

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_0029

LOG Titel: Die Schallgeschwindigkeit in den untersten Schichten der Atmosphäre

LOG Typ: article

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

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

Literatur.

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

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

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

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

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

Göttingen, 25. Dezember 1925.

Die Schallgeschwindigkeit in den untersten Schichten der Atmosphäre.

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

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

I*).

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

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

Wir bezeichnen mit

\mathcal{A} = Projektion der Schallbahn auf die Erdoberfläche, die wir als eben annehmen, in Kilometern.

t = zugehörige Laufzeit in Sekunden.

Index S = in der Stratosphäre, Index T = in der Troposphäre.

Index o = am Erdboden, Index ST = an der Grenze zwischen T und S .

V = Schallgeschwindigkeit.

i = Einfallswinkel.

h = Höhe über dem Erdboden in Kilometern, R = Erdradius.

T = absolute Temperatur.

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

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

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

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

Ferner gilt

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

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

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

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

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

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

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

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

Es ergab sich für die Stratosphäre:

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

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

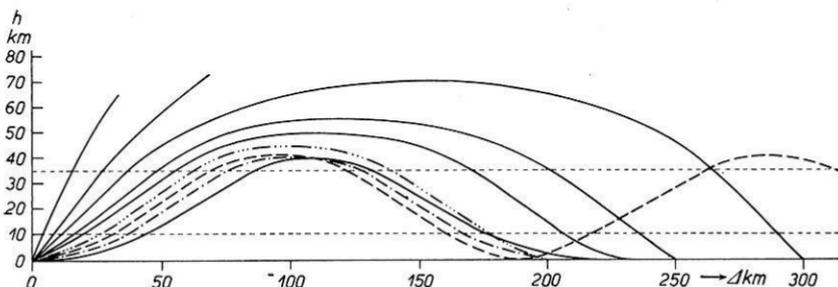


Fig. 1.

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

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

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

II.

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

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

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

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

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

Wie in Teil I

Tabelle 2. Schallgeschwindigkeit V (abgerundet).

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

Tabelle 3. Berechnung der Laufzeitkurve (abgerundet).

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

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

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

Die eurasiatischen Kettengebirgsgürtel.

Ein Beitrag zur Erörterung
des Problems der tangentialen Krustenverlagerung.

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

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

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

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

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