

„SOJUS-22“ erforscht die Erde.

Herausgegeben von der Akademie der Wissenschaften der DDR
und der Akademie der Wissenschaften der UdSSR

1980. 283 Seiten — 182 Abbildungen, davon 22 farbige — 9 Tabellen — gr. 8° —
Leinen — 28,— M
Bestell-Nr. 7624304 (6418)

Dieses Buch berichtet über das Experiment „Raduga“, das zur Erforschung natürlicher Erdressourcen im Rahmen des Programms Interkosmos der sozialistischen Länder auf der Basis des Fluges des Raumschiffes „Sojus-22“ mit einer Multispektralkamera durchgeführt wurde. Diese Kamera ist eine gemeinsame Entwicklung von Fachleuten der Union der Sozialistischen Sowjetrepubliken und der Deutschen Demokratischen Republik. Der wissenschaftliche Teil des Buches vermittelt dem Leser die Prinzipien der Erforschung der Erde aus dem Kosmos. Er macht ihn mit den Grundlagen der kosmischen Multispektralfotografie, mit der für das Experiment entwickelten Kamera, den konstruktiven Besonderheiten des Raumschiffes „Sojus-22“, der Ballistik und Leitung des Fluges, mit dem wissenschaftlichen Programm des Experiments „Raduga“ sowie mit Beispielen der Auswertung, Interpretation und vielseitigen praktischen Nutzung der gewonnenen Aufnahmen bekannt.

Bitte richten Sie Ihre Bestellungen an eine Buchhandlung.



AKADEMIE-VERLAG
DDR-1086 Berlin, Leipziger Straße 3—4

ISSN 0067-5

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

BEITRÄGE ZUR MEERESKUNDE

BEGRÜNDET VON
ERICH BRUNS
HERAUSGEGEBEN VON
KLAUS VOIGT

UNTER MITWIRKUNG VON
HANS-JÜRGEN BROSIN, OTTO KOLP,
GÜNTHER SAGER, KLAUS STRIGGOW

HEFT 49



AKADEMIE-VERLAG, BERLIN

1983

Akademie der Wissenschaften der DDR

Institut für Meereskunde

- Bibliothek -

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR

INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

ISSN 0067-5148

1983.7058

BEITRÄGE ZUR MEERESKUNDE

Begründet von

ERICH BRUNS

herausgegeben von

KLAUS VOIGT

unter Mitwirkung von

HANS-JÜRGEN BROSIN, OTTO KOLP,
GÜNTHER SAGER, KLAUS STRIGGOW

Heft 49

Mit 64 Abbildungen und 22 Tabellen



AKADEMIE-VERLAG · BERLIN

1983

Inhaltsverzeichnis

WOLFGANG FENNEL and HANS-ULRICH LASS, Frequency Spectra of Linear Dispersive Wave Systems in the Sea (mit deutscher und englischer Zusammenfassung)	5
KLAUS STRIGGOW, Definitionen, Relationen und Konventionen im Zusammenhang mit der Dichte des Meerwassers und die Ursachen einiger häufiger Irrtümer in der ozeanographischen Literatur (mit deutscher, englischer und russischer Zusammenfassung)	25
DIETER LOMMATZSCH, HORST SCHWARZER und KARL-HEINZ SÜMNICH, Einfluß der Chlorophyllkonzentration auf die spektrale Strahlendichte von ozeanischem Wasser (mit deutscher, englischer und russischer Zusammenfassung)	41
WOLFGANG MATTHÄUS, Aktuelle Trends in der Entwicklung des Temperatur-, Salzgehalts- und Sauerstoffregimes im Tiefenwasser der Ostsee (mit deutscher, englischer und russischer Zusammenfassung)	47
RAINER GELLERMANN, KLAUS FRÖHLICH und DIETER LANGE, Untersuchungen zur Geochemie und Isotopengeochemie des Uraniums in der Ostsee (mit deutscher und englischer Zusammenfassung)	65
KLAUS FRÖHLICH, DIETER LANGE und DETLEF HEBERT, Zur Verteilung von Tritium in der Ostsee im Jahre 1980 (mit deutscher und englischer Zusammenfassung)	77
WOLFGANG FENNEL und BERND KAYSER, Zur experimentellen Bestimmung mesoskalärer Stromlinienmuster (mit deutscher und englischer Zusammenfassung)	83
DIETRICH WEISS und BERND JÄGER, Das Küstenschutzsystem aus T-Buhnen und einem Natursteinwellenbrecher bei Dranske/Rügen (mit deutscher, englischer und russischer Zusammenfassung)	99

Contents

WOLFGANG FENNEL and HANS-ULRICH LASS, Frequency spectra of linear dispersive wave systems in the sea (in English with German and English summary)	5
KLAUS STRIGGOW, Definitions, conversions and conventions relating to the density of sea water and the cause of a few common mistakes in the oceanographical literature (in German with German, English, and Russian summary)	25
DIETER LOMMATZSCH, HORST SCHWARZER, and KARL-HEINZ SÜMNICH, The influence of the concentration of chlorophyll on the upwelling of oceanic water (in German with German, English, and Russian summary)	41

Erschienen im Akademie-Verlag, DDR-1086 Berlin, Leipziger Straße 3—4

© Akademie-Verlag Berlin 1983

Lizenznummer: 202 · 100/445/83

P 168/82

Printed in the German Democratic Republic

Gesamtherstellung: VEB Druckerei „Thomas Müntzer“, 5820 Bad Langensalza

LSV 1465

Bestellnummer: 763 194 2 (2105/49)

DDR 36,— M

WOLFGANG MATTHÄUS, Recent trends of the development of temperature, salinity, and oxygen in the deep water of the Baltic Sea (in German with german, english, and russian summary)	47
RAINER GELLERMANN, KLAUS FRÖHLICH, and DIETER LANGE, Investigation of the Geochemistry and Isotope-Geochemistry of Uranium in the Baltic Sea (in German with german and english summary).	65
KLAUS FRÖHLICH, DIETER LANGE, and DETLEF HEBERT, The distribution of Tritium in the Baltic Sea in 1980 (in German with german and english summary)	77
WOLFGANG FENNEL and BERND KAYSER, Experimental investigation of stream line patterns (in German with german and english summary) 83	
DIETRICH WEISS and BERND JÄGER, The system of coastal protection consisting of T-groins and a natural stone breakwater at Dranske/Rügen (in German with german, english, and russian summary)	99

Содержание

Вольфганг Феннел и Ханс-Ульрих Ласс, Частотные спектры линейно-дисперсных волновых систем в океане (на английском языке с резюме на немецком и английском языках)	5
Клаус Стриггов, Определения, отношения и условности в связи с плотностью морской воды и причины некоторых частных ошибок в океанографической литературе (на немецком языке с резюме на немецком, английском и русском языках)	25
Дитер Ломмач, Хорст Шварцер и Карл-Хайнц Зюмних, Влияние концентрации хлорофилла на спектральную энергетическую яркость океанской воды (на немецком языке с резюме на немецком, английском и русском языках)	41
Вольфганг Маттэус, Актуальные тренды в развитии режима температуры, содержания солености и кислорода в глубинных водах Балтийского моря (на немецком языке с резюме на немецком, английском и русском языках)	47
Райнер Геллерманн, Клаус Фрелих и Дитер Ланге, Изучения по геохимии и изотопной геохимии урана в Балтийском море (на немецком языке с резюме на немецком и английском языках)	65
Клаус Фрелих, Дитер Ланге и Детлеф Хеберт, О распределении трития в Балтийском море в 1980 году (на немецком языке с резюме на немецком и английском языках)	77
Вольфганг Феннел и Бернд Кайзер, Об экспериментальном определении мезомасштабных образцов линий тока (на немецком языке с резюме на немецком и английском языках)	83
Дитрих Вейсс и Бернд Егер, Система береговой охраны из Т-образных бун и волнолома из природного камня у г. Дранске на острове Рюген (на немецком языке с резюме на немецком, английском и русском языках)	99

Frequency Spectra of Linear Dispersive Wave Systems in the Sea

WOLFGANG FENNEL and HANS-ULRICH LASS

Zusammenfassung: Mit Hilfe der GREENSchen Funktionen ist die explizite Berechnung von Frequenzspektren ozeanologischer Größen, deren Dynamik durch dispersive Wellen bestimmt ist, möglich. Die GREENSche Funktion spiegelt die Antwort eines Wellensystems auf die DIRACsche Funktion wider. Die Existenz von Spektraldarstellungen für GREENSche Funktionen ermöglicht eine unmittelbare Bestimmung der Spektralintensitäten. Diese Größen sind von zentraler Bedeutung, da sie unabhängig vom „Einschaltvorgang“ die dynamischen Eigenschaften des Systems bestimmen. Insbesondere erhält man nach Integration der Spektralintensitäten über Wellenzahlen die zu Punktmessungen korrespondierenden Frequenzspektren von Zeitreihen.

Die Anwendung dieser Technik auf einige Wellensysteme (z. B. POINCARÉ-Wellen und ROSSBY-Wellen) führt zu dem Ergebnis, daß Nullstellen der Gruppengeschwindigkeit hinreichend für die Existenz resonanter Peaks sind. Da im Rahmen dieser Theorie die δ -Anregung auf alle Wellenzahlen und Frequenzen wirkt, werden hier im Prinzip alle möglichen Resonanzstellen aufgezeigt. Welche davon in der Natur wirklich ange-regt werden, hängt von der Struktur der atmosphärischen Anregungsprozesse ab.

Summary: On the basis of a GREEN function technique it is possible to calculate the frequency spectra of oceanographic quantities which are dynamically governed by dispersive wave processes. The GREEN functions describe the response on a puls like forcing given by DIRAC's δ -function. The existence of spectral representations makes possible a direct estimation of the spectral intensities. These quantities are of central interest since they determine the dynamical system properties independently of the "switch on" process. Especially wave number integration of the spectral intensities yields the pure frequency spectra corresponding to spectra of time series at fixed positions. Applying that technique for various wave systems (e.g. POINCARÉ waves and ROSSBY waves) it is possible to show that zeroes of the group velocity are sufficient for the existence of resonant peaks. It depends on the structure of the atmospheric forcing which of the possible resonance points in natural systems really occur.

1. Introduction

It seems that a great part of the oceanic dynamics is governed by linear wave processes (see e.g. PEDLOSKY (1979)). In EULERIAN current measurements such wave processes appear to be oscillations which usually are discussed in terms of frequency spectra. Measured spectra mirror both the properties of the forcing and the oceanic dynamics itself. Theoretical estimations of these spectra are difficult to obtain since this would imply that the forcing function is known. Unfortunately only a few is known about the forcing function, especially about its spatial structure (see e.g. WILLEBRAND, PHILANDER and PACANOWSKI (1980)).

The aim of the present paper is to show how that part of a spectrum that corresponds to the oceanic dynamics, e.g. resonance properties, may be calculated by means of a GREEN function technique. As forcing function a δ -function is chosen. This will excite all frequencies

and wave numbers, and therefore the system will reveal its dynamical properties. The clue of that method is the existence of spectral representations of the GREEN function which follow from the principle of causality.

In the following two sections we will describe that technique and in sections 3 to 7 we will apply it for some dispersive wave systems as POINCARÉ waves, internal waves, ROSSBY waves and so on. As an important result we are able to show explicitly that zeroes of the group velocity are sufficient for the existence of resonant peaks in the frequency spectra. It depends on the structure of the forcing which of the possible peaks really occur in measured spectra.

The criterion of vanishing group velocity was used by several authors as a heuristic principle and there is a lot of experimental evidence for its validity. For continental shelf waves (CSW) see the papers of ADAMS and BUCHWALD (1969), CUTCHINS and SMITH (1973), BROOKS (1978) and HAGEN (1980). For equatorially trapped waves (ETW) WUNSCH and GILL (1976), FENNEL and LASS (1979), ERIKSEN (1981) and RIPA and HAYES (1981) demonstrated the occurrence of resonant peaks in the frequency spectra at zero group velocity.

Moreover, frequency spectra of the vertical current component of internal waves are peaked at the local BRUNT VÄSISÄLÄ frequency (see e.g. GASCARD (1973)) which, on the other hand, corresponds to zero horizontal group velocity.

In spite of that evidence only WUNSCH and GILL (1976) tried to give a theoretical proof for the ETW case. Their result, however, depends on an arbitrary parameter which does not appear in the basic equations they used.

For simplicity we consider completely determinate systems and we confine ourselves to the calculation of frequency spectra of amplitudes which, clearly, contain at least the same information as energy spectra.

2. Linear wave processes and GREEN functions

Based on the BOUSSINESQ equations

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -p_x,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -p_y,$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} - b = -p_z,$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + N^2 w = 0,$$

$$u_x + v_y + w_z = 0$$

numerous types of dispersive wave processes may be described. Here $b = g(\varrho - \varrho_0)/\varrho_0$ is the buoyancy, N^2 is the BRUNT/VÄSISÄLÄ frequency (BVF) and p is the perturbation pressure divided by ϱ_0 . Otherwise the notation is standard. From these equations we may formulate the governing eigenvalue problem of a linear wave process

$$D(x, y, t) \Psi(x, y, t) = \text{Forcing}. \quad (1)$$

D is a linear differential operator

$$D = \sum_{n,m=0}^{N,M} \sum_{q=0}^Q a_{nmq} \frac{\partial^{n+m+q}}{\partial x^n \partial y^m \partial t^q}. \quad (2)$$

Due to the neglecting of dissipation the sums $n + m + q$ are either even or odd for all terms of (2). The coefficients a_{nmq} may depend on one of the spatial coordinates (say e.g. y). Moreover we assume the existence of boundary conditions of Ψ with respect to y . The free motion problem is

$$D(x, y, t) \Psi(x, y, t) = 0 \quad (\text{plus boundary conditions}). \quad (3)$$

FOURIER transformation with respect to x and t yields

$$\hat{D}(k, \omega, y) Y(k, \omega, y) = 0 \quad (4)$$

where \hat{D} consists of an operator $L(y)$ and a polynomial $P(\omega, k)$.

$$\hat{D} = L(y) + P(k, \omega) \quad (5)$$

and

$$Y(k, \omega, y) = \int dx dt e^{i\omega t - ikx} \Psi(x, y, t).$$

Further on we assume (4) in connection with boundary conditions to be a STURM LIOUVILLE problem determining a complete set of eigenfunctions

$$LY_n(y) = E_n Y_n(y) \quad (6)$$

and an eigenvalue condition

$$P(k, \omega) = -E_n. \quad (7)$$

Then the roots of the algebraic equation

$$D_n(\omega, k) = P(k, \omega) + E_n = 0 \quad (8)$$

give the usual dispersion relations $\omega = \omega_n(k)$ of free waves. We consider the case of a δ -forcing. Then we have

$$D(x, y, t) G(x, y, t; x', y', t') = \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(t - t') \quad (9)$$

where $\delta(x - x') \delta(y - y') \delta(t - t')$ are DIRAC functions. $G(x, y, t; x', y', t')$ is a GREEN function. FOURIER transformation of (9) with respect to $x - x'$ and $t - t'$ yields

$$\hat{D}G(k, \omega, y; y') = \delta(y - y'). \quad (10)$$

Expanding $G(k, \omega, y, y')$ and $\delta(y - y')$ in terms of the complete set (see eq. (6)) yields

$$G(k, \omega, y, y') = \sum_{n=0}^{\infty} G_n(k, \omega) Y_n(y) Y_n(y') \quad (11)$$

and

$$\delta(y - y') = \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(y) Y_n(y'). \quad (12)$$

From (5), (6) and (7) we find

$$G_n(k, \omega) = \frac{1}{D_n(\omega, k)}. \tag{13}$$

The FOURIER transform of the GREEN function possesses poles at $\omega = \omega_n(k)$.

Taking the inverse FOURIER transformation

$$\int e^{-i\omega(t-t') + ik(x-x')} \frac{1}{D_n(\omega, k)} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{dk}{2\pi} \tag{14}$$

we see that this integral has no unique sense without a specification how to go around the poles at $D_n(\omega, k) = 0$. Using methods well known in other branches of physics, e.g. many particle physics (see e.g. MARTIN and SCHWINGER (1959)) it can be shown that the principle of causality yields the prescription for going around the poles.

3. Spectral representations of retarded and advanced GREEN functions and frequency spectra at fixed points

According to the principle of causality we define the retarded GREEN function by means of

$$G^r(x, y, t; x', y', t') = \theta(t - t') G_{\text{hom}}(x, y, t; x', y', t'). \tag{15}$$

Obviously G^r is a solution of (9) if G_{hom} is a solution of the homogenous problem with the initial conditions

$$G_{\text{hom}} = \frac{\partial}{\partial t} G_{\text{hom}} = \dots = \frac{\partial^{Q-2}}{\partial t^{Q-2}} G_{\text{hom}} = 0 \quad \text{for } t = t'$$

and

$$\frac{\partial^{Q-1}}{\partial t^{Q-1}} G_{\text{hom}} \sim \delta(x - x') \delta(y - y') \quad \text{for } t = t'.$$

$\theta(\tau)$ (with $\tau = t - t'$) being the step function

$$\theta(\tau) = \begin{cases} 1 & \text{for } \tau > 0, \\ 0 & \text{for } \tau < 0. \end{cases} \tag{16}$$

FOURIER transformation of (15) with respect to $t - t' = \tau$ yields

$$G^r(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{2\pi} S(\omega') \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau e^{i(\omega - \omega')\tau} \theta(\tau) \tag{17}$$

where $S(\omega)$ is the FOURIER transform of $G_{\text{hom}}(\tau)$. The step function can be expressed by means of a contour integral

$$\theta(\tau) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega\tau} d\omega}{\omega + i\epsilon} \quad \epsilon \rightarrow +0. \tag{18}$$

ϵ is a positive infinitesimal. Consider ω to be a complex variable. The function $\frac{1}{\omega + i\epsilon}$ has a simple pole in the lower half plane at $\omega = -i\epsilon$ (see fig. 1). For $\tau > 0$ according to JORDAN'S Lemma we can complete the contour using a semicircular contour of radius $R \rightarrow \infty$ in the lower half plane.

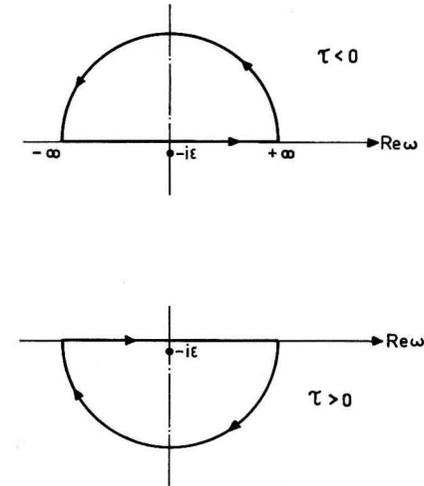


Fig. 1. Integration path of the contour integral representation of the step function für $\tau < 0$ and $\tau > 0$

Applying the residue theorem the integral is equal to 1. For negative τ we must use a semicircular contour in the upper half plane and the integral vanishes. Therefore (18) is in fact a representation of the step function. Using (18), from (17) we find the spectral representation

$$G^r(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{2\pi} \frac{S(\omega')}{\omega - \omega' + i\epsilon} \quad \epsilon \rightarrow +0. \tag{19}$$

Using DIRAC'S formula

$$\frac{1}{\omega \pm i\epsilon} = \frac{P}{\omega} \mp i\pi\delta(\omega) \tag{20}$$

where the letter P denotes a CAUCHY principle value, we have

$$G^r(\omega) = P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{2\pi} \cdot \frac{S(\omega')}{\omega - \omega'} - \frac{i}{2} S(\omega).$$

This expression corresponds to the general solution of the corresponding eigenvalue problem, where the principle value integral mirrors the special solution of the nonhomogeneous equation and $S(\omega)$ corresponds to the general solution of the homogeneous eigenvalue

problem. The spectral function $S(\omega)$ is of central interest since it mirrors the pure system properties which are not disturbed by the "switch on" processes.

Formally we also can define an advanced GREEN function

$$G^a(\tau) = -\theta(-\tau) G_{\text{hom}}(\tau)$$

which also fullfils (9) and possesses the spectral representation

$$G^a(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{2\pi} \frac{S(\omega')}{\omega - \omega' - i\varepsilon}. \quad (21)$$

It is possible to analytically continue the functions G^r and G^a in the upper or lower half plane, respectively, of the complex frequency plane ($z = \omega + i \text{Im } z$). These function may be composed to one function $G(z)$, which is analytically in the whole z -plane except on the real axis

$$G(z) = \begin{cases} G^r(z) & \text{for } \text{Im } z > 0, \\ G^a(z) & \text{for } \text{Im } z < 0. \end{cases} \quad (22)$$

From the theory of CAUCHY integrals it is known (see e.g. WYLD (1976)) that the spectral function $S(\omega)$ is determined by the discontinuity of $G(z)$ on the real axis (PLEMELJ formula)

$$G(\omega + i\varepsilon) - G(\omega - i\varepsilon) = iS(\omega). \quad (23)$$

This can easily be seen from (19), (21) and (22) using DIRAC's formula (20). Dependently on the order Q of the time derivative in (2) the spectral function is determined by the imaginary part of $iG(\omega + i\varepsilon)$, or of $G(\omega + i\varepsilon)$ corresponding to even or odd Q , respectively.

Consider our solution (13) of the problem (9). Our technique is the following: We analytically continue $G_n(\omega, k)$ into the complex frequency plane $\omega \rightarrow z$; $G_n(\omega) \rightarrow G_n(z)$ and determine the discontinuity of $G_n(z)$ on the real axis in order to find the spectral function $S_n(\omega, k)$.

Let $D_n(\omega, k)$ be a polynomial of Q -th order with respect to ω and let $\omega_{nl}(k)$ be the first order roots $l = 1, 2, \dots, Q$. Then we have

$$D_n(\omega, k) = \prod_{l=1}^Q (\omega - \omega_{nl}(k)).$$

A partial fraction expansion of $G_n(z)$ yields

$$G_n(z) = \sum_{l=1}^Q \frac{1}{D'_n(\omega_{nl})(z - \omega_{nl})} \quad (24)$$

$$\text{where } D'_n(\omega_{nl}) = \frac{\partial}{\partial \omega} D_n(\omega, k)|_{\omega=\omega_{nl}}.$$

Applying PLEMELJ's formula (23) for (24) we find the spectral function to be

$$S_n(\omega, k) = 2\pi \sum_{l=0}^Q \frac{\delta(\omega - \omega_{nl}(k))}{D'_n(\omega_{nl})}. \quad (25)$$

The physical meaning of (25) is clear. The spectrum is peaked for all ω - k -pairs fulfilling the dispersion relations of free waves. Due to the neglecting of dissipation terms the peaks are singularities, otherwise the poles of the GREEN function would be shifted into the complex frequency plane and the spectral peaks would have peaks of finite height.

Inserting (25) in the spectral representation (19) we find the retarded GREEN function

$$G_n^r(\omega, k) = \sum_{l=1}^Q \frac{1}{D'_n(\omega_{nl})(\omega - \omega_{nl}(k) + i\varepsilon)} = \frac{1}{D_n(\omega + i\varepsilon, k)}. \quad (26)$$

This function is consistent with the principle of causality and the inverse FOURIER transformation yields a unique result because a prescription how to go around the poles is given by the infinitesimal imaginary part $i\varepsilon$ ($\varepsilon \rightarrow +0$). We notice that the spectral function is independent on ε .

In order to illustrate this technique we consider the simple example of one-dimensional sea level oscillations in a basin of length L and constant depth H .

The governing boundary value problem for free oscillations of the sea level $\mathfrak{S}(y, t)$ is

$$D(y, t) \mathfrak{S}(y, t) = \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{gH} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \mathfrak{S}(y, t) = 0$$

with the boundary conditions $\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial y} = 0$ for $y = 0$ and $y = L$.

FOURIER transformation with respect to t yields

$$\hat{D}Y = (L(y) + P(\omega)) Y(\omega, y) = \left[-\omega^2 - \frac{1}{gH} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] Y(\omega, y) = 0$$

where $L(y) = -\frac{1}{gH} \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ and $P(\omega) = -\omega^2$. The STURM LIOUVILLE problem

$$LY_n(y) = E_n Y_n(y), \quad Y_n(0) = Y_n(L) = 0$$

determines the set of eigenfunctions

$$Y_n(y) = \sqrt{\frac{2}{L}} \cos \frac{n\pi}{L} y$$

and the eigenvalues

$$E_n = \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 \frac{1}{gH} = \omega_n^2 = -P(\omega) \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

according to (4), (5), (6) and (7).

For a δ -forcing it follows

$$D(y, t) G(y, t; y', t') = \delta(y - y') \delta(t - t')$$

and, after FOURIER transformation with respect to $t - t'$ and expansion of G and $\delta(y - y')$ in terms of the set of normalized eigenfunctions according to (11) and (12), we have

$$[-\omega^2 + \omega_n^2] G_n(\omega) = 1 \quad \omega_n^2 = \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 \frac{1}{gH}$$

or

$$G_n(\omega) = \frac{1}{\omega_n^2 - \omega^2}.$$

Analytic continuation in the complex ω -plane yields after partial fraction expansion

$$G_n(z) = \frac{1}{2\omega_n} \left[\frac{1}{\omega_n + z} - \frac{1}{\omega_n - z} \right]$$

and the spectral function $S_n(\omega)$ is given by the discontinuity of $G_n(z)$ on the real axis

$$G_n(\omega + i\varepsilon) - G_n(\omega - i\varepsilon) = iS(\omega) = 2i \operatorname{Im} G(\omega + i\varepsilon).$$

Applying DIRAC's formula (23) it follows

$$S_n(\omega) = \frac{\pi}{\omega_n} (\delta(\omega + \omega_n) - \delta(\omega - \omega_n)). \quad (27)$$

This is the physically evident result, that the spectrum of sea level oscillations is peaked at the eigenfrequencies of the basin. Using (27) the spectral representation (19) gives the retarded GREEN function

$$G^r(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{Y_n(y) Y_n(y')}{\omega_n^2 - (\omega + i\varepsilon)^2}. \quad (28)$$

In that example the eigenfrequencies depend only on a set of discrete numbers. Now we consider eigenfrequencies which depend continuously on the wave number k , $\omega = \omega_n(k)$. At a fixed location the GREEN function may be represented by means of

$$G_n^r(\omega, x - x') = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{2\pi} e^{ik(x-x')} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{2\pi} \frac{S_n(\omega', k)}{\omega - \omega' + i\varepsilon}.$$

We choose the point $x = x'$ and have

$$G_n^r(\omega, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{2\pi} \frac{\hat{S}_n(\omega')}{\omega - \omega' + i\varepsilon}.$$

where

$$\hat{S}_n(\omega') = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{2\pi} S_n(\omega, k) \quad (29)$$

is the pure frequency spectrum. Using (25) we have

$$\hat{S}_n(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{2\pi} \sum_{l=1}^q \frac{\delta(\omega - \omega_{nl}(k))}{D'_n(\omega_{nl}(k), k)} \quad (30)$$

$$\text{where } D'_n(\omega_{nl}, k) = \frac{\partial}{\partial \omega} D_n(\omega, k)|_{\omega=\omega_{nl}}.$$

To evaluate (30), the transformation $u = \omega_{nl}(k)$ turns out to be convenient

$$\hat{S}_n(\omega) = \sum_{l=1}^q \int_{\omega_{nl}(-\infty)}^{\omega_{nl}(+\infty)} \frac{du}{2\pi} \frac{\partial k_{nl}(u)}{\partial u} \frac{\delta(\omega - u)}{D'_n(u, k_{nl}(u))}. \quad (31)$$

$k_{nl}(u)$ are the roots of $D_n(u, k) = 0$. Since $\frac{\partial k(u)}{\partial u} = \frac{1}{c_{gr}(u)}$ is the inverse group velocity from (31) it can be seen that the zeroes of the group velocity correspond to singularities under the integral sign. For those frequencies the integral can be expected to be divergent and, therefore, the spectrum is peaked.

Clearly, the substitution $u = \omega_{nl}(k)$ leading to (31) must be performed carefully for every special case under consideration. Moreover, in some cases the occurrence of singular points in (31) is also possible for nonzero group velocity if roots of second order of $D_n(\omega, k)$ exist. Therefore we may conclude that vanishing group velocity is sufficient for the existence of peaks but it is not necessary.

In the following sections we consider several examples of linear wave processes.

4. Frequency spectrum of POINCARÉ waves

We consider as a first example waves in an infinite channel of width L and constant depth H . The governing eigenvalue problem of the cross channel velocity is

$$Dv = \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 - gH\Delta_n \right] v(x, y, t) = 0 \quad (32)$$

$$v(x, 0, t) = v(x, L, t) = 0 \quad (33)$$

where $\Delta_n = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$. FOURIER transformation with respect to x and t yield with

$$Y(\omega, k, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx dt e^{i\omega t - ikx} v(x, y, t)$$

$$\left[-\omega^2 + f^2 + gHk^2 - gH \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] Y(\omega, k, y) = L(y) Y + P(\omega, k) Y.$$

The corresponding STURM-LIOUVILLE problem

$$LY_n(y) = E_n Y_n(y), \quad Y_n(0) = Y_n(L) = 0$$

leads to the set of eigenfunctions

$$Y_n(y) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{n\pi}{L} y \quad (34)$$

and to the eigenvalue condition

$$E_n = gH \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 = -P(k, \omega) = \omega^2 - f^2 - gHk^2.$$

The dispersion relations are the roots of

$$D_n(\omega, k) = P(k, \omega) + E_n = \omega_n^2(k) - \omega^2 \quad (35)$$

where $\omega_n(k) = \left[f^2 + gH \left(k^2 + \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 \right) \right]^{1/2}$. This dispersion relation characterizes the POINCARÉ waves (see e.g. PEDLOSKY (1979)). Now we introduce a δ -forcing and have

$$D(x, y, t) G(x, y, t; x', y', t') = \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(t - t'). \quad (36)$$

FOURIER transformation of (36) with respect to $x - x'$ and $t - t'$ and expansion of G and of DIRAC's function in terms of the complete set (34) according to (11) and (12) yield

$$G_n(k, \omega) = \frac{1}{D_n(\omega, k)} = \frac{1}{\omega_n^2(k) - \omega^2}. \quad (37)$$

Analytic continuation of $G_n(\omega)$ into the complex frequency plane $\omega \rightarrow z$, $G_n(\omega) \rightarrow G_n(z)$ and determining the discontinuity on the real axis using (22) yields the spectral function (imaginary part of $G_n(\omega + i\varepsilon)$, $\varepsilon \rightarrow +0$)

$$S_n(\omega, k) = \frac{\pi}{\omega_n(k)} [\delta(\omega + \omega_n(k)) - \delta(\omega - \omega_n(k))]. \quad (38)$$

In order to find the pure frequency spectrum $\hat{S}_n(\omega)$ we perform the k -integration, using $S_n(\omega, -k) = S_n(\omega, k)$

$$\hat{S}_n(\omega) = \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} S_n(\omega, k).$$

With the transformation $\omega_n(k) = u$ and with regard to

$$\omega_n(\infty) \rightarrow \infty, \quad \omega_n(0) = \sqrt{f^2 + gH \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2} \quad \text{and} \quad \frac{\partial \omega_n}{\partial k} = \frac{k}{\omega_n} gH$$

we have

$$\hat{S}_n(\omega) = \int_{\omega_n(0)}^\infty du \frac{\delta(\omega + u) - \delta(\omega - u)}{uCgr(u)}. \quad (39)$$

From (35) we find $Cgr(u) = \frac{gH}{u} \left(\frac{u^2 - f^2}{gH} - \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 \right)^{1/2}$.

with the zeroes $u = \pm \omega_n(0) = \pm \sqrt{f^2 + gH \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2}$.

Performing the integration of (39) the frequency spectrum follows

$$\hat{S}_n(\omega) = \frac{\theta[|\omega| - \omega_n(0)]}{\omega Cgr(\omega)} = \frac{\theta[|\omega| - \omega_n(0)]}{\sqrt{gH} \sqrt{\omega^2 - \omega_n^2(0)}}. \quad (40)$$

Obviously, the spectrum (40) possesses a peak for the frequency of zero group velocity. The peak frequency $\omega_n(0)$ corresponds to waves that have been degenerated to cross channel oscillations.

5. Frequency spectrum of the vertical velocity of interval waves

Now we consider the vertical current component of internal waves governed by the eigenvalue problem

$$\left\{ \Delta_h \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N_0^2 \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \right\} w(x, y, z, t) = \mathbf{D}w = 0, \quad (41)$$

$$w(x, y, 0, t) = w(x, y, H, t) = 0. \quad (42)$$

N_0^2 is the BRUNT VÄSISÄLÄ frequency, which is assumed to be constant. Although the problem (41), (42) contains one coordinate more than in our general formulation in section 2 the calculations are straightforward. According to our technique we find the complete set of eigenfunctions

$$Z_n(z) = \sqrt{\frac{2}{H}} \sin \frac{n\pi}{H} z \quad (43)$$

and the eigenvalue condition

$$E_n = \left(\frac{n\pi}{H} \right)^2 (f^2 - \omega^2) = -P(k, \omega) = \mathbf{k}^2(\omega^2 - N_0^2) \quad (44)$$

or

$$D_n(\mathbf{k}, \omega) = \left(\mathbf{k}^2 + \left(\frac{n\pi}{H} \right)^2 \right) (\omega_n^2(\mathbf{k}) - \omega^2)$$

where

$$\omega_n^2(\mathbf{k}) = \frac{\mathbf{k}^2 N_0^2 + \left(\frac{n\pi}{H} \right)^2 f^2}{\mathbf{k}^2 + \left(\frac{n\pi}{H} \right)^2}$$

Here \mathbf{k} is the horizontal wave number vector $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$.

The corresponding GREEN function for (41), (42) may be expressed in terms of

$$G(x, y, z, t; x', y', z', t') = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \int \frac{d\omega}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} G_n(\mathbf{k}, \omega) Z_n(z) Z_n(z') e^{-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$$

where $\mathbf{r} = (x, y)$ and

$$G_n(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{D_n(\mathbf{k}, \omega)}. \quad (45)$$

Analytical continuation and determination of the discontinuity on the real ω -axis according to (22) yield again the spectral function

$$S_n(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\pi}{\omega_n \left(\mathbf{k}^2 + \left(\frac{n\pi}{H} \right)^2 \right)} [\delta(\omega + \omega_n(\mathbf{k})) - \delta(\omega - \omega_n(\mathbf{k}))]. \quad (46)$$

To find the frequency spectrum we evaluate

$$\hat{S}_n(\omega) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} S_n(\omega, \mathbf{k}).$$

In plane polar coordinates it follows

$$\hat{S}_n(\omega) = \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} k S_n(\omega, k), \quad k = |\mathbf{k}|.$$

With $\omega_n(k) = u$ and with regard to $\omega_n(0) = f$, $\omega_n(\infty) = N_0$

$$\frac{\partial k}{\partial u} = \left(\frac{n\pi}{H} \right)^2 \frac{u}{k(u)} \frac{f^2 - N^2}{(u^2 - N^2)^2} \quad \text{and} \quad k(u) = \frac{n\pi}{H} \left(\frac{f^2 - u^2}{u^2 - N_0^2} \right)^{1/2}$$

we find

$$\hat{S}_n(\omega) = \int_f^{N_0} du \frac{\delta(\omega + u) - \delta(\omega - u)}{u^2 - N_0^2}$$

or

$$\hat{S}_n(\omega) = \frac{\text{sgn } \omega}{2} \cdot \frac{\theta(N_0 - |\omega|) - \theta(f - |\omega|)}{N_0^2 - \omega^2} \quad (47)$$

where

$$\text{sgn } \omega = \begin{cases} 1 & \text{for } \omega > 0, \\ -1 & \text{for } \omega < 0. \end{cases}$$

The group velocity

$$c_{gr} = \frac{k(N_0^2 - \omega^2)}{\omega \left(\mathbf{k}^2 + \left(\frac{n\pi}{H} \right)^2 \right)}$$

vanishes for $\omega^2 = N_0^2$ and, therefore, we see that the spectrum (47) possesses a pole for the frequency of zero group velocity. According to (44) the case $\omega \approx N_0$ corresponds to $|\mathbf{k}| \rightarrow \infty$ and, therefore contrary to the POINCARÉ waves, the resonance occurs at short wave length. The spectrum (47) is displayed in fig. 2. Comparing this with measured spectra given by GASCARD (1973) (see fig. 3) we notice a good quantitative agreement for the peak frequency as well as for the general shape of the spectrum.

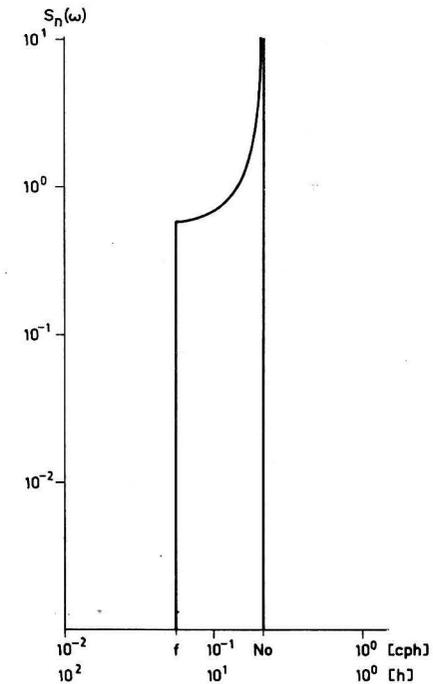


Fig. 2. Theoretical spectrum of vertical current amplitude of internal waves

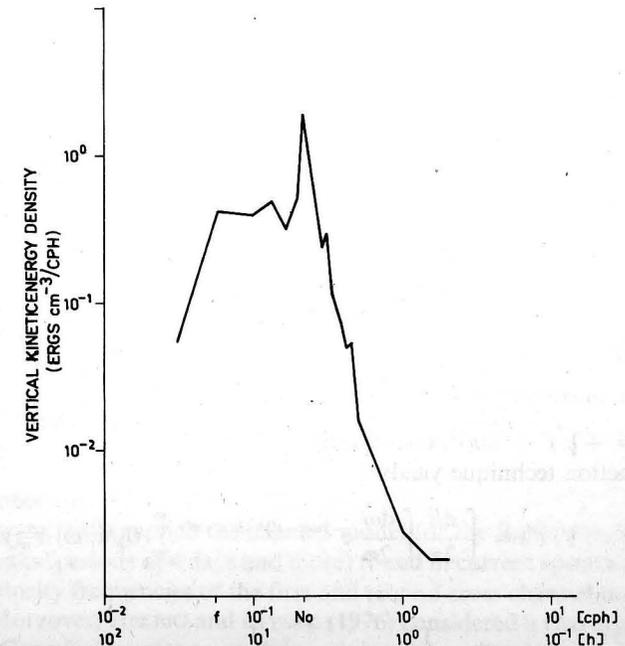


Fig. 3. Measured vertical kinetic energy density spectrum (adopted from GASCARD, 1973)

6. Frequency spectrum of ROSSBY waves

In the present section we consider barotropic waves in an infinite channel of nondimensional width 1. The governing equation is (see e.g. PEDLOSKY (1979))

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} (\Delta_h - F) + \beta \frac{\partial}{\partial x} \right] \Psi(x, y, t) = 0 \quad (48)$$

with the boundary conditions

$$\Psi(x, 0, t) = \Psi(x, 1, t) = 0. \quad (49)$$

All quantities in (48) and (49) are nondimensional. F is the square of the ratio of a typical length scale to the ROSSBY deformation radius. β is due to the variation of the CORIOLIS parameter with latitude (β -effect). The boundary value problem (48), (49) may be applied for homogeneous layer models with linear variation of bottom topography in y -direction. Here β is proportional to the constant slope (see PEDLOSKY (1979)). According to the quasi-geostrophic theory Ψ is the stream function which determines the geostrophic velocity components. We make a FOURIER transformation (48) with respect to x and t and find

$$\left[\omega(k^2 + F) + \beta k - \omega \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] Y(\omega, k, y) = 0.$$

With the eigenfunctions

$$Y_n(y) = \sqrt{2} \sin n\pi y$$

the eigenvalue condition is

$$P(k, \omega) + E_n = D_n(\omega, k) = \omega(k^2 + F) + \beta k + \omega(n\pi)^2 = 0.$$

The roots determine the well-known dispersion relation of ROSSBY waves

$$\omega_n(k) = \frac{\beta k}{k^2 + (n\pi)^2 + F}$$

or

$$k_{n_{1/2}}(\omega) = -\frac{\beta}{2\omega} \pm \sqrt{\frac{\beta^2}{4\omega^2} - (n\pi)^2 - F}$$

Note that $\omega_n(-k) = -\omega_n(k)$

$\omega_n(k)$ possesses a maximum/minimum $\omega = \pm \omega_{\max} = \pm \frac{\beta}{2} \frac{1}{\sqrt{F + (n\pi)^2}}$

for $k = \mp k_{\max} = \mp \sqrt{F + (n\pi)^2}$, respectively.

Our GREEN function technique yields

$$G(x, y, t; x', y', t') = \int \frac{dk}{2\pi} \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega(t-t') + ik(x-x')} \sum_{n=1}^{\infty} G_n(k, \omega) Y_n(y) Y_n(y').$$

where

$$G_n(\omega, k) = \frac{1}{i} \frac{1}{(k^2 + (n\pi)^2 + F)(\omega - \omega_n(k))}. \quad (50)$$

Analytic continuation and applying PLEMELJ's formula (23) leads to the spectral function (imaginary part of $iG(\omega + i\epsilon)$)

$$S_n(\omega, k) = 2\pi \frac{\delta(\omega - \omega_n(k))}{k^2 + (n\pi)^2 + F}. \quad (51)$$

Again we integrate over all k in order to determine the frequency spectrum

$$\hat{S}_n(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{2\pi} S_n(k, \omega) = \int_0^{\infty} dk \frac{\delta(\omega - \omega_n(k)) + \delta(\omega + \omega_n(k))}{k^2 + (n\pi)^2 + F}.$$

We split the integral from 0 to ∞ in an integral from 0 to k_{\max} and from k_{\max} to ∞ .

Changing the variable of integration according to $u = \omega_n(k)$ we find

$$\hat{S}_n(\omega) = \int_0^{\omega_{\max}} du \frac{\partial k_{n_1}(u)}{\partial u} \frac{\delta(\omega - u) + \delta(\omega + u)}{k_{n_1}^2(u) + (n\pi)^2 + F} + \int_{+\omega_{\max}}^0 du \frac{\partial k_{n_2}(u)}{\partial u} \frac{\delta(\omega - u) + \delta(\omega + u)}{k_{n_2}^2(u) + (n\pi)^2 + F}.$$

With respect to

$$\frac{\partial k_{n_{1,2}}}{\partial u} \cdot \frac{1}{k_{n_{1,2}}^2 + F + (n\pi)^2} = \mp \frac{1}{2\sqrt{F + (n\pi)^2} \sqrt{\omega_{\max}^2 - u^2}}$$

we have

$$\hat{S}_n(\omega) = - \int_0^{\omega_{\max}} du \frac{\delta(u - \omega) + \delta(\omega + u)}{\sqrt{(n\pi)^2 + F} \sqrt{\omega_{\max}^2 - u^2}}$$

or

$$\hat{S}_n(\omega) = - \frac{\theta[\omega_{\max} - |\omega|]}{\sqrt{F + (n\pi)^2} \sqrt{\omega_{\max}^2 - \omega^2}}. \quad (52)$$

Since the group velocity vanishes for the maximum frequency $\omega_{\max} = \frac{\beta}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{(n\pi)^2 + F}}$

we see again that the frequency spectrum possesses peaks for frequencies corresponding to zero group velocity.

It is interesting to note that for $\omega \rightarrow 0$ the frequency spectra tend to

$$\hat{S}_n(0) = -\frac{2}{\beta} \quad (53)$$

for all modenumbers n .

FENNEL and LASS (1980) applied the channel model for the Baltic sea. It was shown that low frequency peaks (periods of 4 days and more) found in current spectra may be explained by zero group velocity frequencies of the first and second cross channel mode of barotropic ROSSBY waves. Moreover, HELBIG and MYSAK (1976) considered a two layer channel model of the Strait of Georgia in order to explain measured low frequency oscillations (periods more than 10 days). Those authors made no use of the principle of zero group velocity.

But if we do so, we find from their dispersion relation and the given smoothed spectra (see fig. 11 and fig. 7 in their paper) a good agreement between the frequencies of zero group velocity of the first and second mode and the measured peak frequencies.

7. Frequency spectrum of continental shelf waves

Our next example is the case of Continental Shelf Waves (CSW). Based on the shallow water equations the dynamic of the CSW is governed by the following well-known boundary value problem (see for review LEBLOND and MYSAK (1977))

$$\left[\frac{\partial^3}{\partial t^3} + f^2 \frac{\partial}{\partial t} - gH\Delta_n \frac{\partial}{\partial t} - g \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial^2}{\partial y \partial t} - gf \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right] \eta(x, y, t) = D\eta = 0. \quad (54)$$

η is the displacement of the free surface from its equilibrium level. The notation is standard. We confine ourselves, for simplicity, to a linear sloping beach

$$H = \alpha y, \quad 0 \leq y \leq \infty. \quad (55)$$

The boundary conditions are

$$\eta \rightarrow 0 \quad \text{as} \quad y \rightarrow \infty \quad (56)$$

and η well-behaved (differentiable) at $y = 0$.

We make a FOURIER transformation (54) with respect to x and t and find inserting (55) into (54)

$$\left[\omega g \alpha \left(y \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d}{dy} - yk^2 \right) + \omega(\omega^2 - f^2) - g\alpha f k \right] Y(k, \omega, y) = 0. \quad (57)$$

According to the notation used in the previous sections we have

$$[L(y) + P(k, \omega)] Y = 0$$

where

$$L(y) = \omega g \alpha \left(\frac{d}{dy} y \frac{d}{dy} - k^2 y \right) \text{ and}$$

$$P(\omega, k) = \omega(\omega^2 - f^2) - g\alpha f k. \quad (58)$$

Consider the STURM LIOUVILLE problem

$$L^*(y) Y_n = E_n^* Y_n \quad (59)$$

with

$$L^* = \frac{1}{\omega g \alpha} L \quad \text{and} \quad E_n^* = \frac{E_n}{\omega g \alpha}. \quad (60)$$

The asymptotic solution of (59) is

$$Y_{(v)}^{\text{asympt}} \sim e^{\pm ky}. \quad (61)$$

With respect to (56) only the negative sign is possible and, therefore, only positive wave number can occur. With $Y = e^{-ky} \varphi(2ky)$ we find for $\varphi(2ky)$ ($\xi = 2ky$)

$$2k \left[\xi \varphi''(\xi) + (1 - \xi) \varphi'(\xi) - \left(\frac{1}{2} + \frac{E_n^*}{2k} \right) \varphi(\xi) \right] = 0.$$

With the boundary conditions

$$\varphi(0) \text{ well-behaved } (\varphi'(0) < \text{const})$$

and

$$\varphi < e^{+ky} \quad \text{for} \quad y \rightarrow \infty.$$

The solutions of that eigenvalue problem are the LAGUERRE polynomials $\varphi_n(\xi)$ with the eigenvalue condition

$$\frac{1}{2} - \frac{E_n^*}{2k} = n, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

From (58) and (60) it follows in accordance with (7)

$$\omega^3 - \omega f^2 - g\alpha f k = -E_n = -\omega g \alpha E_n^* = k\omega g \alpha (2n + 1)$$

or

$$D_n(\omega, k) = \omega^3 - [f^2 + (2n + 1) g\alpha k] \omega - fg\alpha k. \quad (62)$$

For $k > 0$ $D(\omega, k)$ possesses three real roots $\omega_{in}(k)$ (LEBLOND and MYSAK (1977)). The normalized eigensolutions are

$$Y_n(y) = \sqrt{2k} e^{-ky} \varphi_n(2ky). \quad (63)$$

Now we estimate the GREEN function corresponding to (54)

$$D(x, y, t) G(x, y, t; x', y', t') = \delta(t - t') \delta(x - x') \delta(y - y'). \quad (64)$$

FOURIER transformation with respect to $(t - t')$ and $(x - x')$ and expansion in terms of eigenfunction (63) yields with

$$\delta(y - y') = 2k \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(\xi) Y_n(\xi')$$

and

$$G(\omega, k, \xi, \xi') = 2k \sum_{n=0}^{\infty} G_n(\omega, k) Y_n(\xi) Y_n(\xi')$$

$$G_n(\omega, k) = \frac{2k\theta(k)}{iD_n(\omega, k)}. \quad (65)$$

According to (61) and (56) G_n vanishes for negative wave numbers k . Analytic continuation of (65) in the complex frequency plane $\omega \rightarrow z$ and determination of the discontinuity on the real axis yield the spectral function (imaginary part of $iG_n(\omega + i\epsilon)$)

$$S_n(\omega, k) = \theta(k) 2k \sum_{l=1}^3 \frac{2\pi\delta(\omega - \omega_{ln}(k))}{D'(\omega_{ln}, k)} = \theta(k) \sum_{l=1}^3 \frac{2k \cdot 2\pi\delta(\omega - \omega_{ln}(k))}{3\omega_{nl}^2 - (f^2 + g\alpha k(2n + 1))}. \quad (66)$$

Integrating (66) over k the pure frequency spectrum of the n -th mode follows

$$\hat{S}_n(\omega) = \int_0^{\infty} \frac{dk}{2\pi} S_n(\omega, k).$$

We make the transformation $u = \omega_{nl}(k)$. From the dispersion diagram in fig. 4 it can be seen that for $n \geq 1$, $\omega_{n1}(\infty) \rightarrow \infty$,

$$\omega_{n1}(0) = f, \quad \omega_{n2}(\infty) \rightarrow -\infty, \quad \omega_{n2}(0) = -f, \quad \omega_{n3}(\infty) = -\frac{f}{2n+1} \quad \text{and} \quad \omega_{n3}(0) = 0.$$

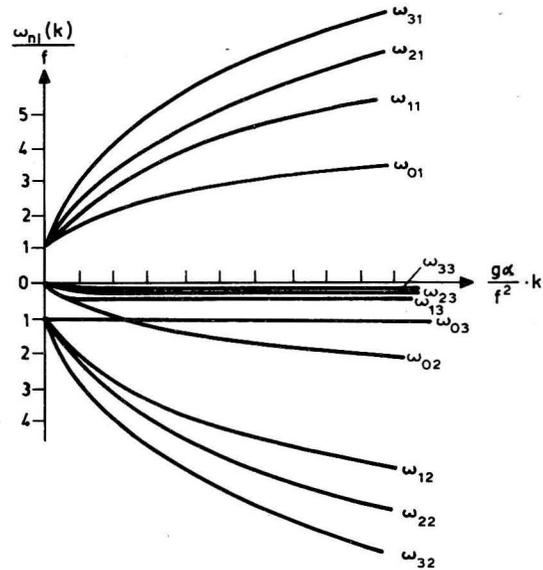


Fig. 4. The dispersion diagram of continental shelf waves for a linearly sloping bottom

Taking

$$g\alpha k = \frac{\omega(\omega^2 - f^2)}{f + (2n+1)\omega}$$

into account it follows

$$\hat{S}_n(\omega) = \int_f^{\infty} \frac{du}{\alpha g} \frac{\delta(\omega - u)}{f + (2n+1)u} + \int_{-f}^{-\infty} \frac{du}{\alpha g} \frac{\delta(\omega - u)}{f + (2n+1)u} + \int_0^{-\frac{f}{2n+1}} \frac{du}{\alpha g} \frac{\delta(\omega - u)}{f + (2n+1)u}, \quad n \geq 1.$$

The evaluation of these integrals gives

$$\hat{S}_n(\omega) = \frac{\theta(|\omega| - f) - \theta\left(\omega + \frac{f}{2n+1}\right) + \theta(\omega)}{\alpha g (f + \omega(2n+1))^2} \omega(\omega^2 - f^2) \quad (67)$$

This spectrum possesses a peak for $\omega = \frac{-f}{2n+1}$. Since from (62) the group velocity is found to be

$$C_{gr} = g\alpha \frac{f + (2n+1)\omega}{3\omega^2 - f^2 - (2n+1)g\alpha k}$$

the peak again corresponds to zero group velocity. Now we estimate the spectrum for the mode $n = 0$. Here the roots $\omega_{0l}(k)$ are explicitly known (see LEBLOND, MYSAK (1977))

$$\omega_{01,2}(k) = \frac{f}{2} \pm \sqrt{\frac{f^2}{4} + \alpha g k}, \quad \omega_{03}(k) = f$$

Estimating

$$\hat{S}_0(\omega) = \int_0^{\infty} \frac{dk}{2\pi} S_0(\omega, k)$$

we find

$$\hat{S}_0(\omega) = 2\omega(\omega - f) \int_f^{\infty} \frac{du}{(\alpha g)^2} \frac{\delta(\omega - u)}{f + u} + 2\omega \int_0^{-\infty} \frac{du}{(\alpha g)^2} \delta(\omega - u) + \int_0^{\infty} dk \frac{\delta(\omega + f)}{2f^2 - \alpha g k}. \quad (68)$$

The first two integrals are smooth functions of ω while the third term is singular at $\omega = -f$. Although for the $n = 0$ mode the group velocity has no zero for the allowed $\omega - k$ combinations there is a peak in the frequency spectrum. We may conclude that the vanishing of the group velocity is sufficiently for the existence of resonant peaks but it is not a necessary condition. We notice for $\omega \rightarrow 0$ for all mode numbers follow

$$\hat{S}_n(0) = 0. \quad (69)$$

8. Summary and conclusions

A GREEN function technique has been applied for linear dispersive wave systems. From the principle of causality spectral representations of the GREEN function in terms of CAUCHY integrals exist, which determine the spectral intensity and which, moreover, give a prescription how to go around the poles of the GREEN function on the real frequency axis.

The spectral intensities compactly contain the dynamical information of wave systems, especially about its resonance properties. After wave number integration of the spectral intensity we find explicit expressions of the frequency spectrum which corresponds to time series measured at fixed positions.

The frequency spectra appear to be smooth functions with certain singularities. These singularities occur at the resonance points of the system which are determined by second order roots of the dispersion relation $D(\omega, k) = 0$. These second order roots are determined by vanishing group velocity or by a transsection of different branches of dispersion curves (e.g. CSW, see fig. 4).

This theory offers the possibility of interpretation of resonant peaks in measured spectra. For internal waves and topographic ROSSBY waves comparisons of the theoretically calculated amplitude frequency spectra with measured frequency power spectra have been made. The agreement especially for the location of peaks and for the general shape of spectra seems to be acceptable, although an artificial forcing has been taken into account. The reasons for this agreement should be (i) that real atmospheric forcing is partly "white" and, therefore, the δ -forcing may be realistic in some cases (see WILLEBRAND, PHILANDER, PACANOWSKI (1980)) and (ii) that even for general forcing functions the resonance properties dominate the system response.

References

- ADAMS, J. K., and V. T. BUCHWALD: The generation of continental shelf waves. *Journal of Fluid Mechanics* **35** (1969), 815—826.
- BROOKS, D. A.: Subtidal sea level fluctuations and their relation to atmospheric forcing along the Carolina coast. *Journal of Physical Oceanography* **8** (1978), 481—493.
- CUTCHINS, D. L., and R. L. SMITH: Continental shelf waves low frequency variations in sea level and currents over the Oregon continental shelf. *Journal of Physical Oceanography* **3** (1973), 73—82.
- ERIKSEN, C.: Equatorial waves with periods from a few days to a few weeks in the Pacific and Indian Ocean. Paper, presented at the SCOR WG 47 meeting at Venice, Italy, from 27—30 April 1981.
- FENNEL, W., and H. U. LASS: On the vertical eigenvalue problem of equatorial trapped waves. *Beiträge zur Geophysik* **88** (1979), 279—293.
- FENNEL, W., and H. U. LASS: Phytoplankton patchiness and advection diffusion models. *Beiträge zur Meereskunde H. 47* (1982), 95—103.
- GASCARD, J. C.: Vertical motions in a region of deep water formation. *Deep Sea Research* **20** (1973), 1011 to 1027.
- HAGEN, E.: Mesoscale upwelling variation off the West African coast. *In: Coastal Upwelling, Coastal and Estuarine Sciences 1*, 1981.
- HELBIG, J. A. and L. A. MYSAK: Strait of Georgia oscillations: low frequency currents and topographic planetary waves. *Journal of the Fisheries Research Board of Canada* **33** (1976), 2329—2339.
- LEBLOND, P. H., and L. A. MYSAK: Trapped coastal waves and their role in shelf dynamics. *In: The Sea*, John Wiley, New York 1977, 459—495.
- MARTIN, P., and J. SCHWINGER: Theory of many particle systems. *Physical Review* **115** (1959), p. 1342.
- PEDLOSKY, J.: *Geophysical fluid dynamics*. Springer, New York, 1979, 624 pp.
- RIPA, P., and S. P. HAYES: Sea level variations at the Galapagos islands, *Tropical ocean-atmosphere Newsletter*, No. 6 (1981).
- WILLEBRAND, J., S. G. H. PHILANDER, and R. C. PACANOWSKI: The oceanic response to large scale atmospheric disturbances. *Journal of Physical Oceanography* **10** (1980), 411—429.
- WUNSCH, D., and A. E. GILL: Observations of equatorially trapped waves in Pacific sea level variations. *Deep Sea Research* **23** (1976), 371—390.
- WYLD, H. W.: *Mathematical methods for physics*. Benjamin Inc., New York, 1976, 628 pp.

Abschluß der Arbeit: September 1981

Anschrift der Verfasser:

Dr. sc. WOLFGANG FENNEL und Dr. rer. nat. HANS ULRICH LASS
 Institut für Meereskunde der AdW der DDR
 DDR-2530 Rostock-Warnemünde

Definitionen, Relationen und Konventionen im Zusammenhang mit der Dichte des Meerwassers und die Ursachen einiger häufiger Irrtümer in der ozeanographischen Literatur

Von KLAUS STRIGGOW

Zusammenfassung: Sowohl in der älteren als auch der neueren ozeanographischen Literatur stößt man häufig auf Unklarheiten, Mehrdeutigkeiten und Fehler im Zusammenhang mit solchen physikalischen Größen, welche im heutigen wissenschaftlichen Sprachgebrauch als spezifisches Volumen, Dichte, relative Dichte, Wichte und relative Wichte bezeichnet werden.

In der vorliegenden Arbeit wird nach einer Zusammenstellung der relevanten Definitionen, Relationen und Konventionen an Hand der einschlägigen Literatur der letzten 100 Jahre detailliert nachgewiesen, daß für die weitverbreitete Konfusion drei Gründe verantwortlich sind, nämlich

- eine weder einheitliche noch eindeutige Nomenklatur,
- die im Jahr 1889 vorgenommene Neudefinition des Meters und des Kilogramms mit den nachfolgenden Neudefinitionen des Liters im Jahre 1901 und 1964 sowie
- fehlerhaftes Rechnen mit Größengleichungen.

Insbesondere wird gezeigt, daß die in den KNUDSENSCHEN Hydrographischen Tabellen als Abkürzung für die relative Dichte verwendete Größe $\sigma = 1000[(\rho/\rho_{\max}) - 1]$ von verschiedenen nachfolgenden Autoren inkorrekt interpretiert und berechnet wird, und daß — kurioserweise — ihre Bestimmung durch KNUDSEN selber nur dadurch richtig ist, daß sich drei in seinen Berechnungen enthaltene Dimensionsfehler gegenseitig aufheben.

Die Schlußfolgerungen beinhalten

- die Dringlichkeit der konsequenten Anwendung nicht nur der Maßeinheiten des Internationalen Einheitensystems (SI), sondern auch seiner Nomenklatur, und
- die Notwendigkeit (und Nützlichkeit) dimensionsgerechten Rechnens auch in der physikalischen Ozeanographie sowie
- die Wichtigkeit der Berücksichtigung der Auswirkung der 1889 vorgenommenen Änderung der Definition des Meters und Kilogramms auf Dichteangaben für Wasser, wenn die erreichbare Meßgenauigkeit ausgeschöpft werden soll.

Summary: Both old and recent oceanographical literature often contains confusing statements, ambiguities and errors in connection with physical quantities that in scientific language are nowadays called specific volume, density, relative density, specific weight and relative specific weight.

This contribution, after presenting a list of appropriate definitions, relationships and conventions culled from the specialized literature of the last 100 years, shows that there are three reasons for the widespread confusion:

- nomenclature that is neither uniform nor clear,
- the redefinition of the metre and kilogram in 1889 and the subsequent redefinitions of the litre in 1901 and 1964, and
- incorrect calculation with dimensional equations.

In particular, it shows that the quantity $\sigma = 1000[(\rho/\rho_{\max}) - 1]$ in KNUDSEN'S hydrographical tables has been incorrectly interpreted and calculated by various authors and, rather curiously, that even KNUDSEN'S calculations are correct only because three errors made in calculating the units cancel each other out.

The conclusions drawn are that

- it is imperative to use not only the units specified in the international system of units (SI) but also the terminology this system lays down,
- it is necessary (and beneficial) to include the units of physical quantities in calculations also in physical oceanography, and that
- it is important to take into account the effects of the redefinition of the metre and kilogram in 1889 when specifying the density of water if full use is to be made of the achievable accuracy of measurements.

Резюме: Как в старой, так и в более современной океанографической литературе часто натолкнем на неясности, неоднозначности и ошибки в связи с такими физическими величинами, какими на сегодняшней научной языке обозначаются удельный объем, плотность, относительная плотность, удельный вес и относительный удельный вес.

В данной работе на основе составления важных определений, отношений и условностей, выбранных из соответствующей литературы истекущих 100 лет, подробно доказывается, что широко распространенная путаница обусловлена тремя причинами, а именно

- ни единой ни однозначной номенклатурой
- проведенным в 1889 году новым определением метра и килограмма с последующими новыми определениями литра в 1901 и 1964 годах, а также
- ошибочным счетом при уравнениях величин.

В частности, указывается на то, что величина $\sigma = 1000[(\rho/\rho_{\max}) - 1]$ применяемая в Гидрографических Таблицах Кнудзена в качестве сокращения для относительной плотности, интерпретируется и считается разными последующими авторами некорректно и что, курьезным образом, ее определение самым Кнудзеном является правильным только тем, что три имеющиеся в его расчетах ошибки по размерности взаимно уничтожаются.

Заключения содержат

- неотложную необходимость konsekventного применения не только единиц измерений Международной Системы единиц (SI) но и ее номенклатуры, и
- необходимость (и полезность) считывания по размерностям и в физической океанологии, а также
- важность учитывания воздействия проведенного в 1889 году изменения определения метра и килограмма на величины плотности воды в том случае, когда достижимая точность измерения должна быть исчерпана.

0. Einleitung

Sowohl in der älteren als auch der neueren ozeanographischen Literatur stößt man häufig auf Unklarheiten, Mehrdeutigkeiten und Fehler im Zusammenhang mit solchen physikalischen Größen, welche im heutigen wissenschaftlichen Sprachgebrauch als spezifisches Volumen, Dichte, relative Dichte, Wichte und relative Wichte bezeichnet werden.

Die von der Internationalen Assoziation für physikalische Meereswissenschaften (IAPSO) ins Leben gerufene „Arbeitsgruppe für Symbole, Einheiten und Nomenklatur in der physikalischen Ozeanographie“ spricht in diesem Zusammenhang in ihrem SUN-Report [28] von einer „Konfusion bezüglich der beiden Begriffe Dichte und relative Dichte“.

Geht man den Unklarheiten, Mehrdeutigkeiten und Fehlern auf den Grund, so stößt man auf drei Gründe, nämlich

- die weder einheitliche noch eindeutige Nomenklatur,
- die im Jahr 1889 vorgenommene Neudefinition des Meters und Kilogramms mit den nachfolgenden Neudefinitionen des Liters im Jahre 1901 und 1964 sowie
- fehlerhaftes Rechnen mit Größengleichungen.

Um bei der Auswertung der Fachliteratur, besonders der älteren, die Umrechnungen in das in vielen Staaten bereits gesetzlich eingeführte Internationale System der Maßeinheiten (SI) vornehmen und dabei die Übernahme von Mehrdeutigkeiten, inneren Widersprüchen und Fehlern vermeiden zu können, ist es auch weiterhin notwendig, die bislang für die genannten fünf Größen gebräuchlichen mannigfaltigen Bezeichnungen und ihre Maßeinheiten in Erinnerung zu haben.

Deshalb sollen in der vorliegenden Arbeit

- die Definitionen der Größen spezifisches Volumen, Dichte und relative Dichte, Wichte und relative Wichte, die zwischen diesen Größen bestehenden Relationen und die getroffenen Konventionen, ausgedrückt in der modernen Nomenklatur, zusammengestellt werden,
- die ältere Nomenklatur rekapituliert und ihre wichtigsten Mängel herausgearbeitet werden,
- die Auswirkungen der 1889 vorgenommenen Neudefinition des Meters und des Kilogramms auf Dichteangaben des Wassers untersucht werden und
- die Notwendigkeit dimensionsgerechten Rechnens an Hand zweier Beispiele aus der ozeanographischen Literatur verdeutlicht werden,

wobei die von KNUDSEN in seinen „Hydrographischen Tabellen“ [5] als Abkürzung für die *relative Dichte* benutzte Größe $\sigma = 1000[(\rho/\rho_{\max}) - 1]$ wegen ihrer inkorrekten Interpretation und Berechnung durch verschiedene nachfolgende Autoren besondere Aufmerksamkeit verdient.

1. Definitionen, Relationen und Konventionen, formuliert in Übereinstimmung mit der Nomenklatur des SI

Für die Größen „spezifisches Volumen“, „Dichte“, „relative Dichte“, „Wichte“ und „relative Wichte“ gelten entsprechend dem heutigen physikalischen Sprachgebrauch folgende Definitionen:

$$\text{(Def 1) spezifisches Volumen } \alpha = \frac{\text{Volumen}}{\text{Masse}},$$

$$\text{(Def 2) Dichte } \rho = \frac{\text{Masse}}{\text{Volumen}},$$

$$\text{(Def 3) relative Dichte } d = \frac{\text{Dichte}}{\text{Dichte eines Bezugsstoffes}},$$

$$\text{(Def 4) Wichte } \gamma = \frac{\text{Gewicht}}{\text{Volumen}},$$

$$\text{(Def 5) relative Wichte } w = \frac{\text{Wichte}}{\text{Wichte eines Bezugsstoffes}},$$

wobei den Definitionen (Def 3) und (Def 5) eine der folgenden Konventionen zu Grunde liegt:

(KON 1) Bezugsstoff für flüssige und feste Stoffe
= reines Wasser bei Normaldruck im Zustand größter Dichte
(d. h. bei etwa 3,98 °C).

Anmerkung: KON 1 findet sich durchgängig in der physikalischen und ozeanographischen Literatur

(KON 2) Bezugsstoff für Meerwasser
= reines Wasser bei 17,5 °C unter Normaldruck

Anmerkung: KON 2 war neben KON 1 in der älteren deutschen, skandinavischen und russischen ozeanographischen Literatur gebräuchlich (nach KRÜMMEL)

Die gem. Def. 1–5 erklärten Größen sind nicht unabhängig voneinander, sondern durch die folgenden Relationen miteinander verknüpft:

$$\text{(Rel 1)*} \quad \alpha = \frac{1}{\rho},$$

$$\text{(Rel 2)} \quad \gamma = g\rho \quad (g = \text{lokale Erdbeschleunigung}),$$

$$\text{(Rel 3)} \quad d = w.$$

Die erste besagt, daß spezifisches Volumen und Dichte zueinander reziproke Größen sind; sie sind also — mathematisch gesprochen — äquivalent, und es wäre möglich, entweder *nur* mit ρ oder *nur* mit α zu rechnen. Das SI läßt *beide* Größen zu.

Die zweite gibt den Zusammenhang zwischen Dichte und Wichte. Da die als Proportionalitätsfaktor auftretende Erdbeschleunigung g von der geographischen Breite und der Höhe abhängt, ist die *Wichte keine Materialkonstante*. Das ist der Grund, weshalb das SI auf den Begriff Wichte verzichtet!

Die dritte beinhaltet die zahlenmäßige (aber nicht bedeutungsmäßige) Gleichheit von relativer Dichte und relativer Wichte, so daß im Prinzip auf eine von ihnen verzichtet werden kann. Die Internationale Union für reine und angewandte Physik (IUPAP) beschränkte sich mit einer auf der Generalversammlung von 1963 gegebenen Empfehlung (17) auf die relative Dichte d ; in dem bereits erwähnten SUN-Report der IAPSO-Arbeitsgruppe von 1979 wird jedoch vorgeschlagen, in der physikalischen Ozeanographie auch auf den Begriff relative Dichte zu verzichten und künftig ausschließlich mit dem Begriff Dichte (neben dem Begriff spezifisches Volumen) zu operieren. — Die zahlenmäßige Gleichheit von d und w hatte — wie bereits BOGUSLAWSKI (1) vor 100 Jahren bemerkte — zur Folge, daß im gewöhnlichen Sprachgebrauch d und w miteinander identifiziert wurden.

In der älteren Literatur wird die auf reines Wasser der Temperatur t_0 bezogene Wichte (Dichte) des Meerwassers der Temperatur t_1 als $S(t_1/t_0)$ bezeichnet, d. h.

$$S(t_1/t_0) \equiv \frac{\text{Wichte des Meerwassers bei } t_1}{\text{Wichte des reinen Wassers bei } t_0},$$

*) Fälschlicherweise wird gelegentlich mit $\alpha = 1/d$ gerechnet.

wobei sich alle Wichte-(Dichte-)angaben auf Normaldruck beziehen. Offensichtlich gilt

$$S(t_1/t_0) = \frac{S(t_1/4^\circ)}{S_{\text{reines Wasser}}(t_0/4^\circ)}.$$

Da die Temperaturabhängigkeit der relativen Dichte des reinen Wassers sehr genau gemessen wurde und daher als bekannt angesehen werden kann, genügt es, die relative Dichte des Meerwassers für *eine einzige* Bezugstemperatur anzugeben.

Für die auf ihren Maximalwert bezogene Dichte des reinen Wassers gilt nach THIESSEN, SCHEEL und DIESELHORST (1897) [3], [4]

$$d = 1 - \frac{(t - 3,98)^2(t + 283)}{503570(t + 67,26)} \quad (0^\circ\text{C} \leq t \leq 40^\circ\text{C})$$

und nach WAGENBRETH und BLANKE (1971), zitiert nach EBERT [22],

$$d = 1 - \frac{(t - 3,9846)^2(t + 289,7991)}{510113,5(t + 68,11515)} \quad (0^\circ\text{C} \leq t \leq 42^\circ\text{C}).$$

2. Die ältere Nomenklatur und ihre Hauptmängel

Um die Mängel der älteren Nomenklatur für die fünf betrachteten Größen zu belegen, sind ihre in einigen willkürlich herausgegriffenen meereskundlichen, physikalischen und allgemeinwissenschaftlichen Handbüchern und Nachschlagewerken der letzten 100 Jahre verwendeten Bezeichnungen in der deutschen, englischen, französischen und russischen Sprache tabellarisch zusammengestellt worden; Vollständigkeit war dabei weder erforderlich noch beabsichtigt.

Wie Tabelle 1 zeigt, trägt eine Reihe der betrachteten physikalischen Größen *verschiedene Bezeichnungen*, und einige der gebräuchlichen Bezeichnungen haben *mehrere Bedeutungen*. Beispielsweise wird die als Quotient Gewicht/Volumen definierte Größe teilweise als „Wichte“, teilweise als „spezifisches Gewicht“ bezeichnet, und das Wort Dichte bedeutet einmal die absolute Dichte nach (Def. 2), das andere Mal aber die relative Dichte nach (Def 3). Die Nomenklatur ist also *weder einheitlich noch eindeutig!*

Hinzu kommt, daß die in den verschiedenen Sprachen gebräuchlichen Bezeichnungen einander nicht immer entsprechen; beispielsweise heißt die relative Dichte im Englischen „specific gravity“ — während man vom linguistischen Standpunkt „specific gravity“ eher mit „relative Wichte“ zu übersetzen geneigt ist.

Am meisten trägt zur Konfusion jedoch die in der ozeanographischen Literatur bis in die heutige Zeit überkommene Unsitte bei, in *ein- und demselben* Kontext mit mehrdeutigen Bezeichnungen zu operieren, wofür als Beispiel wieder die Dichte genannt sei.

3. Die Neudefinition des Meters und des Kilogrammes von 1889 und ihre Konsequenz für die physikalische Ozeanographie

Wie aus der Definition der Dichte ersichtlich, setzt die Festlegung der Einheit der Dichte die der Masse und des Volumens (oder der Länge) voraus.

Tabelle 1

Ältere und neuere Bezeichnungen für physikalische Größen, welche in Zusammenhang mit der Dichte stehen.

Man beachte die Uneinheitlichkeit und Mehrdeutigkeit der älteren Nomenklatur!

(Zahlen beziehen sich auf das Literaturverzeichnis)

Symbol	Definition	Bezeichnungen (halbfett: im SI; kursiv: veraltet)				SI-Einheit	Bemerkung
		deutsch	englisch	französisch	russisch		
α oder v	$\frac{\text{Masse}}{\text{Volumen}}$	spezifisches Volumen [27, 24, 23, 22, 17, 15, 11, 10]	specific volume [28, 17]	volume massique [28, 17]	удельный объем [26]	$\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$	
ρ	$\frac{\text{Masse}}{\text{Volumen}}$	Dichte [27, 25, 24, 23, 21, 17, 15, 12, 11, 10, 8]	density [28, 18, 17, 16, 14, 13, 9]	masse volumique [28, 17]	плотность [26, 19]	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	
d	$\frac{\text{Dichte}}{\text{Bezugsdichte}}$	relative Dichte [17, 15, 12], <i>Dichte</i> [25, 4, 3, 1], <i>Dichtezahl</i> [12], <i>Dichtigkeit</i> [1]	relative density [28, 17], <i>density</i> [9], <i>specific gravity</i> [20, 9]	<i>densité relative</i> [28, 17]	относительная плотность	dimensions- los	Konvention: Bezugsdichte = Dichtemaxi- mum reinen Wassers bei Atmosphären- druck
γ	$\frac{\text{Gewicht}}{\text{Volumen}}$	Wichte [24, 23, 22, 12, 11, 10], <i>Wichtezahl</i> [12, 10], <i>spezifisches Gewicht</i> [23, 12, 11, 10], <i>Artgewicht</i> [12, 10]	unit weight [14], <i>specific weight</i> [14, 13], <i>specific gravity</i> [14, 13],		удельный вес [19]	$\frac{\text{N}}{\text{m}^3}$	
w	$\frac{\text{Wichte}}{\text{Bezugswichte}}$	relative Wichte, <i>spezifisches Gewicht</i> [23, 8, 7, 6, 5, 2, 1], <i>relatives Gewicht</i> [12] <i>Wichtezahl</i> [12], <i>Dichte</i> [21, 7, 5], <i>Dichtigkeit</i> [7, 6]				dimensions- los	Konvention: Bezugswichte = Wichtemaxi- mum reinen Wassers bei Atmosphären- druck
σ	$1000(d - 1)$	Sigma	sigma		условная плотность [19]	dimensions- los	
	$\frac{1}{d}$	<i>spezifisches Volumen</i> [20, 21], <i>Volumen</i> [4, 3]			<i>удельный объем</i> [19]	dimensions- los	

Die Masseneinheit Kilogramm war in der ursprünglichen Form des metrischen Maßsystems per definitionem mit der Dichte des (reinen) Wassers verbunden, doch wurde diese Verbindung bei der Neudefinition im Jahre 1889 aufgegeben. Um die Auswirkung dieser Maßnahme zu erkennen, ist es zunächst notwendig, die Definitionen der Längen- und der Masseneinheit von 1795 und 1889 zu rekapitulieren.

Die Längeneinheit Meter wurde ursprünglich auf der Grundlage einer 1791 begonnenen Gradmessung auf der Strecke Dünkirchen—Paris—Barcelona im Jahr 1795 in Frankreich gesetzlich eingeführt mit der Definition

(Def 6)¹⁾ 1 Meter₍₁₇₉₅₎ = 10⁻⁷ · Länge eines Erdmeridianquadranten²⁾.

Von dieser Längeneinheit wurden die Volumeneinheit Liter und die Masseneinheit Kilogramm abgeleitet durch die Definitionen

(Def 7) 1 Liter₍₁₇₉₅₎ = 1 dm³₍₁₇₉₅₎,

(Def 8) 1 Kilogramm₍₁₇₉₅₎ = Masse eines Liters reinen Wassers bei Normaldruck im Zustand größter Dichte (d. h. bei etwa 4 °C).

Infolge der Definitionen (Def 7) und (Def 8) galt daher *exakt* für das Dichtemaximum des reinen Wassers

$$\rho_{\max} = \frac{1 \text{ kg}_{(1795)}}{1 \text{ l}_{(1795)}} = 1000 \frac{\text{kg}_{(1795)}}{\text{m}^3_{(1795)}}.$$

Als *Verkörperungen* des Meters und des Kilogramms dienten je zwei von dem Pariser Mechaniker FORTIN aus Platinschwamm hergestellte Endmaße von 25,3 mm × 4 mm Querschnitt — als „metre des archives“ oder „Urmeter“ bezeichnet — und Zylinder von 39 mm Durchmesser und Höhe — als „kilogramme des archives“ oder „Urkilogramm“ bezeichnet —, welche im Staatsarchiv im Louvre und im Bureau des Longitudes hinterlegt wurden.

Nach Abschluß der Internationalen Meterkonvention im Jahre 1875, welcher zunächst 17 Staaten beigetreten waren, zeigte es sich, daß die FORTINSCHEN Maßverkörperungen nicht mehr den Anforderungen an Genauigkeit und Reproduzierbarkeit genügten. Daher wurden durch das Internationale Büro für Maß und Gewicht (BIPM) *neue* Prototypen aus Platiniridium für das Meter und das Kilogramm hergestellt, welche dem alten Urmeter und Urkilogramm möglichst genau entsprechen sollten. Auf der 1. Generalkonferenz für Maß und Gewicht (CGPM) im Jahre 1889 wurden diese *internationalen Prototypen* anerkannt und die Definitionen des Meters und Kilogramms wie folgt geändert:

(Def 9) 1 Meter₍₁₈₈₉₎ = Länge des internationalen Meter-Prototypes,

¹⁾ Die tiefgestellten Jahreszahlen an den Maßeinheiten werden in dieser Arbeit zur eindeutigen Unterscheidung verwendet.

²⁾ Bei einer späteren Kontrolle der Berechnungen zur Gradmessung deckte der Astronom BESSEL in der Ausgleichsrechnung einen Fehler auf. Demzufolge beträgt die Länge des Erdquadranten nicht 10000000 m, sondern 10000857 m.

(Def 10) 1 Kilogramm₍₁₈₈₉₎ = Masse des internationalen Kilogramm-Prototypes.

Diese Neudefinition bedeutet, daß seit 1889 die Verbindung der Längen- und Masseneinheit des metrischen Systems zum Erdumfang und zur Wasserdichte prinzipiell *aufgehoben* ist! Daher ist in den neuen Einheiten ρ_{\max} *nicht* mehr per definitionem gleich 1000 kg₍₁₈₈₉₎ pro m³₍₁₈₈₉₎, sondern es gilt — wie spätere Kontrollmessungen ergaben —

$$\rho_{\max} = (999,972 \pm 0,003) \frac{\text{kg}_{(1889)}}{\text{m}^3_{(1889)}}.$$

Deshalb ist die in einigen neueren ozeanographischen Lehrbüchern (16) noch anzutreffende Aussage, daß „im cgs-System $\rho_{\max} = 1 \text{ g/cm}^3$ gilt“, nur näherungsweise mit einem relativen Fehler von $28 \cdot 10^{-6}$ richtig.

Wegen der Abweichungen von altem und neuem Meter und Kilogramm wurde bereits 1901 auf der 3. CGPM die Volumeneinheit Liter neu definiert:

(Def 11) 1 Liter₍₁₉₀₁₎ = Volumen von 1 kg₍₁₈₈₉₎ reinen gasfreien Wassers im Zustand größter Dichte = 1,000028 dm³₍₁₈₈₉₎.

Unter Verwendung dieser neuen Einheit läßt sich das Dichtemaximum des reinen Wassers auch schreiben als

$$\rho_{\max} = 1 \frac{\text{kg}_{(1889)}}{\text{l}_{(1901)}}.$$

Die Liter-Definition von 1901 wurde jedoch 1964 durch die 12. CGPM aufgehoben und ersetzt durch

(Def 12) 1 Liter₍₁₉₆₄₎ = 1 dm³₍₁₈₈₉₎.

Da es nun voneinander abweichende Definitionen des Liters gibt, wird von der CGPM empfohlen, das Liter *nicht* mehr für Präzisionsangaben zu verwenden.

Der Vollständigkeit halber muß noch erwähnt werden, daß die Meter-Definition von 1889 im Jahre 1960 durch die 11. CGPM ersetzt wurde durch

(Def 13) 1 Meter₍₁₉₆₀₎ = 1 650 763,73 Wellenlängen der orangefarbenen Linie des Kryptonisotopes 86,

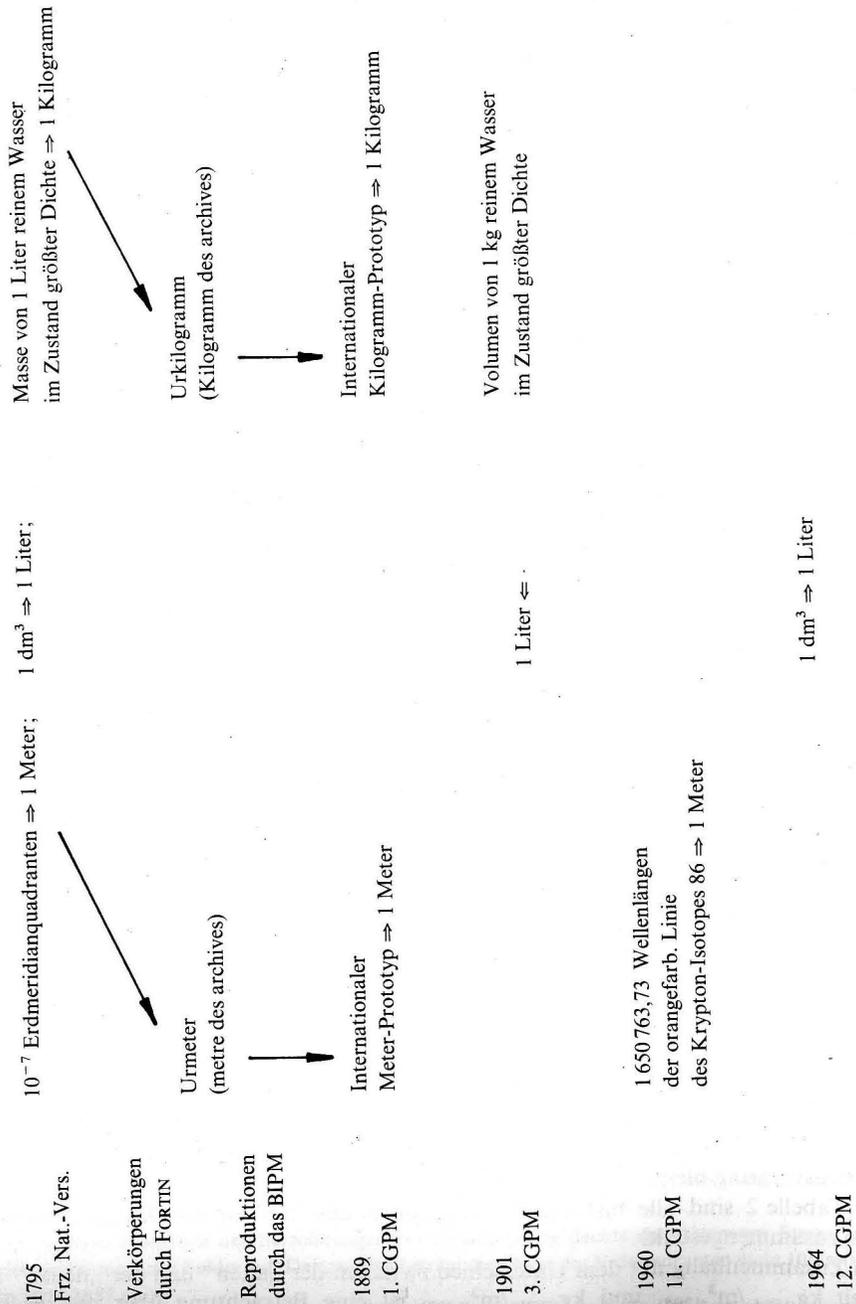
wobei im Rahmen der Meßgenauigkeit

$$1 \text{ m}_{(1960)} = 1 \text{ m}_{(1889)}$$

gilt, so daß diese zweite Neudefinition des Meters in dem hier betrachteten Zusammenhang ohne Auswirkung bleibt.

In Tabelle 2 sind alle bisherigen Definitionen des Meters, des Kilogramms und des Liters zusammengestellt.

Im Zusammenhang mit dem Unterschied zwischen der „alten“ und der „neuen“ Dichteinheit kg₍₁₇₉₅₎/m³₍₁₇₉₅₎ und kg₍₁₈₈₉₎/m³₍₁₈₈₉₎ ist eine Betrachtung über die bei ozeano-

Tabelle 2
Definitionen des Meters, Liters und Kilogramms

graphischen Messungen erreichbare Genauigkeit notwendig. Im Routinebetrieb wird die Dichte des Seewassers indirekt, mit Hilfe der Zustandsgleichung $\varrho = \varrho(S, T, p)$ durch gleichzeitige Messung des Salzgehaltes S , der Temperatur T und des Druckes p ermittelt. Die für den Sonderfall $p = \text{Normaldruck}$ in den Hydrographischen Tabellen [5] tabelliert vorliegende Zustandsgleichung besitzt nach Untersuchungen von Cox u. a. [20] eine Genauigkeit von 0,01 σ -Einheiten, was 0,01 kg/m³ entspricht. Nimmt man für die Salzgehalts-, Temperatur- und Druckmessung Meßunsicherheiten von

$$\Delta S = \pm 0,01^{\circ}/_{\infty}; \quad \Delta T = \pm 0,01 \text{ K}; \quad \Delta p = \pm 10^4 \text{ Pa}^1)$$

an, so führt diese wegen der mittleren partiellen Differentialquotienten

$$\frac{\partial \varrho}{\partial S} \approx 0,8 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{‰}},$$

$$\frac{\partial \varrho}{\partial T} \approx -0,2 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{K}},$$

$$\frac{\partial \varrho}{\partial p} \approx 0,5 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{MPa}}$$

auf zusätzliche Fehler von

$$\Delta \varrho = \pm 0,008 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}; \quad \pm 0,002 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}; \quad \pm 0,005 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}.$$

Da die Summe dieser Fehler selbst im ungünstigsten Fall noch kleiner als drei Einheiten der zweiten Dezimalstelle hinter dem Komma ist, ist der Unterschied zwischen den alten und den neuen Dichteeinheiten und insbesondere die Abweichung des Dichtemaximums ϱ_{max} vom Wert 1000 kg/m³ nicht zu vernachlässigen, wenn die erreichbare Meßgenauigkeit ausgeschöpft werden soll.

4. Beispiele für falsches Rechnen mit Größengleichungen

Das falsche Rechnen mit Größengleichungen sei demonstriert am Beispiel der von KNUDSEN in den Hydrographischen Tabellen als Maß für die relative Dichte benutzten dimensionslosen Größen σ_0 , die er wie folgt definiert

$$\sigma_0 = 1000(s_0 - 1)$$

mit der Erklärung, daß „ s_0 das spezifische Gewicht des Meerwassers bei 0° bezogen auf destilliertes Wasser von 4°“ bedeutet.

Nach der in Abschnitt 1 gegebenen (Def 3) würde man s heute als relative Wichte w bezeichnen, und nach (Rel 3) darf w durch die relative Dichte ersetzt werden. Damit ist gemäß der heutigen Nomenklatur und bei Verzicht der Einschränkung $t = 0^\circ$

$$(\text{Def 13}) \quad \sigma = 1000[(\varrho/\varrho_{\text{max}}) - 1]^2$$

¹⁾ 10⁴ Pa = 1 dbar.

²⁾ In Abschnitt 4.2. wird gezeigt, daß KNUDSENS experimentelle Bestimmung der Größe tatsächlich auf dieser Definitionsgleichung beruht.

mit der Umkehrung

$$\varrho = \varrho_{\max} \left(1 + \frac{\sigma}{1000} \right).$$

4.1. Eine falsche Interpretation und Berechnung der Größe σ

Unverständlicherweise führte dieser einfache Zusammenhang zwischen ϱ und σ zu der selbst noch in neuesten Lehrbüchern anzutreffenden Fehlinterpretation, daß σ eine „abgekürzte“ Schreibweise für die „Dichte“ ist, wobei beispielsweise

(falsch!)
$$\varrho = 1024,78 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \text{ gleichbedeutend mit } \sigma = 24,78$$

sei. Daß dieses falsch ist, erkennt man sofort durch Nachrechnen unter Verwendung des Wertes $\varrho_{\max} = 999,972 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$. Man findet, daß

(richtig!)
$$\varrho = 1024,78 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \text{ gleichbedeutend mit } \sigma = 24,81$$

ist. Entsprechend der falschen Erklärung wird vielfach ([16], [18], [19], [25]) die von (Def 13) abweichende Gleichung

(falsch!)
$$\sigma = 1000(\varrho - 1)$$

angegeben, welche bereits aus Dimensionsgründen unhaltbar ist. Aber sogar als zugschnittene Größengleichung ist sie wegen $\varrho_{\max} \neq 1 \text{ g/cm}^3$ nicht richtig; die Differenz zum richtigen Wert von σ beträgt 0,028.

Der Verfasser vermochte nicht, den Ursprung dieser Fehlinterpretation nachzuweisen; er kommt jedoch zu der Vermutung, daß KNUDSEN selber — trotz der in den Hydrographischen Tabellen gegebenen richtigen Definition — durch Dimensionsfehler in seiner ausführlichen Veröffentlichung über das angewandte Meßverfahren den Anlaß dazu gegeben hat.

4.2. Die KNUDSENSche Bestimmung der Größe σ_0

KNUDSEN [6] bestimmte die Größe σ_0 mit Hilfe eines Pyknometers, welches zunächst mit einer Füllung Meerwasser von 0° und anschließend mit einer Füllung destillierten Wassers von 0° gewogen wurde. Aus dem zuletzt genannten Meßwert wurde dann mit Hilfe der von THIESSEN, SCHEEL und DIESSELHORST [3], [4] veröffentlichten Tabellen der „Dichte“ und des „Volumens“ des reinen Wassers das Volumen des Pyknometers berechnet.

Als numerisches Beispiel teilt KNUDSEN die ausführlichen Meßwerte und Rechengänge für die Meerwasserprobe 22 bei 0° mit, welche hier auszugsweise wiedergegeben seien:
Volumen des Pycnometers 3

$$V_0 + a = 59,766942 \text{ cm}^3.$$

Das reduzierte Gewicht von Meerwasser 22 im Pycnometer 3

$$p = 61,624768 \text{ gr.}$$

Wir finden nun einen vorläufigen Wert der Dichtigkeit des Meerwassers 22 bezogen auf destilliertes Wasser bei 4° aus der Formel

$$S_0 = \frac{p}{V_0 + a} = \frac{61,624768}{59,766942} = 1,0310845$$

oder, indem wir setzen

$$\sigma_0 = 1000(S_0 - 1),$$

$$\sigma_0 = 31,0845.$$

Zu diesem Vorgehen muß kritisch festgestellt werden, daß bei dem Quotienten $p/V_0 + a$ die Dimension der Wichte (bei KNUDSEN gr/cm^3) fortgelassen wurde. Ein mit dem Rechnen mit Größengleichungen nicht vertrauter und auf die Autorität KNUDSENS bauender Leser kann daher zu der falschen Deutung verleitet werden, daß σ in folgender Weise aus ϱ bestimmt wird: Dimension fortlassen, 1 subtrahieren, mit 1000 multiplizieren.

Um zu erkennen, daß die von KNUDSEN ermittelten σ_0 -Werte trotz des aufgezeigten Dimensionsfehlers richtig sind, ist eine tiefere Durchsicht seiner Arbeit erforderlich. Dabei stößt man auf folgende Fehler prinzipieller Art:

1. Da die Wägungen mit einer Balkenwaage durchgeführt wurden, wurden *nicht* — wie von KNUDSEN angegeben — *Gewichte, sondern Massen* bestimmt.
2. Da die Dichtetabellen für reines Wasser von THIESSEN, SCHEEL und DIESSELHORST nicht die absolute, sondern die (auf reines Wasser von 4° bezogene) relative Dichte enthalten¹⁾, konnte KNUDSEN aus der Masse des im Pyknometer enthaltenen destillierten Wasser von 0° gar *nicht das Volumen* berechnen, *sondern nur die Masse* des im Pyknometer bei einer Temperatur von 0° Platz findenden destillierten Wassers von 4° berechnen.

In dem zitierten Beispiel der Meerwasserprobe 22 von 0° müßte es also richtig heißen:

- Masse des im Pyknometer enthaltenen destillierten Wassers von 4° ,
wenn das Pyknometer selber eine Temperatur von 0° hat $m_1 = 59,766942 \text{ g}$.
Masse der im Pyknometer enthaltenen Meerwasserprobe Nr. 22 von 0° ,
wenn das Pyknometer ebenfalls eine Temperatur von 0° hat $m_2 = 61,624768 \text{ g}$.

Daraus folgt für die relative Dichte bei 0°

$$d_0 = \frac{\varrho_0}{\varrho_{\max}} = \frac{m_2/V}{m_1/V} = \frac{m_2}{m_1} = \frac{61,624768 \text{ g}}{59,766942 \text{ g}} = 1,0310845$$

und für

$$\sigma_0 = 1000(d_0 - 1) = 31,0845.$$

Die von KNUDSEN angegebenen σ_0 -Werte sind also kurioserweise dadurch richtig, daß sich *drei* in seinen Berechnungen enthaltene *Dimensionsfehler gegenseitig aufheben!*

5. Schlußfolgerungen

Aus den vorstehenden Ausführungen ergibt sich für die physikalische Ozeanographie

1. die Dringlichkeit der konsequenten Anwendung nicht nur der Maßeinheiten des in vielen Ländern bereits gesetzlich eingeführten und auch von der IUPAP und IAPSO pro-

¹⁾ Dieses geht aus dem Kontext hervor, aber auch schon allein aus der Tatsache, daß THIESSEN u. a. ihre Messungen nach der Methode der kommunizierenden Röhren durchführten.

pagierten Internationalen Systems der Maßeinheiten (SI), sondern auch seiner einheitlichen und eindeutigen Nomenklatur (vgl. Tabelle 3),

Tabelle 3

Physikalische Größe	SI-Nomenklatur*)				SI-Einheit
	deutsch	englisch	französisch	russisch	
Volumen	spezifisches Volumen	specific volume	volume	удельный объем	m ³
Masse	Dichte	density	masse	плотность	kg
Masse	Dichte	density	masse	плотность	kg
Volumen	Dichte	density	volumique	относительная плотность	m ³
Bezugsdichte	relative Dichte	relative density	relative	относительная плотность	—

*) Die IAPSO empfiehlt, in der physikalischen Ozeanographie künftig auf den Begriff „relative Dichte“ zu verzichten.

2. die Notwendigkeit (und Nützlichkeit) dimensionsgerechten Rechnens,
3. die Wichtigkeit der Berücksichtigung der 1889 vorgenommenen Änderung der Definition des Meters und Kilogramms bei Dichteangaben, wenn die bei Routinemessungen erreichbare Genauigkeit ausgeschöpft werden soll.

Insbesondere sollte künftig die in den Hydrographischen Tabellen angegebene Größe $\sigma = 1000[(\rho/\rho_{\max}) - 1]$ — sofern nicht auf sie verzichtet werden kann — *exakt* im Sinne ihrer KNUDSENSchen Definition als abgekürzter Ausdruck für die *relative* Dichte interpretiert und unter Zugrundelegung des Wertes $\rho_{\max} = 999,972 \text{ kg/m}^3$ berechnet werden.

6. Danksagung

Der Verfasser dankt Herrn Dr. sc. W. MATTHÄUS und Herrn Verm.-Ing. K.-H. TILL für anregende Diskussionen.

Literatur

- [1] v. BOGUSLAWSKI, G.: Handbuch der Ozeanographie, Bd. I. Stuttgart 1884.
[2] KRÜMMEL, O.: Der Ozean. Leipzig/Prag 1886.
[3] SCHEEL, K.: Tafeln für die Ausdehnung des Wassers mit der Temperatur. Zeitschrift für Instrumentenkunde, 17. Jg., Nov. 1897, S. 331—335.
[4] THIESSEN, H.: Untersuchungen über die thermischen Ausdehnungen von festen und tropfbar flüssigen Körpern, ausgeführt von M. THIESSEN, K. SCHEEL (und) H. DIESSELHORST. VI. Bestimmung der Ausdehnung des Wassers für die zwischen 0° und 40° liegenden Temperaturen. Wissenschaftliche Abhandlungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Bd. III, Berlin 1900, S. 1—70.
[5] KNUDSEN, M. (Hrsg.): Hydrographische Tabellen. Kopenhagen/Hamburg 1901.
[6] FORCH, C., M. KNUDSEN und S. P. L. SØRENSEN: Berichte über die Konstantenbestimmungen zur Aufstellung der hydrographischen Tabellen, gesammelt von MARTIN KNUDSEN. Det Kongelige Danske

Videnskabernes Selskabs Skrifter. Sjette Raekke. Naturvidenskabelig og Mathematisk Afdeling. Tolvte Bind, København 1902—1904, S. 1—151.

- [7] KRÜMMEL, O.: Handbuch der Ozeanographie, Bd. I. Stuttgart 1907.
[8] BERLINER, A., und K. SCHEEL (Hrsg.): Physikalisches Handwörterbuch. Berlin 1932.
[9] SVERDRUP, H. U., M. W. JOHNSON und R. H. FLEMING: The Oceans. Their Physics, Chemistry and General Biology. Englewood Cliffs (N.J.) 1942.
[10] WESTPHAL, W. H. (Hrsg.): Physikalisches Wörterbuch. Berlin—Göttingen—Heidelberg 1952.
[11] WESTPHAL, W. H.: Physik — Ein Lehrbuch, 16. und 17. Aufl. Berlin—Göttingen—Heidelberg 1953.
[12] GRIMSEHL, E.: Lehrbuch der Physik, Bd. I, 15. Aufl. Leipzig 1954.
[13] HYMAN, CH. J.: Dictionary of Physics and Allied Sciences, Vol. I. New York 1958.
[14] LEIBIGER, O. W.: German-English and English-German Dictionary for Scientists. Michigan 1959.
[15] KOHLRAUSCH, F.: Praktische Physik, Bd. I. Stuttgart 1960.
[16] v. ARX, W. S.: An Introduction to Physical Oceanography. Massachusetts, London 1962.
[17] Symbole, Einheiten und Nomenklatur in der Physik. Deutsche Ausgabe der Veröffentlichung „Symbols, Units and Nomenclature in Physics“, Document U.I.P. 11 (S.U.N. 65-3), Braunschweig 1965.
[18] FAIRBRIDGE, RH. W.: The Encyclopedia of Oceanography. New York 1966.
[19] ИСТОШИН, Ю. В.: ОКЕАНОЛОГИЯ. Ленинград 1969.
[20] COX, R. A., M. J. MCCARTNEY und F. CULKIN: The specific gravity/salinity/temperature relationship in natural sea water. Deep-Sea Research 17 (1970), 679—689.
[21] DIETRICH, G., K. KALLE, W. KRAUSS und G. SIEDLER: Allgemeine Meereskunde, 3. Aufl. Berlin—Stuttgart 1975.
[22] EBERT, H. (Hrsg.): Physikalisches Taschenbuch, 5. Aufl. Berlin 1976.
[23] PADEL, E., und H. LAPORTE: Einheiten und Größenarten der Naturwissenschaften. Leipzig 1976.
[24] BENDER, D., und E. PIPPIG: Einheiten, Maßsysteme, SI., 3. Aufl. Berlin 1977.
[25] Autorenkollektiv unter Leitung von U. SCHARNOW: Grundlagen der Ozeanologie. Berlin 1978.
[26] Совет Экономической Взаимопомощи. Стандарт СЭВ 1052-78. Единицы физических величин. София, июнь 1978 г.
[27] DDR-Standard TGL 31548. Einheiten physikalischer Größen. Berlin 1979.
[28] IAPSO, Publication Scientifique N° 31, SUN REPORT, Paris, December 1979.

Anschrift des Verfassers:

Dr. KLAUS STRIGGOW
Institut für Meereskunde der AdW der DDR
DDR-2530 Rostock-Warnemünde

Einfluß der Chlorophyllkonzentration auf die spektrale Strahldichte von ozeanischem Wasser

DIETER LOMMATZSCH, HORST SCHWARZER und KARL-HEINZ SÜMNICH

Zusammenfassung: Im Atlantischen Ozean wurden von Bord eines Schiffes Messungen der von der Wasseroberfläche ausgehenden Strahldichte durchgeführt und hinsichtlich ihrer Korrelation zur Chlorophyllkonzentration im Wasser untersucht. Als Meßgerät diente ein Gitterspektrometer mit sieben Wellenlängkanälen. Als Ergebnis ergab sich in dem untersuchten Chlorophyllkonzentrationsintervall von 0,5 bis 12 mg/m³ eine gute Korrelation (bis zu $r = 0,89$) zwischen der Chlorophyllkonzentration und dem Verhältnis der Strahldichtewerte von 446 nm zu 567 nm.

Summary: The influence of the Concentration of Chlorophyll on the Upwelling Radiance of Oceanic Water. From board the ship in the Atlantic Ocean there were led measurements of the upwelling radiance which results from the surface of water. They were analysed concerning their correlation to the concentration of chlorophyll in water. A grating spectrometer with seven wavelength channels served as a measuring instrument. Hence it follows a good correlation (up to $r = 0,89$) between the concentration of chlorophyll and the ratio of the upwelling radiance from 446 nm to 567 nm in the analysed intervall of the concentration of chlorophyll between 0.5 and 12 mg/m³.

Резюме: Влияние концентрации хлорофилла на спектральную энергетическую яркость океанской воды.

В Атлантическом океане на борту корабля проводились измерения энергетической яркости исходящей из поверхности воды и исследования по их корреляции с концентрацией хлорофилла в воде. Измерительным прибором служил дифракционный спектрометр, имеющий семь каналов длин волн. В результате была получена высокая корреляция (до $r = 0,89$) между концентрацией хлорофилла и отношением значений энергетических яркостей каналов от 446 до 567 нм в исследуемом интервале концентрации хлорофилла 0,5 ÷ 12 мг/м³.

1. Meßbedingungen

Im Verlauf einer ozeanografischen Expedition, die vom Institut für Meereskunde der Akademie der Wissenschaften der DDR mit dem Forschungsschiff „A. v. Humboldt“ im Herbst 1979 im SO-Atlantik bei 20° S, 12° O durchgeführt wurde, sind neben der Erfassung ozeanografischer Parameter Strahlungsmessungen vorgenommen worden, um die Auswirkungen unterschiedlicher Chlorophyllkonzentrationen auf die spektrale Strahldichteverteilung der Wasserrückstrahlung zu untersuchen. Die Einstrahlungsbedingungen variierten während der Messungen zwischen Sonnenschein bei klarem Himmel und Totalbedeckung ohne erkennbare Wolkenstruktur, wobei die Sonnenhöhen bis zu 85° betragen. Die Wasseroberfläche war bei Windgeschwindigkeiten von 3 bis 15 m/s durch ein umfangreiches Wellenspektrum mit gelegentlicher Schaumbildung gekennzeichnet. Dement-

sprechend war der zeitliche Verlauf der gemessenen Strahldichten durch einen relativ konstanten Pegel bei diffuser Bestrahlung und durch heftige Schwankungen bei Sonnenschein und Wellengang infolge der intensiven Sonnenreflexe geprägt.

Die Chlorophyllkonzentration, deren Messung auf der Grundlage der Angaben von JEFFREY und HUMPHREY [1] getrennt nach Chlorophyll a, b und c vorgenommen wurde, variierte im Meßgebiet in Abhängigkeit vom Meßort, der Meßzeit und der Wassertiefe zwischen 0,5 und 12 mg/m³ (Messungen des Instituts für Meereskunde der AdW der DDR).

2. Strahlungsmeßgerät

Die spektrale Bestrahlungsstärke der einfallenden Globalstrahlung in Meereshöhe und die spektrale Strahldichte des Ozeans in Zenitrichtung wurden mit einem Gitterspektrometer in 7 Wellenlängenintervallen (415, 446, 480, 531, 567, 615, 675 nm) mit einer spektralen Bandbreite von 12 nm gemessen.

Das optische Schema des Gerätes zeigt die Abb. 1. Ein dem Objektiv vorgeschalteter, in der Abbildung nicht dargestellter Klappspiegel ermöglicht die Umschaltung zwischen der Bestrahlungsstärkemessung über eine Streuscheibe und der Strahldichtemessung durch ein Weitwinkelobjektiv.

Empfindlichkeit und Auflösung waren so ausgelegt, daß im Strahldichtebereich zwischen 0,5 und 20 µW/cm² nm sr mit einer relativen Unsicherheit von 2% bis 0,2% gemessen wurde. Die Konstanz der strahlungsphysikalischen Geräteparameter wurde durch ein inneres

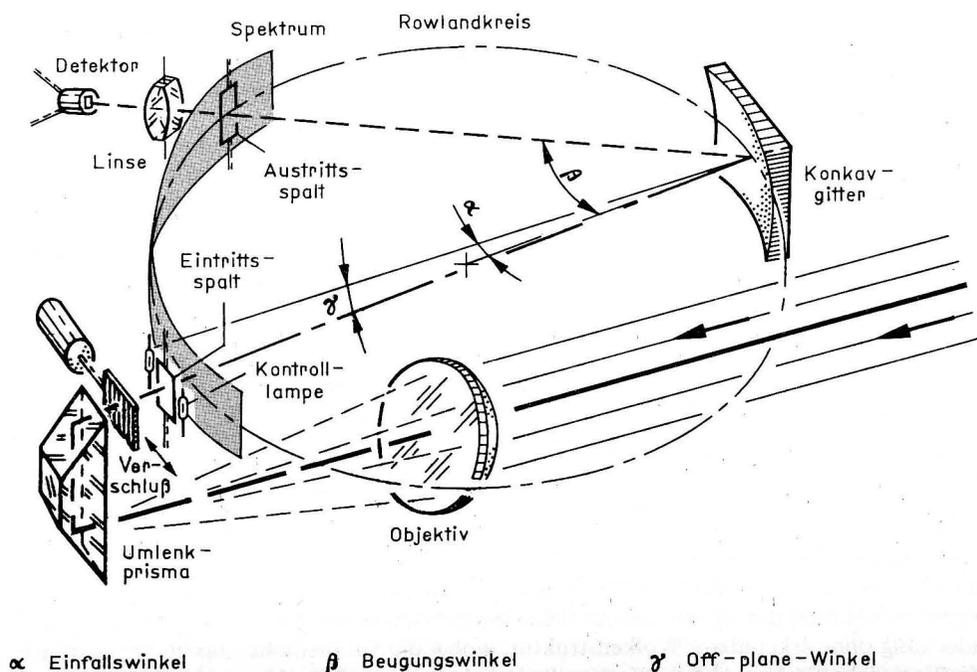


Abb. 1. Optisches Schema des Spektrometers

optisches Kontrollsystem mit zwei Miniaturglühlampen jederzeit mit einer relativen Unsicherheit von 0,4% kontrolliert. Die Absolutkalibrierung erfolgte mit Hilfe eines speziellen Strahldichtenormals durch Anschluß an die Bestrahlungsstärkeskala des metrologischen Staatsamtes ASMW (Amt für Standardisierung, Meßwesen und Warenprüfung der DDR). Die digitale Meßwerterfassung erlaubte die Aufnahme eines Spektrums in 25 ms, so daß eine vorteilhafte zeitliche Auflösung der von Wellenstruktur und Sonnenstand abhängigen Strahldichteveränderungen erreicht wurde. Bei einem Objektfeldwinkel von 15° wurde eine Meßfläche von etwa 2 m² vor dem Bug des Schiffes beobachtet.

3. Quantitative Chlorophyllbestimmung

Das Chlorophyll besitzt im optischen Absorptionsspektrum um 450 nm und 650 nm Maxima, deren genaue Lage vom Chlorophylltyp abhängt. Für die quantitative Chlorophyllbestimmung in den oberflächennahen Schichten des Ozeans wählt man deshalb geeigneterweise Strahlungswerte aus den Bereichen der maximalen Chlorophyllabsorption und vergleicht sie, um in diesem Zusammenhang nicht interessierende Einflußgrößen, wie z. B. die Einstrahlungsbedingungen an der Wasseroberfläche oder Streuungen im Wasser, zu eliminieren, mit Strahlungswerten benachbarter Spektralbereiche mit möglichst geringer Chlorophyllabsorption [2], [3], [4].

Die in den Absorptionsbanden des Chlorophylls liegenden Wellenlängen unseres Spektrometers waren 446 nm und 675 nm. Bei der erstgenannten Wellenlänge von 446 nm ergab sich eine gute Korrelation zur Chlorophyllkonzentration, wenn als Bezugswellenlänge 567 nm gewählt wurde, jedoch nicht mit einer Bezugswellenlänge von 531 nm. Die Ursache dafür sehen wir darin, daß die untersuchte natürliche Phytoplanktonpopulation bei 531 nm noch eine merkbare Absorption besitzt, die durch andere Pigmente, z. B. Carotinoide, hervorgerufen wird [5], [6]. Bei der Absorptionswellenlänge von 675 nm und der Vergleichswellenlänge von 615 nm ergab sich eine wesentlich schwächere Korrelation als bei der Absorptionsbande um 446 nm, was auf den bei 675 nm gegenüber 446 nm geringeren Absorptionsquerschnitt zurückgeführt werden kann. Deshalb werden im folgenden nur die Meßergebnisse bei der Absorption bei 446 nm näher betrachtet.

Die Strahlungsmessungen wurden bei klarem und unterschiedlich bewölktem Himmel vorgenommen. Die Untersuchung der bei Sonnenständen zwischen 40° und 80° bei wechselnder Bewölkung gemessenen Globalstrahlung hat dabei gezeigt, daß das Verhältnis der Bestrahlungsstärken bei 446 nm und 567 nm nur wenig schwankt:

$$E_{\text{global}}(446)/E_{\text{global}}(567) = 0,91 \pm 0,02.$$

Das bedeutet, daß die unterschiedliche Bewölkung die nachfolgend angegebenen Meßergebnisse nur geringfügig beeinflusst.

In diesem Zusammenhang muß jedoch beachtet werden, daß bei klarem Himmel die Strahldichtemesswerte der Wasseroberfläche auf Grund des Auftretens von Sonnenreflexen an der Oberfläche sehr stark streuen; die Korrelation zwischen diesen überwiegend durch Oberflächeneffekte geprägten Strahldichtewerten und der Chlorophyllkonzentration wird natürlich schlechter. Für die folgenden Ergebnisse wurden deshalb nur Meßwerte bei bedecktem Himmel verwandt, die auf Grund der hohen Empfindlichkeit des Spektrometers noch mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden konnten. Schwankungen dieser Werte wurden durch Mittelung ausgeglichen. Dabei stellen die in dieser Arbeit be-

nutzten Strahldichtewerte das innerhalb einer Periode von 30 s auftretende Minimum der über jeweils 1 s gemittelten Meßwerte dar.

Unter Beachtung der genannten Auswahlkriterien standen die Meßergebnisse von 22 Meßstellen zur Verfügung. Die angegebene Chlorophyllkonzentration stellt die Gesamtchlorophyllkonzentration der oberflächennahen Wasserschicht dar, ihre Bestimmung erfolgte mit einem Fehler kleiner als 5%. Der Fehler des Strahldichteverhältnisses bleibt in allen Fällen kleiner als 2%.

Der experimentell ermittelte Zusammenhang zwischen der Chlorophyllkonzentration C und dem Strahldichteverhältnis $L(446)/L(567)$ ist in Abb. 2 dargestellt. Analytisch läßt sich diese Funktion mit dem Ansatz

$$\frac{L(446)}{L(567)} = k \cdot C^{-l}$$

beschreiben, wobei k und l empirisch zu bestimmende Konstanten sind, die sich im vorliegenden Fall zu $k = 1,097$ und $l = 0,090$ ergaben. Der Korrelationskoeffizient beträgt 0,89.

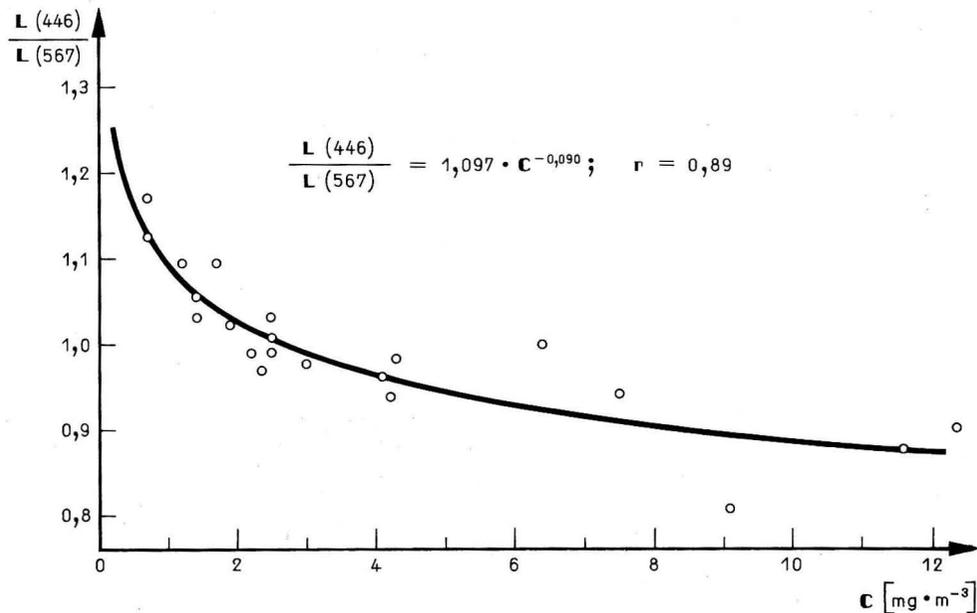


Abb. 2. Strahldichtequotient als Funktion der Gesamtchlorophyllkonzentration

Abschließend sei uns gestattet, Dipl.-Math. T. WALZEL, der die rechnergestützte Aufbereitung der Maßdaten übernahm, und allen an der Vorbereitung und Durchführung der Expedition beteiligten Kollegen, insbesondere den Kollegen vom Institut für Meereskunde, für ihre Arbeit zu danken. Große Förderung wurde der Arbeit durch den viel zu früh verstorbenen Bereichsleiter in unserem Institut, Dr. rer. nat. KARLHEINZ BISCHOFF, zuteil, dem wir diese Arbeit in ehrendem Gedenken widmen.

Literatur

- [1] JEFFREY, S. W., und G. F. HUMPHREY: New Spectrophotometric Equations for Determining Chlorophylls a, b, c₁ and c₂ in Higher Plants, Algae and Natural Phytoplankton. *Biochem. Physiol. Pflanzen (BPP)* **167** (1975), 191—194.
- [2] ARVESEN, J. C., J. P. MILLARD, und E. C. WEAVER: Remote Sensing of Chlorophyll and Temperature in Marine and Fresh Waters. *Astronautica Acta* **18** (1973), 229—239.
- [3] GORDON, H. R., und D. K. CLARK: Atmospheric Effects in the Remote Sensing of Phytoplankton Pigments. *Boundary-Layer Meteorology* **18** (1980), 299—313.
- [4] STURM, B.: Determination of Chlorophyll Concentration in the Sea from Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner (CZCS)-Data. 20. Convegno Internazionale Scientifico Sullo Spazio; 11.—13. March 1980, Rome.
- [5] YENTSCH, C. S.: The Influence of Phytoplankton Pigments on the Colour of Sea Water. *Deep-Sea Research* **7** (1960), 1—9.
- [6] LIBBERT, E.: *Lehrbuch der Pflanzenphysiologie*. Fischer-Verlag, Jena 1979.

Anschrift der Verfasser:

Dr. rer. nat. DIETER LOMMATZSCH, Dr. rer. nat. HORST SCHWARZER und Dipl.-Phys. KARL-HEINZ SÜMNICH
Akademie der Wissenschaften der DDR
Institut für Kosmosforschung
1199 Berlin-Adlershof
Rudower Chaussee 5/6

Aktuelle Trends in der Entwicklung des Temperatur-, Salzgehalts- und Sauerstoffregimes im Tiefenwasser der Ostsee

Von WOLFGANG MATTHÄUS

Zusammenfassung: Unter Berücksichtigung des gesamten verfügbaren Beobachtungsmaterials aus dem Gotlandtief (Station BY 15) im Zeitraum 1877—1980 werden Langzeittrends von Temperatur, Salzgehalt und Sauerstoffgehalt für fünf Zeiträume analysiert. Im Gesamtzeitraum bleibt die bereits früher berechnete mittlere Tendenz im Tiefenwasser mit Zunahme von Temperatur und Salzgehalt sowie Rückgang im Sauerstoffgehalt erhalten.

Analysen der Trends von Dichte (MATTHÄUS, 1983a) und Stabilität der Schichtung im Gotlandtief (MATTHÄUS, 1983b) deuten seit 1952 auf einen erleichterten vertikalen Austausch durch die permanente Sprungschicht. Das wird durch die Trendentwicklung von Temperatur und Salzgehalt in den Zeiträumen 1952—1969 und 1970—1980 untermauert. Eine Trendänderung im Sauerstoffgehalt scheint sich erst in den 70er Jahren abzuzeichnen.

Der Vergleich der Reaktionen von Temperatur, Salzgehalt [und Mikronährstoffen (NEHRING, 1981)] einerseits sowie Sauerstoffgehalt andererseits auf die verbesserten vertikalen Austauschbedingungen stützt die Vermutung, daß Variationen des vertikalen Austausches von untergeordneter Bedeutung für die Veränderungen im Sauerstoffregime des Tiefenwassers der Ostsee sind.

Summary: Using all available data of the Gotland Deep (station BY 15) during the period 1877—1980 the long-term trends of temperature, salinity and oxygen content in the deep water were calculated within five different time periods. Between 1877 and 1980 the already former analyzed mean tendency was confirmed. An increase in temperature and salinity and a decrease in oxygen content.

Trend analyses of the density (MATTHÄUS, 1983a) and of the stability of the stratification in the Gotland Deep (MATTHÄUS, 1983b) indicate an increased vertical mixing across the permanent halocline since 1952. The calculated trends in temperature and salinity within the periods 1952—1969 and 1970—1980 support this increase. Only in the seventies, however, a change in the oxygen trend seems to occur.

A comparison of the responses of temperature, salinity [and nutrients (NEHRING, 1981)] to the improved vertical mixing conditions on the one hand and of the oxygen regime on the other supports the suggestion that changes of vertical mixing across the permanent halocline are obviously of secondary importance for variations of the oxygen conditions in the Baltic deep water.

Резюме: Анализируются многолетние тренды изменения температуры, солености и содержания кислорода за пять периодов времени, учитывая весь имеющийся в распоряжении материал наблюдения упомянутых величин, полученных в Готландской впадине (на станции ВУ 15) в 1877—1980 гг. За общий период времени уже раньше рассчитанная средняя тенденция увеличения температуры и солености, а также уменьшения содержания кислорода в глубинных водах сохраняется.

Анализы трендов изменения плотности (MATTHÄUS, 1983a) и устойчивости стратификации в Готландской впадине (MATTHÄUS, 1983b) с 1952 года указывают на облегченный обмен по вертикали сквозь постоянный слой скачка. Упомянутое обосновывается развитием трендов изменения температуры и солености за периоды 1952—1969 и 1970—1980 гг. Кажется, что изменение тренда содержания кислорода состоит только в 70-ые годы.

Сравнение реакций температуры, солёности [и биогенных элементов (NEHRING, 1981) с одной стороны, а содержания кислорода с другой стороны, подкрепляет предположение второстепенного значения вариаций обмена по вертикали для изменения в кислородном режиме глубинных вод Балтийского моря.

1. Einleitung

Seit Beginn unseres Jahrhunderts ist im Tiefenwasser der eigentlichen Ostsee ein regional unterschiedlicher mittlerer Anstieg in Temperatur und Salzgehalt sowie ein beträchtlicher Rückgang im Sauerstoffgehalt zu beobachten (FONSELIUS, 1969; MATTHÄUS, 1979). Diesem säkularen Trend sind Variationen kürzerer Periode überlagert, die aus der Meßwertverteilung der Temperatur im 200 m-Horizont des Gotlandtiefs bis in die 40er Jahre einen mittleren Anstieg erkennen lassen (FONSELIUS, 1962, 1969; SOSKIN, 1963; MATTHÄUS, 1979), zwischen 1952 und Anfang der 70er Jahre einen Rückgang zeigen (FONSELIUS, RATTANASEN, 1970; FONSELIUS, 1977) und ab etwa 1972 eine erneute Trendänderung andeuten (FONSELIUS, 1977). Deutlicher treten diese Variationen beim Salzgehalt hervor, der bis zu Beginn der 20er Jahre einen Anstieg zeigte, dann bis Mitte der 30er Jahre zurückging (SOSKIN, 1963; FONSELIUS, 1969) und 1952 die höchsten bisher beobachteten Werte in den Tiefenbecken der Ostsee aufwies (FONSELIUS, 1969; MATTHÄUS, 1979). Seit 1952 ist im Tiefenwasser des Gotlandtiefs ein deutlicher mittlerer Rückgang im Salzgehalt zu beobachten (FONSELIUS, 1977; MATTHÄUS, 1979, 1980).

Die Entwicklung im Sauerstoffregime des Tiefenwassers zeigt seit Anfang dieses Jahrhunderts in der gesamten zentralen Ostsee einen markanten negativen Trend (MATTHÄUS, 1978, 1979). Die Ursachen für die Verschlechterung der Sauerstoffverhältnisse sind noch umstritten. Einerseits ist man geneigt, die hydrographischen Veränderungen (mittlere Zunahme des Salzgehaltes und der daraus vermutete mittlere Anstieg der Stabilität der Schichtung) als primäre Ursache anzunehmen (FONSELIUS, 1969; ENGSTRÖM, FONSELIUS, 1974), zumal nachgewiesen werden konnte, daß es bereits in früheren Jahrhunderten anoxische Bedingungen im Tiefenwasser gegeben haben muß (IGNATIUS, NIEMISTÖ, VOIPIO, 1971; NIEMISTÖ, VOIPIO, 1974). Die Zunahme im Salzgehalt der Ostsee erfolgte jedoch nicht kontinuierlich, sondern war durch Perioden mit abnehmendem Salzgehalt von mehr als einem Jahrzehnt unterbrochen (MATTHÄUS, 1979). Darüber hinaus haben Untersuchungen im Gotlandtief gezeigt, daß die Stabilität seit 1952 sowohl in der Schicht 60–100 m als auch im Tiefenwasser abgenommen hat (MATTHÄUS, 1983 b).

Andererseits ist die zunehmende Einleitung industrieller und kommunaler Abstoffe in die Nord- und Ostsee ein nicht zu unterschätzender Faktor, da neben oxydierbarer organischer Substanz in verstärktem Maße auch Mikronährstoffe eingebracht werden, die auf indirektem Wege zur Verschlechterung des Sauerstoffregimes im Tiefenwasser beitragen haben. Der anthropogene Einfluß auf die Verhältnisse im Tiefenwasser ist somit unbestritten (MELVASALO u. a., 1981). Während jedoch der hydrographische Einfluß schrittweise quantitativ abschätzbar wird, bleibt der anthropogene Anteil durch die komplexe Verknüpfung von Mensch und Umwelt bisher schwer erfassbar. Es muß daher weiter versucht werden, aus der Analyse der beobachteten Verhältnisse Rückschlüsse auf die Anteile der den Trend beeinflussenden Faktoren zu gewinnen.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden durch Resultate von PERTILÄ, KOLJONEN und TULKKI (1980) angeregt, die an Hand von Analysen finnischen Beobachtungsmaterials

aus dem Zeitraum 1962 bis 1978 auf eine mögliche Trendänderung im Sauerstoffregime des Tiefenwassers der Ostsee aufmerksam machten. Trendanalysen im Gotlandtief zeigten, daß seit 1952 sowohl die Dichte als auch die Stabilität der Schichtung im Tiefenwasser zurückgegangen sind (MATTHÄUS, 1983 a, 1983 b). Damit sind Voraussetzungen für einen verstärkten vertikalen Austausch durchaus gegeben. ANTONOV (1978) geht davon aus, daß die Entwicklungstendenzen einer Reihe von hydrographisch-chemischen Faktoren im Zeitraum 1970/75 auf den Beginn einer neuen Phase der Aussüßung des Ostseewassers hinweisen. Auch die von ihm im Jahre 1980 auf der 12. Konferenz der Ostseeoceanographen in Leningrad vorgelegte Langzeitprognose bis zum Jahre 2000 ergibt für die 80er und 90er Jahre eine Verringerung des Salzgehaltes und eine Verbesserung der Durchlüftung des Tiefen- und Bodenwassers (ANTONOV, 1981).

2. Beobachtungsmaterial und Bearbeitungsmethodik

Zur Bearbeitung wurde die als repräsentativ anzusehende internationale Station „Gotlandtief (BY 15)“ auf 57° 20' N 20° 03' E herangezogen. Die Untersuchungen basieren auf dem gesamten verfügbaren Beobachtungsmaterial aus dem Zeitraum 1877–1980. Gegenüber früheren Analysen wurde das Material bis zu den aktuellsten Werten des Jahres 1980 erweitert¹⁾ und durch bisher nicht einbezogene Beobachtungsdaten der 60er und 70er Jahre ergänzt²⁾, so daß insgesamt 389 Serien der Temperatur, 390 Serien des Salzgehaltes und 354 Serien des Sauerstoffgehaltes bearbeitet werden konnten.

Die Trends wurden mit Hilfe der linearen Regression für verschiedene Zeiträume berechnet. Das Verfahren ist bereits früher erläutert worden (MATTHÄUS, 1977, 1979). Zur weiteren statistischen Sicherung der analysierten Trends wurden neben dem *F*-Test für Korrelationskoeffizienten (TAUBENHEIM, 1969) die Konfidenzintervalle für die mittleren Variationen in den betrachteten Zeiträumen bestimmt (SMIRNOW, DUNIN-BARKOWSKI, 1973; WEBER, 1980).

Die Analysen der Langzeittrends von Temperatur *T*, Salzgehalt *S* und Sauerstoffgehalt *O*₂ wurden für den Gesamtzeitraum 1877–1980 und die vier Teilzeiträume 1877–1969, 1952–1980, 1952–1969 und 1970–1980 durchgeführt. Im Anhang sind die Ergebnisse tabellarisch zusammengestellt. In der linken Hälfte der Tabellen sind die analysierten Geradengleichungen

$$y = a_0 + a_1 t$$

und die Standardabweichungen *s* der Einzelwerte von der Regressionsgeraden für den Gesamtzeitraum und die vier Teilzeiträume angegeben. Die rechte Seite enthält die berechneten Mittelwerte \bar{y} (bestimmt mit Hilfe der analysierten Geraden für die zeitliche Mitte der betrachteten Periode) und die mittleren Variationen $\bar{\Delta y}$ für verschiedene Teilzeiträume. Die Größe *K* gibt das Konfidenzintervall für die mittleren Variationen in den angegebenen Teilzeiträumen bei einer statistischen Sicherheit von 99% an. Für alle in den Tabellen nicht gesondert gekennzeichneten Geraden ist die Korrelation nach dem *F*-Test zu 99% statistisch gesichert.

¹⁾ Der Verfasser dankt Herrn Dr. S. H. FONSELIUS, National Board of Fisheries, Göteborg, für die Überlassung schwedischer Beobachtungsdaten aus dem Gotlandtief.

²⁾ Für die Bereitstellung finnischen Beobachtungsmaterials der Station BY 15 aus dem Zeitraum 1962–1978 bin ich Herrn Dr. P. MÄLKKI, Institute of Marine Research, Helsinki, zu Dank verpflichtet.

3. Langzeittrends der Temperatur im Tiefenwasser

3.1. Gesamtzeitraum 1877–1980

Einen allgemeinen Überblick über die mittleren thermischen Verhältnisse im Tiefenwasser des Gotlandtiefs zeigt die Abb. 1. Das arithmetische Mittel aller seit 1877 in einem der untersuchten Tiefenhorizonte gemessenen Werte (vgl. Abb. 2) liegt zwischen $5,0\text{ }^{\circ}\text{C}$ in 100 m und $5,6\text{ }^{\circ}\text{C}$ in 200 m Tiefe, die Standardabweichung zwischen $\pm 0,3$ und $\pm 0,4\text{ }^{\circ}\text{C}$. Die minimalen Temperaturen schwanken um $3\text{ }^{\circ}\text{C}$ und wurden zu Beginn der Untersuchungsperiode gemessen (die Daten in Abb. 1 geben die Beobachtungstermine der Extremwerte an). Die bisher höchsten Temperaturen im Tiefenwasser wurden mit mehr als $7\text{ }^{\circ}\text{C}$ im Jahre 1977 beobachtet (vgl. auch FONSELIUS, 1977).

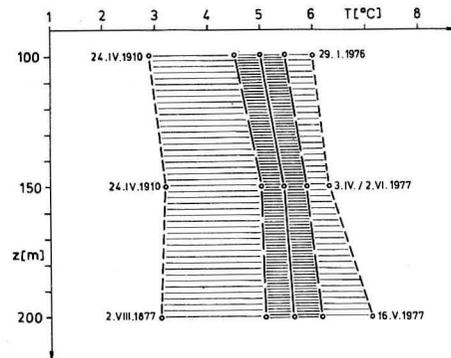


Abb. 1. Arithmetisches Mittel (ausgezogen), Standardabweichung der Einzelwerte vom arithmetischen Mittelwert (lang gerissen) sowie Extremwerte der Temperatur im Gotlandtief im Zeitraum 1877–1980

In Abb. 2 sind alle aus dem Zeitraum 1877–1980 verfügbaren Meßwerte der Temperatur im 100 m-, 150 m- und 200 m-Horizont des Gotlandtiefs dargestellt. Für den Gesamtzeitraum ergibt sich im Tiefenwasser ein signifikanter mittlerer Anstieg der Temperatur, der mit der Tiefe zunimmt und dessen mittlere jährliche Zunahme in den Zeiträumen 1877 bis 1969 und 1877–1980 innerhalb eines Horizontes etwa gleich ist (vgl. Tab. 1a, b im Anhang). Der mittlere Anstieg im Zeitraum 1900–1980 beträgt etwa $1,2\text{--}1,7\text{ }^{\circ}\text{C}$ (vgl. Abb. 3a; Tab. 1a) und zwischen 1900 und 1969 rund $1,0\text{--}1,4\text{ }^{\circ}\text{C}$ (vgl. Abb. 3b; Tab. 1b).

3.2. Zeitraum 1952–1980

Mit dem großen Salzwassereinbruch im November/Dezember 1951 gelangte auch relativ warmes Wasser mit mehr als $6\text{ }^{\circ}\text{C}$ in die Tiefenbecken der Ostsee. Im Jahre 1952 begann eine langsame Abkühlung des grundnahen Wassers im Gotlandtief, die im 200 m-Horizont in der Tendenz bis zu Beginn der 70er Jahre nachweisbar ist (vgl. Abb. 2). Die relativ

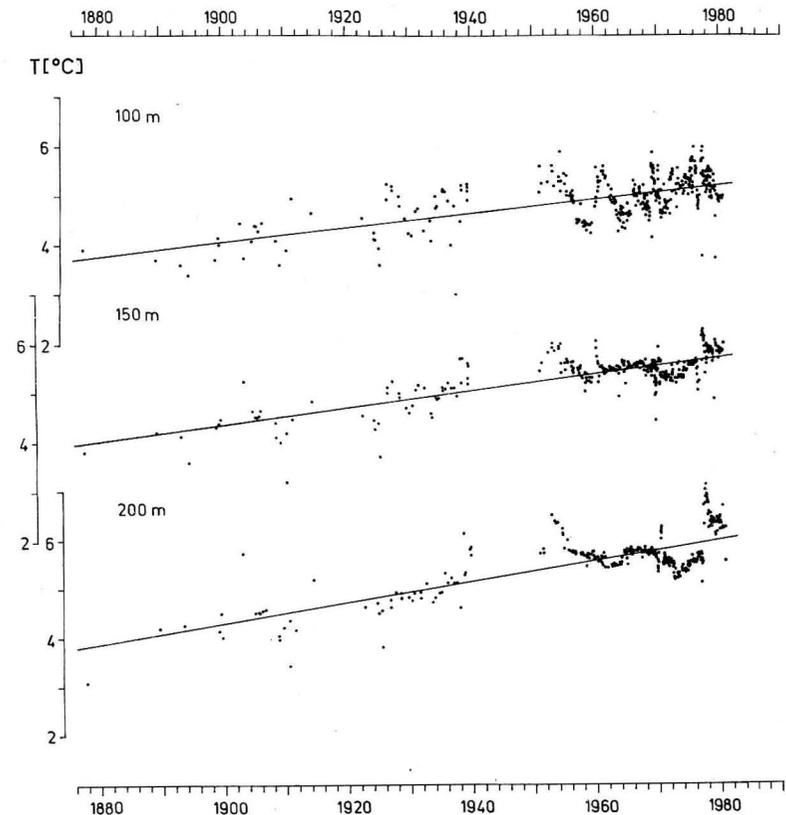


Abb. 2. Verteilung der Temperatur in drei Tiefenhorizonten des Gotlandtiefs

rasche und beträchtliche Erwärmung seit 1972 führte dazu, daß der analysierte mittlere Trend im Zeitraum 1952–1980 in allen drei Horizonten signifikante positive Werte zwischen $0,2$ und $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ aufweist (vgl. Abb. 3c; Tab. 1c). Eine Analyse des Zeitraums 1952–1969 ergibt dagegen einen signifikanten Rückgang der Temperatur von etwa $0,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ im 150 m- und 200 m-Horizont (vgl. Abb. 3d; Tab. 1d).

3.3. Zeitraum 1970–1980

Der Zeitraum 1970–1980 zeigt, wie das qualitativ auch bei NEHRING und FRANCKE (1981) erkennbar ist, einen deutlichen Anstieg der Temperatur, der vor allem durch die Erwärmung des Tiefenwassers zwischen 1972 und 1977 geprägt wird. Der mittlere jährliche Temperaturanstieg erreicht das Vierfache der für den Gesamtzeitraum analysierten Werte (vgl. Tab. 1e). Die mittlere Zunahme im 150 m- und 200 m-Niveau beträgt zwischen 1970 und 1980 $0,6$ bzw. $0,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Abb. 3e).

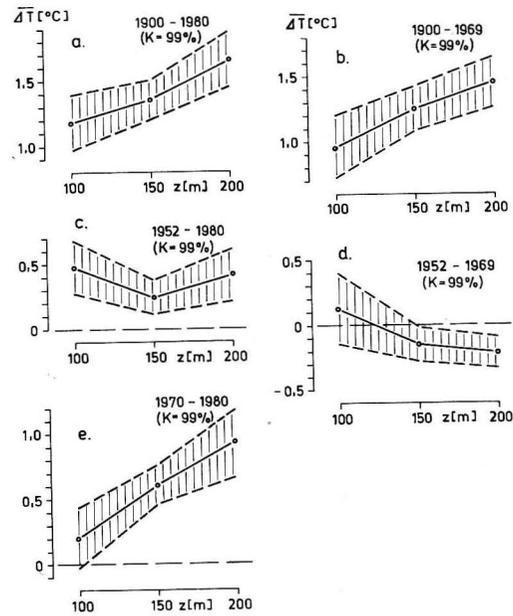


Abb. 3. Mittlere langzeitige Variationen der Temperatur im Gotlandtief in ausgewählten Tiefenhorizonten und Zeiträumen sowie die ermittelten Konfidenzintervalle

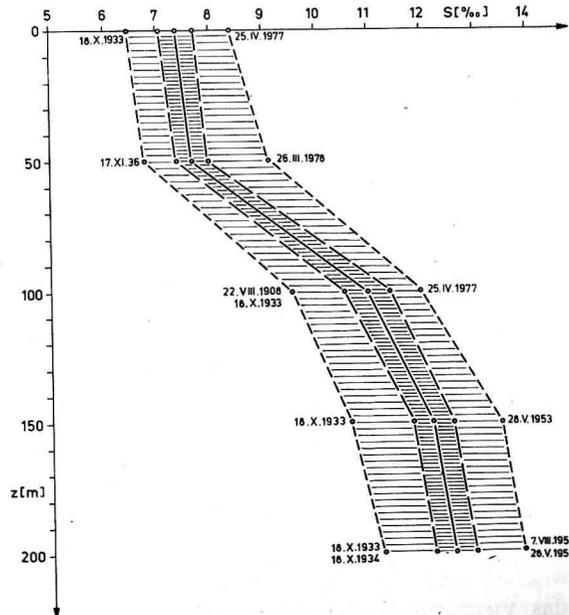


Abb. 4. Arithmetisches Mittel (ausgezogen), Standardabweichung der Einzelwerte vom arithmetischen Mittelwert (lang gerissen) sowie Extremwerte des Salzgehaltes im Gotlandtief im Zeitraum 1877—1980

4. Langzeittrends im Salzgehalt

4.1. Gesamtzeitraum 1877—1980

Die mittleren halinen Verhältnisse auf der Basis des gesamten verfügbaren Beobachtungsmaterials aus dem Gotlandtief sind in Abb. 4 dargestellt. Das arithmetische Mittel des Salzgehaltes im Oberflächenwasser zwischen 0 und 50 m liegt bei 7,4 bzw. 7,7‰ und erreicht in 150 bzw. 200 m 12,2 bzw. 12,6‰. Die minimalen Salzgehalte von etwa 6,5‰ an der Oberfläche und 11,2‰ in 200 m Tiefe wurden in allen betrachteten Horizonten in den 30er Jahren gemessen. Die Maximalwerte im Oberflächenwasser von 8,4 bis 9,1‰ fallen in die 2. Hälfte der 70er Jahre; im Tiefenwasser wurden sie mit 13,5—13,9‰ Anfang der 50er Jahre beobachtet (vgl. auch Abb. 5).

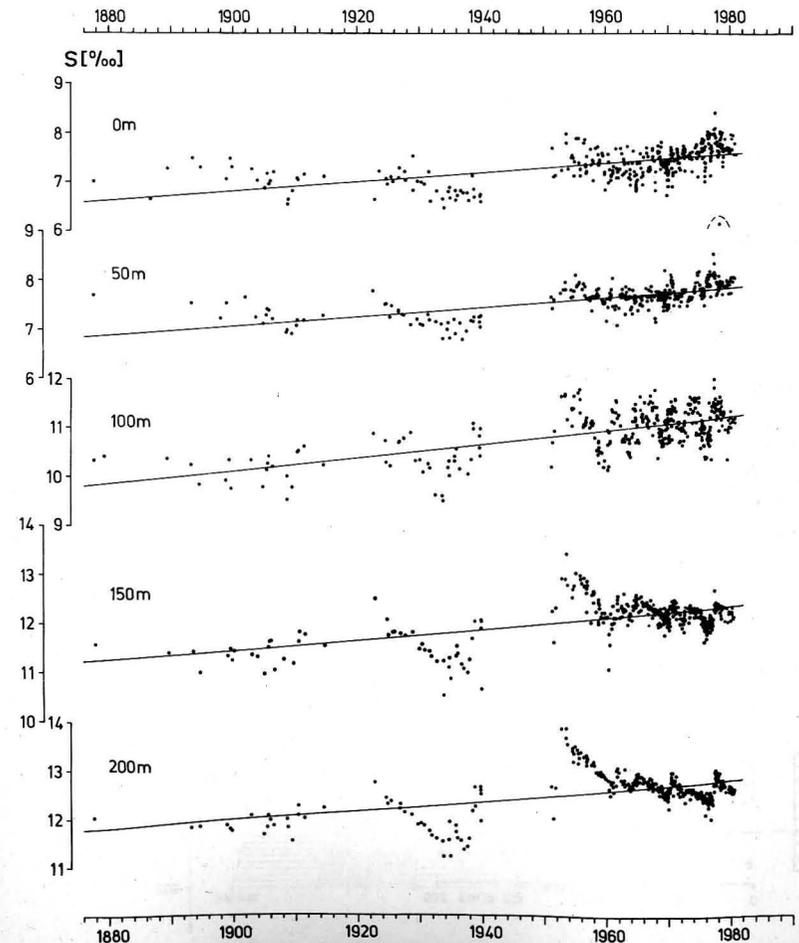


Abb. 5. Verteilung des Salzgehaltes in fünf Tiefenhorizonten des Gotlandtiefs

In Abb. 5 sind alle verfügbaren Meßwerte des Salzgehaltes aus dem Zeitraum 1877 bis 1980 in fünf Tiefenhorizonten des Gotlandtiefs zusammengestellt. Die Analyse des gesamten Datenmaterials ergibt einen mittleren signifikanten Anstieg in der gesamten Wassersäule, der in der Periode 1900—1980 0,7 bis 1,1‰ beträgt (Abb. 6a; Tab. 2a). Betrachtet man nur den Zeitraum von 1877 bis 1969, so erhält man für das Tiefenwasser eine etwas größere signifikante Salzgehaltszunahme (Tab. 2b). Im Oberflächenwasser ergibt die Analyse jedoch nur eine etwa halb so große Zunahme wie im Tiefenwasser (Abb. 6b; Tab. 2b). Das hängt mit einem beträchtlichen Anstieg des Salzgehaltes im Oberflächenwasser in den letzten 10 Jahren zusammen (vgl. auch NEHRING, FRANCKE, 1981), wie er sich auch aus den Untersuchungen des Zeitraums 1970—1980 ergibt (Abb. 6e).

4.2. Zeitraum 1952—1980

Der große Salzwassereinbruch Ende 1951 führte zu den höchsten bisher beobachteten Salzgehalten in den Tiefenbecken der zentralen Ostsee (MATTHÄUS, 1979). Seit 1952 ist jedoch ein mittlerer Rückgang im Salzgehalt des Tiefenwassers zu beobachten, der im Gotlandtief besonders markant ist. Während der Stagnationsperioden ist dieser Rückgang relativ gleichmäßig. Nur bedeutendere Salzwassereinbrüche verursachen einen kurzzeitigen

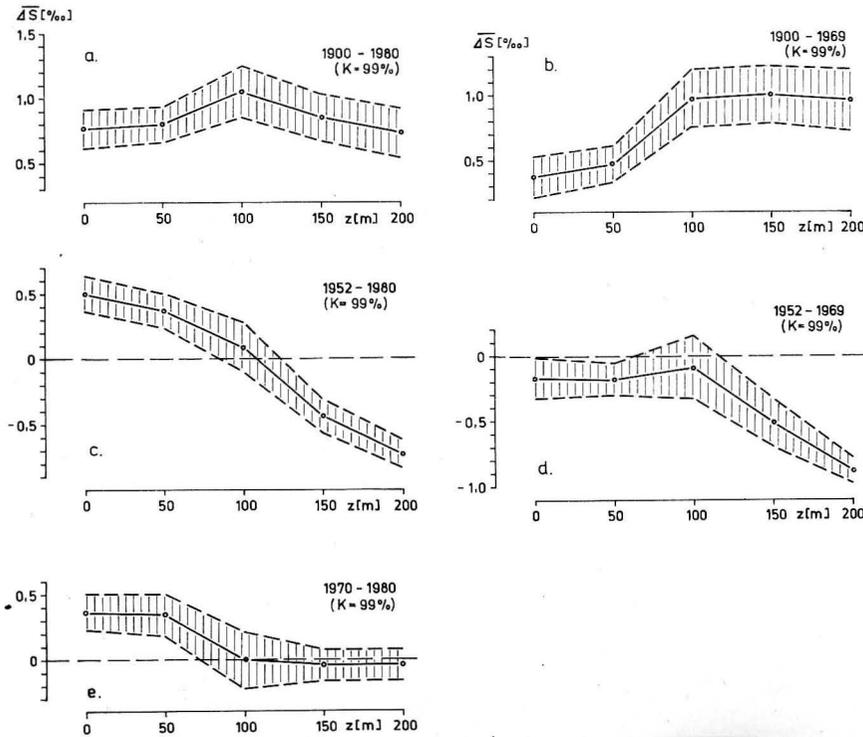


Abb. 6. Mittlere langzeitige Variationen des Salzgehaltes im Gotlandtief in ausgewählten Tiefenhorizonten und Zeiträumen sowie die ermittelten Konfidenzintervalle

größeren Anstieg im Salzgehalt. Am Ende der Stagnationsperiode nach einem bedeutenderen Salzwassereinbruch ist der Salzgehalt im grundnahen Wasser des Gotlandtiefs seit 1952 stets niedriger gewesen als gegen Ende der vorangegangenen Stagnationsperiode (vgl. auch FONSELIUS, 1977). Die Analyse der mittleren Trends im Tiefenwasser ergab für den Zeitraum 1952—1980 etwa $-0,4\text{‰}$ im 150 m- und rund $-0,7\text{‰}$ im 200 m-Horizont (Abb. 6c; Tab. 2c). Das Oberflächenwasser wies dagegen mit $0,4\text{—}0,5\text{‰}$ einen signifikanten positiven Trend auf (vgl. Abb. 5 und 6c).

Für den Zeitraum 1952—1969 konnte im Tiefenwasser ein etwa doppelt so großer mittlerer jährlicher Rückgang analysiert werden, und auch im Oberflächenwasser war ein signifikanter negativer Trend nachweisbar (vgl. Tab. 2c, d). Der Vergleich beider Analysen deutet auf eine — zumindest zeitweise — Trendverlangsamung bzw. -umkehr in den letzten Jahren hin.

4.3. Zeitraum 1970—1980

Für den Zeitraum 1969—1978 wies NEHRING (1981) an Hand des Terminfahrtmaterials des Instituts für Meereskunde für eine Reihe von Stationen der zentralen Ostsee einen beträchtlichen mittleren jährlichen Anstieg des Salzgehaltes in der winterlich durchmischten Oberflächenschicht nach. Berücksichtigt man das gesamte verfügbare Beobachtungsmaterial aller Ostseeanlieger aus dem Zeitraum 1970—1980, so ergibt sich für das Gotlandtief (162 Serien) ein mittlerer jährlicher Anstieg im Salzgehalt des Oberflächenwassers von etwa $0,035\text{‰}$. Das entspricht einer Zunahme von etwa $0,4\text{‰}$ im Zeitraum 1970—1980 (Abb. 6e; Tab. 2e). Im Tiefenwasser ergibt die Analyse des Materials keine Anhaltspunkte für einen Trend.

5. Langzeitrends im Sauerstoffgehalt des Tiefenwassers

5.1. Gesamtzeitraum 1893—1980

Die Abb. 7 vermittelt einen Überblick über die mittleren Sauerstoffverhältnisse im Tiefenwasser des Gotlandtiefs. Bei allen Berechnungen ist der Schwefelwasserstoffgehalt nach

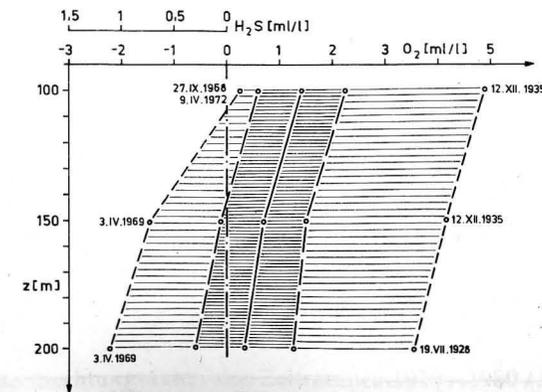


Abb. 7. Arithmetisches Mittel (ausgezogen), Standardabweichung der Einzelwerte vom arithmetischen Mittelwert (lang gerissen) sowie Extremwerte des Sauerstoffgehalts im Gotlandtief im Zeitraum 1893—1980

einem Vorschlag von FONSELIUS (1969) als „negativer Sauerstoff“ berücksichtigt. Das arithmetische Mittel des Sauerstoffgehalts nimmt von 1,4 ml/l im 100 m-Niveau auf 0,3 ml/l im 200 m-Niveau bei einer Standardabweichung der Einzelwerte vom arithmetischen Mittel von 0,8–0,9 ml/l ab. Maximalwerte wurden mit etwa 5 ml/l in 100 m und 3,5 ml/l in 200 m Ende der 20er/Mitte der 30er Jahre beobachtet (vgl. auch Abb. 8). Maximale Schwefelwasserstoffkonzentrationen wurden Ende 1968/Anfang 1969 mit 0,7 ml/l in 150 m und 1,1 ml/l in 200 m gemessen.

In Abb. 8 sind alle verfügbaren Meßwerte des Zeitraums 1893–1980 für drei Tiefenhorizonte zusammengestellt. Für alle betrachteten Horizonte ergibt sich im Gesamtzeitraum ein signifikanter mittlerer Rückgang (Tab. 3a), der zwischen 1900 und 1980 zu

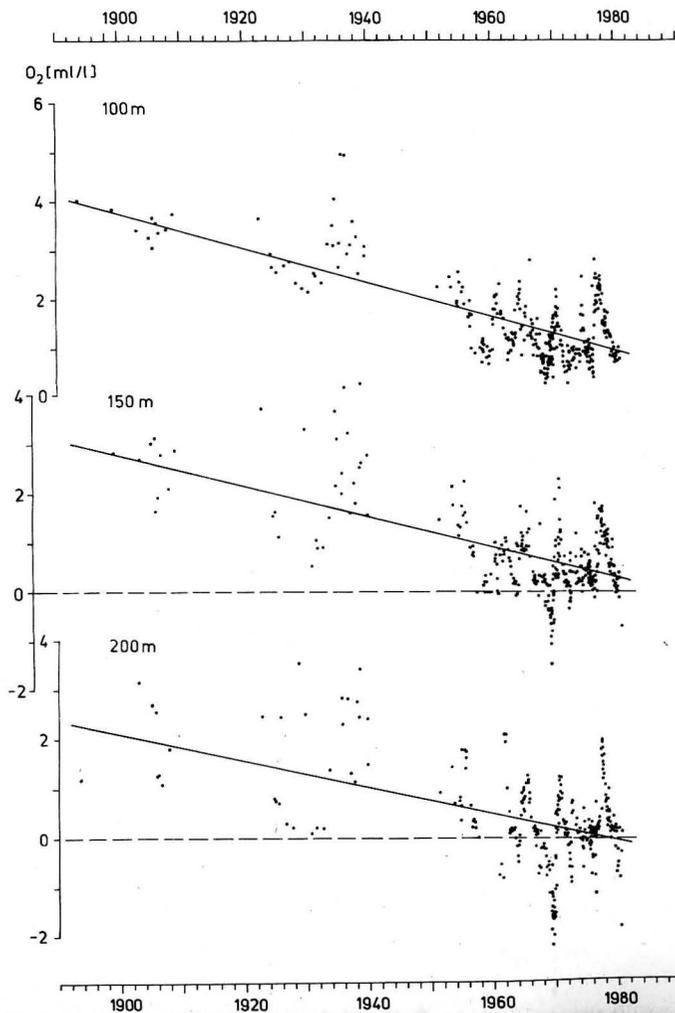


Abb. 8. Verteilung des Sauerstoffgehaltes in drei Tiefenhorizonten des Gotlandtiefs

2,2–2,9 ml/l berechnet wurde (Abb. 9a; Tab. 3a). Der analysierte negative Trend ist für den Zeitraum 1893–1969 noch größer und resultiert in einer mittleren Verschlechterung mit Sauerstoffgehalt zwischen 1900 und 1969 von etwa 3 ml/l (Abb. 9b; Tab. 3b).

5.2. Zeitraum 1952–1980

Vergleicht man die Analysen für die Zeiträume 1952–1969 und 1952–1980 (Abb. 9c, d), so kann man für ersteren einen bedeutenden signifikanten Rückgang im Sauerstoffgehalt konstatieren, der mit zunehmender Tiefe größer wird (Tab. 3d). Für den Zeitraum 1952 bis 1980 sind dagegen keine signifikanten Trends erkennbar (Abb. 9c). Ein Blick auf Abb. 8 macht deutlich, daß eine mögliche Trendänderung ab 1970 als Erklärung hierfür in Frage kommt.

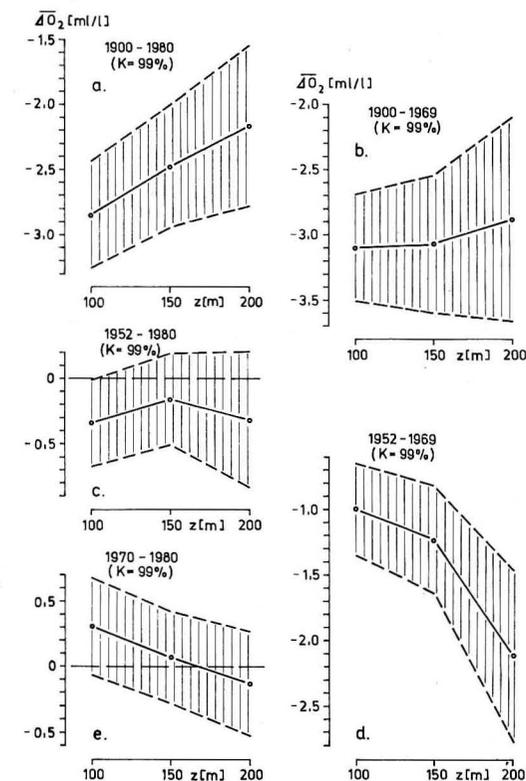


Abb. 9. Mittlere langzeitige Variationen des Sauerstoffgehaltes im Gotlandtiefs in ausgewählten Tiefenhorizonten und Zeiträumen sowie die ermittelten Konfidenzintervalle

5.3. Zeitraum 1970–1980

Die Analyse aller Beobachtungsdaten des Zeitraumes 1970–1980 (166 Serien) deutet auf eine Trendänderung hin (Abb. 9e). Die analysierten Trends sind jedoch nicht signifikant (Tab. 3e).

6. Zusammenfassende Betrachtungen

Bei im Mittel zunehmender Dichte im Gesamtzeitraum in allen Tiefenhorizonten des Gotlandtiefs zeigt sich zwischen 1952 und 1980 ein signifikanter Rückgang der Dichte im Tiefenwasser, der im Zeitraum 1952—1969 einen noch größeren mittleren jährlichen Rückgang aufweist, aber auch im Zeitraum 1970—1980 zumindest in 200 m signifikant ist (MATTHÄUS, 1983a). Im Oberflächenwasser ist dagegen nach 1952 eine mittlere Zunahme zu beobachten, die auch im Zeitraum 1970—1980 statistisch gesichert werden konnte.

Trendanalysen der Stabilität der Schichtung im Gotlandtief bestätigen für das gesamte Tiefenwasser einen beträchtlichen Rückgang seit 1952 (MATTHÄUS, 1983b). Die im Mittel abnehmende Dichtedifferenz zwischen Oberflächen- und Tiefenwasser und damit geringer werdende Stabilität der Schichtung seit 1952 erleichterten den vertikalen Austausch durch die permanente Sprungschicht. Als Ursachen für die Veränderungen in der Stabilität kommen nach KULLENBERG (1977) Variationen im Windfeld in Betracht, das als wesentlich für den vertikalen Austausch in der Ostsee anzusehen ist. Hinzu kommt als Folge der geringeren Stabilität verbunden mit der Windeinwirkung ein verstärkter Einstrom von Wasser in die Ostsee.

Die hier vorgelegten Trendanalysen für die konservativen Parameter Temperatur und Salzgehalt untermauern die aus Dichte- und Stabilitätsbetrachtungen resultierenden Veränderungen im vertikalen Austausch. Für den Gesamtzeitraum bleibt die bereits früher berechnete mittlere Tendenz erhalten (MATTHÄUS, 1979). Die detaillierten Analysen für den Zeitraum 1952—1980 zeigen bis 1969 einen Rückgang der Temperatur im Tiefenwasser, dem jedoch ab 1970 ein beträchtlicher Anstieg folgte (vgl. Abb. 3d, e). Deutlicher kommen die Veränderungen in den Trendanalysen des Salzgehaltes zum Ausdruck. Von 1952 bis 1969 ergibt sich in der gesamten Wassersäule ein mittlerer Rückgang, der im Tiefenwasser relativ große Werte, im Oberflächenwasser aber nur $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{5}$ der Werte des Tiefenwassers erreicht (Abb. 6d). Ab 1970 ist im Oberflächenwasser ein beträchtlicher Anstieg im Salzgehalt zu beobachten, während das verfügbare Material für das Tiefenwasser keine Anhaltspunkte für einen Trend liefert (Abb. 6e). Man muß bei der Interpretation allerdings beachten, daß Temperatur und Salzgehalt die Ausgangsgrößen für die Berechnung der Dichte und Stabilität sind und damit ein enger Zusammenhang von vornherein zu erwarten ist.

Anders verhält es sich mit dem nichtkonservativen Parameter Sauerstoff. Der für den Gesamtzeitraum ermittelte negative Trend im Tiefenwasser erreicht im Zeitraum 1952 bis 1969 trotz der geringer werdenden Stabilität der Schichtung besonders große mittlere jährliche Werte (Tab. 3). Erst die Ergebnisse der Analyse des Zeitraums 1970—1980 deuten eine Trendänderung an, die jedoch nicht statistisch gesichert werden kann (Abb. 9d, e). Der Sauerstoffgehalt im Tiefenwasser reagierte also nur sehr zögernd auf die verbesserten vertikalen Austauschbedingungen, so daß für diesen Parameter die Variationen des vertikalen Austausches durch die permanente Sprungschicht von untergeordneter Bedeutung zu sein scheinen.

Einen Hinweis auf Trendveränderungen von Temperatur, Salzgehalt und Sauerstoffgehalt (Verstärkung, Abschwächung oder Trendumkehr) bietet der Vergleich der durchgeführten Analysen mit früheren Untersuchungen im Gotlandtief. Zu diesem Zweck sind in Tab. 4 die für den jeweiligen Gesamtzeitraum analysierten mittleren jährlichen Variationen der drei Parameter zusammengestellt. In Klammern ist die Anzahl der zur Untersuchung herangezogenen Serien angegeben. Während für die Temperatur im Tiefenwasser kein Gang der mittleren jährlichen Variationen deutlich wird, zeigt sich beim Salzgehalt

eine Tendenz zur Vergrößerung der Werte im Oberflächenwasser und zur Verringerung der Werte im Tiefenwasser. Auch für den Sauerstoffgehalt wird für die bisher analysierten Zeiträume eine Verringerung des mittleren jährlichen Rückgangs im Tiefenwasser sichtbar. Die in Tab. 5 zusammengestellten mittleren jährlichen Variationen für verschiedene Zeiträume nach 1952 zeigen die gleiche Tendenz. Der seit 1952 zu beobachtende Rückgang im Salzgehalt des Tiefenwassers wird geringer; im Oberflächenwasser ist sogar eine signifikante Trendumkehr zu verzeichnen.

Eine weitere Bestätigung für eine langsame Veränderung der ozeanologischen Bedingungen liefern Untersuchungen von NEHRING (1981), der die mittlere Veränderlichkeit des Salzgehaltes und der Mikronährstoffe in der winterlich durchmischten Oberflächenschicht der zentralen Ostsee im Zeitraum 1969—1978 analysierte. Er beobachtete seit 1969 eine beträchtliche Anreicherung von Mikronährstoffen im Oberflächenwasser, die eng mit einem Salzgehaltsanstieg korreliert ist. Die gefundenen Langzeittrends in der Stabilität der Schichtung (MATTHÄUS, 1983b) stützen seine Vermutung, daß dieser Anstieg auf verstärkte vertikale Austauschprozesse zurückzuführen ist.

ANTONOV wies aus der Analyse der Entwicklungstendenz einer Reihe von hydrologisch-hydrochemischen Erscheinungen bereits 1978 auf den Beginn einer neuen Phase der Ausübung des Ostseewassers hin. In einer Langzeitprognose für die nächsten zwei bis drei Jahrzehnte (ANTONOV, 1981) rechnet er neben der allmählichen Verringerung des Salzgehaltes mit einer Zunahme des Volumens des Ostseewassers und einer beträchtlichen Verlagerung der 10‰ -Isohaline in die Tiefe etwa Mitte der 90er Jahre. Er erwartet eine Verringerung des vertikalen Gradienten der Dichte und eine Verbesserung der Durchlüftung des Tiefen- und Bodenwassers.

Zusammenfassend kann festgestellt werden (vgl. auch MATTHÄUS, 1982):

1. Im Gesamtzeitraum hat sich die mittlere jährliche Variation gegenüber früheren Untersuchungen etwas verändert, die mittlere Tendenz im Tiefenwasser mit Zunahme von Temperatur und Salzgehalt sowie Rückgang im Sauerstoffgehalt ist jedoch erhalten geblieben.
2. Im Zeitraum 1952—1969 konnte sowohl in der Temperatur als auch im Salzgehalt ein signifikanter Rückgang analysiert werden, während im Sauerstoffgehalt eine erhebliche Verstärkung des negativen Trends gegenüber dem Gesamtzeitraum eingetreten ist.
3. Für den Zeitraum 1970—1980 ergibt sich ein beträchtlicher signifikanter Anstieg der Temperatur im Tiefenwasser und des Salzgehaltes im Oberflächenwasser. Im Tiefenwasser wurden keine Anhaltspunkte für einen Trend im Salzgehalt gefunden.
4. Im Sauerstoffgehalt deutet sich ab 1970 eine Trendänderung an. Die analysierten Trends sind jedoch nicht signifikant.
5. In den 70er Jahren haben sich Veränderungen im thermohalinen und Sauerstoffregime ergeben, die offenbar auf einen verstärkten vertikalen Austausch durch die permanente Sprungschicht zurückzuführen sind.

Literatur

- ANTONOV, A. E.: Gegenwärtige Tendenzen der Veränderung der hydrologisch-hydrochemischen Bedingungen der Ostsee (in russ.). Trudy GOIN 147 (1978), 117—129.
- ANTONOV, A. E.: Die Langzeitprognose des Salzgehaltes der Ostsee und die erwartete Tendenz in der natürlichen Entwicklung ihres Ökosystems bis zum Jahre 2000 (in russ.). Trudy XII. Konf. Balt. Okeanografov, Leningrad 1981, 321—327.
- ENGSTRÖM, S. G., und S. H. FONSELIUS: On the oxygen conditions in the southern Baltic during 1973—1974 and on the general development in the Baltic. Proc. 9th Conf. Baltic Oceanographers, Kiel 1974, 327—339.

- FONSELIUS, S. H.: Hydrography of the Baltic deep basins. Fishery Board of Sweden, Ser. Hydrogr. No. 13 (1962).
- FONSELIUS, S. H.: Hydrography of the Baltic deep basins III. Fishery Board of Sweden, Ser. Hydrogr. No. 23 (1969).
- FONSELIUS, S. H.: An inflow of unusually warm water into the Baltic deep basins. Medd. Havsfiskelab. Lysekil, Hydrogr. avdeln. No. 229 (1977).
- FONSELIUS, S. H., und C. RATTANASEN: On the water renewals in the eastern Gotland basin after world war II. Medd. Havsfiskelab. Lysekil, Hydrogr. avdeln. No. 90 (1970).
- IGNATIUS, H., L. NIEMISTÖ und A. VOIPIO: Variations of redox conditions in the recent sediments of the Gotland Deep. Eripainos Geolog. 27 (1971) 3, 43–46.
- KULLENBERG, G. E. B.: Observations of the mixing in the Baltic thermo- and halocline layers. Tellus 29 (1977), 572–587.
- MATTHÄUS, W.: Zur Hydrographie der Gotlandsee I. Säkulare Variationen von Salzgehalt und Temperatur. Beitr. Meereskunde H. 29 (1972), 35–51.
- MATTHÄUS, W.: Zur säkularen Veränderlichkeit des Oberflächensalzgehaltes in der offenen Ostsee. Beitr. Meereskunde H. 39 (1977), 37–49.
- MATTHÄUS, W.: Allgemeine Entwicklungstendenzen im Sauerstoffregime des Tiefenwassers der Ostsee. Fischerei-Forsch. 16 (1978) 2, 7–14.
- MATTHÄUS, W.: Langzeitvariationen von Temperatur, Salzgehalt und Sauerstoffgehalt im Tiefenwasser der zentralen Ostsee. Beitr. Meereskunde H. 42 (1979), 41–93.
- MATTHÄUS, W.: Zur Variabilität der primären halinen Sprungschicht in der Gotlandsee. Beitr. Meereskunde H. 44/45 (1980), 27–42.
- MATTHÄUS, W.: Recent trend variations of oceanological parameters in the Baltic Sea. Proc. 13th Conf. Baltic Oceanographers, Vol. 2, Helsinki 1982, 535–547.
- MATTHÄUS, W.: Langzeittrends der Dichte im Gotlandbecken. Beitr. Meereskunde H. 48 (1983a), 47–56.
- MATTHÄUS, W.: Zur Variation der vertikalen Stabilität der thermohalinen Schichtung im Gotlandtief. Beitr. Meereskunde H. 48 (1983b), 57–71.
- MELVASALO, T., J. PAWLAK, K. GRASSHOFF, L. THORELL und A. TSIBAN (eds.): Assessment of the effects of pollution on the natural resources of the Baltic Sea, 1980. Baltic Sea Environm. Proc. No. 5 B, Helsinki 1981.
- NEHRING, D.: Hydrographisch-chemische Untersuchungen in der Ostsee von 1969–1978. II. Die chemischen Bedingungen und ihre Veränderungen unter besonderer Berücksichtigung des Nährstoffregimes. Geod. Geophys. Veröff. R. IV, H. 35 (1981), 39–220.
- NEHRING, D., und E. FRANCKE: Hydrographisch-chemische Untersuchungen in der Ostsee von 1969–1978. I. Die hydrographischen Bedingungen und ihre Veränderungen. Geod. Geophys. Veröff. R. IV, H. 35 (1981), 5–38.
- NIEMISTÖ, L., und A. VOIPIO: Studies on the recent sediments in the Gotland Deep. Merentutk. Julk. No. 238 (1974), 17–32.
- PERTILÄ, M., J. KOLJONEN und P. TULKKI: Mean values and trends of hydrographical and chemical parameters in the Baltic proper in 1962–1978. Proc. 12th Conf. Baltic Oceanographers, Leningrad 1980.
- SMIRNOW, N. W., und I. W. DUNIN-BARKOWSKI: Mathematische Statistik in der Technik. 3. Aufl., Berlin 1973.
- SOSKIN, I. M.: Langjährige Veränderungen der hydrologischen Charakteristika der Ostsee (in russ.). Leningrad 1963.
- TAUBENHEIM, J.: Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten. Leipzig 1969.
- WEBER, E.: Grundriß der biologischen Statistik. 8. Aufl., Jena 1980.

Abschluß der Arbeit: 1. 11. 1981

Anschrift des Verfassers:

Dr. sc. nat. W. MATTHÄUS

Institut für Meereskunde der AdW der DDR

DDR-2530 Rostock-Warnemünde

Anhang

Tabellen 1 bis 3. Elemente der mittleren langzeitigen Variationen von Temperatur, Salzgehalt und Sauerstoffgehalt im Gotlandtief (57°20'N 20°03'E) in ausgewählten Tiefenhorizonten und Zeiträumen (y = Geradengleichungen für den betrachteten Zeitraum; \bar{y} = Mittelwert auf der Ausgleichsgeraden für die zeitliche Mitte des betrachteten Zeitraumes; Δy = mittlere Änderung im betrachteten Zeitraum, s = Standardabweichung der Einzelwerte von der Ausgleichsgeraden; K = Konfidenzintervall für die mittleren Variationen in den betrachteten Zeiträumen bei einer statistischen Sicherheit von 99 %)

Tabelle 1
Temperatur T (°C)

z (m)	T	s	\bar{T}	ΔT	K
a) 1877–1980 (389 Serien)					
100	4,07 + 0,0148t	±0,38	4,66	1,18	±0,21
150	4,38 + 0,0169t	±0,27	5,05	1,35	±0,15
200	4,31 + 0,0207t	±0,37	5,13	1,65	±0,21
b) 1877–1969 (221 Serien)					
100	4,10 + 0,0139t	±0,41	4,59	0,96	±0,24
150	4,35 + 0,0182t	±0,28	4,98	1,25	±0,17
200	4,31 + 0,0210t	±0,30	5,05	1,45	±0,19
c) 1952–1980 (329 Serien)					
100	3,92 + 0,0168t	±0,36	5,03	0,47	±0,20
150	4,96 + 0,0085t	±0,24	5,52	0,24	±0,13
200	4,72 + 0,0147t	±0,36	5,69	0,41	±0,20
d) 1952–1969 (161 Serien)					
100	4,52 + 0,0070t ²	±0,38	4,95	0,12	±0,27
150	6,07 – 0,0089t	±0,19	5,53	–0,15	±0,13
200	6,49 – 0,0131t	±0,18	5,70	–0,22	±0,12
e) 1970–1980 (168 Serien)					
100	3,70 + 0,0199t ¹	±0,34	5,20	0,20	±0,23
150	1,06 + 0,0602t	±0,22	5,58	0,60	±0,15
200	–1,18 + 0,0930t	±0,39	5,79	0,93	±0,27

¹⁾ nach dem F -Test zu 95 % statistisch gesicherter Zusammenhang.

²⁾ nach dem F -Test statistisch nicht gesicherter Zusammenhang.

Tabelle 2
Salzgehalt $S(\text{‰})$

z (m)	S	s	\bar{S}	$\overline{\Delta S}$	K
a)	1877—1980 (390 Serien)		1900—1980		
0	$6,77 + 0,0097t$	$\pm 0,28$	7,16	0,77	$\pm 0,15$
50	$7,04 + 0,0100t$	$\pm 0,24$	7,44	0,80	$\pm 0,14$
100	$10,15 + 0,0131t$	$\pm 0,34$	10,67	1,05	$\pm 0,20$
150	$11,53 + 0,0106t$	$\pm 0,32$	11,96	0,85	$\pm 0,18$
200	$12,03 + 0,0091t$	$\pm 0,34$	12,39	0,73	$\pm 0,19$
b)	1877—1969 (228 Serien)		1900—1969		
0	$6,92 + 0,0054t$	$\pm 0,27$	7,11	0,37	$\pm 0,16$
50	$7,16 + 0,0069t$	$\pm 0,22$	7,40	0,47	$\pm 0,14$
100	$10,11 + 0,0141t$	$\pm 0,36$	10,61	0,97	$\pm 0,22$
150	$11,40 + 0,0145t$	$\pm 0,37$	11,90	1,00	$\pm 0,22$
200	$11,86 + 0,0139t$	$\pm 0,39$	12,34	0,96	$\pm 0,24$
c)	1952—1980 (328 Serien)		1952—1980		
0	$6,20 + 0,0180t$	$\pm 0,25$	7,39	0,50	$\pm 0,14$
50	$6,83 + 0,0133t$	$\pm 0,23$	7,70	0,37	$\pm 0,13$
100	$10,87 + 0,0031t^2$	$\pm 0,33$	11,07	0,09	$\pm 0,19$
150	$13,40 - 0,0157t$	$\pm 0,22$	12,36	-0,44	$\pm 0,13$
200	$14,52 - 0,0260t$	$\pm 0,19$	12,80	-0,73	$\pm 0,11$
d)	1952—1969 (166 Serien)		1952—1969		
0	$7,93 - 0,0098t$	$\pm 0,24$	7,33	-0,17	$\pm 0,16$
50	$8,30 - 0,0104t$	$\pm 0,16$	7,66	-0,18	$\pm 0,12$
100	$11,37 - 0,0052t^2$	$\pm 0,34$	11,06	-0,09	$\pm 0,24$
150	$14,28 - 0,0298t$	$\pm 0,25$	12,46	-0,51	$\pm 0,18$
200	$16,14 - 0,0520t$	$\pm 0,14$	12,97	-0,88	$\pm 0,10$
e)	1970—1980 (162 Serien)		1970—1980		
0	$4,85 + 0,0366t$	$\pm 0,21$	7,60	0,37	$\pm 0,14$
50	$5,26 + 0,0346t$	$\pm 0,23$	7,85	0,35	$\pm 0,16$
100	$11,09 + 0,0003t^2$	$\pm 0,31$	11,12	0,003	$\pm 0,22$
150	$12,52 - 0,0037t^2$	$\pm 0,17$	12,24	-0,04	$\pm 0,12$
200	$12,88 - 0,0038t^2$	$\pm 0,17$	12,60	-0,04	$\pm 0,12$

2) nach dem F -Test statistisch nicht gesicherter ZusammenhangTabelle 3
Sauerstoffgehalt O_2 (ml/l)

z (m)	O_2	s	\bar{O}_2	$\overline{\Delta O_2}$	K
a)	1893—1980 (354 Serien)		1900—1980		
100	$3,74 - 0,0356t$	$\pm 0,58$	2,31	-2,85	$\pm 0,41$
150	$2,74 - 0,0311t$	$\pm 0,64$	1,50	-2,48	$\pm 0,47$
200	$2,12 - 0,0271t$	$\pm 0,83$	1,04	-2,17	$\pm 0,61$
b)	1893—1969 (188 Serien)		1900—1969		
100	$4,14 - 0,0449t$	$\pm 0,54$	2,57	-3,10	$\pm 0,41$
150	$3,32 - 0,0445t$	$\pm 0,65$	1,76	-3,07	$\pm 0,53$
200	$2,70 - 0,0417t$	$\pm 0,94$	1,24	-2,88	$\pm 0,78$
c)	1952—1980 (315 Serien)		1952—1980		
100	$2,06 - 0,0122t$	$\pm 0,53$	1,25	-0,34	$\pm 0,33$
150	$0,91 - 0,0056t^2$	$\pm 0,57$	0,54	-0,16	$\pm 0,35$
200	$0,99 - 0,0115t^2$	$\pm 0,78$	0,23	-0,32	$\pm 0,52$
d)	1952—1969 (149 Serien)		1952—1969		
100	$5,00 - 0,0587t$	$\pm 0,45$	1,42	-1,00	$\pm 0,35$
150	$5,09 - 0,0725t$	$\pm 0,52$	0,67	-1,23	$\pm 0,41$
200	$8,07 - 0,1247t$	$\pm 0,76$	0,46	-2,12	$\pm 0,66$
e)	1970—1980 (166 Serien)		1970—1980		
100	$-1,17 + 0,0312t^1$	$\pm 0,54$	1,17	0,31	$\pm 0,37$
150	$0,08 + 0,0069t^2$	$\pm 0,51$	0,59	0,07	$\pm 0,35$
200	$1,28 - 0,0131t^2$	$\pm 0,59$	0,30	-0,13	$\pm 0,40$

1) nach dem F -Test zu 95% statistisch gesicherter Zusammenhang2) nach dem F -Test statistisch nicht gesicherter Zusammenhang

Tabelle 4

Mittlere jährliche Variationen a_1 von Temperatur T , Salzgehalt S und Sauerstoffgehalt O_2 im Gotlandtief für die Zeiträume 1877—1969, 1900—1970 (MATTHÄUS, 1972), 1877—1974 (MATTHÄUS, 1979), 1877—1978 (MATTHÄUS, 1980) und 1877—1980

	z (m)	1877—1969	1900—1970	1877—1974	1877—1978	1877—1980
T (°C)		(221)	(111)	(248)		(389)
	100	+0,0139	+0,0099	+0,0132		+0,0148
	150	+0,0182	+0,0169	+0,0163		+0,0169
	200	+0,0210	+0,0203	+0,0196		+0,0207
S (‰)		(228)	(111)	(252)	(332)	(390)
	0	+0,0054	+0,0064	+0,0067	+0,0092	+0,0097
	50	+0,0069	+0,0081	+0,0071	+0,0094	+0,0100
	100	+0,0141	+0,0179	+0,0142	+0,0133	+0,0131
	150	+0,0145	+0,0176	+0,0134	+0,0110	+0,0106
	200	+0,0139	+0,0177	+0,0131	+0,0096	+0,0091
O_2 (ml/l)		1893—1969 (188)		1893—1974 (213)		1893—1980 (354)
	100	−0,0449		−0,0444		−0,0356
	150	−0,0445		−0,0407		−0,0311
	200	−0,0417		−0,0359		−0,0271

Tabelle 5

Mittlere jährliche Variationen a_1 von Temperatur T , Salzgehalt S und Sauerstoffgehalt O_2 im Gotlandtief für die Zeiträume 1952—1969, 1952—1970 (MATTHÄUS, 1972), 1952—1974 (MATTHÄUS, 1979) und 1952—1980

	z (m)	1952—1969	1952—1970	1952—1974	1952—1980
T (°C)		(161)	(64)	(188)	(329)
	100	+0,0070 ²⁾	−0,0202	+0,0053 ²⁾	+0,0168
	150	−0,0089	−0,0214	−0,0127	+0,0085
	200	−0,0131	−0,0265	−0,0147	+0,0147
S (‰)		(166)	(64)	(190)	(328)
	0	−0,0098	−0,0133	+0,0013 ²⁾	+0,0180
	50	−0,0104	−0,0146	−0,0044	+0,0133
	100	−0,0052 ²⁾	−0,0157 ²⁾	+0,0009 ²⁾	+0,0031 ²⁾
	150	−0,0298	−0,0393	−0,0244	−0,0157
	200	−0,0520	−0,0558	−0,0424	−0,0260
O_2 (ml/l)		(149)		(175)	(315)
	100	−0,0587		−0,0515	−0,0122
	150	−0,0725		−0,0431	−0,0056 ²⁾
	200	−0,1247		−0,0653	−0,0115 ²⁾

²⁾ nach dem F -Test statistisch nicht gesicherter Zusammenhang

Untersuchungen zur Geochemie und Isotopengeochemie des Uraniums in der Ostsee

Von RAINER GELLERMANN, KLAUS FRÖHLICH und DIETER LANGE

Zusammenfassung: Messungen des Uraniumgehaltes (w_U) und des Aktivitätsverhältnisses $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}(AU)$ an 12 Wasserproben und einer Schwebstoffprobe aus der Ostsee werden mitgeteilt. Zwischen Uraniumgehalt (in ppb) und Salzgehalt des Wassers S (‰) besteht der lineare Zusammenhang

$$w_U = (0,20 \pm 0,04) + (0,080 \pm 0,003) \cdot S.$$

Bei einem mittleren Salzgehalt von 12‰ enthält die Ostsee $25 \cdot 10^6$ kg Uranium mit einem mittleren Aktivitätsverhältnis $AU = 1,16$.

Der AU -Wert im Ostseewasser ist schwach salzabhängig. Die salzarme Oberflächenschicht hat bei $S = 8‰$ einen Wert $AU = 1,17, \dots, 1,18$.

Eine auf der Wasserbilanz von BROGMUS beruhende Uraniumbilanz der Ostsee wurde berechnet.

Summary: Measurements of the uranium content (w_U) and of the activity ratio $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}(AU)$ of 12 samples of water and one sample of particulate matter from the Baltic are given. Between the uranium content (in ppb) and the salinity S (in ‰) exists the linear relation

$$w_U = (0,20 \pm 0,04) + (0,080 \pm 0,003) \cdot S.$$

At an average salinity of 12‰ the Baltic contains $25 \cdot 10^6$ kg of uranium with an average activity ratio of $AU = 1,16$. The AU -value of the Baltic water is only slightly related to the salinity. At $S = 8‰$ the surface layer has an activity ratio of $AU = 1,17, \dots, 1,18$. An uranium balance of the Baltic was calculated using the water balance of BROGMUS.

1. Einleitung

Die marine Geochemie des Uraniums wurde in den vergangenen Jahren ausführlich untersucht. Neueren Arbeiten zufolge, z. B. KU u. a. [13], beträgt die mittlere Uraniumkonzentration im offenen Ozean $(3,35 \pm 0,2) \mu\text{g/l}$ und das Aktivitätsverhältnis $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ $1,14 \pm 0,03$ (Fehlerangaben entsprechen 95% Vertrauensbereich). Bei der Klärung der Massenbilanz des Uraniums im Weltozean konnten bedeutende Fortschritte erreicht werden, z. B. BLOCH [5]; es sind jedoch bei weitem nicht alle Widersprüche beseitigt. Untersuchungen zum geochemischen Verhalten des Uraniums in Ästuarrien sind u. a. für eine Präzisierung der Quellenbilanz und Untersuchungen in Schelfgebieten für die Senkenbilanz erforderlich. Das Studium beider Probleme ist in der Ostsee, einem flachen, brackwasserhaltigen Randmeer des Atlantischen Ozeans möglich.

Eine erste umfassende Arbeit zur Geochemie des Uraniums im Ostseebecken publizierten KOSZY u. a. [12]. Der Uraniumgehalt der Ostseesedimente wurde von BATURIN [3] ausführlich untersucht.

Ziel der nachfolgend beschriebenen Messungen war es, die älteren Messungen zu ergänzen und ggf. zu präzisieren, sowie durch Bestimmung des Aktivitätsverhältnisses $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ erste Aussagen über die Isotopengeochemie des Uraniums in der Ostsee zu erhalten.

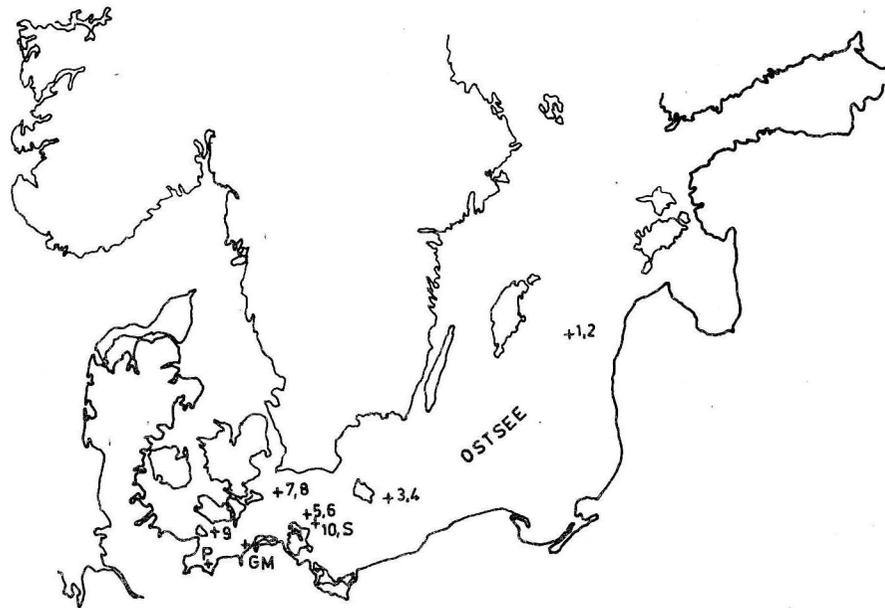


Abb. 1. Lage der Probenahmestationen
Format 7 × 10

Tabelle 1
Daten der untersuchten Ostseestationen

Probe	Probenahmestation	Datum	Tiefe (m)	T (°C)	S (‰)
H 80-1-UP	Gotlandmulde	06. 07. 80	90	4,37	10,53
H 80-2-UP		06. 07. 80	13	11,95	7,69
H 80-3-UP	Bornholmmulde	09. 07. 80	65	4,14	15,26
H 80-4-UP		09. 07. 80	5	15,12	7,99
H 80-5-UP	Arkonabecken	09. 07. 80	41	5,62	16,56
H 80-6-UP		09. 07. 80	5	16,21	8,10
H 80-7-UP	Nähe Insel Møn	13. 07. 80	35	13,29	12,04
H 80-8-UP		13. 07. 80	5	15,83	7,99
H 80-9-UP	Fehmarnbelt	16. 07. 80	16	9,60	22,11
H 80-10-UP	Arkonabecken	20. 07. 80	41	11,44	15,72
P	Strand Poel	08. 08. 79	0	n. b.	(12,9)
GM	Strand Graal-Müritz	08. 09. 79	0	n. b.	(10,4)
Schwefstoff					
H 80-S-UP	Arkonabecken	20. 07. 80	41	—	—

2. Probenahme und Meßmethodik

Bis auf zwei Ausnahmen wurden alle Proben während der Ostseefahrt des Forschungsschiffes der AdW der DDR „A. v. Humboldt“ im Juli 1980 entnommen. Eine Übersicht über hydrographische und hydrochemische Daten der Proben gibt Tabelle 1, die Probenahmestationen sind in Abb. 1 dargestellt.

Die Schwefstoffprobe wurde durch Filtrieren von 113 l Ostseewasser (Membranfilter 0,45 µm) gewonnen. Alle Wasserproben (Volumen 10, ... , 11 l) wurden sofort nach dem Schöpfen filtriert (Porenweite 15, ... , 40 µm), in Plastikbehälter gefüllt und mit 50 ml konzentrierter HNO_3 (p.a.) angesäuert. Im Labor wurden sie mit ^{232}U -Spikelösung versetzt und einige Wochen später entsprechend dem in Abb. 2 dargestellten Schema aufgearbeitet.

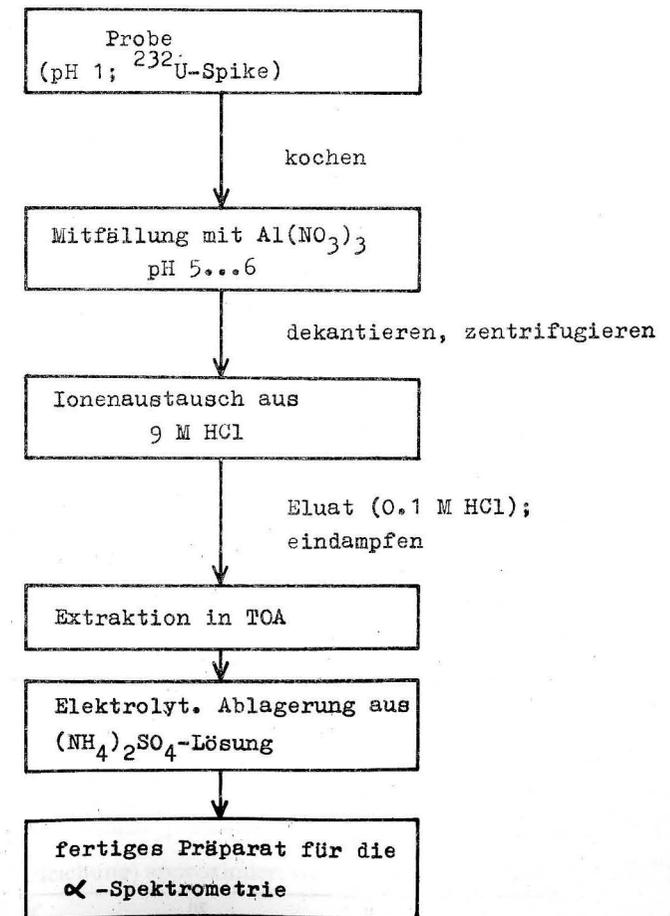


Abb. 2. Flußbild der Probenchemie (vereinfacht)
Format 5 × 7

Die Wiederfindungsrate bei der chemischen Aufbereitung betrug 80%. Die fertigen Präparate wurden mit dem von GELLERMANN u. a. [7] beschriebenen Alphaspktrometer gemessen. Die Halbwertsbreiten lagen bei etwa 90 keV.

3. Meßergebnisse

In Tabelle 2 und Abb. 3 sind die Meßergebnisse der Wasserproben zusammengefaßt. Die angegebenen Fehler der Aktivitätsverhältnisse (AU) sind statistische 1σ Fehler, bei den Uraniumgehalten (w_U) wurden zusätzlich Eich- und Volumenfehler von zusammen 2% berücksichtigt.

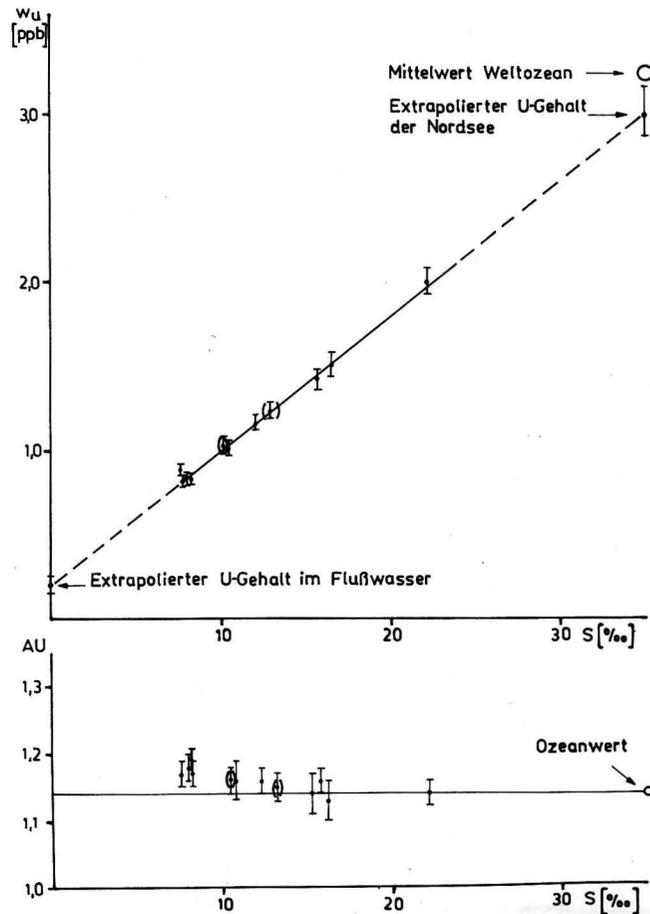


Abb. 3. Uraniumgehalte und Aktivitätsverhältnisse in Abhängigkeit vom Salzgehalt
Format 7 × 10

Tabelle 2
Analysergebnisse der Wasserproben Ostsee

	w_U (ppb)	AU	X ($\mu\text{g/l}$)
H 80-1-UP	$1,01 \pm 0,04$	$1,16 \pm 0,02$	$0,162 \pm 0,021$
H 80-2-UP	$0,89 \pm 0,03$	$1,17 \pm 0,02$	$0,151 \pm 0,068$
H 80-3-UP	—	$1,14 \pm 0,03$	—
H 80-4-UP	$0,83 \pm 0,03$	$1,18 \pm 0,02$	$0,149 \pm 0,017$
H 80-5-UP	$1,51 \pm 0,07$	$1,13 \pm 0,03$	$0,196 \pm 0,046$
H 80-6-UP	$0,82 \pm 0,03$	$1,17 \pm 0,02$	$0,139 \pm 0,017$
H 80-7-UP	$1,16 \pm 0,05$	$1,16 \pm 0,02$	$0,186 \pm 0,025$
H 80-8-UP	$0,82 \pm 0,03$	$1,19 \pm 0,02$	$0,156 \pm 0,017$
H 80-9-UP	$2,00 \pm 0,08$	$1,14 \pm 0,02$	$0,280 \pm 0,041$
H 80-10-UP	$1,42 \pm 0,06$	$1,16 \pm 0,02$	$0,227 \pm 0,030$
P	$1,23 \pm 0,04$	$1,15 \pm 0,02$	$0,184 \pm 0,025$
GM	$1,03 \pm 0,05$	$1,16 \pm 0,03$	$0,165 \pm 0,032$

Aus den Meßergebnissen der Wasserproben ergibt sich eine deutliche Abhängigkeit des Uraniumgehaltes und eine geringe Abhängigkeit des Aktivitätsverhältnisses vom Salzgehalt. Für die Uranium-Salzgehaltsbeziehung folgt aus einer Regressionsanalyse der Zusammenhang

$$w_U = (0,20 \pm 0,04) + (0,080 \pm 0,003) \cdot S, \quad (1)$$

wobei w_U in ppb ($= 10^{-9}$) und S in ‰ angegeben sind.

Der Zusammenhang ist statistisch signifikant: Korrelationskoeffizient $r = 0,9956 > r_{0,001}$ ($\nu = 9$).

Die angegebenen Fehler sind aufgerundete Standardabweichungen, die aus der Streuung der Einzelwerte berechnet wurden, ohne deren unterschiedliche Genauigkeit zu berücksichtigen. Aus Gl. (1) können die Salzgehalte der Proben Poel und Graal-Müritz nachträglich bestimmt werden. Diese Werte sind in Tabelle 1 in Klammern gesetzt.

Für die Bilanzbetrachtungen in der Ostsee ist es günstig, statt des Uraniumgehaltes die Uraniumkonzentration

$$C_U = w_U \cdot \rho$$

(ρ = Dichte des Meerwassers) zu verwenden.

Die notwendige Dichtekorrektur führt auf eine quadratische Abhängigkeit $C_U(S)$, welche jedoch in guter Näherung durch die Gerade

$$C_U = (0,20 \pm 0,04) + (0,081 \pm 0,003) \cdot S \quad (2)$$

(zugeschnittene Größengleichung) approximiert werden kann (C_U in $\mu\text{g/l}$ und S in ‰ angeben).

Aus Gl. (2) erhält man mit $S = 0$ ‰ die mittlere Uraniumkonzentration der Ostseezuflüsse und mit $S = 35$ ‰ die Uraniumkonzentration in der Nordsee. Die Uraniumkonzentration der Ostseezuflüsse sollte folglich $C_{R,0} = (0,20 \pm 0,04) \mu\text{g/l}$ betragen.

Die extrapolierte Uraniumkonzentration der Nordsee wird von Gl. (2) etwas unterschätzt. Mit einer Dichte des Ozeanwassers von $1,026 \text{ g/cm}^{-3}$ ergibt sich ein Wert von $(3,08 \pm 0,15) \mu\text{g/l}$, der mit seinem Schwankungsbereich an der unteren Grenze des Ozeanwertes liegt. Inwieweit die geringe Differenz auf eine entsprechend niedrige Uraniumkonzentration der Nordsee zurückzuführen ist, kann erst nach weiteren Messungen bei höheren Salzgehalten entschieden werden. Teilweise deutliche Abweichungen der Uraniumkonzentration in Küstennähe vom mittleren Ozeanwert wurden schon des öfteren gefunden (Fig. 26 in OSMOND und COWART [18]; MARTIN u. a. [16]).

Die von KOSZY u. a. [12] publizierten, stark schwankenden Uraniumkonzentrationen bei einer nur losen C_U - S -Korrelation konnten nicht bestätigt werden. Abweichungen von Gl. (1) bzw. (2) können möglicherweise in stagnierenden Becken mit reduzierendem Milieu auftreten.

Die Abhängigkeit des Aktivitätsverhältnisses AU vom Salzgehalt (vgl. Abb. 3) kann unter Verwendung des ^{238}U -Defizites $X = C_U(AU - 1)$ durch die zugeschnittene Größen-gleichung

$$X = (0,078 \pm 0,012) + (0,0009) \cdot S \quad (3)$$

beschrieben werden (X in $\mu\text{g/l}$, S in $^0/_{00}$), $r = 0,9636 > r_{0,001}$ ($v = 9$).

Diese Ausgleichsgerade ist aufgrund der relativ großen Meßfehler der Einzelwerte nur als grobe Näherung anzusehen. Für Mischungsbetrachtungen ist es günstig, X als Funktion von w_U anzugeben. Aus den Meßergebnissen ergibt sich die Regressionsgerade

$$X = (0,056 \pm 0,12) + (0,109 \pm 0,010) \cdot w_U \quad (4)$$

(X in $\mu\text{g/l}$, w_U in ppb), $r = 0,9662 > r_{0,001}$ ($v = 11$).

Trotz zweier zusätzlich auswertbarer Meßpunkte (P, GM) ist auch Gl. (4) noch relativ unsicher. Zur Abschätzung des Aktivitätsverhältnisses im Bereich der gemessenen Uraniumgehalte kann Gl. (4) jedoch verwendet werden. Für das Aktivitätsverhältnis der salzarmen Oberflächenschicht ($S \approx 8^0/_{00}$) erhält man 1,17, ..., 1,18. Die Ostsee besitzt damit in großen Teilen ein für Meerwasser sehr hohes Aktivitätsverhältnis.

Tabelle 3
Analyseergebnisse der Schwebstoffe

	Meßwert
Schwebstoffkonzentration (mg/l)	2,35 \pm 0,10
U-Gehalt im Schwebstoff (ppm)	1,15 \pm 0,15
suspendiertes U im Wasser ($\mu\text{g/l}$)	0,0027 \pm 0,0002
AU	0,93 \pm 0,09
$^{230}\text{Th}/^{232}\text{Th}$ (Aktivitätsverhältnisse)	1,02 \pm 0,12

Die Analyseergebnisse der Schwebstoffprobe (Tabelle 3) zeigen, daß in der Ostsee mehr als 99% des Uraniums in gelöster Form vorliegen. Das Aktivitätsverhältnis der Schwebstoffe ist deutlich geringer als das Aktivitätsverhältnis im Wasser.

4. Uraniumbilanz der Ostsee

Auf der Grundlage der erhaltenen Meßergebnisse und der Wasserhaushaltsgrößen der Ostsee kann die Uraniumbilanz abgeschätzt werden. Im langjährigen Mittel gilt die Wasserhaushaltsgleichung

$$Q_{NB} + Q_R + Q_{AB} - Q_{BA} = Q_B \quad (5)$$

mit Q = Volumenstrom des Wassers und den Indizes B = Ostsee, N = Nordsee, R = Flüsse, A = Atmosphäre.

Für Niederschlag und Verdunstung ergibt sich in guter Näherung: $Q_{AB} \approx Q_{BA}$. Nach JACOBSEN [9] beträgt die Flußwasserzufuhr $Q_R = 450 \text{ km}^3/\text{a}$.

Der Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee kann aus Beobachtungen des Salzgehaltes abgeschätzt werden. Nach dem Hydrographischen Lehrsatz von KNUDSEN [11] gilt

$$S_{NB} \cdot Q_{NB} = S_{BN} \cdot Q_{BN} \quad (6)$$

und hieraus folgt mit Gl. (5)

$$Q_{NB} = Q_R \frac{S_{BN}}{S_{NB} - S_{BN}} \quad (7)$$

$$Q_{BN} = Q_R \frac{S_{NB}}{S_{NB} - S_{BN}} \quad (8)$$

Diese Volumenströme wurden nach Salzgehaltsangaben von KNUDSEN [11] und von BROGMUS [6] berechnet (Tabelle 4). Bei Berücksichtigung von Dispersionseffekten (JACOBSEN [9]) würden sich etwas geringere Werte für die Volumenströme ergeben als die in Tabelle 4 angegebenen. Für die weiteren Betrachtungen sollen die nach BROGMUS erhaltenen Resultate zugrunde gelegt werden.

Tabelle 4
Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee für den Bereich der Darßer Schwelle (abgeschätzt nach dem Hydrographischen Lehrsatz)

S_{NB} ($^0/_{00}$)	S_{BN} ($^0/_{00}$)	Q_{NB} (km^3/a)	Q_{BN} (km^3/a)	Salzgehalt nach
17,4	8,7	450	900	KNUDSEN [11]
16,5	10,0	690	1140	BROGMUS [6]

Die Uraniummassenströme können aus den entsprechenden Bilanzgleichungen abgeschätzt werden. Für ^{238}U gilt

$$\dot{m}_{NB}^{(8)} + \dot{m}_R^{(8)} - \dot{m}_{BN}^{(8)} - \dot{m}_S^{(8)} = 0 \quad (9)$$

und für ^{234}U

$$\delta \dot{m}_{NB}^{(8)} + \delta \dot{m}_R^{(8)} + \delta \dot{m}_{BN}^{(8)} - \delta \dot{m}_S^{(8)} = 0 \quad (10)$$

Hierbei sind

$$\begin{aligned} \dot{m}^{(8)} &= C_U \cdot Q && {}^{238}\text{U-Massenstrom,} \\ \delta\dot{m}^{(8)} &= \zeta (AU - 1) Q && {}^{238}\text{U-Defizit-Massenstrom;} \end{aligned}$$

der Index S kennzeichnet das Sediment.

Die Gleichungen (9) und (10) gelten für den stationären Fall (Konstanz des Uraniumgehaltes der Ostsee). Die radioaktive Umwandlung der Uraniumisotope wurde vernachlässigt, da deren Halbwertszeiten groß gegen die mittlere Verweildauer des Wassers im Ostseebecken ($\tau_w \approx 50$ a) sind.

Die Auswertung der Gleichungen (9) und (10) setzt die Kenntnis der Uraniumkonzentration der Ostsee-Flüsse voraus.

Die publizierten Uraniumkonzentrationen von in die Ostsee mündenden Flüssen sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Alle Werte sind als Repräsentativwerte der Ostseezuflüsse nur bedingt verwendbar. Die von KOSZY u. a. [12] untersuchten Flüsse wurden zwar kurz vor der Mündung beprobt, die Genauigkeit der fluorimetrischen Analysen ist allerdings kritisch zu bewerten. Darüber hinaus zeigten Messungen zu unterschiedlichen Zeiten (Frühjahr, Sommer) stark schwankende Uraniumkonzentrationen (0,2, ..., 0,6 $\mu\text{g/l}$), aus denen man nur durch Mittelung über den jahreszeitlichen Abfluß verlässliche Repräsen-

Tabelle 5
Uraniumkonzentrationen von Ostseezuflüssen

Fluß	C_U ($\mu\text{g/l}$)	Q (km^3/a)
Torne älv	0,4 ¹⁾	11,0 ³⁾
Lule älv	0,5 ¹⁾	16,1 ⁴⁾
Skellefte älv	0,4 ¹⁾	5,0 ³⁾
Indalsälven	0,3 ¹⁾	14,5 ³⁾
Dalälven	0,6 ¹⁾	11,7 ³⁾
Kemijoki	0,4 ¹⁾	16,6 ⁴⁾
Kokemärnjoki	0,6 ¹⁾	6 ⁵⁾
Kyminjoki	0,5 ¹⁾	6,3 ⁶⁾
Motala Ström	0,5 ¹⁾	2,8 ³⁾
Mörrumsån	12,9 ¹⁾	1 ¹⁾
Neva	0,3 ²⁾	82 ⁴⁾
Luga	0,5 ²⁾	3 ⁵⁾
Narva/Pljussa	0,4 ²⁾	12 ⁵⁾
Wisla ⁷⁾	0,34 \pm 0,02	34,7 ⁴⁾

¹⁾ KOSZY u. a. [12]

²⁾ BATURIN und KOCENOV [3]

³⁾ KELLER [10]

⁴⁾ MARCINEK [15]

⁵⁾ Schätzwert

⁶⁾ MAGAARD und RHEINHEIMER [14]

⁷⁾ bei Kraków (5. 9. 1980)

tativwerte erhalten könnte. In Tabelle 5 wurden solche Werte auf arithmetische Mittelwerte reduziert.

Die von BATURIN und KOCENOV [3] publizierten Uraniumkonzentrationen wurden einer Grafik entnommen und sind deshalb relativ ungenau. Angaben zur Probennahme fehlen völlig.

Die selbst gemessene Wisla-Probe ist aufgrund des Probennahmeortes Kraków nur bedingt aussagekräftig. Da sich der Meßwert gut in die übrigen Werte einfügt, soll er vorläufig verwendet werden.

Aktivitätsverhältnisse der Ostseezuflüsse wurden bisher nicht publiziert. Bei der genannten Wisla-Probe wurde ein Wert von $AU = 1,75 \pm 0,05$ gemessen.

Der gewogene Mittelwert der Uraniumkonzentration im Flußwasser beträgt 0,42 $\mu\text{g/l}$. Dabei wurden etwa 50% des Gesamtzuflusses zur Ostsee berücksichtigt. Der Mörrumsån wirkt sich mit seiner hohen Uraniumkonzentration relativ stark auf den Mittelwert aus. Da bei südfinnischen Flüssen mit ähnlichen Uraniumkonzentrationen zu rechnen ist (ASIKAINEN und KAHLOS [1]), wurde der Mörrumsån in die Mittelwertbildung einbezogen.

Aus den bisher publizierten Daten kann somit unter Berücksichtigung der Meßfehler eine mittlere Uraniumkonzentration der Ostseeflüsse von $C_R = (0,4 \pm 0,1) \mu\text{g/l}$ abgeschätzt werden. Dieser Wert liegt deutlich höher als die vorn aus den Meßergebnissen extrapolierte Uraniumkonzentration von $C_{R,0} = (0,20 \pm 0,04) \mu\text{g/l}$. Geht man davon aus, daß diese Differenz real ist und nicht durch Meßungenauigkeiten bedingt, so sind folgende Ursachen denkbar:

1. BATURIN und KOCENOV [3] stellten fest, daß durch Schwebstoffe in Flüssen etwa die gleiche Menge Uranium transportiert wird wie in gelöster Form. Wurde bei den publizierten Uraniumanalysen unfiltriertes Wasser verwendet (bei KOSZY u. a. [12] war das der Fall), so kann die festgestellte Differenz hierauf zurückgeführt werden.

2. In der Ostsee wird Uranium ausgefällt oder von Sedimenten sorbiert. Dieser Fall wurde von KOSZY u. a. [12] diskutiert. Allerdings müssen die dort mitgeteilten Abschätzungen aufgrund der neuen Daten stark revidiert werden. Die sich vorerst ergebende Differenz zwischen extrapolierte und abgeschätzter Uraniumkonzentration der Ostseezuflüsse von 0,2 $\mu\text{g/l}$ sollte als obere Grenze angesehen werden.

3. Proben, die in der Nähe von Flußmündungen entnommen werden, können einen erhöhten Uraniumanteil, der aus der Mischung mit Ostseewasser resultiert, aufweisen. Der

Tabelle 6
Uraniumbilanz der Ostsee (Wasserbilanz nach BROGMUS (Tabelle 5))

	NB	BN	R	S
C_U ($\mu\text{g/l}$)	1,54	1,01	0,2 ... 0,4	—
AU	1,145	1,165	1,40 ... 1,28	(1,16) ¹⁾
$\dot{m}^{(8)}$ (10^3 kg/a)	1061	1151	90 ... 180	0 ... 90
$\delta\dot{m}^{(8)}$ (10^3 kg/a)	154	190	36 ... 50	0 ... 14
Zum Vergleich: Angaben von KOSZY u. a. [12]				
$\dot{m}^{(8)}$ (10^3 kg/a)	1350	850 ... 1350	600	150 ... 800

¹⁾ Annahme

aus Abb. 2 erhaltene extrapolierte Wert der mittleren Uraniumkonzentration der Ostseezuflüsse repräsentiert den reinen Süßwasser-Uraniumeintrag.

Die aus den Meßergebnissen (Gl. (2) und Gl. (4)) und den Wasserbilanzen (Tabelle 4) abgeschätzten Uranium-Massenströmen enthält Tabelle 6. Die Massenströme sind geringer, als die früher von KOSZY u. a. [12] angegebenen Werte. Insbesondere die Uraniumzufuhr durch die Flüsse und die Sedimentation des Uraniums in der Ostsee ist nach diesen Ergebnissen wesentlich niedriger als bisher angenommen. Die aus den Messungen resultierende Uraniumkonzentration der Ostseezuflüsse stimmt jedoch gut mit neueren Abschätzungen der mittleren Uraniumkonzentration im gesamten Ozeanzufluß von etwa $0,3 \mu\text{g/l}$ überein (KU u. a. [13]; BERTSCH [4]).

Für die Sedimentation des Uraniums folgt aus der Massenbilanz Gl. (9), der Salzbilanz Gl. (6), der Wasserhaushaltsgleichung Gl. (5) und der Gl. (2) die Beziehung

$$m_s^{(8)} = (C_R - C_{R,0}) Q_R \quad (11)$$

Diese Relation erlaubt eine Abschätzung der Sedimentationsrate.

Das abgeschätzte Aktivitätsverhältnis der Ostseezuflüsse ist von der benutzten Wasserbilanz abhängig. Setzt man voraus, daß die Ostseezuflüsse ähnliche Aktivitätsverhältnisse aufweisen wie die gesamten Ozeanzuflüsse, so ist ein AU -Wert von 1,2 ... 1,3 zu erwarten (KU u. a. [13]). Um AU -Werte in diesem Bereich zu erhalten, müßten bei Gültigkeit der Wasserbilanz nach BROGMUS Uraniumfällungen auftreten. Die Ermittlung der tatsächlich vorkommenden Werte setzt eine präzise Kenntnis der Wasserbilanz voraus. Andererseits wäre es bei genauer Kenntnis der Uraniumkonzentration und des Aktivitätsverhältnisses in der Ostsee (einschließlich der Zuflüsse) möglich, Aussagen über die Wasserbilanz zu gewinnen.

Nach den Werten von Tab. 6 wirkt die Ostsee für den Weltozean als Uraniumquelle mit einem U-Massenstrom von etwa $90 \cdot 10^3 \text{ kg/a}$. Das entspricht näherungsweise dem von BERTSCH [4] angegebenen Massenstrom des Rheins. Die Ostsee enthält insgesamt $25 \cdot 10^6 \text{ kg U}$ mit einem mittleren Aktivitätsverhältnis von 1,16, wenn man einen mittleren Salzgehalt von $12^0/00$ und ein Gesamtvolumen des Ostseewassers von 21000 km^3 zugrunde legt.

Danksagung

Zwei Proben (P, GM) entnahm Herr Prof. W. STOLZ (Bergakademie Freiberg), und die Beprobung der Wisła erfolgte mit freundlicher Unterstützung von Herrn Dr. J. GRABCZAK (AGH Kraków). Beiden Herren möchten wir dafür danken.

Für die hilfreichen Diskussionen bei der Abfassung des Manuskripts danken wir den Herren Dipl.-Met. E. FRANCKE und Dr. sc. L. BRÜGMANN (Institut für Meereskunde der AdW der DDR).

Literatur

- [1] ASIKAINEN, M., und H. KAHLOS: Natural radioactivity of ground and surface water in Finland. Report STL-A24. Institute of Radiation Protection, Helsinki 1977, 32 Seiten.
 [2] BATURIN, G. N.: Zu Fragen der Geochemie des Uraniums in der Ostsee (in russ.). *Geochimia* (1968) H. 3, 377—381.

- [3] BATURIN, G. N., und A. V. KOCENOV: Die Migration des Uraniums in Flüssen und seine Aufenthaltszeit im Weltozean, in Meeren und Seen (in russ.). *Geochimia* (1969) H. 6, 715—723.
 [4] BERTSCH, G.: Urangehalt und $\text{U}^{234}/\text{U}^{238}$ im Wasserkreislauf, Uraninput in den Ozean. Diplomarbeit. Institut für Umweltp Physik. Universität Heidelberg 1976.
 [5] BLOCH, S.: Some factors controlling the concentration of uranium in the world ocean. *Geochim. Cosmochim. Acta* **44** (1980), 373—377.
 [6] BROGMUS, W.: Eine Revision des Wasserhaushaltes der Ostsee. *Kieler Meeresforschung* **9** (1952) H. 1, 15—42.
 [7] GELLERMANN, R., K. FRÖHLICH und M. DEUTSCHER: Ein Spektrometer für Untersuchungen mit Umwelt nukliden. *Isotopenpraxis* **17** (1981) H. 5, 206—210.
 [8] HUPFER, P.: Die Ostsee — kleines Meer mit großen Problemen. B. G. Teubner, Leipzig 1979, 152 Seiten.
 [9] JACOBSEN, T. S.: The Belt Project. Sea water exchange of the Baltic. Measurements and methods. National Agency of Environmental Protection, Denmark. Copenhagen 1980, 107 Seiten.
 [10] KELLER, R.: Gewässer und Wasserhaushalt des Festlandes. B. G. Teubner, Leipzig 1962, 520 Seiten.
 [11] KNUDSEN, M.: Ein hydrographischer Lehrsatz. *Ann. d. Hydrogr. u. marit. Meteor.* **28** (1900), 316—320.
 [12] KOSZY, F. F., E. TOMIC und F. HECHT: Zur Geochemie des Urans im Ostseebecken. *Geochim. Cosmochim. Acta* **11** (1957), 86—102.
 [13] KU, T. L., K. G. KNAUSS und G. G. MATTHIEU: Uranium in open ocean: concentration and isotopic composition. *Deep Sea Res.* **24** (1977), 1005—1017.
 [14] MAGAARD, L., and G. RHEINHEIMER (Hrsg.): Meereskunde der Ostsee. Springer Verlag, Berlin—Heidelberg—New York. 1974, 269 Seiten.
 [15] MARCINEK, J.: Das Wasser des Festlandes. VEB Hermann Haack, Gotha/Leipzig 1976, 224 Seiten.
 [16] MARTIN, J.-M., M. MEYBECK und M. PUSSET: Uranium Behaviour in the Zaire Estuary. *Netherlands J. of Sea Res.* **12** (1978), 338—344.
 [17] MATTHÄUS, W., E. FRANCKE, H.-U. LASS und R. SCHWABE: Untersuchung der Wasseraustauschprozesse im Bereich der Darßer Schwelle. *Beitr. z. Meereskunde* (1982) H. 47, 31—50.
 [18] OSMOND, J. K., und J. B. COWART: The theory and uses of natural uranium isotopic variations in hydrology. *Atomic Energy Review* **14** (1976), 621—679.

Anschriften der Verfasser:

Dipl.-Phys. RAINER GELLERMANN und Prof. Dr. sc. nat. KLAUS FRÖHLICH
 Bergakademie Freiberg
 Sektion Physik
 DDR-9200 Freiberg

Dr. DIETER LANGE
 Institut für Meereskunde der AdW der DDR
 DDR-2530 Rostock-Warnemünde

Zur Verteilung von Tritium in der Ostsee im Jahre 1980

Von KLAUS FRÖHLICH, DIETER LANGE und DETLEF HEBERT

Zusammenfassung: Messungen der spezifischen Tritiumaktivität an Wasserproben von 12 Stationen in der Ostsee werden mitgeteilt. Zwischen der Tritiumaktivität (in Bq l^{-1}) und dem Salzgehalt des Wassers $S(\text{‰})$ besteht der lineare Zusammenhang

$$A/\text{Bq l}^{-1} = 10,79 - 0,263 \cdot S/\text{‰}.$$

Für den Untersuchungszeitraum wird die gesamte Tritiumaktivität der Ostsee mit (181 ± 4) PBq bzw. $(4,9 \pm 0,1)$ MCi errechnet.

Summary: Measurements of the specific tritium activity (A) of water samples of 12 stations from the Baltic Sea are given. Between the tritium activity (in Bq l^{-1}) and the salinity $S(\text{‰})$ exists the linear relation

$$A/\text{Bq l}^{-1} = 10,79 - 0,263 \cdot S/\text{‰}.$$

For the time of investigation the whole tritium activity of the Baltic Sea is calculated with (181 ± 4) PBq or $(4,9 \pm 0,1)$ MCi.

1. Einleitung

Messungen der Verteilung von Tritium in der Hydrosphäre bilden die Grundlage für viele geowissenschaftliche Anwendungen, z. B. zur Erforschung der Dynamik ozeanischer Transportprozesse [1], [2]. Im hydrosphärischen Tritiuminventar dominiert gegenwärtig das durch Wasserstoffbombenversuche und durch kosmische Strahlung erzeugte Tritium; der Anteil des durch kommerzielle Tritiumanwendung und durch Kernergieanlagen in den Wasserkreislauf injizierten Tritiums nimmt jedoch ständig zu [3]. Tritiummessungen erhalten somit aus der Sicht der Umweltforschung besondere Bedeutung.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, den gegenwärtigen Gehalt an Tritium in repräsentativen Teilgebieten der Ostsee zu bestimmen, um zur Erfassung und Einschätzung der Tritiumbilanz der Ostsee beizutragen.

2. Probenahme und Messung

Die Ostseewasserproben wurden während der Expedition des Forschungsschiffes „A. v. Humboldt“ der AdW der DDR im Juli 1980 entnommen. Hierzu dienten automatisch schließende Wasserschöpfer der ozeanologischen Meßkette OM 75 des Instituts für Meereskunde der AdW der DDR, mit der gleichzeitig Salzgehalt und Temperatur bestimmt wurden.

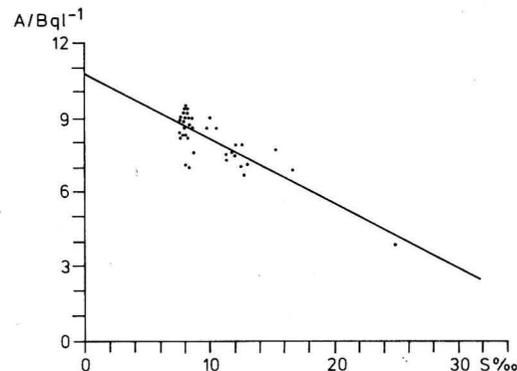


Abb. 2. Tritiumgehalt in Abhängigkeit vom Salzgehalt der untersuchten Ostseewasserproben

Trägt man die spezifischen Tritiumaktivitäten über die zugehörigen Salzgehalte auf (Abb. 2), so läßt sich auf einen linearen Zusammenhang beider Meßgrößen schließen. Eine Regressionsanalyse ergibt die Beziehung

$$A/\text{Bq l}^{-1} = 10,79 - 0,263 \cdot S/\text{‰}; \quad (1)$$

der Korrelationskoeffizient beträgt $r = -0,83$. Dieser empirische Sachverhalt weist darauf hin, daß sich die Ostsee im Untersuchungszeitraum bezüglich des Tritiumhaushaltes in einem quasistationären Zustand befand.

Unter der Voraussetzung, daß die Tritium- und Salzgehalte an den beprobten Stationen repräsentativ für das jeweilige Teilgebiet der Ostsee sind, kann deren Tritiuminventar abgeschätzt werden. Hierzu wird die über die Wassertiefe gemittelte spezifische Tritiumaktivität mit dem Wasservolumen des betreffenden Teilgebietes multipliziert (vgl. Tabelle 2). Für den nicht beprobten Finnischen und den Bottnischen Meerbusen wird die mittlere spezifische Tritiumaktivität aus den mittleren Salzgehalten, die nach [6] zu $(6 \pm 0,5)\text{‰}$ bzw. $(5 \pm 0,5)\text{‰}$ abgeschätzt wurden, mit Hilfe von Gl. (1) bestimmt. Die spezifische Tritium-

Tabelle 2
Zum Tritiuminventar der Ostsee im Jahre 1980

	Wasservolumen km ³	mittl. spez. T-Aktivität Bq l ⁻¹	T-Aktivität PBq
Arkonabecken	430	8,80 ± 0,24	3,8 ± 0,1
Bornholmbecken	1780	8,69 ± 0,24	15,5 ± 0,4
Gdånsker Bucht	1460	8,69 ± 0,24	12,7 ± 0,4
übrige Gotlandsee	9250	8,09 ± 0,36	74,8 ± 3,3
Rigaer Bucht	410	8,69 ± 0,24	3,6 ± 0,1
Finnischer Meerbusen	1100	9,16 ± 0,24	10,1 ± 0,3
Bottnischer Meerbusen	6370	9,52 ± 0,24	60,6 ± 1,5
gesamte Ostsee	20800	8,7 ± 0,2	181 ± 4

aktivität in der Rigaer Bucht kann näherungsweise gleich dem für die Gdånsker Bucht erhaltenem Wert gesetzt werden. Somit ergibt sich für den Untersuchungszeitraum die gesamte Tritiumaktivität der Ostsee zu (181 ± 4) PBq bzw. $(4,9 \pm 0,1)$ MCi. Diese Aktivität entspricht einer Tritiummasse von 0,5 kg.

Literatur

- [1] WEISS, W., W. ROETHER und E. DREISIGACKER: Tritium in the North Atlantic Ocean, in: Behaviour of Tritium in the Environment. Proc. Symp. San Francisco, 16—20 Oct. 1978. IAEA 1979, S. 315.
- [2] MICHEL, R. L.: Tritium inventories of the world oceans and their implications. Nature **263** (1976), 103.
- [3] WEISS, W., J. BULLACHER und W. ROETHER: Evidence of pulsed discharges of tritium from nuclear energy installations in Central European precipitation, in: Behaviour of Tritium in the Environment. Proc. Symp. San Francisco, 16—20 Oct. 1978. IAEA 1979, S. 17.
- [4] MATTHÄUS, W.: Grundzüge der Hydrographie der Ostsee. Acta hydrochim. hydrobiol. **6** (1978), H. 1.
- [5] FRÖHLICH, K., D. LANGE und D. HEBERT: Zur räumlichen und zeitlichen Änderung von Tritium in der Ostsee.
- [6] KULLENBERG, G., und T. S. JACOBSEN: The Baltic Sea: an Outline of its Physical Oceanography. Marine Pollution Bulletin **12** (1981), 6, 183.

Anschriften der Verfasser:

Prof. Dr. sc. nat. KLAUS FRÖHLICH und
Dr. rer. nat. DETLEF HEBERT
Bergakademie Freiberg
Sektion Physik
DDR-9200 Freiberg

Dr. rer. nat. DIETER LANGE
Institut für Meereskunde der AdW der DDR
DDR-2530 Rostock-Warnemünde

Zur experimentellen Bestimmung mesoskaler Stromlinienmuster

Von WOLFGANG FENNEL und BERND KAYSER

Zusammenfassung: Unter Ausnutzung von Strömungsmessungen, die in einem Bojendreieck durchgeführt wurden und daher die Ermittlung der horizontalen Vektorgradienten des Stromfeldes gestatten, werden mesoskale Stromlinienmuster ermittelt. Die verwendete Methode basiert auf der Theorie kollinearer Strömungen. Es wird betont, daß diese Auswertungen eine nützliche Ergänzung zur Untersuchung von Strömungsregimen darstellt.

Summary: Based on current measurements which were performed in a triangular bouy array the horizontal current vector gradient was estimated in order to determine mesoscale flow pattern. The used method is based on the theory of linear fluid motion. Such investigations may be useful in order to get an impression of the spatial current structure.

1. Einleitung

Die Ermittlung zeitlicher Variabilitäten von Strömungen in einem ortsfesten Punkt ist relativ einfach. Dagegen ist die Gewinnung räumlicher Momentaufnahmen (oder Quasimomentaufnahmen) bedeutend aufwendiger. Dies gilt insbesondere für Seegebiete ohne stationäre Grundströmungen. Für eine Reihe von Fragestellungen ist aber gerade die Kenntnis der zu Energiekonzentrationen in Frequenzspektren korrespondierenden räumlichen Strömungsmustern von entscheidender Bedeutung. Als Beispiele führen wir die Untersuchung der turbulenten Diffusion [1] (das zeitliche Verhalten der Dispersion passiver Substanzen wird entscheidend durch die räumliche Struktur der Stromfelder bestimmt) sowie die Untersuchungen von Fronten oder singuläre Stellen in Stromfeldern an.

Zur direkten Ermittlung von Stromlinienmustern gibt es im Prinzip zwei Möglichkeiten: Zum einen ist dies die Messung der Strömung mit Hilfe eines Feldes von Strömungsmessern und zum anderen die Verfolgung und Aufzeichnung der Bahnkurven von Treibkörpern. Als Beispiel für den ersten Fall erwähnen wir die Arbeit von FREELAND und GOULD (1976) [2] im Rahmen des MODE-Unternehmens. Diese Autoren ermittelten mit Hilfe eines als „objektive Analyse“ bezeichneten Verfahrens die zu den Meßdaten korrespondierenden Stromlinienmuster. Die Bestimmung von Stromlinien mit Hilfe von Driftkörpern (SOFAR floats) wurden zum Beispiel von ROSSBY, VOORHIS und WEBB (1975) [3] durchgeführt. Weiterhin diskutierten OKUBO und EBBESMEYER [4] die Möglichkeit der Bestimmung der Komponenten des Vektorgradienten des Stromfeldes unter Verwendung eines Ensembles von Treibkörpern.

In der vorliegenden Arbeit werden kollineare, mesoskale Stromlinienmuster unter Verwendung von Strömungsmessungen, die von HELM und STURM [5] in der westlichen Ostsee durchgeführt wurden, ermittelt.

Dabei bezeichnen wir ein Gebiet mit einer charakteristischen Abmessung bis zu 10 sm als mesoskalen Bereich. Im folgenden Abschnitt werden kurz die Annahmen und Ansätze der Theorie kollinearier Strömungen diskutiert, und anschließend werden die Ermittlung und Diskussion realer Strömungsmuster durchgeführt.

2. Theorie kollinearier Strömungen

Die Theorie kollinearier Strömungen ist in Standardwerken (z. B. [6]) abgehandelt. OKUBO [7] hat die Resultate noch einmal unter der einschränkenden Bedingung, daß der Nullpunkt des Koordinatensystems mit dem singulären Punkt zusammenfällt, dargestellt. Wir fassen deshalb nur die Grundannahmen und Resultate der Theorie kurz zusammen. Wir betrachten einen mesoskalen Ausschnitt eines Seegebietes. Das großräumige Zirkulationsbild wird sich in einem mesoskalen Bereich nur schwach räumlich und zeitlich ändern. Weiterhin zerlegen wir die zeitliche Entwicklung des mesoskalen Zirkulationsmusters in praktisch stationäre Abschnitte.

$$\bar{u}(x, y, z, t) \approx \begin{cases} \bar{u}_1(x, y, z) & \text{für } t_0 < t < t_1, \\ \bar{u}_2(x, y, z) & \text{für } t_1 < t < t_2, \\ \vdots & \end{cases}$$

$$\bar{v}(x, y, z, t) \approx \begin{cases} \bar{v}_1(x, y, z) & \text{für } t_0 < t < t_1, \\ \bar{v}_2(x, y, z) & \text{für } t_1 < t < t_2, \\ \vdots & \end{cases}$$

Auf Grund der schwachen räumlichen Änderung der stationären Ausschnitte $\bar{u}_n(x, y, z)$ und $\bar{v}_n(x, y, z)$ können wir diese Größen in TAYLOR-Reihen entwickeln, die nach den linearen Termen abbrechen

$$\bar{u}_n(x, y, z) = \bar{u}_n(0, 0, z) + \frac{\partial \bar{u}_n}{\partial x} \Big|_{x=y=0} \cdot x + \frac{\partial \bar{u}_n}{\partial y} \Big|_{x=y=0} \cdot y$$

$$\bar{v}_n(x, y, z) = \bar{v}_n(0, 0, z) + \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial x} \Big|_{x=y=0} \cdot x + \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial y} \Big|_{x=y=0} \cdot y.$$

Wir lassen im weiteren den Index n fort und schreiben

$$\bar{u} = u_0 + ax + by,$$

$$\bar{v} = v_0 + \alpha x + \beta y.$$

Die Größen $u_0, v_0, a, b, \alpha, \beta$ werden für unterschiedliche Zeitintervalle unterschiedliche Werte besitzen und hängen von z ab. Setzt man $\bar{u} = \dot{x}$, $\bar{v} = \dot{y}$ ($\dot{x} = \frac{dx}{dt}$), so folgt für die Bahnkurven von Teilchen im Strömungsfeld das Gleichungssystem

$$\begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a & b \\ \alpha & \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Durch Elimination der Zeit folgt eine Gleichung zur Bestimmung von $y = y(x)$

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v_0 + \alpha x + \beta y}{u_0 + ax + by}. \quad (2)$$

Jedem Punkt (x, y) , in dem Zähler und Nenner von (2) nicht gleichzeitig verschwinden, kann eine eindeutige Ableitung $\frac{dy}{dx}$ zugeordnet werden. Durch diese Ableitung wird die Richtung der Tangente der Kurve $y(x)$ bestimmt. Die Schar der Lösungskurven $y(x)$ bestimmt gerade das Stromlinienmuster. Durch jeden Punkt geht genau eine Stromlinie. Verschwinden Zähler und Nenner von (2) in einem Punkt (x_s, y_s) , so können in diesem singulären Punkt unendlich viele Stromlinien einmünden oder sie können sich diesem Punkt asymptotisch nähern. Die Koordinaten des singulären Punktes lauten:

$$x_s = \frac{v_0 b - u_0 \beta}{a \beta - \alpha b}, \quad y_s = \frac{u_0 \alpha - v_0 a}{a \beta - \alpha b}.$$

Für $a\beta - \alpha b \rightarrow 0$ streben x_s und y_s gegen „unendlich“, d. h., sie liegen weit außerhalb des betrachteten Gebietes. Für $a\beta - \alpha b \rightarrow 0$ und $v_0 b - u_0 \beta \rightarrow 0$ entartet der singuläre Punkt zu einer Konvergenz- oder Divergenzlinie, die durch die Gleichung

$$y = -\frac{1}{b}(u_0 + ax)$$

bestimmt ist.

Für $a\beta \neq \alpha b$ lautet die Lösung von (1) mit den Anfangsbedingungen $x(0) = x_0$ und $y(0) = y_0$

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_s \\ y_s \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{x_0}{2} + \frac{1}{4q} [(x_0 - x_s)(a - \beta) + 2b(y_0 - y_s)] & \frac{x_0}{2} - \frac{1}{4q} [2b(y - y_s) + (a - b)(x_0 - x_s)] \\ \frac{y_0}{2} + \frac{1}{4q} [2\alpha(x_0 - x_s) - (a - \beta)(y_0 - y_s)] & \frac{y_0}{2} + \frac{1}{4q} [(y_0 - y_s)(a - \beta) - 2\alpha(x_0 - x_s)] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{r_1 t} \\ e^{r_2 t} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Hier sind r_1 und r_2 durch die Determinante

$$\begin{vmatrix} a - r & b \\ \alpha & \beta - r \end{vmatrix} = 0$$

bestimmt:

$$r_{1,2} = \frac{1}{2}(a + \beta) \pm q, \quad q = \sqrt{\frac{(a - \beta)^2}{4} + \alpha b}.$$

Für $x_s = y_s = 0$ folgt aus (3) die von OKUBO (1970) [7] angegebene Lösung.

Die Klassifikation kollinearier Strommuster ist durch die Eigenschaften von r_1 und r_2 möglich. Die Struktur der Stromlinienbilder läßt sich qualitativ bereits durch die Art der Singularität der Gl. (1) erkennen. Eine Übersicht über die möglichen Singularitätentypen ist in Tabelle 1 gegeben.

Tabelle 1
Klassifikation singularer Punkte

1. r_1, r_2 reell	Art der Singularität	2. r_1, r_2 komplex r_1 konjugiert komplex zu r_2 $r_{1,2} = \text{Re}(r) \pm iq$	Art der Singularität
1.1. $r_2 < r_1 < 0$	stabiler Knoten	2.1. $\text{Re}(r) = 0$	Wirbel
1.2. $0 < r_2 < r_1$	instabiler Knoten	2.2. $\text{Re}(r) > 0$	instabiler Strudel
1.3. $r_2 < 0 < r_1$	Sattelpunkt	2.3. $\text{Re}(r) < 0$	stabiler Strudel
1.4. $r_2 < 0, r_1 = 0$	Konvergenzlinie		
1.5. $r_2 = 0, r_1 > 0$	Divergenzlinie		

Besonders einfach ist die Bestimmung der Stromlinienmuster für verschwindende horizontale Divergenz ($a + \beta = 0$). Dann ist die Stromfunktion Ψ durch $\Psi_y = u$ und $\Psi_x = -v$ bestimmt, und es folgen als Stromlinienmuster Kurven zweiter Ordnung

$$\Psi = -\alpha \frac{x^2}{2} + b \frac{y^2}{2} + axy + u_0 y - v_0 x + \text{const.}$$

3. Experimentell ermittelte kollineare Strommuster

Mit Hilfe von Strömungsmessungen, die die Bildung des Vektorgradienten erlauben, können stets kollineare Stromlinienmuster ermittelt werden. Wir verwenden im Sommer 1978 in der Mecklenburger Bucht etwa 5 sm nördlich von Kühlungsborn gewonnenes Material [5]. Drei zu einem Dreieck angeordnete Bojen waren mit je 7 Strommessern bestückt. Das Bojendreieck ist in den Abbildungen 1 bis 12 durch die Buchstaben A, B, C gekennzeichnet. Der Abstand zwischen den Bojen betrug 2 sm. Zur Bildung der räumlichen Ableitungen ist es erforderlich, eine fiktive Station D einzuführen, die zwischen den Stationen B und C liegt und deren Meßwerte als arithmetisches Mittel der Stromvektoren bei B und C angesehen werden. Man könnte vermuten, daß die Bildung eines räumlichen Mittels zu Inkonsistenzen führt. Es sei bereits hier erwähnt, daß eine Verlegung der fiktiven Station etwa zwischen A und B oder zwischen A und C keine signifikante Veränderungen der Parameter des kollinearen Feldes ergab.

Wir berechnen zunächst Tagesmittel der Strömungsvektoren und die entsprechenden Komponenten des Vektorgradienten

$$\begin{pmatrix} a & b \\ \alpha & \beta \end{pmatrix}$$

In Tabelle 2 sind die Resultate für die vertikal gemittelte Strömung für 13 Tage zusammengestellt. Vom ersten bis zum elften Tag bildet die Singularität einen Sattelpunkt, während

Tabelle 2
Vertikal gemittelte Komponenten des Vektorgradienten und die Parameter des kollinearen Stromfeldes (ADDI 78)

Datum	a (s^{-1}) $\times 10^{-6}$	b (s^{-1}) $\times 10^{-6}$	α (s^{-1}) $\times 10^{-6}$	β (s^{-1}) $\times 10^{-6}$	$a\beta - ab$ $\times 10^{-11}$	x_s (km)	y_s (km)	r_1 (s^{-1}) $\times 10^{-6}$	r_2 (s^{-1}) $\times 10^{-6}$	Singularitätentyp
31. 5.	—	0,47	4,61	0,30	—	—	—	6,69	—	Sattel
1. 6.	4,40	2,19	25,59	7,64	—	—11,60	—	13,68	—	Sattel
2. 6.	2,62	1,97	25,59	5,86	—	4,08	—	11,52	—	Sattel
3. 6.	—	3,24	9,48	—	—	4,37	—	6,00	—	Sattel
4. 6.	—	2,71	4,96	—	—	4,01	—	2,99	—	Sattel
5. 6.	—	8,57	—	4,40	—	0,69	—	3,52	—	Sattel
6. 6.	—	7,89	—	12,93	—	—	—	7,43	—	Sattel
7. 6.	—	2,53	5,61	8,56	—	12,17	—	12,84	—	Sattel
8. 6.	—	4,15	9,76	—	—	5,00	—	8,20	—	Sattel
9. 6.	—	1,22	3,62	8,56	—	2,76	—	8,21	—	Sattel
10. 6.	—	15,24	—	—	—	14,30	—	12,64	—	Sattel
11. 6.	—	29,08	—	—	—	16,67	—	27,37	—	Sattel
12. 6.	—	9,76	—	7,21	—	—	—	8,49	—	instab. Strudelp.

am 13. Tag ein instabiler Strudelpunkt mit dem entsprechenden Stromlinienmuster vorliegt. Die zugehörigen Strommuster sind in Abb. 1 bis 12 dargestellt. Aus der Tabelle 2 lassen sich die Größenordnungen der Komponenten des Vektorgradienten entnehmen.

Wir bemerken, daß diese Größen stets kleiner als die halbe lokale Trägheitsfrequenz f sind ($f/2 = 6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$). KIRWAN [8] hatte bereits 1975 festgestellt, daß in sehr unterschiedlichen Seegebieten die mit verschiedenen Methoden bestimmten Vektorgradientenkomponenten stets kleiner als $f/2$ sind. Da dies für ROSSBY-Zahlen $\varepsilon \lesssim 1/2$ zu erwarten

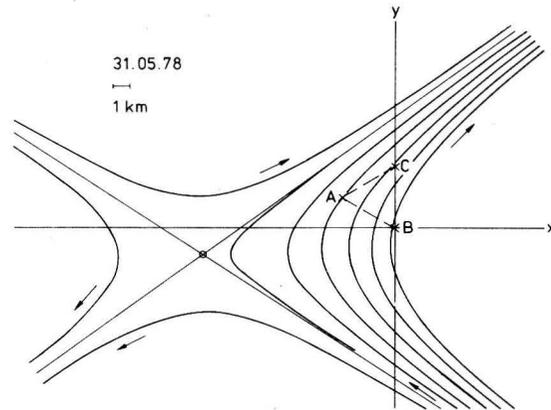


Abb. 1. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 31. 5. 1978 (24-h-Mittel)

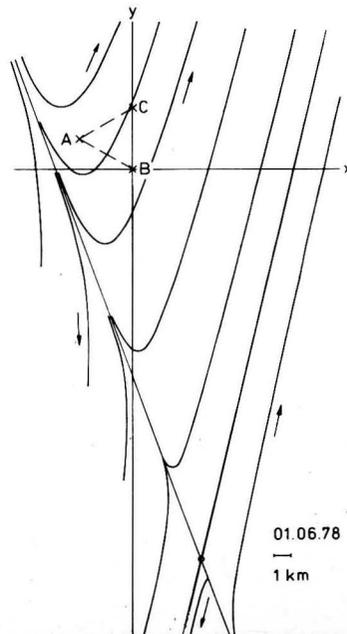


Abb. 2. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 1. 6. 1978 (24-h-Mittel)

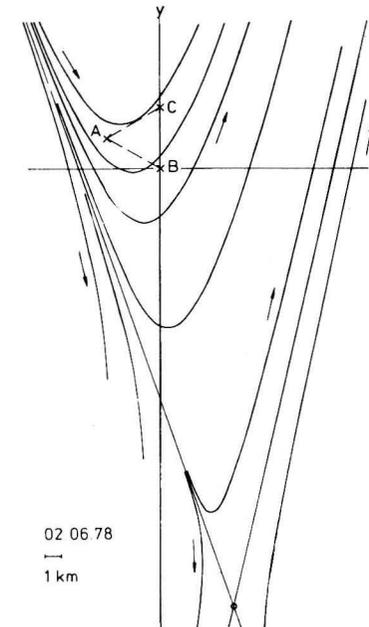


Abb. 3. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 2. 6. 1978 (24-h-Mittel)

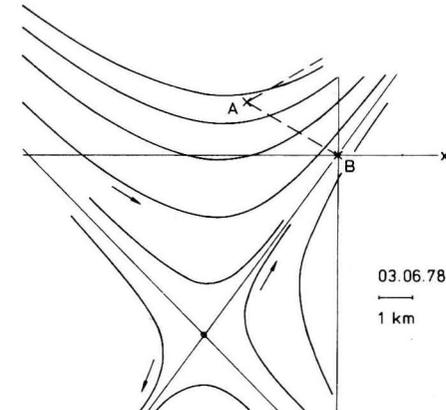


Abb. 4. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 3. 6. 1978 (24-h-Mittel)

ist, spricht dies für eine breite Anwendbarkeit der linearisierten quasigeostrophischen Theorie (siehe [11]). Hier ist $\varepsilon = U/Lf$ (U – typische Geschwindigkeit, L – typischer Maßstab).

Da durch $a + \beta$ die horizontale Divergenz des Strömungsfeldes gegeben ist, können im Prinzip mit Hilfe der in Tabelle 2 gegebenen Werte auch qualitative Aussagen über das Verhalten der Vertikalgeschwindigkeit sowie wegen

$$a + \beta = \frac{1}{H} \int_0^H \text{div } \mathbf{v}_h \, dz = \frac{1}{H} (w(0) - w(H)) = - \frac{\partial H}{\partial y} \cdot \frac{v}{H}$$

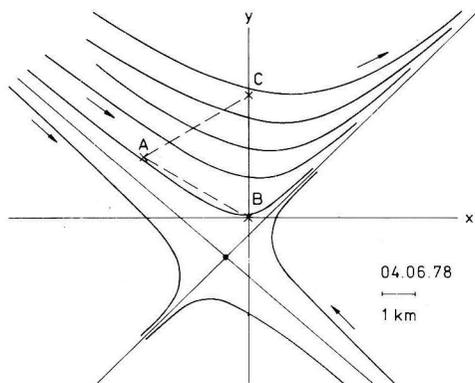


Abb. 5. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 4. 6. 1978 (24-h-Mittel)

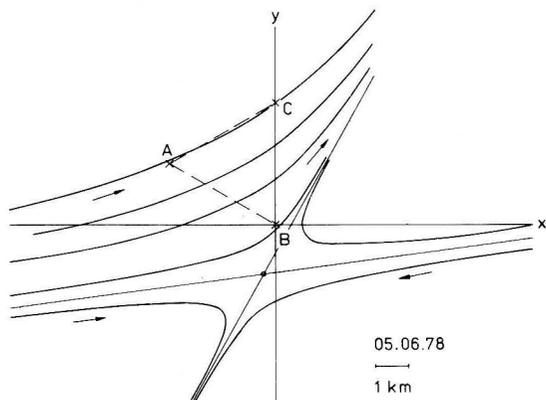


Abb. 6. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 5. 6. 1978 (24-h-Mittel)

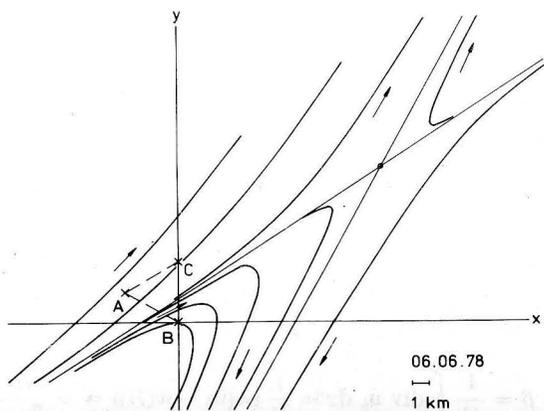


Abb. 7. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 6. 6. 1978 (24-h-Mittel)

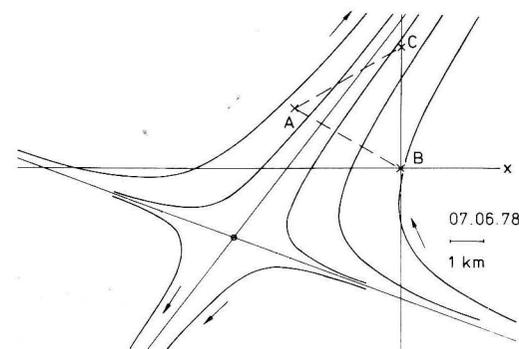


Abb. 8. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 7. 6. 1978 (24-h-Mittel)

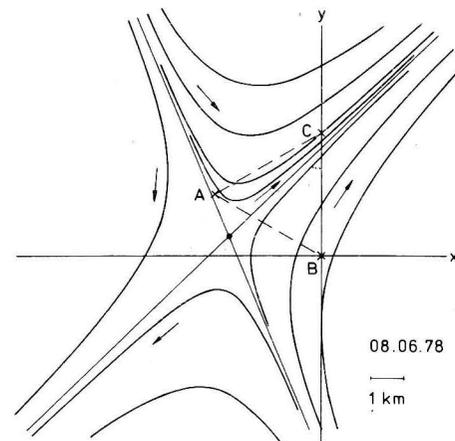


Abb. 9. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 8. 6. 1978 (24-h-Mittel)

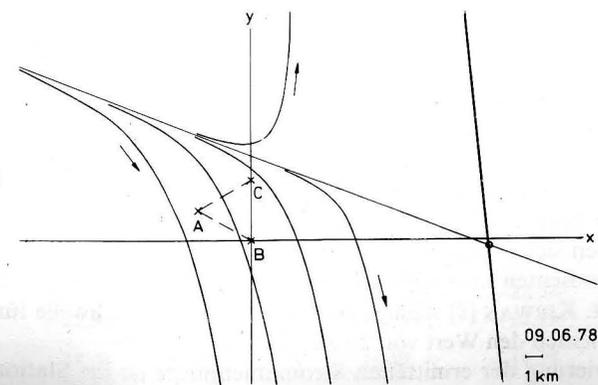


Abb. 10. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 9. 6. 1978 (24-h-Mittel)

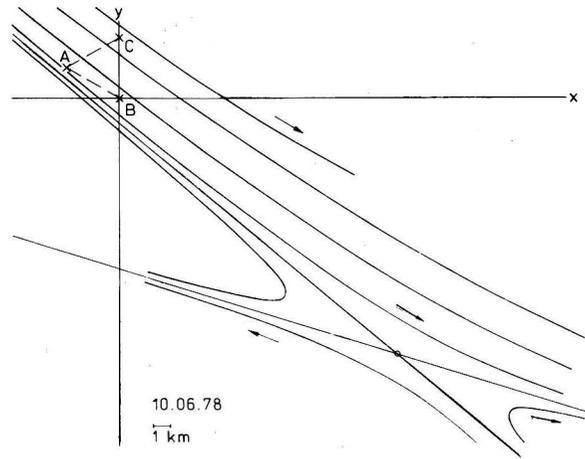


Abb. 11. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 10. 6. 1978 (24-h-Mittel).

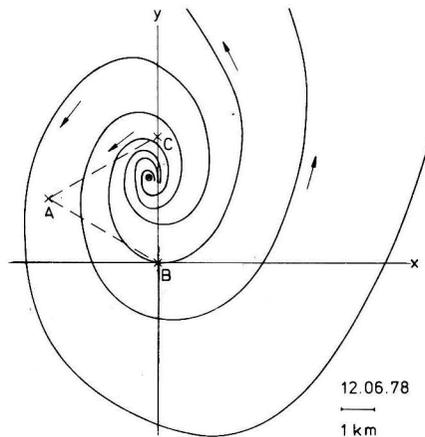


Abb. 12. Kollineares Strommuster vertikal gemittelt für den 12. 6. 1978 (24-h-Mittel)

über die Querzirkulation gewonnen werden. Hier wurde $w(0) = 0$ gesetzt und für $w(H)$ die kinematische Randbedingung am Boden ausgenutzt.

Zur Frage der Genauigkeit der Gradienten ist folgendes zu sagen: Bei den verwendeten Strömungsmessern ist die Kohärenz zweier Geräte nur für Periodenbereiche $T \gtrsim 6$ Stunden zufriedenstellend [9]. Damit sind aus gerätetechnischer Sicht 24-h-Mittel gut geeignet, um Gradienten zu bilden. Die zur Mittlungslänge von 24 h korrespondierenden räumlichen Skalen werden sicher deutlich über dem Abstand der Bojen liegen. Für die absolute Genauigkeit der Gradienten ist es schwierig, Kriterien zu finden, da es sich hier um Meßwertdifferenzen handelt. KIRWAN [8] schlägt als untere Vertrauensschwelle für die Komponenten des Vektorgradienten den Wert von $3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ vor.

Für die Objektivierung der ermittelten Stromlinienbilder ist die Stationarität der Anrengungsbedingungen von Bedeutung. In Tabelle 3 sind die Parameter $r_{1,2}$ für den 5-m-Horizont

dargestellt, die sich bei unterschiedlichen Mittlungsgängen T_M ergeben. Wir haben zunächst einen Zeitraum mit schwach windigen Verhältnissen gewählt (4. 6. bis 6. 6. 78) und die Gradienten durch gleitende Mittlung für $T_M = 6 \text{ h}$, 12 h , 18 h und 24 h berechnet. In Tabelle 4 sind die gleichen Größen für einen Zeitraum (9. 6. bis 12. 6.) dargestellt, der durch einen mehrtägigen Sturm mit instationären Anrengungsbedingungen gekennzeichnet ist. Während im ersten Fall die Singularitätentypen sich nur geringfügig durch Variation der Mittlungslänge ändern, ist der Einfluß der Größe von T_M auf die Parameter des kollinearen Feldes im zweiten Falle beträchtlich. Aus diesen Resultaten können wir den Schluß ziehen, daß das Stromfeld im ersten der beiden Abschnitte ein Lückenspektrum besitzt. Kleinskalige Prozesse mit charakteristischen Zeitskalen $T < 6 \text{ h}$ sind von Prozessen mit Skalen $T \gtrsim 24 \text{ h}$ durch eine spektrale Lücke getrennt. Dies ist offensichtlich im zweiten Abschnitt nicht der Fall.

Tabelle 3
Parameter des kollinearen Feldes für unterschiedliche Mittlungslängen
(ADDI 78, Tiefe 5 m)

Datum	$r_1 \text{ (s}^{-1}\text{)}$ $\times 10^{-6}$	$r_2 \text{ (s}^{-1}\text{)}$ $\times 10^{-6}$	Singularitätentyp	$r_1 \text{ (s}^{-1}\text{)}$ $\times 10^{-6}$	$r_2 \text{ (s}^{-1}\text{)}$ $\times 10^{-6}$	Singularitätentyp
	6-h-Mittel			12-h-Mittel		
4. 6.	10,15	-35,66	Sattel	4,37	-23,86	Sattel
	- 1,01	-12,42	stab. Kn.	- 3,85	- 7,01	stab. Kn.
	- 0,03	- 8,22	stab. Kn.	5,67	- 4,98	Sattel
	21,61	- 2,17	Sattel	4,12	- 6,73	Sattel
5. 6.	- 4,85	-10,08	stab. Kn.	8,01	-25,65	Sattel
	16,90	-37,30	Sattel	13,86	-29,54	Sattel
	11,71	-22,64	Sattel	11,31	-26,91	Sattel
	11,14	-31,32	Sattel	11,40	-24,18	Sattel
6. 6.	8,14	-13,54	Sattel	10,96	-16,46	Sattel
	12,96	-18,61	Sattel	19,78	-20,15	Sattel
	25,74	-20,80	Sattel	19,06	-21,98	Sattel
	18,89	-21,73	Sattel			
	18-h-Mittel			24-h-Mittel		
4. 6.	1,58	-17,28	Sattel	1,73	-11,09	Sattel
			stab. Str.			stab. Str.
	3,02	- 7,51	Sattel	6,81	-15,28	Sattel
	9,17	-17,71	Sattel	9,52	-18,67	Sattel
5. 6.	8,86	-24,29	Sattel	9,44	-26,01	Sattel
	12,95	-30,13	Sattel	13,15	-27,37	Sattel
	11,58	-23,76	Sattel	12,04	-22,58	Sattel
	11,92	-22,34	Sattel	15,65	-22,19	Sattel
6. 6.	16,76	-18,79	Sattel	15,30	-19,57	Sattel
	17,07	-20,91	Sattel			

Tabelle 4
Parameter des kollinearen Feldes für unterschiedliche Mittlungslängen
(ADDI 78, Tiefe 5 m)

Datum	r_1 (s ⁻¹) × 10 ⁶	r_2 (s ⁻¹) × 10 ⁻⁶	Singularitätentyp	r_1 (s ⁻¹) × 10 ⁻⁶	r_2 (s ⁻¹) × 10 ⁻⁶	Singularitätentyp
6-h-Mittel			12-h-Mittel			
9. 6.			st. Str. st. Str. inst. Kn. st. Str.			st. Str. inst. Str. inst. Str. st. Str.
	22,07	16,05				
10. 6.			st. Str. inst. Kn. inst. Str. Sattel	34,93	- 3,19	inst. Str. Sattel inst. Str. Sattel
	18,04	13,21				
	37,76	- 2,78		42,04	-16,71	
11. 6.			Sattel Sattel Sattel Sattel	44,28	-21,22	Sattel Sattel Sattel Sattel
	22,53	- 6,84		53,07	-29,74	
	64,12	-33,71		36,41	-12,35	
	42,02	-25,80		39,10	-22,70	
	44,25	-26,16				
12. 6.			Sattel st. Str. st. Str.			inst. Str. st. Str.
	33,70	-19,01				
18-h-Mittel			24-h-Mittel			
9. 6.			inst. Str. inst. Str. inst. Str. inst. Str.			inst. Str. inst. Str. inst. Str. Sattel
				20,74	- 7,35	
10. 6.			Sattel Sattel Sattel Sattel	30,30	- 7,67	Sattel Sattel Sattel Sattel
	27,70	- 9,20		33,81	- 5,26	
	33,42	- 0,58		43,79	-15,47	
	32,67	- 5,05		49,29	-24,97	
	51,05	-24,03				
11. 6.			Sattel Sattel Sattel inst. Str.	38,13	-18,03	Sattel Sattel Sattel st. Str.
	43,46	-22,67		39,76	-19,91	
	44,67	-23,10		11,47	-0,27	
	35,10	-18,73				
12. 6.			st. Str.			

Die Auswertung der Gradienten $a(z)$, $b(z)$, $\alpha(z)$ und $\beta(z)$ für unterschiedliche Tiefen zeigt einen beachtlichen Einfluß der Schichtung auf die Struktur der mesoskalen Strommuster.

In Tabelle 5 ist an zwei Beispielen gezeigt, wie der Singularitätentyp von der Tiefe abhängt. Als erstes Beispiel betrachten wir den 1. 6. 78. An diesem Tag lag ein schwach win-

Tabelle 5
Tiefenabhängigkeit der Komponenten des Vektorgradienten und der Parameter des kollinearen Feldes

Tiefe (m)	$a(z)$ (s ⁻¹) × 10 ⁻⁶	$b(z)$ (s ⁻¹) × 10 ⁻⁶	$\alpha(z)$ (s ⁻¹) × 10 ⁻⁶	$\beta(z)$ (s ⁻¹) × 10 ⁻⁶	x_s (km)	y_s (km)	r_1 (s ⁻¹) × 10 ⁻⁶	r_2 (s ⁻¹) × 10 ⁻⁶	Singularitätentyp
1. 6. 1978									
5	-13,30	15,50	19,60	21,40	-1,03	- 2,42	28,70	- 2,06	Sattel
7	3,74	18,80	16,40	20,10	-3,36	- 1,29	31,30	- 7,46	Sattel
10	30,09	20,00	30,10	13,90	-1,93	-2,21	48,50	- 3,52	Sattel
13	8,04	-12,10	32,60	1,62	-3,38	2,05	4,83 ± i	19,10	inst. Str.
15	- 8,92	- 5,69	31,60	- 8,15	-2,59	1,59	8,54 ± i	13,40	st. Str.
17	0,56	-15,20	32,80	3,69	-1,94	0,98	2,13 ± i	22,30	inst. Str.
19	1,03	- 6,18	16,90	0,95	-2,29	3,02	0,99 ± i	10,20	inst. Str.
10. 6. 1978									
5	27,80	15,80	5,05	- 5,56	3,60	0,57	30,00	- 7,80	Sattel
7	12,13	14,90	18,80	-20,70	4,51	3,90	19,20	-27,80	Sattel
10	25,50	11,60	-11,10	-22,60	6,34	- 1,58	22,60	-19,80	Sattel
13	19,90	10,90	-21,40	-17,40	28,96	-37,28	12,00	- 9,53	Sattel
15	32,40	4,94	-48,80	-34,50	8,42	-12,84	28,50	-30,70	Sattel
17	22,40	-21,03	-55,40	-10,40	0,08	-10,37	43,90	-31,80	Sattel
19	9,63	0	- 0,50	-13,10	23,57	- 5,40	9,63	-13,10	Sattel

diges Regime vor. Der Wasserkörper war stark geschichtet, die Sprungschichttiefe betrug etwa 2 m [5]. Dagegen war der Wasserkörper am 10. 6. 78 nach Durchgang einiger meteorologischer Fronten völlig durchmischt. Im ersten Fall variierte der Singularitätentyp beträchtlich mit der Tiefe, während im zweiten Fall für alle Horizonte Sattelpunkte vorlagen.

Zur Objektivierung der Strömungsmuster muß weiterhin untersucht werden, ob die Dichteregime an den Meßpunkten zueinander korrespondieren. Bei starker Schichtung und einer möglichen Anregung höherer vertikaler Moden ist es denkbar, daß Strömungsvektoren aus unterschiedlichen Schichten ein kollineares Strommuster vortäuschen, das wirklich vorhandene aber nicht erfaßt wird. In Abb. 13 ist für die drei Meßstationen für

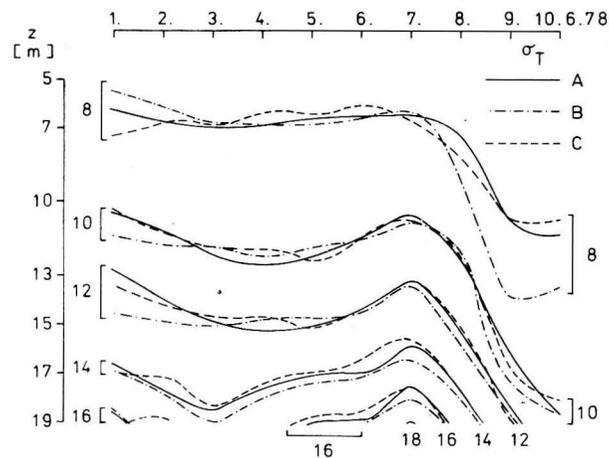


Abb. 13. Dichteveriation an den Strömungsmesserpositionen für den Zeitraum vom 1. bis 10. 6. 1978, dargestellt am Zeit-Tiefen-Verhalten einiger fester σ_T -Werte

die Horizonte, in denen sich Strömungsmesser befanden, die zeitliche Entwicklung der Dichte (σ_T , 24-h-Mittel) dargestellt. Bereits im Abstand von 2 m treten merkliche Variationen auf.

4. Schlußfolgerungen

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die Ermittlung mesoskaliger Stromlinienmuster auf der Basis der Theorie kollinearier Strömungen eine interessante Ergänzung zur Erfassung des groß- und mesoskaligen Zirkulationsbildes geben kann. Voraussetzung ist die Möglichkeit, Strömungsgradienten zu messen, wie sie etwa durch ein mit Strömungsmessern bestücktes Bojendreieck gegeben ist. Insbesondere dürfte diese Methode zum Nachweis von mesoskaligen Wirbeln sowie zur Beurteilung der Intensität mesoskaliger Vermischungsprozesse von Wert sein.

Die Auswertung des in der Mecklenburger Bucht gewonnenen Materials zeigt eine Dominanz von Sattelpunkten und den entsprechenden Stromlinienmustern. Dies scheint

in Einklang mit einer in 5 m Küstenabstand häufig visuell beobachteten Frontenbildung [10]. Es sei daran erinnert, daß in der Frontogenese das dynamische Regime von Deformationsfehlern eine wichtige Rolle spielt (siehe z. B. [11]).

Danksagung

Die Autoren danken Herrn Dipl.-Met. R. HELM und Herrn Dr. STURM für das zur Verfügung gestellte Material des Experiments ADDI 78.

Literatur

- [1] FENNEL, W.: Turbulente Diffusion in räumlich variablen Stromfeldern. Geod. Geoph. Veröff. R. IV, H. 30 (1979).
- [2] FREELAND, H. J., und W. J. GOULD: Objective analysis of mesoscale ocean circulation features. Deep Sea Research 23 (1976), 915–923.
- [3] ROSSBY, T., A. D. VOORHIS und D. WEBS: A Quasi-Lagrangian study of mid-ocean variability using long range SOFAR floats. Jour. Mar. Res. 33 (1975), 355–382.
- [4] OKUBO, A., und C. C. EBBESMEYER: Determination of vorticity, divergence and deformation rates from analysis of drogue observations. Deep Sea Research 23 (1976), 349–352.
- [5] HELM, R., und M. STURM: Unveröffentlichtes Manuskript, 1980.
- [6] SMIRNOW, W. I.: Lehrgang der höheren Mathematik, Bd. 2 (3. Aufl.), Berlin 1960.
- [7] OKUBO, A.: Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences. Deep Sea Research 17 (1970), 445–454.
- [8] KIRWAN, A. D.: Oceanic velocity gradients. Jour. Phys. Oceanogr. 5 (1975), 729–735.
- [9] FRANCKE, E., H. U. LASS, F. MÖCKEL und G. PLÜSCHKE: Der ozeanologische Strömungsmesser LSK 801. Beitr. z. Meereskunde, H. 44/45 (1980), 127–138.
- [10] STURM, M.: (persönliche Mitteilung).
- [11] PEDLOSKY, J.: Geophysical Fluid Dynamics. Springer Verlag, New York, 1979

Abschluß der Arbeit: 30. November 1980

Anschrift der Verfasser:

Dr. sc. W. FENNEL und Ing.-Met. B. KAYSER
Institut für Meereskunde der AdW der DDR
DDR-2530 Rostock-Warnemünde

Das Küstenschutzsystem aus T-Buhnen und einem Natursteinwellenbrecher bei Dranske/Rügen

Von DIETRICH WEISS und BERND JÄGER

Zusammenfassung: Der in den 60er Jahren stark zunehmende Küstenrückgang vor Dranske schuf Gefahren für den Ort und für den anschließenden Buger Hals. Daher wurde von der Wasserwirtschaftsdirektion Küste ein umfangreiches Forschungsprogramm durchgeführt. Es wurde mit einem Berechnungsverfahren das komplette Seegangsregime im Tiefwasser ermittelt und mit Hilfe von Transformations- und Refraktionsuntersuchungen in die 6 m- und 2,5 m-Wassertiefe übertragen. Naturmessungen mit Hilfe elektronischer Stufensonden bestätigten die Rechenwerte. Die danach geführten Diskussionen zur Seegangsenergie ermöglichten Schlußfolgerungen auf sedimentdynamische Vorgänge und morphologische Veränderungen, die durch Naturuntersuchungen bekräftigt wurden. Für das Gebiet des Grünen Grundes wurde ein ausgeprägt abrasiver, von Sedimentmangel gekennzeichneter Charakter ermittelt. Traditioneller Buhnenbau mußte wirkungslos bleiben. Zur Einschränkung der Abrasion wurden seegangsdämpfende küstenparallele Bauweisen vorgeschlagen, deren Eignung durch internationale Erfahrungen sowie speziell dafür veranlaßte Modellversuche bestätigt war. T-Buhnen und ein Natursteinwellenbrecher wurden gebaut und deren Wirksamkeit durch mehrjährige Messungen zur Seegangsdämpfung und zur Strand- und Schorreumbildung registriert.

Summary: The rapidly increasing loss off Dranske in the nineteensixties endangered the village and the adjacent Buger Hals. The Water Board "Coast" therefore undertook an extensive research programme. A prediction technique was used to determine the total state of the sea in the deep water and this was applied to water depths of 6 m and 2.5 m by means of transformation and refraction studies. Field measurements by means of electronic sensors confirmed that the calculated values were correct. The subsequent discussions regarding the energy of the seaway permitted conclusions to be reached regarding the dynamics of sedimentation and morphological changes that were then underpinned by field investigations. It was found that the "Grüne Grund" region had a decidedly abrasive character typified by a deficiency of sediment. The construction of conventional groins could not have any effect. In order to reduce abrasion it was proposed that they be constructed parallel to the shore in order to break the force of the waves. The suitability of this form of construction was confirmed by international experience and model experiments performed specifically for the purpose. T-groins and a breakwater made of natural rock were constructed and their efficacy has been recorded by measuring wave attenuation and changes in the shape of the beach and shore for several years.

Резюме: Быстрое отступление Дранске в 60-е годы создавало опасность для населенного пункта и расположенного за ним Бугер Хальс. Поэтому Дирекцией берегового водного хозяйства была осуществлена обширная научно-исследовательская программа. Методом прогноза был определен комплексный режим волнения на больших глубинах и с помощью трансформационных и рефрактерных исследований перенесен на глубины вод в 6 и 2,5 м. Натурные замеры с помощью ступенчатых зондов подтвердили вычисленные величины. Проведенные затем дискуссии об энергии волн позволили сделать выводы о седиментно-динамических процессах и морфологических изменениях, подтвержденных натурными исследованиями. Для района „Грюнер Грунд“ выявлен четко выраженный абразивный характер, отличающийся недостатком седимента. Традиционное сооружение бун не было

эффективным. Для ограничения абразии были предложены параллельные к берегу сооружения, ослабляющие волны, пригодность которых подтверждена международным опытом, а также специально с этой целью проведенными модельными испытаниями. Были сооружены буны в виде „Т“ и волнорезы из природных камней и зарегистрирована их эффективность путем многолетних измерений уменьшения волн и изменения пляжей и размывов.

1. Einführung

Aus der Sicht des Küstenschutzes gehört der Küstenabschnitt Dranske/Rügen seit langem zu den problemreichen der südlichen Ostsee. Ende der 60er Jahre brachte jedoch eine bedeutende Zunahme der Küstenrückgangintensität eine Verschärfung der Situation mit sich, was zu erhöhten Forderungen an die verantwortlichen staatlichen Einrichtungen führte. Daher wird seit Anfang der 70er Jahre von der Wasserwirtschaftsdirektion Küste ein langfristiges Forschungs- und Entwicklungsprogramm durchgeführt, zu dem theoretische Arbeiten, Modellversuche und Naturexperimente gehören. Über Inhalt und bisherige Ergebnisse der wesentlichen Etappen dieses Programms soll im folgenden berichtet werden.

2. Zur Lage und Bedeutung des Arbeitsabschnittes

Der Küstenabschnitt Dranske liegt im Westen der rügensch Halbinsel Wittow. Von Rehbergort, dem markanten Vorsprung und Küstenknick unmittelbar bei der Ortschaft

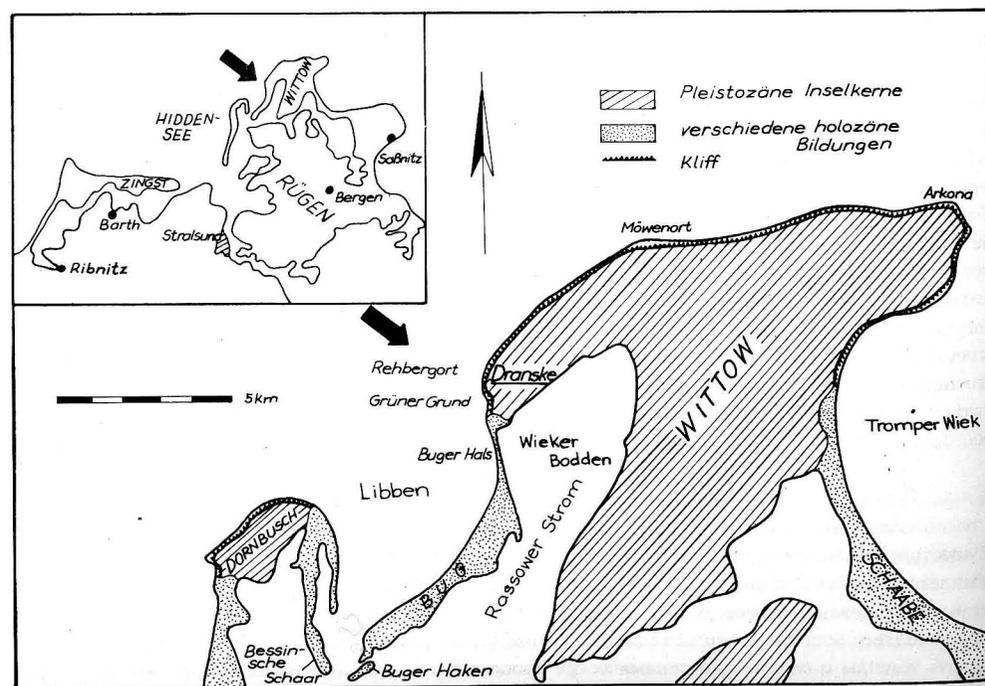


Abb. 1. Übersichtsskizze zur Lage des Untersuchungsgebietes Dranske im nordrügensch Raum

Dranske, verläuft die Uferlinie in Richtung NE bis Möwenort und in Richtung S zum Bugar Hals (Abb. 1). Während die Gestalt des nördlichen Abschnittes durch ein stark gebuchtetes, pleistozänes Mergelsteilufer bestimmt wird, nimmt der Südteil als im wesentlichen holozäne Bildung einen gestreckten Verlauf. Unmittelbar südlich Rehbergort, wo der Mergel im Uferbereich abtaucht und das pleistozäne Kliff in ein holozänes übergeht, liegt der etwa 800 m lange, buchtartige Abschnitt Grüner Grund, dem zunächst das Hauptinteresse gilt und der daher das engere Arbeitsgebiet darstellt. An sein Ufer reichen Grundstücke der Ortschaft Dranske nahe heran. Darüber hinaus muß erwartet werden, daß Rehberg-Ort und Grüner Grund als sogenannte „Aufhänger“ eine Schlüsselstellung für die Stabilität des südlich anschließenden Bugar Halses und damit der Halbinsel Bug einnehmen (Abb. 1).

3. Küstenveränderungen und Küstenschutzmaßnahmen bis zum Jahre 1970

Hauptursachen für Küstenveränderungen sind die marinen Belastungen und zwar

1. die ganzjährig wirkenden mittleren bis erhöhten Wasserstands- und Seegangsverhältnisse und
2. die Sturmhochwasserereignisse, die je nach ihrer Schwere mit Wiederkehrintervallen von 1, 2, 3 oder 5, 10, 50, 100 oder mehr Jahren auftreten und dabei nur Stunden, kaum Tage dauern.

Die Veränderungen durch kurzzeitige Extremsituationen sind einschneidender und, da sie auch die oberen Uferbereiche erfassen, in ihrer Ausdehnung wesentlich größer. Das gewaltige Sturmhochwasser vom 12./13. November 1872 löste durch die vielen Opfer und Schäden an der ganzen südlichen Ostseeküste umfangreiche Küstenschutzmaßnahmen aus. Im Abschnitt Dranske, wo der Bugar Hals überströmt und das Wasser der Ostsee in den Wieker Bodden eingedrungen waren, begann mit der Schließung dieser Durchbruchstelle durch einen 850 m langen, mit Feldsteinmauerwerk abgedeckten Deich im Jahre 1874 der technische Küstenschutz. Ein 700 m langer Grasdeich zwischen dem nördlichen Abschluß des vorgenannten Steindeiches auf dem Bugar Hals und dem höheren Gelände am Grünen Grund komplettierte gemeinsam mit sechs einreihigen Holzpfahlbuhnen von allerdings nur 20 m Länge das Küsten- und Hochwasserschutzsystem des Jahres 1874, das erst Ende der 20er Jahre unseres Jahrhunderts Veränderung und Ergänzung erfuhr. Zwischen 1874 und 1929 waren im Bereich des Grünen Grundes und des hier beginnenden Grasdeiches Uferlinienrückgänge von durchschnittlich etwa 20 m, im Maximum sogar über 30 m aufgetreten. Dadurch wurde in den Jahren 1929/30 der Bau eines Buhnenystems ausgelöst, das aus 21 einreihigen Holzpfahlbuhnen bestand, damit das alte Buhnenfeld von 1874 bedeutend verstärkte und gleichzeitig um etwa 300 m weiter nach Norden bis in die Mitte des Grünen Grundes reichte. Die Jahre 1935/36 brachten dann neue Erweiterungen des Systems nach Norden und Süden. Mit sieben Stahlspundwandbuhnen (maximal 101 m lang) sollten auf dem bis dahin unverbauten nördlichen Abschnitt des Grünen Grundes bis hin zum Rehbergort die Uferlinienrückgänge unterbunden werden. Nach Süden dagegen kamen neun einreihige Holzpfahlbuhnen von 65 m Länge in See zur Ausführung. Abgesehen von kleineren Verstärkungen durch Parallel- oder Längswerke am Ufer und durch Aufspülungen geringer Dimension bildeten diese dargestellten Anlagen das Schutzsystem bis in die 2. Hälfte der 60er Jahre (Abb. 2). Im Rahmen des Untersuchungsprogramms wurden mit Hilfe von Archivmaterialien die Küstenveränderungen detailliert erfaßt und die darin enthaltenen

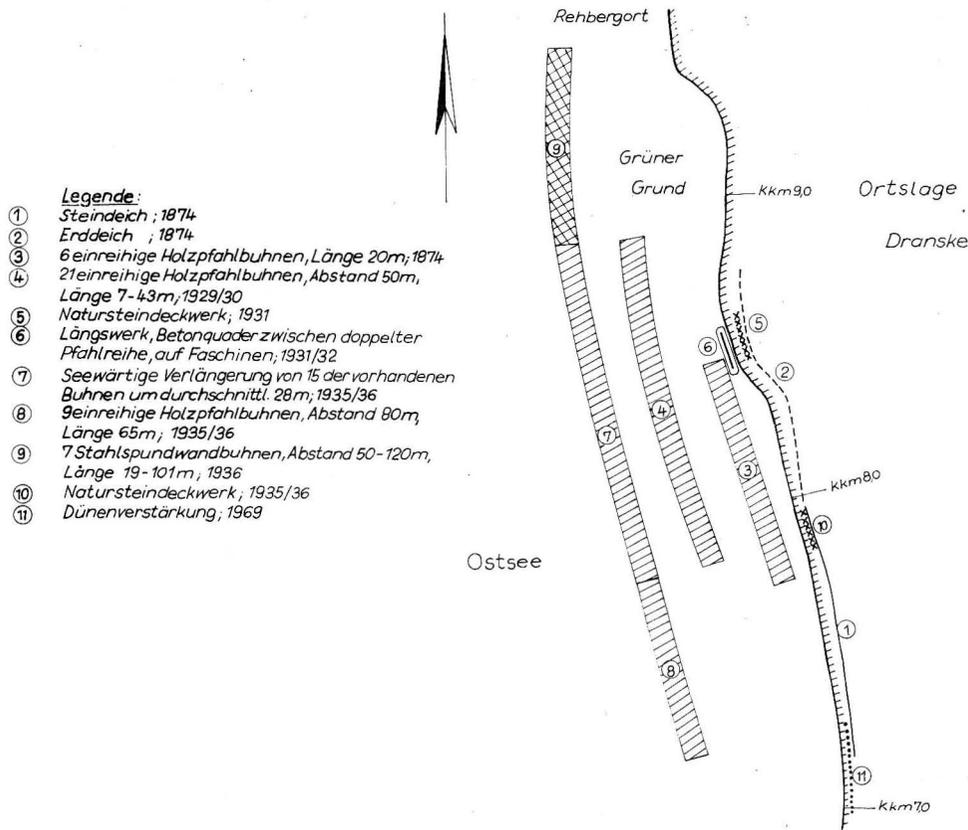


Abb. 2. Küstenschutzmaßnahmen vor Dranske von den Anfängen bis zum Jahre 1970

Wirkungen der Baumaßnahmen beurteilt und dargestellt [12], [3]. Als wesentliche Ergebnisse gelten zusammengefaßt folgende Fakten, die bei dem Entwurf künftiger Schutzanlagen Berücksichtigung finden sollten:

- Für alle Buhnenbautetappen vor Dranske ist in der jeweiligen Anfangsphase eine positive Wirkung festzustellen. Sehr gering ist sie bei den kurzen Holzpfahlbuhnen von 1874, markant dagegen bei den Stahlspundwandbuhnen von 1936.
- Bei wirksamem Schorerverbau, verbunden mit Sedimenttransporteinschränkung, traten unmittelbar südlich davon Lee-Erosionen auf.
- Während die Geschwindigkeit des Uferlinienrückganges im Bereich des Buhnensystems durch die Buhnen reduziert wurde (1874/1929 — 0,35 m/Jahr; 1929/1970 — 0,17 m/Jahr), setzten sich die Abrasion und damit die Vertiefung der Schorre seewärts der Buhnenköpfe fort. Die auf diese Weise entstandene Verteilung der Schorre im Buhnenfeld erhöhte die hydrodynamische Belastung. In dieser Phase reduzierte sich die Wirksamkeit der Buhnen ständig, teilweise bereits bis zur Wirkungslosigkeit.
- Scharliegende Böschungsbefestigungen und ufernahe Längswerke in leichter Bauweise (doppelte Pfahlreihe mit Betonquaderaupackung auf Faschinen) waren in den Abrasionsabschnitten den Belastungen nicht gewachsen und wurden zerstört.

Als Korrosion und Sandschliff zur Zerstörung der Stahlspundwandbuhnen geführt hatten und Ende der 60er Jahre die Sprengung und Entfernung erforderlich wurde, führte die verstärkte Umformung der übersteilten Schorre in Richtung auf eine natürlich ausgeglichene Neigung zu bedeutendem Anstieg des Uferlinienrückganges (6 m in 3 Jahren). Der zum vollkommenen und permanenten Abbau der Übersteilung und Überbelastung erforderliche Uferlinien-, Strand- und Kliffrückgang kann für den Abschnitt Grüner Grund, aus bereits unter dem 2. Kommandostrich genannten Gründen, nicht akzeptiert werden. Andererseits haben die 1970/71 an Stelle der Stahlbuhnen gerammten sieben einreihigen Holzpfahlbuhnen bewiesen, daß bei der Überbelastung traditionelle Buhnenbauten eine Stabilisierung der Schorre- und Uferverhältnisse nicht mehr erwirken können. Die Entwicklungsarbeit mußte einen neuen Weg weisen. Dabei waren durch systematische Untersuchungen die Prozesse der Wasser- und Sedimentbewegung zu klären, in die schrittweise ein funktionstüchtiges Schutzsystem eingebaut werden sollte. Im Interesse des Verständnisses für die Ergebnisse der baulichen Entwicklung wird mit der Darstellung der ablaufenden marinen Vorgänge begonnen.

4. Hydro- und sedimentdynamisches System vor Dranske

4.1. Seegangsbelastung im Tiefwasser vor Dranske

Da es nicht möglich ist, für die zahlreichen und teilweise kurzfristig zu bearbeitenden Abschnitte im Küstenbereich das jeweilige komplette Seegangsregime meßtechnisch zu erfassen, wird in der Wasserwirtschaftsdirektion Küste auf theoretischem Wege das Belastungsbild erarbeitet. Zur Bestimmung der mittleren Seegangsparameter für Tiefwasser-Verhältnisse (Wassertiefe $d \geq L_0/2$, dabei L_0 = Tiefenwasserwellenlänge) werden Beziehungen eines sowjetischen Verfahrens verwendet [6], [7], [13], [15]. Die Entstehung des winderzeugten Seegangs wird dabei als ein Ereignis angesehen, dem ein Richtungsspektrum zugrunde liegt. Der Seegang an einem Berechnungspunkt wird also sowohl aus einem in Richtung der Hauptorthogonale (= in Windrichtung verlaufende Senkrechte zu den Wellenfronten) wirkenden Anteil als auch aus Anteilen auf den Nebenorthogonalen, die z. B. in $\pm 22,5^\circ$ -Stufen zur Hauptorthogonale stehen, bestimmt. Die Energieverteilung über die beteiligten Richtungen ist durch Naturmessungen bekannt, so daß für die mittlere Wellenhöhe \bar{H}_0 (m) gilt:

$$\bar{H}_2 = 0,25 \cdot H_0^2 + 0,21 [H_{+1}^2 + H_{-1}^2] + 0,13 [H_{+2}^2 + H_{-2}^2] + 0,035 [H_{+3}^2 + H_{-3}^2]. \quad (1)$$

Die Wellenhöhenanteile H_i jeder Orthogonale ($i = 0$ Hauptorthogonale, $i = \pm 1$ bis ± 3 Nebenorthogonalen) werden mit Hilfe der Beziehung

$$\frac{g \cdot H_i}{W^2} = 0,16 \left\{ 1 - \left[\frac{1}{1 + 6 \cdot 10^{-3} \left(\frac{g \cdot S_0}{W^2} \right)^{0,5}} \right]^2 \right\} \cdot th \left\{ 0,625 \frac{\left(\frac{g \cdot d}{W^2} \right)^{0,8}}{1 - \left[\frac{1}{1 + 6 \cdot 10^{-3} \left(\frac{g \cdot S_0}{W^2} \right)^{0,5}} \right]^2} \right\} \quad (2)$$

ermittelt. Die Berechnung erfolgt schrittweise, von der gegenüberliegenden Küste beginnend, über einen Iterationszyklus mit Hilfe fiktiver Streichlängen. Die mittlere Wellenperiode \bar{T}_0 (s) errechnet sich dann nach

$$\frac{g \cdot \bar{T}}{W} = 3,1 \cdot 2\pi \left(\frac{g \cdot \bar{H}}{W^2} \right)^{0,625} \quad (3)$$

und schließlich damit wieder die Tiefenwasserwellenlänge \bar{L}_0 . In den Gleichungen bedeuten W Windgeschwindigkeit (m/s), S_0 Streichlänge (m) und g Erdbeschleunigung. Das verwendete Verfahren von KRYLOV gestattet die Ermittlung der winderzeugten Seegangparameter Wellenhöhe, Periode, Länge und auch Ausbreitungsrichtung im Tiefwasser eines Seegebietes auf der Grundlage der Daten des herrschenden Windes und der Gestalt des an der Seegangsausbreitung beteiligten Aquatoriums [14].

Für den Seeraum vor Dranske wurde von den Windwerten der Station Arkona des Meteorologischen Dienstes der DDR ausgegangen (Abb. 3). Die ermittelten Wellenhöhen und Perioden sind in den Abbn. 4 und 5 dargestellt. Danach wurden für Winde aus Nord die größten auftretenden Seegangswerte bestimmt, und zwar bei Windstärke 8 Bft die mittlere Wellenhöhe $\bar{H}_0 = 1,93$ m und die mittlere Wellenperiode $\bar{T}_0 = 5,98$ s; bei 10 Bft $\bar{H}_0 = 2,41$ m und $\bar{T}_0 = 6,28$ s und bei 12 Bft $\bar{H}_0 = 2,77$ m und $\bar{T}_0 = 6,38$ s. Aus den Mittelwerten sind alle gewünschten Anteile innerhalb des Seegangsspektrums ableitbar. Für die Ausbreitungsrichtung des Tiefwasserseegangs, aus der Sicht der Küste auch als Anlaufrichtung bezeichnet, ist bemerkenswert, daß sie im allgemeinen von der erzeugenden Windrichtung abweicht (Abb. 6). Danach kann mit Hilfe der berechneten Seegangparameter des Tiefwassers und der relativen Häufigkeit ihres Auftretens, die mit hinreichender Ge-

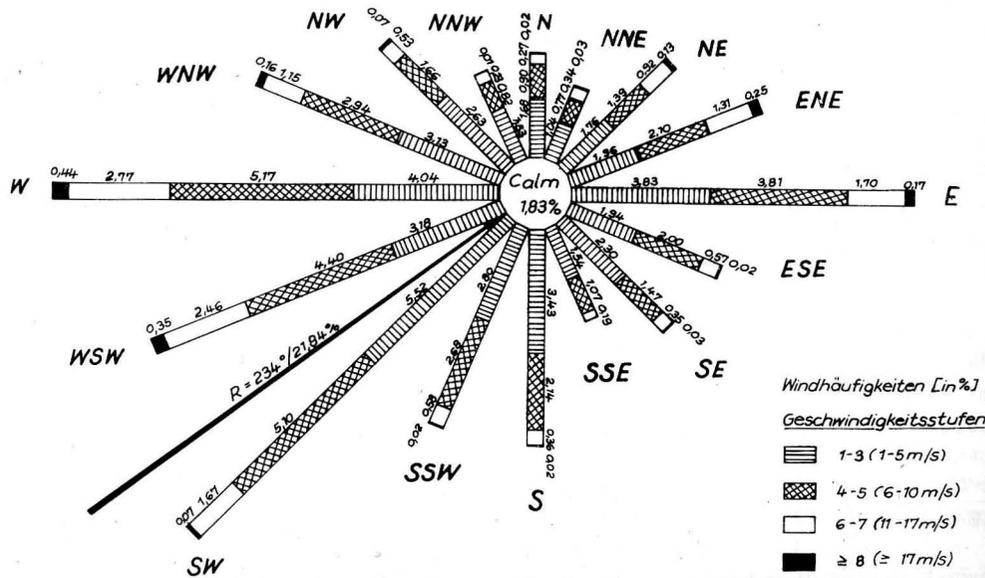


Abb. 3. Verteilung der Windhäufigkeiten (in %) für alle Richtungen und Geschwindigkeiten nach der Jahresreihe 1948—76 der Station Arkona

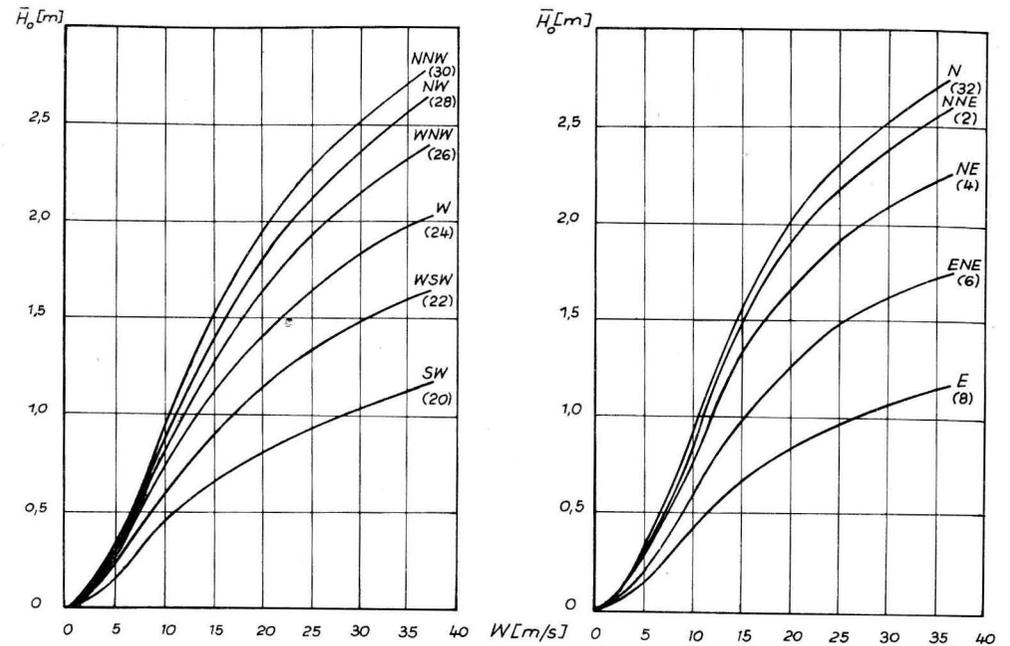


Abb. 4. Berechnete Wellenhöhen \bar{H}_0 (m) im Tiefwasser vor Dranske

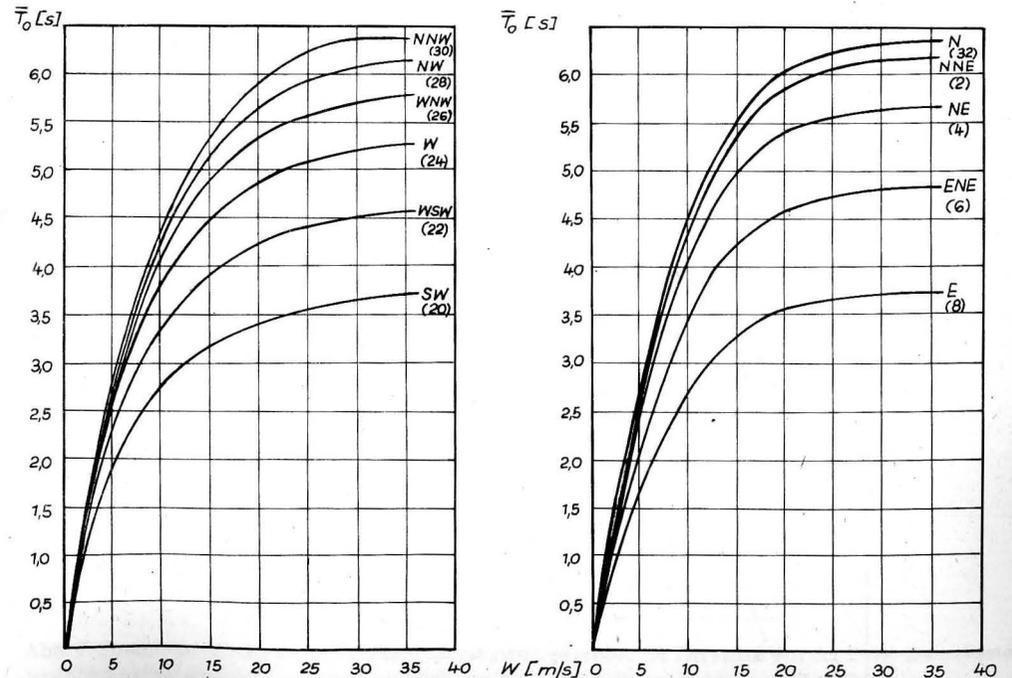


Abb. 5. Berechnete Wellenperioden \bar{T}_0 (s) im Tiefwasser vor Dranske

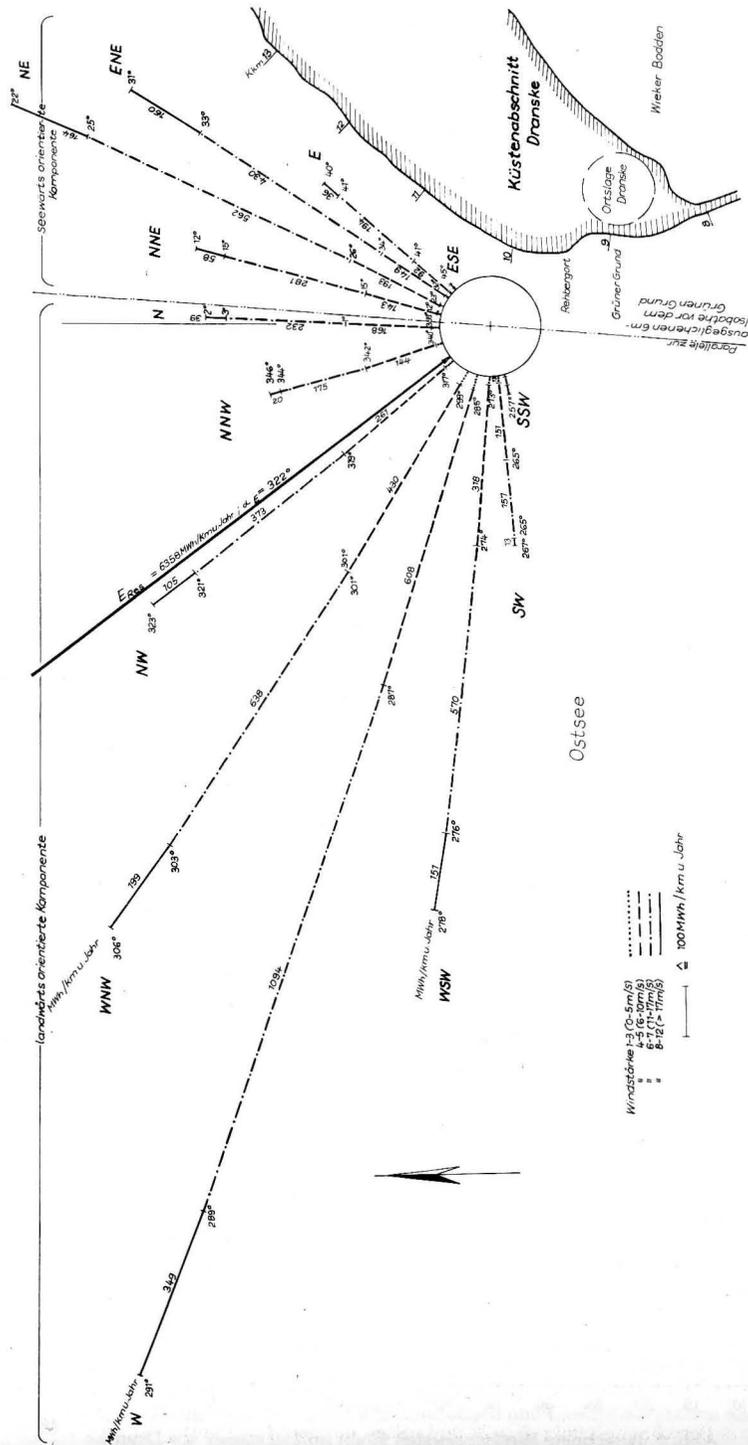


Abb. 6. Berechnete Seegangenergie (MWh/km und Jahr) im Tiefwasser (berechnet aus mittleren Parametern \bar{H}_0 und \bar{T}_0)

naugigkeit der Häufigkeitsverteilung des Windes der nahegelegenen Küstenstation Arkona gleichgesetzt wird, die Belastungssituation in ihrer Gesamtheit beurteilt werden. Dabei wird die Energiemenge des Seeganges (in MWh), die im Grenzbereich vom Tiefwasser zum Flachwasser ($d/L_0 \cong 0,5$) durch einen Querschnitt von 1 km Breite in der Dauer eines Jahres hindurchtransportiert wird, nach der Beziehung

$$E_{\text{Tiefwasser}} = 83,81 \cdot \sum_{W,R} \bar{H}_{W,R}^2 \cdot \bar{T}_{W,R} \cdot p_{W,R} \quad (4)$$

errechnet. In Gl. (4) sind p (%) die relative Häufigkeit der auftretenden Windereignisse mit den Windgeschwindigkeiten W und den Richtungen R sowie mit \bar{H}_0 (m) und \bar{T}_0 (s) die Seegangparameter im Tiefwasser bei diesen Windereignissen. Die errechneten Energiemengen aus den einzelnen Anlaufrichtungen sind für Dranske in Abb. 6 dargestellt. Danach ergibt sich eine Energiesumme über alle Richtungen von rund 8900 MWh/km und Jahr, an der die Richtungen W, WNW und NE den größten Anteil haben. Dranske gehört zu den stark belasteten Abschnitten Nordrügens, und somit liegt seine Energiesumme über alle Richtungen weit über denen der Küstenabschnitte der Mecklenburger Bucht (Abb. 7).

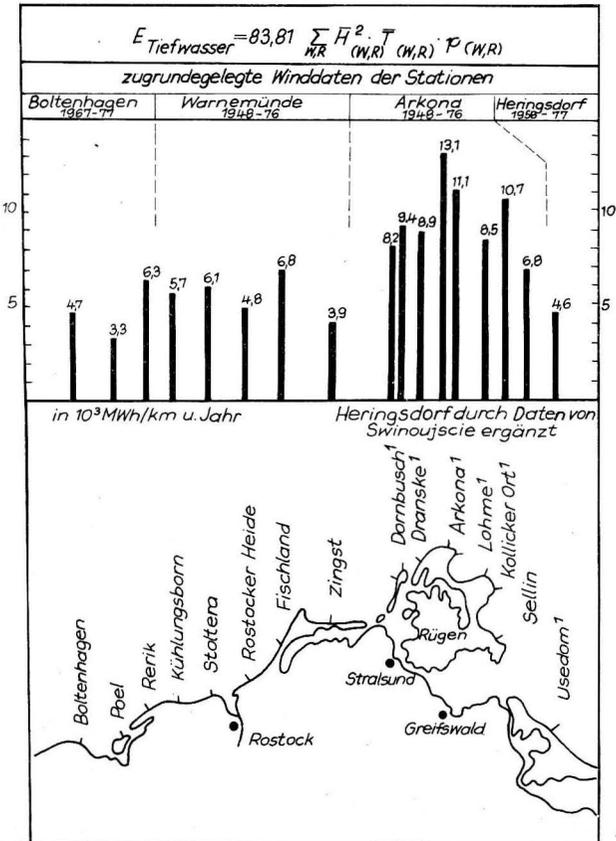


Abb. 7. Zusammenstellung der berechneten Seegangenergiegrößen im Tiefwasser vor der DDR-Ostseeküste (1 Wassertiefe am Berechnungspunkt $d = 20$ m; bei den übrigen $d = 15$ m)

Allerdings treten bei Küstenabschnitten mit starker Richtungsänderung im Uferlinienverlauf für bestimmte Uferbereiche Seegangsrichtungsanteile auf, die nicht zum Ufer hin, sondern entgegengesetzt in Richtung See verfrachtet werden. Für Dranske zeigt Abb. 6 eine derartige Abschätzung für den Küstenabschnitt südlich Rehbergort. Die lotrechten Komponenten der Seegangenergie, bezogen auf die Richtung der ausgeglichenen 6 m-Isobathe, weisen für die erzeugenden Windrichtungen NNE bis ESE ablandige Verfrachtung aus. Es verbleiben landwärts gerichtet rund 5100 MWh/km und Jahr aus den erzeugenden Windrichtungen SSW bis N.

4.2. Flachwasserseegang und Flachwasserenergie

Die Transformationsvorgänge des Seeganges beim Einlaufen in den reduzierten Schwingungsraum des Flachwassers (relative Tiefe $d/L < 0,5$ bis $\bar{H}/d = 0,5$) und die Refraktionsvorgänge bei schrägem Anlaufen an den Schorrehang werden in der Wellenhöhenbeziehung [14]

$$\bar{H} = K_R \cdot K_T \cdot \bar{H}_0 \quad (5)$$

erfaßt. Für den Transformationskoeffizienten K_T wird auf der Grundlage der linearen Wellentheorie die Beziehung

$$K_T = \left[\frac{\coth \frac{2\pi d}{L}}{1 + \frac{4\pi d}{\sinh \frac{4\pi d}{L}}} \right]^{0,5} \quad (6)$$

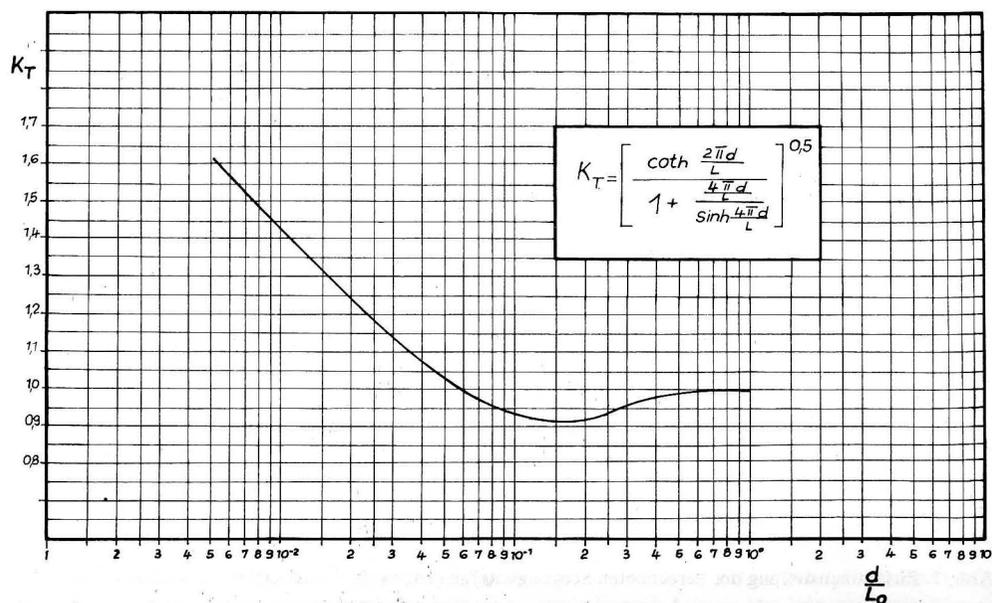


Abb. 8. Transformationskoeffizient K_T in Abhängigkeit von der relativen Tiefe d/L_0

abgeleitet, welche die in Abb. 8 dargestellte Abhängigkeit der Wellenhöhenänderung von der relativen Tiefe d/L_0 (Bezugnahme auf die Ausgangswellenlänge im Tiefwasser) sichtbar macht [4]; [16]. Die Bestimmung des Refraktionskoeffizienten K_R geht auf ein in der sowjetischen Fachliteratur publiziertes halbgraphisches Verfahren zurück [6]; [16]. Gleich der Wellenhöhenbestimmung des Tiefwasserseegangs wird eine spektrale Betrachtungsweise zugrunde gelegt. Der an einem Berechnungspunkt im Flachwasser für die jeweilige Windrichtung (als Hauptorthogonale) zu bildende Koeffizient wird aus den Teilkoeffizienten der beteiligten Richtungen $K_{R,i}$ (Haupt- und Nebenorthogonalen) des betreffenden Spektrums analog zur Beziehung für \bar{H}_0 nach Gl. (7) zusammengesetzt:

$$K_R = (0,25 K_{R,0}^2 + 0,21 [K_{R,+1}^2 + K_{R,-1}^2] + 0,13 [K_{R,+2}^2 + K_{R,-2}^2] + 0,035 [K_{R,+3}^2 + K_{R,-3}^2])^{0,5} \quad (7)$$

Die erforderlichen Koeffizientenanteile $K_{R,i}$ erhält man aus dem Verhältnis der entsprechenden Orthogonalenabstände vor und nach der Beugung (l_0 und l) mit

$$K_{R,i} = \left(\frac{l_0}{l} \right)^{0,5} \quad (8)$$

Dabei wird davon ausgegangen, daß die Wellenenergie zwischen zwei Orthogonalen ohne seitlichen Austausch vom Tiefwasser zum Flachwasser transportiert wird.

In den Abbn. 9 und 10 sind für Seegangereignisse bei Winden aus W (24) und NNW (30) mit je 14 m/s die Refraktionsdiagramme für den Raum Dranske vom Tiefwasser bis in 6 m Wassertiefe dargestellt. Die Ausgangsrichtung der Orthogonalen im Tiefwasser entspricht der Anlaufrichtung des Tiefwasserseegangs. Die durch die Flachwassermorphologie hervorgerufenen Konvergenzen und Divergenzen im Orthogonalenverlauf wurden an der ausgeglichenen 6 m-Isobathe für Abschnitte von 400 m Länge (insgesamt 20 Abschnitte = 8 km) als Beugungsergebnisse erfaßt. Im Bereich des Grünen Grundes als dem Standort von Schutzbauwerken wurden im vergrößerten Maßstab die Refraktionsdiagramme bis zur ausgeglichenen 2,5 m-Isobathe geführt. Die Beugungsergebnisse liegen hier für sieben 100 m-Abschnitte vor, und letzten Endes sind als Ziel der Untersuchungen die Seegangsparameter für alle genannten Abschnitte in küstenparalleler Staffelung und für die erforderlichen Windgeschwindigkeitsstufen vorhanden. Für eine Beurteilung der errechneten Daten konnten Ergebnisse von Seegangsmessungen aus dem Bereich des Grünen Grundes genutzt werden. Mit Hilfe der von STRIGGOW [8] entwickelten elektronischen Stufensonde wurde nach der von TREMP vor Zingst erprobten Methode [9] der Seegang in 2,9 m Wassertiefe bei 150 m Entfernung von der Kliffkante und damit außerhalb von Bauwerkeinflüssen registriert (siehe Abb. 17, Abb. 23). Die Daten von etwa 100 Einzelereignissen standen zur Verfügung. Da keine Messung der Anlaufrichtung erfolgen konnte, mußte ihre Zuordnung zu den Rechendaten, von denen der jeweilige erzeugende Wind nach Stärke und Richtung bekannt ist, nach dem zum Meßzeitpunkt herrschenden Wind (Station Arkona) vorgenommen werden.

Die Abbn. 11 und 12 zeigen diesen Vergleich für mittlere Wellenhöhen und mittlere Wellenperioden bei den vier erzeugenden Windrichtungen WSW (22), W (24), WNW (26) und NW (28). Dabei sind bei den Höhen die Rechendaten für die Abschnitte 3 und 4 (der insgesamt sieben Untersuchungsabschnitte des Grünen Grundes von je 100 m Länge) eingetragen worden, da die Meßsonde im Grenzbereich beider stand. Bei den errechneten Periodendaten handelt es sich auf Grund des Ansatzes $T = \text{const.}$ um die Tiefwasserwerte.



Abb. 9. Refraktionsdiagramm für Wind aus West (24) bei 14 m/s zur Bestimmung der Koeffizientenanteile $K_{R,i}$

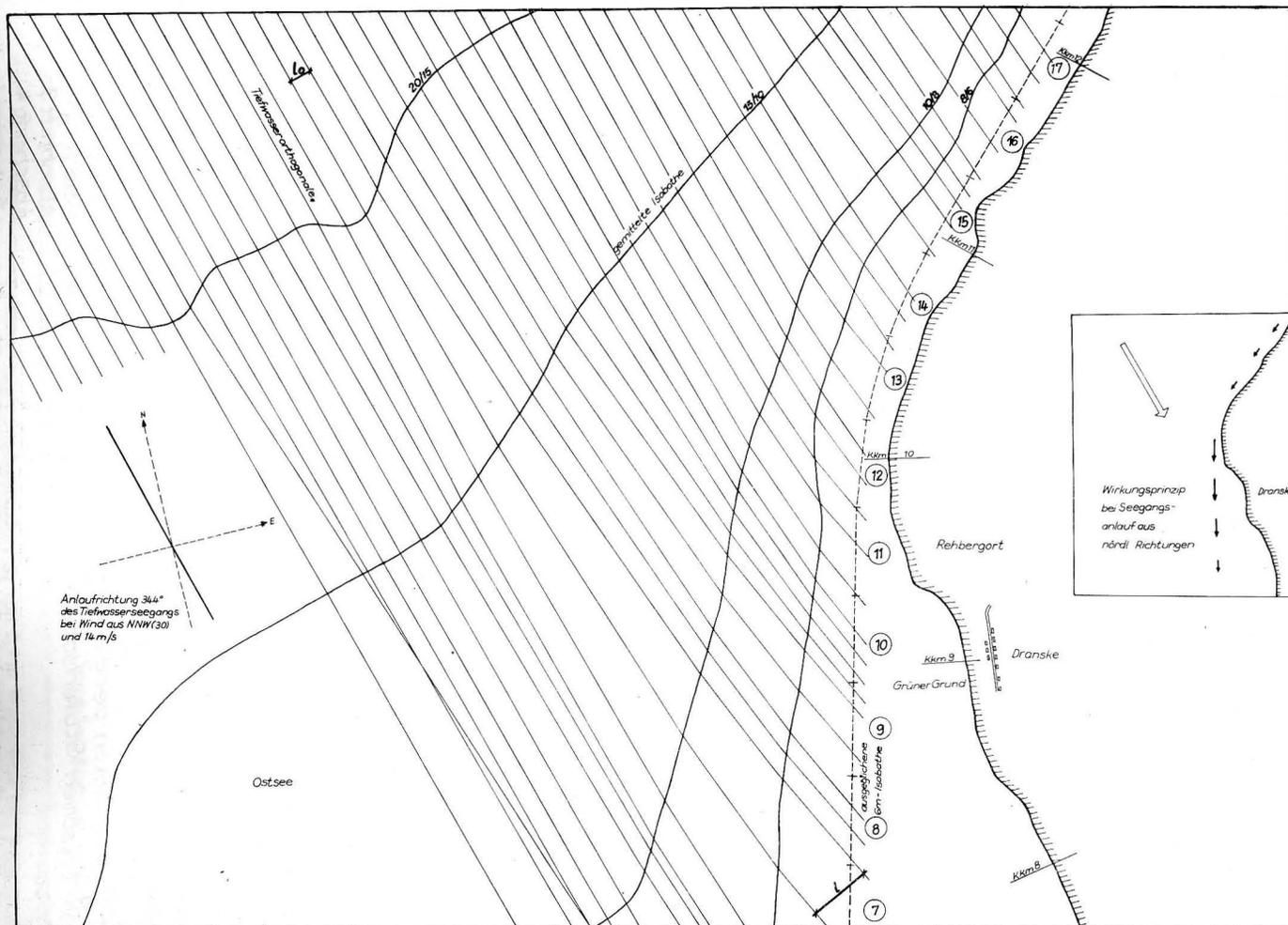
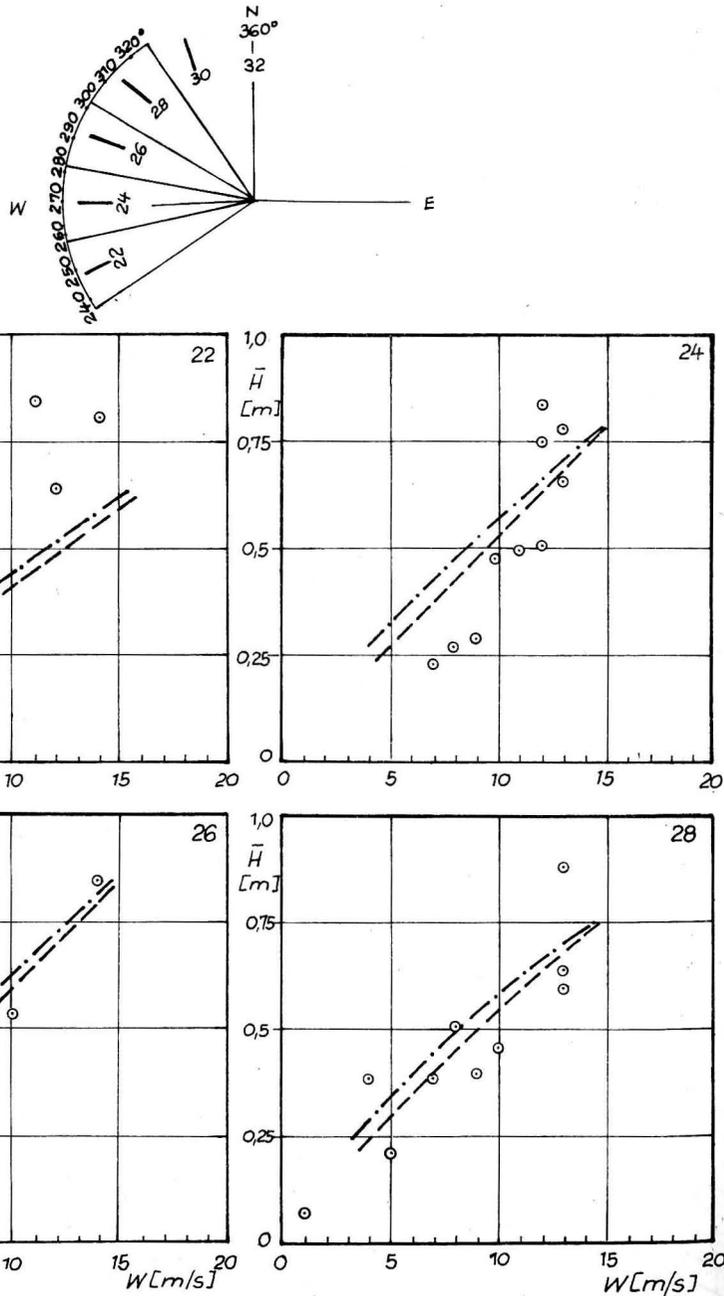


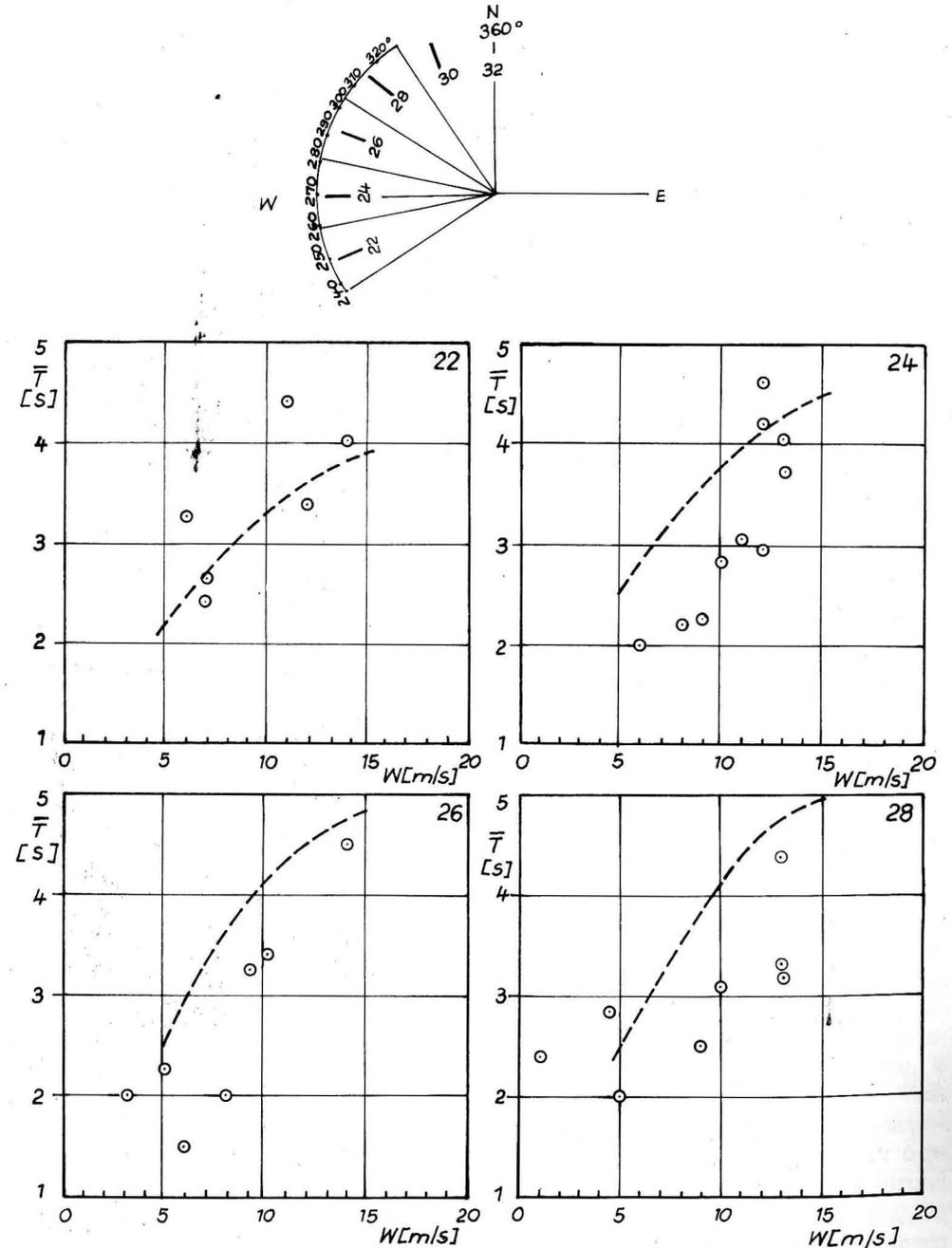
Abb. 10. Refraktionsdiagramm für Wind aus NNW (30) bei 14 m/s zur Bestimmung der Koeffizientenanteile $K_{R,i}$



○ { Meßdaten derelektro-
nischen Stufensonde

Seegangsberechnung für
2,5m Wassertiefe:
- - - - - Abschnitt 3
- · - · - Abschnitt 4

Abb. 11. Wellenhöhenmeßdaten beim Sondenstandort S_3 von 2,9 m Wassertiefe und Rechenwerte für die 2,5 m-Isobathe (erzeugende Windrichtungen WSW (22), W (24), WNW (26) und NW (28))



○ { Meßdaten derelektro-
nischen Stufensonde

Seegangsberechnung;
- - - - - Tiefwasser

Abb. 12. Wellenperiodenmeßdaten beim Sondenstandort S_3 von 2,9 m Wassertiefe und Rechenwerte für Tiefwasser (erzeugende Windrichtungen WSW (22), W (24), WNW (26) und NW (28))

Tabelle 1
 Meßdaten von Seegangseignissen in Dranske (Sonde 3) bei herrschenden Windrichtungen 260° bis 280° (Station Arkona)

Lfd. Nr.	Seegangsmessung			Wind Arkona			Richtung			Wasserstand Saßnitz (cm ü. PN)	
	Meßtermin	Meßwerte		Geschwindigkeit			Richtung				
		Tag	Uhrzeit	Wellenhöhe (m)	Periode (s)	7 h (m/s)	13 h (m/s)	19 h (m/s)	7 h (°)		13 h (°)
1	4. 12. 1979	12.00	0,491	3,05	14	11	8	260	260	220	511
2	7. 12. 1979	12.00	0,501	2,94	12	12	6	260	260	300	517
3	18. 12. 1979	11.45	0,744	4,22	16	12	10	210	270	290	483
4	11. 02. 1980	12.45	0,281	2,23	10	9	5	260	260	310	473
5	1. 03. 1980	13.00	0,282	4,61	14	12	15	270	280	270	465
6	31. 03. 1980	11.30	0,657	3,70	15	13	6	250	260	240	448
7	31. 05. 1980	11.30	0,268	2,20	8	8	3	270	260	260	489
8	2. 06. 1980	12.30	0,772	4,02	13	13	12	280	270	280	504
9	12. 06. 1980	15.30	0,223	2,00	6	7	5	270	280	280	516
10	27. 06. 1980	13.30	0,468	2,81	5	10	9	260	260	260	497

In der als Beispiel angeführten Tabelle 1 sind die Seegangs- und Wasserstandsmeßdaten von Ereignissen zusammengestellt, die gemeinsam mit den Winden aus dem Richtungssektor 260° bis 280° stammen und in den Abbn. 11 und 12 der Rechnung für West (24) gegenübergestellt werden. Diese Ergebnisdarstellungen zeigen die Kurven der Rechendaten als räumliche und zeitliche Mittelwerte sowie die Meßdaten als Momentanwerte an einem Punkt im Flachwasser, die mehr oder weniger starken Schwankungen unterworfen sind. Angesichts der Situation der Vergangenheit, nach der eine zahlenmäßige Erfassung und Beurteilung der Belastung unserer Küstenabschnitte nicht möglich war, muß dieser Vergleich und damit das Berechnungsverfahren als zufriedenstellend bewertet werden. Das Verfahren ist in dieser Form für die Ableitung und Deutung hydro- und sedimentdynamischer Zusammenhänge geeignet, wie es im folgenden auch für den Abschnitt Dranske gezeigt wird. Andererseits sind Tendenzen erkennbar, nach denen für kleinere Windwerte die Rechendaten zu hoch und für größere Windwerte die Rechendaten zu niedrig gegenüber den Meßdaten sind oder nach denen für bestimmte Anlaufrichtungen die Meßdaten insgesamt über oder unter den Kurven der Berechnung liegen u. a. m. Die Untersuchungsbedingungen des Arbeitsabschnittes Warnemünde/West, in dem derartige Fragen systematisch verfolgt werden, lassen schrittweise klärende Antworten erwarten.

Für den Flachwasserbereich vor Dranske liegen nunmehr die Seegangparameter für alle seegangsbildenden Windrichtungen und Geschwindigkeiten einschließlich der Anlaufrichtungen in 6 m und 2,5 m Wassertiefe vor. Bei Berücksichtigung der relativen Häufigkeit der einzelnen Windereignisse kann die durch die o. g. Tiefenstufen hindurchtransportierte Seegangenergie errechnet werden, wozu die Beziehung nach Gl. (4) für Flachwasserverhältnisse erweitert wird zu [14]

$$E_{\text{Flachwasser}} = 8,381 \cdot 2 \cdot \frac{c_G}{c_0} \sum_{W,R} \bar{H}_{W,R}^2 \cdot \bar{T}_{W,R} \cdot p_{W,R} \quad (9)$$

Darin ist \bar{H} die mittlere Flachwasserwellenhöhe, c_G die Gruppengeschwindigkeit der Flachwasserwellen und c_0 die Phasengeschwindigkeit der Flachwasserwelle. Die Energie wird in der Dimension MWh/100 m und Jahr bestimmt.

Abb. 13 zeigt die Energiegrößen für einige Untersuchungsabschnitte der ausgeglichenen 6 m-Tiefenlinie. Bei einem Vergleich dieser „Energiefächer“ mit der Darstellung der Tiefwasserenergie (Abb. 6) erkennt man, daß infolge der abschirmenden Wirkung der Insel Hiddensee (Dornbusch) die Tiefwasserenergieanteile der Windrichtungen SSW und SW für Dranske nicht wirksam werden. Dagegen gelingt es durch die Beugung bei dem Refraktionsvorgang den Energieanteilen der Winde aus N und NNE in Richtung Ufer zu laufen. Die übrigen seewärts orientierten Energiekomponenten des Tiefwassers (NE, ENE, E und ESE) bleiben für Dranske wirkungslos. Die landwärts orientierten Anteile der Tiefwasserenergie haben eine Gesamtgröße von rund 5900 MWh/km und Jahr und ihre küstennormalen Komponenten rund 5100 MWh/km und Jahr. Die Energiegrößen in der 6 m-Wasserlinie liegen für die Untersuchungsabschnitte vor Rehbergort und Grüner Grund zwischen 435 bis 480 MWh/100 m und Jahr (\approx 4350 bis 4800 MWh/km und Jahr), so daß die entstehende Differenz auf Umwandlungen und Verluste bei den Anlaufvorgängen ins Flachwasser schließen läßt.

Die „Energiefächer“ (Abb. 13) ermöglichen weiterhin Schlußfolgerungen auf die Hydrodynamik landwärts der 6 m-Wassertiefe. Von den jeweils sieben Energieanteilen sind in allen dargestellten Untersuchungsabschnitten die drei größten Anteile verhältnismäßig eng

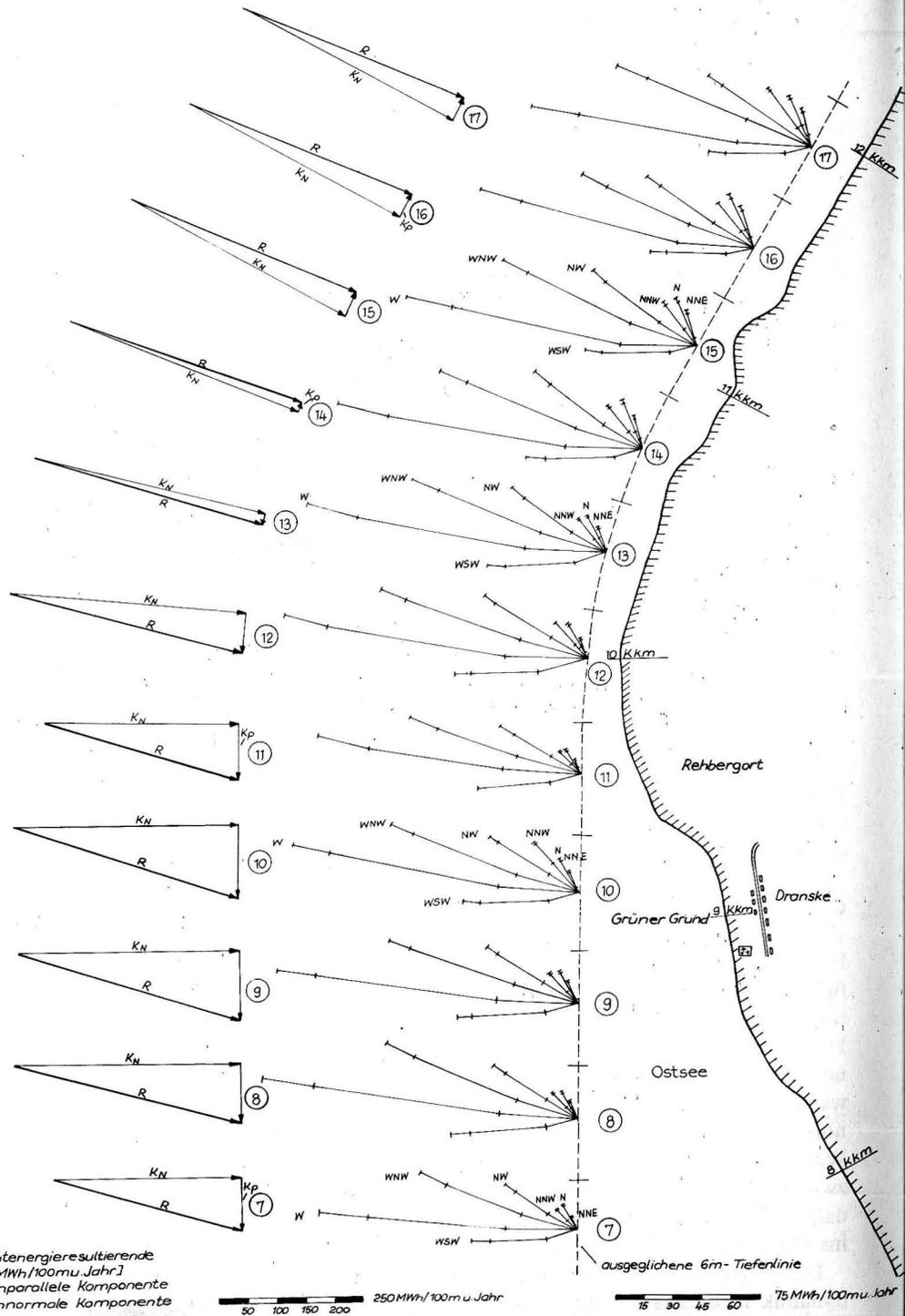


Abb. 13. Berechnete Seegangenergie (MWh/100 m und Jahr) für Untersuchungsabschnitte der 6 m-Wassertiefe vor Dranske (Energiefächer mit allen beteiligten Richtungsanteilen; Energieresultierende für alle Richtungsanteile sowie deren küstennormale und küstenparallele Komponenten)

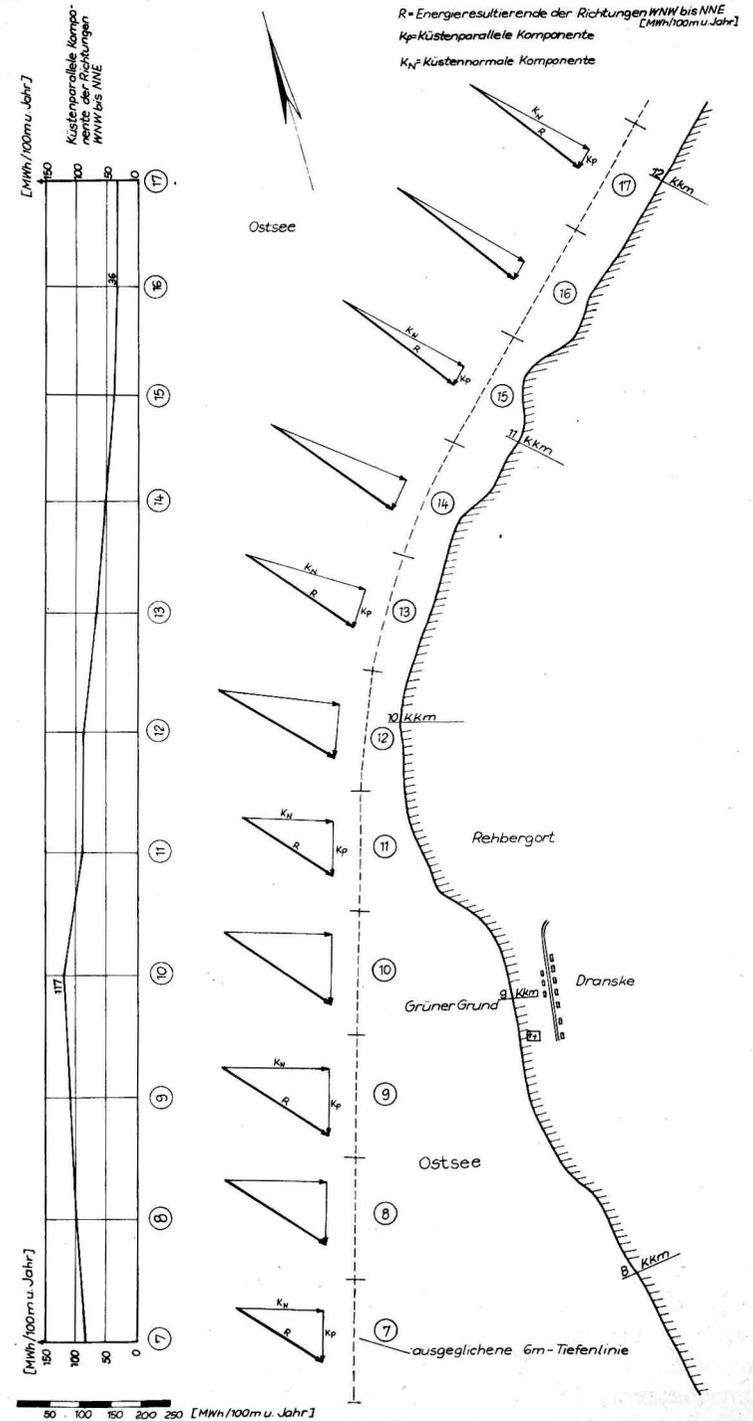


Abb. 14. Berechnete Seegangenergie (MWh/100 m und Jahr) für Untersuchungsabschnitte der 6 m-Wassertiefe vor Dranske (Energieresultierende für die Richtungen WNW bis NNE sowie deren küstennormale und küstenparallele Komponenten)

um die Ufernormale angeordnet (WSW, W, WNW oder W, WNW, NW), und sie binden über 70% der Energie. Dies drückt sich selbstverständlich in einer steilen Lage der Energie-resultierenden aller Ereignisse aus. Bei diesen vom Energieumfang her starken Westanteilen ist infolge des Uferverlaufs nördlich und südlich Rehbergort die in Abb. 9 angedeutete küstenparallele Brandungslängsströmung in entgegengesetzter Richtung ab Rehbergort zu erwarten. Dazu kommt auf Grund der beträchtlichen ufernormalen Komponente ein see-

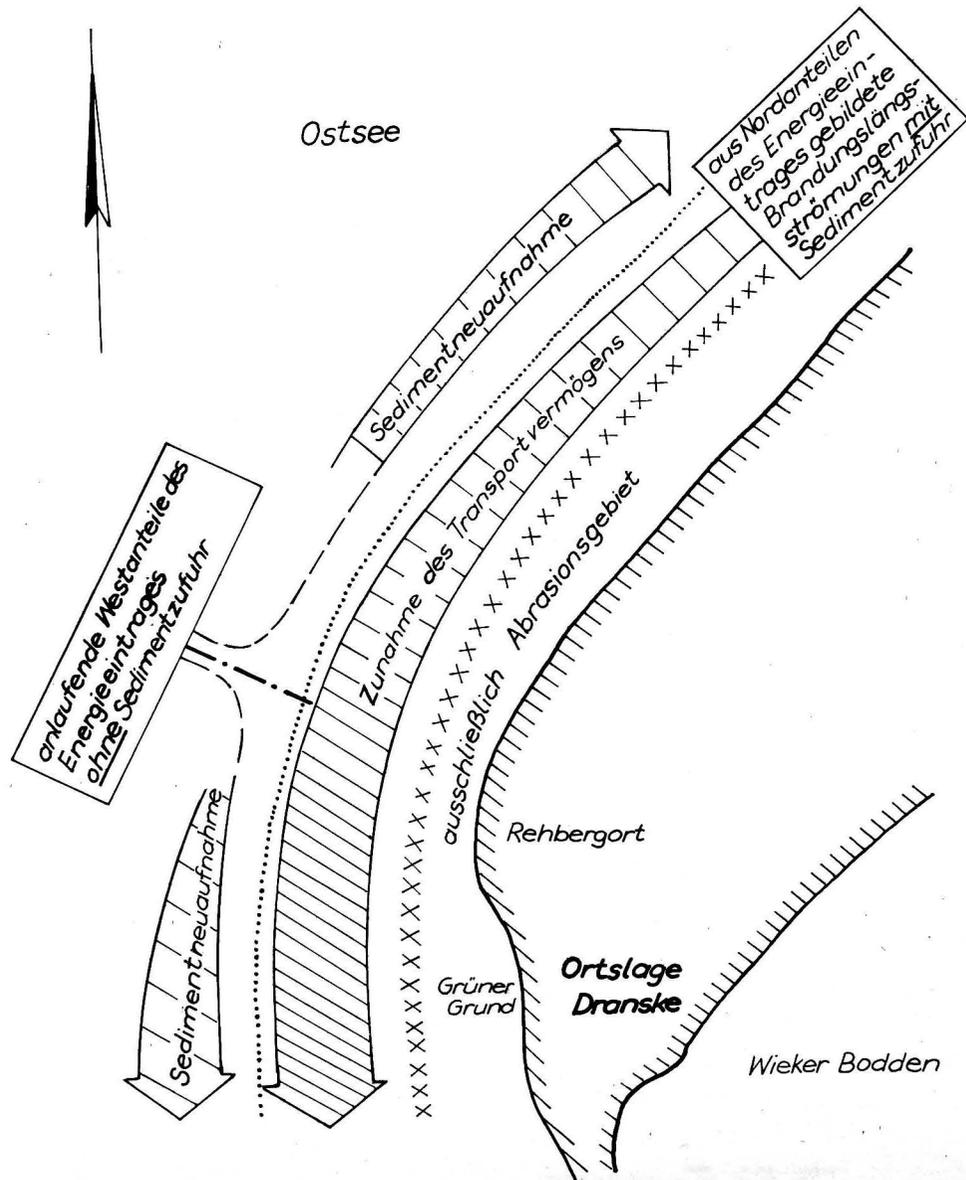


Abb. 15. Küstenparallele Vorgänge der Hydro- und Sedimentdynamik vor Dranske

wärtiger Rückstrom verbunden mit Quertransport von Sediment. Die vom Energieumfang her weit geringeren Nordanteile (NW, NNW, N, NNE oder NNW, N, NNE) weisen nach Süden zunehmende (von Rehbergort aus gesehen) küstenparallele Komponenten auf (Abb. 10, Abb. 14). Daher wird das infolge höherer Wasserstände von den NW-Kliffstrecken Wittows gelöste und herantransportierte Sediment von der erhöhten Materialversatzkraft vor Rehbergort und dem Grünen Grund in Richtung Süd vorbei transportiert, ohne dabei das Transportvermögen zu sättigen.

In Abb. 15 sind die küstenparallelen Vorgänge als Systemzeichnung dargestellt [2]. Für den zu schützenden Abschnitt Grüner Grund zeigen sich also sowohl bei westlichen als auch bei nördlichen Belastungsereignissen ausdrücklich die Bedingungen der Abrasion. Da die westlichen Belastungen vor Rehbergort eine physiographische Grenze schaffen, von der der Sedimenttransport bezogen auf die physiographische Einheit im wesentlichen erst seinen Anfang nimmt, können leistungsfähige Bauwerke auf der Schorre in diesen Situationen zwar den weiteren Abtrag unterbinden, jedoch keine Akkumulation erwirken. Nur bei den nördlichen Belastungsereignissen besteht durch starke Reduzierung von Seegang, Brandungslängsströmung und damit schließlich Materialtransportkraft die Möglichkeit der Akkumulation der von Norden herangeführten Sedimente. Die im Abschnitt 3 genannten sieben traditionellen Holzpfahlbuhnen, die als Nachfolger der Stahlspundwandbuhnen 1970/71 gerammt worden waren, konnten auf Grund ihrer ufernormalen Anordnung und ihrer schwachen Konstruktion weder den Seegang und die Brandungslängsströmung dämpfen noch den seewärtigen Quertransport unterbinden.

5. T-Buhnen

5.1. Wirkungsprinzip küstenparalleler Bauwerke auf der Schorre

Mit der Weiterentwicklung der ufernormalen Buhne zur T-Buhne durch die Ergänzung mit einem leistungsfähigen küstenparallelen Bauwerksteil wird ein Schritt zu einem für den Küstenschutz verhältnismäßig neuen Funktionsprinzip vorgenommen. Dazu muß der küstenparallele Bauwerksteil ausdrücklich einen seegangsdämpfenden Querschnitt besitzen. Er wird zu einer Art Wellenbrecher und damit zum bestimmenden Element. Dabei wirkt folgender Mechanismus (Abb. 16):

- Abhängig vom Querschnitt des Wellenbrecher-Bauwerks, dem Wasserstand und den Parametern des anlaufenden Seegangs wird nur ein Bruchteil der Seegangenergie auf die Landseite des Wellenbrechers übertragen, so daß eine Zone des Wellenschattens entsteht.
- Die an den Bauwerksenden vorbeilaufenden Wellen unterliegen der Diffraktion, wodurch ihre Ausbreitungsrichtung zur Wellenschattenzone hin gebeugt wird. Von beiden Bauwerksenden mit fortschreitender Beugung einander entgegenlaufend, nehmen die Wellenhöhen zum Innern der Wellenschattenzone hin ab und erreichen die geringsten Werte im Bereich des Aufeinandertreffens.
- Die verminderte Wellenbewegung in der Schattenzone sowie die von beiden Seiten gegeneinander orientierten Ausbreitungs- oder Einlaufrichtungen führen zur Ablagerung der mitgeführten Sedimente. Die Uferlinie wird seewärts verschoben, wobei die Form eines partiellen oder geschlossenen Tombolos entsteht. Diese Sedimentationsform besitzt große Stabilität, da ihr Uferlinienverlauf sich senkrecht zu den auftreffenden

Wellenorthogonalen ausgebildet hat und somit ein seitlicher Materialversatz stark reduziert ist. Das für das annähernd senkrechte Orthogonalenaufreffen notwendige Ausmaß der Wellenbeugung wird beim Großteil der Belastungsfälle erreicht (nur von seltenen, starken Ereignissen unterschritten), da zu den Diffraktionseffekten infolge der flächenhaften Aufsandung in zunehmendem Maße die Wirkung der Refraktion kommt.

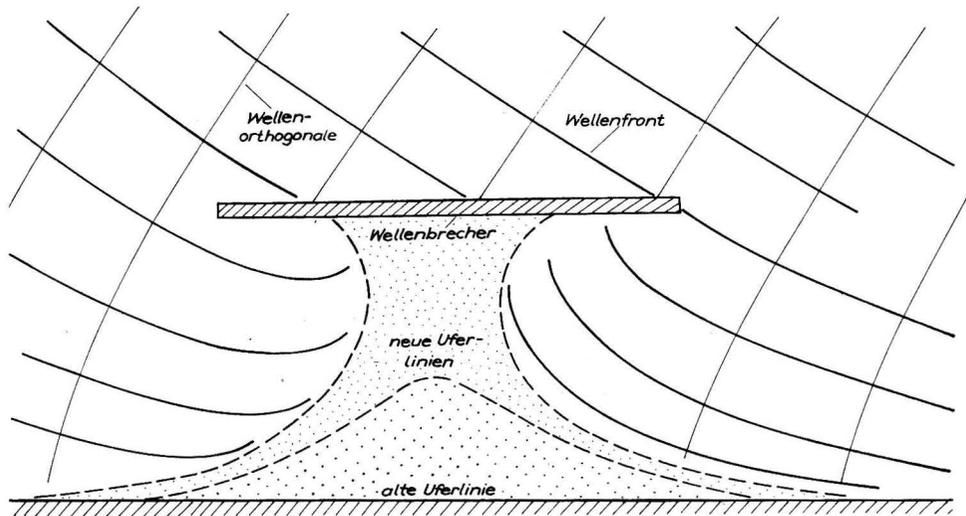


Abb. 16. Wirkungsprinzip von küstenparallelen Wellenbrechern als Schutzbauwerk an sandigen Küsten

Zum Schutz längerer Küstenabschnitte und im Interesse einer größtmöglichen Effektivität werden Wellenbrecher häufig als System mehrerer Einzelbauwerke mit dazwischenliegenden Öffnungen verwendet. Durch die Zusammenarbeit der Wasserwirtschaftsdirektion Küste mit dem Instytut Morski Gdańsk waren bereits 1972 die Ergebnisse von KOWALSKI [5] beim Schutz der polnischen Ostseeküste vor Dziwnów mit T-Buhnen, bei denen der küstenparallele Bauwerksabschnitt aus einer Holzpfahlreihe mit Tetrapodenvorpackung bestand, bekanntgeworden, die diese Wirkungsweise prinzipiell bestätigen. Bereichert wurden diese Kenntnisse um die Erfahrungen aus den Modellversuchen, die die Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau (FAS) für die Wasserwirtschaftsdirektion Küste ausgeführt hat.

5.2. Modellversuche

In den Jahren 1972 und 1973 wurden Versuche an zwei- und dreidimensionalen Modellen in der Versuchsanstalt Potsdam-Marquardt der FAS durchgeführt [10]. Dazu wurden im Versuchsgerinne bei senkrechtem Anlauf regelmäßiger Wellen und bei fester, horizontaler sowie geneigter und bei beweglicher, geneigter Sohle die Wellendämpfung und die Sohlumbildung infolge eingebauter Hindernisse bestimmt. Als Standardfall der Wellenbrecher diente das dünne, dichte, senkrechte Hindernis, welches die Rinne in ganzer Breite verbaute. Untersucht wurden außerdem Variationen zum Standardfall, besonders hinsichtlich der

Bauwerksbreite, der Baukörperform, der Bauwerksdurchlässigkeit und des Verhältnisses von verbautem und unverbautem Bereich. Im idealisierten räumlichen Modell mit fester Sohle wurden bei unterschiedlicher Bauwerksanordnung die sich ausbildenden Strömungsverhältnisse hinter den Wellenbrechern bei unterschiedlichem Verbaunungsverhältnis und Belastungen durch Wellenspektren mit verschiedenen Anlaufrichtungen ermittelt. Über die Ergebnisse der Modellversuche haben WAGNER und BÜRGER [11] berichtet.

5.3. Bau der T-Buhnen

Auf der Grundlage der vorliegenden Erkenntnisse und der derzeitigen konstruktiven und technologischen Möglichkeiten wurde in den Jahren 1973 bis 1977 das vorhandene Schutzsystem des Grünen Grundes zu einem T-Buhnenfeld weiterentwickelt. Dazu wurde vor die Köpfe von sieben küstennormalen, einreihigen Holzpfahlbuhnen als entscheidendes Funktionselement eine küstenparallele, doppelreihige Holzpfahlwand gerammt (Abb. 17 bis 19). Diese T-Stücke sind 50 bis 60 m lang, die Öffnungen zwischen ihnen betragen 16 bis 22 m. Die Uferentfernung sollte der Länge der T-Stücke entsprechen, wurde jedoch durch den weiteren Küstenrückgang während der Bauzeit vergrößert (Abb. 20). Die Kronenhöhe von 0,80 m über NN schöpft die Möglichkeiten einer Holzpfahlwand aus. Zur Erhöhung der Dichtigkeit im Interesse der Wellendämpfung und zur Sicherung gegen Erosion wurde eine see- und landseitige Packung von sandgefüllten Kunststoffsäcken vorgesehen (Abb. 21). Effektiv ist die Einbautechnologie der sandgefüllten Kunststoffsäcke mit Last-

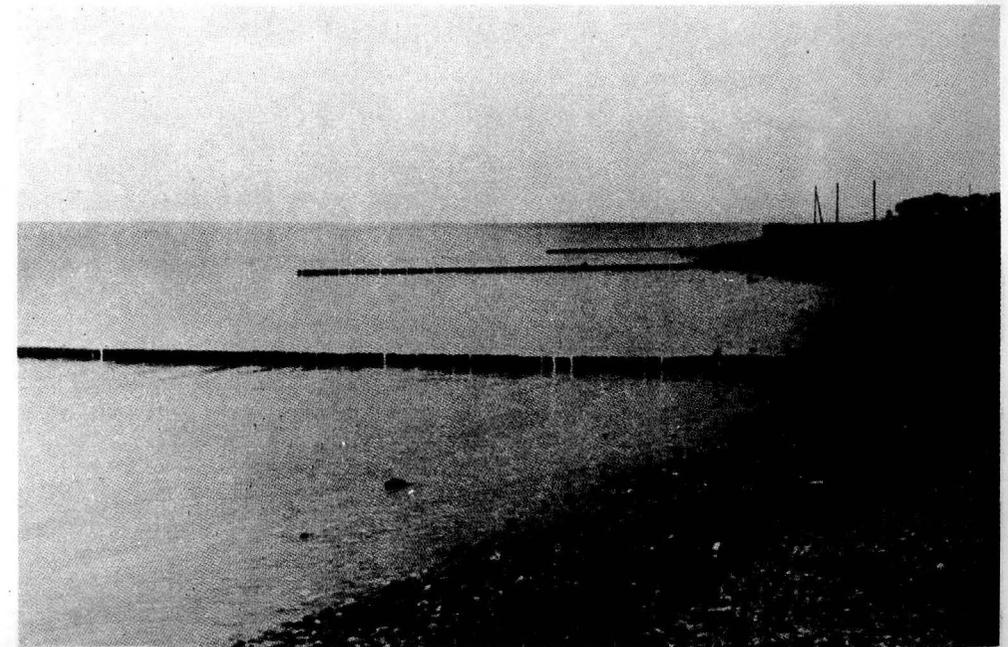


Abb. 17. Einreihige Holzpfahlbuhnen (Nr. 5 bis 7) vor Dranske, 1972. — Blick nach Rehbergort



Abb. 18. Rammung der küstenparallelen, doppelreihigen Holzpfahlwand vor Buhne Nr. 5, 1973. — Blick wie Abb. 17



Abb. 19. T-Buhnensystem im Wellenangriff. — Blick von Rehbergort in den Grünen Grund

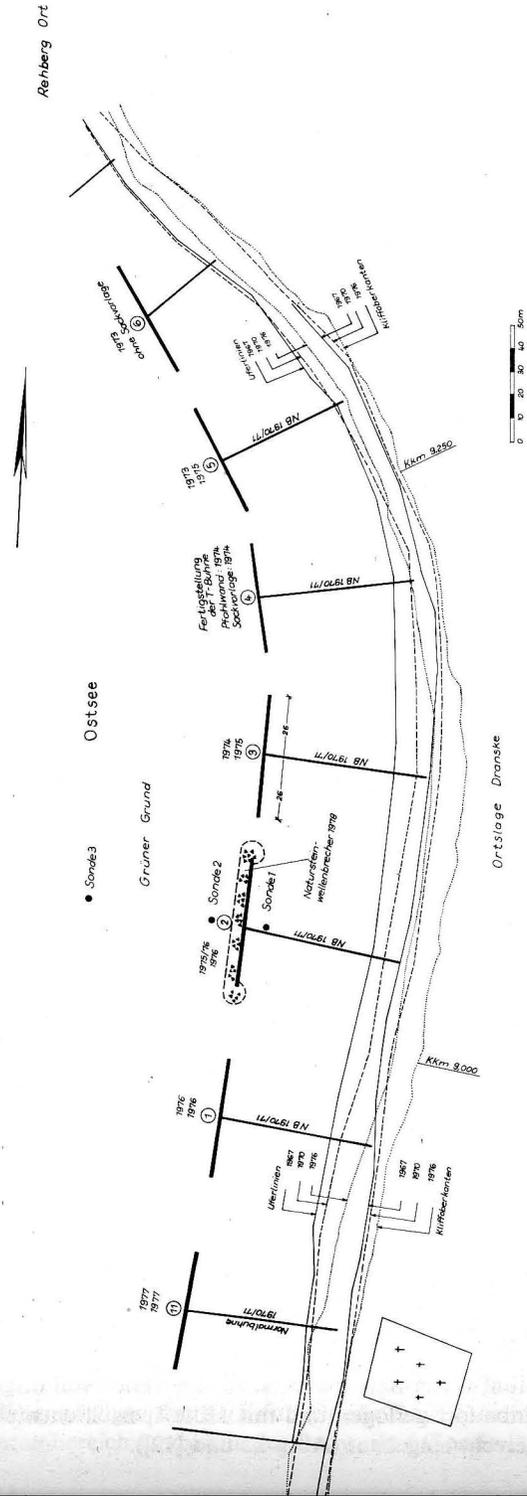


Abb. 20. Lageplan der T-Buhnen und die Ufersituation (1967—1976) vor Dranske/Rügen

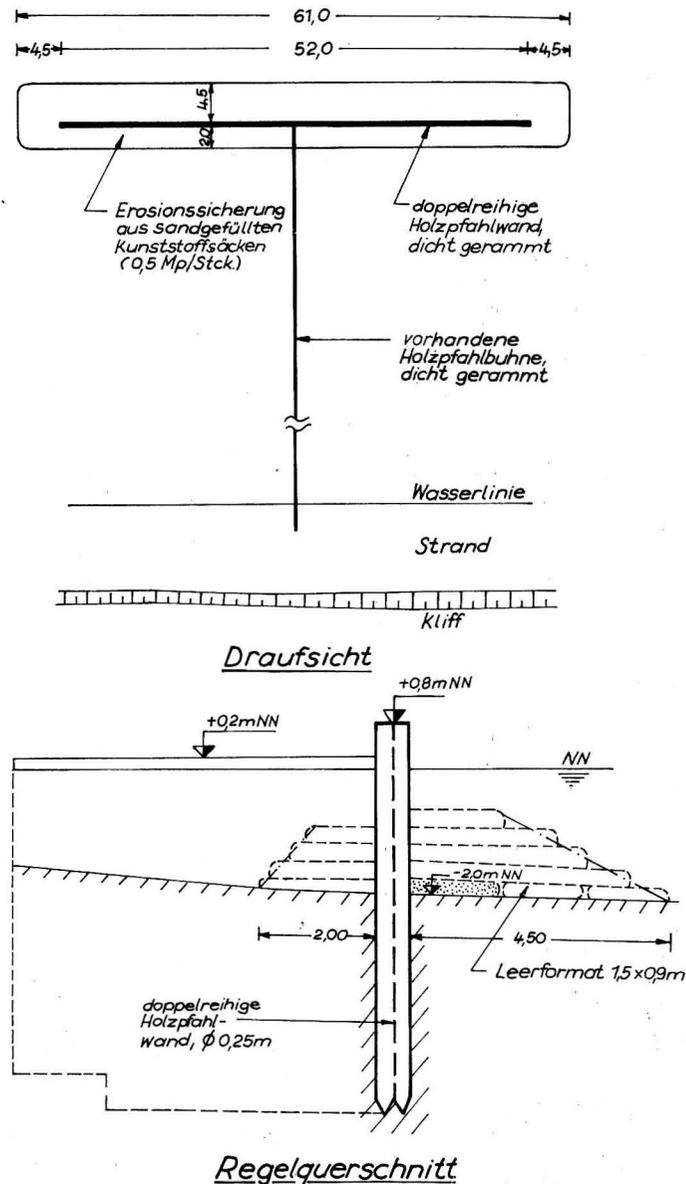


Abb. 21. Konstruktionsprinzip der T-Buhnen

hubschraubern. Jeweils fünf dieser Säcke werden zu einer Hiev von insgesamt 2,5 t zusammengefügt, über den Einbauort geflogen und mit Hilfe speziell entwickelter Absetz- und Ausklinktechnik profilgerecht eingebaut (Abb. 22 und [12]).

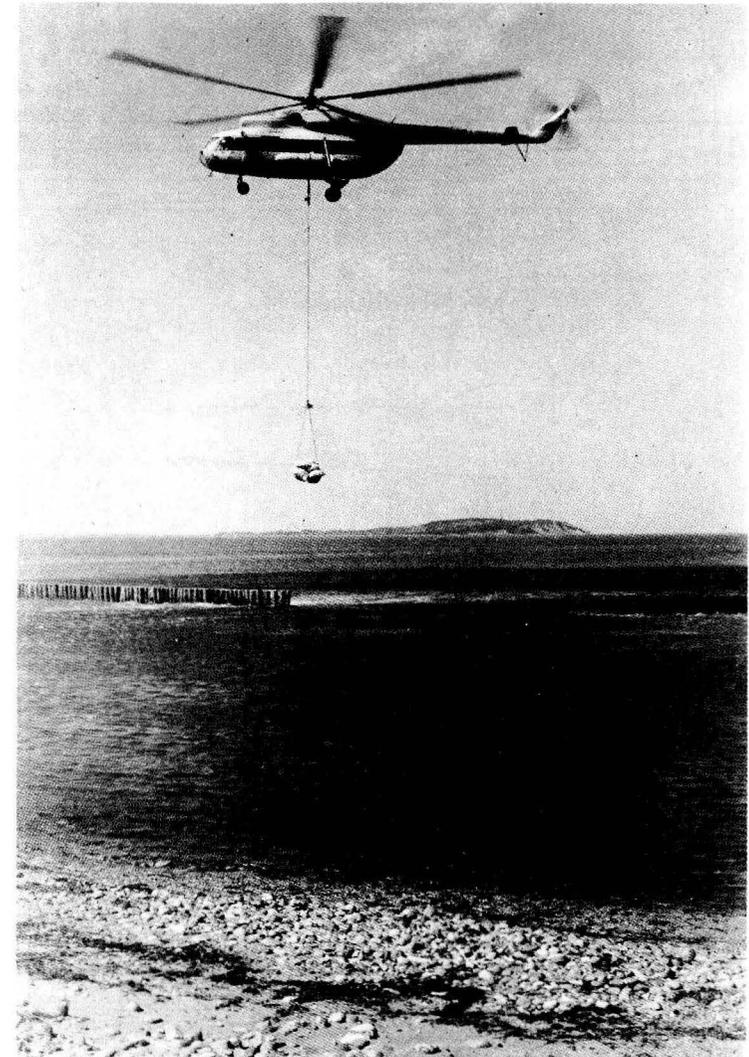


Abb. 22. Einbau der sandgefüllten Kunststoffsäcke mit Hilfe eines Lasthubschraubers

5.4. Beobachtungen der Wirkungsweise

Im Zentrum des T-Buhnenfeldes bei T-Buhne Nr. 2 wurde zur Untersuchung der Belastungssituation vor und hinter den T-Stücken ein Wellenmeßprofil eingerichtet (Abb. 20, Abb. 23). Dadurch wurde die Möglichkeit geschaffen, mit Hilfe von drei elektronischen Stufensonden den Seegang

- in 2,9 m Wassertiefe seewärts des Wellenbrechers (Sonde 3)
- unmittelbar am seewärtigen Bauwerksfuß (Sonde 2)
- im Wellenschattenbereich landwärts des Bauwerkes (Sonde 1)

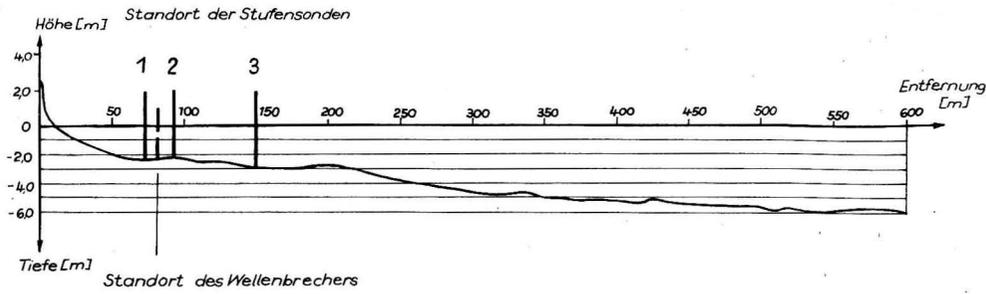
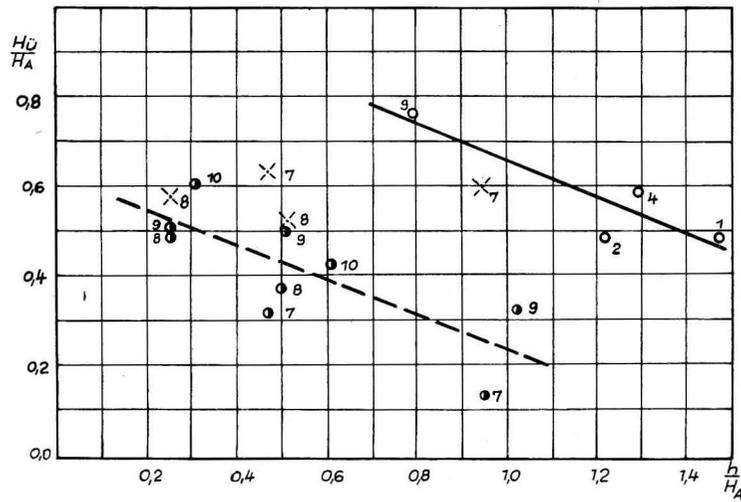
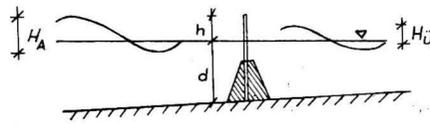


Abb. 23. Wellenmeßprofil



○ 4 — Naturmessungen mit doppelreihiger Holzpfahlwand, Dranske 1977/78

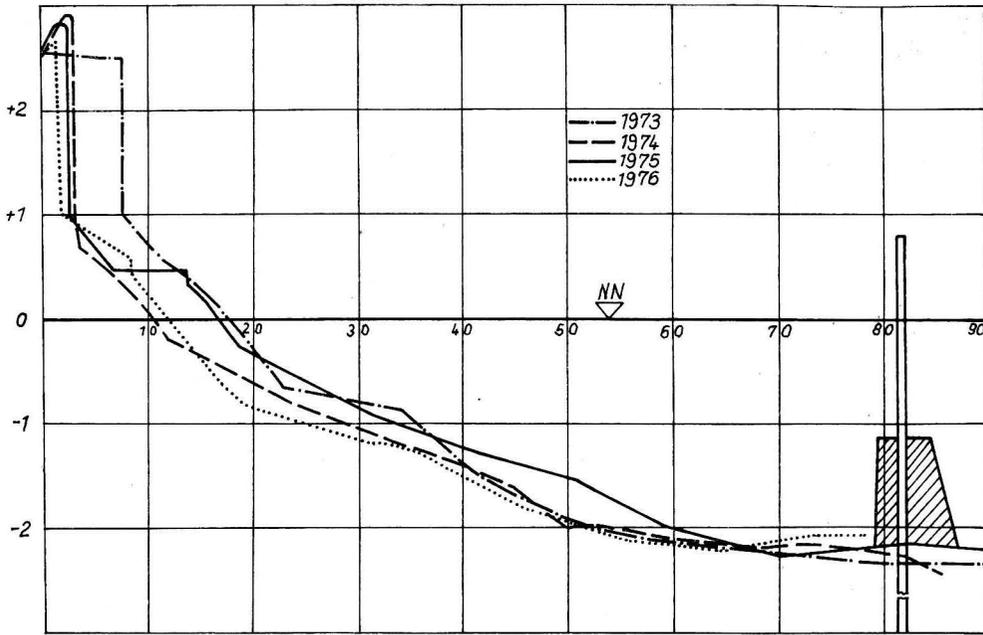
● 10 — Modellversuche mit dünner, dichter Wand FAS Berlin 1972 (aus Lit. (10) Anlage 9,12,15,16)

× — Modellversuche mit dünner Wand, Durchlässigkeit $p = 25\%$, FAS Berlin 1972 (aus Lit. (10) Anl. 10,13)

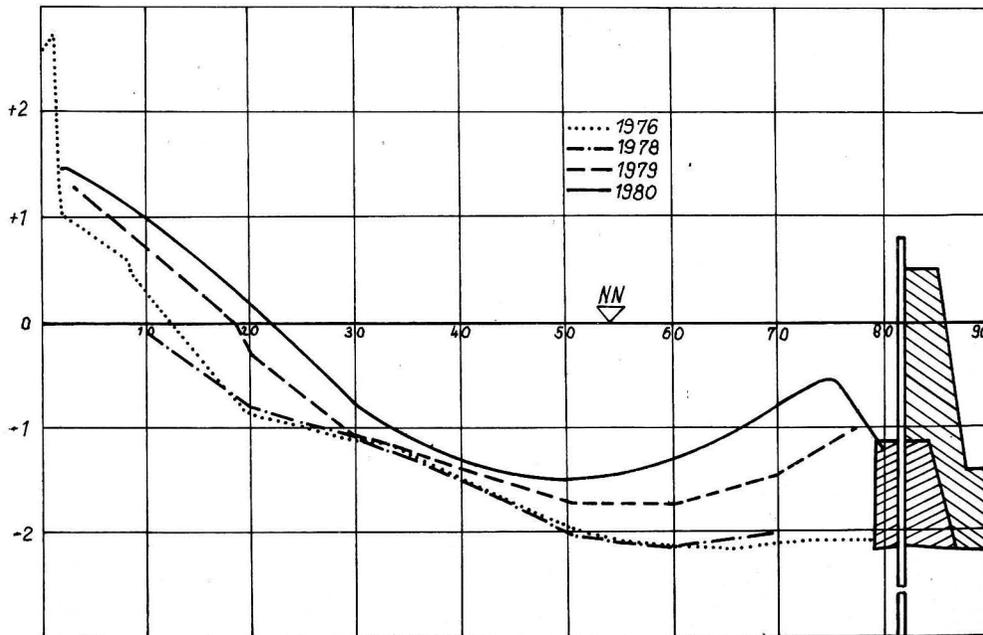
Abb. 24. Übertragungsgrad H_U/H_A in Abhängigkeit von h/H_A bei der T-Bunne Nr. 2

Tabelle 2

HW-Periode	Hochwasserstände (> 0,8 m) der HW-Periode	Wind Station Arkona		Letzte fertiggestellte T-Bunne	Länge der Rückgangsstrecke (m)	Kliffrückgang im Mittel max.	
		Pegel Saßnitz (m über NN)	Geschw. (m/s)			Richtig. (° zu N)	(m)
1973/74	1,02 (25. 11. 73)	15	290	Nr. 5	190	3,8	6,0
	1,00 (20. 11. 73)	17	340				
	0,87 (15. 12. 73)	11	360 = 0				
	0,84 (7. 12. 73)	20	70				
1974/75	0,91 (30. 12. 74)	10	360 = 0	Nr. 3	85	2,1	3,0
1975/76	1,05 (4. 01. 76)	20	360 = 0	Nr. 2	115	1,9	3,0
	0,96 (17. 01. 76)	11	350	(Nordteil)			
	0,81 (6. 01. 76)	8	350				
1976/77	0,87 (26. 12. 76)	15	10	Nr. 1	Keine Lee-Erosion		
1977/78	0,88 (4. 01. 78)	15	320	Nr. 11			
	0,84 (27. 11. 77)	11	50				



a



b

Abb. 25. Veränderungen eines Schorre- und Uferprofils

a) bei Wirkung der T-Buhne Nr. 2 bis zum Sommer 1978, b) unter dem Einfluß des im Herbst 1978 errichteten Natursteinwellenbrechers

zu registrieren. In der Meßphase 1977/78 (bis zum Bau des Natursteinwellenbrechers) wurden 12 auswertbare Ereignisse erfaßt. Durch den abgeleiteten Übertragungsgrad H_U/H_A (Abb. 24) wird die Dämpfungsleistung der T-Stücke beurteilt. Bei einer relativen Kronenhöhe $h/H_A \leq 1,0$, die bei Wellenhöhen $\bar{H} \approx 0,8$ m oder bei erhöhtem Wasserstand und geringeren Wellenhöhen häufig auftritt, entstehen Übertragungswerte $\geq 0,65$. Es sind dann im Kern der Wellenschattenzone Wellenhöhen von mindestens 65% der anlaufenden Wellen vorhanden.

Bei der steilen Schorremorphologie, die unter anderem als Folge der ehemaligen Stahlspundbuhnen vorherrscht (s. Abschnitt 3), und bei der geringen natürlichen Sedimentzuführung (s. Abschnitt 4.2) reicht diese Seegangsreduzierung nicht aus, um die erhoffte großflächige Aufsandung zu erwirken. Begrenzte Akkumulationsflächen entstanden nur unmittelbar landseitig der küstenparallelen Pfahlwände. Im wesentlichen blieb die Schorre sandarm und der Strand schmal. Deutlich zeigt sich die Wirkung der T-Buhnen im Verhalten der Kliffkante. Wie aus Abb. 20 ersichtlich, wurden von 1973 bis 1977 jährlich eine oder zwei T-Buhnen, von Norden beginnend, errichtet. Während die Kliffkante im Bereich direkt hinter den alljährlich fertiggestellten T-Buhnen bereits in der darauffolgenden Sturmhochwasserperiode stabil blieb oder nur noch geringfügig zurückwich, trat mehrfach südlich der letzten fertiggestellten T-Buhne ein Leebereich mit starkem Rückgang auf (Tabelle 2). Der Baufortschritt machte aber im folgenden Jahr den Leebereich immer zu einer Wellenschutzzone, wodurch die Kliffaktivität zur Ruhe kam. Die Profile in Höhe der T-Buhne Nr. 2, die in Abb. 25a dargestellt sind, zeigen diese Entwicklung. Eine Verminderung der Gesamtverluste wäre wahrscheinlich bei einem Baufortschritt nach Norden möglich gewesen.

Der zum Vergleich dienende Versuch des Instytut Morski Gdańsk mit den T-Buhnen in Dziwnów hatte bis 1975 sehr gute Akkumulationsergebnisse erreicht. Trotz der einreihigen Holzpfahlwand der T-Stücke und dem Öffnungsverhältnis des T-Buhnenfeldes (verbaut/unverbaut) von 1:1, aber bei einer seeseitigen Tetrapodenvorpackung vor den T-Stücken und bei reicher Sedimentfracht auf der Schorre aus beiden Richtungen, war es zu einer beträchtlichen seewärtigen Verlagerung der Uferlinie gekommen [5].

Während des Sturmhochwassers vom 29./30. November 1978 entsprach die Dämpfungsleistung nicht den Erfordernissen, die ehemaligen Akkumulationen hinter den T-Buhnen von Dziwnów wurden stark vermindert (mündlicher Bericht von KOWALSKI im Rahmen der Zusammenarbeit der Wasserwirtschaftsdirection Küste Stralsund und des Instytut Morski Gdańsk).

6. Küstenparalleler Natursteinwellenbrecher

6.1. Konzeption und Ausführung

Mit dem Ausbau einer T-Buhne im Zentrum des Buhnenfeldes zum massiven Natursteinwellenbrecher sollten einerseits Erfahrungen auf funktionellem, konstruktivem und technologischem Gebiet für künftige Wellenbrecherbauten an der DDR-Küste gesammelt, andererseits eine dauerhafte Stabilisierung des Steiluferabschnittes vor der Ortslage Dranske auch bei starker Belastung erreicht werden (Abb. 20). Die Grundparameter der küstenparallelen Holzpfahlwand der T-Buhne Nr. 2 wie Länge, Abstand zum Ufer und zu den nachbarlichen T-Buhnen wurden übernommen. Als Bauwerksquerschnitt wurde ein kom-

pakter Steinkörper von 2,5 m Kronenbreite, 0,8 m ü. NN Kronenhöhe und einer Böschungsneigung von 1:2,5 angestrebt (Abb. 26), wozu 2,0 bis 2,5 t große Bruchsteine mit Hilfe eines Lasthubschraubers vor die Holzpfahlwand gepackt wurden. Zur Berechnung

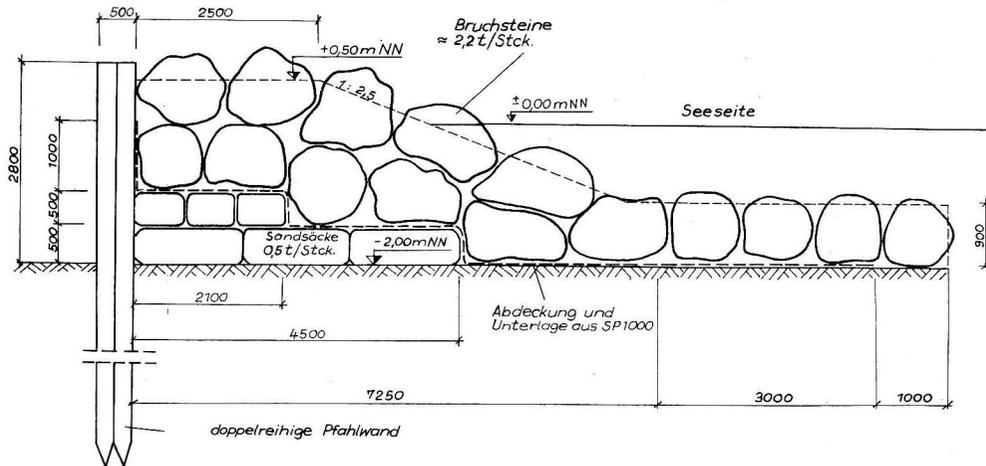


Abb. 26. Querschnitt des Natursteinwellenbrechers Dranske



Abb. 27. Südlicher Abschluß des Natursteinwellenbrechers (Seegangssonden abgebaut) 1981. — Blick in Richtung Rehbergort

der Einzelsteingröße wurde die Beziehung von HUDSON (nach DETTE [1]) in folgender Form

$$G = \frac{\gamma_s \cdot H_{s0}^3}{K_D \cdot \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_w} - 1 \right) \cdot \cot \alpha} \quad (10)$$

verwendet. Da die Steine 2-lagig angeordnet sind, brechende Wellen das Bauwerk treffen, dabei eine Verlagerung von 2% der Steine im Verhältnis zur Gesamtzahl zugelassen wird, gilt für den Faktor K_D (Böschung) = 5,1 und K_D (Krone) = 4,6. Mit γ_s und γ_w werden die Wichten von Stein und Wasser angesetzt. Bei $H_{s0/0} = 3,56$ m und $\cot \alpha = 2,5$ erhält man G (Böschung) = 2,1 t und G (Krone) = 2,3 t.

Die vorhandene Sandsackvorlage wurde mit den Bruchsteinen überpackt, nachdem sie vorher eine Abdeckung aus Planenschichtstoff SP 1000 (beidseitig PVC-beschichtetes PA-Nähgewirk) erhalten hatte. Auf diese Weise sollen Zerstörungen der Säcke verhindert werden. Die Abdeckung setzt sich seeseitig der Säcke als Unterlage für den Steinkörper fort, um bei der pulsierenden Belastung ein Einrütteln und Einspülen der Steine in den Seeboden zu unterbinden. Eventuelle Kolkwirkungen soll die einlagige, 4 m breite Vorlage aus Bruchsteinen vom Böschungsfuß fernhalten. Die projektierte Kronenhöhe von 0,80 m ü. NN (gleich der Höhe der Pfahlwand) wurde aus einbautechnischen Gründen nicht vollständig erreicht. Die tatsächliche Kronenhöhe beträgt ca. 0,50 m ü. NN. Um die beiden Enden der Pfahlwand ist die Steinpackung kegelförmig herumgezogen (Abb. 27). Die Öffnungen zwischen dem Wellenbrecher und den T-Buhnen Nr. 1 sowie Nr. 3 erhielten gegen die eventuell infolge der verringerten Öffnungsbreite auftretende Erosion eine Sohlpackung aus einer Bruchsteinlage.

6.2. Messungen zur Seegangsdämpfung im Bereich des Wellenbrechers

Wie bei der T-Buhne Nr. 2 so wurden auch bei dem Natursteinwellenbrecher die Seegangparameter seewärts und landwärts des Bauwerkes mit Hilfe der bereits beschriebenen elektronischen Stufensonden auf einem Meßprofil registriert (Abb. 20, 23, 28, 29). Dabei handelt es sich im wesentlichen um Ereignisse der Sturmhochwasserperiode 1979/80, denn die eingetretenen morphologischen Veränderungen hinter dem Wellenbrecher garantieren bei späteren Messungen die Vergleichbarkeit der Ergebnisse nicht mehr. Über 100 Belastungssituationen konnten erfaßt werden. Die Windwerte zu den Seegangereignissen wurden von der Station Arkona beschafft. Windgeschwindigkeiten < 10 m/s stellten zwei Drittel der Fälle dar. Als größter Wert traten 21 m/s aus E auf. Mit der W-Richtung war eine maximale Geschwindigkeit von 15 m/s verbunden. Die Wasserstände wurden vom Pegel Saßnitz verwendet. Der größte Teil der Fälle lag um Mittelwasser. Als höchster Wasserstand wurde 576 cm über Pegelnulld, d. h. 76 cm über NN registriert.

Zur Auswertung der Dämpfungsleistung des Wellenbrechers wurde der Übertragungsgrad

$$\frac{H_{\bar{u}}}{H_A} = f \left(\frac{h}{H_A}, \frac{H_A}{d} \right) \quad (11)$$

gebildet. Die Welleneinheit H_A/L_A konnte nicht berücksichtigt werden, da keine Meßergebnisse zur Wellenlänge L_A vorlagen.

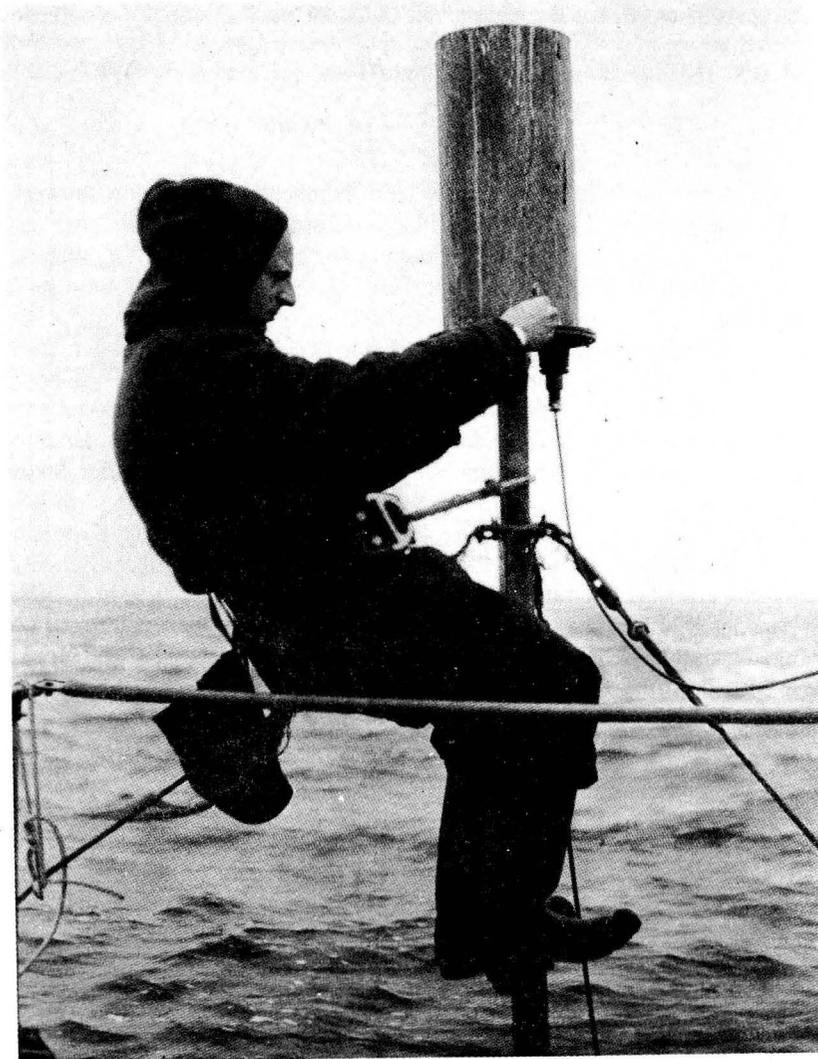


Abb. 28. Aufbau einer elektronischen Stufensonde zur Seegangsmessung

In Abb. 30 sind die einzelnen Größen der Gl. (11) erklärt, wobei es sich bei den Wellenhöhen um die Mittelwerte des Meßwertkollektivs des jeweiligen Ereignisses handelt. Mit Hilfe der relativen Wellenhöhe H_A/d wurden die vorliegenden Meßdaten in drei Bereiche eingeteilt, von denen zwei in Abb. 30 dargestellt sind, und zwar $H_A/d \geq 0,3$ und $0,15 < H_A/d < 0,3$. Die Daten mit $H_A/d < 0,15$ stammen hauptsächlich von Ereignissen, die auf Grund geringer Wellenhöhen kaum morphologische und sedimentologische Veränderungen herbeiführen können. Die relative Kronenaustauchung h/H_A wurde von 0 bis 2,0 in der Graphik erfaßt. Der Bereich $H_A/d \geq 0,3$ hat den niedrigsten Übertragungsgrad. Hier sind alle Werte $H_0/H_A < 0,2$. Aber auch bei $0,15 < H_A/d < 0,3$ überschreiten die Höhen der übertra-

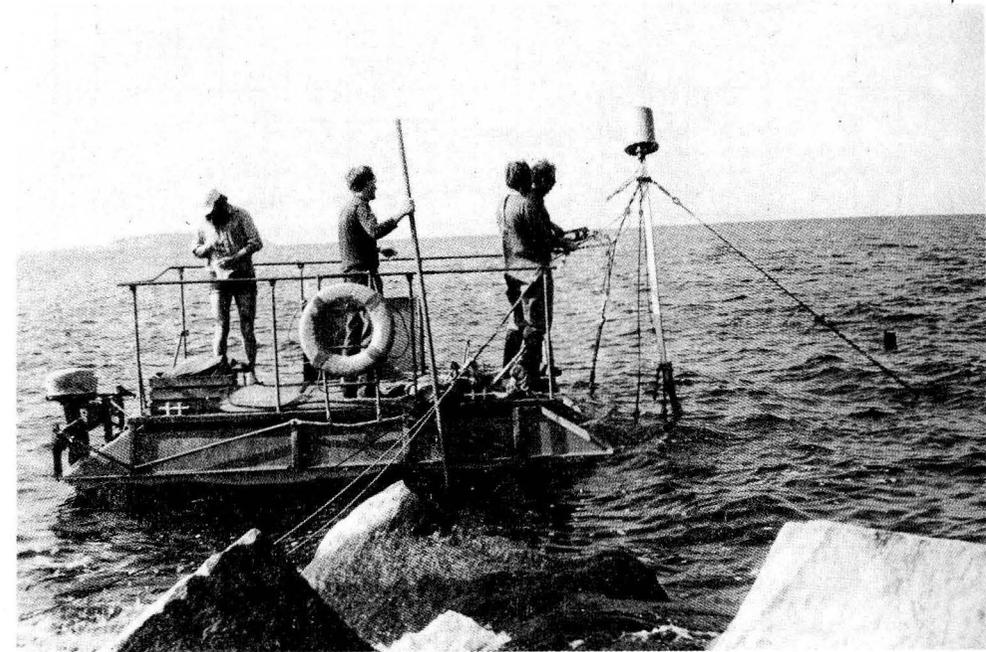


Abb. 29. Auswechslung eines Sondenkörpers nach Eisbelastung

genen Wellen H_0 kaum 30% der anlaufenden Wellenhöhen H_A . Die größte gemessene Wellenhöhe $H_A = 0,85$ m führte zu einem Wert $H_0 = 0,16$ m bei einem Wasserstand von 466 cm über P.N. infolge eines Windereignisses mit 15 m/s aus WNW. Dabei betragen $H_A/d = 0,48$ und $h/H_A = 1,0$. Insgesamt konnte durch die Untersuchungen (Abb. 30) nachgewiesen werden, daß der Wellenbrecher in der Konstruktion eines Bruchsteinpackwerkes (Abb. 26) in hohem Maße eine Dämpfung des anlaufenden Seegangs bewirkt.

6.3. Untersuchungen zur Veränderung der Schorre- und Strandsituation im Wellenbereich

War auch der Umfang der durch einen Wellenbrecher zu erreichenden Seegangsdämpfung vorher mit Hilfe der Erfahrungen aus der internationalen Küstenschutz-Literatur abschätzbar, so war unbekannt, welches Dämpfungsmaß erforderlich ist, um unter so angespannten hydro- und sedimentdynamischen Bedingungen wie denen des Grünen Grundes eine Akkumulation zu bewirken. Grundsätzlich kann beim derzeitigen Stand der Untersuchungen festgestellt werden, daß die mit der entwickelten Konstruktion erreichte und im vergangenen Abschnitt aufgezeigte Belastungsreduzierung das richtige Maß war, um eine Sedimentablagerung zu erwirken. Im gesamten Bereich hinter dem Wellenbrecher ist eine flächenhafte Aufsandung zu erkennen, die der theoretischen Tomboloform (Abb. 16) zustrebt.

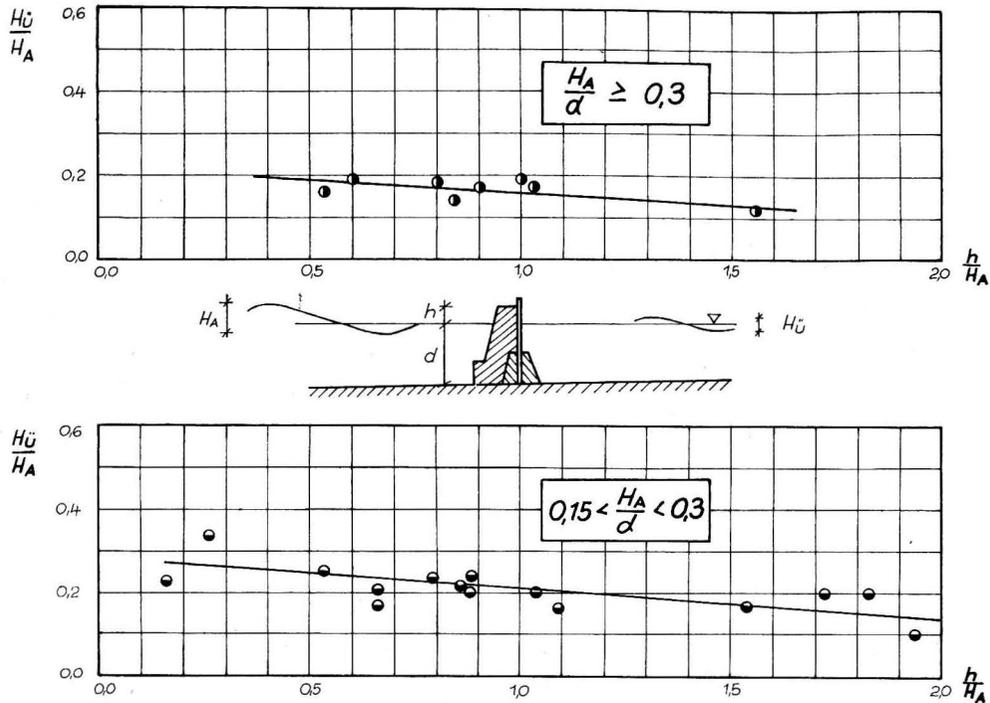


Abb. 30. Übertragungsgrad H_0/H_A in Abhängigkeit von h/H_A und H_A/d beim Natursteinwellenbrecher Dranske

In Abb. 31 wurden die Ergebnisse von Schorraufmessungen vor dem Wellenbrecherbau (August 1978) und nach knapp zwei Jahren Bauwerkswirkung (Juni 1980) dargestellt, ergänzt um die Uferlinie vom September 1981. Es zeigt sich, daß im ufernahen Bereich die Akkumulation in der Mitte der Wellenbrecherschattenzone am größten ist, wodurch die ursprünglich gerade Uferlinie wie auch die 0,5 m- und 1,0 m-Tiefenlinie in See vorgewölbt werden. Die seawärtige Verschiebung von August 1978 bis Juni 1980 beträgt im Maximum für die Uferlinie 14 m, für die 0,5 m-Isobathe 12 m und für die 1 m-Isobathe 9 m (siehe auch GURWELL und JÄGER [3]). Die Einmessung der Uferlinie im September 1981 zeigt bereits eine maximale Verlagerung gegenüber 1978 von 18 m. Wie Abb. 31 zeigt, tritt im Juni 1980 die 2,0 m-Isobathe nicht mehr und die 1,5 m-Isobathe nur noch im südlichen Feld hinter dem Wellenbrecher auf. In der Nähe des Bauwerkes bilden sich zwei neuartige Sedimentkörper heraus, die die Mächtigkeit von einem Meter besitzen (Abb. 25b, Abb. 31), jedoch von einer breiten, nur langsam aufsandenden Rinne getrennt sind. In Abb. 25b wird die Entwicklung eines Strand- und Schorreprofils, welches in Bauwerksnähe den nördlichen der oben erwähnten Sedimentkörper schneidet, gezeigt. Aus einer Gegenüberstellung zur sedimentarmen Situation vor dem Bau des Natursteinwellenbrechers (Abb. 25a) werden die für Dransker Verhältnisse starken Aufsandungsbeträge besonders deutlich.

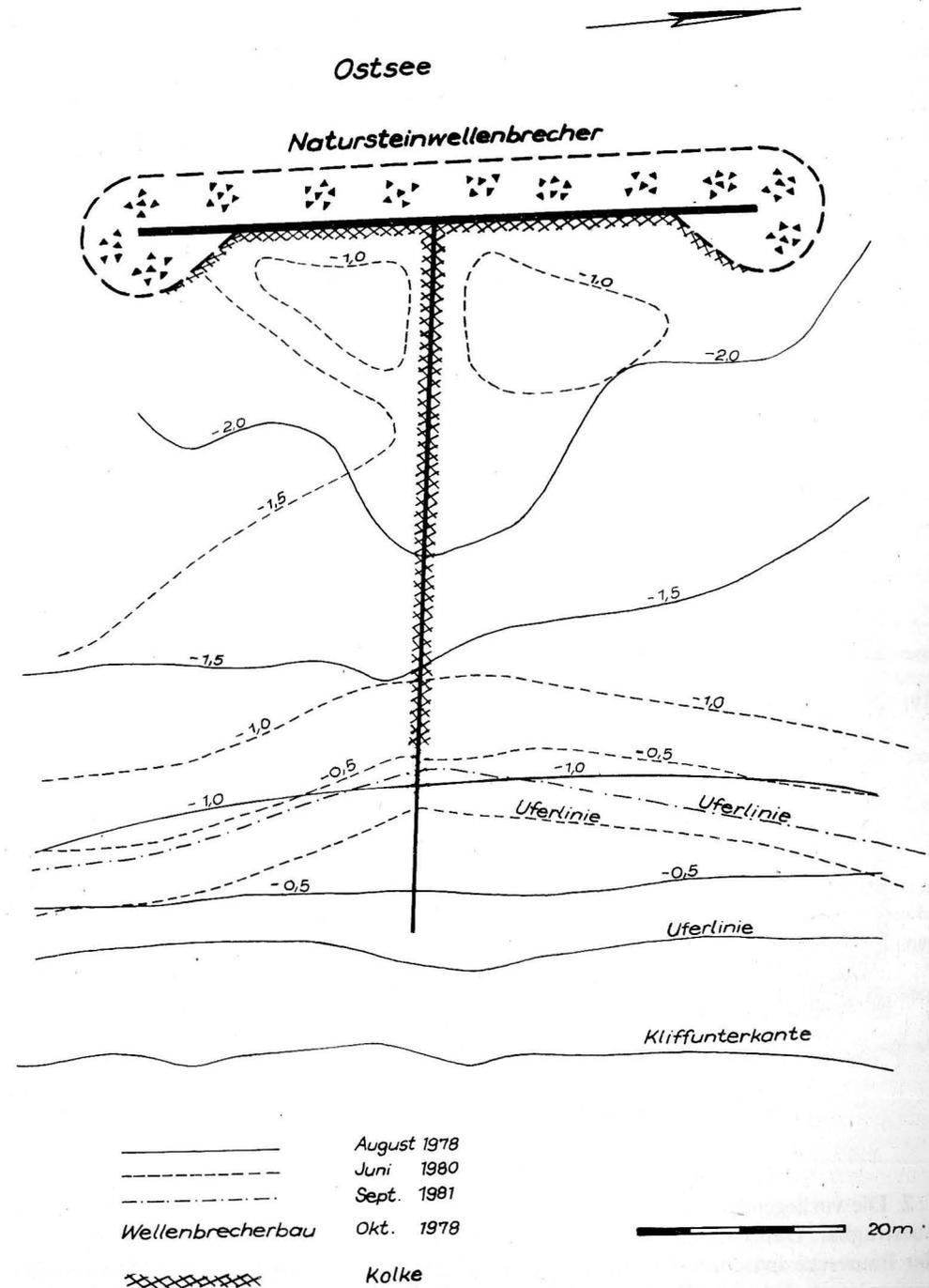


Abb. 31. Morphologische Veränderungen von Strand und Schorre im Bereich der Wellenschattenzone des Natursteinwellenbrechers

7. Wirkung und Ausblick

Die zu Beginn des langfristigen Forschungs- und Entwicklungsprogramms formulierte Zielstellung wurde erreicht.

1. Das neu geschaffene Küstenschutzsystem hat im Grünen Grund, wo das Siedlungs- und Wohngebiet von Dranske unmittelbar an das Ufer anschließt, den Küstenrückgang zur Ruhe gebracht. Durch die seewärtige Vorwölbung von Strand und Schorre (Abb. 31, Abb. 32) entsteht nach Norden bis Rehbergort eine stabile Bucht, die die Grundlage für einen langfristig sicheren „Aufhänger“ des Buger Halses bildet. Allerdings müssen die Rückgänge im südlich gelegenen, nur durch einreihige Holzpfahlbuhnen geschützten Abschnitt überwacht und unter Berücksichtigung des hydro- und sedimentdynamischen Systems bewertet werden. Erforderlichenfalls muß auch hier das traditionelle Küstenschutzsystem eine Weiterentwicklung und Verstärkung erfahren.

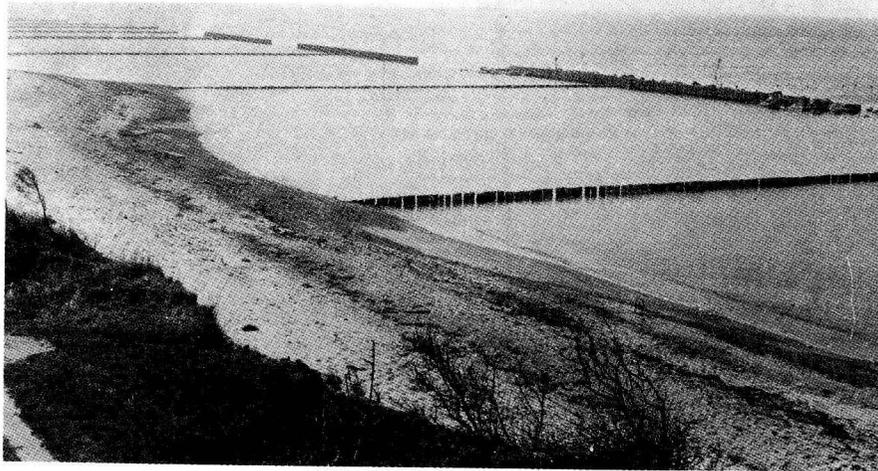


Abb. 32. Schorre- und Strandsituation hinter dem Natursteinwellenbrecher im Sommer 1981

2. Die vorliegenden Ergebnisse sind bei Beachtung der abschnittsspezifischen Parameter übertragbar. Daher können bei sichtbar werdendem Bedarf Vorschläge für die Verstärkung der Bauwerke zwischen Grünem Grund und Buger Hals abgeleitet werden. Aber auch für andere stark belastete Küstenabschnitte, bei denen mit den bisherigen Methoden eine Verhinderung oder Verminderung des Küstenrückganges nicht erreicht werden kann, sind die gesammelten Erfahrungen anwendbar.

Literatur

- [1] DETTE, H. H.: Grundsätzliche Betrachtung über die Bemessung und Ausbildung von geeigneten Wellenbrechern. Mitteilungen aus dem Leichtweiß-Institut für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig H. 42 (1974), 257—356.
- [2] GURWELL, B., D. WEISS und E. ZIELISCH: Beitrag zur Charakterisierung von physiographischen Einheiten und Bilanzsystemen an mecklenburgischen Küstenstrecken. Zeitschrift für Geolog. Wissenschaften 10 (1982) H. 10, 1347—1355.
- [3] GURWELL, B., und B. JÄGER: Küstenveränderung und Küstenschutz am Beispiel des Abschnittes Dranske/Rügen. Petermanns Geographische Mitteilungen, Gotha/Leipzig 127 (1983) H. 1, 15—24.
- [4] IPPEN, A.: Estuary and coastline hydrodynamics. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York 1966.
- [5] KOWALSKI, T.: Ostrogi „T“ — zastosowane do ochrony brzegu w Dziwnowie (Buhnen in Form eines T — angewandt zum Schutz der Küste in Dziwnow). Wydawnictwo Instytutu Morskiego Gdansk 1976, Nr. 1808.
- [6] KRYLOV, J. M.: Spektralnyj metod rasčeta volnovogo režima i ego ispolzovanie v gidrotehničeskom stroitelstve. Sojuzmorniprojekt, Moskva 1969.
- [7] KRYLOV, J. M.: Vetrovye volny i ich vozdejstvie na sooruzenija. Izd. Gidrometeoizdat, Leningrad 1976.
- [8] STRIGGOW, K.: Entwicklung, Bau und Erprobung einer elektronischen Stufensonde für Seegangsmessungen im Schorregebiet mit datenverarbeitungsgerechtem Auswertverfahren. Forschungsberichte Teil A bis F, Institut für Meereskunde, Warnemünde 1971 (unveröffentlicht).
- [9] TREMP, H.-J.: Ergebnisse von Seegangsmessungen in der ufernahen Flachwasserzone. Beiträge zur Meereskunde H. 39 (1977), 7—16.
- [10] WAGNER, H., und W. BÜRGER: Entwicklung von Einbauten im küstennahen Seeraum zum Zwecke der Verminderung der Angriffskräfte auf Meeresboden und Ufer durch Seegangsbeeinflussung. Forschungsarbeit der Wasserwirtschaftsdirection Küste—Warnow—Peene, ausgeführt durch die Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau Berlin. Forschungsberichte Teil 1 bis 3, 1972—1974 (unveröffentlicht).
- [11] WAGNER, H., und W. BÜRGER: Sicherung stark beanspruchter Küstenstrecken durch Wellenbrecher. Wasserwirtschaft—Wassertechnik 29 (1979) H. 5, 172—175.
- [12] WEISS, D., B. GURWELL, B. JÄGER, R. WIEMER und E. ZIELISCH: Dokumentation über hydro- und sedimentdynamische Untersuchungen und über die Entwicklung eines küstenparallelen Wellenbrechersystems vor Dranske/Rügen. Forschungsbericht, Warnemünde 1979 (unveröffentlicht).
- [13] WEISS, D., B. GURWELL und R. WIEMER: Wissenschaftlich-technische Untersuchungen zur Küstensicherung Sellin/Rügen (1. Teil). Forschungsbericht. Stralsund—Warnemünde 1979 (unveröffentlicht).
- [14] WEISS, D.: Probleme der Belastung und der bautechnischen Sicherung der Küstenabschnitte Kühlungsborn und Dranske. Zeitschrift für Geolog. Wissenschaften 9 (1981), H. 1, 73—83.
- [15] WEISS, D., R. WIEMER und E. ZIELISCH: Untersuchungen zum Tiefwassergang vor der Ostseeküste der DDR. Beiträge zur Meereskunde (in Vorbereitung).
- [16] WIEMER, R.: Analyse des Berechnungsverfahrens von Windwellenparametern nach der Spektralmethode. Forschungsbericht, Stralsund 1972 (unveröffentlicht).

Abschluß der Arbeit: Februar 1982

Anschrift der Verfasser:

Dr.-Ing. DIETRICH WEISS
 Dipl.-Ing. BERND JÄGER
 Wasserwirtschaftsdirection Küste
 Abt. Küstenhydrographie
 DDR-2530 Rostock-Warnemünde
 Schillerstraße

Alfred Wegener†

Die Entstehung der Kontinente und Ozeane

Herausgegeben und mit einer Einleitung und einem Nachwort von
Andreas Vogel

1982. IV, 381 Seiten — 8° — 58,— M
Bestell-Nr. 7629201 (6612)

Die kühnen Gedanken Wegeners, daß die Weltmeere nicht durch Absinken von Landmassen, sondern durch Auseinanderbrechen und Abdriften der Kontinente entstanden sind, waren von Anfang an eine Herausforderung für die Wissenschaft. Nach einer Periode der Zurückhaltung konnten die exakten Methoden der Geowissenschaften quantitative Beweise für die grundsätzliche Richtigkeit der Theorie erbringen. Heute ist die Kontinentalverschiebungstheorie dank weltweiter Forschungsunternehmen unangefochten.

1980 jährte sich zum 100. Male der Geburtstag und zum 50. Mal der Todestag von Alfred Wegener. In Anbetracht der großen Bedeutung seines Werkes wurde die erste Auflage von 1915 sowie die vierte, noch vom Autor 1929 völlig umgearbeitete Auflage des bahnbrechenden Buches veröffentlicht. Der Originaltext wurde vom Herausgeber des Nachdrucks durch eine Einleitung über die Entstehungsgeschichte der Theorie Wegeners sowie durch ein Nachwort über die Kontinentalverschiebung aus heutiger Sicht ergänzt. Im Nachwort sind Argumente zusammengetragen, die die Gültigkeit der Theorie aus gemeinsamen Forschungen von Geophysik, Geodäsie, Geologie, Paläontologie, Biologie und Paläoklimatologie beweisen.

Bitte richten Sie Ihre Bestellungen an eine Buchhandlung.



AKADEMIE-VERLAG

DDR-1086 Berlin, Leipziger Straße 3-4