

Werk

Jahr: 1975

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:41

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN1015067948_0041

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN1015067948_0041

LOG Id: LOG_0073

LOG Titel: Seegangserzwungene elastische Bewegungen des Nordseebodens

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN1015067948

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN1015067948>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=1015067948>

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

Seegangserzwungene elastische Bewegungen des Nordseebodens

P. Janle, R. Rudloff, B. Schmalfeldt und R. Szelwis

Institut für Geophysik der Universität Hamburg

Seawave-Generated Elastic Motions of the North Sea Bottom

Abstract. Simultaneously recorded time series of seawave amplitudes and of the three components of ground motion in the North Sea show high coherence in the frequency band (0.10–0.25) Hz indicating that the respective ground motion is to be interpreted as seawave-generated elastic disturbances with wave-numbers determined by the seawave dispersion relation. Source function and elastic response being known, an elastic model of the upper 30–50 meters of the North Sea ground is evaluated which is of interest in view of the little-known shear wave velocities. Directional model spectra of the elastic disturbances, identical with the directional seawave spectra, can be accounted for by the weather conditions.

Key words: Near-source elastic wave field – Transfer function – Elastic model of North Sea bottom – Directional spectrum.

Zusammenfassung. Registrierungen der Seegangsamplituden und der drei Komponenten der elastischen Bodenbewegungen in der Nordsee weisen hohe Kohärenzen im Frequenzbereich (0,10–0,25) Hz auf, in dem die betreffenden Bodenbewegungen durch den Seegang mitgeführte Störungen sind, deren Dispersionsverhalten durch die Seegangsdispersionsrelation bestimmt wird. Aufgrund der Kenntnis von Quellfunktion und elastischer Reaktion läßt sich ein Modell des oberen Nordseebodens bestimmen, das vor allem wegen der bisher wenig bekannten Scherwellengeschwindigkeiten von Interesse ist. Die Richtungsspektren der elastischen Störungen, identisch mit denen des Seegangs, lassen sich gut durch die Wetterverhältnisse begründen.

I. Einleitung

Im Rahmen des „Sonderforschungsbereiches Meeresforschung“ (SFB 94), der sich mit Austauschvorgängen im System Ozean-Atmosphäre beschäftigt, steht auch die Untersuchung der seegangserzeugten Mikroseismik. Als Teil eines

Array aus seismographischen Dreikomponentenstationen, das vom Teilprojekt „Mikroseismik“ im SFB 94 mit dem Ziel der Quellenidentifizierung im Ostatlantik aufgebaut wird, befindet sich eine Station auf dem Nordseegrund, etwa 30 km westlich der Insel Sylt („Meßfeld“). Im folgenden werden Auswertungen dargestellt, die aufgrund der Registrierungen dieser Dreikomponentenstation und gleichzeitiger Registrierungen des Seegangs erhalten wurden. Es erweist sich, daß ein Teil der elastischen Bodenbewegungen durch den Seegang mitgeführte Störungen sind. Diese folgen der Seegangsdispersionsrelation und liegen damit jenseits des Wellenzahl-Bereichs freier elastischer Oberflächenwellen. Sie sind also nicht als „mikroseismische Bodenunruhe“ zu interpretieren, die im gleichen Frequenzbereich (ca. 0,05–0,25 Hz), aber mit größeren Wellenlängen auftritt und durch nichtlineare Wechselwirkung des Seegangs mit sich selbst bzw. mit dem Boden resonant angeregt wird (vgl. Hasselmann (1963)).

Bei Kenntnis der Zeitreihen des Seegangsprozils stellen sie ein Probefeld dar, mit dem ein Modell des elastischen Mediums bestimmt werden kann. Von wesentlicher Bedeutung sind Aussagen über die Scher-(S)Wellengeschwindigkeiten, die im Gegensatz zu den Kompressions-(P)Wellengeschwindigkeiten nur ungenau aus seismischen Experimenten bekannt sind. Aus den dreikomponentigen Registrierungen der elastischen Bewegungen werden Richtungsspektralmodelle, die mit denen des Seegangs identisch sind, bestimmt und aus den Wetterverhältnissen begründet.

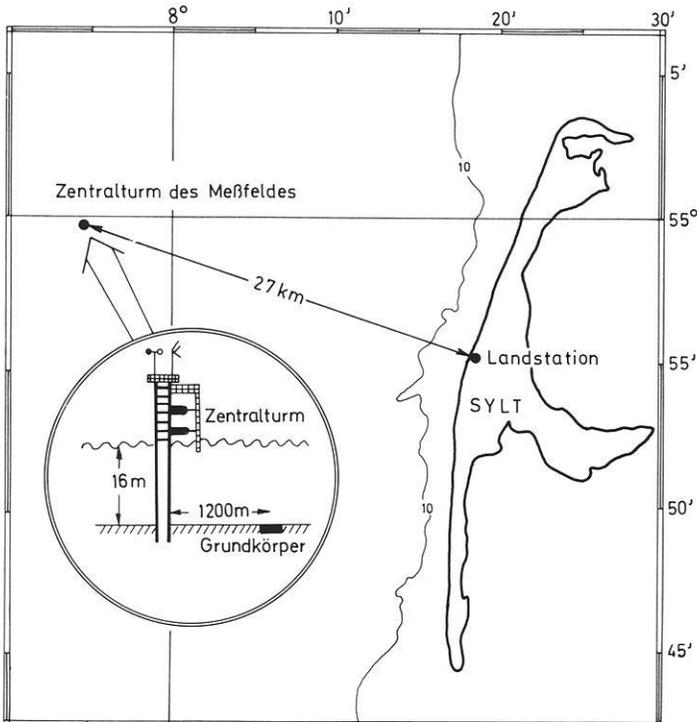


Fig. 1. Geographische Lage der Meßstation

II. Instrumentelles

Die seismischen Registrierungen im Meßfeld erfolgen durch ein Dreikomponenten-Seismometer des Typs MARK L-4-3D, das sich in kardanischer Aufhängung in einem in den Nordseeboden eingespülten Stahlgehäuse („Grundkörper“) befindet. Die vorverstärkten seismischen Signale gelangen über ein Seekabel zu einem Zentralturm und werden nach Frequenzmodulation und Mischen telemetrisch zu einer Station auf der Insel übertragen und auf Magnetband aufgezeichnet (vgl. Fig. 1). Die Amplitudencharakteristik der drei registrierenden Komponenten verläuft aufgrund elektronischer Entzerrer im Bereich (0,05 – 5) Hz nahezu konstant. Die Neigung des Seismometers kann vom Zentralturm aus kontrolliert und bei Bedarf seine genaue Horizontallage wiederhergestellt werden.

III. Registrierungen

Im Oktober/November 1973 wurden an einigen Tagen gleichzeitig der Seegang und die elastischen Störungen registriert. Ein am Grundkörper befindlicher Druckmesser registrierte darüberhinaus relative Amplituden des fluktuierenden Bodendrucks. Die Registrierung der Seegangsamplituden erfolgte etwa 7 km vom Ort des Grundkörpers entfernt durch eine „Waverider-Boje“. In Fig. 2 sind die Auto-(Power-)Spektren der Bodendruckvariationen und der Vertikalkomponente der elastischen Bewegungen vom 1.11.73 zusammen mit den entsprechenden Kohärenz- und Phasenspektren aufgetragen. Aufgrund der hohen Kohärenz im Frequenzbereich (0,11 – 0,23) Hz werden die elastischen Störungen überwiegend von den Bodendruckfluktuationen bestimmt. Dem Frequenzbereich entsprechen Seegangswellenlängen von ca. (110 – 30) m. Da die durchschnittliche Wassertiefe im Meßfeld etwa 20 m beträgt, handelt es sich hier um „Flachwasser“. Es ist damit auch physikalisch vernünftig, die elastischen Bewegungen im hochkohärenten Bereich als seegangserzwungene Störungen des elastischen Mediums aufzufassen.

Jenseits dieses Frequenzbereichs macht dieser Anteil an den gemessenen elastischen Störungen weniger als die Hälfte aus, eine Tatsache, die sich folgendermaßen erklären läßt: Für höhere Frequenzen wirkt das Meßgebiet als „Tiefsee“, d.h. der Seegang greift nicht oder nur mit schwachen Amplituden bis zum Boden durch. Für Frequenzen unterhalb des hochkohärenten Bereichs ist die Seegangenergie gering im Vergleich zur Maximalenergie (vgl. Fig. 3). In beiden Fällen ist zu folgern, daß die freien Oberflächenwellen dominieren.

IV. Elastische Modelle

Die Berechnung der elastischen Verschiebungsgeschwindigkeiten erfolgt unter der Annahme eines Modells des elastischen Mediums, das den größten auftretenden Seegangswellenlängen entsprechend bis zu einer Tiefe von wenigen hundert Metern entscheidend ist. Es handelt sich nicht darum, ein Vielschichtenmodell zu erstellen, das den Meßergebnissen möglichst perfekt angepaßt ist, vielmehr soll die Zahl seiner Parameter überschaubar sein. Die Einbeziehung der Wasser-

AUTOSPEKTREN (n=58)

1.11.73 15 h

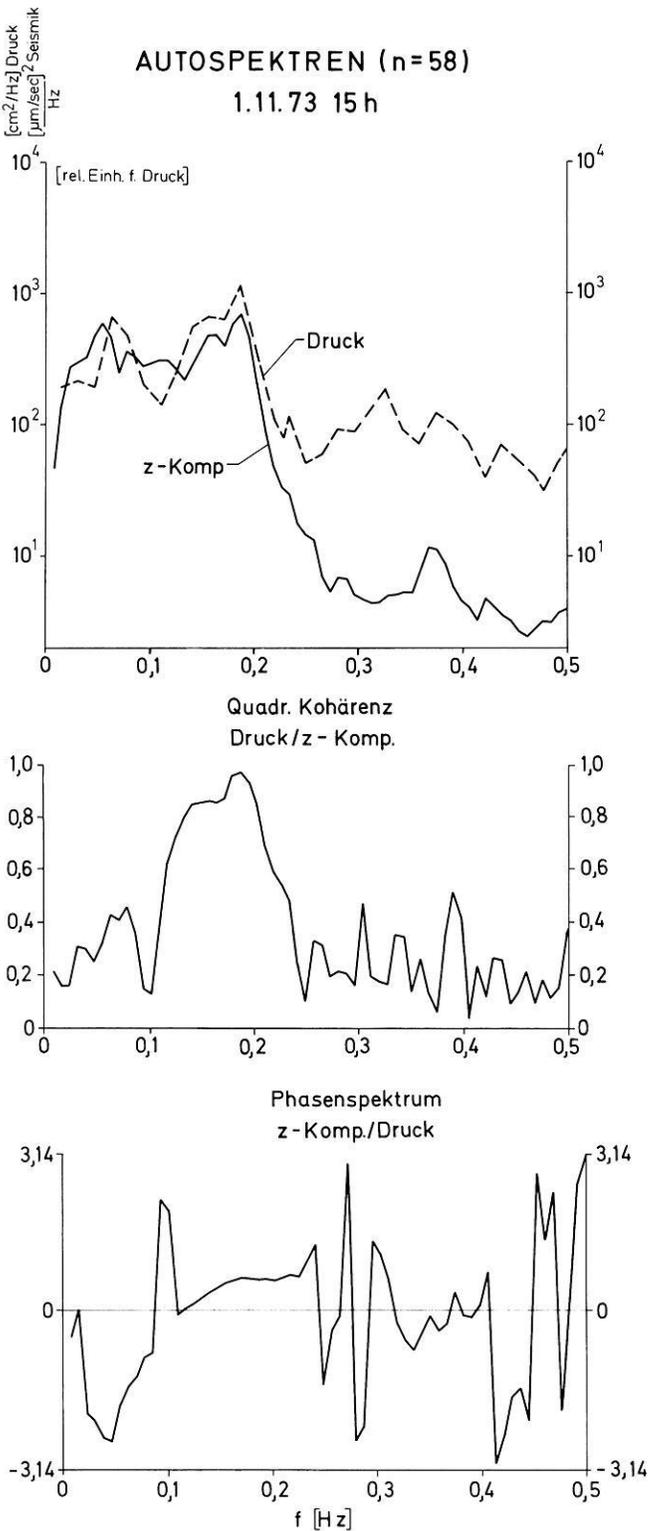


Fig. 2. Autospektren der Bodendruckfluktuationen und der Vertikalkomponente der elastischen Bodenbewegungen (oben) mit entsprechendem Kohärenz- (Mitte) und Phasenspektrum (unten) vom 1. 11. 73

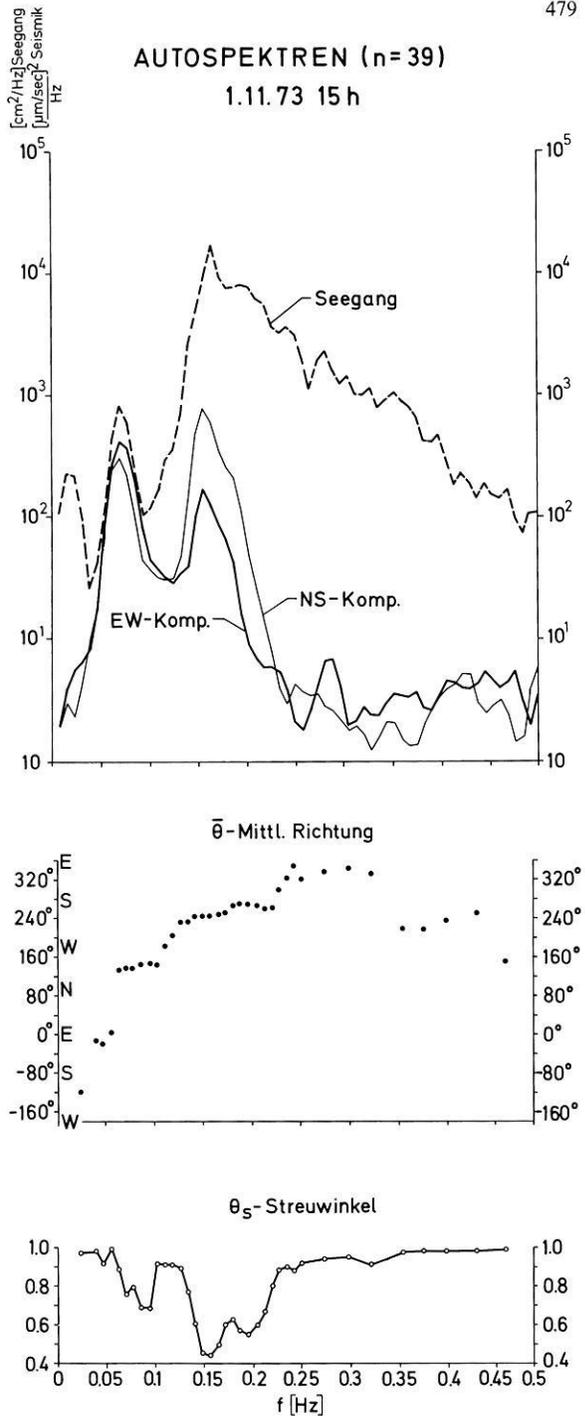


Fig. 3. Oben: Autospektren der Horizontal Komponenten der elastischen Bodenbewegung und des Seegangs. Mitte: Mittlere Einfallsrichtung des Seegangs. Unten: Dimensionslose Winkelstreuung; für $\theta_s = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ist die einfallende Energie (isotrop / scharf gebündelt)

schicht über dem elastischen Medium in das Modell kann vernachlässigt werden, da die anregenden Spannungen, d.h. die Druckfluktuationen am Meeresboden, aus dem Seegang in erster Näherung als Funktion der Wassertiefe folgen.

IV. a) Das einfachste Modell stellt der homogene elastische Halbraum dar. Die freien Parameter sind die Geschwindigkeit a der P -Wellen, die der S -Wellen (b) und die Dichte ρ des Materials. In einem rechtwinklig-kartesischen Koordinatensystem mit dem Ursprung sowie der x_1 - und der x_2 -Achse in der ebenen Oberfläche des Halbraums ergeben sich die elastischen Verschiebungen durch Lösung der Wellengleichungen für das Kompressionspotential $\phi = \phi(\mathbf{x}, t)$ und das Scherpotential $\psi = \psi(\mathbf{x}, t)$ zusammen mit den Randbedingungen

$$\sigma_{3j} = -\tilde{p} \delta_{j3}, \quad j=1, 2, 3 \quad \text{für } x_3=0$$

in der Form $\mathbf{u} = \text{grad } \phi + \text{rot } \psi$ (vgl. z.B. Ewing, Jardetzky und Press (1957, S. 8)). Hier sind $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(\mathbf{x}, t)$ die Komponenten des Spannungstensors und $\tilde{p} = \tilde{p}(\mathbf{x}, t)$ die (vorgegebenen) Druckfluktuationen. Die dreidimensionalen Vektoren sind hier unterstrichen im Unterschied zu den Horizontalvektoren.

Nimmt man das Seegangsprofil ζ als Überlagerung ebener monochromatischer Wellen an, dann ergibt sich für die Druckfluktuationen am Meeresboden nach der linearen Seegangstheorie (vgl. z.B. Neumann et al., 1966)

$$\tilde{p}(\mathbf{x}, t) = \sum_{\mathbf{k}, \omega} \frac{\rho_0 g}{\cosh(kh)} a(\omega, \mathbf{k}) \exp[i(\mathbf{k} \mathbf{x} - \omega t)], \quad (x_3=0) \quad (1)$$

mit $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$, $\mathbf{k} = (k_1, k_2)$, $k = |\mathbf{k}|$, $a(\omega, \mathbf{k}) =$ Spektralamplitude der Meereswellen, $h =$ Wassertiefe, $\rho_0 =$ Dichte des Wassers.

Die Beziehung zwischen k und ω wird durch die Dispersionsrelation

$$\omega^2 = g k \tanh(kh)$$

gegeben.

Mit entsprechend lautenden Ansätzen für die Potentiale ϕ und ψ folgt der Vektor der Verschiebungsgeschwindigkeit an der Oberfläche des elastischen Halbraums:

$$\mathbf{v}(x_3=0) = \sum_{\mathbf{k}, \omega} \frac{\rho_0 g}{\cosh(kh)} \frac{\omega a(\omega, \mathbf{k})}{\rho b^2 F(\omega^2, k^2)} \left\{ k_1 \left(2k^2 - \frac{\omega^2}{b^2} - 2vv' \right), k_2(\dots), -iv \frac{\omega^2}{b^2} \right\} \cdot \exp[i(\mathbf{k} \mathbf{x} - \omega t)] \quad (2)$$

mit

$$F(\omega^2, k^2) = \left(2k^2 - \frac{\omega^2}{b^2} \right)^2 - 4k^2 vv'$$

wo

$$v = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{a^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad v' = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{b^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Die Wellenzahlen und damit die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der elastischen Störungen und der Meereswellen stimmen überein. Wegen $k \gg \omega/b$, ω/a gibt es keine freien seismischen Oberflächenwellen, vielmehr handelt es sich um eine durch den Seegang erzwungene, mitgeführte Bewegung des elastischen Untergrundes. Die Amplitude der Verschiebungsgeschwindigkeit nimmt mit der Tiefe proportional zu $\exp(-kx_3)$ ab.

Um einen Vergleich mit den nach statistischen Verfahren spektralanalisierten Zeitreihen zu haben, werden die Kreuzspektren zwischen den Komponenten der elastischen Verschiebungsgeschwindigkeit berechnet. Schreibt man abkürzend

$$v_j(\mathbf{x}, t) = \sum_{\mathbf{k}, \omega} T_p T_j(\omega, \mathbf{k}) a(\omega, \mathbf{k}) \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)]$$

mit

$$T_p = \frac{\rho_0 g}{\cosh(kh)} \quad (\text{vgl. (1)}),$$

dann lassen sie sich wie folgt in integraler Form darstellen:

$$S_{jk}(\mathbf{x}, \omega) = |S_{jk}| \exp(i\vartheta_{jk}) = \int_0^{2\pi} L_{jk}(\omega, \theta) S_\zeta(\omega, \theta) d\theta \quad (3)$$

mit $L_{ij} = T_p^2 T_i^* T_j$, $\theta = \arctan(k_2/k_1)$, $S_\zeta =$ Seegangsrichtungsspektrum.

Für ein eng gebündeltes Richtungsspektrum: $S_\zeta(\omega, \theta) \approx S(\omega) \delta(\theta - \bar{\theta})$ folgt insbesondere

$$T_p(\omega) |T_i(\omega)| \approx \left[\frac{S_{ii}(\omega)}{S(\omega)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

$$\vartheta_{ij}(\omega) \approx \arctan \left[\frac{\text{Im}(L_{ij})}{\text{Re}(L_{ij})} \right],$$

Beziehungen, die also gelten, falls die Fourierkomponenten des Seegangs aus wohldefinierten Richtungen eintreffen. Die Größen T_p , T_i sind die Übertragungsfunktionen (engl.: transfer functions) der Wasserschicht bzw. des elastischen Halbraums. Eine Abschätzung mit Hilfe der Näherungen

$$v \approx k \left(1 - \frac{\omega^2/a^2}{2k^2} \right), \quad v' \approx k \left(1 - \frac{\omega^2/b^2}{2k^2} \right)$$

ergibt:

$$\frac{|T_3|}{\sqrt{T_1^2 + T_2^2}} \approx \frac{a^2}{b^2}.$$

Der Quotient der aus den Registrierungen mehrerer Tage bestimmten mittleren Übertragungsfunktionen im (hochkohärenten) Frequenzbereich (0,11 – 0,23) Hz beträgt $1,4 \pm 0,3$. Dieses Ergebnis läßt sich nicht mit dem Modell des homogenen Halbraums vereinbaren, denn einem Wert $a^2/b^2 < 2$ entspräche eine negative Poissonkonstante. Zur Illustration des Sachverhalts sind in Fig. 4 mit $a = 1,8$ km/s als P -Wellengeschwindigkeit, die aufgrund refraktionseismischer Untersuchungen (Essen *et al.*, 1973) für den oberflächennahen Bereich des Nordseebodens gut bekannt ist, die Modellfunktionen $T_p |T_3|$ und $T_p (T_1^2 + T_2^2)^{\frac{1}{2}}$ für festes $f_0 = 0,15$ Hz (entsprechend $\lambda \approx 65$ m) in Abhängigkeit von der Scherwellengeschwindigkeit b des elastischen Halbraums aufgetragen. Demnach würden sich aus den „gemessenen“ mittleren Übertragungsfunktionen der Horizontalkomponenten einerseits und der Vertikalkomponenten andererseits S -Wellengeschwindigkeiten ergeben, die sich etwa um den Faktor 10 unterscheiden. (In jedem Fall liegt die Geschwindigkeit aber außerhalb der Resonanzstelle, die durch die Wurzel der Rayleighfunktion bestimmt wird.)

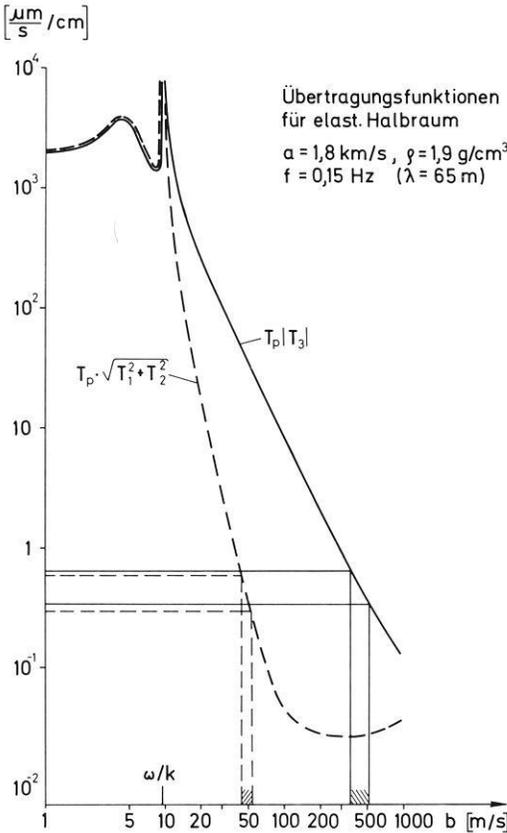


Fig. 4. Übertragungsfunktionen des homogenen elastischen Halbraums in Abhängigkeit von der Scherwellengeschwindigkeit. Der Bereich der „gemessenen“ Übertragungsfunktion in einer Umgebung von $f = 0,15$ Hz wird durch die gestrichelten bzw. durchgezogenen Geraden gekennzeichnet

Ursache für den Unterschied könnten Abweichungen von der linearen Seegangstheorie sein: Der Ansatz (1) impliziert, daß die Vertikalverschiebung des Seegangs am Meeresboden verschwindet. Nimmt man demgegenüber an, daß der Seegang durch die Oberfläche hindurchgreift, dann ergeben sich elastische Verschiebungen in der Größenordnung der gemessenen nur für Durchgriffstiefen von einigen Millimetern. Man kann diese unrealistische Annahme ausschließen und folgern, daß unter den geltenden Voraussetzungen über den Anregungsmechanismus das Modell des homogenen Halbraums eine schlechte Näherung für den Nordseeboden darstellt.

IV. b) Das elastische Modell einer Schicht über einem Halbraum läßt sich in naheliegender Erweiterung der Beziehungen für das oben betrachtete Modell behandeln. Mit den Bezeichnungen von Ewig, Jardtetzky und Press (1957, S. 189, (4-190)) folgt für die Übertragungsfunktionen: ($|T| = \sqrt{T_1^2 + T_2^2}$)

$$T_p|T| = |\omega k(A + B) - i\omega v_1'(C - D)|$$

$$T_p|T_3| = |i\omega v_1(A - B) + \omega k(C + D)|,$$

wo A, B, C, D Lösungen eines inhomogenen Systems von 6 lin. Gleichungen sind.

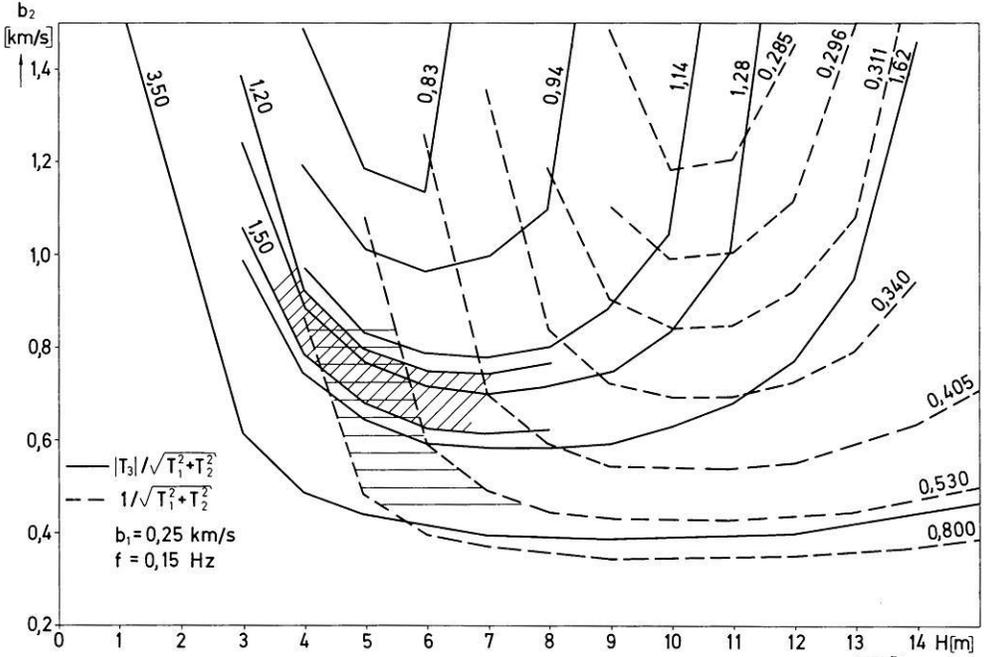


Fig. 5. Modellfunktionen $|T_3|/T$ und $1/T$ mit $T = \sqrt{T_1^2 + T_2^2}$ für Zweischichtenmodell mit

$$\left. \begin{matrix} a_1 = 1,7 \\ a_2 = 1,9 \\ b_1 = 0,25 \end{matrix} \right\} \text{ km/s, } \quad \left. \begin{matrix} \rho_1 = 1,9 \\ \rho_2 = 2,0 \end{matrix} \right\} \text{ g/cm}^3$$

und variablen Parametern b_2 und H (Dicke der Deckschicht) für $f = 0,15$ Hz. Die durch Messung ermittelten entsprechenden Größen in einer Umgebung von $f = 0,15$ Hz liegen in den schraffiert gezeichneten Bereichen

Zur Anpassung der Modelldaten an die Meßdaten stehen 7 freie Parameter: a_i , b_i , ρ_i , $i = 1, 2$ und H (Dicke der Deckschicht) zur Verfügung. Aufgrund von Ergebnissen refraktionsseismischer Messungen wird von folgenden Werten ausgegangen:

$$\left. \begin{matrix} a_1 = 1,7 \\ a_2 = 1,9 \end{matrix} \right\} \text{ km/s, } \quad \left. \begin{matrix} \rho_1 = 1,9 \\ \rho_2 = 2,0 \end{matrix} \right\} \text{ g/cm}^3.$$

Die gemessenen Scherwellengeschwindigkeiten reichen von ca. 0,1 km/s (Schirmer, müdl. Mitteilung) bis ca. 1 km/s. Unter der Annahme: $b_1 = 0,25$ km/s sind in Fig. 5 die Modellfunktionen $|T_3|/T$ und $1/T$ für $f_0 = 0,15$ Hz in Abhängigkeit von H und b_2 aufgetragen. Da die „gemessenen“ Übertragungsfunktionen in einer Umgebung von f_0 etwa $1,2 \lesssim |T_3|/T \lesssim 1,5$ und $0,6 \lesssim 1/T \lesssim 0,8$ (entsprechende Einheiten) betragen, definiert die Schnittfläche beider Schwankungsbereiche (kreuz-schraffiert) einen groben Schätzwert des Modellraums:

$$\{b_1 \approx 0,25 \text{ km/s, } 0,6 \lesssim b_2 \lesssim 0,9 \text{ [km/s], } 4 \lesssim H \lesssim 6 \text{ [m]}\}.$$

Durch Variation dieser drei Parameter wurde das den „gemessenen“ mittleren Übertragungsfunktionen im hochkohärenten Frequenzbereich bestangepaßte

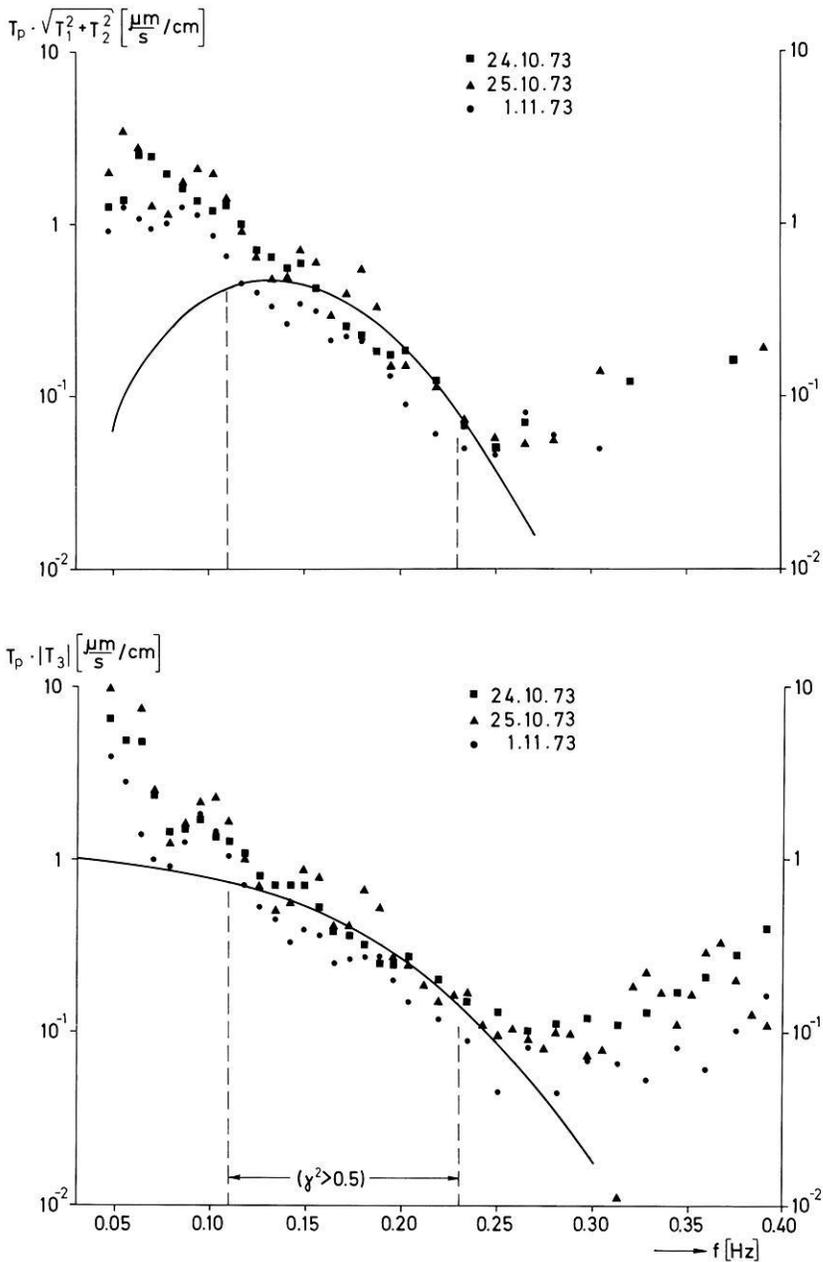


Fig. 6. Übertragungsfunktionen aus den Messungen dreier Tage (diskrete Werte) und Übertragungsfunktionen für 2-Schichten-Modell mit

$$\left. \begin{array}{l} b_1 = 0.2 \\ b_2 = 0.6 \end{array} \right\} \text{km/s, } H = 6 \text{ m}$$

(durchgezogene Linien). Die vertikalen, gestrichelten Geraden begrenzen den Frequenzbereich, in dem die quadrat. Kohärenz zwischen Bodenbewegungen und Bodendruckvariationen größer als 0.5 ist

Modell bestimmt (vgl. Fig. 6):

$$\left. \begin{array}{l} b_1 = 0,2 \\ b_2 = 0,6 \end{array} \right\} \text{ km/s, } H = 6 \text{ m.} \quad (5)$$

Eine Abschätzung der Sicherheit dieser Werte ergibt sich ebenfalls aus Fig. 5, da man voraussetzen kann, daß die Empfindlichkeit des Modells gegen Variationen von b_1 und b_2 vergleichbar ist. Die Phasenspektren zwischen den Druckfluktuationen (\bar{p}) und der Vertikalkomponente (v_3) sowie zwischen den einzelnen Komponenten: v_1 (EW-Komp.), v_2 (NS-Komp.), v_3 lauten nach (4):

$$\left. \begin{array}{l} \vartheta_{\bar{p}3} = \frac{\pi}{2} \\ \vartheta_{12} = 0 \\ \vartheta_{13} = \vartheta_{23} = \frac{\pi}{2} \end{array} \right\} 0,04 \leq f \leq 0,40 \text{ [Hz].}$$

Die gemessenen Phasenspektren stimmen damit im hochkohärenten Frequenzbereich gut überein (vgl. Figs. 2, 7).

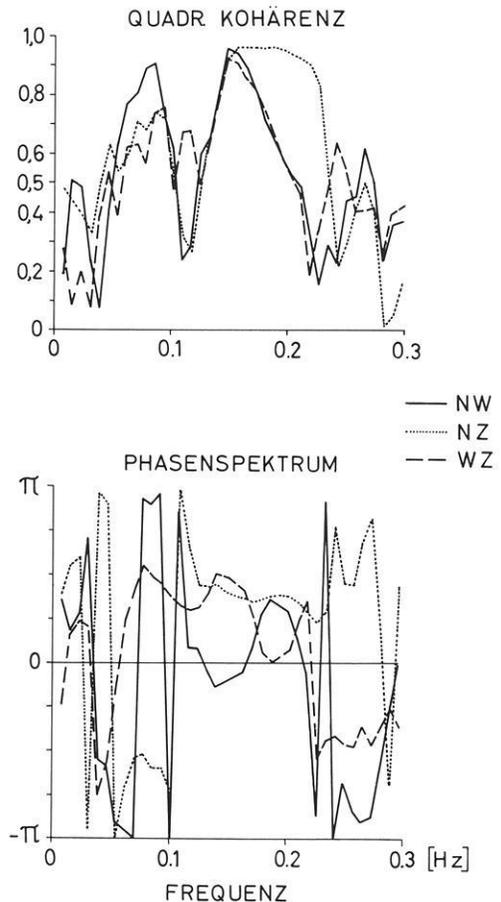


Fig. 7. Kohärenz- und Phasenspektren zwischen den Komponenten der elastischen Störungen vom 1. 11. 73

V. Richtungsmodelle

Die Beziehung (3) gestattet, aus den Kreuzspektren der gemessenen elastischen Störungen Richtungsspektralmodelle zu bestimmen, die (im betrachteten Frequenzbereich) gleichzeitig solche des Seegangs sind. Die drei seismischen Komponenten liefern vier unabhängige Elemente der Kreuzspektren $S_{ij} = C_{ij} - iQ_{ij}$, und zwar Q_{13} , Q_{23} , C_{12} , $S_{11} - S_{22}$, mit denen ein Vier-Parameter-Modell des normierten Richtungsspektrums

$$E(\theta, \omega) = \frac{S_s(\theta, \omega)}{N(\omega)} \quad \text{mit} \quad \int_0^{2\pi} E(\theta, \omega) d\theta = 1$$

zu bestimmen ist. Sei $\theta_\omega = \bar{\theta}_\omega$ die mittlere Richtung eines stark gebündelten seismischen Strahls, dann gilt wegen

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} T_1 \\ T_2 \end{Bmatrix} &= \begin{Bmatrix} \cos \bar{\theta} \\ \sin \bar{\theta} \end{Bmatrix} \sqrt{T_1^2 + T_2^2} \\ \frac{\sqrt{T_1^2 + T_2^2}}{|T_3|} &= \left(\frac{S_{11} + S_{22}}{S_{33}} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

für die mittlere Richtung und die „Varianz“:

$$\begin{aligned} \bar{\theta} &= \arctan \frac{T_2}{T_1} = \arctan \frac{Q_{23}}{Q_{13}} \\ \theta_s^2 &= 1 - \frac{Q_{13}^2 + Q_{23}^2}{S_{33}(S_{11} + S_{22})}. \end{aligned}$$

Damit lassen sich die übrigen Parameter des Richtungsmodells

$$E(\theta, \omega) = \exp \left[- \left(\frac{\theta - \bar{\theta}}{\theta_s} \right)^2 \right] [c + a(\theta - \bar{\theta})^2 + b(\theta - \bar{\theta})^3] \quad (6)$$

eindeutig als Lösungen eines linearen Gleichungssystems bestimmen. In Fig. 3 sind $\bar{\theta}(\omega)$ und $\theta_s(\omega)$ zusammen mit den Autospektren des Seegangs und der Horizontalkomponenten der elastischen Störungen für den 1.11.73 gegeben: Im Bereich kleiner θ_s -Werte, in dem zugleich die Spitzenfrequenzen der Autospektren liegen, sind zwei Richtungen (NW und SSW) vorherrschend. Dagegen deuten die hohen θ_s -Werte auf isotrope Einstrahlung, d.h. die $\bar{\theta}$ -Werte um 0° bzw. 360° (östliche Richtung) sind nicht signifikant. Richtungsspektralmodelle (6) für die Spitzenfrequenzen in den Autospektren der Zeitreihen vom 25. 10. und 1. 11. 73 sind in Fig. 8 aufgetragen. Am 25. 10. kommt die Energie des gesamten Spektrums aus NW; gegenüber der niederfrequenten Energie ($f \lesssim 0,12$ Hz) ist die höherfrequente ($f \gtrsim 0,14$ Hz) stärker gebündelt. Am 1. 11. ist die Trennung zwischen der niederfrequenten Dünungsenergie und der höherfrequenten Windseeenergie zudem durch unterschiedliche Richtungsbänder gegeben.

Fig. 9a, b sind Wetterkarten, in die vom Meßort aus die den Halbwertsbreiten der Richtungsmodelle entsprechenden Strahlbreiten um die mittleren Richtungen aufgetragen sind. Die Karten zeigen die Bodenwetterlage zweiein-

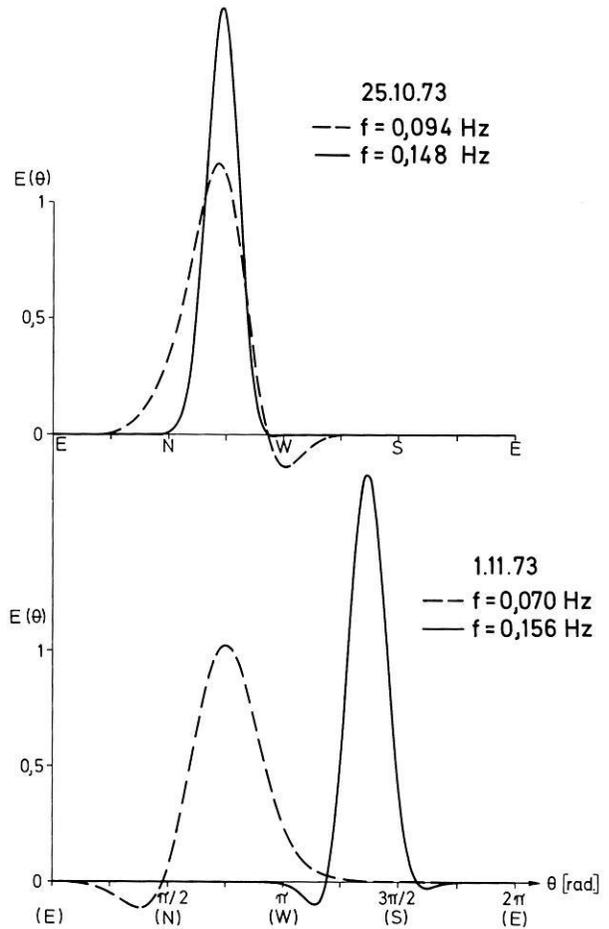


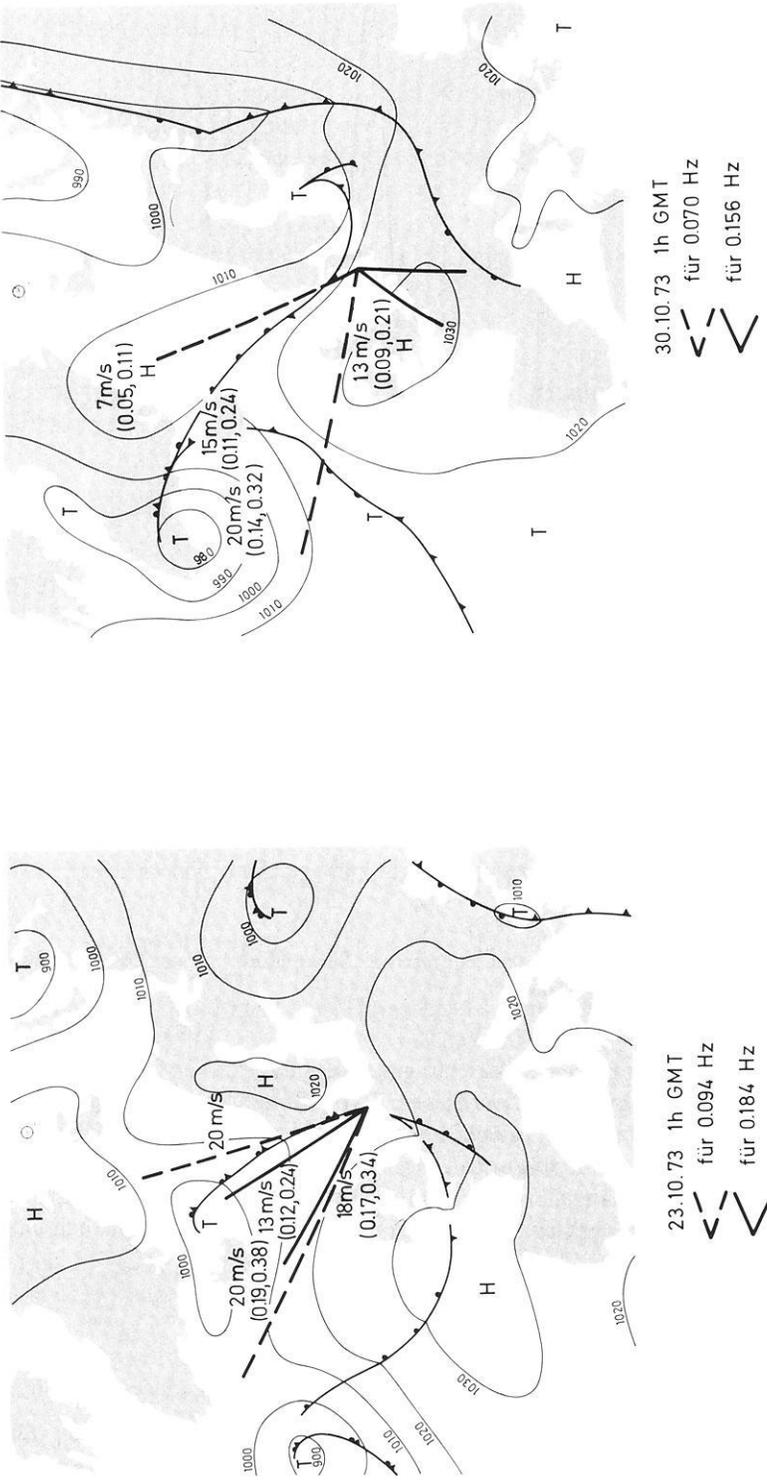
Fig. 8. Richtungsspektralmodelle für die Peak-Frequenzen der Spektren zweier Tage. Der Winkel wird von $E(\theta=0)$ ausgehend über $N(\theta=\frac{\pi}{2})$ gemessen

halb Tage vor den betreffenden Registrierungen, das entspricht etwa der Laufzeit der Dünung von Island bis Sylt. Aus diesen Darstellungen läßt sich mit Hilfe der Windgeschwindigkeit auf die Entstehungsgebiete der Seegangskomponenten schließen: Unter „idealen“ Bedingungen der Seegangsentstehung ist zwischen der „charakteristischen Länge“ x des Erzeugungsgebietes und der Spitzenfrequenz f_m des Seegangsspektrums folgender Zusammenhang kennzeichnend (Hasselmann *et al.*, 1973):

$$\tilde{f}_m \equiv \frac{f_m U_{10}}{g} \approx \left(\frac{U_{10}^2}{g x} \right)^{\frac{1}{3}} \gtrsim 0,14$$

(U_{10} -lokale Windgeschwindigkeit 10 m oberhalb der Wasseroberfläche).

Der untere Grenzwert entspricht dem Fall des ausgereiften Seegangs. Die Werte \tilde{f}_m sind in Klammern neben den Windgeschwindigkeitsdaten angegeben,



(b)

(a)

Fig. 9. (a, b) Einfallrichtungen des Seegangs in Zusammenhang mit der Wetterlage. Neben den Windgeschwindigkeiten sind (in Klammern) die Größen $\tilde{f}_m = f_m \cdot U_{10}/g$ (f_m Peakfrequenz, U_{10} lokale Windgeschwindigkeit, g Schwerebeschleunigung) angegeben, jeweils der erste Wert für die niedrigere der beiden Peak-Frequenzen

und zwar jeweils der erste Wert für die kleinere der beiden Spitzenfrequenzen. Demnach wird die Dünung vom 25.10. in einem ausgedehnten Gebiet um Island erzeugt (Entfernung ca. 1500–2000 km); die vom 1.11. östlich der Südspitze Grönlands (Entfernung ca. 2000–3000 km).

Die Entstehung der Windsee, die wesentlich geringere Reichweiten besitzt, müßte mit den lokalen Windverhältnissen am Tag der Registrierung begründet werden. So stimmt die südwestlich einfallende Energie vom 1.11., die in Fig. 9b keinen Bezug zur Wetterlage erkennen läßt, nahezu mit der Richtung des geostrophischen Windes des nach Polen gewanderten Hochdruckgebiets überein.

VI. Schluß

Die Arbeit zeigt, daß die durch den Seegang mitgeführten elastischen Bodenbewegungen ein brauchbares Probefeld darstellen, um die Scherwellengeschwindigkeiten des oberen Meeresbodens zu bestimmen. Entsprechend der Natur erzwungener Schwingungen ist das Dispersionsverhalten des elastischen Störungfeldes vollständig durch die Quelle, d.h. den Seegang, bestimmt. Im Fall vernachlässigbarer Anregung im Registriergbiet, also nahezu glatter See, wird demgegenüber der Anteil freier elastischer Oberflächenwellen dominierend, der als „mikroseismische Bodenunruhe“ (gleiches Frequenzband, jedoch größere Wellenlängen) definiert ist. In diesem Fall werden die Registrierungen des Grundkörpers in Ergänzung zu denen eines Array aus Landstationen entscheidend für die mikroseismische Energiebilanz sein.

Literatur

- Essen, H.H., Hirschleber, H.B., Siebert, J.: Geschwindigkeits- und Dämpfungsmessungen an Sedimenten der Nordsee. *Z. Geophys.* **39**, 833–854, 1973
- Ewing, W.M., Jardetzky, W.S., Press, F.: *Elastic waves in layered media*. New York: McGraw-Hill 1957
- Hasselmann, K.: A statistical analysis of the generation of microseisms. *Rev. Geophys.* **1**, 177–210, 1963
- Hasselmann, K., Barnett, T.P., Bouws, E., Carlson, H., Cartwright, D.E., Enke, K., Ewing, J.A., Gienapp, H., Hasselmann, D.E., Krusemann, P., Meerburg, A., Müller, P., Olbers, D.J., Richter, K., Sell, W., Walden, H.: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (Jonswap). *Deut. Hydrograph. Z. (Ergänzungsheft)*, Reihe A, Nr. 12, 1973
- Neumann, G., Pierson, W.J.: *Principles of physical oceanography*. Englewood cliffs, N.J.: Prentice-Hall 1966

P. Janle
 R. Rudloff
 B. Schmalfeldt
 R. Szelwis
 Institut für Geophysik der Universität
 D-2000 Hamburg 13
 Bundesstr. 55/XIV
 Bundesrepublik Deutschland

Eingegangen am 18. April 1975

