, C, D und E (unsicher) Zonen anormaler Hörbarkeit. Die Schallquelle ist durch den Kreis in A gekennzeichnet.

ginnen dürfte. Gerade in diesen Höhen fängt aber auch die Absorption der Wellen an, wirksam zu werden. E. Schrödinger⁶⁾ berechnete, daß in 60 km Höhe etwa 1 Proz., in 70 km Höhe etwa 10 Proz. der Schallenergie pro Kilometer Weglänge absorbiert werden. Bei den großen Weglängen, die in der Scheitelnähe in diesen Schichten zurückgelegt werden, gelangt also in Übereinstimmung mit den Beobachtungen keine Energie von Schallwellen zum Erdboden zurück, welche über etwa 70 km Höhe emporgelaufen sind. Durch andere Voraussetzungen über den Aufbau der Atmosphäre ändern sich diese Werte nur wenig²⁰⁾. Auch auf Grund der von B. Gutenberg⁴⁾ konstruierten Schallbahnen

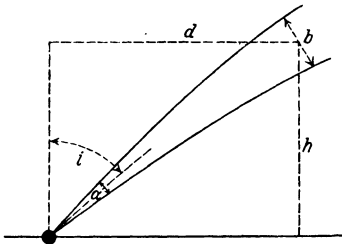


Fig. 2.

ergibt sich, daß in diesem Falle auf den in Frage kommenden Schallbahnen bis 70 km Höhe das Verhältnis der Druckänderung Δp zum Drucke p kleiner ist als in 1 km Entfernung von der Schallquelle am Erdboden. Es ist, falls $\delta =$ Dichte, $\alpha =$ Winkel an der Schallquelle, zwischen zwei Strahlen mit dem mittleren Einfallswinkel i , welche in der Höhe h einen Ring von der Breite b in der Distanz d (in Kilometern) vom Lot in der Schallquelle ausschneiden (Fig. 2), angenähert

$$\left(\frac{\Delta p_h}{p_h}\right)^2 = \frac{0.00128}{\delta_h} \cdot \frac{\sin \alpha \sin i}{b_h d_h} \cdot \left(\frac{\Delta p_1}{p_1}\right)^2$$

$$\left[\text{allgemein: die Energie ist proportional } \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 \cdot \delta \cdot \text{Fläche} \right]$$

unter der Voraussetzung, daß sich die Periode und die Schallgeschwindigkeit der Welle nicht wesentlich ändern. Bei kugelförmiger Strahlausbreitung wäre $\sin \alpha \sin i : b_h d_h = 1 : r^2 = \cos^2 i : h^2$. Die Extinktion bewirkt übrigens, daß Δp kleiner wird, als die Rechnung ergibt. Lokale Beeinflussung der Schallbahnen durch Überschallgeschwindigkeit ist allerdings nicht ausgeschlossen. R. Meyer²¹⁾ hat unter Hinweis auf Fig. 1, S. 103 in Bd. 2 dieser Zeitschrift mit der Möglichkeit gerechnet, daß Überschallgeschwindigkeit einen großen Einfluß gewinnen könnte, wenn die Schallbahnen durch eine andere Ursache (z. B. Luftzusammensetzung, Temperatur) zusammengedrängt werden. In der Tat ergeben sich Stellen, an denen in der Nähe von Überkreuzungen von Schallstrahlen größere Amplituden zu erwarten sind. Eine solche ist z. B. an der inneren Begrenzung der anormalen Schallzone am Erdboden, doch wurden hier, besonders infolge der Extinktion, nirgends Amplituden der Schallwellen beobachtet, welche die Möglichkeit von Überschallgeschwindigkeit in greifbare Nähe rücken. Bei den Überkreuzungen in größeren Höhen könnte dies eher der Fall sein, würde sich jedoch nur auf ein enges Gebiet und auf Wellen beschränken, die zur inneren Grenze der anormalen Zone laufen, wie die erwähnte Fig. 1, S. 103 zeigt. Ein wesentlicher Einfluß der Überschallgeschwindigkeit auf die Erscheinung müßte im übrigen, wie schon wiederholt [u. a. auch von R. Meyer⁶⁾ selbst] betont wurde, zur Folge haben, daß der Radius der anormalen Schallzone recht stark von der Intensität der Schallquelle abhängt. Aber selbst bei den stärksten Explosionen [Oppau u. a.,

vgl. 1)] wurden die gleichen Dimensionen der Zonen festgestellt wie bei den schwächsten künstlichen Explosionen. Sowohl die innere wie die äußere Begrenzung ist in allen Fällen innerhalb der normalen Unterschiede unabhängig von der Intensität der Schallquelle gewesen. Theoretisch können ja, wie oben erwähnt, Schallwellen mit großer Amplitude nicht wesentlich höher empordringen als solche mit kleiner, so daß die äußere Begrenzung in allen Fällen fast gleich sein muß, während die innere Begrenzung theoretisch von den Amplituden völlig unabhängig sein muß.

Der zweite Einwand gegen die Anwendung der Schallformel geht von dem großen Einfluß des Windes aus. Zuverlässige Pilotmessungen reichen selten über 30 km Höhe. Wie G. M. B. Dobson ⁷⁾ zeigte, änderte sich im allgemeinen bis zur höchsten erreichten Höhe die Windrichtung, von den Bodenschichten abgesehen, nicht wesentlich, während die Windstärke bis etwa zur Stratosphären-grenze meist relativ stark zu-, darüber etwa im gleichen Maße wieder abnimmt. Einige Pilotvisierungen auf dem Hochobir ¹⁹⁾ zeigten ebenfalls bis 40 km Höhe keine wesentliche Änderung der Windrichtung. In einem Falle ergaben sich bis 37 km Höhe östliche Winde, in zwei Fällen, bis etwa 40 km Höhe, westliche Winde. Auf vorwiegende Ostwinde weisen dagegen die Staubwolken hin, welche bei dem Ausbruch des Krakatau in die Stratosphäre geschleudert wurden und sich dort in mit der Zeit abnehmenden Höhen vorwiegend westwärts, und zwar mit einer Geschwindigkeit von etwa 40 m/sec, bewegten ¹⁸⁾. Auch die Beobachtung des Rauches, welcher von den Meteoriten erzeugt wird und bei Tage beobachtet werden kann, ergab nach J. Kahlke ⁸⁾ vorwiegend Ostwind für Höhen zwischen 80 und 30 km, und zwar in 11 von 16 Fällen (Westwind nur zweimal). Schließlich zeigten auch die leuchtenden Nachtwolken in 80 km Höhe nach Jesse ⁹⁾ Ostwind mit einer Stärke von etwa 100 m/sec an. Daß in größeren Höhen nach den Beobachtungen von Leuchtschweifern bei Meteoriten sowie des Krakataudunstes wieder Westwinde häufiger zu sein scheinen als Ostwinde ⁸⁾, kommt für uns nicht mehr in Betracht. Zweifellos werden die Schallbahnen durch die vorübergehende Zunahme der Windgeschwindigkeit an der Stratosphären-grenze sowie durch Windrichtungswechsel in der Stratosphäre stark beeinflußt, und neben der Temperatur am Boden ⁴⁾ wird zweifellos der Wind in erster Linie die Ursache für die verschiedenartige Ausbildung der Zonen sein. Der Einfluß des Windes, der wohl von allen Forschern anerkannt wurde, ist jedoch sicher nicht die alleinige Ursache der Rückbiegung der Schallstrahlen zur Erde, und insbesondere in den Fällen, in denen die anormale Schallzone vermutlich größere Sektoren umfaßte [vgl. z. B. die Zusammenstellung von E. Wiechert ¹⁰⁾], dürfte der Einfluß des Windes gering gewesen sein. In einem von den drei Fällen, in dem bis jetzt genaue Zeitmessungen aus verschiedenen Seiten der Schallquelle vorliegen, bei der von Ch. Maurin ¹¹⁾ bearbeiteten künstlichen Explosion bei La Courtine am 15. Mai 1924 (vgl. Fig. 1), wurden zweifellos zwei etwa 90° umfassende, einander gegenüberliegende Sektoren mit anormaler Schallgeschwindigkeit festgestellt. Hieraus folgt, daß der Wind allein nicht die Ursache der untersuchten Erscheinung sein kann. Andererseits spricht die Regelmäßigkeit der ganzen Erscheinung, die Tatsache, daß ein Übergang

zwischen normaler und anormaler Schallgeschwindigkeit fehlt, dafür, daß immer dieselbe Ursache in etwa gleicher Höhe vorhanden ist, und daß der Wind nur wesentliche Modifikationen, nicht aber die Erscheinung selbst hervorbringt. Auch J. Kölzer¹²⁾, welcher die Wirkung des Windes an erster Stelle vermutet, ist neuerdings diesem Gedanken nähergetreten. Vielleicht hängt auch die jährliche Periode der Erscheinung^{1) 4)} zum Teil mit den Windverhältnissen in der Stratosphäre zusammen. Erfreulicherweise rührt das Beobachtungsmaterial, auf Grund dessen die Laufzeitkurven^{2) 4)} für den anormalen Schall konstruiert wurden, im wesentlichen von Tagen mit relativ geringen Windstärken her. Durch Benutzung von verschiedenen Explosionen sowie von Material aus verschiedenen Seiten der Schallquelle hebt sich im übrigen der Einfluß des Windes in erster Annäherung heraus, so daß wir annehmen können, daß die oben angegebenen Werte für die Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre in erster Annäherung frei von Windeinflüssen sind, d. h. daß die festgestellten Geschwindigkeiten C des Schalles gegeben sind durch

$$C = \sqrt{101.32 \frac{c_p}{c_v} \frac{\alpha T}{\delta_0}}$$

Der Wert von $c_p : c_v = 1.41$ hängt nur wenig von der Art des in Frage kommenden Gases, von der Temperatur (oberhalb -70^0) und vom Druck ab¹³⁾. Etwas größeren Schwankungen unterliegt α , das mit abnehmendem Druck zunimmt. Für Luft und Wasserstoff wurden folgende Werte gefunden (nach Landolt-Börnstein, Physikalische Tabellen, und Winkelmann, Handbuch der Physik):

Luft	$\left\{ \begin{array}{l} p \quad 752 \quad 170 \quad 51 \quad 29 \quad 13 \quad 6,6 \text{ mm Hg} \\ \alpha \quad 0.00367 \quad 366 \quad 367 \quad 3685 \quad 372 \quad 376 \end{array} \right.$
Wasserstoff	$\left\{ \begin{array}{l} p \quad 765 \quad \quad \quad 48 \quad \quad \quad 20 \quad \quad \quad 9 \text{ mm Hg} \\ \alpha \quad 0.00365 \quad \quad \quad 366 \quad \quad \quad 367 \quad \quad \quad 370 \end{array} \right.$

Bei kleineren Drucken ist also mit höheren Werten zu rechnen, die zu extrapolieren sind. δ_0 , die normale Dichte des Gases an der Stelle, für die C berechnet wird, ändert sich ebenfalls ein wenig in den in Frage kommenden Höhen. B. Gutenberg¹⁴⁾ hat versucht, die beobachteten Schallgeschwindigkeiten zur Berechnung der Partialdrucke der Gase in den verschiedenen Höhen zu benutzen. Es gilt, unter Vernachlässigung der Schwereänderung, die Beziehung

$$\log \frac{p_0}{p} = \frac{143}{k} \int \frac{dh}{\delta_0 C^2},$$

k = barometrische Höhenkonstante. δ_0 muß zunächst angenommen und dann approximiert werden. Die nachfolgende Tabelle wurde so gefunden. Daß die Änderung der Zusammensetzung der Luft mit der Höhe entgegen dem Diffusionsgleichgewicht so groß sein sollte, daß hierdurch die Zunahme der Schallgeschwindigkeit hervorgerufen wird [Literatur vgl. 1)], ist zurzeit nicht denkbar, denn die Atmosphäre müßte dann z. B. schon in 40 km Höhe zu $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{3}$ aus Wasserstoff bestehen. Umgekehrt erscheint es viel wahrscheinlicher, daß sich infolge der Durchmischung die Zusammensetzung der Atmosphäre in den

untersten Schichten überhaupt nicht ändert, so daß der prozentuale Anteil an Helium und Wasserstoff erst in noch größerer Höhe ins Gewicht fällt, als sich aus der Tabelle ergibt.

Zusammensetzung und Temperatur T der Stratosphäre
unter Voraussetzung von 0.0004 Vol.-Proz. Helium und 0.0001 Proz. Wasserstoff an der
Erdoberfläche sowie Diffusionsgleichgewicht vom Boden an.

Höhe km	Druck mm Hg	δ_0 0.00...	δ	Volumenanteil in Proz.				T
				Stick- stoff	Sauer- stoff	Helium	Wasser- stoff	
30	7.5	127	$1.6 \cdot 10^{-5}$	89	11	—	—	220
40	1.9	126	$3 \cdot 10^{-6}$	91	9	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{3}$	270
50	0.6	124	$9 \cdot 10^{-7}$	91	8	$\frac{1}{2}$	1	290
60	0.2	122	$3 \cdot 10^{-7}$	90	7	1	2	310
70	0.1	116	$1 \cdot 10^{-7}$	86	6	2	6	(330)
80	0.04	107	$\frac{1}{2} \cdot 10^{-7}$	79	4	4	13	} aus extra- polierten Werten! sehr unsicher
90	0.01	088	$1 \cdot 10^{-8}$	65	3	8	24	
100	0.005	059	$\frac{1}{2} \cdot 10^{-8}$	40	2	13	45	

Die Werte von T , die sich nun aus der Schallgeschwindigkeit berechnen lassen, sind ebenfalls in der Tabelle angegeben. Man sieht, daß man starke Temperaturzunahme in der Stratosphäre voraussetzen muß, um die Zunahme der Schallgeschwindigkeit zu erhalten. Dieses Ergebnis stimmt nun aber vorzüglich mit dem einzigen Resultat überein, das über die Temperatur der höheren Atmosphärenschichten vorliegt: Lindemann und Dobson¹⁵⁾ hatten aus dem Aufleuchten der Sternschnuppen geschlossen, daß in den hohen Stratosphärenschichten die Temperatur über 300° liegen müsse, und sie vermuteten aus dem besonders in 55 km Höhe eintretenden Erlöschen von kleinen Sternschnuppen, daß etwa in dieser Höhe die Temperatur unter 300° sinken müsse. Es ist nun in Anbetracht der Unsicherheit der Grundlagen sehr erfreulich, daß unsere Tabelle hier die gleichen Werte liefert. Die Ergebnisse von Dobson und Lindemann regten sofort F. J. W. Whipple¹⁶⁾ zu der Vermutung an, daß sich die anormalen Schallbahnen aus der Temperaturzunahme erklärten, und auch E. Wichert⁸⁾ schloß sich dieser Annahme an. Die Vegardsche Polarlichttheorie wäre hiernach nicht zutreffend, dagegen sind die Voraussetzungen für die Entstehung des Nordlichtspektrums und insbesondere der Nordlichtlinie nach den Untersuchungen von Mc. Lennan und Shrum¹⁷⁾ gegeben.

Literatur.

- 1) A. Wegener: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 297 (1925).
- 2) G. Angenheister: Ebenda S. 314.
- 3) E. Wichert: Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. Göttingen 1925; Zeitschr. f. Geophys. **2**, 92 (1926).
- 4) B. Gutenberg: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 101 (1926); Die Naturwissensch. **14**, 338 (1926).
- 5) R. Meyer: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 78 (1926).
- 6) E. Schrödinger: Phys. Zeitschr. **18**, 445 (1917).
- 7) G. M. B. Dobson: Quarterly Journal of the R. Meteorol. Soc **46**, 54 (1920).
- 8) J. Kahlke: Ann. d. Hydr. **49**, 294 (1921).
- 9) Jesse: Meteorol. Zeitschr. 1891, S. 307.

- ¹⁰⁾ E. Wiechert: Ebenda 1926, S. 81.
¹¹⁾ Ch. Maurin: Ann. de l'Institut de physique du globe, fasc. spécial consacré aux expériences de La Courtine, Paris 1926.
¹²⁾ J. Kölzer: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 229 (1926).
¹³⁾ K. Scheel: Handb. d. Phys. **9**, 346 (1926).
¹⁴⁾ B. Gutenberg: Meteorol. Zeitschr. 1926 (im Druck).
¹⁵⁾ Lindemann und Dobson: Proceed. R. Soc. London (A) **102**, 411 (1923); **103**, 339 (1923); Meteorol. Zeitschr. 1926, S. 102.
¹⁶⁾ F. J. W. Whipple: Nature **111**, 187 (1923).
¹⁷⁾ Mc Lennan und Shrum: Proc. R. Soc. London (A) **108**, 501 (1925).
¹⁸⁾ J. Kissling. Untersuchung über Dämmerungserscheinungen, Hamburg 1888; Pernter: Meteorol. Zeitschr. 1889.
¹⁹⁾ M. Kofler und A. Wagner: Sitzungsber. Akad. Wien, Math.-naturw. Kl., Abt. II A, **132**, 233 (1924).
²⁰⁾ J. Kölzer: Ebenda 1925, S. 457.
²¹⁾ R. Meyer: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 236 (1926).

Einige Bemerkungen über Weltbeben und die sogenannten Wiederkehrwellen.

Von **K. Mack** in Hohenheim. — (Mit einer Abbildung.)

Für die Gesamtheit der erdumkreisenden Oberflächenwellen, d. h. die W_1 -, W_2 -, W_3 - usw. Wellen, wird die zusammenfassende Bezeichnung „circumterrane“ oder „circumtellurische“ Wellen vorgeschlagen. Diese Wellen bieten die Möglichkeit, Durchschnittswerte der Fortpflanzungsgeschwindigkeit längs kontinentaler und ozeanischer Wege für die ganze Erde abzuleiten.

Als Weltbeben bezeichnet man ein Erdbeben, bei welchem die ganze Erdoberfläche in nachweisbare Erschütterung versetzt wird. Letzteres wird immer dann zutreffen, wenn die sogen. W_2 -Wellen oder die W_3 -Wellen im Seismogramm irgend einer Beobachtungsstation festgestellt werden können*). Diese Wellen, die W_2 -, W_3 -, W_4 - usw. Wellen, werden neuerdings als Wiederkehrwellen bezeichnet, und Erdbeben, bei welchen sie auftreten, als Wiederkehrbeben. Jedes Wiederkehrbeben ist also ein Weltbeben.

Die W_1 -Wellen, die die Beobachtungsstation auf dem kürzesten Wege erreichen, können natürlich nicht den Wiederkehrwellen zugerechnet werden, da diejenige Phase, die in den W_2 - und W_3 -Wellen wiederkehrt, in den W_1 -Wellen zum ersten Male an der Station eintrifft.

Wollte man das ganze System der den Erdball umkreisenden Oberflächenwellen, d. h. die W_1 -, W_2 -, W_3 -, W_4 - usw. Wellen, in einer allgemeineren Bezeichnung zusammenfassen, so könnte man sie etwa „circumterrane“ oder „circumtellurische“ Wellen nennen, und sie abkürzend mit *C. T.*-Wellen bezeichnen. Die beiden Fremdworte circumterrane und circumtellurisch bedeuten ja nichts anderes als erdumkreisend; es wäre eine Bezeichnung, die sich auch international anwenden ließe.

*) Vgl. K. Mack: Über Weltbeben und lange Wellen. Phys. Zeitschr. **21**, 7 (1920).

Ich möchte nun — und das soll den Hauptinhalt dieser Mitteilung bilden — auf die Möglichkeit hinweisen, mit Hilfe der Weltbeben und der erdumkreisenden Oberflächenwellen die Verschiedenheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit auf kontinentalen und ozeanischen Wegen zu untersuchen und Mittelwerte dieser Größen für die verschiedensten Teile der Erde zu finden. Ich selbst hatte schon vor Jahren einen diesbezüglichen Versuch unternommen, ausgehend von der Tatsache, daß die Werte für die Zeitdauer einer vollkommenen Umkreisung bei verschiedenen Weltbeben erhebliche Unterschiede aufwiesen, zweifellos zurückzuführen auf die ungleichen Anteile von Meer und Festland, welche auf die betreffenden Großkreise fielen. Ich konnte die Untersuchung aus verschiedenen Gründen damals nicht fortführen; sie ist nun von einem jüngeren Forscher, W. Hiller, auf meine Anregung hin fortgesetzt und einer selbständigen Lösung zugeführt worden*). Die Ergebnisse der Arbeit scheinen mir allgemeineres Interesse zu besitzen, so daß ich sie in möglichster Kürze hier mitteilen möchte.

Wir bezeichnen mit t_1, t_2, t_3 die Zeitpunkte, zu denen die Hauptmaxima der in den erdumkreisenden Oberflächenwellen erhaltenen Rayleighwellen die betreffende Beobachtungsstation passieren. Dann kann man zunächst die Zeitdifferenzen bilden:

$$t_1 - t_0 \text{ und } t_2 - t_0,$$

wo t_0 die Epizentralzeit bedeutet. Im erstenen Zeitintervall wird der Weg EB , im zweiten der Weg EE_1B zurückgelegt. (Siehe die Figur, in welcher E das Epizentrum, B die Beobachtungsstation bedeutet.)

Wenn man mit V_m die mittlere Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Wellen auf dem Boden der Tiefsee, mit V_f diese Größe auf festländischen Wegen einschließlich seichterer Meeresteile bezeichnet, so kann man offenbar folgende zwei Gleichungen anschreiben:

$$t_1 - t_0 = \frac{f_1}{V_f} + \frac{m_1}{V_m},$$

$$t_2 - t_0 = \frac{f_2}{V_f} + \frac{m_2}{V_m},$$

wo f_1 den Anteil an Festlandweg, m_1 den Anteil an ozeanischem Wege auf dem Großkreisbogen EB bedeuten, und f_2 und m_2 die entsprechenden Werte auf dem Großkreisbogen EE_1B .

Mit Hilfe dieser zwei Gleichungen lassen sich nun die zwei Unbekannten V_f und V_m bestimmen.

Wird dieses Verfahren angewendet auf eine größere Anzahl von Weltbeben, so lassen sich Mittelwerte für V_f und V_m gewinnen. Aus 41 Beben hat Hiller folgende Zahlen erhalten:

$$\bar{V}_m = 3.66 \frac{\text{km}}{\text{sec}} \quad \bar{V}_f = 2.87 \frac{\text{km}}{\text{sec}} \quad \frac{V_m}{V_f} = 1.27 \text{ bis } 1.28,$$

*) Die Arbeit Hillers wird demnächst in Gerlands Beiträgen zur Geophysik veröffentlicht werden.

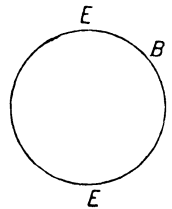


Fig. 1.

wobei die Werte der V_m zwischen den Grenzwerten 3.72 und 3.62 enthalten sind, diejenigen für V_f zwischen den Grenzwerten 2.93 und 2.83.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit auf ozeanischem Wege ergibt sich also um 27 bis 28 Proz. größer als auf festländischem Wege, und zwar ist dieses Resultat abgeleitet aus Wegstrecken, die über die ganze Erde verteilt sind. Eine ähnliche Zahl hat Angenheister*) gefunden, während andere Autoren erheblich kleinere Zahlen erhalten haben.

Die angegebenen Zahlen sind also Mittelwerte für alle Ozeane und alle Festländer der Erde. Es bestehen aber — wie von verschiedenen Seiten gezeigt worden ist — erhebliche Unterschiede im Verhalten namentlich der großen Ozeane, z. B. des Pazifischen und des Atlantischen. Durch geeignete Kombination einzelner Weltbeben lassen sich diese Unterschiede ohne Schwierigkeit mit einiger Annäherung feststellen, wie in der Arbeit Hillers des näheren ausgeführt ist.

Aus seinen Untersuchungen hat sich ein weiteres bemerkenswertes Resultat ergeben.

Bekanntlich hat Pechau**) aus ziemlich umfassendem, aber nicht homogenem Material geschlossen, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der W_1 -Wellen größer als diejenige der W_2 -Wellen und diese wieder größer als diejenige der W_3 -Wellen sei. Hiller hat auf Grund seines kritisch gesichteten Materials nunmehr gefunden, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der drei Wellengruppen nicht von der Zeit abhängt, sondern daß sie, gleiche Periode vorausgesetzt, nur abhängt von der geophysikalischen Beschaffenheit des durchlaufenen Weges, also wesentlich von der Verteilung von Land und Meer; mit anderen Worten, daß das ganze System der erdkreisenden Oberflächenwellen in seinem ganzen Verlauf auf dem Festland die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $V_f = 2.87$ im Mittel, auf dem Meeresboden $V_m = 3.66$ im Mittel besitzt. Daraus folgt, daß auf demselben Großkreis die Dauer einer vollständigen Umkreisung konstant ist, unabhängig vom Ausgangspunkt und unabhängig von der Richtung, in welcher der Großkreis durchlaufen wird. Auf einem anderen Großkreise mit anderer Verteilung von Land und Meer wird die Umkreisungsdauer natürlich eine andere sein.

Von diesen Sätzen möchte ich noch eine kurze Anwendung machen. Für ein bestimmtes Weltbeben und eine bestimmte Beobachtungsstation bilden wir die Zeitdifferenzen:

$$t_3 - t_0, \quad t_2 - t_0 \quad \text{und} \quad t_1 - t_0$$

und schreiben die Gleichung an:

$$t_3 - t_0 = (t_1 - t_0) + (t_2 - t_0) + (t_1 - t_0),$$

deren Richtigkeit man erkennt, wenn man beachtet, daß der Weg BE_1E (s. Fig.) in derselben Zeit zurückgelegt wird, wie derselbe Weg in der umgekehrten Richtung EE_1B .

*) G. Angenheister: Beobachtungen an pazifischen Beben. Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen 1921.

**) W. Pechau: Absorption und Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Hauptbebenwellen. Beitr. z. Geoph. 13, 205 u. 261 (1914).

Aus vorstehender Gleichung erhält man die bekannte Beziehung für die Epizentralzeit:

$$t_0 = t_1 - \frac{t_3 - t_2}{2}.$$

Diese Beziehung habe ich*) schon vor Jahren auf Grund einer anderen Betrachtung abgeleitet unter der Voraussetzung einer homogenen Erdkugel mit konstanter Fortpflanzungsgeschwindigkeit V der Oberflächenwellen. Für eine solche gilt sie in aller Strenge; für die wirkliche Erdkugel mit ihrer unregelmäßigen Verteilung von Land und Meer schien sie damals nur eine rohe Annäherung zu bedeuten. Nun erkennt man, daß die Formel gültig ist auch bei Berücksichtigung dieser ungleichen Verteilung von Land und Meer; und darauf beruht, daß die mit Hilfe der Formel berechneten Werte der Herdzeit eine weitgehende Übereinstimmung mit den auf andere Weise ermittelten Werten zeigen. Ich habe auf diese gute Übereinstimmung schon bei früherer Gelegenheit (bei der Naturforscherversammlung in Leipzig im Jahre 1922) hingewiesen. Damals hatte sie etwas Überraschendes; jetzt sieht man, daß die Genauigkeit der Formel nur abhängig ist von dem Maß an Genauigkeit, mit der die Zeitpunkte t_1 , t_2 und t_3 bestimmt sind, und daß diese Zeitpunkte schon den Einfluß von Land und Meer auf den betreffenden Großkreis in sich schließen.

Zur Registrierung von schnell verlaufenden Vorgängen für geophysikalische Untersuchungen.

Von **O. Meisser** und **H. Martin**. (Mit fünf Abbildungen.)

Es wird kurz eine Anordnung von Registrierinstrumenten beschrieben, die es gestattet, auch im Gelände elektrische bzw. elastische Welleneinsätze mit einer Zeitgenauigkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ sec zu bestimmen.

Vorarbeiten für Pendelmessungen und für seismisch-akustische Untersuchungen erforderten eine transportable Feldregistrarapparatur, die es gestattet, das Eintreffen von elektrischen bzw. elastischen Wellen mit einer Zeitgenauigkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ sec festzustellen.

Die gewöhnlichen transportablen Registrarapparate leisten bei genauer Untersuchung kaum mehr als $0.5 \cdot 10^{-2}$ sec, da die $\frac{1}{5}$ - bzw. $\frac{1}{2}$ -Sekundenmarken bei der unregelmäßigen Papiergeschwindigkeit nicht genügen. Für den Bau eines neuen Instrumentes kam nur die Arbeit von Angerer**) in Betracht, der für Schallmeßzwecke eine Apparatur mit der obigen Genauigkeit beschreibt.

Fig. 1 zeigt unseren Registrarapparat in Verbindung mit einem Zeisschen Schleifengalvanometer***). Der Antrieb erfolgt durch ein Laufwerk, das über eine schwere Friktionsscheibe den Papiertransport vermittelt. Das große Trägheitsmoment der Antriebsscheibe und die Lagerung der wichtigsten Achsen

*) K. Mack: Die Ermittlung der Herdentfernung eines Erdbebens mittels Oberflächenwellen. Zeitschr. f. Geophys. **1**, 39 (1922).

**) E. v. Angerer: Zeitschr. f. Instrkde. 1922, S. 1.

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