

Meteorologisches Institut
- BIBLIOTHEK -
2000 Hamburg 13 • Bundesstraße 55

ANNALEN DER METEOROLOGIE

(Neue Folge)

Nr. 15

Deutsche Meteorologen-Tagung
1980

Offenbach am Main 1980

Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

MESSUNG DER SEEGANGSKOHÄRENTEN DRUCKSCHWANKUNGEN

Dieter Hasselmann
Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

Jens Bösenberg
Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

ZUSAMMENFASSUNG

Es wird berichtet über ein Experiment im Meßfeld vor Sylt zur gleichzeitigen Messung von Seegang und atmosphärischem Druck. Eine vorläufige Analyse weist darauf hin, daß sich die Ergebnisse bisheriger Messungen, die alle in Küstennähe und bei relativ geringem Seegang unternommen wurden, auf die Verhältnisse in unserem Meßfeld, die denen auf hoher See nahekommen, übertragen lassen.

1 EINLEITUNG

Im Sommer 1977 wurden im meteorologischen Meßfeld 27 km westlich von Sylt Messungen des Seegangs ζ und der atmosphärischen Druckfluktuation p durchgeführt.

Im Vergleich zu den bisherigen Feldmessungen von DOBSON (1971), ELLIOTT (1972), SNYDER (1974) und SNYDER et al. (1979) war in diesem Experiment der Seegang besser entwickelt, d.h. die Wellen waren höher und länger. Unsere Messungen geben Gelegenheit zu prüfen, ob sich die früheren Ergebnisse auf höhere Wellen, wie sie für die offene See typisch sind, übertragen lassen.

2 DAS EXPERIMENT

Um Störungen weitgehend zu vermeiden wurde eine schlanke, eingespülte Meßnadel als Geräteträger eingesetzt. Ein typischer Meßaufbau ist in Abb. 1 skizziert. Die Höhe der Geräte über Wasser war durch die Tide und die Spierenwahl variabel.

Es wurden von SNYDER (SNYDER et al., 1974) entwickelte Druckfühler (P1, P2) eingesetzt, die sich auszeichnen durch geringe Staudruckstörungen ($\ll 1.8\%$) für Anströmungswinkel

$< 18^\circ$. Durch die Montage des Druckfühlers auf einer Windfahne wurde sichergestellt, daß der Anströmungswinkel stets unter 18° blieb. Als Druckaufnehmer wurde ein Präzisionsquartz (Paro-scientific) benutzt. Wellenhöhen wurden mit Kapillardrähten (K_1, K_2) des DHI und mit einer an der Nadel angebrachten Unterwasserdruckdose (Z) gemessen. Zur besseren Zuordnung von atmosphärischem Druck und Seegang hing ein Kapillardraht genau unter den Druckfühlern P1 und P2. Schnelle Fühler (P1, P2, Z) wurden mit 10 Hz abgefragt, langsame (K_1, K_2) nach Tiefpaßfilterung mit 2 Hz. Ferner wurde der mittlere Wind in drei Höhen mit Schalensternanemometern und die Windrichtung in einer Höhe mit einer Windfahne gemessen. Außerdem waren auch zwei dreidimensionale

Heißfilmsonden (F1, F2) eingesetzt, über die hier jedoch nicht berichtet wird. Die an der Meßnadel gewonnenen digitalen Daten wurden über eine Telemetriestrecke nach Sylt gesendet und dort auf Magnetband aufgezeichnet.

Die Spektralanalyse der Daten folgte Standardmethoden. Die Analysendauer ist 34 min und die Bandbreite ist $1/128$ Hz entsprechend 32 Freiheitsgraden.

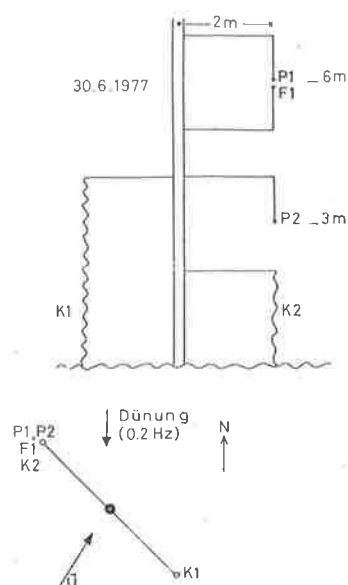


Abb. 1: Skizze des Meßaufbaus zeigt die Position der Fühler, den mittleren Wind ($U_{10} = 7 - 10$ m/s) und die Hauptdünungsrichtung zur Zeit der hier behandelten Messung.

Insgesamt liegen etwa 80 Stunden Messungen vor. Diese Daten sind alle spektral ausgewertet, aber noch nicht alle systematisch analysiert worden. Vorläufige Ergebnisse aus einer kontinuierlichen Messung über 8 1/2 Stunden werden hier vorgestellt.

Der Meßaufbau ist in Abb. 1 gezeigt. Die Windrichtung blieb bis auf $\pm 15^\circ$ konstant. Der mittlere Wind U_{10m} (34 min - Mittel) variierte von 7 m/s bis 10 m/s. Durch den Tidenhub durchlief die Höhe des Fühlers P2 über Wasser alle Werte zwischen 2 m und 3 m. Bei den im Meßgebiet typischen Wellenhöhen sind wesentlich geringere mittlere Abstände ohne Wellenfolger kaum zu erreichen.

3 ANALYSE

3.1 KURZE DARSTELLUNG DER THEORIE

Das Richtungsspektrum des Seegangs zur Frequenz f und Ausbreitungsrichtung Θ ($\Theta = 0$ entspreche der Windrichtung) sei bezeichnet mit

$$F(f, \Theta) = F(f) \cdot S(f, \Theta) \quad (1)$$

mit

$$\int S(f, \Theta) = 1$$

Der Energiefluß $J_E = - \langle p \cdot \dot{\xi} \rangle$
und der Impulsfluß $M_i = \langle p \cdot \xi_{,i} \rangle$

an die Wellen kann spektral zerlegt werden und mit dem Kreuzspektrum

$$C(f, \Theta) = \langle p(f, \Theta), \xi^*(f, \Theta) \rangle \quad (2)$$

$$= (R + iQ)(f, \Theta)$$

erhält man (mit $\omega = 2\pi f$, $k = \omega/g$, $c = \omega/k$)

$$J_E(f, \Theta) = \omega Q(f, \Theta) \quad (3)$$

$$M_{\xi} \{ \dot{\xi} \} (f, \Theta) = \frac{1}{c} \left\{ \begin{matrix} \cos \Theta \\ \sin \Theta \end{matrix} \right\} J(f, \Theta) \quad (4)$$

Definiert man eine dimensionslose Übertragungsfunktion $T(f, \Theta)$ zwischen Seegang und atmosphärischem Druck an der Oberfläche als

$$C(f, \Theta) = \rho_a \cdot g F(f, \Theta) \cdot T(f, \Theta) \quad (5)$$

$$T(f, \Theta) = (\alpha + i\beta)(f, \Theta) \quad (6)$$

so erkennt man aus (3) bei Berücksichtigung der Seegangsenergie $E(f, \Theta) = \rho g F(f, \Theta)$ in β die dimensionslose Wachstumsrate des Seegangs (bei Abwesenheit konkurrierender Mechanismen)

$$\frac{d}{dt} F(f, \Theta) = \omega \cdot \beta(f, \Theta) F(f, \Theta) \quad (7)$$

Diese Ergebnisse beziehen sich auf den atmosphärischen Druck an der Wasseroberfläche.

Liegen Messungen in einer Höhe z vor ist es notwendig auf $z = 0$ zu extrapolieren. Man definiert analog zu oben die Übertragungsfunktion $(\alpha + i\beta)(f, \Theta, z)$.

Eine gegen Details der Theorie unempfindliche Vorhersage für α ist näherungsweise gegeben durch (MILES, 1957, 1959)

$$\alpha(f, \Theta, z) = - \left\{ \frac{u(\bar{z})}{c} \cos \Theta - 1 \right\}^2 e^{-kz} \quad (8)$$

wobei $k\bar{z} = 1$. Die Theorie für β ist empfindlicher gegen vereinfachende Annahmen und es ist daher üblich die Messungen mit der empirisch nützlichen Formel

$$\beta = \mu \cdot \left(\frac{u(\bar{z})}{c} \cos \Theta - 1 \right) e^{-kz} \quad \text{für} \quad (9a)$$

$$\frac{u(\bar{z})}{c} \cos \Theta - 1 > 0, \beta = 0 \text{ sonst} \quad (9b)$$

zu vergleichen. SNYDER et al. (1979) erhalten $\mu = .2$, bemerken aber, daß eine andere Gewichtung der Messungen den Wert $\mu = .3$ liefert. Es wird dort auch hingewiesen auf einen vermuteten aber nicht signifikanten Anstieg von β proportional zu $(U \cos \Theta / c - 1)^2$.

3.2 ERGEBNISSE

Unsere Messungen liefern über die Kreuzspektren von p_1 und p_2 mit K_2 die Werte $\bar{\alpha}, \bar{\beta}$

$$(\bar{\alpha} + i\bar{\beta})(f, z) = \int (\alpha + i\beta) S(\Theta) d\Theta \quad (10)$$

weitere Kreuzspektren liefern über höhere Momente von $S(f, \Theta)$ und $(\alpha + i\beta) \cdot S(f, \Theta)$ Richtungsinformation.

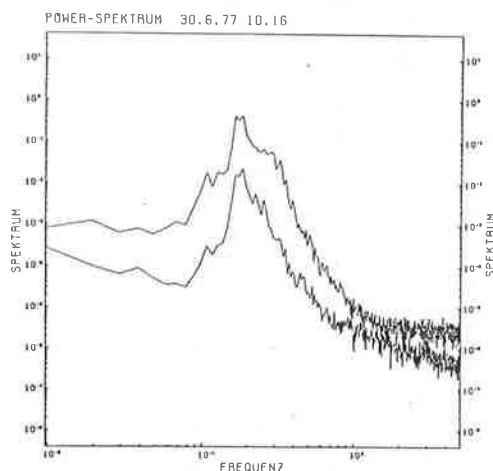


Abb. 2: Spektren des atmosphärischen Drucks p_2 (untere Kurve) und des Seegangs, gemessen mit der Druckdose Z. Einheiten sind (mbar²/Hz), (m²/Hz) und (Hz). Im Seegangsspektrum ist die tiefenabhängige Übertragungsfunktion der Druckdose noch nicht berücksichtigt. Im Seegangsbereich steigt das Spektrum des atmosphärischen Drucks weit über das Untergrundniveau, das für Strömung über ebenem Gelände (Flugplatz) typisch ist.

Die wesentlichen Aussagen von (8) und (9) sind:

- (i) Die Phase des Drucks dreht nicht mit der Höhe
- (ii) exponentieller Abfall der Amplitude
- (iii) Die auf $z = 0$ extrapolierte Übertragungsfunktion hängt nur noch ab von $U \cdot \cos \Theta / c$.
- (iv) Dünung, die schneller läuft als der Wind wird weder gedämpft noch angeregt. Der winderzeugte Seegang wird angeregt gemäß (9a) und (7) für $U \cos \Theta / c > 1$.

Es sei noch bemerkt, daß die vorhergesagten und gemessenen Druckspektren um Größenordnungen über denen liegen, die an Land gemessen werden, siehe Abb. 2.

In der bisherigen vorläufigen Analyse ist (i) gut bestätigt und (ii) ist erfüllt für $kz \leq 1.8$. Für größere Werte von kz ergibt sich eine erhebliche Streuung und eine endgültige Aussage steht noch aus. Um (iii) zu untersuchen haben wir zunächst (ii) als erfüllt angesehen bis zu Werten von $kz = 2.3$ und $\cos \Theta = 1$ gesetzt, da die systematische Richtungsanalyse noch nicht abgeschlossen ist. Die Ergebnisse für α und β sind in Abb. 3 und Abb. 4 gezeigt.

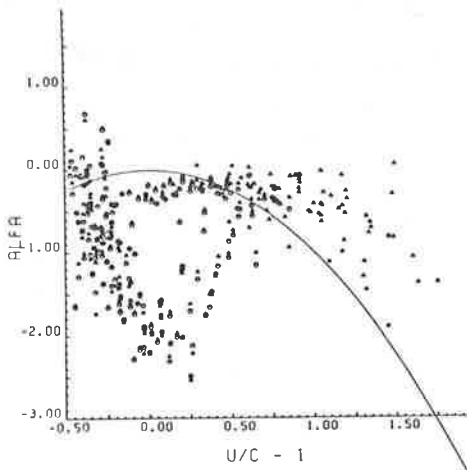


Abb. 3: Dimensionslose Übertragungsfunktion aufgetragen gegen $U/c - 1$ anstatt gegen die richtige Variable $U \cdot \cos \Theta / c - 1$, die zur Zeit der Auswertung noch nicht zuverlässig war. Die Kurve zeigt den theoretischen Ausdruck (8) für $\cos \Theta = 1$. Es wird erwartet, daß die Abweichungen sehr viel geringer werden, wenn $\cos \Theta$ aus der Richtungsanalyse vorliegt. $\circ P_1$, $\blacktriangle P_2$.

Die auffällige Abweichung in α von der als recht gut vermuteten Näherung (8) ist bei näherer Betrachtung nicht beunruhigend. Eine vorläufige Richtungsanalyse zeigt z.B. für die von der Theorie stark abweichenden

Punkte bei $U/c = 1$ eine aus Norden einlaufende Dünung, so daß $-(U/c \cos \Theta - 1)^2 = -3$.

Bei den Werten für β geht die Richtungsinformation weniger stark ein, da im Anregungsbereich die Wellen überwiegend in Windrichtung laufen und $\cos \Theta \approx 1$ gelten sollte.

Wir sehen eine starke Streuung, bedingt durch Kohärenzverlust bei höheren Frequenzen, aber unsere vorläufigen Ergebnisse stehen nicht im Widerspruch zu denen von SNYDER et al. (1979). Die von uns beobachteten etwas höheren Wachstumsraten bei größeren Werten von $U/c - 1$ könnten auf einen stärker als linearen Anstieg in $(U/c \cos \Theta - 1)$ hindeuten. Beim augenblicklichen Stand der Untersuchungen können diese Abweichungen von den Relationen (9a) ($\mu = .2$) aber nicht als gesichert gelten.

Zusammenfassend können wir feststellen: Obwohl die typischen Wellenhöhen, Wellenlängen und Windgeschwindigkeiten in diesem Experiment erheblich größer waren als in bisherigen Experimenten sind wesentliche Unterschiede in den dimensionslosen Ergebnissen nicht zu erkennen. Dieses vorläufige Ergebnis muß noch durch die Analyse weiterer Daten abgesichert werden.

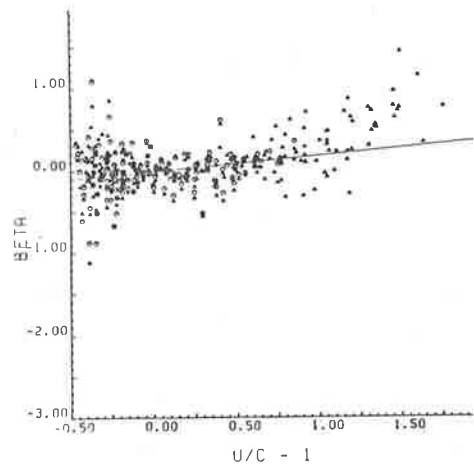


Abb. 4: Dimensionslose Wachstumsrate β aufgetragen gegen $U/c - 1$. Die Kurve zeigt die von SNYDER et al. (1979) gefundene Ausgleichsgerade ($\mu = .2$). Sonst wie Abb. 3.

Literatur

- DOBSON, F.W. (1971):
Measurements of atmospheric pressure
on wind-generated sea waves.
J. Fluid Mech. 48, 91-127
- DOBSON, F.W. and ELLIOTT, J.A. (1978):
Wave-pressure correlation measurements
over growing sea waves with a wave follow-
er and fixed-height pressure sensors.
Proc. NATO Symp. on Turbulent Fluxes
through the Sea Surface, Wave Dynamics
and Prediction, Bendor, France, Sept.
1977. Plenum Press, New York, N.Y.
- ELLIOTT, J.A. (1972):
Microscale pressure fluctuations near
waves being generated by the wind.
J. Fluid Mech. 54, 427-448.
- MILES, J.W. (1957):
On the generation of surface waves by
shear flows.
J. Fluid Mech. 3, 185-204.
- MILES, J.W. (1959):
On the generation of surface waves by
shear flows. Part 2.
J. Fluid Mech. 6, 568-582.
- SNYDER, R.L. (1974):
A field study of wave-induced pressure
fluctuations above surface gravity waves.
J. Mar. Res. 32. 497-531.
- SNYDER, R.L.; LONG, R.B.; IRISH, J.; HUNLEY,
D.G. und PFLAUM, N.C. (1974):
An instrument to measure atmospheric
pressure fluctuations above surface
gravity waves.
J. Mar. Res. 32. 485-496.
- SNYDER, R.L.; DOBSON, F.W.; ELLIOTT, J.A.
und LONG, R.B. (1979):
Array Measurements of Atmospheric pressure
fluctuations above surface gravity waves.
eingereicht bei J. Fluid Mech. 31.1.1979