

Werk

Jahr: 1938

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:14

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0014

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0014

LOG Id: LOG_0036

LOG Titel: Untersuchungen über die Windstruktur und den Bau der Windmeßgeräte

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

Untersuchungen über die Windstruktur und den Bau der Windmeßgeräte

Von **Allons Schröder**, Göttingen — (Mit 19 Abbildungen)

In der vorliegenden Arbeit wurde der Verlauf der Windgeschwindigkeit mit Hilfe von photographischen Schnellregistrierungen des Winddrucks untersucht. Daraus werden die Folgerungen abgeleitet, die zur richtigen Wiedergabe der Windböen an einen mechanisch registrierenden Windmesser gestellt werden müssen

Die gebräuchlichen Windmeßgeräte haben alle eine verhältnismäßig niedrige Eigenfrequenz. Am höchsten liegt noch die des Askania Windschreibers [1] bei 2 sec^{-1} . Die häufig zur Windregistrierung verwendeten Glockenmanometer [2] zeichnen dagegen erst bei einer Schwingungsdauer von etwa 10 sec die wahre Amplitude auf. Noch schlechter werden die Werte für Schalenkreuze [2]. Sie sind meist überhaupt nicht zur Bestimmung der Feinstruktur des Windes verwendbar. Wegen ihrer großen Trägheit zeigen sie annähernd Mittelwerte der Windschwankungen.

Es wurde nun im Geophysikalischen Institut in Göttingen ein Windmeßgerät gebaut, das nach den bisherigen Erfahrungen, die man über die Windstruktur gemacht hatte, den Windvorgang wahrheitsgetreu aufzeichnete. Die höchsten Frequenzen der Windschwankungen liegen nun schätzungsweise bei 3 bis 4 sec^{-1} . Das Instrument mußte also mindestens Frequenzen von 0 bis 5 sec^{-1} getreu wiedergeben.

Mit diesem Windmeßgerät wurden im Geophysikalischen Institut Windregistrierungen durchgeführt. Aus diesen sollte dann die Frage beantwortet werden, wie hoch die Eigenfrequenz der Instrumente mindestens sein muß, damit eine einigermaßen verzerrungsfreie Wiedergabe zustande kommt.

Registriert wurde bei allen Wetterlagen, nur mußten mittlere Windgeschwindigkeiten von etwa 10 m/sec erreicht werden, denn die kleinen Windschwankungen und Windstöße kommen bei allen mittleren Windgeschwindigkeiten, die größeren dagegen nur bei hohen vor.

Der Einfluß des Gebäudes auf die Windstruktur war schon von H. g. Müller [3] untersucht worden. Er war in der Höhe der Windfahne zu vernachlässigen. Trotzdem wurden außer auf dem Dache des Geophysikalischen Instituts im Freien auf ungestörtem Gelände Windregistrierungen durchgeführt, deren Ergebnisse die auf dem Institut gewonnenen bestätigten. Die Gesamtdauer der Messungen betrug 11 bis 12 Stunden, bei einer Papiergeschwindigkeit von 60 mm/min.

I. Die Windmeßapparatur. Als Windmeßgerät diente eine Bruhnssche Sogdüse in Verbindung mit einer optisch registrierenden Druckdose. Der Beiwert der Düse betrug rund 3.5. Sie war in eine Windfahne einmontiert, die sich immer in Richtung des Windes einstellte. Düse und Windfahne entstammten dem Wind-

schreiber der Askania A.-G. [1]. Die Einstelldauer der Fahne war von Suckstorff [4] untersucht worden. Sie hing von der Stärke des Windes ab. Bei einer Drehung um 90° aus der Windrichtung erfolgte die Einstellung bei einer Windstärke von 3 m/sec in 1.5 sec, bei 5 m/sec in 0.5 sec.

Die Sogdüse stand auf dem Dach des Geophysikalischen Instituts. An sie war mit einer 23 m langen Schlauchleitung von 6 mm lichter Weite die Druckdose*) angeschlossen. Diese bestand aus einem Behälter (der Dose), in der eine

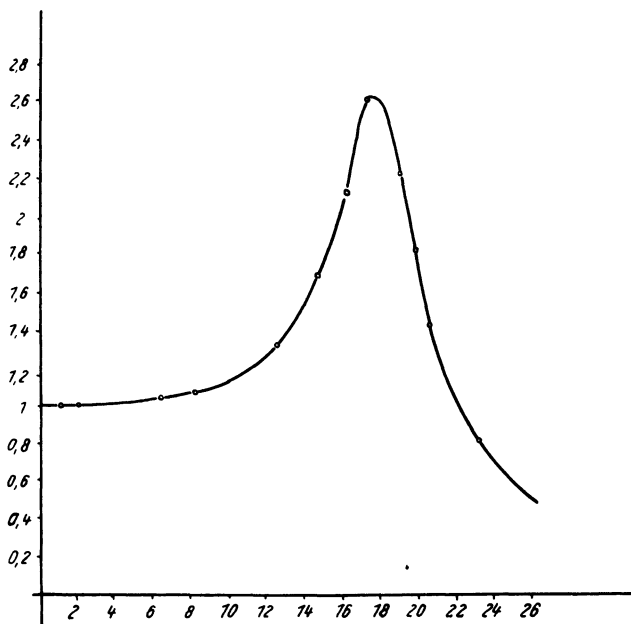


Fig. 1. Resonanzkurve der Druckdose bei 1 m Leitungslänge.
Abszisse: Frequenz. Ordinate: Resonanzüberhöhung

Gummimembran ausgespannt war (Fig. 4), die durch den Sog des Windes in der Düse in Bewegung geriet. Diese Bewegungen wurden auf einen Spiegel übertragen und optisch registriert.

Die Eigenfrequenz des Instruments wurde durch die Resonanzmethode festgestellt. Periodische Druckschwankungen verschiedener Frequenzen erregten die Membran zu Schwingungen, deren Verlauf registriert wurde. Die größten Amplituden entstehen dann, wenn die erregende Frequenz gleich der Eigenfrequenz ist. (Die Veränderung der Eigenfrequenz durch die Dämpfung kann hier vernachlässigt werden, da diese, wie die Resonanzkurve später zeigen wird, nicht sehr groß ist. Die Änderung beträgt etwa 7% der Eigenfrequenz der ungedämpften Membran.)

*) Ähnlich den im Geophysikalischen Institut früher gebauten Druckdosen der Fernschallempfänger.

Die Druckschwankungen wurden mit einem Stempel erzeugt, der in einem Kolben periodisch hin und her bewegt wurde und dabei die Luft in dem angeschlossenen Registrierinstrument und den Zuleitungen komprimierte. Der Stempel war exzentrisch mit einem Rade verbunden, das auf hohe Umdrehungszahlen gebracht

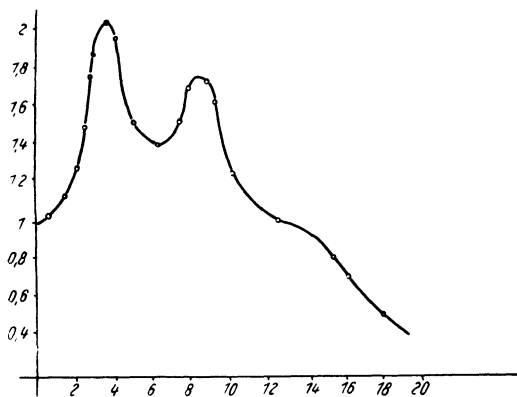


Fig. 2. Resonanzkurve bei 23 m Leitungslänge. Abszisse: Frequenz. Ordinate: Resonanzüberhöhung

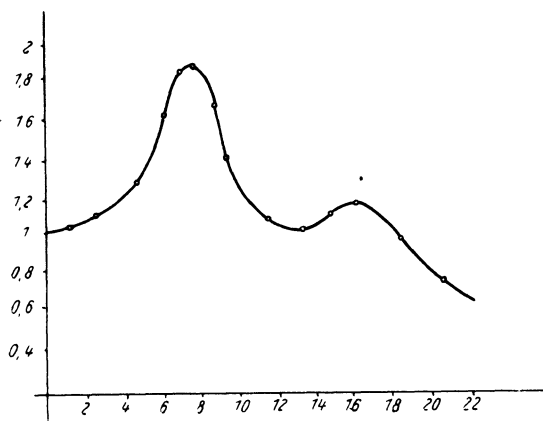


Fig. 3. Resonanzkurve bei 13 m Leitungslänge. Abszisse: Frequenz. Ordinate: Resonanzüberhöhung

Auch dort ist wieder die Resonanzüberhöhung in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Die Maxima liegen nun bei 4 und 8.5 sec⁻¹. Bei einer 13 m langen Zuleitung veränderte sich die Resonanzkurve erneut. Sie ist in Fig. 3 für diesen Fall dargestellt. Die Maxima liegen bei 8 und 16 sec⁻¹.

*) Das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Amplituden (nach derselben Seite) der freien gedämpften Eigenschwingung beträgt etwa 4 : 1.

wurde und dann langsam auslief. Es durchlief dabei Frequenzen von 25 bis 1/4 sec⁻¹.

Die Resonanzkurve, die mit dieser Anordnung bei 1 m Schlauchzuleitung zwischen Kolben und Instrument gewonnen wurde, ist in Fig. 1 dargestellt. Dort ist die Resonanzüberhöhung (also das Verhältnis von aufgezeichneter Amplitude bei der Frequenz n zu der bei $n = 0$) in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Die Eigenfrequenz der Membran liegt bei 17 sec⁻¹. Die Dämpfung ist gering*). Verwendet man dagegen statt der 1 m langen die 23 m langen Zuleitungen (die auch zur Windregistrierung zwischen Düse und Druckdose verwendet wurden), so ist das System, wie später gezeigt werden wird, fast aperiodisch gedämpft.

Die Resonanzkurve ändert sich nun vollkommen, wenn diese 23 m langen Leitungen zwischen Kolben und Instrument geschaltet werden. Fig. 2 zeigt die neue Kurve.

Die Lage der Resonanzstellen hängt also von der Schlauchlänge ab. Das deutet darauf hin, daß es sich um Luftschwingungen in den Zuleitungen handelt (Fig. 1 zeigt die wirkliche Resonanzstelle der Membran, die, wie später gezeigt werden wird, nicht durch Schlauchschwingungen gefälscht ist, denn die kleinste Frequenz der Luftschwingungen in dem 1 m langen Schlauch liegt bei 95 sec^{-1}). Die von dem Stempel erregten Druckwellen werden jedesmal an den Enden des Schlauches reflektiert. Da sowohl der Kolben als auch das Registrierinstrument einen viel größeren Querschnitt als der Schlauch haben (Fig. 4), kann es sich nur um Reflexion an beiderseitig offenen Enden handeln. Es wird jedesmal dann in dem Schlauch eine stehende Schwingung entstehen, wenn seine Länge ein ganzes Vielfaches der halben Wellenlänge ist. Die Wellenlängen der stehenden Schwingungen können dann nur gleich $2 \cdot l$, l , $\frac{3}{2} \cdot l$, $\frac{1}{2} \cdot l$ und so fort werden (l = Schlauchlänge). Diese stehenden Schwingungen erzeugen die Resonanzüberhöhungen in Fig. 2 und 3.

Aus der Beziehung $c = n \cdot \lambda$ (Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Welle = Frequenz \cdot Wellenlänge) ergibt sich, daß zu den größten Wellenlängen die

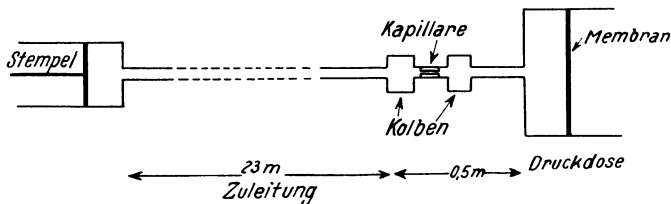


Fig. 4. Anordnung zur Beseitigung der Schlauchschwingungen

kleinsten Frequenzen gehören (das gilt natürlich nur, wenn die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht allzusehr von der Frequenz abhängt. Wie später gezeigt wird, ändert sich bei einer Verdopplung der Frequenz der erregenden Schwingung von 4 auf 8 sec^{-1} die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 190 auf 205 m/sec. Diese Änderung kann hier vernachlässigt werden.) Aus den Resonanzkurven in Fig. 2 und 3 sind nun die kleinsten Frequenzen der stehenden Wellen für den 23 und 13 m langen Schlauch bekannt. Man kann also den ersten Maxima beider Kurven eindeutig eine Wellenlänge zuordnen, die doppelt so groß wie die jeweilige Schlauchlänge ist. Dem Maximum in Fig. 2 bei 4 sec^{-1} entspricht also eine Wellenlänge von $2l = 46 \text{ m}$, dem Maximum bei 8.5 sec^{-1} eine Wellenlänge von $l = 23 \text{ m}$. Ebenso sind den beiden Resonanzüberhöhungen in Fig. 3 Wellenlängen von 26 bzw. 13 m zuzuordnen.

Man kann nun aus den Schlauchresonanzen, von denen ja Wellenlänge und Frequenz bekannt ist, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Druckwellen berechnen. Die Resonanzen des 23 m langen Schlauches liefern für das erste Maximum 190 m/sec, für das zweite 205 m/sec. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Druckwellen in den Zuleitungen liegt also weit unter der Schallgeschwindigkeit.

Nach Helmholtz und Kirchhoff [5] hängt die Geschwindigkeit von Schallwellen in Röhren von dem Durchmesser und der Frequenz der Erregung ab. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit wird mit kleiner werdendem Durchmesser und kleinerer Frequenz auch geringer. Bei einer früheren Untersuchung im Geophysikalischen Institut, Göttingen, erhielt Dobberstein [6] 260 m/sec bei einer erregenden Frequenz von 12.5 sec^{-1} und einer Schlauchweite von 0.4 cm. Nach Kirchhoff [5] müßte die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für eine Frequenz von 4 sec^{-1} und einem Schlauchdurchmesser von 0.6 cm, wie er hier gebraucht wurde, das 0.75fache der normalen Schallgeschwindigkeit betragen. Hier wurden 190 m/sec, also das 0.6fache der Normalgeschwindigkeit, gemessen. Die Abweichungen dürften zum Teil darauf zurückzuführen sein, daß der Schlauch aus mehreren Einzelstücken etwas verschiedenen Durchmessers zusammengesetzt war.

Das bei einer 1 m langen Zuleitung (Fig. 1) festgestellte Resonanzmaximum ist nun nicht auf Schlauchschwingungen zurückzuführen, sondern durch die Eigenfrequenz der Membran bedingt, denn die kleinste Frequenz, die eine stehende Schwingung in einem 1 m langen Schlauch annehmen kann, liegt, nach den angestellten Überlegungen, bei $n = c/2 \cdot l = c/2$, also ungefähr bei $190/2 = 95 \text{ sec}^{-1}$.

Die Resonanzkurve in Fig. 2 zeigt nun, daß dort (also bei einer Schlauchlänge von 23 m) die Resonanzüberhöhung durch die Eigenfrequenz der Membran verschwunden ist. Dasselbe zeigt auch Fig. 5 (die später ausführlich erörtert wird), in der dieselbe Resonanzkurve wie in Fig. 2, nur unter Ausschaltung der Schlauchschwingungen dargestellt ist. Die Dämpfung der Membran muß also von der Schlauchlänge abhängen. Sie kann nach Suckstorff [4] durch Einschalten von Kapillaren in die Leitungen vergrößert werden. Da die Schlauchleitungen genau wie Kapillaren wirken (nur mit entsprechend größerem Durchmesser), kann eine Vergrößerung der Dämpfung auch durch eine Verlängerung der Zuleitungen erreicht werden.

Das Instrument entspricht nun den erwähnten Anforderungen, wenn es gelingt, die Schlauchresonanzen des 23 m langen Schlauches zu beseitigen. Es ist dabei, wie schon erwähnt, nicht möglich, durch eine Verkürzung der Zuleitungen deren Resonanzen auf ganz hohe (stark gedämpfte) Frequenzen zu verlegen. Meist ist das durch die Anlage der Apparatur nicht möglich. Im Geophysikalischen Institut konnte wegen des Abstandes Windfahne—Registrierraum nicht unter 23 m heruntergegangen werden. Bei Aufstellung an anderen Orten wird stets eine Zuleitung von der Windfahne zum Registrierinstrument von ähnlicher Länge erforderlich sein.

Es gibt nur zwei Methoden, die Schlauchresonanzen zu beseitigen. Man kann einmal dafür sorgen, daß die Zuleitungen in mehrere Einzelteile zerfallen, die für sich allein mit einer entsprechend höheren Frequenz schwingen. Es wurden zu diesem Zwecke mehrere Kolben mit möglichst geringem Volumen, die eine ganze schroffe Querschnittserweiterung des Schlauches darstellen, eingeschaltet. An ihnen finden dann Reflexionen der ankommenden Druckwellen statt, die um so vollständiger sind, je steiler und größer der Übergang ist. Da aber immer

nur ein Teil reflektiert wird und der Rest in seiner alten Frequenz, wenn auch schwächer, weiterschwingt, schaltet man am besten in die Leitung noch einige Kapillaren ein, die die Schlauchschwingungen stärker dämpfen. Eine vollständige Beseitigung der Resonanzmaxima ist bei dieser Methode nur mit einer sehr großen Anzahl von Kolben und Kapillaren zu erreichen. Besser ist eine zweite Anordnung, in der man den Schlauch in seinen Eigenfrequenzen ungestört weiter schwingen läßt und nur dafür sorgt, daß diese die Membran nicht erregen. Man schaltet dann die Kolben hintereinander vor die Membran. In unserer Anordnung (Fig. 4) wurden zwei Kolben und ein dazwischen geschaltetes Kapillarröhrchen (Durchmesser 2 mm, Länge 2 cm) verwandt.

Fig. 5 zeigt die mit dieser Apparatur aufgenommene Resonanzkurve. Die Maxima durch die Schlauchresonanzen sind verschwunden. Ebenso ist, wie schon erwähnt, die Dämpfung groß genug, um auch Resonanzüberhöhungen durch Eigenschwingung der Membran zu verhindern. Jede Schwingung von 0 bis 14 sec^{-1} wird mit ihrer wahren Amplitude wiedergegeben. Sie genügt also den weitest aus höchsten Anforderungen, die wir an ein Instrument stellen müssen. Der kleine Abfall bei niedrigen Frequenzen ist wahrscheinlich auf Undichtigkeit der Anordnung zurückzuführen, die sich in diesem Gebiete stärker bemerkbar macht.

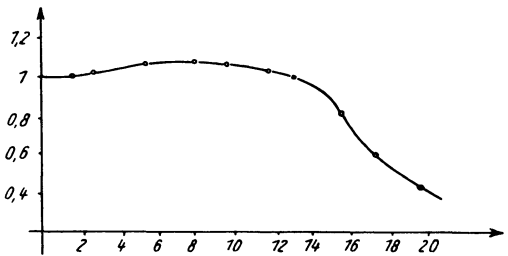


Fig. 5. Resonanzkurve bei 23 m langer Zuleitung nach Beseitigung der Schlauchschwingungen. Abszisse: Frequenz. Ordinate: Resonanzüberhöhung

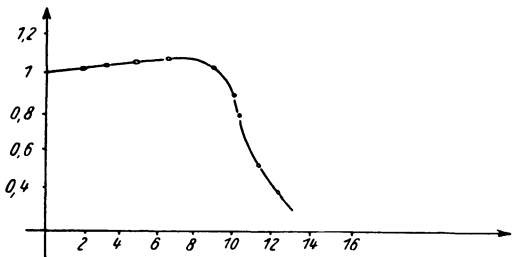


Fig. 6. Resonanzkurve bei 23 m langer Zuleitung nach Beseitigung der Schlauchschwingungen, bei zu großem Füllvolumen. Abszisse: Frequenz. Ordinate: Resonanzüberhöhung

Bei der Anordnung muß allerdings beachtet werden, daß das Füllvolumen durch die eingeschalteten Kolben größer wird. Es muß also, um einen Überdruck hervorzurufen, bedeutend mehr Luft in die Leitungen und in die Druckdose hineingepreßt werden. Das verhindern aber nun gerade wieder die Kapillaren, die den Überdruck nur langsam ansteigen lassen. Wenn nun die Druckschwankungen so schnell vor sich gehen, daß während einer Periode nicht mehr genügend Luft in die Leitungen hineingepreßt werden kann, um dort den äußeren Überdruck zu erreichen, so zeigt das Instrument einen zu kleinen Wert an. Nimmt man z. B. in der beschriebenen Anordnung statt der zwei Kolben vier, so erhält man die Resonanzkurve Fig. 6. Sie fällt bei 8 sec^{-1} schon ab.

Die endgültige Apparatur bestand also aus Windfahne und Sogdüse, als Windgeber, den 23 m langen Zuleitungen, aus zwei Kolben, einem dazwischen geschalteten Kapillarröhrchen und der Druckdose.

Fig. 7 zeigt die Eichkurve des Instrumentes. Sie ist im Windkanal aufgenommen worden. Aufgetragen sind dort als Ordinate der gemessene Winddruck in mm Wassersäule und die daraus berechnete Windgeschwindigkeit in m/sec in Abhängigkeit von dem Ausschlag des Instrumentes. Für die Windgeschwindigkeit erhalten wir eine quadratische Kurve, da ja der Winddruck mit dem Quadrat der Windgeschwindigkeit zunimmt ($p = \frac{1}{2} \rho v^2$) und der Ausschlag der Membran dem Druck linear proportional ist. Die andere Kurve ist linear.

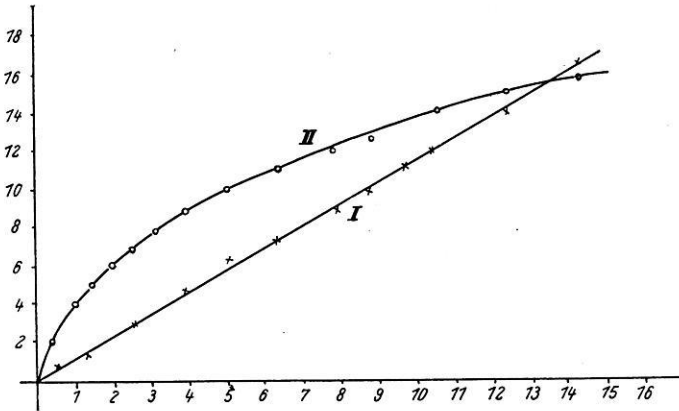


Fig. 7. Eichung des Winddruckmessers im Windkanal. Abszisse: Ausschlag des Winddruckmessers in cm für 1 m Lichtweg. Ordinate für Kurve I: Winddruck in mm Wassersäule (1 mm entspricht 100 dyn/cm²). Ordinate für Kurve II: Windgeschwindigkeit in m/sec. (Beide Ordinaten sind zufällig einander gleich.)

II. Untersuchungen der Windstruktur im Hinblick auf den Bau der Windmeßinstrumente. Die Windregistrierungen (in Fig. 8 ist ein Auszug wiedergegeben) wurden nun nach zwei Gesichtspunkten ausgewertet.

Einmal wurde der Verlauf jeder Windschwankung durch den positiven Teil einer Sinusschwingung (sie ist hier halbe Periode genannt worden) jeweils passender Amplitude und Schwingungsdauer angenähert (wie es etwa in Fig. 8 angedeutet ist). Von diesen halben Perioden wurde eine Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit von Amplitude (Fig. 8) und halber Periodenlänge aufgestellt. Mit dieser Verteilung war dann schon ein erstes Kriterium für die Eigenfrequenz der Windmeßinstrumente gegeben. Die Frequenz muß so sein, daß alle oder jedenfalls der größte Teil der ausgezählten Perioden getreu wiedergegeben werden.

Diese Forderung, die sich aus der Zerlegung der Windschwankungen nach halben Perioden für den Bau der Instrumente ergibt, bietet aber keine Gewähr dafür, daß diese auch die höchsten Windgeschwindigkeiten, etwa den Wert C

in Fig. 8, anzeigen. Aber gerade die Wiedergabe dieser höchsten Spitzen verlangt man von den Instrumenten. Es sind deshalb im zweiten Teil der Untersuchung der Windstruktur die Windanstiege (Windstöße sind sie hier genannt worden), die diese Spitzen verursachen, näher untersucht worden. Es wurde daher, genau wie bei den Perioden, eine Häufigkeitsauszählung der Windstöße in Abhängigkeit von Anstiegszeit und Amplitude (Fig. 8) vorgenommen. Es brauchte dann später nur noch untersucht zu werden, wie die Instrumente gebaut werden müssen, damit sie die ausgezählten Windstöße, vor allem die höchsten Windgeschwindigkeiten die diese erreichen, richtig wiedergeben.

1. *Auswertung der Perioden der Windschwankungen.* Es sollen also alle Windschwankungen durch halbe Perioden angenähert werden.

Die Windgeschwindigkeit, bei der die Windschwankung beginnt, sei hier Grundgeschwindigkeit genannt. In Fig. 8 beträgt sie etwa 5 m/sec. Es ist nun für den Instrumentenbau völlig gleichgültig, welche Grundgeschwindigkeit einer Windschwankung zugrunde liegt. Die Membran wird auf alle Windschwankungen gleich reagieren, bei welcher Grundgeschwindigkeit sie auch beginnen mögen, wenn nur der Winddruckverlauf in ihnen derselbe ist. Das geht aus den Eichkurven in Fig. 7 hervor. Diese zeigen, daß wenigstens im Meßbereich (0 bis 16 m/sec) der Ausschlag der Membran dem Wind-

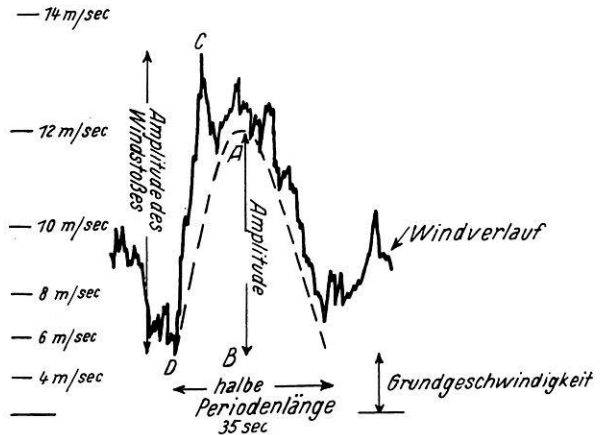


Fig. 8. Untersuchung der Windstruktur auf Perioden und Stöße

druck proportional ist. Es unterscheiden sich die Windschwankungen verschiedener Grundgeschwindigkeit nur durch eine Verlagerung des Nullpunktes des Instrumentes. Es sollen deshalb hier die Grundgeschwindigkeiten vernachlässigt werden.

Ein Instrument, das nur diejenige Periode aufzeichnen könnte, durch die die Windschwankung angenähert wird, das also wegen seiner Trägheit allen kleineren Schwankungen, die auf der großen aufgesetzt sind (Fig. 8), nicht folgen könnte, würde statt der kleinen Windschwankungen ungefähr einen Mittelwert anzeigen, diese also etwa halbieren (Wert A in Fig. 8). Als Amplitude der halben Periode soll nun die Differenz aus dem höchsten dieser Mittelwerte und der Grundgeschwindigkeit angesehen werden.

In Fig. 8 ist die halbe Periode, durch die die Windschwankung angenähert wird, in diese hineingezeichnet. Die beiden Werte, nach denen die Perioden aus-

gezählt werden sollen, also Amplitude und halbe Periodenlänge, sind dort gekennzeichnet. Man kann nun aber auch die kleineren aufgesetzten Windschwankungen durch halbe Perioden annähern und auch sie bei der Auszählung berücksichtigen.

Dadurch kann der Windverlauf noch genauer angenähert werden.

Praktisch ist es nun nicht möglich, genaue Werte für die Amplitude und halbe Periodenlänge anzugeben. Es genügt aber auch vollkommen, von einer Periode zu wissen, ihre Amplitude liege zwischen 6 und 8 m/sec Windgeschwindigkeit und ihre halbe Periodenlänge habe einen Wert zwischen 2 und 3 sec. Die Auszählung geschah also so, daß die Zahl der Perioden ermittelt wurde, deren Amplitude in einem bestimmten Amplitudenintervall und deren halbe Periodenlänge in einem Zeitintervall liegt. Die Amplitudenintervalle betragen 2 m/sec, die Zeitintervalle 1 sec.

Die Ergebnisse der Auszählung sind in Fig. 9a, b, c und d dargestellt. Da die Häufigkeit der Perioden in Abhängigkeit von Amplitude und halber Periodenlänge ausgezählt wurde, ist in allen vier Kurven die Amplitude als Parameter aufgetragen.

Fig. 9a gibt nun eine Verteilung der Perioden, deren Amplitude zwischen 0 und

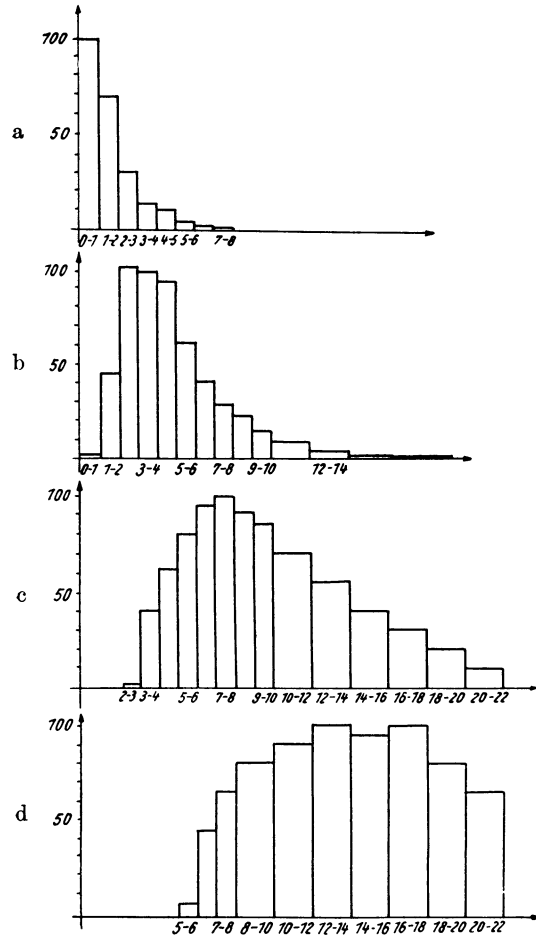


Fig. 9a, b, c, d.

Häufigkeitsverteilung der Perioden. Abszisse: Halbe Periodenlänge in Zeitintervallen (sec).

Ordinate: Prozentuale Häufigkeit

2 m/sec liegt (Parameter 0 bis 2 m/sec), in Abhängigkeit von den Zeitintervallen, in denen die halbe Periodenlänge einzuordnen ist. Auf der Abszisse sind diese Zeitintervalle, auf der Ordinate die prozentuale Häufigkeit der Perioden, bezogen auf die am häufigsten vorkommenden, aufgetragen. Das erste Rechteck in Fig. 9a ist also proportional der Zahl der Perioden, deren Amplitude einen Wert

zwischen 0 und 2 m/sec erreicht und deren halbe Periodenlänge nicht größer als 1 sec ist. Ebenso sind die anderen Rechtecke zu deuten.

Fig. 9b zeigt dieselbe Häufigkeitsverteilung für den Parameter 2 bis 4 m/sec, also für alle Perioden, deren Amplitude einen Wert zwischen 2 und 4 m/sec erreicht. Auch hier ist die Häufigkeit der am meisten vorkommenden Perioden mit 100 bezeichnet worden. Die anderen Werte beziehen sich darauf. Fig. 9c gilt entsprechend für Amplituden zwischen 4 und 6 m/sec und Fig. 9d für Amplituden zwischen 6 und 8 m/sec.

Das Wandern des Maximums in den vier Kurven für höhere Amplituden nach längeren Perioden zeigt, daß bei kleinen Amplituden kleine Perioden am häufigsten sind, während bei großen Amplituden die großen Perioden überwiegen. Am wichtigsten für den Instrumentenbau ist jedoch die Tatsache, daß alle Perioden, die eine Amplitude zwischen 2 und 4 m/sec haben, praktisch erst mit einer halben Periodenlänge die größer als 1 sec ist, auftreten und daß für die noch höheren Amplituden die halben Periodenlängen nicht kleiner als 3 bzw. 5 sec sein können.

Fig. 10 zeigt nun die absoluten Zahlen der für die vier Maxima in den Kurven von Fig. 9 gemessenen Werte. Es ergibt sich, daß lange Perioden im Verhältnis zu den kürzeren sehr selten auftreten.

Für die Perioden einer Amplitude, die noch größer als 8 m/sec ist, konnte wegen der weniger ausgezählten Werte keine Häufigkeitsverteilung aufgestellt werden. Diese Werte (etwa 50 unter insgesamt 9000 ausgezählten Perioden) scheinen aber sehr gut in die Verteilungskurven von Fig. 9 hineinzupassen. Sie treten nicht unter einer halben Periodenlänge von 6 sec auf und ihr Maximum scheint noch breiter als das in Fig. 9d zu sein.

2. *Auswertung der Windstöße.* Auch bei der Auszählung der Windstöße sind die Grundgeschwindigkeiten unberücksichtigt gelassen worden. Unter der *Amplitude* eines Windstoßes soll nun die Differenz aus höchster Geschwindigkeit, die der Stoß erreicht, und Grundgeschwindigkeit verstanden werden (Fig. 8). Es ist nun für die Windstöße genau wie für die Perioden eine Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit von Amplitude und Stoßdauer (Zeit des Windanstieges) gemacht worden. Da es wieder nicht möglich ist, beide Werte genau zu bestimmen, sind auch hier Amplituden- und Zeitintervalle gewählt worden, nach denen die Windstöße ausgezählt wurden. Die Amplitudenintervalle betragen wie bei den Perioden wieder 2 m/sec. Die Zeitintervalle sind dagegen kleiner gemacht worden, sie

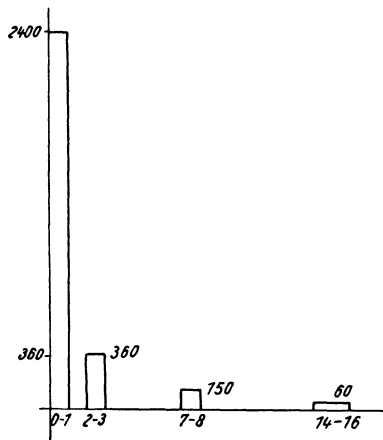


Fig. 10. Absolute Zahl der Perioden, die den Maxima in Fig. 9a, b, c, d zugrunde liegen

betragen für Anstiegszeiten, die kleiner als 2 sec sind, 0.2 sec und für größere 0.5 sec. Da, wie später gezeigt wird, die kürzesten Windanstiegzeiten für den Instrumentenbau maßgebend sind, wurden dort die Intervalle sehr klein gemacht.

Die Ergebnisse der Auszählung sind in Fig. 11 a, b, c und d dargestellt. Als Parameter ist wieder die Amplitude gewählt worden. Auf der Ordinate ist

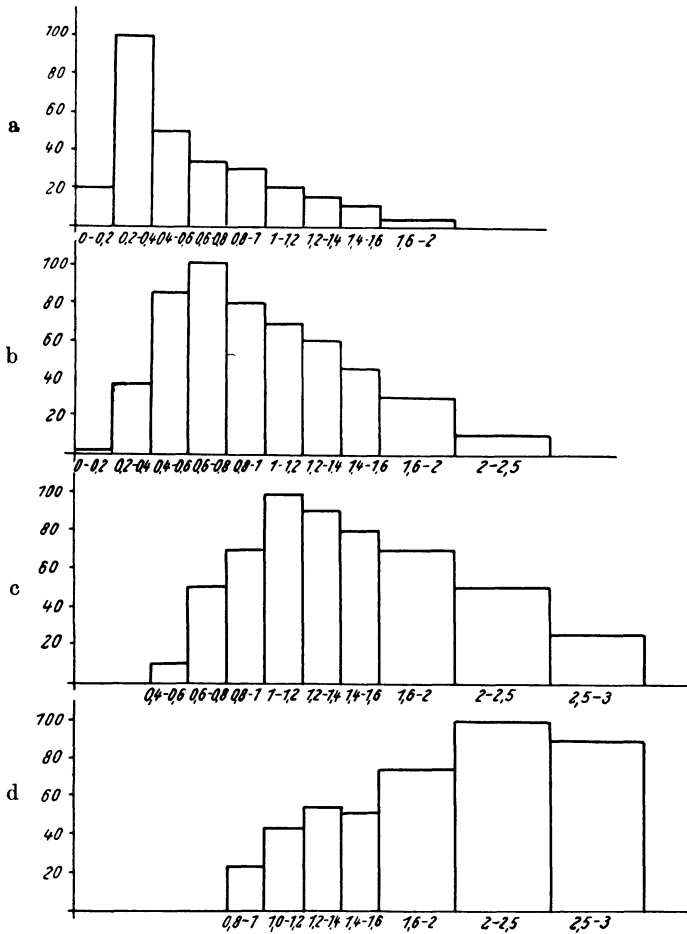


Fig. 11 a, b, c, d. Häufigkeitsverteilung der Windstöße. Abszisse: Stoßdauer in Zeitintervallen. Ordinate: Prozentuale Häufigkeit

die prozentuale Häufigkeit der Windstöße, auf der Abszisse sind die Intervalle, in denen die Anstiegszeit liegt, aufgetragen. Für die einzelnen Kurven gilt dasselbe wie für die Kurven in Fig. 9, nur daß hier die Zeitintervalle kleiner sind.

Auch bei diesen Kurven zeigt sich, daß bei kleineren Stößen das Maximum rasch, bei großen dagegen langsamer erreicht wird. Wichtig ist ferner, daß die Stöße, die eine Amplitude von 2 bis 4 m/sec besitzen, erst nach 0.2 sec ihr Maximum erreichen, während die Stöße größerer Amplitude 0.4 bzw. 0.8 sec zur Erreichung des Maximums benötigen.

Aus Fig. 11a erhält man für das erste Zeitintervall eine mittlere Anstiegszeit von 0.1 sec für 1 m/sec, also eine maximale Beschleunigung von 10 m/sec². Genau denselben Wert liefern auch die kleinsten Intervalle in Fig. 11 b und c, während in 11 d mit 7.8 m/sec² ein etwas kleinerer Wert erreicht wird.

In Fig. 12 ist dann noch die absolute Zahl der Windstöße, die den vier Maxima in Fig. 11 zugrunde liegt, aufgetragen. Insgesamt wurden rund 8500 Werte gemessen.

Die Stöße, die eine noch größere Amplitude als 8 m/sec erreichen, sind wegen ihrer geringen Zahl nicht mitgezeichnet. Aber auch sie kommen nicht in kleineren Anstiegszeiten als 1 sec vor.

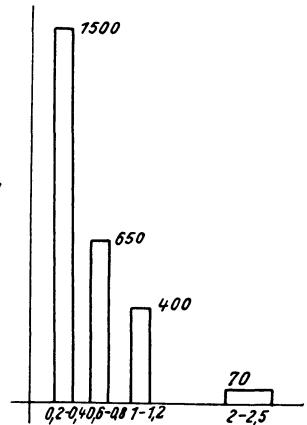


Fig. 12.
Absolute Zahl der Windstöße, die für die Maxima in Fig. 11 a, b, c und d gezählt wurden

III. Anwendung der Ergebnisse auf den Bau der Windmeßgeräte. a) *Ergebnisse aus der Verteilung der Perioden.* Die Häufigkeitsverteilungskurven der Perioden zeigen (Fig. 9), daß unter Vernachlässigung der kleinen Amplituden (0.2 m/sec) die Windmeßgeräte Perioden von 2 sec an richtig wiedergeben müssen. Die Eigenfrequenz der Instrumente darf also nicht unter 0.5 sec⁻¹ liegen.

b) *Ergebnisse aus der Verteilung der Windstöße.* Die Resonanzkurven gelten nur für periodische Erregungen, sie dürfen also nicht ohne weiteres auf stoßförmige übertragen werden. Es liegt aber auch hier der Gedanke nahe, den Verlauf eines Stoßes durch Teile sinusförmiger Schwingungen verschiedener Amplitude und verschiedener Schwingungsdauer anzunähern. Der Windstoß kann dann als Überlagerung verschiedener periodischer Erregungen aufgefaßt werden. Es ergibt sich also die Forderung an die Instrumente, daß sie alle Perioden, durch die der Windstoß bis zu einem gewissen Genauigkeitsgrad angenähert wird, möglichst unverzerrt wiedergeben.

Nach der Theorie der erzwungenen Schwingungen [8] werden die Instrumente jede dieser erregenden Perioden mit einer Phasenverschiebung und einer Amplitudenverzerrung aufzeichnen. Nimmt man ferner an, daß vor Beginn des Windstoßes konstante Windgeschwindigkeit herrschte, daß also die Membran in Ruhe war, so werden sich jeder Periode noch Einschwingvorgänge, also Schwingungen mit der Eigenfrequenz des Instruments, überlagern. Diese können jedoch, wie

später erörtert werden wird, (V) so stark abgedämpft werden, daß sie in den kürzesten vorkommenden Anstiegszeiten schon zu unmerklicher Größe abgeklungen sind. Sie haben dann keinen großen Einfluß auf den Maximalwert der Windstöße. Unter der Voraussetzung, daß diese Einschwingvorgänge vernachlässigbar sind, werden also dann die Windstöße (vor allem die Spitzen, auf die es ja an-

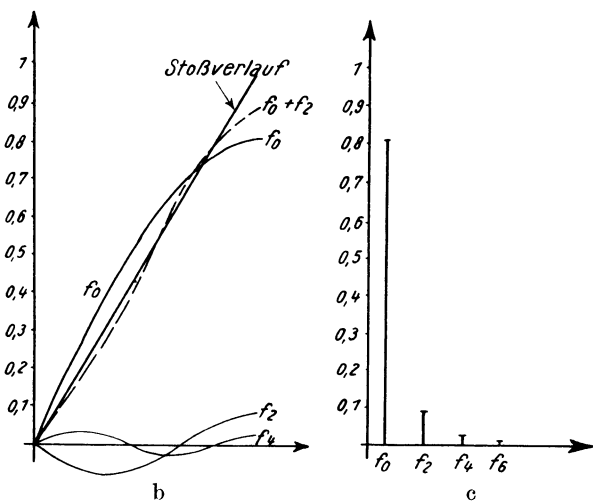
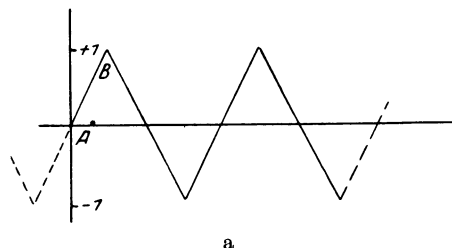


Fig. 13. Fourier-Analyse eines geradlinigen Winddruckanstieges. Der maximale Druck des Anstieges ist willkürlich 1 gesetzt worden. 13a. Analysierter Kurvenzug. 13b. Stück A—B von Fig. 13a vergrößert. Eingezeichnet sind die drei ersten Glieder der Fourier-Reihe f_0 , f_2 , f_4 und die Summe von f_0 und f_2 . 13c. Spektrum der Analyse

kommt) genau genug wiedergegeben, wenn die Instrumente alle Perioden, die man zur Annäherung der Stöße braucht, amplituden- und phasengetreu aufzeichnen.

Die Amplituden und Zahl der Perioden, die man zur Annäherung braucht, können durch Fourier-Analysen berechnet werden. Es sind nun hier für die drei wichtigsten Formen der Windanstiege die Analysen durchgeführt worden und zwar für einen geradlinigen (Fig. 13), konkaven (Fig. 14) und konvexen (Fig. 15) Stoßverlauf. Für den geradlinigen Stoß ist eine Kurve $p = a \cdot t$ ($p = \text{Druck}$,

$t = \text{Zeit, } a = \text{const.}$), für den konkaven eine Kurve $p = a \cdot t^2$ und für den konvexen die Form $p = a \cdot \sqrt{t}$ zugrunde gelegt worden.

Da die Membran nur den Winddruck, nicht die Windgeschwindigkeit aufzeichnet und auch nur für diesen das lineare Kraftgesetz gilt, beziehen sich die Analysen alle auf den Druck.

Ferner lassen sich nur Funktionen, die sich in gewissen Zeitabständen wiederholen, also nur periodische Funktionen, in Fourier-Reihen entwickeln. Um nun

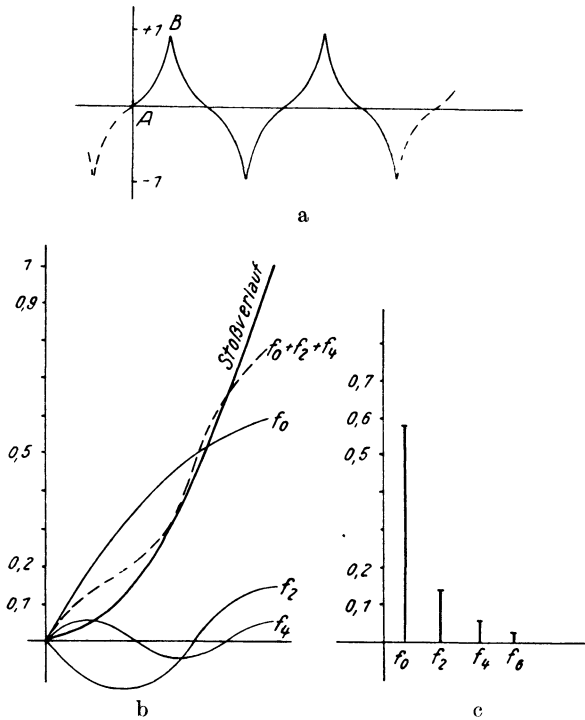


Fig. 14. Fourier-Analyse eines konkaven Windanstieges. Die maximale Druckamplitude des Anstieges ist willkürlich 1 gesetzt worden. 14a zeigt den analysierten Kurvenzug. 14b Stück A—B von Fig. 14a vergrößert. Eingezeichnet sind dort die drei ersten Glieder der Fourier-Reihe f_0 , f_2 und f_4 und ihre Summe (gestrichelt). 14c zeigt das Spektrum der Analyse

die Analyse durchführen zu können, muß der Verlauf des Windanstieges irgendwie zu einer Periode ergänzt werden. In der Wahl dieser Periode liegt eine große Willkür, denn es ergeben sich viele Möglichkeiten, die alle zu etwas verschiedenen Fourier-Reihen führen. Am genauesten würde noch die Ergänzung zu einer Periode, die sich von $-\infty$ bis $+\infty$ erstreckt, werden. Es würden dann die Einschwingvorgänge zu Beginn des Stoßes wegfallen. Aber die Zerlegung einer solchen Periode liefert ein kontinuierliches Spektrum, in dem also alle Frequenzen

von 0 bis ∞ stecken. Hier kommt es aber gerade darauf an, den Verlauf des Windstoßes durch möglichst wenig Frequenzen anzunähern.

In Fig. 13a, 14a und 15a sind die hier analysierten periodischen Funktionen wiedergegeben. Der Maximalwert jeder Periode ist mit $+1$ bzw. -1 bezeichnet worden. Es fallen nun in den Analysen alle Cosinustglieder und alle Sinusglieder,

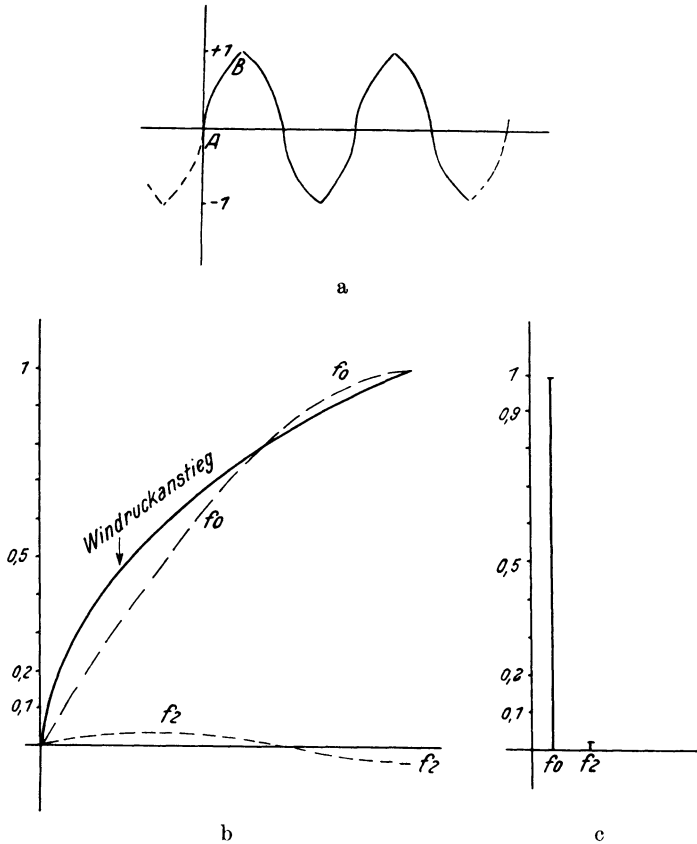


Fig. 15. Fourier-Analyse eines konvexen Windanstieges. 15a ist der analysierte Kurvenzug. 15b. Verlauf der beiden ersten Glieder der Fourier-Reihe im Intervall $A-B$. 15c. Spektrum der Analyse

deren Frequenz ein grades ganzes Vielfaches der Grundfrequenz ist, weg. Die Spektren der Analysen setzen sich also nur aus Sinusschwingungen zusammen, deren Frequenz ein ungerades ganzes Vielfaches der Grundfrequenz ist.

Für die Stoßaufzeichnung interessiert nun nur der Verlauf der Glieder der Fourier-Reihe während des Windanstieges (in Fig. 13a, 14a, 15a, also im Intervall $A-B$). Was hinter dem Anstieg kommt, ob dort der Wind den in den Fourier-Analysen zugrunde gelegten Verlauf annimmt, oder ob er dort vielleicht längere

Zeit die durch den Anstieg erreichte maximale Geschwindigkeit beibehält, ist völlig belanglos. Der Verlauf der Windgeschwindigkeit vor oder hinter dem Anstieg wurde nur zur Bestimmung der Koeffizienten der Fourier-Glieder gebraucht.

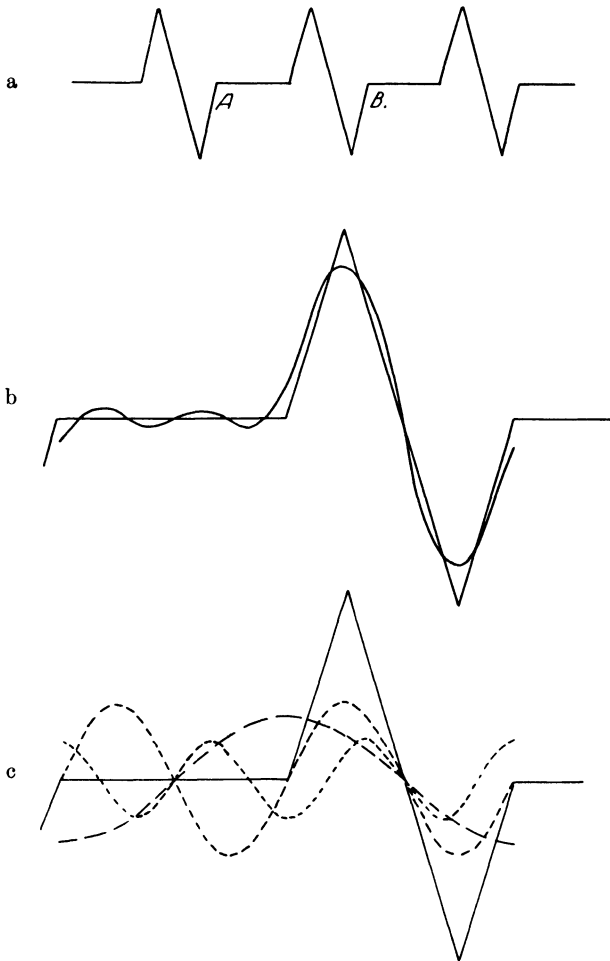


Fig. 16. Fourier-Analyse eines geradlinigen Windanstieges. 16a. Analyzierte Funktion (ist im Intervall $A-B$ periodisch). 16b. Die Periode zwischen A und B von Fig. 16a ist durch die Summe der drei ersten Glieder der Fourier-Reihe angenähert. 16c. Verlauf der drei ersten Glieder im Bereich der Periode

Bei der Wiedergabe der Windstöße kommt es vor allem darauf an, daß die Spitze des Windstoßes zur richtigen Zeit und mit ihrem richtigen Wert wiedergegeben wird. Der Verlauf der Windgeschwindigkeit hinter dem Stoß hat darauf überhaupt keinen Einfluß, der Verlauf vor dem Stoß, der den Einschwingvorgang bestimmt,

ist dadurch, daß dieser infolge der Dämpfung sehr rasch abklingt, auch nicht bedeutungsvoll.

Der Verlauf der Fourier-Reihe während der Windanstiegszeit ist in Fig. 13b, 14b, 15b für die jeweiligen Formen des Windstoßes dargestellt. f_0 ist die Grundschwingung, deren Periodenlänge das Vierfache der Windanstiegszeit beträgt. f_2 und f_4 sind die zweite bzw. vierte Oberschwingung, mit einer Periodenlänge, die $\frac{4}{3}$ und $\frac{4}{5}$ mal so groß wie die Anstiegszeit ist. Die Spektren der Analysen sind in Fig. 13c, 14c, 15c dargestellt.

Es können die geradlinigen und konvexen Windanstiege mit einer Sinusschwingung, deren Periodenlänge viermal so groß wie die Anstiegszeit ist, bis auf das 0.81- bzw. 0.995fache ihres maximalen Druckanstiegs angenähert werden. Um bei den konkaven Formen ähnliche Werte zu erhalten, muß mindestens die zweite Oberschwingung zur Hilfe genommen werden.

Vernachlässigt man nun die ganz kleinen Windstöße, deren Amplitude 0 bis 2 m/sec beträgt (Fig. 11), so betragen die kürzesten Anstiegszeiten 0.2 sec. Den zweiten Oberschwingungen, die zur Annäherung noch gebraucht werden, kommt also eine kürzeste Periode von $\frac{4}{3} \cdot 0.2 = 0.27$ sec zu. Die Instrumente müssen nun alle Perioden von ∞ bis 0.27 sec, oder alle Frequenzen von 0 bis 3.7 sec^{-1} wiedergeben. Die Eigenfrequenz der Instrumente darf also nicht kleiner als 3.7 sec^{-1} sein.

In Fig. 16 ist der Winddruckanstieg zu einer anderen Periode ergänzt worden. Man erhält bei der Fourier-Zerlegung ganz andere Glieder, trotzdem ist das Ergebnis, wie Fig. 16b zeigt, von dem oben gewonnenen nicht verschieden. Auch hier kann man mit Perioden, deren Länge größer ist als das $\frac{4}{3}$ fache der Windanstiegszeit, den maximalen Druckanstieg bis auf das 0.8fache annähern.

IV. Dämpfung und Eigenfrequenz der Windmeßgeräte. Man wird immer darauf bedacht sein müssen, die Eigenfrequenz der Instrumente so niedrig wie möglich zu machen, denn eine Erhöhung der Eigenfrequenz kann nur auf Kosten der statischen Empfindlichkeit erkauft werden. Das konnte bei den verwendeten Instrumenten in Kauf genommen werden, denn die optische Registrierung gestattete fast beliebige Vergrößerungen der aufgezeichneten Windschwankungen. Bei einer mechanischen Registrierung ist das jedoch nicht möglich, denn eine Vergrößerung des Übertragungsmechanismus führt zu einer Vergrößerung der durch Reibung an der Schreibvorrichtung entstehenden Gegenkräfte. Ferner wird das Trägheitsmoment des schwingenden Systems größer und damit die Eigenfrequenz kleiner.

Es soll nun hier noch untersucht werden, wie groß die Dämpfung der Instrumente zweckmäßig sein wird, damit sie bei einer möglichst kleinen Eigenfrequenz den Bedingungen, die sich aus den Häufigkeitsverteilungen ergeben, genügen.

Um die Verhältnisse besser zu übersehen, gehen wir von der Differentialgleichung für erzwungene Schwingungen aus. Die folgende Diskussion dieser

Differentialgleichung und ihre Lösung findet sich grundsätzlich in jedem Lehrbuch der Schwingungslehre. Sie lautet:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{\vartheta}{m} \cdot \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 = a_0 \cdot \sin \omega t$$

(ϑ = Dämpfungskonstante, ω_0 = Kreisfrequenz des ungedämpften Systems, $a_0 \sin \omega t$ = periodische Erregung). Die Dämpfung ist hier proportional der (Geschwindigkeit gesetzt). (Diese Annahme kann wohl auch in erster Näherung für die Membran gelten.)

Die Lösung der Differentialgleichung lautet:

$$x = A e^{-\frac{\vartheta}{2m} t} \cos(\bar{\omega} t - \gamma) + \varrho a \sin(\omega t - \varphi).$$

A und γ sind Integrationskonstanten, $\bar{\omega}$ = Kreisfrequenz des gedämpften Systems (sie kann für nicht zu große Dämpfungen = ω_0 gesetzt werden),

$$\varrho = \frac{\omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\vartheta^2 \omega^2}{m^2}}}$$

ist die Amplitudenverzerrung und φ die Phasenverschiebung, wobei

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\vartheta \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2) m}$$

ist.

Die Lösung setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Der erste Teil enthält eine nach einer e -Funktion abfallende Schwingung, die nach einiger Zeit vollkommen abgeklungen ist. Der zweite Ausdruck enthält die eigentliche Erregung, die mit einer Amplitudenverzerrung ϱ und einer Phasenverschiebung φ wiedergegeben wird.

Vorläufig soll hier nur das zweite Glied betrachtet werden. Sieht man einmal von der Phasenverschiebung φ ab, so wird die aufgezeichnete Schwingung dann mit der erregenden übereinstimmen, wenn ϱ für alle erregenden Frequenzen 1 wird.

In Fig. 17 ist nun ϱ für eine aperiodische Dämpfung (die dadurch gekennzeichnet ist, daß $\bar{\omega} = 0$, $\vartheta = 2 m \omega_0$ wird) in Abhängigkeit von n/n_0 (Verhältnis von erregender Frequenz zur Eigenfrequenz) dargestellt. Aus der Figur ergibt sich, daß bei dieser Dämpfung das Verhältnis n/n_0 sehr klein gemacht werden müßte, damit $\varrho = 1$ würde. Es müßte also n_0 viel größer als die größte erregende Frequenz n werden. Das soll aber aus den erwähnten Gründen gerade vermieden werden. Man wird also zweckmäßig keine aperiodische Dämpfung wählen.

In Fig. 18 ist dieselbe Kurve wie in Fig. 16 für eine halb so große Dämpfung ($\vartheta = m \cdot \omega_0$) dargestellt. ϱ ist dort im Resonanzfalle noch 1. Man könnte also bei einer solchen Dämpfung die Eigenfrequenz gleich der höchsten aufzuzeichnenden, also gleich 3.7 sec^{-1} machen. (Das kleine Maximum kann vernachlässigt

werden.) Bei noch kleineren Dämpfungen würde das Maximum zu groß werden. Man gibt nun praktisch statt der Dämpfung ϑ das Verhältnis τ zweier nach derselben Seite aufeinanderfolgender maximaler Amplituden der freien gedämpften Eigenschwingung an. Für die Dämpfung in Fig. 18 ist dann: $\tau = e^\pi$; $\ln \tau = \pi$. (Unter Berücksichtigung der Änderung der Eigenfrequenz wird $\ln \tau = 1.16 \cdot \pi$ oder $\tau = 36$.)

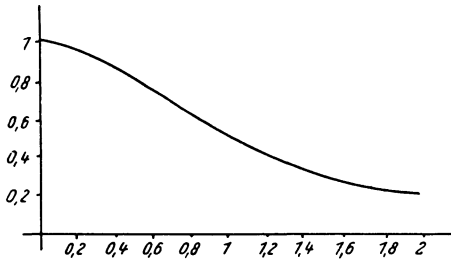


Fig. 17. Resonanzüberhöhung für aperiodische Dämpfung in Abhängigkeit von n/n_0 (erregende Frequenz zu Eigenfrequenz)

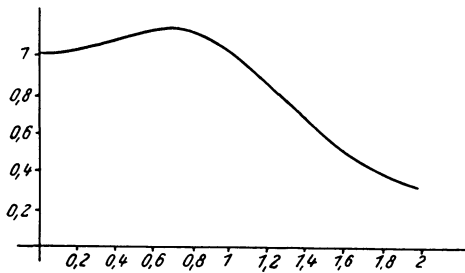


Fig. 18. Resonanzüberhöhung für die Dämpfung $\ln \tau = \pi$ in Abhängigkeit von n/n_0

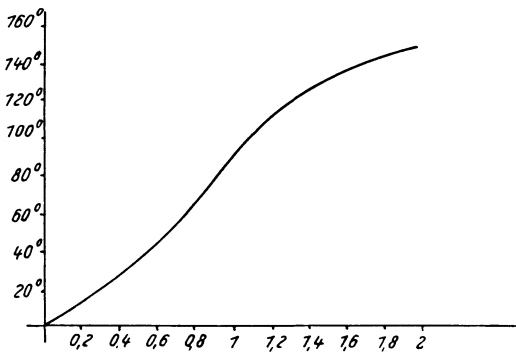


Fig. 19. Phasenverschiebung φ zwischen erregender und aufgezeichneter Frequenz in Abhängigkeit von n/n_0 , für eine Dämpfung $\ln \tau = \pi$

Es treten nun aber zwischen der erregenden und der wiedergegebenen Schwingung Phasenverschiebungen φ auf. In Fig. 19 ist φ für die Dämpfung $\ln \tau = \pi$ in Abhängigkeit von n/n_0 dargestellt.

Wenn nun die Windstruktur in allen Einzelheiten wiedergegeben werden soll, müssen diese Phasenverschiebungen unbedingt vermieden werden, denn sie sind für alle Frequenzen verschieden. Wenn sie nicht größer als 20° werden dürfen, muß nach Fig. 19 das Verhältnis $n/n_0 \leq 0.4$ werden. Es ergibt sich daraus eine Eigenfrequenz von etwa 9 sec^{-1} .

In den allermeisten Fällen wird man sich aber mit einer Wiedergabe der höchsten Windspitzen begnügen. In diesem Falle können die Phasenverschiebungen vernachlässigt werden, denn ihre störende Wirkung hängt ja davon ab, daß sie für alle Frequenzen verschieden sind. Die Windstöße können aber meist (bis auf die konkaven Anstiege) durch eine einzige Frequenz angenähert werden.

V. Untersuchung der Einschwingvorgänge. Bei jeder Änderung der Amplitude oder Frequenz der erregenden Schwingung treten nun Einschwingvorgänge auf. Sie sind durch das erste Glied der Lösung der Differentialgleichung gekennzeichnet. Bei den vollkommen unregelmäßigen Windschwankungen, die nur durch halbe Perioden stets wechselnder Amplitude und Frequenz angenähert werden können, müssen diese Einschwingvorgänge mindestens bei jedem Stoßbeginn auftreten. Es soll nun hier untersucht werden, ob sie bei der berechneten Eigenfrequenz und Dämpfung zu vernachlässigen sind. Es kommt vor allem darauf an, daß die maximale Amplitude a der Erregung nicht zu sehr beeinflusst wird. Der Wert des ersten Teiles der Lösung

$$E = A e^{-\frac{\vartheta}{2m} t} \cos(\bar{\omega} t - \gamma)$$

muß also nach jedem Windanstieg schon so stark abgeklungen sein, daß er die Amplitude des Stoßes nicht merklich verändert.

Die Integrationskonstanten A und γ ergeben sich aus den Anfangsbedingungen [7]. Da es bei den Windaufzeichnungen nicht auf die Grundgeschwindigkeit ankommt, ist bei jedem Stoßbeginn $x = 0$, ebenso $\mathbf{v} = \frac{dx}{dt} = 0$ zu setzen.

Es müssen also A und γ so bestimmt werden, daß

1. beide Glieder der Lösung für $t = 0$ zusammen 0 ergeben;
2. die ersten Differentialquotienten für $t = 0$ ebenfalls 0 ergeben.

Aus den beiden Bedingungen kann A berechnet werden. Es ergibt sich:

$$A = a \varrho \cdot \frac{\omega}{\bar{\omega}} \approx \varrho \cdot a \cdot \frac{n}{n_0}.$$

ϱ soll nicht wesentlich von 1 verschieden sein. Ferner ist $n/n_0 \leq 1$.

A ist also dann stets kleiner oder gleich a . Für E ergibt sich dann:

$$E \leq a \cdot e^{-\frac{\vartheta}{2m} t}.$$

Setzt man die Dämpfung von Fig. 18 ($\vartheta = m \cdot \omega_0$) und eine Eigenfrequenz von 3.7 sec^{-1} ein:

$$E \leq a \cdot e^{-11.5 \cdot t},$$

so ist für $t = 0.2 \text{ sec}$, $E \leq 0.1 a$; für $t = 0.5 \text{ sec}$, $E \leq 0.003 a$; für $t = 1 \text{ sec}$, $E \leq 0.0001 a$. Der Einschwingvorgang hat also auf den Maximalwert der Windstöße keinen nennenswerten Einfluß.

Zusammenfassung. 1. Im Geophysikalischen Institut in Göttingen wurde ein Windmeßinstrument gebaut, dessen Eigenfrequenz so hoch lag, daß auch die schnellen Windschwankungen und Windstöße weitgehend verzerrungsfrei wiedergegeben werden.

Mit diesem Instrument wurden Windregistrierungen durchgeführt, aus denen die Frage beantwortet werden sollte, wie hoch die Eigenfrequenz der Windmeßinstrumente mindestens sein muß, damit eine genügend verzerrungsfreie Aufzeichnung zustande kommt.

2. Es wurden die Windschwankungen durch halbe Perioden verschiedener Amplituden und Periodenlänge angenähert und eine Häufigkeitsverteilung dieser Perioden aufgestellt. Aus dieser Verteilung ergab sich die Forderung, daß die Instrumente Frequenzen von 0 bis 0.5 sec^{-1} wahrheitsgetreu wiedergeben müssen.

3. Um auch die höchsten Spitzen des Windes zu erfassen, wurde eine Häufigkeitsverteilung der Windstöße aufgestellt. Alle Anstiege konnten mindestens bis auf das 0.8fache ihrer maximalen Druckamplitude mit Perioden, deren Länge 4 und $\frac{4}{3}$ mal so groß wie die Anstiegszeit ist, angenähert werden. Aus den Häufigkeitsverteilungen der Windstöße ergab sich, daß zur Wiedergabe der höchsten Windspitzen Frequenzen von 0 bis 3.7 sec^{-1} von den Instrumenten aufgezeichnet werden müssen.

4. Wenn von den Instrumenten nur die Windspitzen verlangt werden, kommt man mit einer Eigenfrequenz von 3.7 sec^{-1} aus. Das Dämpfungsverhältnis wählt man dann am besten so, daß $\ln \tau = \tau$ wird. Soll die Windstruktur mit allen Einzelheiten wiedergegeben werden, so muß die Eigenfrequenz bei derselben Dämpfung ungefähr 9 sec^{-1} betragen.

5. Die Einschwingvorgänge sind bei dieser Dämpfung zu vernachlässigen.

6. Die Häufigkeitsverteilung der Perioden zeigt, daß zu großen Amplituden auch große Perioden gehören. Ferner ergibt sich für jede Amplitude eine kürzeste vorkommende Periodenlänge. Letztere wird mit wachsender Amplitude größer. Dasselbe gilt für die Windstöße.

Am Schluß möchte ich Herrn Professor Dr. Angenheister für die wertvollen Anregungen zu dieser Arbeit und Herrn Dr. Suckstorff für seine ständige Hilfe danken.

Literatur

- [1] Meteorol. Zeitschr. **52**, 151 (1935).
- [2] Kleinschmidt: Handb. d. met. Instrumente.
- [3] Zeitschr. f. Geophys. **12**, 173 (1936).
- [4] Ebenda **11**, 382 (1935).
- [5] Müller-Pouillet's Lehrb. d. Phys. **1**. III. Teil, 11. Aufl., S. 396.
- [6] Zeitschr. f. Geophys. **11**, 103 u. 362 (1935).
- [7] Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena. Heft 26.
- [8] Lorentz, Joos, Kaluza: Math. f. d. Praktiker.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juni 1938.