

## 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](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0002)

**LOG Id:** LOG\_0060

**LOG Titel:** Ist die äußere Hörbarkeitszone durch Überschallgeschwindigkeit der Welle in der Stratosphäre zu erklären?

**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](mailto:gdz@sub.uni-goettingen.de)

4) G. Angenheister: Die Laufzeit des Schalles für große Entfernungen. Zeitschr. f. Geophys. 1925, Heft 7, und 1926, Heft 2/3.

5) E. Wiechert: Erste Mitteilungen über Lufterschütterungen usw. Zeitschr. f. Geophys. 1924, Heft 1.

6) Derselbe: Bemerkungen über anomale Schallausbreitung in der Luft. Nachr. d. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl., 1925 (Dezember).

7) Ch. Maurain: Sur la propagation des ondes aériennes, Annales de Institut du Physique du Globe, Paris 1926.

8) Rudolf Meyer: Die Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone. Zeitschr. f. Geophys. 1926, Heft 2/3.

9) J. Kölzer: Die Schallausbreitung in der Atmosphäre und die äußere Hörbarkeitszone. Meteorol. Zeitschr. 1925, Heft 12, und 1926, Heft 1.

10) J. Kahlke: Meteorschweife und hochatmosphärische Windströmungen. Ann. d. Hydr. 49 (1925).

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

12) Derselbe: Das Leuchten verfestigter Gase und seine Beziehungen zu kosmischen Vorgängen. Ann. d. Phys. 4, 79 (1926), Heft 5.

Berlin, den 15. Juli 1926.

## Ist die äußere Hörbarkeitszone durch Überschallgeschwindigkeit der Welle in der Stratosphäre zu erklären?

Von Rudolf Meyer in Riga.

Die vom Temperaturgradienten in der Atmosphäre abhängige Brechung der Schallstrahlen ruft eine Zusammendrängung der anfänglichen Halbkugelwelle auf eine verhältnismäßig kleine Kalotte, und damit eine besonders in der äußersten Zone beträchtliche Steigerung der Intensität hervor; doch darf man danach nur auf einer schmalen Zone, zu der bloß ein geringer Bruchteil der gesamten Wellenenergie gehört, größere Überschallgeschwindigkeiten erwarten. Wenn aber in großer Höhe infolge der Abnahme der Luftdichte oder aus anderen Gründen weitere Teile der Welle eine auch nur geringe Frontänderung im Sinne einer Brechung nach unten erfahren, zieht diese ihrerseits eine Zusammendrängung der Wellenoberfläche, eine Erhöhung der Intensität und fortgesetzte Steigerung der Geschwindigkeit nach sich, und damit eine Reflexion größerer Teile der Welle in der Richtung zur Erde.

Die von A. Wegener<sup>4)</sup> ausgesprochene Anregung zu einer Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone durch Überschallgeschwindigkeiten in der dünnen Luft großer Höhen wird von Wiechert<sup>5)</sup> abgelehnt unter Hinweis darauf, daß die relativen Druckschwankungen in rund 45 km Höhe, wo die Reflexion stattfinden sollte, sogar senkrecht über dem Explosionsherd nicht das erforderliche hohe Maß erreichen. Obgleich ich ebenfalls zu dem Ergebnis gekommen bin<sup>8)</sup>, daß eine gewöhnliche Kugelwelle erst in viel größerer Höhe zu Überschallgeschwindigkeiten führen kann, habe ich den Versuch dadurch nicht für widerlegt angesehen, und in Kürze zu Wiecherts Schlußfolgerung geäußert, daß die Annahme einfacher Kugelwellen hier zu einem Fehlschluß führen muß; berücksichtigt man die Brechung der Schallstrahlen in der Atmosphäre, so gewinnt das Ergebnis ein wesentlich anderes Aussehen.

Es ist nicht möglich, in allgemeiner Form das Fortschreiten einer Stoßwelle in aller Strenge zu berechnen. Unsere Aufgabe muß sich darauf beschränken, von bekannten Bedingungen ausgehend festzustellen, wo die Schwingungsweite Werte erreicht, die eine Überschallgeschwindigkeit hervorrufen; die weiteren Folgen kann man nur qualitativ prüfen.

I. Unter der Annahme einer planparallelen, horizontalen Schichtung der ruhenden Atmosphäre und einer Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit allein von der Temperatur findet man:

$$\frac{\sin a}{\sin b} = \frac{v_1}{v} = \frac{\sqrt{T_1}}{\sqrt{T}} = k \dots \dots \dots (1)$$

Hier bedeuten  $a$  und  $b$  die Winkel zwischen der aufwärts gerichteten Senkrechten und dem Schallstrahl (an seinem Ausgangspunkt nahe der Erdoberfläche und in der Höhe),  $v_1$  und  $v$  die entsprechenden Schallgeschwindigkeiten,  $T_1$  und  $T$  die absoluten Temperaturen der Luft.

Durch Differenzieren erhält man unter der Voraussetzung eines konstanten Verhältnisses der Temperaturen  $T_1$  und  $T$ :

$$db = \frac{\cos a}{k \cos b} da \dots \dots \dots (2)$$

Die letztgenannte Voraussetzung ist zulässig, denn die unter den Winkeln  $a$  und  $a + da$  ausgehenden Schallstrahlen liegen noch dicht beieinander, und ihre Fortsetzungen mit den Neigungen  $b$  und  $b + db$  sollen von uns im Gebiet der Stratosphäre untersucht werden, wo  $T$  als unabhängig von der Höhe gelten kann. Wenn  $a$  gleich  $90^\circ$  ist,  $b$  aber kleiner als dieses, so wird  $db$  zu Null: die Strahlen eines Büschels in vertikaler Ebene, die am Ausgangspunkt eine kleine Streuung ( $da$ ) besitzen, verlaufen in der untersuchten größeren Höhe einander parallel.

Die Intensität ( $J$ ) einer Welle ist proportional dem Quadrat der Schwingungsweite ( $A$ ), der ersten Potenz der Geschwindigkeit ( $v$ ) und der Dichte ( $\delta$ ) des Mittels. Andererseits ist, wenn man von einer Absorption absehen darf, die Intensität auf dem zu einem bestimmten Schallstrahlenbündel gehörigen Element der Wellenoberfläche ( $dO$ ) umgekehrt proportional der Größe dieses Elements:

$$\frac{J}{J_1} = \frac{A^2 v \delta}{A_1^2 v_1 \delta_1} = \frac{dO_1}{dO}.$$

Es wird vorausgesetzt, daß die Überschallgeschwindigkeit nicht von der absoluten Größe der Schwingungsweite, sondern vom Verhältnis der Schwingungsweite zur Wellenlänge abhängig ist. Wohl macht die Definition der Länge einer Explosionswelle einige Schwierigkeiten, doch hat das hier nicht viel zu sagen, da diese ganze Voraussetzung keinen entscheidenden Einfluß auf das Ergebnis der weiteren Betrachtungen hat. Da die Wellenlänge ihrerseits (bei gegebener Periode) proportional der Geschwindigkeit  $v$  ist, schreiben wir:

$$\left(\frac{A}{v}\right)^2 : \left(\frac{A_1}{v_1}\right)^2 = v_1^3 \delta_1 dO_1 : v^3 \delta dO = k^3 \delta_1 dO_1 : \delta dO \dots \dots (3)$$

Nimmt man an, daß die mit dem Index 1 bezeichneten Werte  $A_1$ ,  $v_1$  und  $O_1$  in einer so kleinen horizontalen Entfernung  $r_1$  vom Schallherd gelten, daß die

Brechung der Schallstrahlen noch vernachlässigt werden darf, und die Welle als (obere Hälfte einer) Kugelwelle betrachtet werden kann, so findet man für  $dO_1$  den Ausdruck:

$$dO_1 = \frac{2\pi r_1^2 da}{\sin a} \dots \dots \dots (4)$$

Bezeichnet man ferner mit  $r$  die horizontale Entfernung zwischen dem Schallherd und einer solchen Zone der Wellenfläche, die einem konstanten Neigungswinkel ( $b$ ) der Strahlen entspricht, mit  $\rho$  den Krümmungsradius des vertikalen Schnittes der Wellenoberfläche, so wird:

$$dO = 2\pi r \rho db.$$

Bis zu bedeutenden Entfernungen vom Schallherd bleiben die durch die normalen Temperaturverhältnisse bedingten Abweichungen der Wellenoberfläche von der Kugelgestalt sehr gering. Der Krümmungsradius  $\rho$  muß also annähernd gleich der Entfernung der Wellenzone von der Schallquelle sein, und man darf in einer Überschlagsrechnung  $\rho$  gleich  $r/\sin b$  setzen. Schreibt man dann noch statt  $db$  den in (2) angegebenen Ausdruck hin, so erhält man:

$$dO = \frac{2\pi r^2 \cos a}{\sin a \cos b} da \dots \dots \dots (5)$$

Die Formel (3) verwandelt sich unter Berücksichtigung der gefundenen Beziehungen (4) und (5) in:

$$\left(\frac{A}{v}\right)^2 : \left(\frac{A_1}{v_1}\right)^2 = k^3 \delta_1 r_1^2 \cos b : \delta r^2 \cos a \dots \dots \dots (6)$$

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle ist offenbar eine stetige Funktion der Schwingungsweite; da die Überschallgeschwindigkeit aber scheinbar unvermittelt erst bei einer bestimmten Schwingungsweite merklich wird, wollen wir die Möglichkeit einer solchen Wahl von  $r_1$  voraussetzen, daß die übernormale Geschwindigkeit der den Explosionsherd umgebenden Welle praktisch gerade in die normale Geschwindigkeit übergeht. Das entspricht einem bestimmten Wert von  $A_1/v_1$ . Die obige Formel zeigt, daß derselbe Grenzwert des Verhältnisses  $A/v$  in größerer Entfernung wieder erreicht werden kann, und daß somit die Welle wieder Überschallgeschwindigkeit annehmen kann, wenn:

$$\delta r^2 = \delta_1 r_1^2 k^3 \frac{\cos b}{\cos a}.$$

Wenn  $a$  nahe genug bei  $90^\circ$  liegt, kann diese Bedingung bei beliebig großem  $r$  und bei beliebigem Wert von  $\delta$  erfüllt werden. Es könnte demnach bei einem Winkel  $a$  gleich  $90^\circ$  auch ohne Dichteänderung der Luft der Grenzwert von  $A/v$  nicht nur erreicht, sondern auch überschritten werden, wenn nur überhaupt eine Brechung von der Art stattfindet, wie sie den gewöhnlichen Temperaturverhältnissen entspricht.

Hiermit ist noch keine Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone gegeben. Erstens tritt durch Steigerung der Wellengeschwindigkeit nur dann eine Reflexion nach unten ein, wenn in einem Schallstrahlenbündel die höher gelegenen Strahlen die größere Geschwindigkeit besitzen, während nach unseren Betrachtungen

gerade das Gegenteil statthat. Zweitens bezieht sich die berechnete Steigerung der Schwingungsweite und der Geschwindigkeit nur auf eine äußerst schmale Zone, und es erscheint fraglich, ob ein ausreichend großer Teil der Wellenenergie an diese Zone gebunden ist.

Die primitive Fiktion der Schallstrahlen erweist sich als wenig geeignet zur Lösung unserer Aufgabe. In Wirklichkeit werden ja niemals Strahlen von unendlicher Intensität beobachtet, wie sie einem Ausgangswinkel von  $90^\circ$  entsprechen sollten. Nach dem Huyghensschen Prinzip muß die hohe Intensität einer Wellenzone auf die benachbarten Zonen übergreifen, und an Stelle eines unendlich hohen Randwertes der Schwingungsweite neben einem Raum des Schweigens wird eine wohl hohe, aber endliche, beiderseits allmählich abnehmende Intensität auf einer Zone, die ungefähr dem berechneten  $b$  entspricht, vorhanden sein. Es ist demnach zu prüfen, ob die Intensität einer Wellenzone von endlicher Breite so bedeutend wird, daß sie bei geringer Luftdichte zu einer Überschallgeschwindigkeit führen muß, und ob der außerhalb der Linie maximaler Intensität liegende Teil dieser Zone eine genügende Energiemenge enthält, um die äußere Hörbarkeitszone zu speisen.

Die Unzulänglichkeit der obigen Berechnung läßt sich einigermaßen verbessern, wenn man die Ausdrücke (4) und (5) für  $dO_1$  und  $dO$  integriert, und zwar von  $a$  gleich  $90^\circ$  bis zu einem Wert von  $a'$ , der um eine endliche Größe von  $90^\circ$  abweicht. Die Integration macht nicht die geringste Schwierigkeit, wenn man in Berücksichtigung der ohnehin zugelassenen Vereinfachungen  $\sin a$  im Nenner von (4) und  $\sin a \cos b$  im Nenner von (5) als konstant ansieht, was man unbedenklich tun darf, wenn  $a$  sich nicht viel von  $90^\circ$  unterscheidet.

Wählt man z. B.  $a'$  gleich  $89^\circ 30'$  und berechnet  $b$  für Temperaturen  $T_1$  und  $T$  gleich  $273^\circ$  und  $213^\circ$ , so erhält man als Verhältnis der Zonen  $O_1$  zu  $O$  den Wert  $107 r_1^2/r^2$ . Ist  $\delta/\delta_1$ , wie Wiechert voraussetzt, gleich  $1/1000$ , nimmt man weiter an, daß merkliche Überschallgeschwindigkeiten bloß bis zu Entfernungen von 250 m von der Schallquelle reichen, und daß die Randzone der Welle sich erst in 100 km horizontaler Entfernung von dem Explosionsherd bis zur Höhe von 45 km erhebt, so findet man nach (3), indem man  $dO_1/dO$  durch  $O_1/O$  ersetzt:

$$\left(\frac{A}{v}\right)^2 : \left(\frac{A_1}{v_1}\right)^2 = 1.$$

Die mittlere Schwingungsweite auf einer Wellenzone, die den unter einem Winkel zwischen  $89^\circ 30'$  und  $90^\circ$  ausgehenden Strahlen entspricht, ist an dem Orte, wo die Reflexion zu erwarten ist, fast genau so groß, wie in 250 m Entfernung von der Schallquelle.

Weiter findet man, daß die den angenommenen Winkelgrenzen entsprechende Zone  $1/115$  der gesamten Energie der Halbkugelwelle enthält. Nach den obigen Überlegungen kommt aber nur der außerhalb des Intensitätsmaximums belegene Teil dieser Zone, also vielleicht die Hälfte, für die Reflexion in Betracht. Es erscheint zum mindesten fraglich, ob eine genauere theoretische Untersuchung und Messungen der in die äußere Hörbarkeitszone reflektierten Energie eine Erklärung auf dieser Grundlage gestatten werden.

Dagegen kann die durch Beugung entstandene äußerste Zone der Welle, die nach oben durch eine Linie maximaler Intensität begrenzt ist, andere Erscheinungen erklären. In Entfernungen von der Schallquelle, wo weniger intensive Schallstrahlen längst durch Brechung von der Erde nach oben abgelenkt sind, bleiben Explosionswellen noch hörbar, weil die Wellenfläche sich durch Beugung erweitert. Ist diese Annahme richtig, so können unter Umständen die an der Erdoberfläche in dem durch Beugung entstandenen Wellenteil ausgeführten Bestimmungen der Reichweite der Überschallgeschwindigkeit zu Irrtümern Veranlassung geben, und es ist möglich, daß die Überschallgeschwindigkeit in einiger Höhe über dem Erdboden bis zu merklich größeren Entfernungen bestehen bleibt.

II. Betrachtungen anderer Art bieten mehr Aussicht auf eine befriedigende Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone.

Aus den Beobachtungen über die Laufzeit des Schalles sind die Bahnen der Schallstrahlen geometrisch berechnet worden, um dann nachträglich die physikalische Seite des Vorganges zu klären. Die geometrischen Betrachtungen können aber keine von den physikalischen Voraussetzungen unabhängige Geltung beanspruchen. So liegt diesen Berechnungen die Voraussetzung zugrunde, daß die Geschwindigkeit der Welle eine Funktion ausschließlich der Höhe über dem Erdboden ist. Sobald wir die Möglichkeit einer Überschallgeschwindigkeit anerkennen, fällt diese Voraussetzung, und es wird damit den Arbeiten über die Schallbahn in den größten Höhen die Grundlage entzogen. So ist es z. B. möglich, daß der Scheitel der Schallbahn kein Symmetriepunkt ist.

Wir müssen trotzdem, um nicht jeden Anhaltspunkt für weitere Untersuchungen zu verlieren, einstweilen die Bahnen der Schallstrahlen gelten lassen, wie sie z. B. Gutenberg <sup>1)</sup> durch Rechnung gefunden und durch Zeichnung dargestellt hat. Nach der anfänglichen Krümmung der Bahn in einem Sinne (hohle Seite nach oben) wird ein Wendepunkt in 30 bis 35 km Höhe überschritten, und es findet eine Krümmung im umgekehrten Sinne (hohle Seite nach unten) statt. Von zwei benachbarten Strahlen wird hier der obere etwas voreilen, und es wird damit die Lage der Wellenfront ein wenig verändert; zugleich findet eine Verkleinerung der Wellenoberfläche statt. Nach Gutenberg schneiden sich die benachbarten Schallstrahlen schließlich. Aus der Bedingung, daß Strahl und Wellenoberfläche senkrecht aufeinander stehen, läßt sich folgern, daß die Welle auf den verschiedenen Bahnen nicht etwa zu verschiedenen Zeiten den Schnittpunkt erreicht, sondern durchaus gleichzeitig. Der Schnittpunkt auf der Figur ist also der Konvergenzpunkt eines Wellenteiles, oder richtiger, die punktförmige Darstellung einer zur Bildebene senkrechten Konvergenzlinie, und es ist klar, daß bei Annäherung an die Konvergenzstelle eine Erhöhung der Schwingungsweite stattfinden muß. Daraus folgt, daß eine einmal eingeleitete, sei es auch nur geringe Brechung im genannten Sinne von selbst die Bedingungen schafft, die mit der vergrößerten Schwingungsweite auch eine erhöhte Geschwindigkeit geben; dadurch wird die Zusammendrängung der Welle wiederum verstärkt usw.; es bedarf also in den Luftschichten von ganz geringer Dichte nur eines kleinen Anstoßes, um den Vorgang der starken Brechung einzuleiten, der dann von selbst zunimmt, bis die Welle durch Reflexion wieder in dichtere

Luft gerät, wo die Schwingungsweiten kleiner sind, und eine normale Ausbreitung erfolgt. Es ist dabei von wesentlicher Bedeutung, daß in der Stratosphäre die Intensität auf allen Teilen der Wellenoberfläche verhältnismäßig groß ist: schrumpft doch die als Halbkugel ausgehende Welle auf eine Kalotte zusammen, die ungefähr einem Viertel der ganzen Kugeloberfläche entspricht. Nach Formel (6) findet man unter Zugrundelegung derselben Temperaturen wie oben:

$a$	90°	88°	85°	80°	75°	45°	15°	0°	
$\left(\frac{A}{v}\right)^2 : \left(\frac{A_1}{v_1}\right)^2$	∞	19.5	7.9	4.1	2.9	1.6	1.5	1.5 mal	$\frac{\delta_1 r_1^2}{\delta r^2}$ .

Wenn es auch zurzeit nicht möglich ist, ein genaues Bild vom Verlauf der Schallstrahlen im höchsten Teile ihrer Bahn zu gewinnen, so kann es doch keinem Zweifel unterliegen, daß die Ausbreitung der Welle im großen und ganzen so, wie geschildert wurde, vor sich gehen muß. Und dann kann es gar nicht anders sein, als daß die Konvergenz der Schallstrahlen eine Steigerung der Schwingungsweite und eine Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit nach sich zieht. Es ist nur noch eine Frage, ob die Einleitung des beschriebenen Vorganges durch ein Ansteigen der Temperatur oder eine Abnahme des Molekulargewichts geschieht, oder ob eine, an sich verschwindend geringe Steigerung der Schallgeschwindigkeit allein durch die abnehmende Dichte der Luft eintritt; scheinbar belanglos, kann sie ausreichend sein, um auf die angegebene Weise eine starke Brechung der Strahlen hervorzurufen. Allerdings muß man zugeben, daß die Geschwindigkeit der Wellen eine stetige Funktion der Schwingungsweite ist, eine Anschauung, zu der sich Mach bekannte, und deren praktische Bedeutung er durch den Hinweis darauf hervorhob, daß jede Schallwelle mehr oder weniger den Charakter einer Explosionswelle besitze<sup>2)</sup>. Nirgends dürften diese Worte mehr zu beherzigen sein als in der meteorologischen Akustik.

Eine Berechnung in der Art der oben für die Randzone durchgeführten muß noch weniger streng ausfallen als diese, und hat deshalb kaum einen Wert. Überhaupt wird man grundsätzlich feststellen müssen, daß eine geometrische Behandlung des Strahlenganges jetzt vielleicht noch zeitgemäß ist, daß sie aber nur die Vorstufe zur Wellentheorie der äußeren Hörbarkeitszone bilden kann, und daß man von ihr nicht mehr als ein rohes Bild der tatsächlichen Verhältnisse erwarten darf.

Insbesondere sind die Ergebnisse der oben ausgeführten Rechnungen wohl nur der Größenordnung nach sicher. Man wird trotzdem nicht daran zweifeln dürfen, daß infolge der geringen Dichte der Luft in großer Höhe Überschallgeschwindigkeiten vorkommen, und man wird die besten Hoffnungen auf diesen Erklärungsversuch der äußeren Hörbarkeitszone setzen dürfen. Temperatur, Wind und Änderungen des Molekulargewichts kommen sicher als „störende“ Faktoren, vielleicht sogar als notwendige Bedingungen in Betracht.

### Literatur.

1) B. Gutenberg: Die Schallgeschwindigkeit in den untersten Schichten der Atmosphäre, Zeitschr. f. Geophys. 2, 101 (1926) und: Über die Ausbreitung des Schalles in der Atmosphäre, Die Naturwissenschaften 14, 338 (1926).

2) E. Mach: Über den Verlauf der Funkenwellen, Sitzungsber. d. math.-nat. Kl. d. Akad. d. Wiss. Wien **77**, II, 837 (1878).

3) R. Meyer: Die Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone, Zeitschr. f. Geophys. **2**, 78 (1926).

4) A. Wegener: Die äußere Hörbarkeitszone, Zeitschr. f. Geophys. **1**, 310 (1925).

5) E. Wiechert: Bemerkungen über die anormale Schallausbreitung in der Luft, Nachr. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, math.-phys. Kl. 1925, S. 67; Über die Schallausbreitung in der Atmosphäre, Meteorol. Zeitschr. **42**, 85 (1926); Die anormale Schallausbreitung als Mittel der Erforschung der Stratosphäre, Zeitschr. f. Geophys. **2**, 99 (1926).

---

## Funkortung.

Referat von **A. Wedemeyer** in Schlachtensee.

Landmesser und Seeschiffer bestimmen ihren Beobachtungsort durch optische Peilungen von Landmarken, wie Baken, Kirchtürme, Leuchttürme, Feuerschiffe, solange sie nicht durch Dunst oder Nebel verdeckt sind. Bei astronomischen Ortungen muß das Gestirn ebenfalls sichtbar sein. Akustische Peilungen in der Luft und im Wasser bieten wegen der schwankenden Dichte des vermittelnden Mediums nur ein unzuverlässiges Hilfsmittel. Nachdem es gelungen war, Funksignale auf weite Entfernungen hörbar zu machen, versuchte man diese Signale, für die der Nebel kein Hindernis bildet, zur Ortung heranzuziehen. Die technische Entwicklung der Peilgeräte beanspruchte längere Zeit. Während es vor Ausbruch des Weltkrieges gelungen war, von einer festen Peilstelle am Lande aus einen fahrenden Sender einzupeilen, ist es erst neuerdings gelungen, Bordpeiler zu bauen, die vom fahrenden Empfänger aus die Funksignale fester Funkbaken sicher einpeilen können. Die bis jetzt erreichte Schärfe der Peilungen läßt vermuten, daß in nicht zu ferner Zeit die irdische optische und die astronomische Ortung in den Hintergrund gedrängt werden. Für den Mathematiker erwächst daraus die Aufgabe, für ungeübte Rechner eine brauchbare sichere Methode der Funkortung auszuarbeiten.

In der Natur vollziehen sich in der Regel die Erscheinungen auf dem kürzesten Wege. Man wird deshalb annehmen, daß die Funkstrahlen auf einem Großkreise (geodätischen Linie) vom Sender zum Empfänger gelangen. Der Empfänger hat zu ermitteln, unter welchem Winkel der ankommende Funkstrahl seine Nord-Süd-Linie schneidet, mit anderen Worten: er hat das Azimut des Senders zu bestimmen. Eine feste Funkstelle am Lande wird die Nord-Süd-Linie durch Miren festlegen, auf die dann die Nulllinie des Richtkreises des Peilapparates eingestellt wird. Das fahrende Schiff muß die Nord-Süd-Linie mit dem Kreisel- oder Magnetkompaß bestimmen. Wenn himmlische Objekte (evtl. durch den Nebel hindurch) sichtbar sind, kann es auch die Azimute dieser Objekte als Nulllinien verwenden. Wie ersichtlich, unterscheiden sich beide Peilmethoden nur durch den Genauigkeitsgrad. Die Auswertung ist jedoch grundverschieden, da im ersten Falle die Standlinie des Schiffes ein Großkreis, im zweiten aber eine Azimutgleiche, d. i. der geometrische Ort aller Punkte auf der